

---

Wydział Fizyki  
Politechnika Warszawska

---



# Porównanie ekskluzywnej produkcji mezonów $\rho^0$ i $\phi$ w eksperymencie COMPASS

*Comparison of exclusive production of  $\rho^0$  and  $\phi$  vector mesons in COMPASS  
experiment*

Paweł Sznajder

Promotor

dr hab. Andrzej Sandacz

*Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Soltana*

Opiekun ze strony Wydziału Fizyki

dr Tomasz Pawlak



## Streszczenie

W niniejszej pracy przedstawiono metody analizy i wyniki dotyczące ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych  $\rho^0$  i  $\phi$  w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu mionów o energiach 160 GeV na nukleonach tarczy. Dane użyte w niniejszej analizie pochodzą z eksperymentu COMPASS prowadzonego w laboratorium CERN.

Mezony  $\rho^0$  i  $\phi$  posiadają taki sam spin i parzystość ( $1^-$ ). Główną różnicę stanowi skład kwarków walencyjnych obu mezonów – w przypadku  $\rho^0$  są to lekkie kwarki pierwszej generacji  $u$  i  $d$ , w przypadku  $\phi$  są to ciężkie kwarki drugiej generacji  $s$ , stanowiące o większej masie tego mezonu. Porównanie własności produkcji mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  może dostarczyć zatem informacji o roli różnych kwarków w mechanizmie ekskluzywnej produkcji. Ponadto doświadczalne badanie reakcji ekskluzywnych dostarcza informacji na temat uogólnionych rozkładów partonów (*Generalized Parton Distributions*, GPD), które w sposób kompletny opisują kwarkowo-gluonową strukturę nukleonu jako obiektu rozciągniętego.

W niniejszej pracy, w której wykorzystano dane zebrane w 2004 roku, wyznaczono przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  w funkcji energii  $W$  i wirtualności fotonu  $Q^2$ , w obszarze kinematycznym  $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  i  $6.5 < W < 15.5 \text{ GeV}$ . Analiza rozkładów kątowych rozpadów mezonów umożliwiła rozdzielenie przekrojów czynnych na części związane z podłużnie i poprzecznie spolaryzowanymi wirtualnymi fotonami. Przeprowadzona została również analiza rozkładów pędu poprzecznego mezonów wektorowych, która pozwoliła na określenie zależności rozmiaru poprzecznego obiektu tworzącego mezon wektorowy (np. dipola kolorowego, czyli pary  $q\bar{q}$  lub pary  $gg$ , w modelu dipoli kolorowych) od obu zmiennych kinematycznych. Wartości obserwabli wyznaczono uwzględniając poprawki związane z wkładem tła nieekskluzywnego i poprawki aparaturowe na akceptację i efektywność detekcji zdarzeń. Poprawki aparaturowe wyznaczono w analizie Monte Carlo, używając dedykowanego generatora dla reakcji ekskluzywnych.

Dla wybranych przedziałów kinematycznych wartości obserwabli porównano z wynikami innych eksperymentów i z przewidywaniami modelu GPD. Precyzyjne wyniki otrzymane w niniejszej analizie pokrywają słabo zbadany wcześniej obszar pośrednich energii. Wyniki te umożliwiają sprawdzenie poprawności przewidywań modelu GPD w obszarze, gdzie wszystkie typy partonów odgrywają rolę w mechanizmie wirtualnej fotoprodukcji.



## Abstract

In this thesis we discuss methods and results of the analysis of exclusive production of  $\rho^0$  and  $\phi$  vector mesons in deep inelastic scattering of muons with energies 160 GeV on the target nucleons. Data of the presented analysis come from the COMPASS experiment at CERN.

Mesons  $\rho^0$  and  $\phi$  have the same spin and parity ( $1^-$ ). The main difference is the composition of valence quarks –  $\rho^0$  mesons are composed of light  $u$  and  $d$  quarks from the first generation, while  $\phi$  mesons are composed of heavy  $s$  quarks from the second generation, which determine higher mass of these mesons. Comparison of properties of production of  $\rho^0$  and  $\phi$  mesons can provide informations on the role of various quarks in the mechanism of exclusive production. Experimental investigation of exclusive production can also provide information on *Generalized Parton Distributions* (GPD), which comprehensively describe the nucleon structure as an extended object, made of quarks and gluons.

In this thesis, using the data collected by COMPASS in 2004, we discuss the dependence of cross sections for virtual photoproduction of  $\rho^0$  and  $\phi$  mesons on the energy  $W$  and the photon virtuality  $Q^2$ , in the kinematic region  $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  and  $6.5 < W < 15.5 \text{ GeV}$ . An analysis of decay angular distributions of vector mesons allowed us to divide cross sections into two parts connected with longitudinal and transverse virtual photons. We also discuss results of analysis of vector mesons transverse momentum distributions, which allowed us to determine the dependence of transverse size of an object involved in the production of the vector mesons (e.g. color dipole, i.e. pair of  $q\bar{q}$  or pair of  $gg$ , in color dipole model) on both kinematic variables. In our calculations we took into account corrections related to a non-exclusive background and corrections due to the spectrometer acceptance and the efficiency of events reconstruction. Acceptance corrections were calculated in the Monte Carlo analysis, in which we used a dedicated generator for exclusive channels.

For selected kinematic bins we compared calculated values of observables with results from other experiments and with predictions of a GPD model. Precise data from this analysis cover the region of intermediate energies, where the previous measurements were not precise enough. Moreover, this data allow us to test GPD predictions in the kinematic region, where partons of all types participate in virtual photoproduction.



# Spis treści

<b>1. Wstęp</b>	9
<b>2. Kinematyka reakcji ekskluzywnych</b>	11
<b>3. Modele teoretyczne</b>	15
3.1. Model dipoli kolorowych	15
3.2. Formalizm GPD	16
<b>4. Przegląd wybranych eksperymentów</b>	17
<b>5. Eksperyment COMPASS</b>	21
<b>6. Selekcja próbki ekskluzywnej</b>	25
<b>7. Analiza tła nieekskluzywnego</b>	35
7.1. Wprowadzenie	35
7.2. Metoda analizy tła nieekskluzywnego	36
7.3. Wyniki analizy tła nieekskluzywnego	37
<b>8. Analiza Monte Carlo</b>	43
8.1. Wprowadzenie	43
8.2. Zgodność danych Monte Carlo z danymi rzeczywistymi	44
8.3. Akceptacja aparaturowa	50
<b>9. Analiza procesów ekskluzywnych</b>	53
9.1. Przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję	53
9.2. Rozkłady kątowe	59
9.3. Rozkłady pędu poprzecznego	67
<b>10. Podsumowanie</b>	75
<b>Dodatek A. Tabele dodatkowe</b>	77
<b>Dodatek B. Szczegółowa charakterystyka użytych danych</b>	87
<b>Dodatek C. Programy użyte w analizie MC</b>	89
<b>Bibliografia</b>	93
<b>Podziękowania</b>	95





# 1. Wstęp

Przedmiotem niniejszej pracy jest porównanie głęboko nieelastycznych reakcji z ekskluzywną produkcją mezonu wektorowego  $\rho^0$  lub  $\phi$  w eksperymencie COMPASS w laboratorium CERN. Termin ekskluzywny odnosi się do przypadków, w których w stanie końcowym poza rozproszonym pociskiem (wysokoenergetyczny mion) i rozproszonym nukleonem tarczy, produkowana jest tylko jedna cząstka (mezon  $\rho^0$  lub  $\phi$ ). Badana reakcja

$$\mu + N \rightarrow \mu' + N' + V \quad (V = \rho^0, \phi) \quad (1.1)$$

może być opisana przez proces wirtualnej fotoprodukcji

$$\gamma^* + N \rightarrow N' + V \quad (V = \rho^0, \phi), \quad (1.2)$$

w którym przekaz czteropędu pomiędzy mionem z wiązki a mionem rozproszonym reprezentowany jest przez wirtualny foton  $\gamma^*$ . Jego wirtualność, scharakteryzowana zmienną  $Q^2$  (patrz rozdział 2), jest istotnym elementem badań rozproszeniowych. W zakresie dużych wirtualności ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ), któremu niniejsza praca jest poświęcona, wirtualny foton "wnika" w nukleon tarczy, próbując jego wnętrze. W fizyce wysokich energii proces ten określa się jako rozpraszanie głęboko nieelastyczne (*deep inelastic scattering*), które pozwala badać wewnętrzną strukturę nukleonu.

Produkowane mezony posiadają taki sam spin i parzystość ( $1^-$ ). Główną różnicę stanowi skład kwarków walencyjnych mezonów – w przypadku  $\rho^0$  są to lekkie kwarki pierwszej generacji  $u$  i  $d$ , w przypadku  $\phi$  są to ciężkie kwarki drugiej generacji  $s$ , stanowiące o wyższej masie tego mezonu. Skład kwarkowy mezonów wyrażają wzory

$$\begin{aligned} |\rho^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |u\rangle|\bar{u}\rangle - |d\rangle|\bar{d}\rangle \}, \\ |\phi\rangle &= |s\rangle|\bar{s}\rangle. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Mechanizm produkcji zależy od wymienianych obiektów w oddziaływaniu  $\gamma^*N$ , którymi w podejściu perturbacyjnej kwantowej teorii pola są partony – kwarki bądź gluony. W przypadku ekskluzywnej produkcji mezonu  $\rho^0$  uczestniczą zarówno kwarki walencyjne jak i kwarki morza (*sea quarks*) nukleonu oraz gluony, podczas gdy w przypadku mezonu  $\phi$  są to kwarki morza i gluony. Względny udział poszczególnych typów kwarków zależy od ułamka pędu nukleonu niesionego przez dany parton (tzw. zmienna Bjorkena  $x$ , patrz rozdział 2), którego rozkład prawdopodobieństwa opisany jest przez funkcję rozkładu partonów PDF (*Parton Distribution Function*).

Rolę partonów w procesie produkcji tłumaczą z kolei modele teoretyczne. W zakresie dużych wirtualności, z uwagi na możliwość użycia perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej, rozważane są w szczególności model dipoli kolorowych oraz formalizm GPD (*Generalized Parton Distributions*). Ich przewidywania wskazują, iż eksperyment COMPASS pokrywa interesujący, mało zbadany obszar energetyczny, w którym wszystkie typy partonów biorą udział w procesie produkcji [1].

Niniejsza analiza, poprzez porównanie najbardziej charakterystycznych obserwacji związanych z mechanizmem ekskluzywnej produkcji mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , ma na celu określenie roli

poszczególnych typów partonów w procesie produkcji. Uzyskane w pracy wyniki dotyczą słabo zbadanego obszaru kinematycznego. Będą one zestawione z danymi światowymi, dając pełniejszy obraz obecnego stanu wiedzy na temat struktury nukleonu oraz mechanizmów hadronizacji partonów w zderzeniach elementarnych. Jednocześnie, otrzymane wyniki pozwolą nałożyć dodatkowe ograniczenia na parametry modeli teoretycznych.

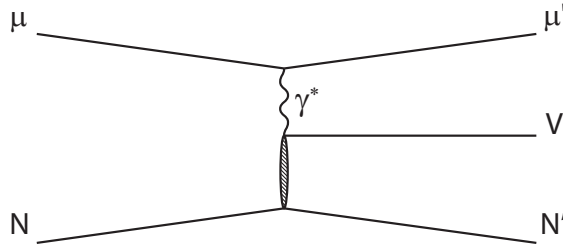
Plan pracy jest następujący: w rozdziale 2 omówiona zostanie kinematyka badanych reakcji oraz wprowadzone zostaną zmienne niezbędne do zrozumienia dalszej części opracowania. Rozdział 3 zawiera krótki opis dwóch wspomnianych podejść teoretycznych. Bardziej szczegółowa teoria, ze względu na przejrzystość, wprowadzana będzie w miejscu jej użycia. Rozdział 4 poświęcony jest przeglądowi wybranych eksperymentów (prowadzonych i zakończonych), pod kątem ich wkładu w stan wiedzy na temat mezonów wektorowych. Eksperymentowi COMPASS poświęcono osobny rozdział 5. Ogólną charakterystykę użytych w tej analizie danych oraz zastosowane selekcje i cięcia omówiono w rozdziale 6. W rozdziałach 7 i 8 przedstawiono wyniki analizy oceny tła nieekskluzywnego oraz wyniki analizy wpływu akceptacji aparatury i efektywności rekonstrukcji zdarzeń. Analizę danych ekskluzywnych przeprowadzono w rozdziale 9.

Do pracy dołączono trzy dodatki. W dodatku A zamieszczono tabele, w których zestawiono wyniki numeryczne niniejszej analizy. W dodatku B zawarto szczegółowy opis wykorzystanych danych oraz podano warunki wstępnej selekcji tych danych. Dodatek C zawiera z kolei opis programów użytych w analizie Monte Carlo.

W pracy wykorzystano jednostki naturalne w systemie Heaviside'a-Lorentza, dla których  $\hbar = c = \mu_0 = \epsilon_0 = 1$ .

## 2. Kinematyka reakcji ekskluzywnych

W niniejszej pracy rozważany jest ekskluzywny proces leptoprodukcji (wzór 1.1), przedstawiony schematycznie na rysunku 2.1, na którym zakreskowany obszar symbolizuje oddziaływanie pomiędzy wirtualnym fotonem a nukleonem. Oddziaływanie to jest szczegółowo opisane przez modele teoretyczne (patrz rozdział 3).



Rysunek 2.1: Diagram procesu  $\mu N \rightarrow \mu' N' V$ .

Mion oraz nukleon w stanie początkowym są opisane przez czteropędy  $\mathbf{k}$  i  $\mathbf{p}$ . Czteropędy mionu rozproszonego  $\mathbf{k}'$  oraz mezonu wektorowego  $\mathbf{v}$  opisują stan końcowy. Z uwagi na krótki czas życia i brak możliwości bezpośredniego zarejestrowania mezonu wektorowego,  $\mathbf{v}$  wyznacza się na podstawie czteropędów hadronów pochodzących z rozpadu rozpatrywanego mezonu.

W układzie laboratoryjnym eksperymentu COMPASS

$$\mathbf{p} = (0, 0, 0, M_p), \quad (2.1)$$

gdzie  $M_p$  oznacza masę protonu. Rozproszony nukleon nie jest rejestrowany, co rzutuje na analizę przypadków ekskluzywnych (patrz zmienna  $E_{miss}$ , wzór 2.11).

Dla wirtualnej fotoprodukcji (wzór 1.2), przekaz czteropędu pomiędzy wierzchołkiem leptonowym a hadronowym reprezentowany jest przez wirtualny foton  $\gamma^*$  o czteropędzie  $\mathbf{q}$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'. \quad (2.2)$$

Dwie niezależne, niezmiennicze względem transformacji Lorentza zmienne wystarczają do opisu kinematyki wirtualnego fotonu. W niniejszej analizie wybrano wirtualność fotonu  $Q^2$  oraz dostępną energię  $W$  w układzie środka masy wirtualny foton - nukleon

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2, \quad (2.3)$$

$$W^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{p})^2. \quad (2.4)$$

Inne zmienne kinematyczne użyte w opracowaniu to powiązane z  $Q^2$  i  $W$  energia  $\nu$  wirtualnego fotonu w układzie laboratoryjnym, zmienna Bjorkena  $x$ , określająca ułamek pędu partonu

oddziałującego z wirtualnym fotonem, oraz ułamek  $y$  utraconej energii leptonu w układzie laboratoryjnym. Zmienne te wyrażone są wzorami

$$\nu = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})/M_p, \quad (2.5)$$

$$x = Q^2/(2M_p\nu), \quad (2.6)$$

$$y = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})/(\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}). \quad (2.7)$$

Zmienna Mandelstama  $t$  określa kwadrat przekazu czteropędu do nukleonu tarczy

$$t = (\mathbf{q} - \mathbf{v})^2. \quad (2.8)$$

W analizach procesów ekskluzywnych wykorzystuje się również zmienną  $p_t^2$ , czyli kwadrat pędu poprzecznego mezonu wektorowego w stosunku do kierunku wirtualnego fotonu  $\mathbf{q}$ , oraz zmienną  $t'$

$$t' = t - t_0, \quad (2.9)$$

gdzie  $|t_0|$  określa minimalną wartość  $|t|$  przy ustalonych  $Q^2$ ,  $W$ ,  $M_x$  (masa brakująca, wzór 2.12) i  $M_v$  (masa mezonu wektorowego). Dla przypadków nieekskluzywnych, doświadczalna wartość  $t_0$  jest wyznaczona z dużym błędem. W obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS dla przypadków ekskluzywnych

$$|t| \simeq |t'| \simeq p_t^2. \quad (2.10)$$

W obecnej analizie, z uwagi na niezaniechany wkład zdarzeń nieekskluzywnych, zmienna  $t'$  nie jest wyznaczona.

Ekskluzywność procesu opisuje tzw. energia brakująca  $E_{miss}$

$$E_{miss} = (M_x^2 - M_p^2)/2M_p, \quad (2.11)$$

gdzie  $M_x$  oznacza masę brakującą

$$M_x^2 = (\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{v})^2. \quad (2.12)$$

Powyższe równanie wynika z zasady zachowania czteropędu. Dla przypadku w którym produkowana jest tylko jedna nowa cząstka o czteropędzie  $\mathbf{v}$ , masa brakująca równa jest masie protonu. Wartość energii brakującej dla tego przypadku równa jest  $E_{miss} = 0$  (sygnatura ekskluzywności). Pojawienie się dodatkowej cząstki prowadzi do wartości  $E_{miss} > 0$ .

W analizie rozkładów kątowych wykorzystano zmienną  $\cos \theta$ , gdzie kąt  $\theta$  jest kątem biegunowym dodatniego hadronu pochodzącego z rozpadu mezonu wektorowego w układzie środka masy tego mezonu. Formalizm analizy rozkładów kątowych rozwinięto we wstępie do rozdziału 9.2.

Dla wygody wymienione zmienne zestawiono w tabeli 2.1:

Tabela 2.1: Zmienne użyte w analizie.

---

$\mathbf{k}$	czteropęd mionu wiązki
$\mathbf{k}'$	czteropęd mionu rozproszonego
$\mathbf{p}$	czteropęd nukleonu tarczy
$\mathbf{v}$	czteropęd mezonu wektorowego
$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$	czteropęd wirtualnego fotonu
$Q^2 = -\mathbf{q}^2$	ujemny kwadrat czteropędu wirtualnego fotonu
$W = \sqrt{(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2}$	całkowita dostępna energia w układzie środka masy $\gamma^*N$
$\nu = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})/M_p$	energia wirtualnego fotonu w układzie laboratoryjnym, $M_p$ – masa protonu
$x = Q^2/(2M_p\nu)$	zmienna Bjorkena
$y = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})/(\mathbf{p} \cdot \mathbf{k})$	ułamek utraconej energii leptonu w układzie laboratoryjnym
$M_x^2 = (\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{v})^2$	kwadrat masy brakującej
$E_{miss} = (M_x^2 - M_p^2)/2M_p$	energia brakująca – miara ekskluzywności
$t = (\mathbf{q} - \mathbf{v})^2$	przekaz czteropędu do nukleonu tarczy
$p_t^2$	kwadrat pędu poprzecznego mezonu wektorowego w stosunku do kierunku wirtualnego fotonu
$\cos \theta$	kosinus kąta biegunowego dodatniego hadronu pochodzącego z rozpadu mezonu wektorowego w układzie środka masy tego mezonu

---

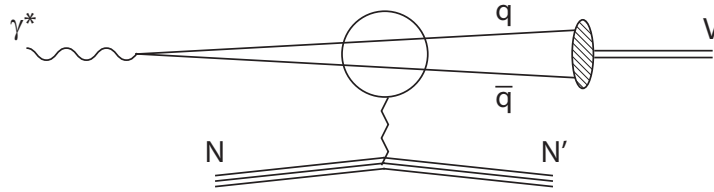


### 3. Modele teoretyczne

Model dipoli kolorowych i formalizm GPD (*Generalized Parton Distributions*) to dwa najpopularniejsze obecnie sposoby opisu głęboko nieelastycznej produkcji ekskluzywnej, w szczególności ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych. Modele te, poprzez obliczenia teoretyczne, pozwalają na wyznaczenie obserwabli, które nie są bezpośrednio dostępne eksperymentalnie, jak na przykład, w przypadku formalizmu GPD, orbitalny moment pędu kwarków.

#### 3.1. Model dipoli kolorowych

Model dipoli kolorowych (rys. 3.1) [2–4] przewiduje trzyczęściową faktoryzację procesu produkcji na fluktuację wirtualnego fotonu na parę kwark-antykwar (dipol kolorowy), oddziaływanie pary z nukleonem oraz jej rekombinację w stan związany (np. mezon wektorowy).



Rysunek 3.1: Elastyczna produkcja mezonów wektorowych w zderzeniach  $\gamma^* N$  – model dipoli kolorowych.

Amplitudę procesu można wyrazić w postaci

$$A(\gamma^* N \rightarrow N' V) = \psi_{q\bar{q}}^{\gamma^*} \otimes A_{q\bar{q}+N} \otimes \psi_{q\bar{q}}^V, \quad (3.1)$$

gdzie  $\psi_{q\bar{q}}^{\gamma^*}$ ,  $\psi_{q\bar{q}}^V$  oznaczają odpowiednie funkcje falowe pary kwark-antykwar oraz mezonu wektorowego, a  $A_{q\bar{q}+N}$  oznacza amplitudę na oddziaływanie pary kwarków z nukleonem.

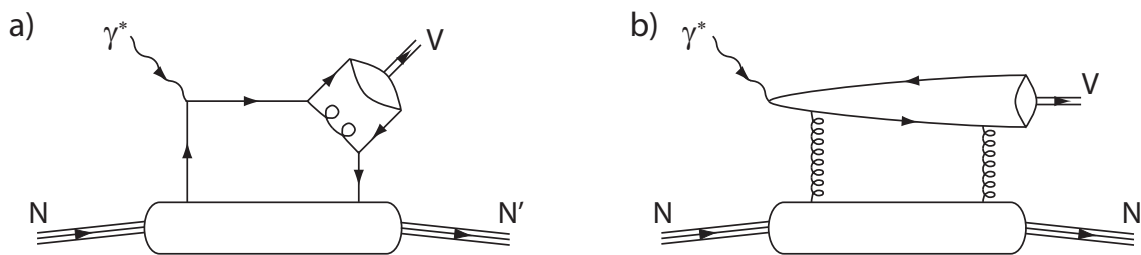
Rozmiar poprzeczny dipola kolorowego jest odwrotnie proporcjonalny do wirtualności fotonu i masy mezonu wektorowego ( $r \sim 1/\sqrt{Q^2 + M_v^2}$ ). Kontrola wartości  $Q^2$  pozwala na sterowanie rozmiarem układu  $q\bar{q}$ , umożliwiając zmianę skali twardości procesu.

Oddziaływanie dipola kolorowego z nukleonem jest różnie opisywane w zależności od wirtualności fotonu i implementacji modelu. W zakresie małych wartości  $Q^2$  stosowane są obliczenia nieperturbacyjne, w których rozważana jest wymiana reggeonu bądź pomeronu pomiędzy nukleonem a dipolem. W zakresie dużych wirtualności rozpatrywana jest wymiana pary kwark-antykwar bądź pary gluonów.

Model bardzo dobrze odtwarza dane doświadczalne w obszarze dużych energii  $W$ . Jedną z jego największych zalet jest możliwość wyznaczenia rozkładu gluonów w nukleonie.

### 3.2. Formalizm GPD

W formalizmie GPD (*Generalized Parton Distributions*) [5] proces ekskluzywnej produkcji faktoryzuje się na dwie części. Krótkozasięgowa część związana z wzajemnym oddziaływaniem partonów i rozpraszaniem fotonów na partonach może być wyznaczona w zakresie perturbacyjnej teorii kwantowej. Część związana z emisją i absorpcją partonu z nukleonu jest opisana z kolei przez tzw. uogólnione rozkłady partonów (GPD). W ogólności, są to funkcje korelacji dwóch partonów niosących różny ułamek pędu  $x$  nukleonu. Proces ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych przedstawiono schematycznie na rysunku 3.2, na którym linie proste, pofalowane i poskręcane reprezentują odpowiednio kwarki, fotony i gluony, natomiast rozciągnięte obszary (tzw. *blob*) reprezentują opisane formalizmem GPD oddziaływania długi zasięgu.



Rysunek 3.2: Elastyczna produkcja mezonów wektorowych w zderzeniach  $\gamma^*N$  z użyciem a) kwarków i b) gluonów w formalizmie GPD.

Podobnie jak w przypadku modelu dipoli kolorowych, różnorodne implementacje formalizmu GPD umożliwiają wyznaczenie rozkładu gęstości partonów w zależności od zmiennych kinematycznych, jak również obliczenie tak zwanych współczynników kształtu (*form factor*), które określają amplitudę procesu z udziałem cząstek niepunktowych, w zależności od skali wirtualności  $Q^2$ . Ponadto, formalizm GPD pozwala na tzw. tomografię nukleonu, czyli na wyznaczenie przestrzennego rozkładu gęstości partonów przy ustalonym  $x$ , oraz umożliwia obliczenie całkowitego orbitalnego momentu pędu partonów.

Analiza przypadków ekskluzywnych jest najprostszą metodą eksperymentalnego badania parametrów GPD. Rozważane są w szczególności ekskluzywne przypadki z produkcją mezonów wektorowych oraz ekskluzywna produkcja rzeczywistych fotonów  $\gamma$ , czyli proces DVCS (*Deeply Virtual Compton Scattering*). Rekonstrukcja tych ostatnich napotyka jednak na szereg trudności doświadczalnych.

Analizie GPD poświęconych jest wiele programów badawczych, realizowanych między innymi w eksperymencie COMPASS.



## 4. Przegląd wybranych eksperymentów

Budowa akceleratora SLAC (*Stanford Linear Accelerator*) w latach 60-tych ubiegłego stulecia zapoczątkowała serię odkryć rewolucjonizujących ówczesną wiedzę na temat struktury materii. Eksperymenty polegające na rozpraszaniu leptonów na nukleonach tarczy (analogia do doświadczeń Rutherforda), doprowadziła między innymi do zapostulowania i potwierdzenia hipotezy partonowej. Innym ważnym wynikiem uzyskanym w SLAC i potwierdzonym w laboratorium BNL (*Brookhaven National Laboratory*) pod Nowym Jorkiem, było odkrycie mezonu  $J/\Psi$ . Mezon  $J/\Psi$  był pierwszą poprawnie zidentyfikowaną cząstką zawierającą przewidziane teoretycznie kwarki  $c$ . Z kolei już w 1977 roku w ośrodku FNAL (*Fermi National Accelerator Laboratory*) pod Chicago, zauważono kolejny mezon wektorowy  $\Upsilon$ , składający się z nieznanych wcześniej kwarków trzeciej generacji  $b$ . Kolejne ważne ośrodki akceleracyjne to między innymi kompleks DESY (*Deutsches Elektronen Synchrotron*) pod Hamburgiem i CERN (*European Organization for Nuclear Research*) pod Genewą.

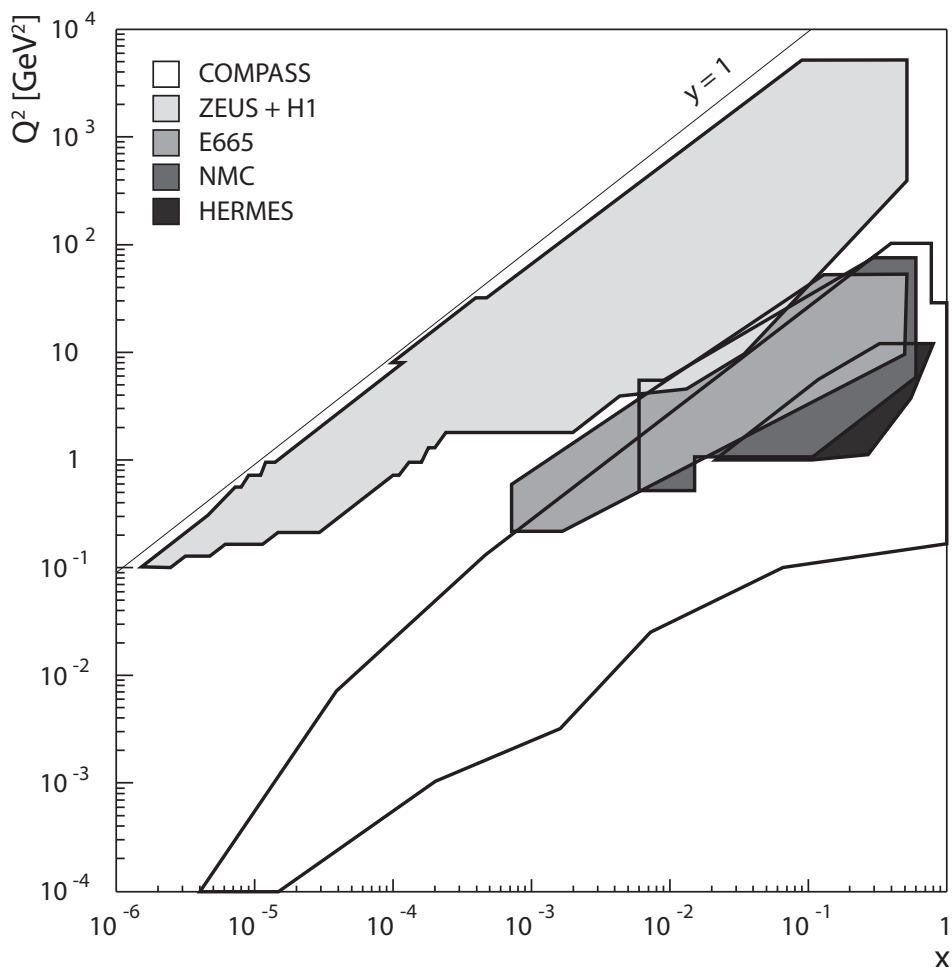
W niniejszym rozdziale zaprezentowano pięć eksperymentów (zakończonych lub nadal prowadzonych), które wybrano ze względu na ich wkład w wiedzę związaną z mezonami wektorowymi, w szczególności w zagadnienia poruszane w prezentowanej analizie. Z niżej wymienionych eksperymentów pochodzi większość danych światowych, które porównano z wynikami otrzymanymi w eksperymencie COMPASS. Obszary kinematyczne na płaszczyźnie  $(x, Q^2)$  pokryte przez wymienione spektrometry przedstawiono na rysunku 4.1.

### Eksperyment NMC w CERN-ie

Eksperyment NMC (*New Muon Collaboration*, NA37) wpisuje się w cykl doświadczeń prowadzonych w laboratorium CERN, w których wysokoenergetyczne miony rozpraszają się na stacjonarnych tarczach jądrowych, uzyskując informacje o partonowej strukturze materii [8]. Pierwszym eksperymentem z tego cyklu był rozpoczęty pod koniec lat 70-tych eksperyment EMC (*European Muon Collaboration*, NA2). Do jego największych sukcesów należy odkrycie tzw. efektu EMC, czyli zależności funkcji rozkładu partonów (PDF) od liczby masowej  $A$  jądra [9], oraz spinowego efektu EMC (zwanego też kryzysem spinowym), tj. obserwacji, że tylko ok. 1/3 spinu nukleonu może być opisana przez wypadkowy spin kwarków [10]. Oba efekty stanowią motywację dla licznych prac teoretycznych i eksperymentalnych prowadzonych na całym świecie. Kolejnymi eksperymentami z prowadzonego w CERN-ie cyklu mionowego były kolejno eksperymenty NMC, SMC (*Spin Muon Collaboration*, NA47) oraz nadal prowadzony eksperyment COMPASS (patrz rozdział 5), którego dane wykorzystano w niniejszej analizie.

Dane w eksperymencie NMC były zbierane od 1986 do 1989 roku. W analizie wykorzystano różnorodne tarcze jądrowe (od wodoru po cynę) oraz wiązki mionowe o nominalnych energiach od 90 do 280 GeV, wyprodukowane z pierwotnej wiązki protonów przyspieszanych w akceleratorze SPS (patrz rozdział 5). Opis spektrometru zamieszczono w pracy [11].

Głównym celem eksperymentu był dokładny pomiar funkcji struktury deuteronu i protonu oraz zbadanie odkrytych przez eksperyment EMC efektów jądrowych. Dużo miejsca poświęcono również mezonom wektorowym, ich zrekonstruowana próbka była jednak niewielka – zebrano 1284 przypadków dla  $\rho^0$  i 97 przypadków dla  $\phi$ . Wyznaczono w szczególności bezwzględne



Rysunek 4.1: Obszar kinematyczny  $(x, Q^2)$  pokryty przez wybrane eksperymenty DIS (na podstawie [6, 7])

przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję opisaną wzorem 1.2 oraz rozkłady pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla różnych jąder tarczy. Przeprowadzona została także częściowa analiza rozkładów kątowych zebranych przypadków (formalizm zaprezentowano w rozdziale 9), dzięki której wyznaczono przekroje czynne oddzielnie dla wirtualnych fotonów spolaryzowanych podłużnie i poprzecznie. Otrzymane wyniki zebrano w pracy [12].

### Eksperyment E665 w FNAL

Dane w eksperymencie E665 były zbierane od 1987 do 1992 roku, z wykorzystaniem akceleratora Tevatron w laboratorium FNAL. W doświadczeniu wykorzystano mionową wiązkę o nominalnej energii 470 GeV, rozpraszaną na stałej tarczy składającej się z jąder wodoru, deuteru, węgla, wapnia, ksenonu lub ołowiu. Szerokie spektrum użytych materiałów pozwoliło na dokładne zbadanie efektów jądrowych, w szczególności efektu EMC. Eksperyment wykorzystywał dwuczęściowy spektrometr, przy czym magnes jednej z części pochodził z eksperymentu EMC w CERN-ie, drugi natomiast odziedziczono po spektrometrze E98, którego E665 był następcą. Szczegółowe informacje na temat budowy detektora można znaleźć w pracy [13].

W eksperymencie E665 skupiono się przede wszystkim na precyzyjnym wyznaczeniu funkcji

struktury protonu i deuteronu, jak również na zbadaniu wspomnianych efektów jądrowych. Z uwagi na bardzo dużą energię mionów wiązki zmierzono część obszaru kinematycznego pomiędzy regionem charakterystycznym dla wcześniejszych eksperymentów z tarczami stacjonarnymi a rejonem dostępnym dla akceleratora HERA. Część uwagi poświęcono również ekskluzywnej produkcji mezonów  $\rho^0$  na tarczach z ciekłego wodoru lub deuteru [14] oraz na tarczach z cięższych jąder. Prowadzona analiza była podobna do badań eksperymentu NMC, zebrano jednak większą statystykę – 4943 zrekonstruowanych przypadków dla  $\rho^0$ .

## **Eksperymenty H1 i ZEUS w DESY**

Detektory H1 [15] i ZEUS [16] są spektrometrami ogólnego przeznaczenia, które wykorzystują obie wiązki kolajdera HERA w ośrodku DESY – protonową o energii do 920 GeV oraz leptonową (pozytony lub elektrony) o energii 27.5 GeV. Dane były zbierane od momentu uruchomienia spektrometrów w 1992 do zamknięcia akceleratora w 2007 roku. Z uwagi na detekcję cząstek w pełnym kącie bryłowym w spektrometrach zastosowano konstrukcję beczkową, w której kolejno ułożone radialnie warstwy detektorów otaczają punkt zderzenia. Więcej informacji na temat budowy spektrometrów i zastosowanych w nich rozwiązaniach technicznych można znaleźć w pracach [17] oraz [18].

Program fizyczny eksperymentów obejmuje: studia oddziaływań silnych, poszukiwanie tzw. nowej fizyki, czyli procesów nieobjętych modelem standardowym, oraz badanie partonowej struktury materii, m.in. poprzez analizę mezonów wektorowych. Zastosowanie przeciwbieżnych wiązek pozwala na pomiar przekrojów czynnych nawet dla ciężkich mezonów wektorowych  $\Upsilon$ , jak również na analizę produkcji z udziałem oddziaływań słabych.

Uzyskane wyniki w dziedzinie mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  zaprezentowano m. in. pracach [19] i [20]. Z uwagi na dużą statystykę rozpatrywanych w nich przypadków (71700 dla  $\rho^0$ , 3642 dla  $\phi$ ), przekroje czynne na fotoprodukcję oraz rozkłady pędu poprzecznego  $p_t^2$  wyznaczono w kilku przedziałach  $Q^2$  lub  $W$ . W pracy [21] zaprezentowano wyniki pełnej analizy kątowej ekskluzywnej produkcji mezonów  $\rho^0$ .

## **Eksperyment HERMES w DESY**

HERMES [22] jest eksperymentem prowadzonym w ośrodku DESY, w którym stacjonarne tarcze gazowe, składające się z jąder wodoru, deuteru, helu, azotu, wapnia, neonu, kryptonu lub ksenonu, bombardowano przyspieszonymi w leptonowym pierścieniu akceleratora HERA pozytonami bądź elektronami o nominalnej energii 27.5 GeV. Detektory cząstek umieszczono w rzędzie płaszczyzn za tarczą [23]. Dane zbierane były w latach 1995-2007.

Specjalnością eksperymentu HERMES jest pomiar obserwabli spinowych. Dla ekskluzywnych mezonów wektorowych wyznaczone są m. in. bezwzględne przekroje czynne na proces wirtualnej fotoprodukcji [1] i asymetrii dla fotoabsorpcji poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów  $\gamma^*$  na podłużnie spolaryzowanej tarczy [24]. W ostatniej publikacji wyodrębniono 8279 ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i 837 ekskluzywnych mezonów  $\phi$ .

Liczbę ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , które wyodrębniono w wymienionych w niniejszym rozdziale eksperymentach, zestawiono w tabeli 4.1. W tabeli zaznaczono również liczbę przypadków wyselekcjonowanych w prezentowanej analizie (patrz rozdział 6). Zaznaczyć należy, iż

dane zebrane przy akceleratorze HERA są w dalszym ciągu analizowane i w przyszłości należy spodziewać się wzrostu liczb przypadków dla eksperymentów H1, ZEUS i HERMES.

Tabela 4.1: Liczba ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , które wyselekcjonowano w wybranych eksperymentach DIS (na podstawie [12, 14, 19, 20, 24] i niniejszej analizy).

Eksperyment	$N_{\rho^0}$	$N_{\phi}$
NMC	1284	97
E665	4943	–
H1 + ZEUS	71700	3642
HERMES	8279	837
COMPASS	205565	11433

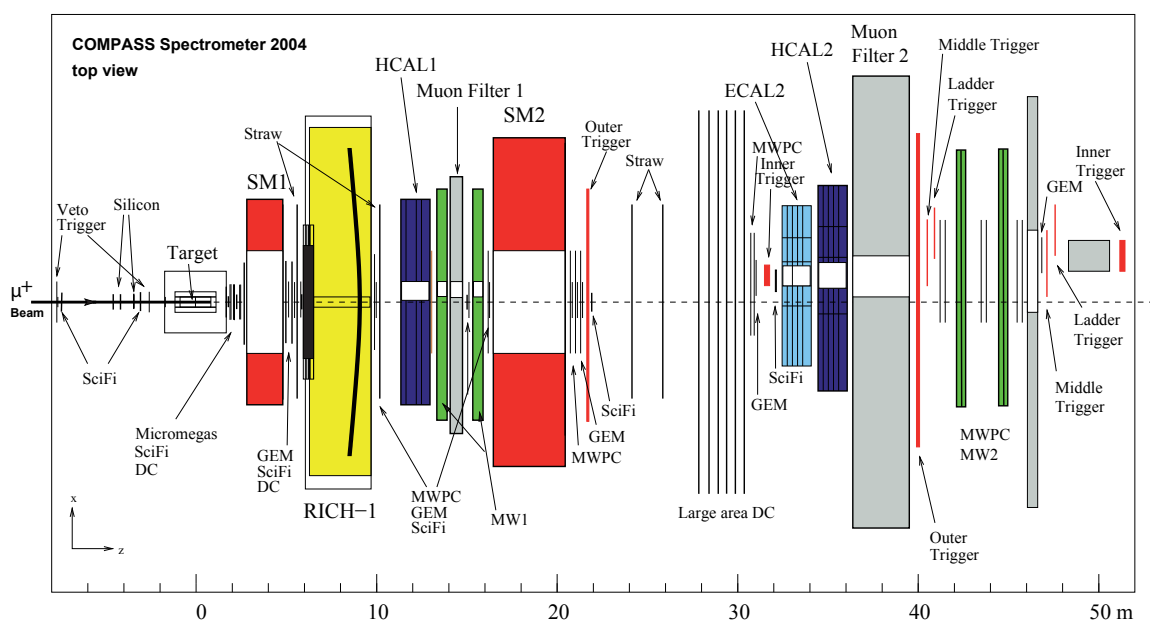
## 5. Eksperyment COMPASS

Eksperyment COMPASS (*Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*, NA58) jest prowadzony w międzynarodowym laboratorium badawczym CERN. Jego główną część stanowi dwustopniowy spektrometr oraz stacjonarna tarcza, która w zależności od prowadzonego programu badawczego bombardowana jest mionami lub hadronami, wyprodukowanymi z wyprowadzonej z akceleratora SPS (*Super Proton Synchrotron*) pierwotnej wiązki protonowej. W przypadku programu mionowego zarówno tarcza jak i wiązka są spolaryzowane.

Głównym celem eksperymentu jest pomiar spinowej struktury nukleonu, w szczególności polaryzacji gluonów  $\Delta G/G$ , oraz spektroskopia hadronowa. Pomiary te wykonuje się dzięki wysokiej świetlności, doskonałej identyfikacji cząstek oraz szerokiej akceptacji spektrometru, które są charakterystyczne dla tego eksperymentu.

Projekt eksperymentu został zatwierdzony w 1998 roku. Dane zbierane są od 2002 roku, z wyjątkiem 2005 roku, w którym przerwę techniczną miały akceleratory laboratorium CERN. W eksperymencie uczestniczą fizycy z jedenastu krajów, w tym również z Polski.

W niniejszym rozdziale przeprowadzono krótki przegląd elementów eksperymentu, który podzielono na cztery podrozdziały dotyczące odpowiednio wiązki, tarczy, spektrometru oraz systemu wyzwalania. Ponieważ użyte w analizie dane (patrz rozdział 6) pochodzą z naświetleń wiązką mionową w 2004 roku, skupiono się na omówieniu konfiguracji spektrometru przeznaczonego dla tych naświetleń (rysunek 5.1). Więcej informacji na temat eksperymentu można znaleźć w ref. [7, 25] oraz na stronie domowej projektu [26].



Rysunek 5.1: Układ doświadczenia eksperymentu COMPASS (program mionowy 2004).

## Wiązka mionowa

Eksperyment COMPASS wykorzystuje linię M2 wiązki wtórnej akceleratora SPS w CERN. Wiązka mionowa produkowana jest z bardzo intensywnej wiązki protonów ( $1.2 \cdot 10^{13}$  w czasie trwającego 4.8 s pulsu), które są rozpędzone w synchrotronie do energii 400 GeV. Rozpędzone protony są wyprowadzane z akceleratora, a następnie rozpraszane na tarczy berylowej o grubości 50 cm. Przy użyciu serii magnesów kwadrupolowych i dipolowych z produkowanych cząstek wybierane są dodatkowo piony o nominalnej energii 225 GeV, które następnie podczas przelotu w tunelu o długości 600 m ulegają rozpadowi w kanale

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (5.1)$$

Powyższy rozpad łamie symetrię parzystości, przez co z niespolaryzowanych pionów powstają wyłącznie lewoskrętne miony dodatnie oraz prawoskrętne neutrino mionowe. Przy użyciu zespołu tarcz berylowych, wiązka oczyszczana jest z hadronów i transportowana do spektrometru BMS (*Beam Momentum Station*), który umożliwia pomiar pędów indywidualnych mionów wiązki. Wyznaczenie kierunku torów mionów wiązki zapewniają mikropaskowe detektory krzemowe (*silicon microstrip detector*) oraz detektory SciFi (*scintillating fiber detector*), które są umieszczone przed tarczą. Część źle zogniskowanych mionów (tzw. halo) filtrowanych jest przez detektor veto.

Program mionowy eksperymentu wykorzystuje wiązkę o nominalnej energii 160 GeV i świetlności  $2 \cdot 10^8$  mionów na jeden puls przychodzący z akceleratora co 16.8 s. Polaryzacja wiązki wynosi ok.  $-80\%$ .

## Spolaryzowana tarcza

Program mionowy eksperymentu wymaga dokładnych pomiarów asymetrii przekrojów czynnych, zależnych od względnej orientacji spinu pomiędzy tarczą a wiązką (kierunki zgodne lub przeciwne). Ilościowo asymetria ta zależy od stopnia polaryzacji wiązki ( $P_\mu \simeq 0.8$ ) i tarczy ( $P_T$ ), ale również od ułamka  $f$  spolaryzowanego w niej materiału

$$A_{obs} = P_\mu P_T f \frac{\Delta\sigma}{2\bar{\sigma}}, \quad (5.2)$$

gdzie  $\Delta\sigma$  oznacza różnicę przekrojów czynnych dla obu konfiguracji spinów, a  $\bar{\sigma}$  jest przekrojem czynnym uśrednionym po spinach. Maksymalizacja współczynnika  $P_\mu P_T f$  wpływa na obniżenie błędów systematycznych powiązanych z nim wielkości, m. in. na błąd pomiaru polaryzacji gluonów w nukleonie  $\Delta G/G$ .

W eksperymencie COMPASS tarcza zawiera deuterok litu ( ${}^6\text{LiD}$ ). Materiał tarczy umieszczony jest w dwóch ustawionych jeden za drugim (wzdłuż osi wiązki) pojemnikach, każdy o średnicy 3 cm i długości 60 cm. Przerwa pomiędzy pojemnikami wynosi 10 cm. Deuteron jest jądrem dla którego uzyskuje się wysoką polaryzację ( $\simeq 50\%$ ). Co więcej,  ${}^6\text{Li}$  z dobrym przybliżeniem może być traktowany jako złożenie deuteronu i jądra  ${}^4\text{He}$ .

Polaryzację materiału uzyskuje się z wykorzystaniem efektu DNP (*Dynamic Nuclear Polarization*), który polega na przekazaniu polaryzacji elektronów do spinu jądra, dzięki promieniowaniu mikrofalowemu w silnym jednorodnym polu magnetycznym i niskiej temperaturze [27]. System chłodzenia opiera się na cyrkulacji mieszanki  ${}^3\text{He}$  i  ${}^4\text{He}$  i zapewnia temperaturę poniżej 200 mK w obszarze tarczy.

Wypadkowy ułamek materiału polaryzowalnego wynosi  $f = 0.35$ , przy polaryzacji deuteronu  $P_T \simeq 50\%$ . W celu zminimalizowania błędów systematycznych polaryzację co kilka godzin odwraca się za pomocą adiabaticznej rotacji kierunku pola magnetycznego.

Celem niniejszej analizy jest wyznaczenie obserwabli niezależnych od spinu tarczy, w związku z czym istotne jest, aby liczba przypadków zebrana dla obu konfiguracji była jednakowa.

## Spektrometr COMPASS

Wyznaczenie kinematyki rozproszonych mionów oraz wyprodukowanych cząstek w eksperymencie COMPASS zapewniają dwa spektrometry. Pierwszy z nich (licząc od tarczy) charakteryzuje się akceptacją geometryczną w kącie biegunowym do 70 mrad i służy pomiarowi torów cząstek, które ze względu na niską wartość pędu są silnie odchylane w polu magnetycznym magnesu SM1. W 2006 roku, dzięki wymianie magnesu tarczy, akceptację geometryczną pierwszego spektrometru powiększono do 180 mrad. Drugi spektrometr, o mniejszej akceptacji (do 30 mrad), służy pomiarowi torów cząstek szybkich, które poruszają się blisko osi wiązki. Cząstki te są odchylane przez magnes SM2.

Każdy ze spektrometrów wyposażony jest w szereg detektorów pozycyjnych, których typ zależy od intensywności produkowanych cząstek w obszarze działania detektora. Użyte detektory to między innymi komory dryfowe DC (*drift chamber*), wielodrutowe komory proporcjonalne MWPC (*multiwire proportional chamber*) oraz detektory SciFi (*scintillating fiber detector*), jak również precyzyjne i szybkie detektory typu Micromegas (*micromesh gaseous structure*) [28] i GEM (*gas electron multiplier*) [29], które w eksperymencie COMPASS po raz pierwszy wykorzystano na tak szeroką skalę.

Rozproszone miony są identyfikowane przez stacje *MW1* i *MW2*. Każda zawiera zatrzymujący hadrony absorber. Dla pierwszej stacji jest to ściana żelaza o grubości 60 cm, dla drugiej ściana betonu o grubości prawie 2.5 m. Przed i za absorberem znajdują się detektory, których koincydencja daje informacje na temat przechodzącego mionu.

Identyfikacji cząstek służą dwie pary kalorymetrów (hadronowy + elektromagnetyczny) oraz detektor promieniowania Czerenkowa RICH (*ring imaging cherenkov*), umiejscowiony za pierwszym magnesem.

## System wyzwiania danych

Podobnie jak w innych eksperymentach fizycznych, wyzwianie (*trigger*) umożliwia uruchomienie zapisu danych w momencie pojawienia się interesującego zdarzenia (*event*). Duża intensywność napływającej informacji wymusza szybką odpowiedź systemu i jak najmniejszy czas martwy, co realizuje się dzięki użyciu szybkiej elektroniki i prostych algorytmów obliczeniowych.

Wyzwalanie danych oparte jest na sygnałach szczytywanych z hodoskopów, kalorymetrów i detektora veto. Schemat decyzyjny może być różny dla kolejnych zdarzeń i jest on silnie zależny od parametrów kinematycznych, między innymi od zmiennej  $Q^2$ :

- Przy  $Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$  z uwagi na mały kąt emisji i możliwość wkładu tła od procesów elastycznych, oprócz informacji z hodoskopów mionowych uwzględniony jest także sygnał z kalorymetrów, odpowiadający sumie energii zdeponowanej przez wyprodukowane hadrony.
- Przy  $Q^2 > 0.5 \text{ GeV}^2$  kąt emisji rozproszonego mionu jest na tyle duży, iż wystarcza jedynie informacja z hodoskopów go rejestrujących. W celu odfiltrowania przypadków z halo żąda się dodatkowo braku sygnału z detektora veto.
- Przy  $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$  efektywność hodoskopów staje się niewystarczająca i system wyzwiania oparty jest wyłącznie na sygnałach szczytywanych z kalorymetrów.

W eksperymencie COMPASS składowe systemu wyzwiania podzielono na pięć grup – część

czysto kalorymetryczną (*calo trigger*), część wewnętrzną (*inner trigger*), część drabinową (*ladder trigger*), część środkową (*middle*) i część zewnętrzną (*outer trigger*). Każda z nich, ze względu na położenie i wymiary urządzeń wchodzących w skład odpowiedniej części systemu, pokrywa inny obszar kinematyczny [30].



## 6. Selekcja próbki ekskluzywnej

W prezentowanej analizie wykorzystano wszystkie dane zebrane w 2004 roku w eksperymencie COMPASS z podłużnie spolaryzowaną tarczą naświetlaną wiązką mionową o nominalnej energii 160 GeV. Szczegółowe informacje, m. in. listę danych indeksowanych w przyjętej w eksperymencie COMPASS konwencji, zawarto w dodatku B.

W niniejszym rozdziale skupiono się na omówieniu wszystkich selekcji i cięć, których użyto do wyodrębnienia ekskluzywnej próbki mezonów  $\rho^0$  lub  $\phi$ . Mezony te zrekonstruowano poprzez ich rozpady w dominujących kanałach

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad BR \simeq 100 \%, \quad (6.1)$$

$$\phi \rightarrow K^+ + K^- \quad BR \simeq 49.2 \%, \quad (6.2)$$

gdzie  $BR$  (*branching ratio*) oznacza prawdopodobieństwo rozpadu cząstki na dany stan. Z uwagi na brak zasadniczych różnic w detekcji naładowanych pionów i kaonów, selekcja próbki ekskluzywnej jest podobna dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Poszczególne selekcje wybrano w oparciu o doświadczenia poprzednich analiz [31, 32], które prowadzone były w eksperymencie COMPASS. Część granic cięć została dostosowana do obecnej analizy.

Ponieważ czystość wyselekcjonowanych danych ekskluzywnych jest zadowalająca oraz z uwagi na potrzebę zachowania jak największej statystyki danych, w niniejszej analizie zrezygnowano z użycia kalorymetrów i detektora RICH w celu identyfikacji cząstek. Każdy przypadek, dzięki przyporządkowaniu odpowiednich mas hadronom pochodzącym z rozpadu mezonu wektorowego, rozpatrywany jest niezależnie dla hipotezy pionowej i kaonowej. Uzyskane w ten sposób wartości masy inwariantnej ( $M_{\pi\pi}$  i  $M_{KK}$ ), wykorzystywane są do identyfikacji mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

Poszczególne zdarzenia, zapisywane w momencie otrzymania sygnału z systemu wyzwalania, są podstawowym elementem analizy danych doświadczalnych. Dla każdego zdarzenia rekonstruowane są wierzchołki oddziaływań ze stowarzyszonymi zrekonstruowanymi torami cząstek. Rekonstruowane wierzchołki są klasyfikowane jako wierzchołki pierwotne (*primary vertex*), tj. takie które zawierają zrekonstruowany mion wiązki, bądź wtórne (*secondary vertex*).

W eksperymencie COMPASS przyjęto prawoskrętny układ współrzędnych, w którym oś  $z$  pokrywa się z nominalną osią wiązki, a oś  $y$  jest prostopadła do podłoża na którym umieszczono spektrometr i jest skierowana do góry. Oś  $x$  jest skierowana w lewo względem kierunku wiązki. Początek układu współrzędnych umiejscowiony jest pośrodku drugiego pojemnika z materiałem tarczy.

Wykresy zamieszczone w niniejszej pracy wykonano z użyciem wszystkich opisanych w tym rozdziale selekcji i cięć, z wyjątkiem ewentualnych cięć na prezentowaną zmienną lub zmienną od niej zależną. Rozkłady zmiennych, które nie zależą od kinematyki wyprodukowanych w zdarzeniu cząstek, podano dla wyselekcjonowanej próbki mezonów  $\rho^0$  (ze względu na większą statystykę tej próbki w porównaniu do wyselekcjonowanej próbki mezonów  $\phi$ ).

Opisane poniżej selekcje i cięcia podzielono na cztery grupy. Selekcje topologiczne wynikają wprost z reakcji 1.1 oraz 6.1 i 6.2. Badane mezony wektorowe są cząstkami niestabilnymi, które rozpadają się w wierzchołku pierwotnym. Cięcia na pozycję wierzchołka pierwotnego wynikają z parametrów wiązki i budowy tarczy. Z uwagi na charakter cząstek, których dotyczą poszczególne cięcia, pozostałe selekcje podzielono na cięcia na zmienne leptonowe i hadronowe.

## Selekcje topologiczne

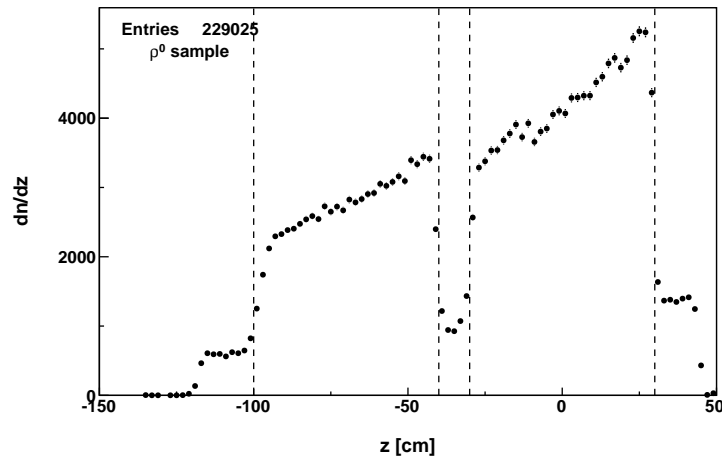
- Rozpatrywane zdarzenie musi zawierać co najmniej jeden wierzchołek pierwotny. Jeżeli zdarzenie zawiera więcej niż jeden wierzchołek pierwotny, wybierany jest ten, który zawiera najwięcej torów cząstek. Jeżeli istnieje kilka wierzchołków z tą samą ilością torów, wybierany jest ten, dla którego dopasowanie torów jest najlepsze (ze względu na wartość  $\chi^2$ ).
- Oprócz mionu wiązki zrekonstruowane muszą być mion rozproszony oraz dwa i tylko dwa hadrony wychodzące z wierzchołka pierwotnego (potencjalne hadrony pochodzące z rozpadu mezonu wektorowego).
- Hadrony muszą mieć przeciwne ładunki.
- Pozycja ostatniego detektora, który zarejestrował hadron, musi być mniejsza niż  $z < 33$  m oraz droga jaką przebyła cząstka w jednostkach drogi radiacyjnej musi być mniejsza niż  $X/X_0 < 10$ . Wymagania te ograniczają ilość przypadków, w których rozproszony mion został zidentyfikowany jako dodatni hadron.

## Cięcia na pozycję wierzchołka

Wymienione cięcia na pozycję wierzchołka pierwotnego zapewniają wybór przypadków, w których produkcja cząstek w zderzeniu  $\mu N$  zaszła w materiale tarczy.

- Cięcie na podłużną składową pozycji wierzchołka (rys. 6.1)

$$-100 < z < -40 \quad \cup \quad -30 < z < 30 \quad \text{cm.} \quad (6.3)$$



Rysunek 6.1: Rozkład składowej  $z$  położenia wierzchołków pierwotnych wraz z zaznaczonym cięciem.

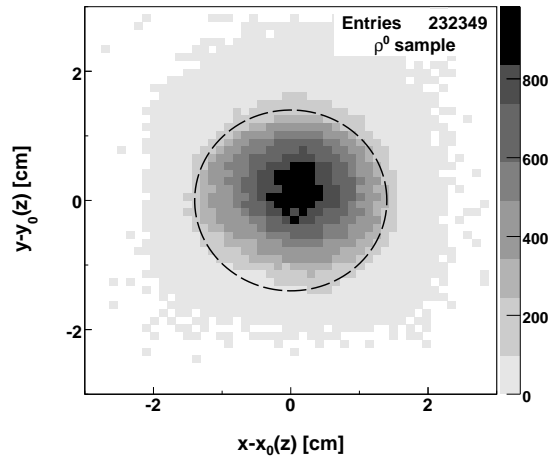
- Cięcie na radialną składową wierzchołka (rys. 6.2)

$$R < 1.4 \text{ cm,} \quad (6.4)$$

gdzie

$$R = \sqrt{(x - x_0(z))^2 + (y - y_0(z))^2}. \quad (6.5)$$

Linijowe funkcje  $x_0(z)$ ,  $y_0(z)$ , których parametry dane są przez algorytm rekonstrukcji, wyrażają odchylenie osi wiązki od osi  $z$  w kierunkach  $x$  i  $y$ .

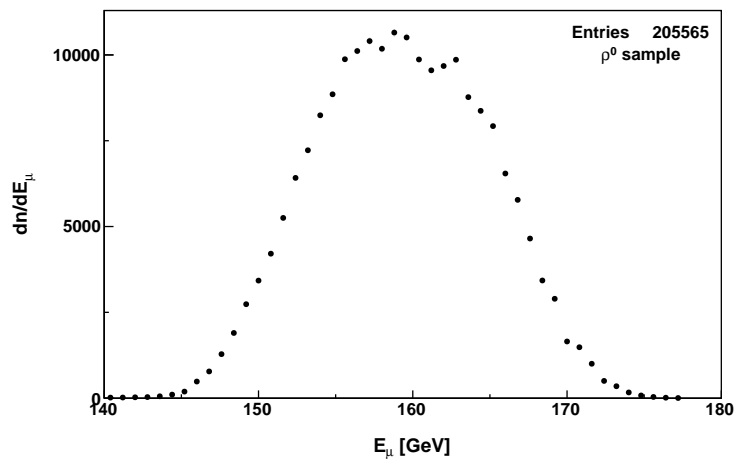


Rysunek 6.2: Rozkład radialnej składowej pozycji wierzchołka wraz z zaznaczonym cięciem.

### Cięcia na zmienne leptonowe

- Ograniczenie na energię mionu wiązki (rys. 6.3) usuwa przypadki, w których algorytm rekonstrukcji przypisał niefizyczne wartości tej zmiennej

$$140 < E_{\mu} < 180 \text{ GeV}. \quad (6.6)$$



Rysunek 6.3: Rozkład energii  $E_{\mu}$  mionu wiązki.

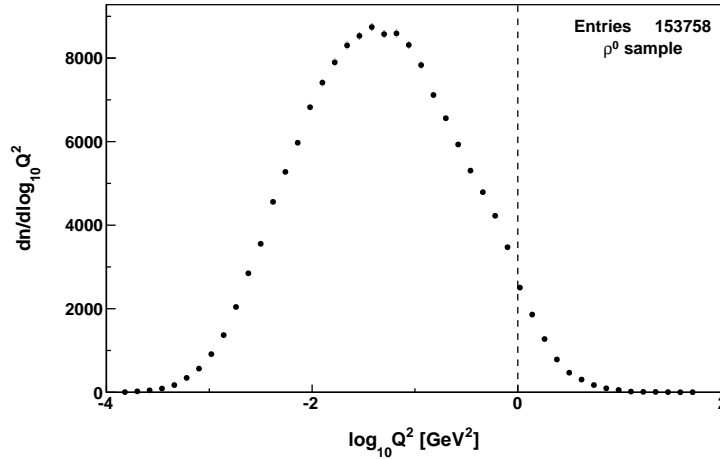
- Cięcie na energię mionu rozproszonego eliminuje część przypadków, w których mion pochodzący z rozpadu hadronu został błędnie zidentyfikowany jako mion z wiązki

$$E_{\mu'} > 20 \text{ GeV}. \quad (6.7)$$

- Obszar kinematyczny, w którym dominują procesy głęboko nieelastyczne, został wybrany przez nałożenie cięcia na zmienną  $Q^2$  (rys. 6.4)

$$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2. \quad (6.8)$$

Cięcie to jest niezwykle ważne z punktu widzenia niniejszej analizy. Z jednej strony umożliwia opis teoretyczny danych w ramach rachunku perturbacyjnego, z drugiej znacząco zmniejsza statystykę użytych danych.

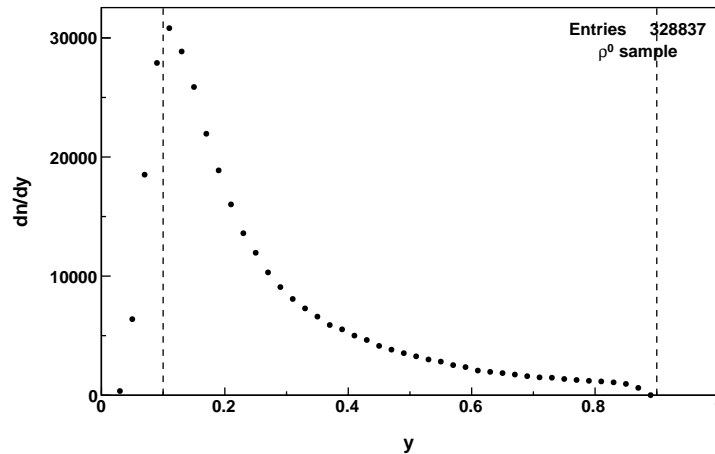


Rysunek 6.4: Rozkład zmiennej  $Q^2$  wraz z zaznaczonym cięciem.

- Cięcie na małe wartości ułamka  $y$  utraconej przez mion wiązki energii (rys. 6.5) usuwa część obszaru kinematycznego, w którym, z uwagi na mały pęd hadronów, akceptacja jest niska. Ma to istotne znaczenie w przypadku analizy kątowej (szczegóły w rozdziale 9). Usunięcie dużych wartości  $y$  minimalizuje z kolei wkład przypadków, dla których należałoby uwzględnić duże poprawki radiacyjne. Ostateczne cięcie na zmienną  $y$  wynosi

$$0.1 < y < 0.9 . \quad (6.9)$$

Rozkład użytej zmiennej kinematycznej  $W$ , który jest analogiczny do rozkładu zmiennej  $y$ , dla kompletności przedstawiono na rysunku 6.6.

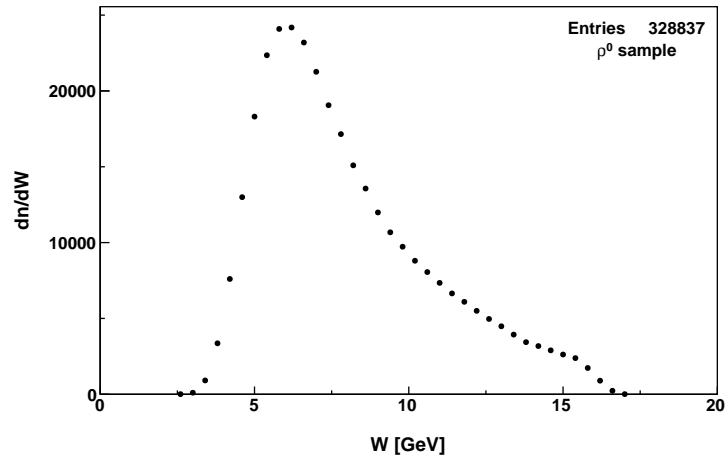


Rysunek 6.5: Rozkład ułamka  $y$  utraconej przez mion wiązki energii wraz z zaznaczonym cięciem.

- Prezentowane wyniki analizy fizycznej zostały wykonane z zastosowaniem dodatkowych cięć

$$\begin{aligned} 1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2, \\ 6.5 < W < 15.5 \text{ GeV}, \end{aligned} \quad (6.10)$$

które definiują efektywny obszar kinematyczny (patrz rozdział 7).



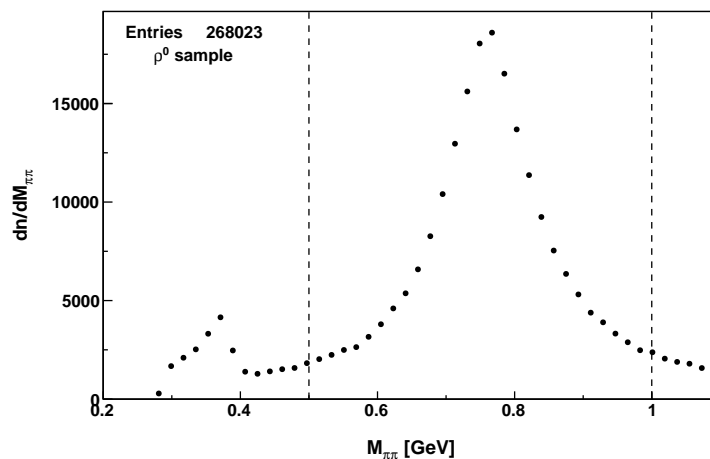
Rysunek 6.6: Rozkład energii  $W$  w układzie środka masy  $\gamma^* N$ .

### Cięcia na zmienne hadronowe

- W niniejszej analizie, mezony  $\rho^0$  i  $\phi$  są identyfikowane w oparciu o wartość masy inwariantnej. Wartość ta jest niezależnie obliczana dla dwóch wyrażonych wzorami 6.1 i 6.2 hipotez. Dla hipotezy  $\rho^0$  wybierane są przypadki spełniające warunek

$$0.5 < M_{\pi\pi} < 1 \text{ GeV}. \quad (6.11)$$

Rozkład masy inwariantnej  $M_{\pi\pi}$  przedstawia rysunek 6.7, na którym zaznaczono opisane wzorem 6.11 cięcie. Położenie maksimum rezonansu  $\rho^0$  znajduje się przy wartości ok. 770 GeV [33]. Z uwagi na wkład nierezonansowych pionów kształt rozkładu jest niesymetryczny. Mały pik po lewej stronie zawiera próbkę mezonów  $\phi$ , dla których błędnie założono masę dwóch pionów.

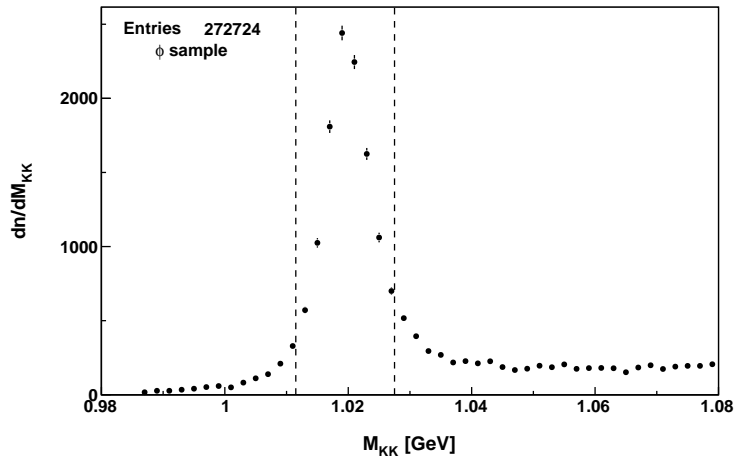


Rysunek 6.7: Rozkład masy inwariantnej  $M_{\pi\pi}$  wraz z zaznaczonym cięciem.

Dla hipotezy  $\phi$  wybierane są przypadki spełniające warunek

$$1.0115 < M_{KK} < 1.0275 \text{ GeV}, \quad (6.12)$$

który został zilustrowany na rysunku 6.8. Położenie maksimum rezonansu  $\phi$  znajduje się przy wartości ok. 1.02 GeV [33]. Pik ten jest znacznie węższy niż w przypadku rozkładu masy inwariantnej  $M_{\pi\pi}$ , co jest spowodowane dłuższym czasem życia mezonu  $\phi$ .

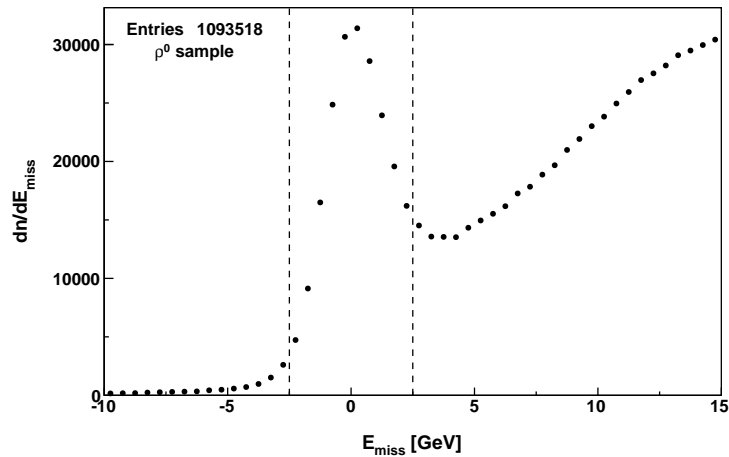


Rysunek 6.8: Rozkład masy inwariantnej  $M_{KK}$  wraz z zaznaczonym cięciem.

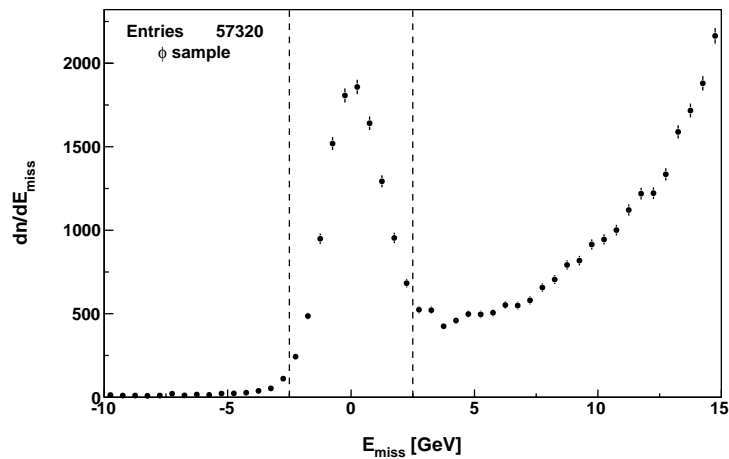
- Miarą ekskluzywności badanych reakcji jest wartość energii brakującej  $E_{miss}$ . Szczegółowe informacje na temat analizy rozkładów zmiennej  $E_{miss}$  zawarto we wstępie do rozdziału 7. W celu selekcji zdarzeń ekskluzywnych zastosowano cięcie

$$-2.5 < E_{miss} < 2.5 \text{ GeV.} \quad (6.13)$$

Rozkłady zmiennej  $E_{miss}$  z zaznaczonym cięciem wyrażonym wzorem 6.13 przedstawiono na rysunkach 6.9 i 6.10, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 6.9: Rozkład energii brakującej  $E_{miss}$  dla mezonów  $\rho^0$  wraz z zaznaczonym cięciem.

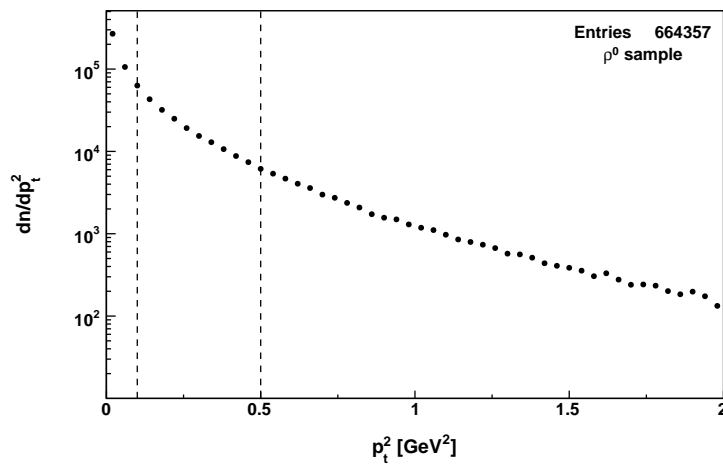


Rysunek 6.10: Rozkład energii brakującej  $E_{miss}$  dla mezonów  $\phi$  wraz z zaznaczonym cięciem.

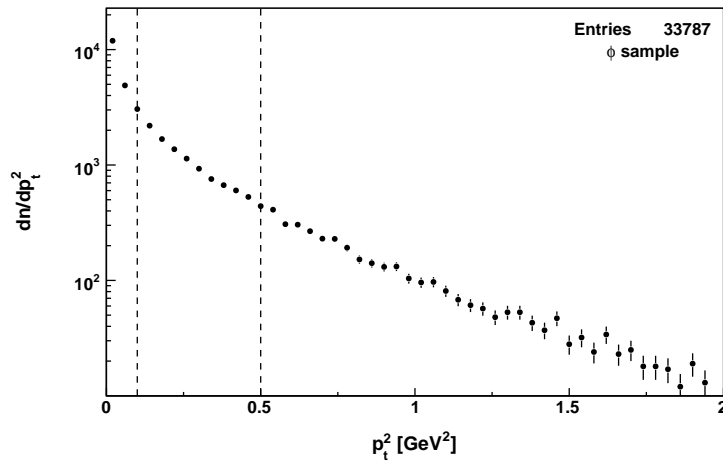
- Przypadki niekoherentne, tj. takie w których po rozproszeniu mionu na quasi-swobodnym nukleonie tarczy jądro nie zachowuje swojej struktury, zostały wyselekcjonowane dzięki nałożeniu dolnego ograniczenia na wartość pędu poprzecznego  $p_t^2$  mezonu wektorowego. Górne ograniczenie ma na celu dalsze odfiltrowanie przypadków semi-inkluzywnych

$$0.1 < p_t^2 < 0.5 \text{ GeV}^2. \quad (6.14)$$

Szczegółowe informacje na temat analizy rozkładów zmiennej  $p_t^2$  zawarto we wstępie do rozdziału 9.3. Rozkłady zmiennej  $p_t^2$  z zaznaczonym cięciem wyrażonym wzorem 6.14, przedstawiono na rysunkach 6.11 i 6.12, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 6.11: Rozkład pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla mezonów  $\rho^0$  wraz z zaznaczonym cięciem.



Rysunek 6.12: Rozkład pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla mezonów  $\phi$  wraz z zaznaczonym cięciem.



### Użyte przedziały kinematyczne

W niniejszej analizie, badany obszar kinematyczny został podzielony na niezależne przedziały ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ), w których indywidualnie wyznaczono wartości poszczególnych obserwabli. Podejście to pozwoliło na zbadanie zależności badanych procesów od obu zmiennych kinematycznych. Szerokość poszczególnych przedziałów jest różna dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  i zależy od liczby przypadków w danym przedziale. W tabelach 6.1 i 6.2 podano zakresy przedziałów, średnie wartości zmiennych kinematycznych oraz liczbę przypadków, które zrekonstruowano przy użyciu opisanych w niniejszym rozdziale cięć i selekcji.

Tabela 6.1: Przedziały kinematyczne ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ) użyte w analizie ekskluzywnej produkcji mezonów  $\rho^0$ . Dla każdego przedziału wyszczególniono kolejno średnie wartości zmiennych kinematycznych  $\langle Q^2 \rangle$ ,  $\langle W \rangle$  oraz liczbę zrekonstruowanych przypadków.

		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	5.0 – 6.5	1.21	2.01	3.74	6.48	13.32
		5.95	5.93	5.90	5.88	5.93
		33009	25657	5638	2038	234
	6.5 – 8.0	1.21	2.02	3.77	6.57	13.31
		7.19	7.20	7.23	7.24	7.27
		35692	28652	6855	3102	450
	8.0 – 10.0	1.21	2.03	3.77	6.61	13.43
		8.91	8.91	8.91	8.92	8.90
		28224	23311	5986	3005	503
	10.0 – 12.0	1.21	2.03	3.77	6.53	13.70
10.92		10.93	10.92	10.91	10.83	
17001		14390	3725	1581	240	
12.0 – 15.5	1.21	2.04	3.72	6.45	13.74	
	13.51	13.47	13.45	13.31	13.41	
	15161	13022	3284	1171	161	

Tabela 6.2: Przedziały kinematyczne ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ) użyte w analizie ekskluzywnej produkcji mezonów  $\phi$ . Dla każdego przedziału wyszczególniono kolejno średnie wartości zmiennych kinematycznych  $\langle Q^2 \rangle$ ,  $\langle W \rangle$  oraz liczbę zrekonstruowanych przypadków.

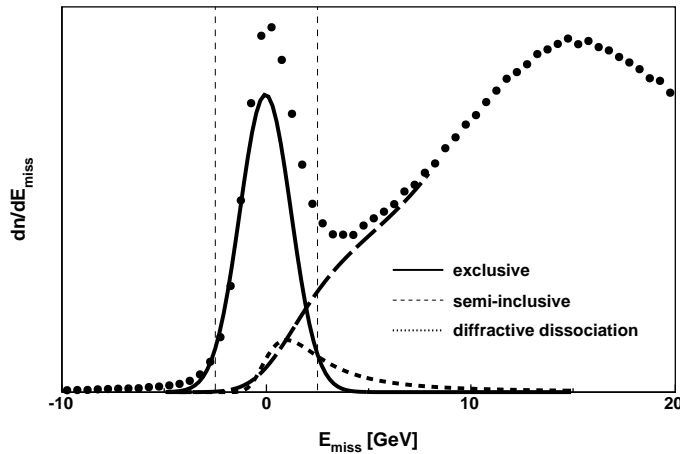
		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	6.5 – 10.0	1.22	2.03	3.80	6.45	11.92
		8.01	8.02	8.10	8.17	8.19
		3200	2751	700	278	33
	10.0 – 15.5	1.21	2.05	3.72	6.35	12.91
		12.16	12.15	12.12	11.97	11.91
		2001	1818	441	187	24

## 7. Analiza tła nieekskluzywnego

### 7.1. Wprowadzenie

Próbka danych, którą wyodrębniono przy użyciu opisanych w rozdziale 6 cięć i selekcji, zawiera pewien ułamek przypadków nieekskluzywnych. Ilościowa ocena tego wkładu jest niezmiernie ważna z punktu widzenia analizy reakcji ekskluzywnych (patrz rozdział 9). Określenie udziału poszczególnych typów procesów nieekskluzywnych w wyselekcjonowanej próbce danych możliwe jest dzięki analizie rozkładów energii brakującej  $E_{miss}$ .

Składowe wybranego rozkładu energii brakującej  $E_{miss}$  przedstawiono schematycznie na rysunku 7.1, na którym pionowe linie przerywane oznaczają granice opisanego wzorem 6.13 okna sygnałowego.



Rysunek 7.1: Składowe wybranego rozkładu energii brakującej  $E_{miss}$ .

Linia ciągła reprezentuje wkład od przypadków ekskluzywnych (wzór 1.1). Kształt rozkładu ekskluzywnego, będący wynikiem działania rozmycia kinematycznego (*smearing*) na przypadki ekskluzywne, może być opisany przez rozkład Gaussa, którego odchylenie standardowe zależy od rozpatrywanego przedziału kinematycznego.

Linia przerywana reprezentuje wkład od przypadków semi-inkluzywnych

$$\mu + N \rightarrow \mu' + V + X \quad (V = \rho^0, \phi), \quad (7.1)$$

gdzie  $X$  oznacza dowolny stan (z wyjątkiem  $X = N'$  na potrzeby niniejszej analizy). Kształt rozkładu semi-inkluzywnego jest niesymetryczny i zależy od zmiennych kinematycznych. Ze wzoru 2.11, dla przypadków w których w stanie końcowym procesu 7.1 pojawia się co najmniej jedna dodatkowa cząstka, poza rozproszonym nukleonem i wyprodukowanym mezonem wektorowym, energia brakująca przybiera wartość  $E_{miss} > 0$  GeV. Rozmycie kinematyczne rozkładu semi-inkluzywnego jest podobne do rozmycia dla rozkładu ekskluzywnego i jest powodem wystąpienia mniejszych od zera wartości energii brakującej również dla tego rozkładu.

Linia kropkowana reprezentuje wkład od przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu, w których wzbudzony nukleon tarczy  $N^*$  rozpada się na nukleon i pewną ilość pionów

$$\begin{aligned} \mu + N &\rightarrow \mu' + V + N^* & (V = \rho^0, \phi), \\ N^* &\rightarrow N + k\pi & k = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (7.2)$$

Rozkład ten jest niesymetryczny i może być przybliżony rozkładem Landaua. Niewielki udział przypadków tego typu, bliskość piku ekskluzywnego oraz brak możliwości rejestracji rozproszonego nukleonu tarczy, powodują trudności w doświadczalnym określeniu parametrów rozkładu dysocjacji dyfrakcyjnej.

## 7.2. Metoda analizy tła nieekskluzywnego

Oceny wkładu tła nieekskluzywnego dokonano przez porównanie mierzonych rozkładów z dopasowanymi do nich rozkładami teoretycznymi. Rozkłady teoretyczne są sumą rozkładów odpowiadających oddziaływaniom ekskluzywnym, oddziaływaniom semi-inkluzywnym i oddziaływaniom z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu. Dopasowania takie wykonano dla każdego użytego przedziału kinematycznego  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

Wzór 7.3 przedstawia postać funkcji, którą użyto do dopasowania rozkładów energii brakującej  $E_{miss}$ .

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE_{miss}} &= \frac{dN^{exc}}{dE_{miss}} + \frac{dN^{dd}}{dE_{miss}} + \frac{dN^{sinc}}{dE_{miss}} = \\ &= p_0^w \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi p_2^{exc}}} \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{(E_{miss} - p_1^{exc})^2}{p_2^{exc 2}} \right) + p_3^{dd} p_4^{dd} Landau(p_5^{dd}, p_6^{dd}) \right) + \\ &+ p_7^w \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi p_2^{exc}}} \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{(E'_{miss} - E_{miss})^2}{p_2^{exc 2}} \right) (p_8^{sinc} E'_{miss} + \\ &+ p_9^{sinc} E_{miss}^2 + p_{10}^{sinc} E_{miss}^3 + p_{11}^{sinc} E_{miss}^4) dE'_{miss} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Rozkład ekskluzywny  $dN^{exc}/dE_{miss}$  opisano rozkładem Gaussa, w którym przez  $p_1^{exc}$  i  $p_2^{exc}$  oznaczono kolejno wartość oczekiwaną i odchylenie standardowe tego rozkładu.

Z uwagi na wskazane trudności, kształt rozkładu dysocjacji dyfrakcyjnej  $dN^{dd}/dE_{miss}$ , opisany rozkładem Landaua o parametrach  $p_4^{dd}$ ,  $p_5^{dd}$  i  $p_6^{dd}$  (odpowiednio czynnik normalizujący, wartość oczekiwana i szerokość), został założony w oparciu o wyniki analizy Monte Carlo, w której możliwe jest oznaczenie przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną (patrz rozdział 8). Założona została również proporcja udziału tego procesu  $p_3^{dd}$  w stosunku do procesu ekskluzywnego w całym badanym obszarze energii brakującej  $-5 < E_{miss} < 20$  GeV.

Rozkład semi-inkluzywny  $dN^{sinc}/dE_{miss}$  opisano splotem funkcji Gaussa z wielomianem czwartego stopnia. Funkcja Gaussa reprezentuje rozmycie kinematyczne któremu poddany jest rozkład semi-inkluzywny. Odchylenie standardowe funkcji Gaussa jest takie samo jak dla dopasowanego rozkładu ekskluzywnego. Parametry wielomianu oznaczono przez  $p_8^{sinc}$ ,  $p_9^{sinc}$ ,  $p_{10}^{sinc}$  i  $p_{11}^{sinc}$ . Ze względu na własności rozkładu semi-inkluzywnego, w wielomianie pominięto wyraz wolny, a w całce splotu uwzględniono wyłącznie dodatnie wartości wielomianu.

Parametry  $p_0^w$  i  $p_7^w$  są dopasowanymi czynnikami wagowymi, odpowiednio sumy rozkładu ekskluzywnego i rozkładu dysocjacji dyfrakcyjnej, oraz rozkładu semi-inkluzywnego.

### 7.3. Wyniki analizy tła nieekskluzywnego

Rozkłady energii brakującej dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , we wszystkich użytych przedziałach kinematycznych ( $Q^2, W$ ), przedstawiono na rysunkach 7.2 i 7.3. W każdym przedziale linią ciągłą zaznaczono dopasowanie funkcji 7.3. Z dopasowania tego, linią przerywaną i kropkowaną wydzielono odpowiednio rozkład semi-inkluzywny i dysocjacji dyfrakcyjnej. Funkcję dopasowano w obszarze od  $E_{miss} = -5$  GeV do końca badanego przedziału energii brakującej, tj.  $E_{miss} = 20$  GeV, lub do ewentualnego maksimum rozkładu semi-inkluzywnego. Dopasowanie obszaru za tym maksimum jest zbędne z punktu widzenia niniejszej analizy i wymaga rozszerzenia postaci funkcji 7.3. Funkcję tę dopasowano do rozkładów energii brakującej  $E_{miss}$  przy użyciu wchodzącego w skład pakietu ROOT [34] algorytmu Minuit.

Analiza rozkładów energii brakującej  $E_{miss}$  pokazuje w jaki sposób wkład przypadków ekskluzywnych zależy od badanego obszaru kinematycznego. Wzrost tego wkładu wraz ze wzrostem średnich wartości energii  $W$  w rozpatrywanych przedziałach kinematycznych tłumaczony jest efektami aparaturowymi. Duża wartość  $W$  wiąże się z dużą wartością średniego pędu pochodzących z rozpadu mezonu hadronów, co zwiększa szansę na zarejestrowanie wszystkich wtórnych cząstek i późniejszą poprawną klasyfikację przypadku. Zmniejszenie wkładu przypadków ekskluzywnych wraz ze wzrostem wartości  $Q^2$  tłumaczone jest z kolei przez modele teoretyczne. Wkład procesów ekskluzywnych maleje proporcjonalnie do  $(1/Q^2)^2$ , podczas gdy wkład procesów semi-inkluzywnych maleje jak  $1/Q^2$ .

Ułamki wszystkich rozpatrywanych procesów wyznaczono w dwóch przedziałach energii brakującej. Obszar  $-2.5 < E_{miss} < 2.5$  GeV (wzór 6.13) odpowiada typowemu oknu sygnałowemu użytemu w analizie. Numeryczne wyniki analizy tła nieekskluzywnego dla tego przedziału zebrano w tabelach A.1 i A.2, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Dla każdego przedziału kinematycznego podano całkowitą liczbę przypadków oraz ułamki procesu ekskluzywnego ( $f_{exc}$ ) i semi-inkluzywnego ( $f_{sinc}$ ) w rozpatrywanym oknie sygnałowym. Maksymalny udział procesu ekskluzywnego we wskazanym zakresie energii brakującej wynosi ok. 84 % i spada poniżej 50 % dla najmniejszych wartości zmiennej  $W$  i największych wartości zmiennej  $Q^2$ .

Analiza rozkładów pędu poprzecznego  $p_t^2$  (rozdział 9.3) wymaga zwiększonej czystości próbki ekskluzywniej. W analizie tej okno sygnałowe zdefiniowano w obszarze

$$-2.5 < E_{miss} < 0 \text{ GeV.} \quad (7.4)$$

Wyniki numeryczne dla tego przedziału energii brakującej zebrano w analogicznych do poprzednich tabelach A.3 i A.4. W porównaniu do przedziału 6.13, udział przypadków ekskluzywnych w przedziale energii brakującej danym wzorem 7.4 jest wyraźnie większy i dochodzi do ok. 95 %.

Część przedziałów kinematycznych ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ), w których wkład procesów ekskluzywnych nie jest dominujący (typowo  $f_{exc} < 50\%$  w głównym oknie sygnałowym), została usunięta z końcowej dyskusji wyników dla danych ekskluzywnych, co zaznaczono pochyłym drukiem w tabelach A.1, A.2, A.3 i A.4. W usuniętych przedziałach ocena ułamków silnie zależy od postaci funkcji użytej do dopasowania rozkładów, co pogarsza dokładność ich oceny. Ponadto, duże wahania akceptacji aparatury (patrz rozdział 8) w tych przedziałach, powodują trudności w oszacowaniu odpowiednich poprawek aparaturowych.

Ilościowe określenie udziału procesu semi-inkluzywnego w wyselekcjonowanej próbce danych jest istotne w analizie danych ekskluzywnych (patrz rozdział 9). Poprawność oceny tego wkładu sprawdzono dzięki danym semi-inkluzywnym, wygenerowanym w analizie Monte Carlo z użyciem generatora LEPTO (patrz rozdział 8). Dopasowany do danych rzeczywistych rozkład  $dN^{sinc}/dE_{miss}$  (wzór 7.3) porównano z rozkładem danych MC. Rozkłady MC zostały wykonane dla całego przedziału kinematycznego z zastosowaniem tych samych cięć i selekcji oraz zostały unormowane do rozkładu danych rzeczywistych w przedziale energii brakującej

$7 < E_{miss} < 20$  GeV, w którym wkład od przypadków ekskluzywnych i od przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu jest zanedbywalny. Wyniki porównania dla obu rozpatrywanych mezonów przedstawiono na rysunkach 7.4 i 7.5, dla których zachowano konwencję oznaczeń przyjętą na rysunkach 7.2 i 7.3. Pustymi punktami okrągłymi zaznaczono rozkład przypadków MC.

Na rysunku 7.4 widać, iż kształt rozkładu semi-inkluzywnego w wyselekcjonowanej próbce mezonów  $\rho^0$  został odtworzony poprawnie, co wskazuje na poprawność przyjętej metody analizy tła nieekskluzywnego. Ze względu na zbyt niską statystykę danych MC, wniosku tego nie udało się potwierdzić dla mezonów  $\phi$ .

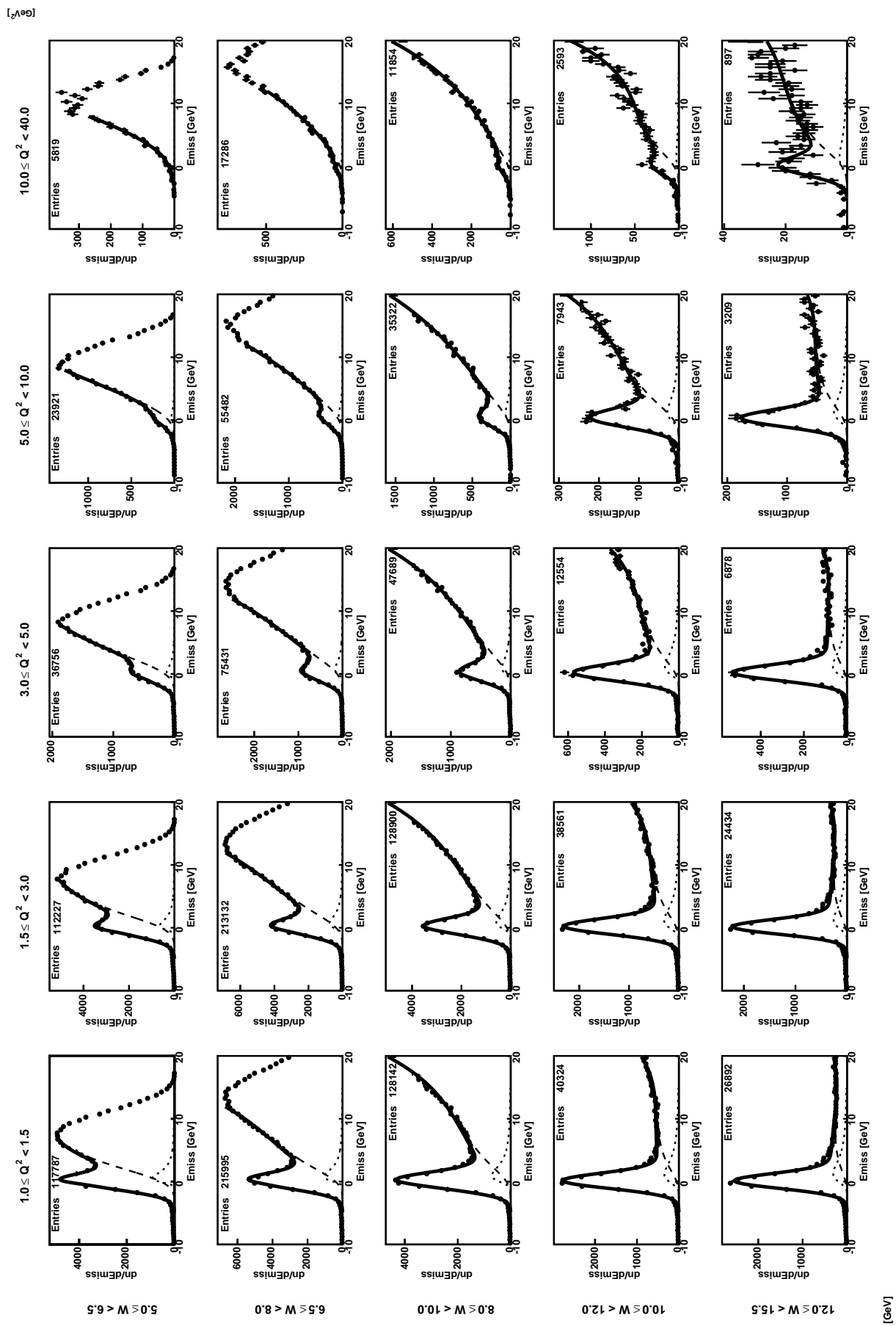
W niniejszej analizie przyjęto wspólny błąd oszacowanych wartości wkładu procesu semi-inkluzywnego w wyselekcjonowanej próbce danych, niezależnie od rozpatrywanego przedziału kinematycznego. Błąd statystyczny wyznaczono na podstawie własności rozkładu dwumianowego. Jeżeli przez  $f_x$  oznaczyć wartość rozpatrywanego ułamka (sukces w rozkładzie dwumianowym), to błąd tego ułamka wynosi

$$\Delta f_x = \sqrt{\frac{f_x(1-f_x)}{N}}, \quad (7.5)$$

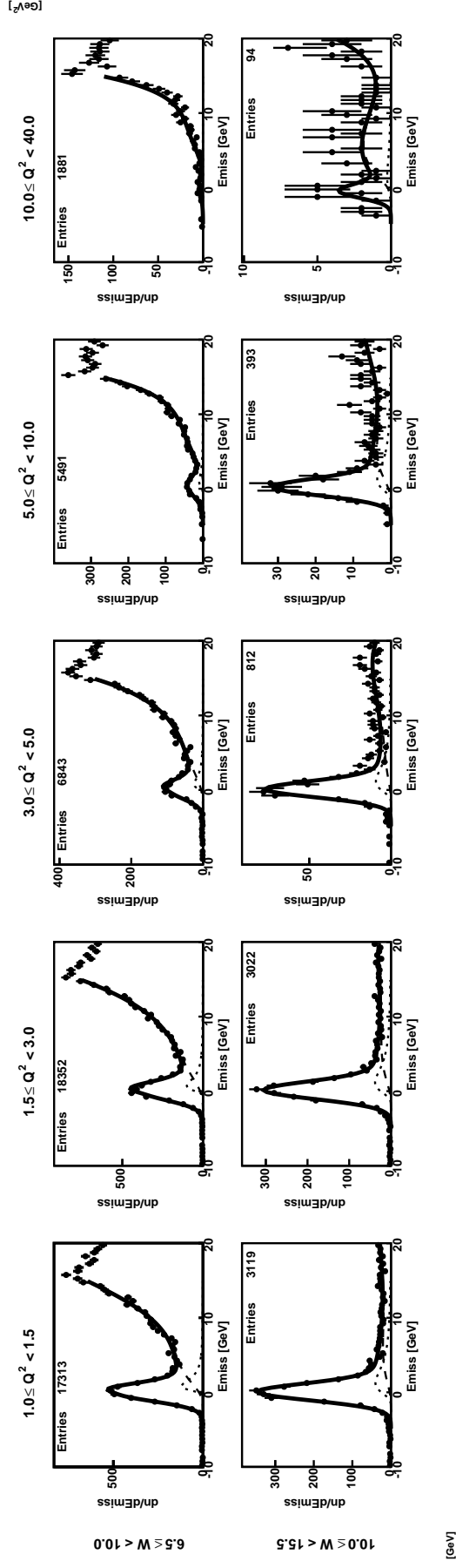
gdzie  $N$  jest liczbą przypadków w rozpatrywanym przedziale. Błąd systematyczny otrzymano dzięki porównaniu dopasowanej do rozkładu danych rzeczywistych funkcji 7.3 z funkcją zmodyfikowaną, w której w całce splotu dla rozkładu semi-inkluzywnego zamiast wielomianu czwartego stopnia wykorzystano wielomian trzeciego stopnia. Z uwagi na zbyt niską statystykę semi-inkluzywnych danych MC, błąd systematyczny nie uwzględnia porównania tych danych z dopasowanym do danych rzeczywistych rozkładem  $dN^{sinc}/dE_{miss}$ . Ostateczny błąd oszacowanego wkładu procesu semi-inkluzywnego w wyselekcjonowanej próbce danych wynosi

$$\Delta f_{sinc} = \pm 0.004 \text{ (stat)} \pm 0.021 \text{ (sys)}, \quad (7.6)$$

wspólnie dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Błąd ten, z uwagi na dużą statystykę danych, jest zdominowany przez błąd systematyczny.

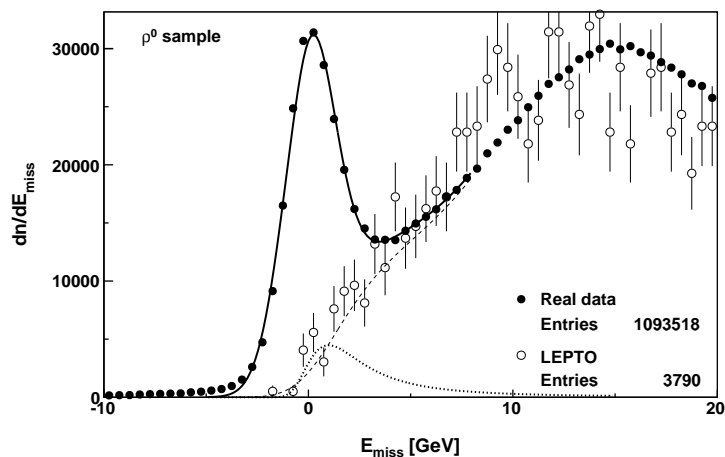


Rysunek 7.2: Rozkłady energii brakującej  $E_{miss}$  dla mezonów  $\rho^0$  wraz z dopasowaniami (opis w tekście).

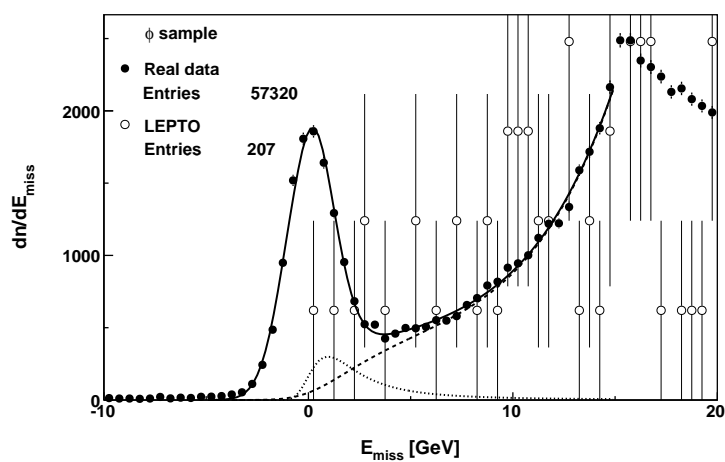


Rysunek 7.3: Rozkłady energii brakującej  $E_{miss}$  dla mezonów  $\phi$  wraz z dopasowaniami (opis w tekście).





Rysunek 7.4: Porównanie danych semi-inkluzywnych wygenerowanych w analizie Monte Carlo z dopasowaniem danych rzeczywistych dla mezonów  $\rho^0$ .



Rysunek 7.5: Porównanie danych semi-inkluzywnych wygenerowanych w analizie Monte Carlo z dopasowaniem danych rzeczywistych dla mezonów  $\phi$ .



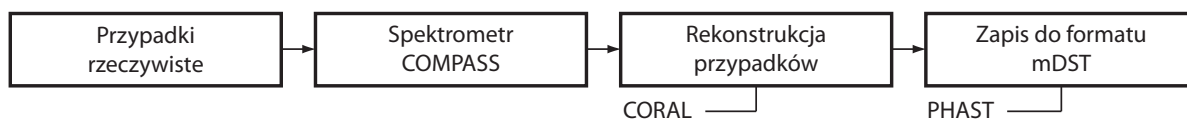
## 8. Analiza Monte Carlo

### 8.1. Wprowadzenie

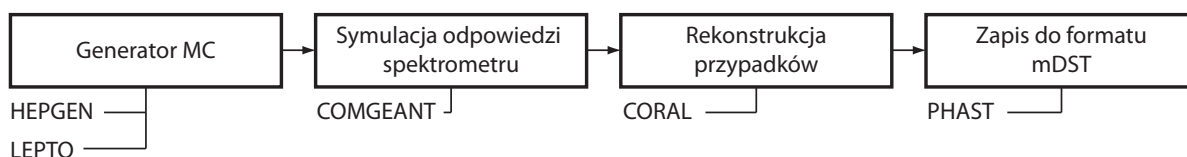
Analiza Monte Carlo (MC) jest metodą fizyki doświadczalnej, która polega na dokładnym odtworzeniu warunków pomiarów przypadków rzeczywistych. Znajomość tych warunków oraz znajomość pełnej kinematyki wygenerowanych w analizie MC cząstek, pozwala na wyznaczenie wielu niedostępnych w analizie danych rzeczywistych obserwacji. Analiza MC pozwala w szczególności na wyznaczenie tzw. poprawek akceptacyjnych (aparaturowych), które niosą informację o akceptacji geometrycznej i efektywności rekonstrukcji zdarzeń.

Niniejsza analiza MC składa się z kilku etapów, które tworzą przedstawiony na rysunku 8.1 ciąg zadań (tzw. *full Monte Carlo chain*).

Dane rzeczywiste:



Monte Carlo:



Rysunek 8.1: Schemat rzeczywistego cyklu zbierania danych oraz schemat produkcji zdarzeń w metodzie Monte Carlo.

Zadania te są realizowane za pomocą wymienionych na rysunku programów komputerowych, których krótką charakterystykę podano w dodatku C.

Produkcji przypadków rzeczywistych odpowiada generacja przypadków w generatorze MC. W niniejszej analizie, z uwagi na potrzebę niezależnej produkcji różnych typów zdarzeń, wykorzystano dwa generatory MC – HEPGEN i LEPTO. Generator HEPGEN został użyty w celu wygenerowania przypadków ekskluzywnych oraz przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu. Dane te wykorzystano przy wyznaczeniu poprawek akceptacyjnych dla danych ekskluzywnych (patrz rozdział 9). Dane te posłużyły także do oszacowania wkładu przypadków ekskluzywnych i przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu w wyselekcjonowanej próbce danych rzeczywistych (patrz rozdział 7). Poprawność oceny wkładu przypadków semi-inkluzywnych w tej próbce, oszacowano używając danych semi-inkluzywnych wygenerowanych w generatorze LEPTO.

Aby wygenerowane dane były porównywalne z danymi rzeczywistymi, należy prawidłowo uwzględnić odpowiedź spektrometru COMPASS dla każdego wygenerowanego przypadku. Za symulację odpowiedzi spektrometru odpowiada program COMGEANT, który uwzględnia m. in. geometrię i efektywność użytych w eksperymencie detektorów, opis pola magnetycznego oraz charakterystykę użytych w spektrometrze materiałów. Rekonstrukcję przypadków oraz zapis danych w formacie mDST (patrz dodatek B) zapewniają odpowiednio programy CORAL i PHAST.

W tabeli 8.1 wyszczególniono liczbę wygenerowanych (*gen*) i zrekonstruowanych (*rec*) przypadków dla danych rzeczywistych i danych MC, oddzielnie dla obu użytych generatorów. Dla próbek zrekonstruowanych danych MC zastosowano te same cięcia i selekcje co dla danych rzeczywistych (patrz rozdział 6), z wyjątkiem cięcia na wartość energii brakującej  $E_{miss}$  (wzór 6.13). Dla generatora HEPGEN podano sumaryczną ilość przypadków z produkcją ekskluzywną oraz z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu. W przypadku generatora LEPTO liczba wygenerowanych przypadków odpowiada wszystkim wygenerowanym w generatorze danym semi-inkluzywnym.

Tabela 8.1: Liczba wygenerowanych (*gen*) i zrekonstruowanych (*rec*) przypadków dla danych rzeczywistych i danych Monte Carlo (w zależności od użytego generatora).

	Dane rzeczywiste	Monte Carlo			
		HEPGEN		LEPTO	
	rec	gen	rec	gen	rec
$\rho^0$	1093518	39359000	2906784	} 388469	3790
$\phi$	57320	2450000	224016		207

Zadaniem autora było stworzenie i użycie pełnego cyklu MC, w którym wygenerowano i zrekonstruowano przypadki z ekskluzywną produkcją mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  oraz przypadki z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu. W cyklu tym wykorzystano generator HEPGEN. Dane semi-inkluzywne, wygenerowane za pomocą generatora LEPTO, uzyskano dzięki uprzejmości mgr Rafała Gazdy<sup>1</sup> z Instytutu Problemów Jądrowych. Wyniki analizy zgodności danych MC z danymi rzeczywistymi przedstawione w niniejszym rozdziale dotyczą wyłącznie danych wyprodukowanych przez autora, tj. danych wyprodukowanych z użyciem generatora HEPGEN.

## 8.2. Zgodność danych Monte Carlo z danymi rzeczywistymi

Ocenę poprawności wyprodukowanych w pełnym cyklu MC danych (z użyciem generatora HEPGEN w tym przypadku) umożliwia porównanie tych danych z danymi rzeczywistymi. Porównane zostały jednowymiarowe rozkłady zmiennych, które wykonano dla zrekonstruowanych przypadków rzeczywistych i zrekonstruowanych przypadków MC, z zastosowaniem tych samych cięć i selekcji. Dla każdego przedziału rozkładu danej zmiennej obliczany jest stosunek liczby zliczeń  $n_{rd}^{rec}$  dla danych rzeczywistych, do liczby zliczeń  $n_{mc}^{rec}$  dla danych MC. Rozkład stosunku  $n_{rd}^{rec}/n_{mc}^{rec}$  w funkcji danej zmiennej pozwala ocenić poprawność danych MC. Przy całkowitej

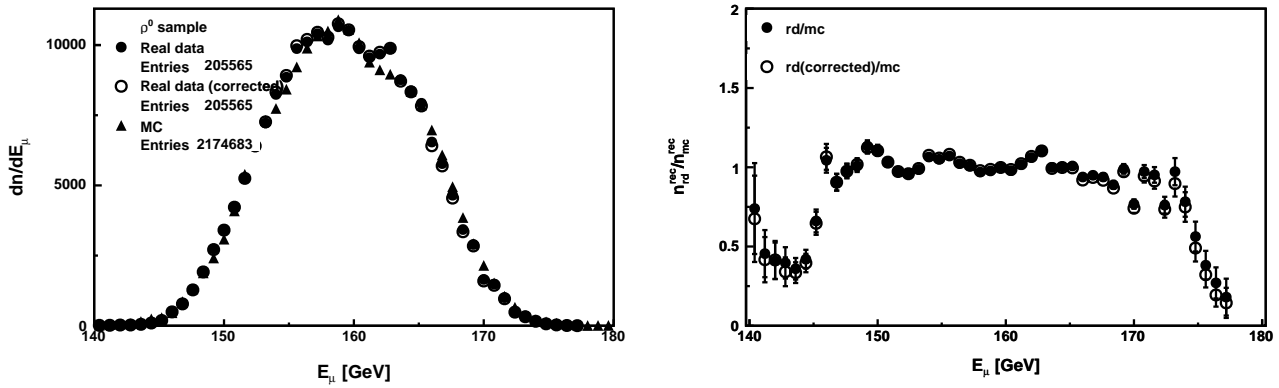
<sup>1</sup> rafal.gazda@fuw.edu.pl

zgodności danych MC z danymi rzeczywistymi oczekuje się, iż stosunek ten powinien wynosić  $n_{rd}^{rec}/n_{mc}^{rec} = 1$  w całym zakresie rozpatrywanej zmiennej.

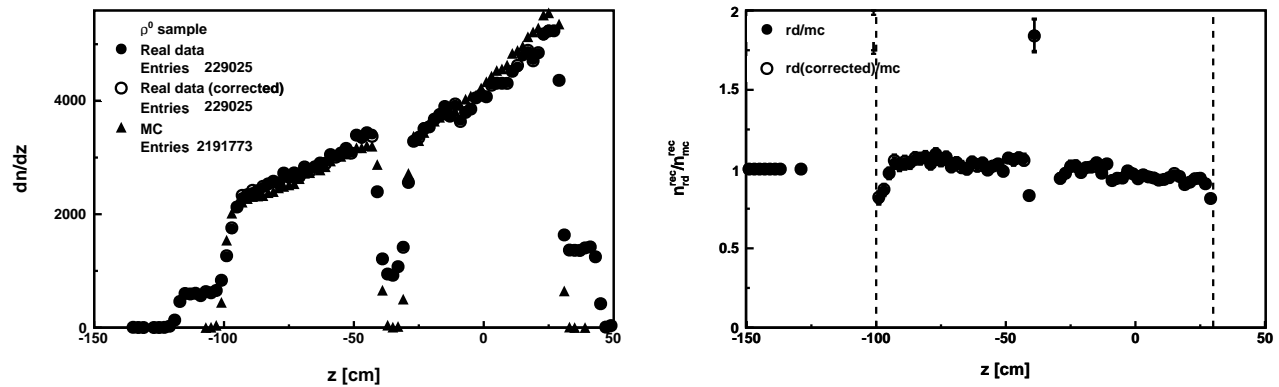
Porównanie rozkładów dla wybranych zmiennych przedstawiono na rysunkach 8.2 - 8.13. Każdy rysunek składa się z dwóch części. Część lewa zawiera trzy rozkłady rozpatrywanej zmiennej, wykonane dla danych MC ( $mc$ , punkty trójkątne), dla danych rzeczywistych ( $rd$ , pełne punkty okrągłe) oraz dla danych rzeczywistych poprawionych, po odjęciu wkładu tła nieekskluzywnego ( $rd_{mod}$ , puste punkty okrągłe). Dla danych poprawionych, każdemu przypadkowi przyporządkowano wagę  $f'_{exc}$ , będącą ułamkiem wkładu procesu ekskluzywnego w wyselekcjonowanej próbce danych (patrz rozdział 7). Ułamek ten jest znormalizowaną miarą prawdopodobieństwa, iż dany przypadek w wyselekcjonowanej próbce jest przypadkiem ekskluzywnym. Wartość  $f'_{exc}$  jest obliczana dla danego przypadku w funkcji zmiennych  $Q^2$ ,  $W$  i  $E_{miss}$ . Rozkłady  $n_{rd}^{rec}/n_{mc}^{rec}$  umieszczono w prawej części rysunków. W części tej porównano dane MC z danymi rzeczywistymi ( $rd/mc$ , pełne punkty okrągłe) oraz dane MC z poprawionymi danymi rzeczywistymi ( $rd_{mod}/mc$ , puste punkty okrągłe). Pionowe linie przerywane wskazują na granice w których unormowano histogramy. Brak tych linii na rysunku oznacza normalizację w całym rozpatrywanym zakresie danej zmiennej.

W niniejszej analizie MC poprawnie opisano energetyczny profil wiązki oraz profil tarczy w kierunku podłużnym wzdłuż wiązki, co obrazują rysunki 8.2 i 8.3. Poprawnie odtworzono także maksima rozkładów masy inwariantnej dla hipotez 6.1 i 6.2, co pokazano z kolei na rysunkach 8.4 i 8.5. Nadmiar przypadków w próbce danych rzeczywistych po lewej stronie rozkładu  $M_{\pi\pi}$  pochodzi od przypadków nierezonansowych, które nie zostały uwzględnione w generatorze MC. Porównanie rozkładów  $n_{rd}^{rec}/n_{mc}^{rec}$  dla zmiennych  $Q^2$  (rys. 8.6, 8.7) i  $W$  (rys. 8.8, 8.9) uzasadnia celowość włączenia czynników wagowych  $f'_{exc}$  do analizy danych rzeczywistych. Włączenie tych czynników poprawia zgodność danych rzeczywistych z danymi MC. Powodem słabej zgodności dla zmiennej  $Q^2$  jest użycie parametryzacji przekrojów czynnych otrzymanych w eksperymencie NMC, dla których nie uwzględniono zależności tła nieekskluzywnego od zmiennej  $Q^2$ . Generacja zmiennej  $\cos\theta$  uwzględnia parametryzację opisującą wyniki kilku eksperymentów i dzięki temu zgodność danych MC z danymi rzeczywistymi dla tej zmiennej (rys. 8.10, 8.11) jest bardzo dobra. Brak zgodności dla zmiennej  $p_t^2$  (rys. 8.12, 8.13) wynika z generacji wyłącznie ekskluzywnych przypadków niekoherentnych, podczas gdy przypadki niekoherentne stanowią tylko część danych rzeczywistych (patrz rozdział 9.3).

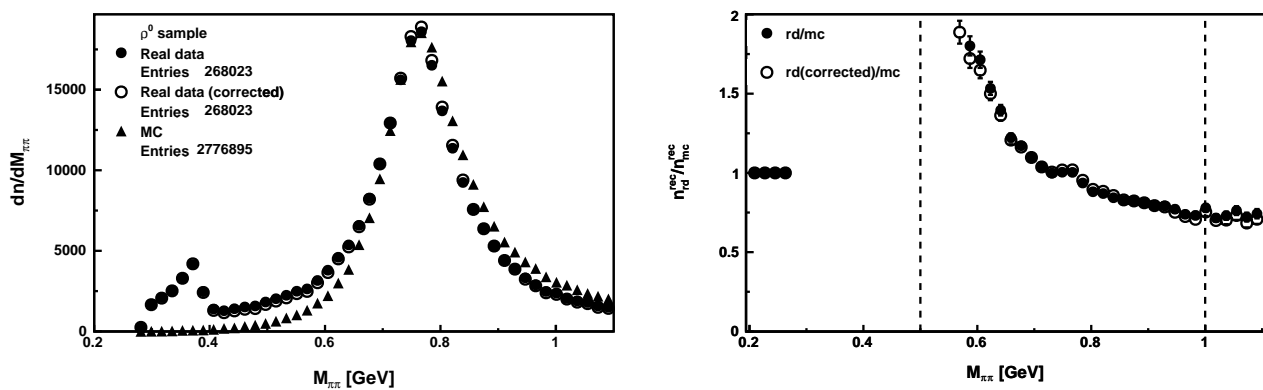
Zgodność danych MC z danymi rzeczywistymi zależy od opisu rzeczywistej produkcji przypadków w generatorze MC oraz od opisu spektrometru w programie symulującym (przy założeniu, iż użyto tego samego algorytmu rekonstrukcji – patrz rysunek 8.1). Parametryzację przekrojów czynnych zmiennych kinematycznych w generatorze HEPGEN sporządzono dla danych pochodzących z eksperymentu NMC, w którym wyselekcjonowana próbka danych ekskluzywnych była niewielka (patrz tab. 4.1). Ponadto, w generatorze uwzględniono wyłącznie produkcję niekoherentną. Z kolei uzyskanie dokładnego opisu spektrometru COMPASS w programie COMGEANT było celem wielu poprzednich analiz, dzięki czemu uzyskano kompletną i jednolitą metodę opisu spektrometru dla wszystkich lat produkcji. Założono zatem, iż niezgodność danych MC z danymi rzeczywistymi wynika głównie z opisu produkcji w generatorze MC. Wpływ tej niezgodności na poprawki akceptacyjne, które wyznaczono w dalszej części analizy MC, przedyskutowano w rozdziale 8.3.



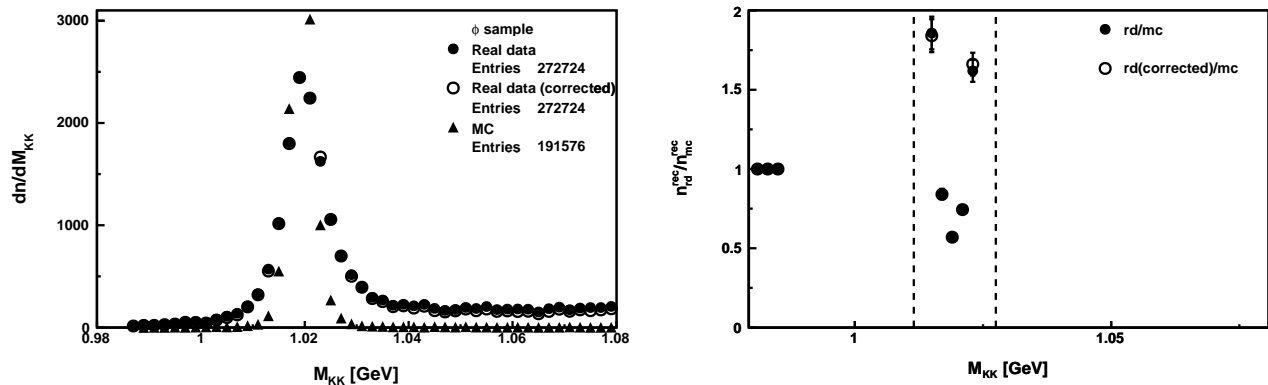
Rysunek 8.2: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu energii  $E_\mu$  mionów wiązki – próbka mezonów  $\rho^0$ .



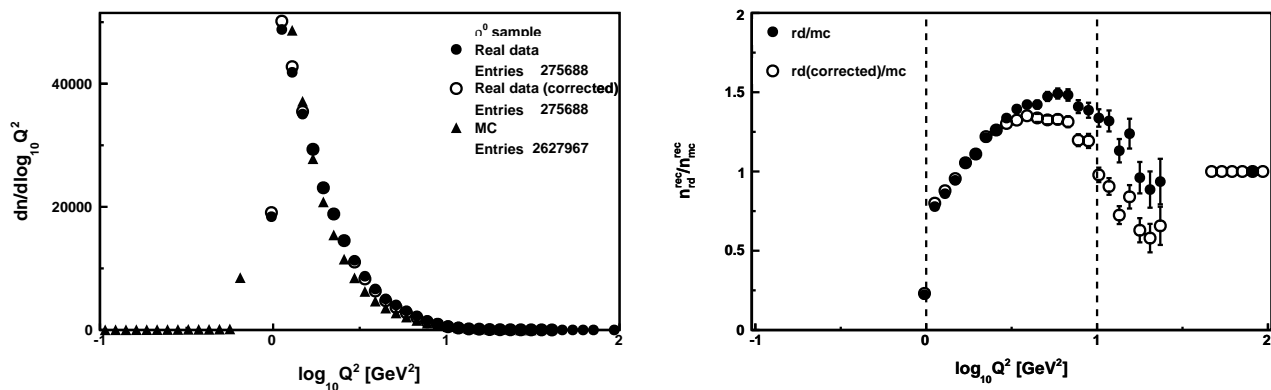
Rysunek 8.3: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla składowej położenia wierzchołka  $z$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .



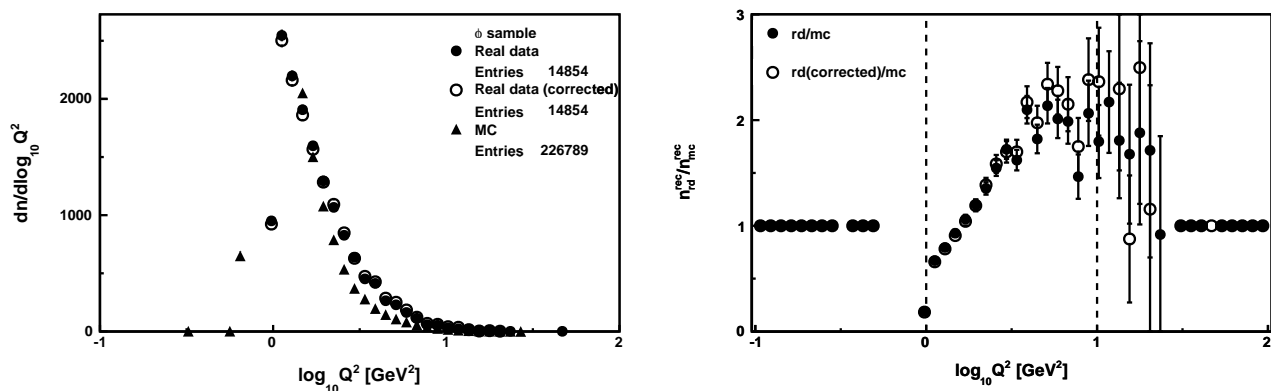
Rysunek 8.4: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu masy inwariantnej  $M_{\pi\pi}$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .



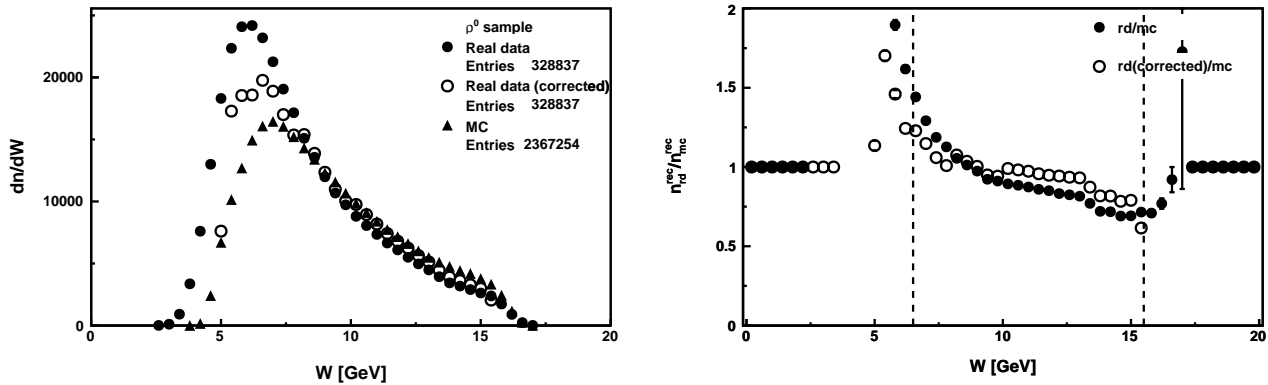
Rysunek 8.5: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu masy inwariantnej  $M_{KK}$  – próbka mezonów  $\phi$ .



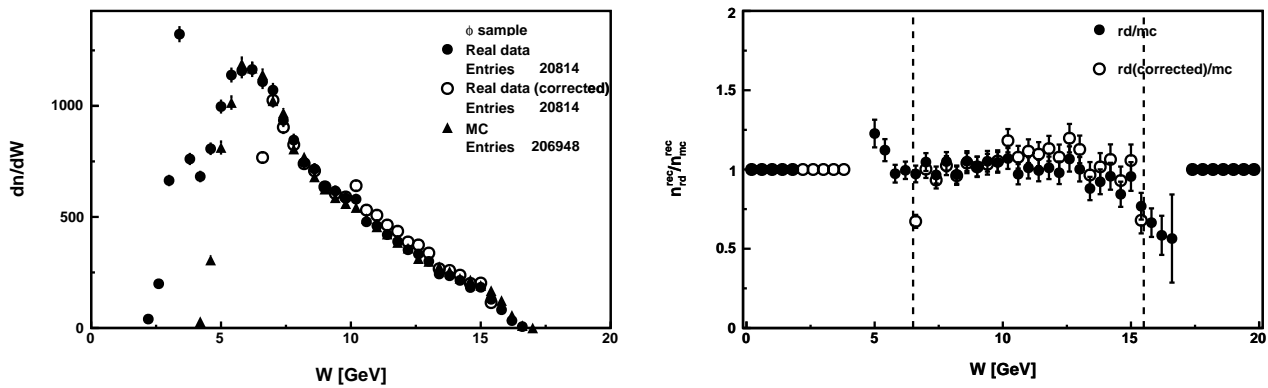
Rysunek 8.6: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu zmiennej  $Q^2$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .



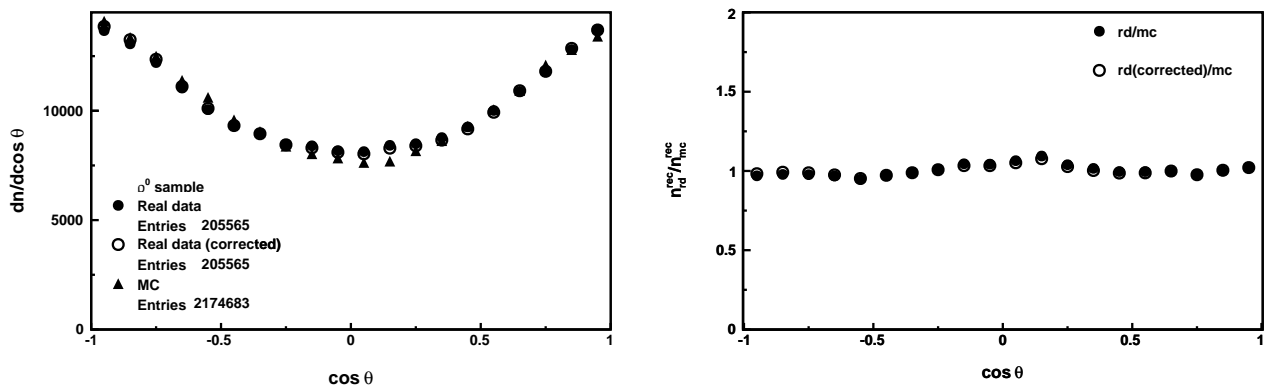
Rysunek 8.7: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu zmiennej  $Q^2$  – próbka mezonów  $\phi$ .



Rysunek 8.8: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu energii  $W$  w układzie środka masy  $\gamma^*N$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .

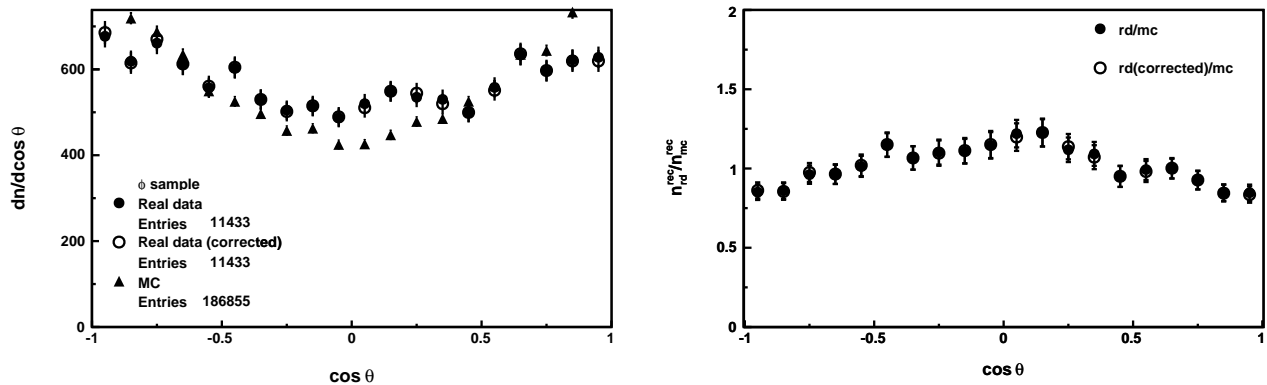


Rysunek 8.9: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu energii  $W$  w układzie środka masy  $\gamma^*N$  – próbka mezonów  $\phi$ .

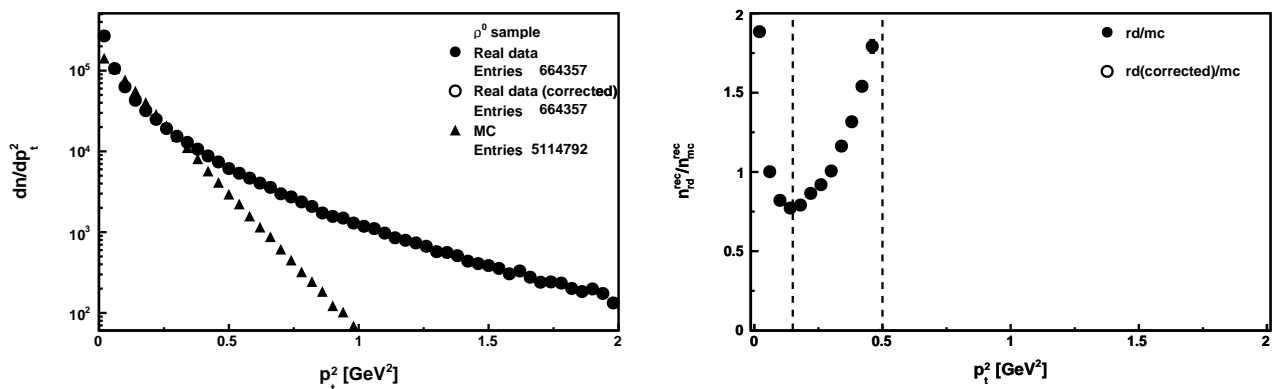


Rysunek 8.10: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu zmiennej  $\cos\theta$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .

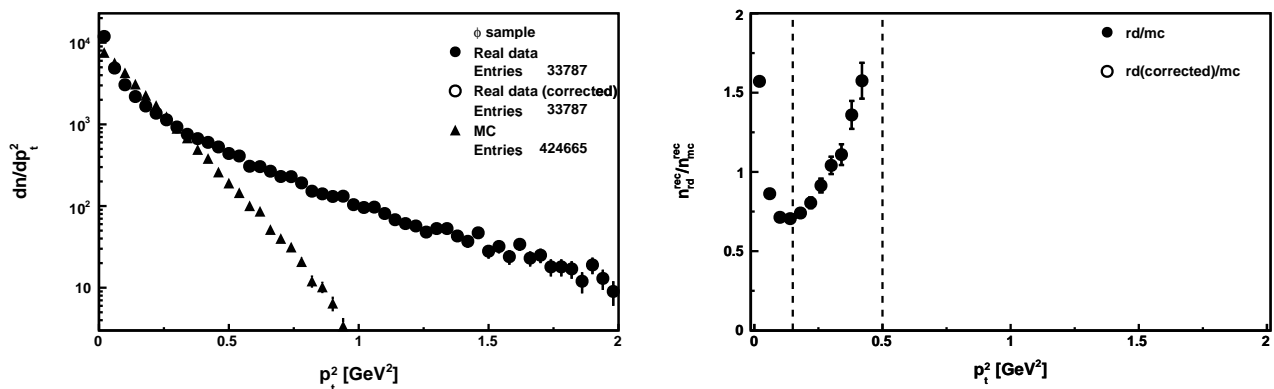




Rysunek 8.11: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu zmiennej  $\cos\theta$  – próbka mezonów  $\phi$ .



Rysunek 8.12: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu pędu poprzecznego  $p_t^2$  – próbka mezonów  $\rho^0$ .



Rysunek 8.13: Zgodność danych rzeczywistych z danymi Monte Carlo dla rozkładu pędu poprzecznego  $p_t^2$  – próbka mezonów  $\phi$ .

### 8.3. Akceptacja aparaturowa

Akceptacja geometryczna spektrometru COMPASS oraz efektywność rekonstrukcji zdarzeń zostały uwzględnione w wyselekcjonowanej próbkę zdarzeń rzeczywistych dzięki poprawkom akceptacyjnym wyznaczonym w analizie MC. Poprawki akceptacyjne obliczono w oparciu o próbkę wygenerowanych danych MC (do generacji której wykorzystano generator HEPGEN), z której otrzymano podpróbę danych zrekonstruowanych. Dla każdego przedziału rozkładu danej zmiennej obliczono stosunek liczby zliczeń dla danych zrekonstruowanych ( $n_{mc}^{rec}$ ) do liczby zliczeń dla danych wygenerowanych ( $n_{mc}^{gen}$ ). Stosunek  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  jest poszukiwaną poprawką akceptacyjną, której znormalizowana wartość może być traktowana jako prawdopodobieństwo rekonstrukcji zdarzenia w rozpatrywanym przedziale danej zmiennej, przy ustalonych warunkach selekcji.

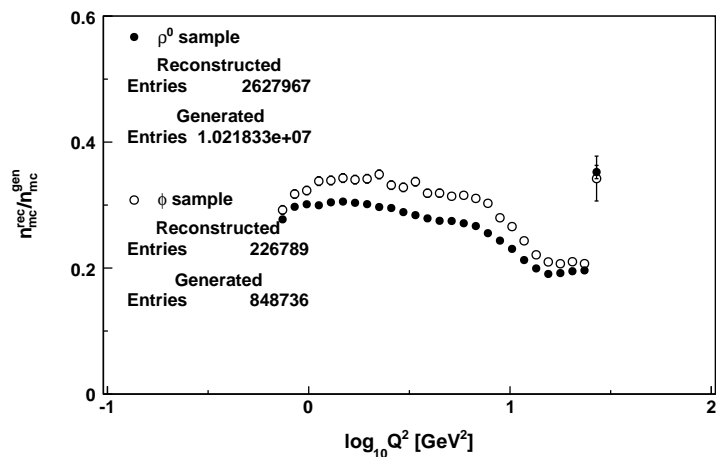
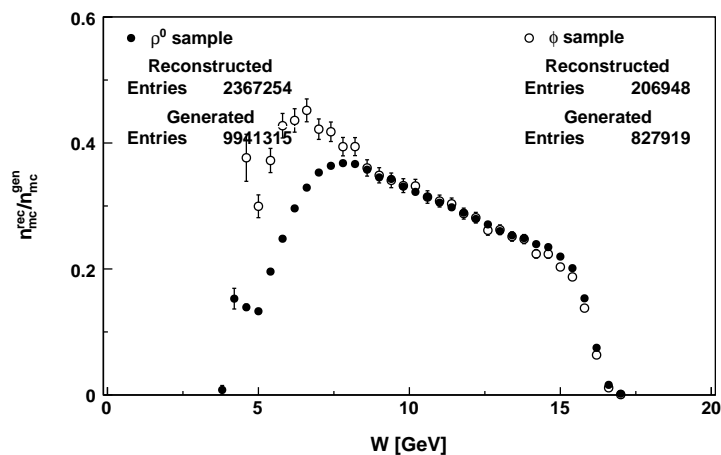
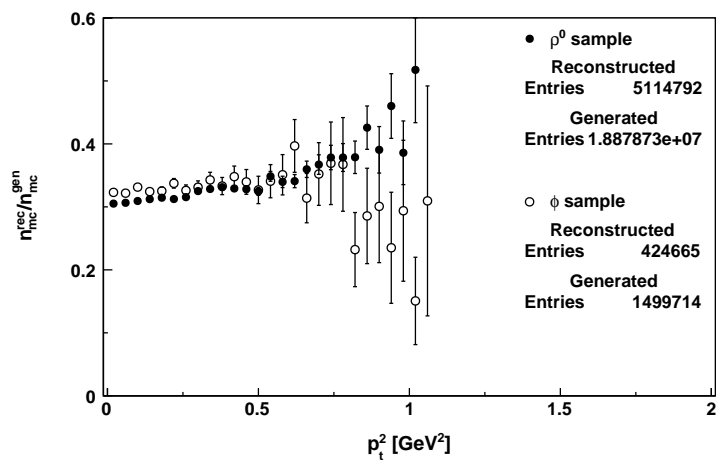
Rozkłady obliczonych wartości  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  przedstawiono na rysunkach 8.14 - 8.17, na których pełnymi punktami okrągłymi zaznaczono rozkład poprawek akceptacyjnych dla mezonów  $\rho^0$ , a pustymi punktami okrągłymi zaznaczono rozkład poprawek akceptacyjnych dla mezonów  $\phi$ . Dwuwymiarowe rozkłady poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennych kinematycznych  $Q^2$  i  $W$  przedstawiono na rysunkach 8.18 i 8.19, oddzielnie dla obu rozpatrywanych mezonów. Rozkłady te wykorzystano w analizie przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję (rozdział 9.1).

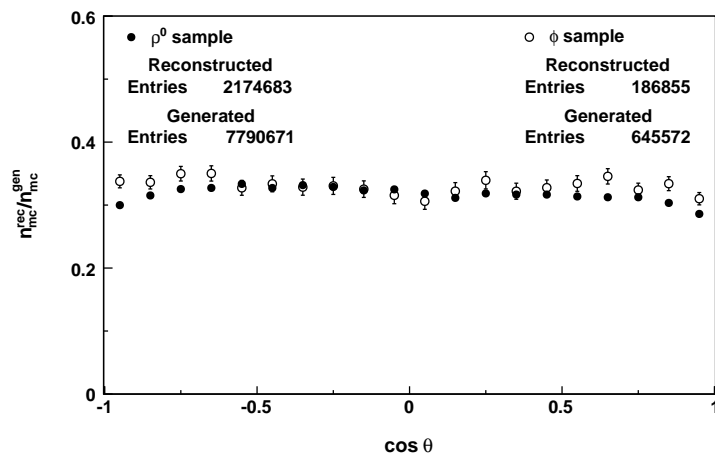
Poprawna rekonstrukcja zdarzeń z ekskluzywną produkcją mezonów  $\rho^0$  lub  $\phi$  zależy od prawdopodobieństwa detekcji hadronów pochodzących z rozpadu rozważanych mezonów (np. w kanałach 6.1 lub 6.2). Prawdopodobieństwo detekcji pojedynczego hadronu zależy w głównej mierze od wartości jego pędu oraz od kąta pod jakim porusza się ten hadron w stosunku do osi wiązki.

Średnia wartość pędu pionu pochodzącego z rozpadu mezonu  $\rho^0$  w kanale 6.1 wynosi 358 MeV w układzie środka masy tego mezonu [33]. Analogiczna wartość dla kaonu pochodzącego z rozpadu mezonu  $\phi$  w kanale 6.2 wynosi 127 MeV [33]. Dla ustalonej wartości energii  $W$ , prawdopodobieństwo zarejestrowania pionu, który w układzie środka masy mezonu  $\rho^0$  porusza się w kierunku przeciwnym do mionu wiązki, jest mniejsze niż prawdopodobieństwo zarejestrowania analogicznego kaonu, którego pęd po transformacji Lorentza do układu laboratoryjnego jest większy. Wskazana różnica ma znaczenie dla niskich wartości energii  $W$ , co pokazano na rysunku 8.15. Ponadto, różnica ta jest powodem lepszej rekonstrukcji mezonów  $\phi$  w całym zakresie zmiennych  $Q^2$  i  $p_t^2$ , co obrazują rysunki 8.14 i 8.16.

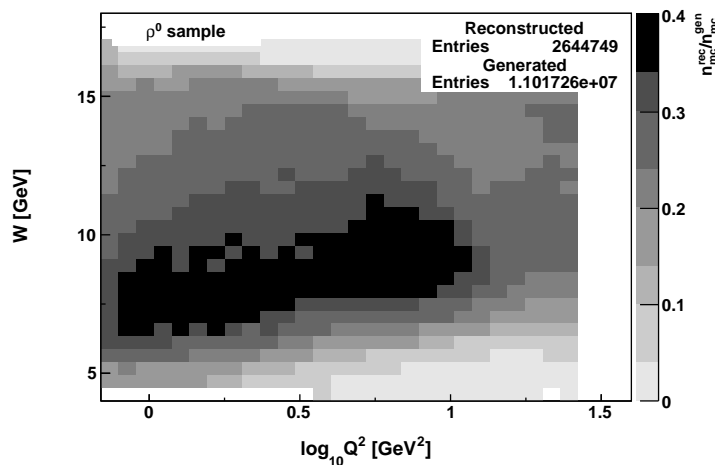
Pęd pionu lub kaonu względem osi wiązki w układzie laboratoryjnym, poza wartością pędu nadaną tej cząstce w czasie rozpadu odpowiedniego mezonu wektorowego, zależy także od zmiennej  $\cos\theta$ . Dla wartości  $\cos\theta \simeq -1$  lub  $\cos\theta \simeq 1$  oba hadrony poruszają się blisko osi wiązki, co zwiększa ich wzajemną asymetrię pędową w układzie laboratoryjnym, a tym samym zmniejsza prawdopodobieństwo zarejestrowania obu hadronów dla małych wartości zmiennej  $W$ . Efekt ten jest widoczny dla próbki mezonów  $\rho^0$  na rysunku 8.17.

Wpływ zgodności danych MC z danymi rzeczywistymi na wartość poprawek akceptacyjnych sprawdzono dzięki nadaniu wygenerowanym i zrekonstruowanym przypadkom MC wag, które są iloczynem stosunków  $n_{rd}^{rec}/n_{mc}^{rec}$  wyznaczonych dla rozkładów zmiennych  $M_{\pi\pi}$ ,  $Q^2$ ,  $\nu$  i  $p_t^2$ . Przyjęta metoda ma na celu upodobnienie zrekonstruowanych danych MC do zrekonstruowanych danych rzeczywistych i jest równoważna zmianie parametrów generacji w generatorze MC. Nie stwierdzono znaczących różnic pomiędzy rozkładami poprawek akceptacyjnych wyznaczonymi dla danych MC i rozkładami poprawek akceptacyjnych wyznaczonymi dla zmodyfikowanych danych MC, co wskazuje, iż poprawki akceptacyjne są mało czułe na parametryzację rozkładów generowanych przypadków.

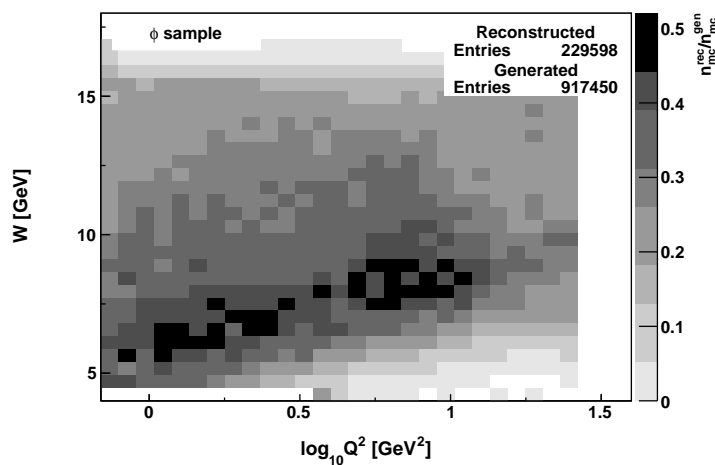
Rysunek 8.14: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .Rysunek 8.15: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .Rysunek 8.16: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennej  $p_t^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 8.17: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennej  $\cos \theta$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 8.18: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennych  $Q^2$  i  $W$  dla mezonów  $\rho^0$ .



Rysunek 8.19: Rozkład poprawek akceptacyjnych w funkcji zmiennych  $Q^2$  i  $W$  dla mezonów  $\phi$ .

## 9. Analiza procesów ekskluzywnych

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki analizy przypadków ekskluzywnych dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Obserwable, które zostały wyznaczone, to przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję rozpatrywanych mezonów wektorowych (wzór 1.2), stosunek  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , czyli stosunek przekrojów czynnych dla podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów, oraz parametr  $b_{incoh}$ , z którym związany jest poprzeczny rozmiar obiektów tworzących mezony wektorowe. Wymienione obserwable wyznaczono w szerokim zakresie zmiennych kinematycznych, po odjęciu wkładu od procesów nieekskluzywnych w wyselekcjonowanej próbkę danych (rozdział 7) i z uwzględnieniem poprawek aparaturowych (rozdział 8).

### 9.1. Przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję

#### Wprowadzenie

W niniejszym podrozdziale przedstawiono wyniki pomiaru przekroju czynnego na wirtualną fotoprodukcję mezonów wektorowych  $\rho^0$  i  $\phi$  (wzór 1.2), w funkcji zmiennych kinematycznych  $Q^2$  i  $W$ . Prezentowane wyniki uwzględniają wyłącznie przypadki niekoherentne w przedziale pędu poprzecznego  $0.1 < p_t^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$ .

Związek pomiędzy przekrojem czynnym na wirtualną fotoprodukcję a zmierzonym mionowym przekrojem czynnym (wzór 1.1) definiuje wzór

$$\sigma_{\gamma^*N \rightarrow VN'}(Q^2, W) = \frac{1}{\Gamma_T} \frac{d^2\sigma_{\mu N \rightarrow \mu'VN'}(Q^2, W)}{dQ^2 dW}, \quad (9.1)$$

gdzie  $V$  oznacza mezon wektorowy ( $\rho^0$  lub  $\phi$  w tym przypadku), a  $\Gamma_T$  jest strumieniem poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów. Strumień  $\Gamma_T$  opisuje wzór

$$\Gamma_T = \frac{\alpha(\nu - Q^2/2M_p) W}{2\pi Q^2 E_\mu^2(1 - \epsilon)} \frac{1}{M_p}, \quad (9.2)$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą struktury, a  $\epsilon$  jest polaryzacją wirtualnych fotonów daną przez

$$\epsilon = \frac{1 - (\nu/E_\mu) - (Q^2/4E_\mu^2)}{1 - (\nu/E_\mu) + 0.5(\nu/E_\mu)^2 + (Q^2/4E_\mu^2)}. \quad (9.3)$$

Wzór 9.1 określa całkowity przekrój czynny dla wirtualnych fotonów spolaryzowanych poprzecznie i podłużnie, co wyraża równanie

$$\sigma_{\gamma^*N \rightarrow VN'} = \sigma_T + \epsilon\sigma_L, \quad (9.4)$$

lub równanie równoważne

$$\sigma_{\gamma^*N \rightarrow VN'} = \sigma_L \left( \frac{1}{R} + \epsilon \right), \quad (9.5)$$

gdzie  $R = \sigma_L/\sigma_T$ . Wartości stosunku  $R$  w użytych przedziałach kinematycznych zostały wyznaczone na podstawie analizy rozkładów kątowych omówionej w rozdziale 9.2.

## Metoda wyznaczania przekroju czynnego na wirtualną fotoprodukcję

Wartości przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję  $\sigma_{\gamma^*N \rightarrow VN'}$  obliczono ze wzoru 9.1. Wartość polaryzacji  $\epsilon$  i wartość strumienia  $\Gamma_T$  obliczono indywidualnie dla każdego przypadku. Mionowy przekrój czynny  $\sigma_{\mu N \rightarrow \mu'VN'}$  obliczono nadając każdemu przypadkowi wagi  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  i  $f'_{exc}$ . Waga  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  jest poprawką akceptacyjną wyznaczoną w analizie MC (rozdział 8), a jej wartość zależy od obu zmiennych kinematycznych (rys. 8.18 i 8.19). Wyznaczona w analizie tła nieekskluzywnego (rozdział 7) waga  $f'_{exc}$  określa prawdopodobieństwo, iż dane zdarzenie pochodzi z rozpatrywanego procesu ekskluzywnego. Wartość wagi  $f'_{exc}$  zależy od obu zmiennych kinematycznych i od energii brakującej  $E_{miss}$ .

Wartości przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję z udziałem podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów obliczono ze wzoru 9.5, wykorzystując wartości  $R$  otrzymane w analizie rozkładów kątowych (rozdział 9.2).

W niniejszej analizie bezpośrednio wyznaczono względne przekroje czynne, tzn. bez uwzględnienia świetlności eksperymentu COMPASS. W celu porównania otrzymanych wyników z przewidywaniami teoretycznymi i z danymi światowymi, otrzymane dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  dane pomnożono przez ten sam czynnik normalizujący, którego wartość znaleziono przez porównanie wybranego punktu doświadczalnego z krzywą teoretyczną.

## Wyniki pomiaru przekroju czynnego na wirtualna fotoprodukcję

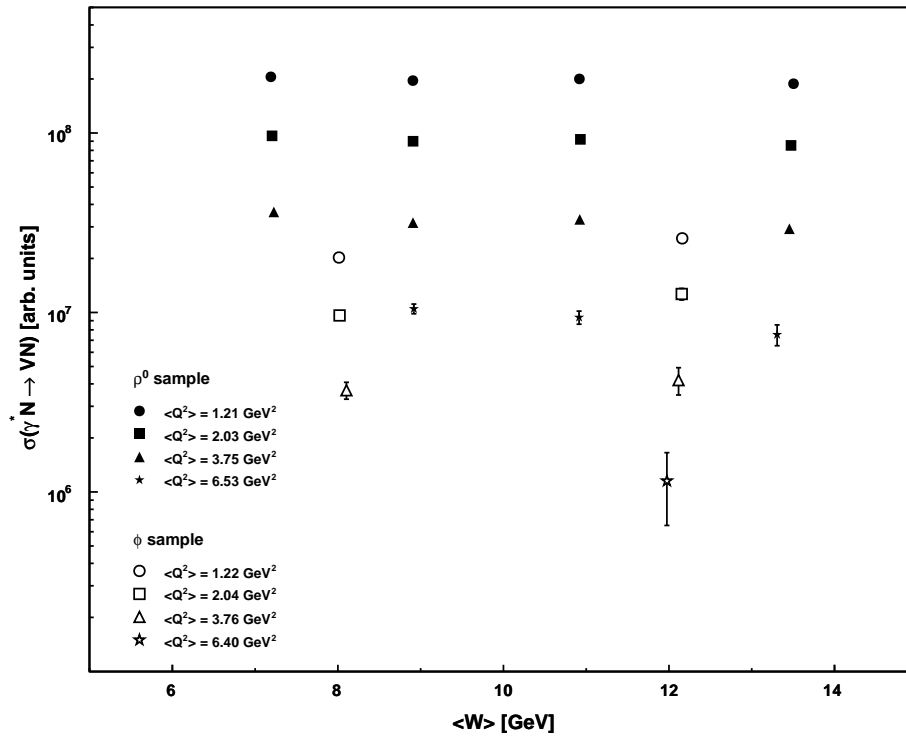
Numeryczne wyniki pomiaru przekroju czynnego na wirtualna fotoprodukcję zestawiono w tabelach A.5 i A.6, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . W tabelach tych dla każdego użytego przedziału kinematycznego  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  podano średnią wartość polaryzacji  $\langle \epsilon \rangle$  oraz obliczone wartości przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję i wirtualną fotoprodukcję z udziałem tylko podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów. Podane wartości przekrojów czynnych podzielono przez czynnik  $10^6$ . Zaznaczone pochyłym drukiem przedziały kinematyczne zostały usunięte z dalszej dyskusji wyników końcowych (patrz rozdział 7).

Zależność wyznaczonych wartości przekroju czynnego  $\sigma_{\gamma^*N \rightarrow VN'}$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  od obu zmiennych kinematycznych pokazano na rysunkach 9.1 i 9.2. Otrzymane dane wskazują, iż w rozpatrywanym przedziale kinematycznym przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  zależy głównie od wartości zmiennej  $Q^2$ . Wyznaczony przekrój czynny dla mezonów  $\rho^0$  jest o rząd wielkości większy niż przekrój czynny dla mezonów  $\phi$ .

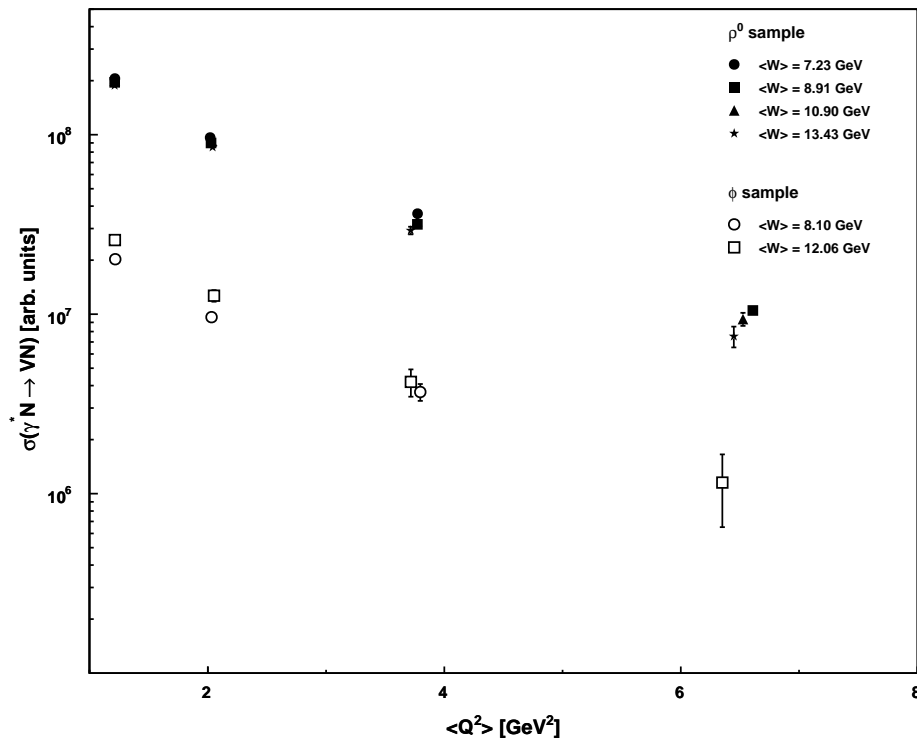
Modele teoretyczne umożliwiają określenie wkładu poszczególnych typów partonów w mechanizmie wirtualnej fotoprodukcji z udziałem podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów. Przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję z udziałem podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów wyznaczono dzięki analizie rozkładów kątowych (rozdział 9.2). Zależność wyznaczonych wartości przekroju czynnego  $\sigma_{\gamma_L^*N \rightarrow VN'}$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  od obu zmiennych kinematycznych pokazują rysunki 9.3 i 9.4. Z kolei rysunek 9.5 pokazuje porównanie otrzymanych danych z krzywymi teoretycznymi i z wynikami innych eksperymentów. Krzywe teoretyczne pochodzą z pracy [1] i zostały wyznaczone w oparciu o formalizm GPD (patrz rozdział 3). Na rysunku 9.5 linią ciągłą zaznaczono wkład kwarków morza i gluonów, a linią przerywaną wkład gluonów w procesie wirtualnej fotoprodukcji mezonów  $\rho^0$ . Linią kropkowaną zaznaczono wkład od kwarków walencyjnych i od interferencji pomiędzy kwarkami walencyjnymi a gluonami i kwarkami morza. Szary obszar reprezentuje całkowity błąd oszacowanego udziału wszystkich typów partonów w rozważanym procesie wirtualnej fotoprodukcji.

Przewidywania teoretyczne wskazują, iż w rozpatrywanym przedziale kinematycznym w procesie wirtualnej fotoprodukcji mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  biorą udział wszystkie możliwe dla danej reakcji typy partonów. Szybszy wzrost wartości przekroju czynnego  $\sigma_{\gamma_L^*N \rightarrow VN'}$  dla mezonów  $\phi$

w porównaniu z mezonami  $\rho^0$  dla małych wartości zmiennej  $W$ , spowodowany brakiem wkładu kwarków walencyjnych nukleonu w procesie wirtualnej fotoprodukcji mezonów  $\phi$ , potwierdzają wyniki otrzymane w niniejszej analizie.

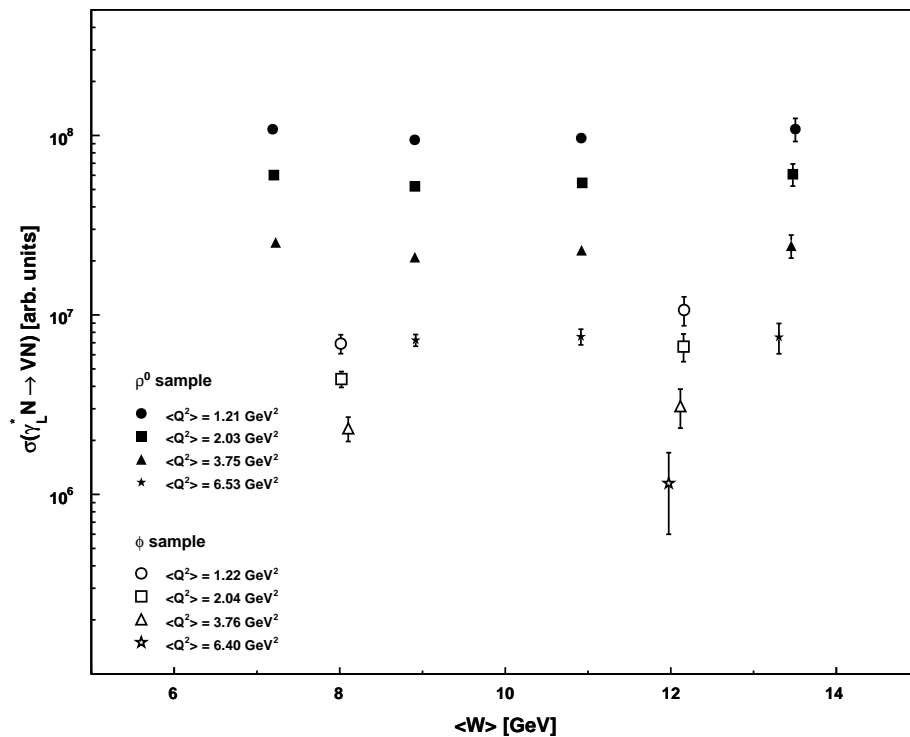


Rysunek 9.1: Zależność wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma^* N \rightarrow VN}$  od zmiennej  $W$  przy stałych wartościach zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

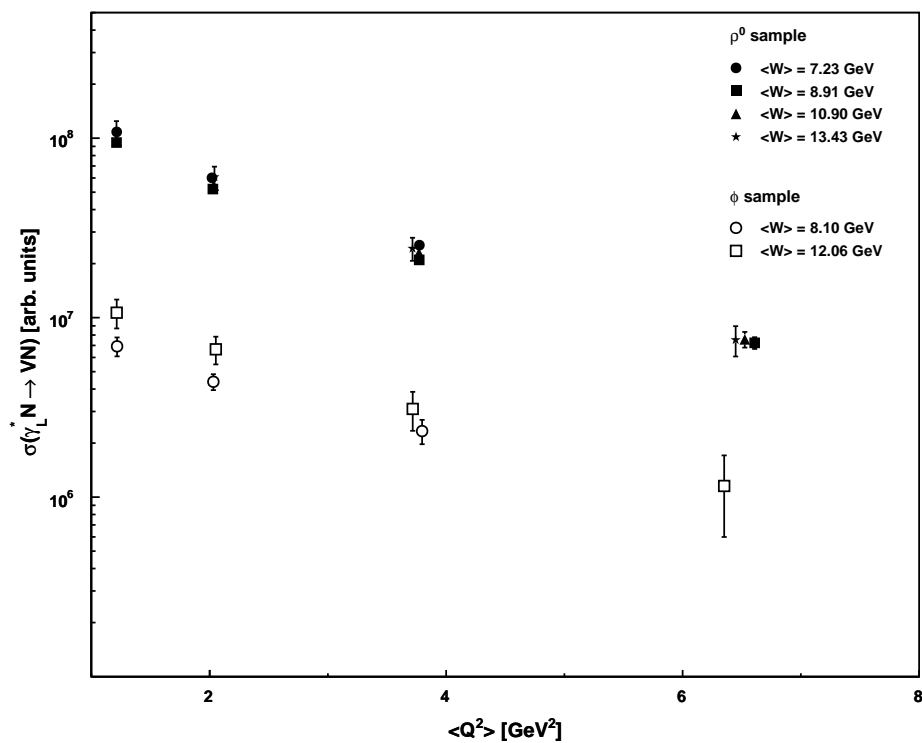


Rysunek 9.2: Zależność wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma^* N \rightarrow VN}$  od zmiennej  $Q^2$  przy stałych wartościach zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

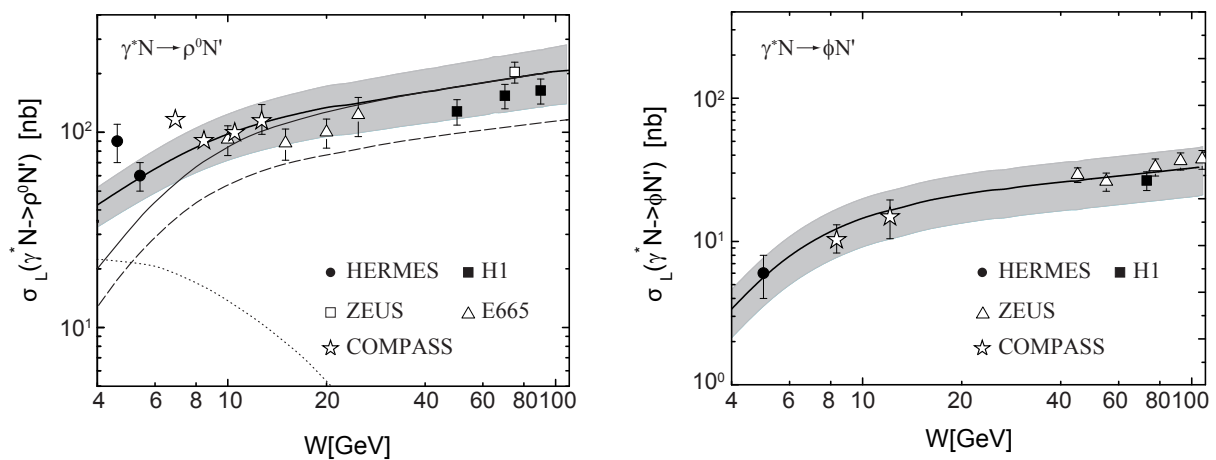




Rysunek 9.3: Zależność wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow VN}$  od zmiennej  $W$  przy stałych wartościach zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 9.4: Zależność wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow VN}$  od zmiennej  $Q^2$  przy stałych wartościach zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

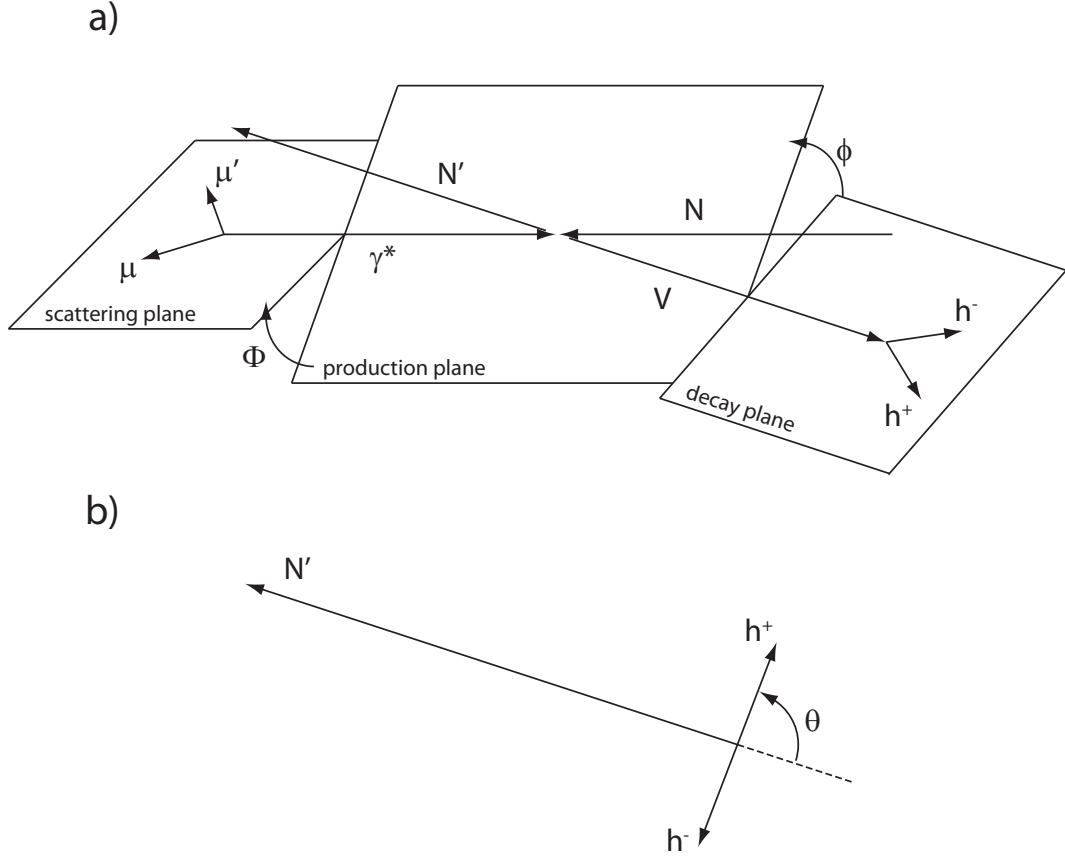


Rysunek 9.5: Porównanie wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow V N'}$  z wynikami innych eksperymentów i z przewidywaniami teoretycznymi (na podstawie [1]). Rysunek po lewej stronie został wykonany dla mezonów  $\rho^0$  przy  $\langle Q^2 \rangle = 4 \text{ GeV}^2$ , natomiast rysunek po prawej stronie został wykonany dla mezonów  $\phi$  przy  $\langle Q^2 \rangle = 3.8 \text{ GeV}^2$ . Na lewym rysunku linią ciągłą zaznaczono wkład kwarków morza i gluonów, a linią przerywaną wkład gluonów w procesie wirtualnej fotoprodukcji mezonów  $\rho^0$ . Linią kropkowaną zaznaczono wkład od kwarków walencyjnych i od interferencji pomiędzy kwarkami walencyjnymi a gluonami i kwarkami morza. Szary obszar reprezentuje całkowity błąd oszacowanego udziału wszystkich typów partonów w rozważanym procesie wirtualnej fotoprodukcji.

## 9.2. Rozkłady kątowe

### Wprowadzenie

Opis charakterystyki kątovej rozważanej reakcji ekskluzywnej (wzór 1.1) i dwuciałowego rozpadu mezonu wektorowego (np. w kanałach opisanych wzorami 6.1 i 6.2) wymaga definicji trzech kątów, które zaznaczono na rysunku 9.6.



Rysunek 9.6: Diagram procesu  $\mu N \rightarrow \mu' N' V$ ,  $V \rightarrow h^+ h^-$  w układzie środka masy a) wirtualny foton - nukleon i b) mezonu wektorowego.

Kąty  $\theta$  i  $\phi$  są odpowiednio kątem biegunowym i azymutalnym dodatniego hadronu pochodzącego z rozpadu mezonu wektorowego, w układzie środka masy tego mezonu. Kąt  $\phi$  jest również kątem pomiędzy płaszczyzną wyznaczoną przez pędy hadronów pochodzących z rozpadu mezonu wektorowego (*decay plane*), a płaszczyzną zdefiniowaną przez pędy wirtualnego fotonu i wyprodukowanej cząstki (*production plane*). Kąt  $\Phi$  opisuje wzajemne położenie płaszczyzny produkcji i płaszczyzny wyznaczonej przez pędy mionu wiązki i mionu rozproszonego (*scattering plane*). Pełny formalizm analizy rozkładów kątowych  $W(\cos \theta, \phi, \Phi)$  można znaleźć w ref. [35], gdzie autorzy rozważają produkcję mezonów wektorowych na niespolaryzowanej tarczy z użyciem spolaryzowanej wiązki leptonowej.

Jednowymiarowy rozkład kątovej  $W(\cos \theta)$  opisuje zależność

$$W(\cos \theta) = \frac{3}{4} \{1 - r_{00}^{04} + (3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta\}, \quad (9.6)$$

gdzie parametr  $r_{00}^{04}$  jest jednym z elementów macierzy gęstości (szczegóły w ref. [35]). Parametr  $r_{00}^{04}$  ma interpretację fizyczną jako prawdopodobieństwo znalezienia podłużnie spolaryzowanego mezonu wektorowego w rozważanej próbce danych ekskluzywnych.

Przy założeniu hipotezy SCHC (*s-channel helicity conservation hypothesis*), czyli hipotezy zachowania skrętności (rzutu spinu na kierunek ruchu) w kanale  $s$ , wyznaczony w analizie danych ekskluzywnych parametr  $r_{00}^{04}$  może posłużyć do obliczenia parametru  $R$ , który określa stosunek przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję dla podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\epsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}}, \quad (9.7)$$

gdzie parametr  $\epsilon$  określa polaryzację wirtualnych fotonów daną wzorem 9.3. Wyznaczenie zależności parametru  $R$  od obu zmiennych kinematycznych jest głównym celem analizy rozkładów kątowych.

## Metoda analizy rozkładów kątowych

Unormowane rozkłady  $dn/d\cos\theta$  w użytych przedziałach kinematycznych ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ) stanowią punkt wyjściowy dla dalszej analizy rozkładów kątowych. Rysunek 9.7 przedstawia przykładowe unormowane rozkłady  $dn/d\cos\theta$  dla próbki mezonów  $\rho^0$  w dwóch wybranych przedziałach kinematycznych.

W każdym przedziale kinematycznym ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ), wpływ tła nieekskluzywnego na wyniki końcowe został zredukowany dzięki odjęciu od unormowanego rozkładu danych wyselekcjonowanych, unormowanego rozkładu rzeczywistych danych semi-inkluzywnych, pomnożonego przez wartość ułamka  $f_{sinc}$ . Ułamek  $f_{sinc}$  wyraża wkład procesu semi-inkluzywnych w danym przedziale kinematycznym, a jego wartość dla użytego okna sygnałowego  $-2.5 < E_{miss} < 2.5$  GeV została wyznaczona w analizie tła nieekskluzywnego (rozdział 7). Rozkłady zmiennej  $\cos\theta$  dla przypadków semi-inkluzywnych sporządzono w przedziale energii brakującej  $7 < E_{miss} < 20$  GeV, w którym wkład przypadków ekskluzywnych i przypadków z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu jest zanedbywalny (patrz rys. 7.1). Na podstawie porównania kształtów semi-inkluzywnych rozkładów  $dn/d\cos\theta$  w różnych przedziałach energii brakującej założono, iż wyznaczony kształt rozkładu semi-inkluzywnego jest taki sam również w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 2.5$  GeV. Unormowane rozkłady  $dn/d\cos\theta$  dla danych semi-inkluzywnych w dwóch wybranych przedziałach kinematycznych pokazano na rysunku 9.8.

Po odjęciu wkładu przypadków semi-inkluzywnych w wyselekcjonowanej próbce danych, rozkłady  $dn/d\cos\theta$  poprawiono na wpływ akceptacji aparaturowej. Ilość zliczeń w każdym przedziale rozkładu danych rzeczywistych podzielono przez charakterystyczną dla tego przedziału poprawkę akceptacyjną  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{rec}$ , wyznaczoną w analizie Monte Carlo (rozdział 8). Rozkłady poprawek akceptacyjnych  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{rec}$  w funkcji zmiennej  $\cos\theta$  w dwóch wybranych przedziałach kinematycznych pokazano na rysunku 9.9.

Do unormowanych rozkładów  $dn/d\cos\theta$ , które poprawiono na wpływ udziału procesu semi-inkluzywnego i akceptacji aparaturowej, dopasowano funkcję 9.6. Funkcję dopasowano w przedziale  $-0.9 < \cos\theta < 0.9$ , wykluczając obszar w którym udział poprawek akceptacyjnych jest największy. Końcowe rozkłady  $dn/d\cos\theta$  z dopasowaniami funkcji 9.6 w dwóch wybranych przedziałach kinematycznych pokazano na rysunku 9.10.

Na błąd pojedynczego parametru  $r_{00}^{04}$  składają się błąd statystyczny, wynikający z błędu dopasowania funkcji 9.6, oraz błąd systematyczny, który wynika z błędu oszacowania ułamka  $f_{sinc}$  (wzór 7.6). Błąd systematyczny obliczono powtarzając analizę rozpatrywanego rozkładu  $dn/d\cos\theta$  dla wartości  $f_{sinc} - \Delta f_{sinc}$  i  $f_{sinc} + \Delta f_{sinc}$ , dzięki czemu otrzymano dolne i górne

ograniczenie na wartość parametru  $r_{00}^{04}$ . Wartości tych ograniczeń są z dobrym przybliżeniem symetryczne względem wyznaczonej wartości parametru  $r_{00}^{04}$ .

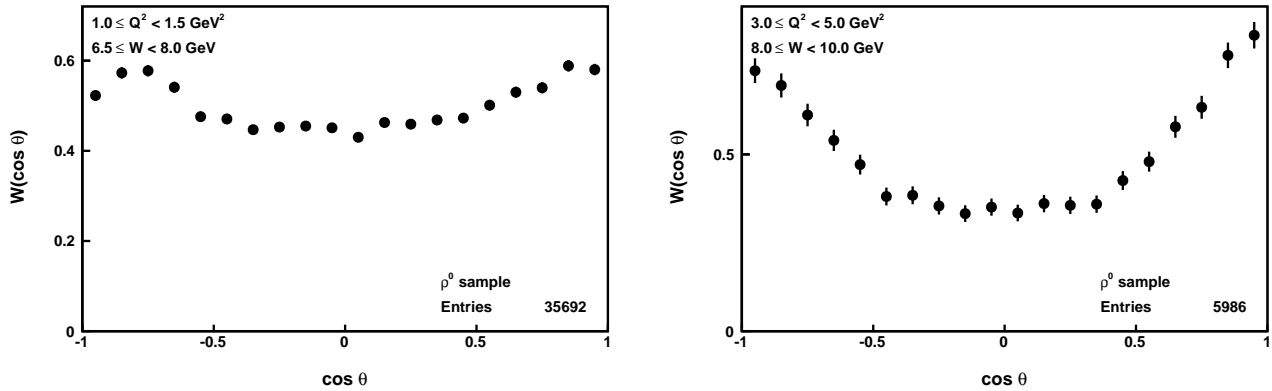
### Wyniki analizy rozkładów kątowych

Numeryczne wyniki analizy rozkładów kątowych zestawiono w tabelach A.7 i A.8, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Tabele zawierają wyznaczoną wartość parametru  $r_{00}^{04}$ , wartość średniej polaryzacji  $\langle \epsilon \rangle$  oraz obliczoną ze wzoru 9.7 wartość stosunku  $R$ , dla każdego użytego przedziału kinematycznego ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ). Przedziały kinematyczne zaznaczone pochyłym drukiem zostały usunięte z dalszej dyskusji wyników końcowych (patrz rozdział 7).

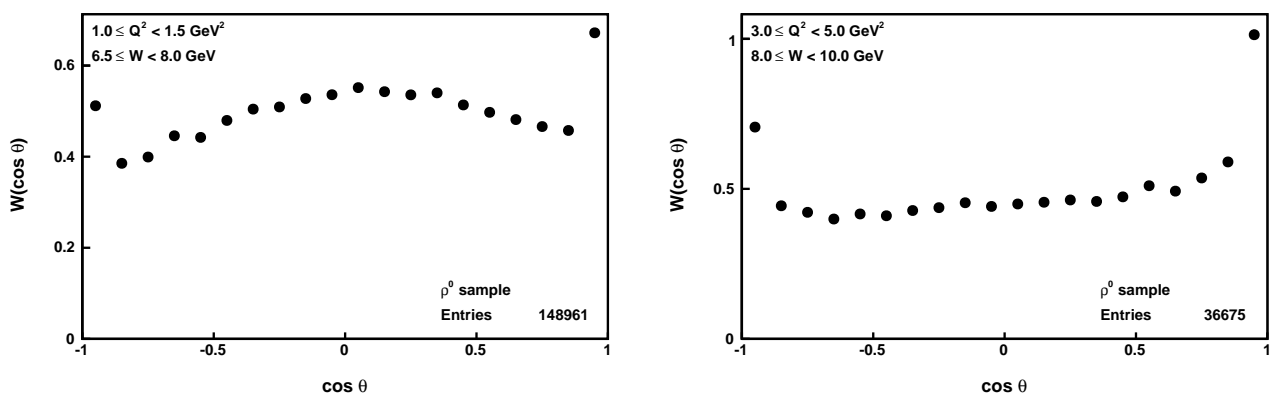
Zależność parametru  $r_{00}^{04}$  od obu zmiennych kinematycznych przedstawiono na rysunkach 9.11 i 9.12, wspólnie dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Wyniki analizy wskazują na słabą zależność wartości parametru  $r_{00}^{04}$  od zmiennej  $W$  i silną zależność od zmiennej  $Q^2$  w rozpatrywanym przedziale kinematycznym.

Zależność parametru  $R$  od obu zmiennych kinematycznych przedstawiono na rysunkach 9.13 i 9.14, wspólnie dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Wyznaczone dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  wartości współczynnika  $R$  są porównywalne dla podobnych przedziałów kinematycznych. Nie zaobserwowano zależności wartości współczynnika  $R$  od zmiennej  $W$ , co w szerokim zakresie tej zmiennej potwierdzają wyniki innych eksperymentów. Ponadto wyznaczone wartości współczynnika  $R$  wskazują na przeważający udział podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów w reakcji wirtualnej fotoprodukcji w rozpatrywanym przedziale kinematycznym.

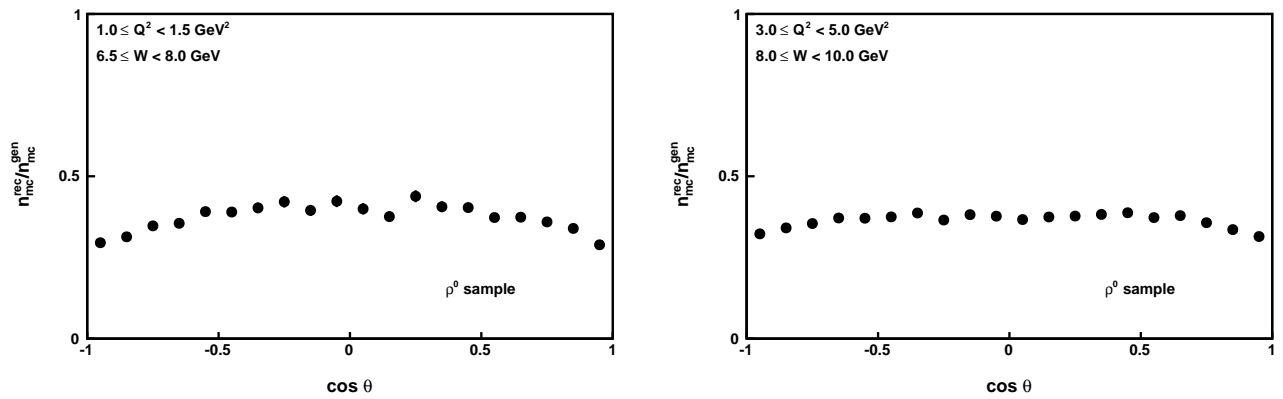
Po uśrednieniu wyników ze względu na wartość  $W$ , otrzymane dla mezonów  $\rho^0$  wartości współczynnika  $R$  porównano z wynikami kilku innych eksperymentów, co pokazuje rysunek 9.15. W przeciwieństwie do obszaru kinematycznego dostępnego w eksperymentach z wiązkami przeciwbieżnymi, w rozważanym przedziale kinematycznym wpływ współczynnika polaryzacji wirtualnych fotonów na wartość parametru  $R$  jest niezaniechany (tj.  $\epsilon < 1$ ), co uwzględniono we wzorze 9.7. Zgodność uzyskanych w niniejszej analizie wyników z danymi światowymi jest bardzo dobra. Precyzja wyznaczonych w eksperymencie COMPASS danych jest ponadto znacznie lepsza niż precyzja uzyskana w innych eksperymentach.



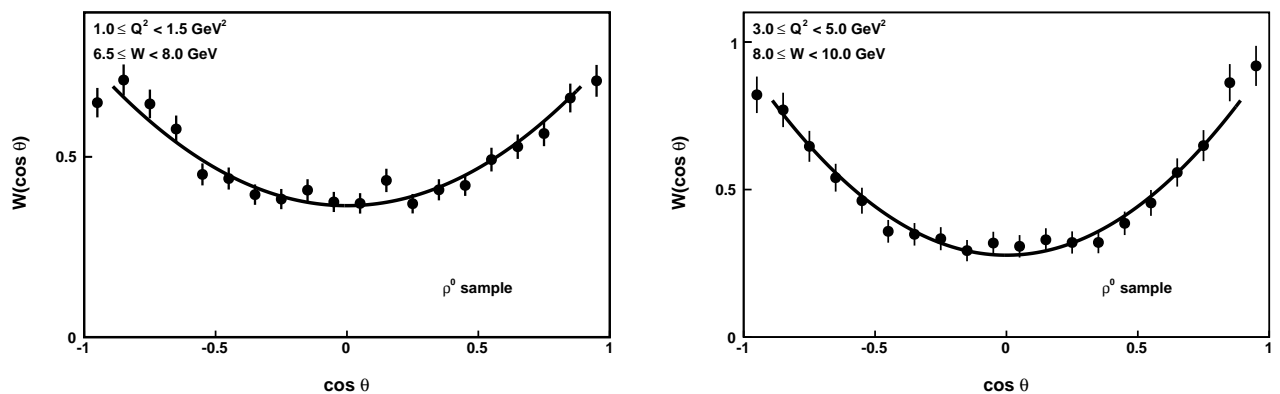
Rysunek 9.7: Przykładowe rozkłady  $W(\cos \theta)$  dla wyselekcjonowanej próbki.



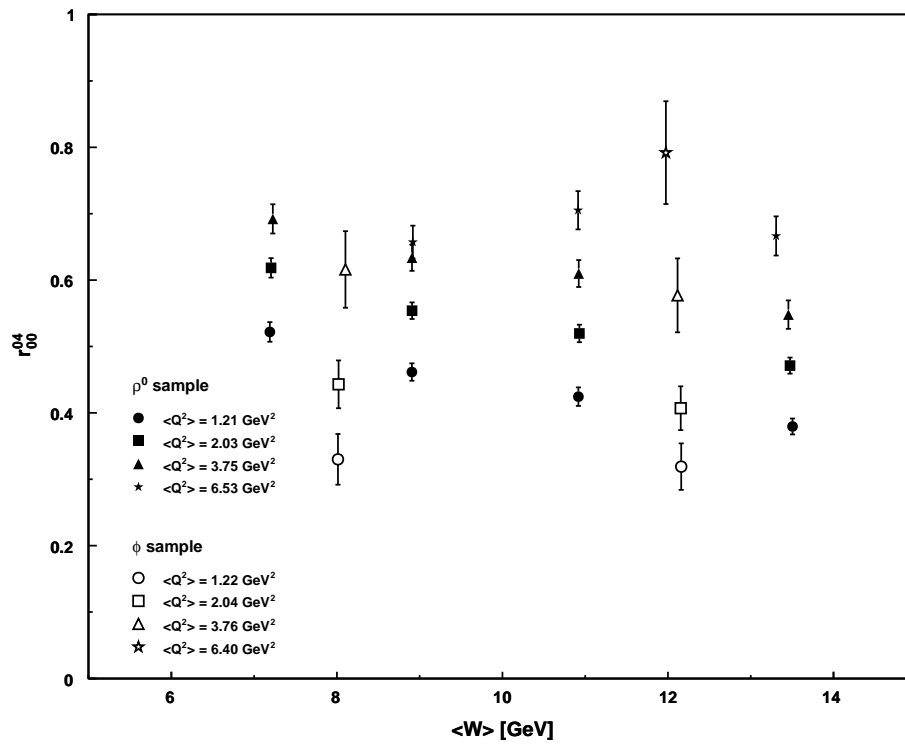
Rysunek 9.8: Przykładowe rozkłady  $W(\cos \theta)$  dla danych semi-inkluzywnych.



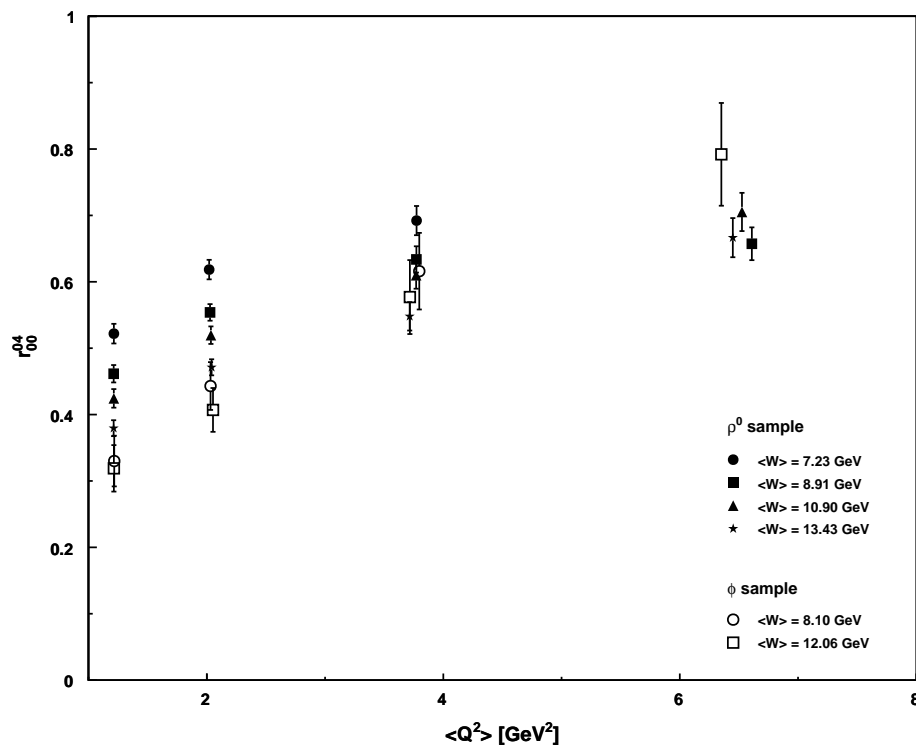
Rysunek 9.9: Przykładowe rozkłady poprawek akceptacyjnych  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  w funkcji zmiennej  $\cos \theta$ .



Rysunek 9.10: Przykładowe rozkłady  $W(\cos \theta)$  po odjęciu wkładu procesu semi-inkluzywnego i uwzględnieniu poprawek akceptacyjnych wraz z dopasowaniami.

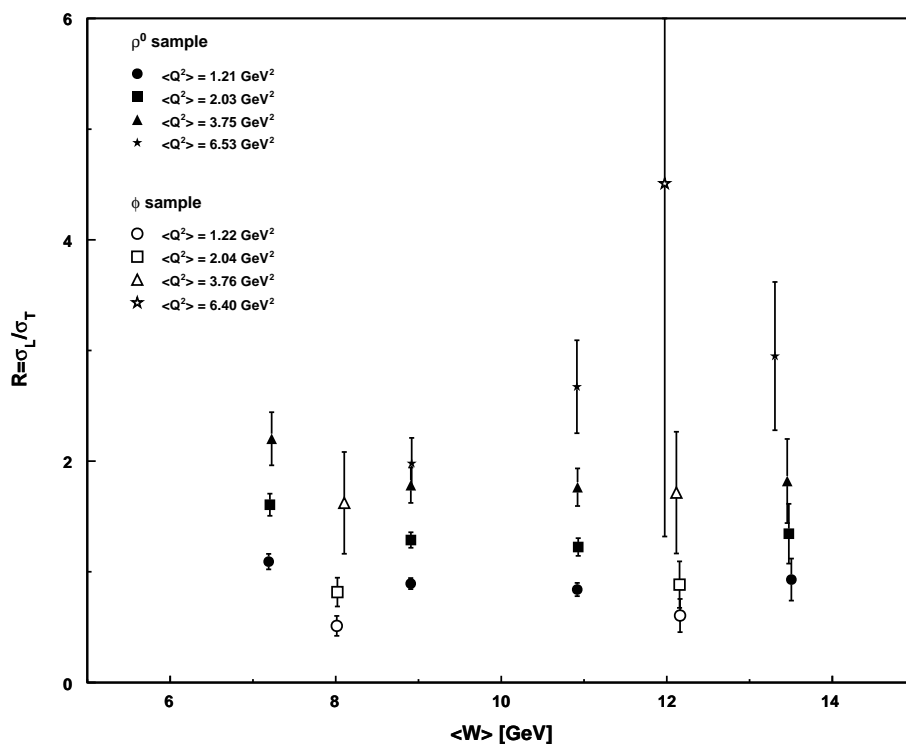


Rysunek 9.11: Zależność współczynnika  $r_{00}^{04}$  od zmiennej  $W$  przy stałych wartościach zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

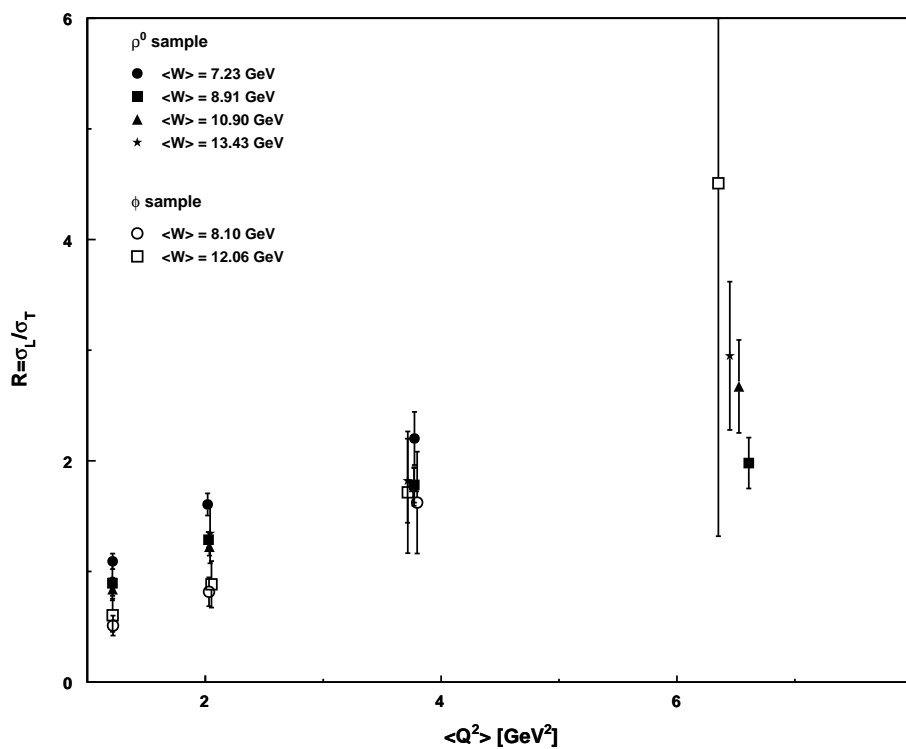


Rysunek 9.12: Zależność współczynnika  $r_{00}^{04}$  od zmiennej  $Q^2$  przy stałych wartościach zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

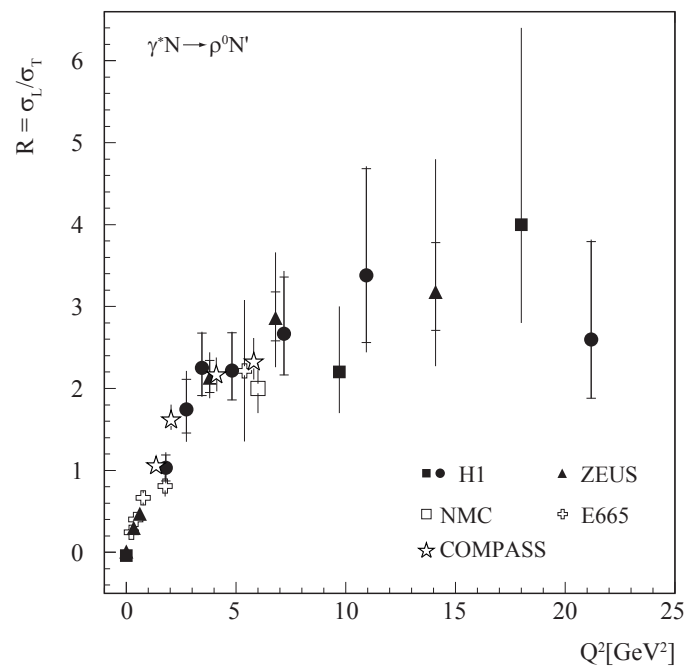




Rysunek 9.13: Zależność współczynnika  $R$  od zmiennej  $W$  przy stałych wartościach zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 9.14: Zależność współczynnika  $R$  od zmiennej  $Q^2$  przy stałych wartościach zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 9.15: Porównanie wyznaczonych wartości współczynnika  $R$  dla mezonów  $\rho^0$  z wynikami innych eksperymentów (na podstawie [21]).

### 9.3. Rozkłady pędu poprzecznego

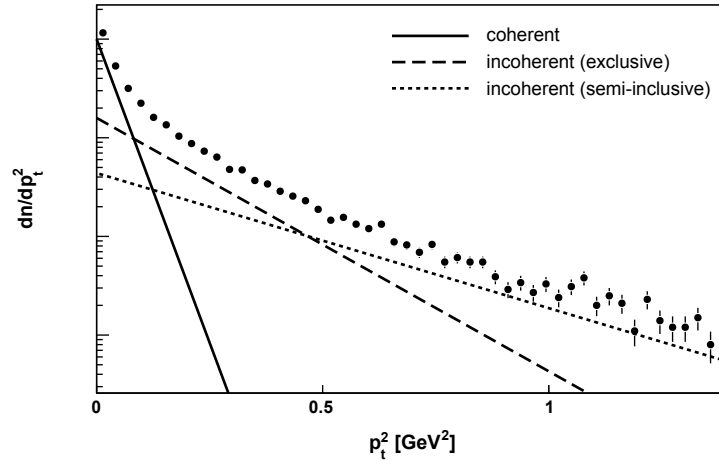
#### Wprowadzenie

Rozmiar poprzeczny obiektu, który bierze udział w tworzeniu mezonu wektorowy, jest kluczowym parametrem w modelach opisujących głęboko nieelastyczną produkcję ekskluzywną (patrz rozdział 3). W zakresie dużych wirtualności ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ), rozmiar poprzeczny małego obiektu może być obliczony w ramach perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej (pQCD). Ponadto rozmiar ten może być wyznaczony eksperymentalnie, niezależnie od modeli teoretycznych, co stanowi doskonały test dla wybranego modelu produkcji. Informację o rozmiarze poprzecznym obszaru oddziaływania pomiędzy elementem tarczy i wirtualnym fotonem niesie nachylenie  $b_{incoh}$  rozkładu pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla ekskluzywnych przypadków niekoherentnych.

Zmierzony rozkład pędu poprzecznego  $p_t^2$  opisują trzy funkcje eksponencjalne

$$\frac{dn}{dp_t^2} = A_{coh} e^{-b_{coh} \cdot p_t^2} + A_{incoh} e^{-b_{incoh} \cdot p_t^2} + A_{bg} e^{-b_{bg} \cdot p_t^2}, \quad (9.8)$$

które schematycznie zaznaczono na rysunku 9.16. Nachylenie  $b_{coh}$  charakteryzuje rozkład przypadków koherentnych (linia ciągła) i zależy od typu jąder użytych w tarczy. W eksperymencie COMPASS, w czasie trwania cyklu naświetlań wiązką mionową, wykorzystano tarczę zawierającą jądra  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$  i D, przez co eksperymentalnie wyznaczony współczynnik  $b_{coh}$  opisuje średni obszar oddziaływania koherentnego dla tych jąder. Nachylenie  $b_{incoh}$ , którego wyznaczenie jest głównym celem niniejszej części analizy, charakteryzuje rozkład ekskluzywnych przypadków niekoherentnych (linia przerywana). Nachylenie  $b_{bg}$  charakteryzuje z kolei rozkład przypadków nie pochodzących z reakcji ekskluzywnych, czyli tło semi-inkluzywne (linia kropkowana).



Rysunek 9.16: Składowe wybranego rozkładu pędu poprzecznego  $p_t^2$ .

## Metoda analizy rozkładów pędu poprzecznego

Wartości współczynnika  $b_{incoh}$  wyznaczono na podstawie analizy rozkładów pędu poprzecznego  $dn/dp_t^2$ . Niniejsza część analizy wymaga czystszej próbki ekskluzywnej niż w przypadku analizy rozkładów kątowych, wobec czego rozkłady  $dn/dp_t^2$  sporządzono w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 0$  GeV. Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$  w tym oknie sygnałowym pokazano na rysunku 9.17.

Sposób uwzględniania wpływu procesu semi-inkluzywnego i poprawek akceptacyjnych na wyselekcjonowaną próbkę danych jest analogiczny jak w przypadku analizy rozkładów kątowych. Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$  dla danych semi-inkluzywnych, które posłużyły do odjęcia wpływu tła semi-inkluzywnego, pokazano na rysunku 9.18. Wykorzystane ułamki udziału procesu semi-inkluzywnego  $f_{sinc}$  w badanych przedziałach kinematycznych pochodzą z analizy tła nieekskluzywnego (rozdział 7). Wartości ułamków  $f_{sinc}$  wyznaczono w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 0$  GeV, a ich wartości zostały wyszczególnione w tabelach A.3 i A.4, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Przykładowe rozkłady poprawek akceptacyjnych  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  w funkcji zmiennej  $p_t^2$  pokazano z kolei na rysunku 9.19.

Wartości współczynnika  $b_{incoh}$  wyznaczono przez dopasowanie pojedynczej funkcji eksponencjalnej  $A_{incoh}e^{-b_{incoh}\cdot p_t^2}$  do poprawionych na wpływ procesu semi-inkluzywnego i poprawek akceptacyjnych rozkładów  $dn/dp_t^2$ . Funkcje dopasowano w przedziale pędu poprzecznego  $0.1 < p_t^2 < 0.5$  GeV<sup>2</sup>, dla którego wyznaczono użyte wartości współczynnika  $f_{sinc}$  oraz w którym udział przypadków koherentnych jest zaniedbywalny. Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$ , poprawione na wpływ procesu semi-inkluzywnego i akceptacji wraz z dopasowaniami pokazano na rysunku 9.20.

Podobnie jak w przypadku analizy rozkładów kątowych, błąd statystyczny każdej wyznaczonej wartości  $b_{incoh}$  wynika z błędu dopasowania użytej funkcji, natomiast błąd systematyczny wynika z błędu oszacowania ułamka  $f_{sinc}$  (wzór 7.6).

## Wyniki analizy rozkładów pędu poprzecznego

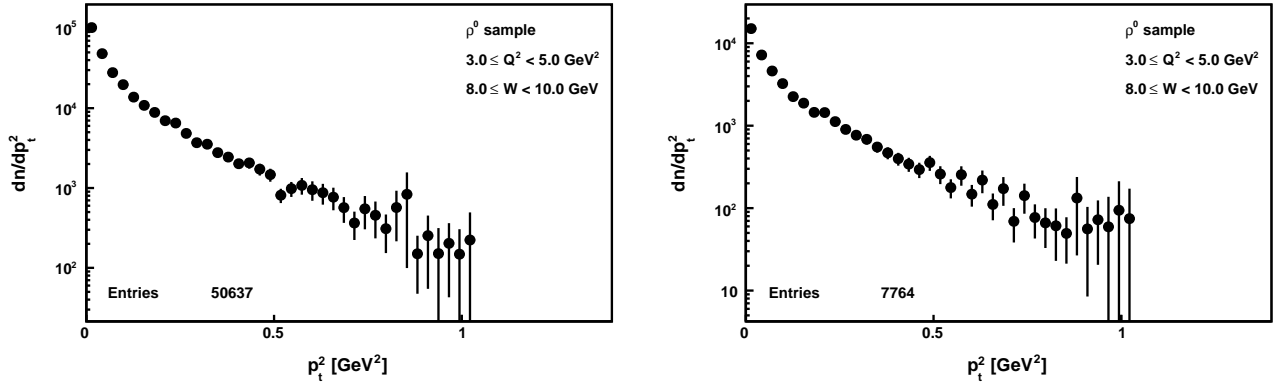
Numeryczne wyniki analizy rozkładów pędu poprzecznego zestawiono w tabelach A.9 i A.10, odpowiednio dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . W tabelach tych dla każdego użytego przedziału kinematycznego ( $\Delta Q^2, \Delta W$ ) podano wyznaczoną wartość parametru  $b_{incoh}$ . Przedziały kinematyczne zaznaczone pochyłym drukiem zostały usunięte z dalszej dyskusji wyników końcowych (patrz rozdział 7). Część przedziałów kinematycznych, ze względu na bardzo małą statystykę przypadków w tych przedziałach, została dodatkowo usunięta w analizie mezonów  $\phi$ , co także zaznaczono pochyłym drukiem.

Zależność parametru  $b_{incoh}$  od obu zmiennych kinematycznych przedstawiono na rysunkach 9.21 i 9.22, wspólnie dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ . Otrzymane wartości wskazują na brak zależności współczynnika  $b_{incoh}$  od zmiennej  $W$  w badanym przedziale kinematycznym. Uśrednione po zmiennej  $W$  wartości parametru  $b_{incoh}$  w funkcji zmiennej  $Q^2$  porównano z danymi otrzymanymi w innych eksperymentach, co pokazano na rysunku 9.23.

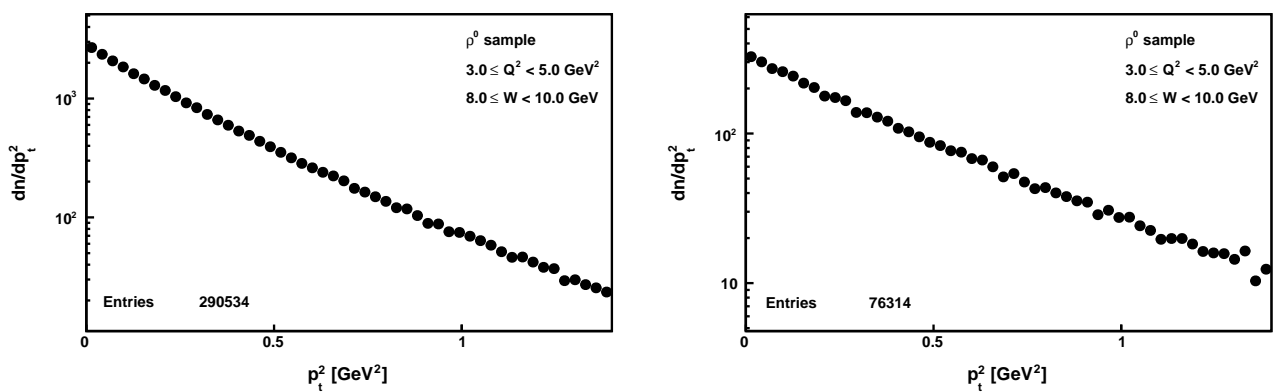
Rysunek 9.23 wskazuje na szybki spadek współczynnika  $b_{incoh}$  wraz ze wzrostem wartości zmiennej  $Q^2$  i na saturację tego współczynnika przy bardzo dużych wartościach zmiennej  $Q^2$ . Przewidywania dla produkcji ekskluzywnej, oparte na perturbacyjnej chromodynamice kwantowej, wskazują na uniwersalną zależność współczynnika  $b_{incoh}$ , według której  $b_{incoh}(Q^2 + M_v^2)$ , gdzie  $M_v$  jest masą mezonu wektorowego (masą produkowanej w stanie końcowym cząstki). W szerokim zakresie zmiennej  $Q^2$  zależność tą potwierdzają wyniki innych eksperymentów [19], w tym również dla procesu DVCS, czyli ekskluzywnej produkcji rzeczywistych fotonów.

Wyniki niniejszej analizy wskazują, iż w rozpatrywanym przedziale kinematycznym, przy

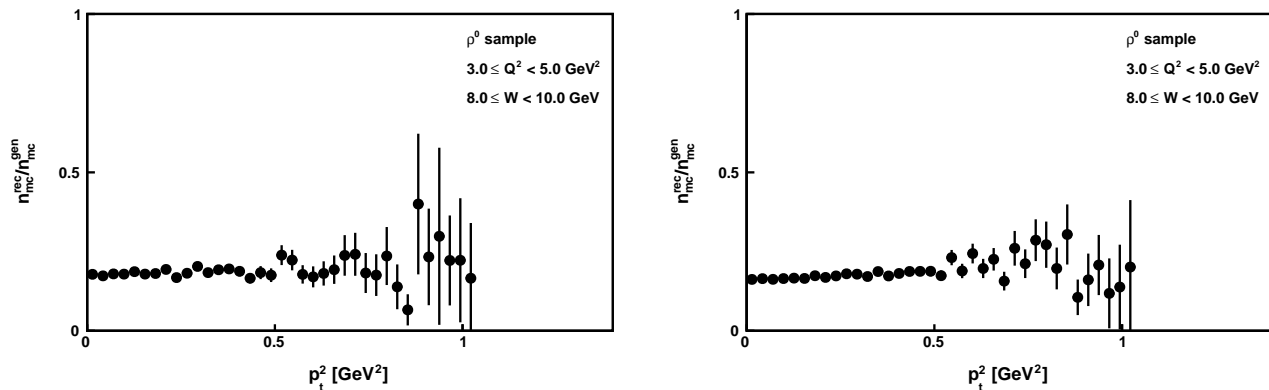
tej samej wirtualności fotonu, rozmiar poprzeczny obiektu tworzącego mezon  $\phi$  jest mniejszy niż rozmiar obiektu tworzącego mezon  $\rho^0$ .



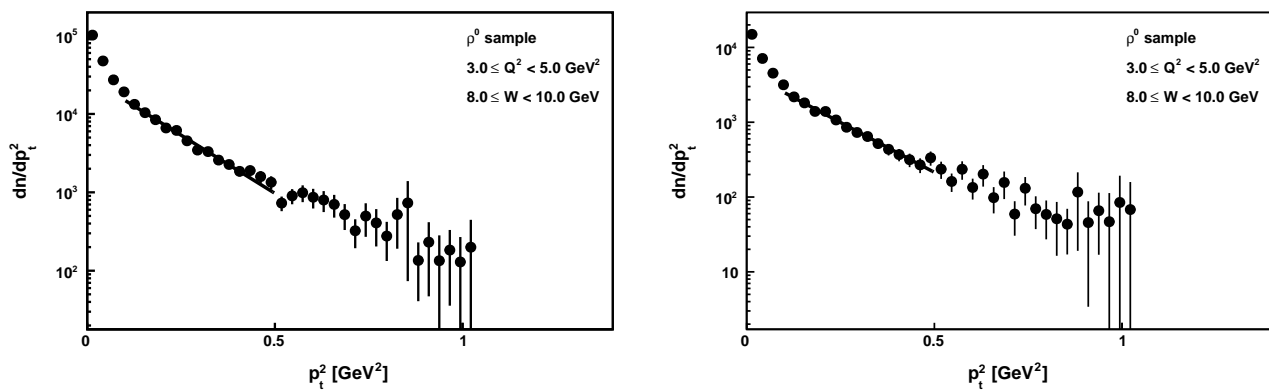
Rysunek 9.17: Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$  dla próbki wyselekcjonowanej.



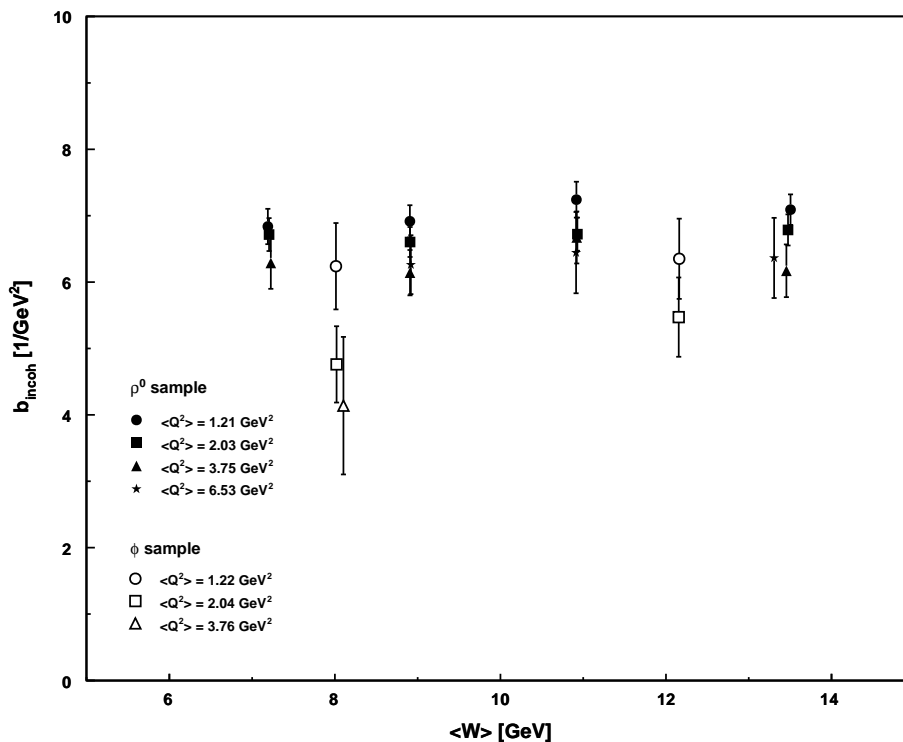
Rysunek 9.18: Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$  dla danych semi-inkluzywnych.



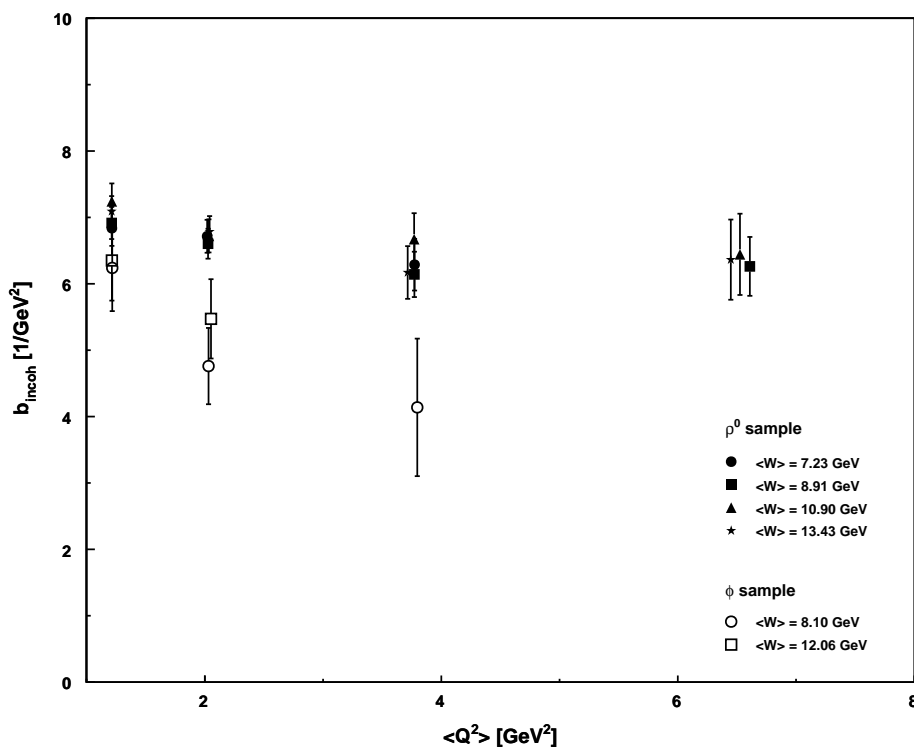
Rysunek 9.19: Przykładowe rozkłady poprawek akceptacyjnych  $n_{mc}^{rec}/n_{mc}^{gen}$  w funkcji zmiennej  $p_t^2$ .



Rysunek 9.20: Przykładowe rozkłady  $dn/dp_t^2$  po odjęciu wkładu procesu semi-inkluzywnego i uwzględnieniu poprawek akceptacyjnych wraz z dopasowaniami.

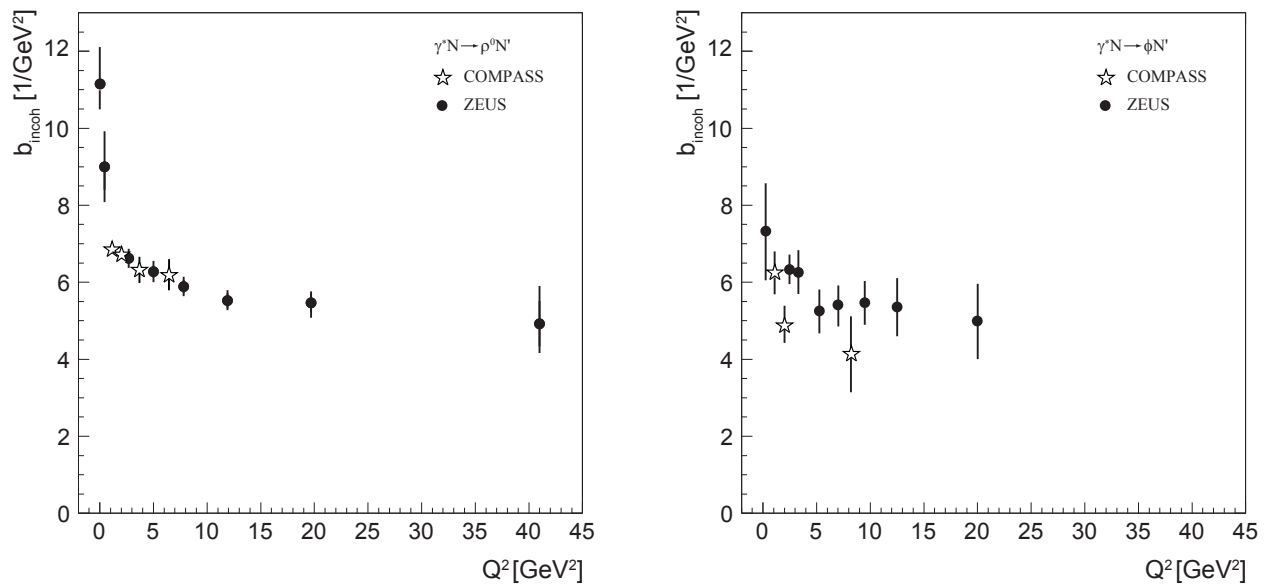


Rysunek 9.21: Zależność wyznaczonych wartości współczynnika  $b_{incoh}$  od zmiennej  $W$  przy stałych wartościach zmiennej  $Q^2$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .



Rysunek 9.22: Zależność wyznaczonych wartości współczynnika  $b_{incoh}$  od zmiennej  $Q^2$  przy stałych wartościach zmiennej  $W$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .





Rysunek 9.23: Porównanie wyznaczonych wartości współczynnika  $b_{incoh}$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  z wynikami eksperymentu ZEUS (na podstawie [19]).



## 10. Podsumowanie

W niniejszej pracy przedstawiono metody analizy i wyniki dotyczące ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych  $\rho^0$  i  $\phi$  w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu mionów na nukleonach tarczy. Dane użyte w niniejszej analizie pochodzą z eksperymentu COMPASS prowadzonego w laboratorium CERN i dotyczą słabo zbadanego obszaru kinematycznego, w którym wartości poszukiwanych obserwabli wyznaczono w funkcji zmiennych kinematycznych  $Q^2$  i  $W$ , w obszarze kinematycznym  $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  i  $6.5 < W < 15.5 \text{ GeV}$ .

W pracy wyznaczono przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , które dzięki analizie rozkładów kątowych rozpadów mezonów rozdzielono na części związane z podłużnie i poprzecznie spolaryzowanymi wirtualnymi fotonami. W rozpatrywanym przedziale kinematycznym uzyskane wyniki wskazują na słabą zależność wartości przekroju czynnego  $\sigma_{\gamma^* N \rightarrow VN'}$  od energii  $W$  i na szybki spadek tych wartości wraz ze wzrostem wirtualności fotonu  $Q^2$ . Udział podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów w procesie wirtualnej fotoprodukcji rośnie z kolei wraz ze wzrostem  $Q^2$  i jest w przybliżeniu niezależny od  $W$ .

Przeprowadzona analiza rozkładów pędu poprzecznego  $p_t^2$  pozwoliła na wyznaczenie zależności poprzecznego rozmiaru obiektu tworzącego mezon wektorowy (np. dipola kolorowego, czyli pary  $q\bar{q}$  lub pary  $gg$ , w modelu dipoli kolorowych) od obu zmiennych kinematycznych. Uzyskane wyniki wskazują na spadek rozmiaru tego obiektu w zakresie małych wirtualności  $Q^2$  oraz na saturację tej wielkości w obszarze dużych wartości  $Q^2$ . Nie stwierdzono żadnej znaczącej zależności rozmiaru poprzecznego obiektu tworzącego mezon wektorowy od energii  $W$ .

Dla wybranych przedziałów kinematycznych wartości obserwabli porównano z wynikami innych eksperymentów uzyskując dobrą zgodność. Wyznaczona zależność przekroju czynnego dla podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów (skrętność równa 0) od obu zmiennych kinematycznych pozwoliła na sprawdzenie poprawności przewidywań formalizmu GPD (z dokładnością do normalizacji), który tłumaczy między innymi rolę poszczególnych typów partonów w mechanizmie wirtualnej fotoprodukcji.

Wartości obserwabli wyznaczono uwzględniając poprawki związane z wkładem tła nieekskluzywnego i poprawki aparaturowe na akceptację i efektywność detekcji zdarzeń. Poprawki aparaturowe wyznaczono w analizie Monte Carlo, używając dedykowanego generatora dla reakcji ekskluzywnych. Analiza tła nieekskluzywnego wskazuje jak duże komplikacje wnoszą w analizie przypadków ekskluzywnych oddziaływania semi-inkluzywne i oddziaływania z dysocjacją dyfrakcyjną nukleonu.

W niniejszej pracy zastosowano nowe metody analizy ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych, a mianowicie związane w uwzględnieniem wkładu tła nieekskluzywnego. Niniejsza analiza stanowi istotny krok w kierunku wykorzystania wszystkich danych zebranych w eksperymencie COMPASS w analizie mezonów wektorowych. Uwzględnienie wszystkich danych pochodzących z cyklu naświetleń wiązką mionową pozwoli na trzykrotny wzrost statystyki rozpatrywanych przypadków, co umożliwi w przyszłości istotny wzrost dokładności diskutowanych obserwabli.

W niniejszej pracy, dzięki porównaniu wyznaczonych wartości przekrojów czynnych  $\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow VN'}$  dla mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , potwierdzono przewidywania modelu GPD, iż w rozpatrywanym przedziale kinematycznym biorą udział wszystkie możliwe dla danej reakcji typy partonów. Zaobserwowano

przewidziany szybszy wzrost wartości przekroju czynnego  $\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow V N'}$  dla mezonów  $\phi$  w porównaniu z mezonami  $\rho^0$  dla małych wartości zmiennej  $W$ , spowodowany brakiem wkładu kwarków walencyjnych nukleonu w procesie wirtualnej fotoprodukcji mezonów  $\phi$ . Wartości oszacowanych przekrojów czynnych dla mezonów  $\rho^0$  są około dziesięć razy większe niż wartości oszacowane dla mezonów  $\phi$ . Wyniki niniejszej analizy wskazują, iż udział podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów w procesie wirtualnej fotoprodukcji nie zależy od rodzaju rozpatrywanych mezonów wektorowych. Zaobserwowano ponadto, iż w rozpatrywanym przedziale kinematycznym, przy tej samej wirtualności fotonu, rozmiar poprzeczny obiektu tworzącego mezon  $\phi$  jest mniejszy niż rozmiar obiektu tworzącego mezon  $\rho^0$ .

## Dodatek A. Tabele dodatkowe

Tabela A.1: Wkład poszczególnych procesów w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 2.5$  GeV dla mezonów  $\rho^0$ . W każdym przedziale kinematycznym  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  wyszczególniono kolejno liczbę przypadków, ułamek przypadków ekskluzywnych  $f_{exc}$  oraz ułamek przypadków semi-inkluzywnych  $f_{sinc}$  we wskazanym oknie sygnałowym. Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	5.0 – 6.5	<i>33009</i>	<i>25657</i>	<i>5638</i>	<i>2038</i>	<i>235</i>
		<i>0.61</i>	<i>0.56</i>	<i>0.46</i>	<i>0.37</i>	<i>0.17</i>
		<i>0.28</i>	<i>0.34</i>	<i>0.45</i>	<i>0.56</i>	<i>0.79</i>
	6.5 – 8.0	35692	28652	6855	<i>3102</i>	<i>463</i>
		0.68	0.66	0.60	<i>0.57</i>	<i>0.45</i>
		0.20	0.22	0.29	<i>0.34</i>	<i>0.47</i>
	8.0 – 10.0	28224	23311	5986	3005	<i>523</i>
		0.77	0.76	0.73	0.67	<i>0.48</i>
		0.11	0.12	0.16	0.22	<i>0.46</i>
	10.0 – 12.0	17001	14390	3725	1581	<i>249</i>
		0.83	0.82	0.81	0.79	<i>0.65</i>
		0.06	0.07	0.09	0.11	<i>0.28</i>
	12.0 – 15.5	15161	13022	3284	1171	<i>168</i>
		0.84	0.84	0.84	0.82	<i>0.69</i>
		0.05	0.06	0.06	0.08	<i>0.23</i>

Tabela A.2: Wkład poszczególnych procesów w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 2.5$  GeV dla mezonów  $\phi$ . W każdym przedziale kinematycznym  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  wyszczególniono kolejno liczbę przypadków, ułamek przypadków ekskluzywnych  $f_{exc}$  oraz ułamek przypadków semi-inkluzywnych  $f_{sinc}$  we wskazanym oknie sygnałowym. Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	6.5 – 10.0	3200	2751	700	<i>278</i>	<i>33</i>
		0.76	0.76	0.75	<i>0.83</i>	<i>0.95</i>
		0.11	0.10	0.12	<i>0.02</i>	<i>0.04</i>
	10.0 – 15.5	2001	1818	441	187	<i>24</i>
		0.87	0.86	0.87	0.84	<i>0.73</i>
		0.02	0.03	0.02	0.05	<i>0.19</i>

Tabela A.3: Wkład poszczególnych procesów w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 0$  GeV dla mezonów  $\rho^0$ . W każdym przedziale kinematycznym  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  wyszczególniono kolejno liczbę przypadków, ułamek przypadków ekskluzywnych  $f_{exc}$  oraz ułamek przypadków semi-inkluzywnych  $f_{sinc}$  we wskazanym oknie sygnałowym. Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	5.0 – 6.5	<i>12908</i>	<i>9810</i>	<i>2027</i>	<i>606</i>	<i>49</i>
		<i>0.89</i>	<i>0.84</i>	<i>0.79</i>	<i>0.70</i>	<i>0.52</i>
		<i>0.09</i>	<i>0.10</i>	<i>0.16</i>	<i>0.26</i>	<i>0.46</i>
	6.5 – 8.0	14430	11167	2615	<i>1033</i>	<i>137</i>
		0.92	0.90	0.87	<i>0.85</i>	<i>0.80</i>
		0.06	0.07	0.10	<i>0.13</i>	<i>0.18</i>
	8.0 – 10.0	12075	9718	2423	1125	<i>185</i>
		0.94	0.93	0.92	0.89	<i>0.79</i>
		0.03	0.03	0.05	0.08	<i>0.18</i>
	10.0 – 12.0	7647	6198	1596	635	<i>88</i>
		0.95	0.94	0.94	0.92	<i>0.85</i>
		0.02	0.02	0.02	0.04	<i>0.10</i>
	12.0 – 15.5	7019	5814	1429	471	<i>70</i>
		0.95	0.95	0.95	0.94	<i>0.88</i>
		0.01	0.01	0.01	0.02	<i>0.08</i>

Tabela A.4: Wkład poszczególnych procesów w oknie sygnałowym  $-2.5 < E_{miss} < 0$  GeV dla mezonów  $\phi$ . W każdym przedziale kinematycznym  $(\Delta Q^2, \Delta W)$  wyszczególniono kolejno liczbę przypadków, ułamek przypadków ekskluzywnych  $f_{exc}$  oraz ułamek przypadków semi-inkluzywnych  $f_{sinc}$  we wskazanym oknie sygnałowym. Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

		$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]				
		1.0 – 1.5	1.5 – 3.0	3.0 – 5.0	5.0 – 10.0	10.0 – 40.0
W [GeV]	6.5 – 10.0	1373	1189	290	<i>107</i>	<i>14</i>
		0.97	0.96	0.96	<i>0.98</i>	<i>0.99</i>
		0.02	0.02	0.03	<i>0.01</i>	<i>0.01</i>
	10.0 – 15.5	935	796	210	77	<i>13</i>
		0.96	0.96	0.96	0.95	<i>0.94</i>
		0.01	0.01	0.00	0.01	<i>0.02</i>

Tabela A.5: Wyznaczony przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję mezonów  $\rho^0$ . Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$\langle \epsilon \rangle \pm \Delta(\epsilon)$	$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \rho^0 N'} \pm \Delta\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \rho^0 N'}$ [arb. units]	$\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow \rho^0 N'} \pm \Delta\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow \rho^0 N'}$ [arb. units]
1.0 – 1.5	1.21	5.0 – 6.5	5.95	0.991 ± 0.001	173.26 ± 0.91	108.79 <sup>+3.26</sup> <sub>-3.02</sub>
1.0 – 1.5	1.21	6.5 – 8.0	7.19	0.981 ± 0.005	205.56 ± 1.01	108.34 <sup>+3.41</sup> <sub>-2.94</sub>
1.0 – 1.5	1.21	8.0 – 10.0	8.91	0.952 ± 0.014	195.85 ± 1.22	94.53 <sup>+3.00</sup> <sub>-3.00</sub>
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 12.0	10.92	0.878 ± 0.031	200.13 ± 1.58	96.67 <sup>+4.31</sup> <sub>-4.31</sub>
1.0 – 1.5	1.21	12.0 – 15.5	13.50	0.658 ± 0.126	188.14 ± 2.11	108.51 <sup>+15.93</sup> <sub>-15.31</sub>
1.5 – 3.0	2.01	5.0 – 6.5	5.93	0.991 ± 0.002	86.30 ± 0.96	63.21 <sup>+1.95</sup> <sub>-1.71</sub>
1.5 – 3.0	2.02	6.5 – 8.0	7.20	0.980 ± 0.005	96.42 ± 0.93	60.13 <sup>+1.58</sup> <sub>-1.58</sub>
1.5 – 3.0	2.03	8.0 – 10.0	8.91	0.950 ± 0.014	89.95 ± 1.08	52.06 <sup>+1.49</sup> <sub>-1.49</sub>
1.5 – 3.0	2.03	10.0 – 12.0	10.93	0.876 ± 0.031	92.17 ± 1.39	54.42 <sup>+2.16</sup> <sub>-2.16</sub>
1.5 – 3.0	2.04	12.0 – 15.5	13.47	0.658 ± 0.126	85.27 ± 1.82	60.80 <sup>+8.59</sup> <sub>-8.59</sub>
3.0 – 5.0	3.74	5.0 – 6.5	5.90	0.990 ± 0.002	36.18 ± 1.09	29.26 <sup>+1.63</sup> <sub>-1.33</sub>
3.0 – 5.0	3.77	6.5 – 8.0	7.23	0.978 ± 0.005	36.32 ± 0.84	25.35 <sup>+1.06</sup> <sub>-0.97</sub>
3.0 – 5.0	3.77	8.0 – 10.0	8.91	0.948 ± 0.015	31.66 ± 0.86	20.98 <sup>+0.93</sup> <sub>-0.90</sub>
3.0 – 5.0	3.77	10.0 – 12.0	10.92	0.872 ± 0.032	33.01 ± 1.12	22.93 <sup>+1.28</sup> <sub>-1.24</sub>
3.0 – 5.0	3.71	12.0 – 15.5	13.45	0.655 ± 0.121	29.27 ± 1.43	24.30 <sup>+3.57</sup> <sub>-3.53</sub>
5.0 – 10.0	6.48	5.0 – 6.5	5.88	0.989 ± 0.002	14.05 ± 1.31	11.77 <sup>+1.53</sup> <sub>-1.21</sub>
5.0 – 10.0	6.57	6.5 – 8.0	7.24	0.976 ± 0.005	13.25 ± 0.75	9.28 <sup>+0.69</sup> <sub>-0.64</sub>
5.0 – 10.0	6.61	8.0 – 10.0	8.92	0.944 ± 0.015	10.49 ± 0.65	7.24 <sup>+0.54</sup> <sub>-0.52</sub>
5.0 – 10.0	6.53	10.0 – 12.0	10.91	0.866 ± 0.034	9.39 ± 0.79	7.57 <sup>+0.76</sup> <sub>-0.73</sub>
5.0 – 10.0	6.45	12.0 – 15.5	13.31	0.661 ± 0.115	7.53 ± 1.00	7.52 <sup>+1.44</sup> <sub>-1.43</sub>
10.0 – 40.0	13.32	5.0 – 6.5	5.93	0.984 ± 0.004	0.76 ± 0.75	0.17 <sup>+2.68</sup> <sub>-0.38</sub>
10.0 – 40.0	13.31	6.5 – 8.0	7.27	0.968 ± 0.009	0.90 ± 0.40	0.54 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.25</sub>
10.0 – 40.0	13.43	8.0 – 10.0	8.90	0.932 ± 0.021	0.66 ± 0.30	0.41 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.19</sub>
10.0 – 40.0	13.70	10.0 – 12.0	10.83	0.849 ± 0.040	0.57 ± 0.33	0.35 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.21</sub>
10.0 – 40.0	13.74	12.0 – 15.5	13.41	0.612 ± 0.135	0.37 ± 0.34	0.34 <sup>+0.32</sup> <sub>-0.32</sub>



Tabela A.6: Wyznaczony przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję mezonów  $\phi$ . Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$\langle \epsilon \rangle \pm \Delta \langle \epsilon \rangle$	$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \phi N'} \pm \Delta \sigma_{\gamma^* N \rightarrow \phi N'}$ [arb. units]	$\sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow \phi N'} \pm \Delta \sigma_{\gamma_L^* N \rightarrow \phi N'}$ [arb. units]
1.0 – 1.5	1.22	6.5 – 10.0	8.01	0.967 ± 0.018	20.24 ± 0.52	6.92 <sup>+0.84</sup> <sub>-0.75</sub>
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 15.5	12.16	0.773 ± 0.140	25.88 ± 1.04	10.66 <sup>+1.95</sup> <sub>-1.84</sub>
1.5 – 3.0	2.03	6.5 – 10.0	8.02	0.966 ± 0.019	9.62 ± 0.46	4.39 <sup>+0.45</sup> <sub>-0.39</sub>
1.5 – 3.0	2.05	10.0 – 15.5	12.15	0.771 ± 0.141	12.68 ± 0.94	6.66 <sup>+1.17</sup> <sub>-1.14</sub>
3.0 – 5.0	3.80	6.5 – 10.0	8.10	0.963 ± 0.018	3.68 ± 0.40	2.33 <sup>+0.36</sup> <sub>-0.32</sub>
3.0 – 5.0	3.72	10.0 – 15.5	12.12	0.770 ± 0.140	4.20 ± 0.73	3.10 <sup>+0.76</sup> <sub>-0.73</sub>
5.0 – 10.0	6.45	6.5 – 10.0	8.17	0.958 ± 0.020	1.18 ± 0.31	0.64 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.18</sub>
5.0 – 10.0	6.35	10.0 – 15.5	11.97	0.777 ± 0.127	1.15 ± 0.50	1.15 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.53</sub>
10.0 – 40.0	11.92	6.5 – 10.0	8.19	0.949 ± 0.024	0.09 ± 0.18	0.046 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.09</sub>
10.0 – 40.0	12.91	10.0 – 15.5	11.91	0.753 ± 0.134	0.06 ± 0.17	0.048 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.15</sub>

Tabela A.7: Wyniki analizy rozkładów kątowych dla mezonów  $\rho^0$ . Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$\langle \epsilon \rangle \pm \Delta(\epsilon)$	$r_{00}^{04} \pm \Delta r_{00}^{04}(\text{stat}) \pm \Delta r_{00}^{04}(\text{sys})$	$R \pm \Delta R$
1.0 – 1.5	1.21	5.0 – 6.5	5.95	0.991 ± 0.001	0.623 ± 0.016 ± 0.008	1.66 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.12</sub>
1.0 – 1.5	1.21	6.5 – 8.0	7.19	0.981 ± 0.005	0.517 ± 0.014 ± 0.005	1.09 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.06</sub>
1.0 – 1.5	1.21	8.0 – 10.0	8.91	0.952 ± 0.014	0.460 ± 0.013 ± 0.002	0.89 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.05</sub>
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 12.0	10.92	0.878 ± 0.031	0.425 ± 0.014 ± 0.001	0.85 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.06</sub>
1.0 – 1.5	1.21	12.0 – 15.5	13.50	0.658 ± 0.126	0.379 ± 0.012 ± 0.001	0.93 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.18</sub>
1.5 – 3.0	2.01	5.0 – 6.5	5.93	0.991 ± 0.002	0.726 ± 0.015 ± 0.012	2.67 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.24</sub>
1.5 – 3.0	2.02	6.5 – 8.0	7.20	0.980 ± 0.005	0.612 ± 0.013 ± 0.007	1.61 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.10</sub>
1.5 – 3.0	2.03	8.0 – 10.0	8.91	0.950 ± 0.014	0.550 ± 0.012 ± 0.004	1.29 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.07</sub>
1.5 – 3.0	2.03	10.0 – 12.0	10.93	0.876 ± 0.031	0.517 ± 0.013 ± 0.002	1.22 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.08</sub>
1.5 – 3.0	2.04	12.0 – 15.5	13.47	0.658 ± 0.126	0.469 ± 0.012 ± 0.002	1.34 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.27</sub>
3.0 – 5.0	3.74	5.0 – 6.5	5.90	0.990 ± 0.002	0.801 ± 0.026 ± 0.018	4.06 <sup>+0.96</sup> <sub>-0.69</sub>
3.0 – 5.0	3.77	6.5 – 8.0	7.23	0.978 ± 0.005	0.683 ± 0.020 ± 0.009	2.20 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.21</sub>
3.0 – 5.0	3.77	8.0 – 10.0	8.91	0.948 ± 0.015	0.628 ± 0.019 ± 0.005	1.78 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.15</sub>
3.0 – 5.0	3.77	10.0 – 12.0	10.92	0.872 ± 0.032	0.606 ± 0.020 ± 0.004	1.76 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.16</sub>
3.0 – 5.0	3.71	12.0 – 15.5	13.45	0.655 ± 0.121	0.544 ± 0.021 ± 0.004	1.82 <sup>+0.38</sup> <sub>-0.37</sub>
5.0 – 10.0	6.48	5.0 – 6.5	5.88	0.989 ± 0.002	0.827 ± 0.046 ± 0.024	4.89 <sup>+2.57</sup> <sub>-1.36</sub>
5.0 – 10.0	6.57	6.5 – 8.0	7.24	0.976 ± 0.005	0.684 ± 0.028 ± 0.010	2.21 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.28</sub>
5.0 – 10.0	6.61	8.0 – 10.0	8.92	0.944 ± 0.015	0.651 ± 0.024 ± 0.006	1.98 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.20</sub>
5.0 – 10.0	6.53	10.0 – 12.0	10.91	0.866 ± 0.034	0.698 ± 0.028 ± 0.007	2.67 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.35</sub>
5.0 – 10.0	6.45	12.0 – 15.5	13.31	0.661 ± 0.115	0.661 ± 0.029 ± 0.005	2.95 <sup>+0.67</sup> <sub>-0.63</sub>
10.0 – 40.0	13.32	5.0 – 6.5	5.93	0.984 ± 0.004	0.224 ± 1.181 ± 0.020	0.29 <sup>+5.84</sup> <sub>-0.74</sub>
10.0 – 40.0	13.31	6.5 – 8.0	7.27	0.968 ± 0.009	0.581 ± 0.117 ± 0.009	1.43 <sup>+0.96</sup> <sub>-0.54</sub>
10.0 – 40.0	13.43	8.0 – 10.0	8.90	0.932 ± 0.021	0.583 ± 0.070 ± 0.005	1.50 <sup>+0.52</sup> <sub>-0.37</sub>
10.0 – 40.0	13.70	10.0 – 12.0	10.83	0.849 ± 0.040	0.521 ± 0.110 ± 0.004	1.28 <sup>+0.74</sup> <sub>-0.46</sub>
10.0 – 40.0	13.74	12.0 – 15.5	13.41	0.612 ± 0.135	0.565 ± 0.098 ± 0.003	2.12 <sup>+1.19</sup> <sub>-0.83</sub>

Tabela A.8: Wyniki analizy rozkładów kątowych dla mezonów  $\phi$ . Wyróżnione pochylym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$\langle \epsilon \rangle \pm \Delta(\epsilon)$	$r_{00}^{04} \pm \Delta r_{00}^{04}(\text{stat}) \pm \Delta r_{00}^{04}(\text{sys})$	$R \pm \Delta R$
1.0 – 1.5	1.22	6.5 – 10.0	8.01	0.967 ± 0.018	0.331 ± 0.038 ± 0.001	0.51 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.08</sub>
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 15.5	12.16	0.773 ± 0.140	0.319 ± 0.035 ± 0.001	0.60 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.14</sub>
1.5 – 3.0	2.03	6.5 – 10.0	8.02	0.966 ± 0.019	0.441 ± 0.036 ± 0.002	0.82 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.11</sub>
1.5 – 3.0	2.05	10.0 – 15.5	12.15	0.771 ± 0.141	0.405 ± 0.033 ± 0.001	0.88 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.20</sub>
3.0 – 5.0	3.80	6.5 – 10.0	8.10	0.963 ± 0.018	0.610 ± 0.057 ± 0.006	1.62 <sup>+0.46</sup> <sub>-0.34</sub>
3.0 – 5.0	3.72	10.0 – 15.5	12.12	0.770 ± 0.140	0.569 ± 0.055 ± 0.007	1.72 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.47</sub>
5.0 – 10.0	6.45	6.5 – 10.0	8.17	0.958 ± 0.020	0.519 ± 0.070 ± 0.004	1.13 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.28</sub>
5.0 – 10.0	6.35	10.0 – 15.5	11.97	0.777 ± 0.127	0.778 ± 0.076 ± 0.014	4.51 <sup>+3.19</sup> <sub>-1.67</sub>
10.0 – 40.0	11.92	6.5 – 10.0	8.19	0.949 ± 0.024	0.476 ± 0.118 ± 0.004	0.96 <sup>+0.59</sup> <sub>-0.37</sub>
10.0 – 40.0	12.91	10.0 – 15.5	11.91	0.753 ± 0.134	0.627 ± 0.275 ± 0.009	2.23 <sup>+9.99</sup> <sub>-1.56</sub>

Tabela A.9: Wyniki analizy rozkładów pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla mezonów  $\rho^0$ . Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$b_{incoh}$ [GeV <sup>-2</sup> ]
<i>1.0 – 1.5</i>	<i>1.21</i>	<i>5.0 – 6.5</i>	<i>5.95</i>	<i>7.31 ± 0.37 ± 0.04</i>
1.0 – 1.5	1.21	6.5 – 8.0	7.19	6.84 ± 0.26 ± 0.06
1.0 – 1.5	1.21	8.0 – 10.0	8.91	6.92 ± 0.23 ± 0.08
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 12.0	10.92	7.24 ± 0.26 ± 0.09
1.0 – 1.5	1.21	12.0 – 15.5	13.50	7.09 ± 0.22 ± 0.08
<i>1.5 – 3.0</i>	<i>2.01</i>	<i>5.0 – 6.5</i>	<i>5.93</i>	<i>6.80 ± 0.32 ± 0.04</i>
1.5 – 3.0	2.02	6.5 – 8.0	7.20	6.72 ± 0.24 ± 0.05
1.5 – 3.0	2.03	8.0 – 10.0	8.91	6.60 ± 0.21 ± 0.08
1.5 – 3.0	2.03	10.0 – 12.0	10.93	6.72 ± 0.24 ± 0.08
1.5 – 3.0	2.04	12.0 – 15.5	13.47	6.79 ± 0.22 ± 0.08
<i>3.0 – 5.0</i>	<i>3.74</i>	<i>5.0 – 6.5</i>	<i>5.90</i>	<i>6.85 ± 0.50 ± 0.04</i>
3.0 – 5.0	3.77	6.5 – 8.0	7.23	6.29 ± 0.39 ± 0.05
3.0 – 5.0	3.77	8.0 – 10.0	8.91	6.14 ± 0.33 ± 0.07
3.0 – 5.0	3.77	10.0 – 12.0	10.92	6.67 ± 0.38 ± 0.09
3.0 – 5.0	3.71	12.0 – 15.5	13.45	6.17 ± 0.39 ± 0.07
<i>5.0 – 10.0</i>	<i>6.48</i>	<i>5.0 – 6.5</i>	<i>5.88</i>	<i>7.82 ± 0.87 ± 0.08</i>
5.0 – 10.0	6.57	6.5 – 8.0	7.24	5.85 ± 0.52 ± 0.04
5.0 – 10.0	6.61	8.0 – 10.0	8.92	6.26 ± 0.44 ± 0.08
5.0 – 10.0	6.53	10.0 – 12.0	10.91	6.44 ± 0.60 ± 0.11
5.0 – 10.0	6.45	12.0 – 15.5	13.31	6.36 ± 0.60 ± 0.09
<i>10.0 – 40.0</i>	<i>13.32</i>	<i>5.0 – 6.5</i>	<i>5.93</i>	<i>4.46 ± 4.48 ± 0.14</i>
10.0 – 40.0	13.31	6.5 – 8.0	7.27	5.92 ± 1.59 ± 0.03
10.0 – 40.0	13.43	8.0 – 10.0	8.90	5.17 ± 0.99 ± 0.05
10.0 – 40.0	13.70	10.0 – 12.0	10.83	8.02 ± 1.53 ± 0.16
10.0 – 40.0	13.74	12.0 – 15.5	13.41	11.33 ± 9.01 ± 0.19

Tabela A.10: Wyniki analizy rozkładów pędu poprzecznego  $p_t^2$  dla mezonów  $\phi$ . Wyróżnione pochyłym drukiem przedziały zostały usunięte z dyskusji wyników końcowych.

Przedział $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> ]	Przedział $W$ [GeV]	$\langle W \rangle$ [GeV]	$b_{incoh}$ [GeV <sup>-2</sup> ]
1.0 – 1.5	1.22	6.5 – 10.0	8.01	$6.24 \pm 0.65 \pm 0.03$
1.0 – 1.5	1.21	10.0 – 15.5	12.16	$6.35 \pm 0.60 \pm 0.08$
1.5 – 3.0	2.03	6.5 – 10.0	8.02	$4.76 \pm 0.57 \pm 0.01$
1.5 – 3.0	2.05	10.0 – 15.5	12.15	$5.47 \pm 0.59 \pm 0.06$
3.0 – 5.0	3.80	6.5 – 10.0	8.10	$4.14 \pm 1.04 \pm 0.01$
<i>3.0 – 5.0</i>	<i>3.72</i>	<i>10.0 – 15.5</i>	<i>12.12</i>	<i><math>6.92 \pm 1.03 \pm 0.14</math></i>
<i>5.0 – 10.0</i>	<i>6.45</i>	<i>6.5 – 10.0</i>	<i>8.17</i>	<i><math>6.87 \pm 1.32 \pm 0.04</math></i>
<i>5.0 – 10.0</i>	<i>6.35</i>	<i>10.0 – 15.5</i>	<i>11.97</i>	<i><math>8.58 \pm 2.42 \pm 0.28</math></i>
<i>10.0 – 40.0</i>	<i>11.92</i>	<i>6.5 – 10.0</i>	<i>8.19</i>	<i><math>4.48 \pm 5.51 \pm 0.05</math></i>
<i>10.0 – 40.0</i>	<i>12.91</i>	<i>10.0 – 15.5</i>	<i>11.91</i>	<i><math>5.30 \pm 5.02 \pm 0.07</math></i>



## Dodatek B. Szczegółowa charakterystyka użytych danych

W eksperymencie COMPASS dane są indeksowane w oparciu o oznaczenie tygodnia (tzw. *period*) w którym zostały zebrane. Periody podzielone są na mniejsze części (tzw. *run*), które zawierają zebrane w tych samych warunkach pracy akceleratora i spektrometru porcje danych. Jeden run odpowiada maksymalnie 200 pulsom akceleratora. W momencie pojawienia się lepszych algorytmów rekonstrukcji danych (patrz rozdział 8), periody są reprodukowane. Aby odróżnić od siebie kolejne wydania periodów, nadaje się im dodatkowy numer (tzw. *slot*). Dane przechowywane są na taśmach laboratorium CERN w formatach DST (*Data Summary Tape*) oraz mDST (*mini Data Summary Tape*). W formacie mDST żąda się wystąpienia co najmniej jednego wierzchołka pierwotnego, dzięki czemu oszczędza się ok. 2/3 przestrzeni dyskowej.

Niepożądane, gwałtowne zmiany stanu spektrometru, których powodem może być m. in. awaria któregoś z detektorów, znajdowane są w trakcie analizy stabilności zebranych danych. Dla każdego pulsu akceleratora obliczane są zmienne, takie jak średnia ilość torów cząstek w przypadku, czy scałkowany strumień wiązki, których odchylenie od ogólnego trendu daje informację na temat stabilności danych. Listy wadliwych pulsów (tzw. *bad spill*), które sporządzono oddzielnie dla każdego periodu, oraz wadliwych run-ów (tzw. *bad run*), zostały uwzględnione w niniejszej analizie.

Spis użytych periodów zawiera tabela B.1. Wyszczególniono w niej ponadto liczbę ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ , które zrekonstruowano przy użyciu wszystkich opisanych w rozdziale 6 cięć i selekcji.

W każdym periodzie, dzięki zastosowaniu wyszczególnionych w tabelicy B.2 cięć i selekcji, wybrano wstępną próbkę przypadków, które są przyporządkowane do badanego obszaru kinematycznego ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ) oraz są potencjalnymi kandydatami na zdarzenia zawierające ekskluzywne mezony  $\rho^0$  lub  $\phi$ . Wstępna selekcja danych pozwoliła na odrzucenie ok. 97 % zbędnych przypadków, co znacząco skróciło czas późniejszych obliczeń. Interesujące przypadki, oddzielnie dla każdego periodu, zapisano w formacie  $\mu$ DST (*micro Data Summary Tape*) na dyskach farmy komputerowej GRIDKA (*Grid Computing Centre Karlsruhe*) [36], gdzie kontynuowano pozostałą część obliczeń.

Tabela B.1: Periody użyte w analizie wraz z liczbą zrekonstruowanych ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

Period	Slot	$N_{\rho^0}$	$N_{\phi}$
W22	2	23380	1277
W23	3	11470	605
W26	2	14711	791
W27	2	8563	454
W28	3	12085	674
W29	2	12406	675
W30	3	17346	912
W31	3	18176	1024
W32	3	19618	1092
W37	1	21636	1215
W38	3	25367	1491
W39	3	13665	766
W40	3	7142	457
Suma		205565	11433

Tabela B.2: Wstępna selekcja ekskluzywnych mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$ .

Selekcje topologiczne	najlepszy wierzchołek pierwotny mion z wiązki i mion rozproszony dwa wychodzące hadrony o przeciwnych znakach pozycja ostatniego detektora rejestrującego hadron $z < 33\text{m}$ ilość znormalizowanych dróg radiacyjnych dla hadronu $X/X_0 < 10$
Cięcia na zmienne leptonowe	$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$
Cięcia na zmienne hadronowe	$p_t^2 < 2 \text{ GeV}^2$ dla hipotezy $\rho^0$ i $\phi$ $E_{miss} < 20 \text{ GeV}$ dla hipotezy $\rho^0$ lub $\phi$



## Dodatek C. Programy użyte w analizie MC

W niniejszym dodatku przedstawiono programy, które wykorzystano w pełnym cyklu produkcji danych Monte Carlo (patrz rys. 8.1). Programami tymi są dwa generatory przypadków fizycznych (HEPGEN i LEPTO), program symulujący odpowiedź spektrometru (COMGEANT), program służący do rekonstrukcji przypadków (CORAL) oraz program odpowiedzialny za zapis przypadków (PHAST). Dwa ostatnie używane są także w rzeczywistym cyklu zbierania danych doświadczalnych w eksperymencie COMPASS.

### LEPTO

Opracowany na Uniwersytecie w Uppsali program LEPTO [37] jest zaawansowanym generatorem przypadków MC dla głęboko-nieelastycznego (DIS) rozpraszania typu lepton-nukleon. Oddziaływania na poziomie partonowym opisano w tym generatorze na podstawie znanych z modelu standardowego przekrojów czynnych, które wyznaczono dla dowolnej polaryzacji leptonu wiązki, dla wiodącego rzędu rachunku zaburzeń. Wyznaczone na podstawie danych eksperymentalnych funkcje rozkładu gęstości partonów (PDF) są istotnym elementem generatora. W niniejszej analizie wykorzystano parametryzację MRST [38]. Proces hadronizacji partonów został opisany w generatorze przez model Lund [39].

### HEPGEN

Generator HEPGEN opracował dr hab. Andrzej Sandacz<sup>1</sup> z Instytutu Problemów Jądrowych. Program ten umożliwia generację przypadków ekskluzywnych w wybranym kanale produkcji, z możliwością włączenia procesu dysocjacji dyfrakcyjnej nukleonu. Dostępными kanałami są reakcje z ekskluzywną produkcją mezonów wektorowych oraz proces DVCS (*Deeply Virtual Compton Scattering*), w którym produkowany jest pojedynczy foton rzeczywisty. Dla produkcji mezonów  $\rho^0$  i  $\phi$  rozkłady zmiennych kinematycznych  $Q^2$  i  $\nu$  zostały sparametryzowane na podstawie danych zebranych w eksperymencie NMC. Rozkłady masy niezmienniczej opisano przez relatywistyczne funkcje Brighta-Wignera, natomiast rozkłady zmiennej  $\cos\theta$  opisano wykorzystując parametryzację otrzymaną dla danych światowych. W programie generowane są wyłącznie przypadki niekoherentne, dla których rozkład zmiennej  $p_t^2$  dla wygenerowanych przypadków opisany jest przez jedną funkcję eksponencjalną o ustalonym nachyleniu  $b_{incoh}$  (patrz rozdział 9.3). W niniejszej analizie MC parametr ten wynosi  $b_{incoh} = 8.0 \text{ GeV}^{-2}$  dla generacji mezonów  $\rho^0$  oraz  $b_{incoh} = 7.5 \text{ GeV}^{-2}$  dla generacji mezonów  $\phi$ . Przypadki dla procesu dysocjacji dyfrakcyjnej generowane są przy założeniu faktoryzacji wierzchołka  $\gamma^*V$  i wierzchołka  $NN'$  (patrz rysunek 2.1). Założenie to pozwala dla wierzchołka hadronowego użyć parametryzacji danych zebranych dla oddziaływań  $pp$  przy podobnych energiach jak w eksperymencie COMPASS.

---

<sup>1</sup> sandacz@fuw.edu.pl

## COMGEANT

Zadaniem programu COMGEANT jest jak najwierniejsze odtworzenie odpowiedzi spektrometru COMPASS dla wygenerowanych przypadków MC. Pierwowzorem tego programu jest program OMGEANT, który został stworzony na potrzeby prowadzonego w laboratorium CERN eksperymentu WA89 [40]. Kod programu COMGEANT opiera się na aplikacji GEANT [41] w wersji 3.21. Pliki z opisem składowych spektrometru (m. in. z geometrią detektorów oraz z opisem pola magnetycznego solenoidów) są dołączane do programu oddzielnie. Dane wyjściowe programu COMGEANT są przekazywane do programu CORAL. Z uwagi na dużą objętość danych wyjściowych, dane pomiędzy programami przekazywane są przypadkiem po przypadku (przez tzw. *pipe*). W niniejszej analizie użyto programu COMGEANT w wersji 0-0-7.03.

## CORAL

CORAL jest programem używanym w celu zrekonstruowania przypadków rzeczywistych i przypadków MC w eksperymencie COMPASS. Przy pomocy odpowiednich algorytmów, program analizuje odpowiedź poszczególnych detektorów (np. detektora RICH) oraz odpowiedź całego spektrometru COMPASS (rekonstruuje tory cząstek i wierzchołki oddziaływań). Aby otrzymać jak najlepszą zgodność zrekonstruowanych danych MC z danymi rzeczywistymi, dane MC powinny być zrekonstruowane z użyciem tej samej wersji programu CORAL co dane rzeczywiste. W tabeli C.1 podano listę periodów danych rzeczywistych (patrz dodatek B) wraz z wersjami programu CORAL z jakimi periody te zostały zrekonstruowane. W niniejszej analizie MC wykorzystano dwie wersje, z którymi zrekonstruowano największą liczbę przypadków rzeczywistych, czyli wersje 2005-4-12-slc3 i 2007-10-5-slc4. Ilość wygenerowanych przypadków MC, które poddano rekonstrukcji z użyciem odpowiedniej wersji programu, wymieniono z kolei w tabeli C.2.

## PHAST

Program PHAST jest używany między innymi do zapisu zrekonstruowanych przypadków w formacie mDST (patrz dodatek B). Program tworzy ponadto zbiór funkcji (*metod*), dzięki którym możliwy jest dostęp do wszystkich informacji zawartych w zapisanych danych. W niniejszej analizie MC wykorzystano wersje produkcyjne programu PHAST, czyli wersje użyte przy produkcji danych rzeczywistych z odpowiednią wersją programu CORAL.

Tabela C.1: Wersje programu CORAL użyte przy rekonstrukcji periodów danych rzeczywistych.

Period	Slot	CORAL
W22	2	2005-4-12-slc3
W23	3	2005-4-12-slc3
W26	2	2005-4-12-slc3
W27	2	2005-4-12-slc3
W28	3	2007-10-5-slc4
W29	2	2007-10-5-slc4
W30	3	2007-10-5-slc4
W31	3	2007-10-5-slc4
W32	3	2005-4-12-slc3
W37	1	2005-4-12-slc3
W38	3	2005-10-27-slc3
W39	3	2005-10-27-slc3
W40	3	2005-4-12-slc3

Tabela C.2: Liczba wygenerowanych przypadków MC z mezonami  $\rho^0$  i  $\phi$  wraz z użytą wersją programu CORAL.

CORAL	$N_{\rho^0}^{mc}$	$N_{\phi}^{mc}$
2005-4-12-slc3	19995000	1455000
2007-10-5-slc4	19364000	995000
Suma	39359000	2450000



# Bibliografia

- [1] S.V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. **50** (2007) 829, arXiv:hep-ph/0611290v1.
- [2] J. Nemchik *et al.*, Z. Phys. **C75** (1997) 71, arXiv:hep-ph/9605231v1.
- [3] N.N. Nikolaev and B.G. Zakharov, *Phenomenology of Diffractive DIS*, 1997, arXiv:hep-ph/9706343v2.
- [4] S.J. Brodsky and D.G. Robertson, *Light-Cone Quantization and QCD Phenomenology*, 1995, arXiv:hep-ph/9511374v1.
- [5] M. Diehl, Phys. Rep. **388** (2003) 41, arXiv:hep-ph/0307382.
- [6] A. Bornheim, *Total Cross Section Measurements in  $\gamma p$  and  $\gamma^* p$  at HERA*, 1998, arXiv:hep-ex/9806021v1.
- [7] The COMPASS Collaboration, P. Abbon *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A577** (2007) 455, arXiv:hep-ex/0703049v1.
- [8] J.P. Nassalski, *Udział Polaków w eksperymentach mionowych w CERN*, Praca dostępna w wersji elektronicznej na [http://www.ifj.edu.pl/current/wyd/Jubileusz\\_CERN](http://www.ifj.edu.pl/current/wyd/Jubileusz_CERN), 2004.
- [9] The European Muon Collaboration, J. Aubert *et al.*, Phys. Lett. **B123** (1983) 275.
- [10] The European Muon Collaboration, J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. **B206** (1988) 364.
- [11] The New Muon Collaboration, P. Amauderuz *et al.*, Nucl. Phys. **B371** (1992) 3.
- [12] The New Muon Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. **B429** (1994) 503.
- [13] The E665 Collaboration, M. Adams *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A291** (1990) 533.
- [14] The E665 Collaboration, M. Adams *et al.*, Z. der Phys. **C74** (1997) 237.
- [15] <http://www-h1.desy.de>.
- [16] <http://www-zeus.desy.de>.
- [17] The H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 310.
- [18] The ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector Status Report*, Praca dostępna w wersji elektronicznej na <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>, 1993.
- [19] The ZEUS Collaboration, S. Chekanov *et al.*, PMC Phys. **A1** (2007) 6, arXiv:0708.1478v2.
- [20] The ZEUS Collaboration, S. Chekanov *et al.*, Nucl. Phys. **B718** (2005) 3, arXiv:hep-ex/0504010v1.
- [21] J.A. Crittenden, *Topical Results on Vector-Meson Production from the HERA Collider Experiments*, 1999, arXiv:hep-ex/9910068v1.
- [22] <http://www-hermes.desy.de>.
- [23] The HERMES Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A417** (1998) 230, arXiv:hep-ex/9806008v1.
- [24] The HERMES Collaboration, A. Airapetian *et al.*, Eur. Phys. J. **C29** (2003) 171, arXiv:hep-ex/0302012v2.
- [25] *Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*, Praca dostępna w wersji elektronicznej na [26], 1993.
- [26] <http://wwwcompass.cern.ch>.
- [27] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (The Clarendon Press, 1961).
- [28] D. Thers *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **469** (2001) 133.
- [29] B. Ketzer, Nucl. Instr. Meth. **A494** (2002) 142.
- [30] C. Bernet *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A550** (2005) 217.

- [31] O. Grajek, A. Korzenev and A. Sandacz, *Exclusive  $\rho^0$  and  $\phi$  production from COMPASS 2002 data*, 2002, Wewnętrzna nota eksperymentu COMPASS nr 2002-15.
- [32] E. Burtin *et al.*, *Angular distributions and  $R = \sigma_L/\sigma_T$  for exclusive  $\rho^0$  production*, 2004, Wewnętrzna nota eksperymentu COMPASS nr 2004-12.
- [33] C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. **B667** (2008) 1, <http://pdg.lbl.gov>.
- [34] <http://root.cern.ch>.
- [35] K. Schilling and G. Wolf, Nucl. Phys. **B61** (1973).
- [36] <http://grid.fzk.de>.
- [37] <http://www.isv.uu.se/thepl/lepto>.
- [38] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.S. Thorne, Phys. Lett. **B636** (2006) 259, arXiv:hep-ph/0603143v1.
- [39] B. Andersson, *The Lund Model* (Cambridge University Press, 1998).
- [40] <http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/users/ulm/wa89>.
- [41] <http://geant4.cern.ch>.

# Podziękowania

Pracę tę dedykuję mojej Rodzinie i Marysi, którzy wspierali mnie i inspirowali w realizowaniu moich planów.

W sposób specjalny chciałbym podziękować mojemu promotorowi, dr hab. Andrzejowi Sandaczowi, za zaufanie, cierpliwość i poświęcony czas. Jednocześnie składam podziękowania dla całej Warszawskiej Grupy COMPASS-owej za wyrozumiałość i dzielenie się wiedzą w trakcie trwania rocznej współpracy.

Dziękuję ponadto prof. dr hab. Janowi Plucie z Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej za otrzymane wsparcie i życzliwość.