

Politechnika Warszawska

W Y D Z I A Ł F I Z Y K I



Praca dyplomowa magisterska

na kierunku Fizyka Techniczna
w specjalności Fizyka i Technika Jądrowa

Badanie ekskluzywnej produkcji mezonów ω w rozpraszaniu
wysokoenergetycznych mionów na protonach w eksperymencie
COMPASS

Piotr Orpel

Numer albumu 251772

promotor

prof. dr hab. Andrzej Sandacz

opiekun ze strony Wydziału Fizyki

dr inż. Daniel Kikoła

WARSZAWA 2018

Streszczenie

Tytuł pracy: Badanie ekskluzywnej produkcji mezonów ω w rozpraszaniu wysokoenergetycznych mionów na protonach w eksperymencie COMPASS.

Głównym celem tej pracy jest wyznaczenie oraz analiza przekrojów czynnych na ekskluzywną produkcję mezonów ω w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu mionów na protonach. Uzyskane wyniki dotyczą niezbadanego dotychczas obszaru pośrednich energii i dostarczają nowej informacji do badania uogólnionych rozkładów partonów. Rozkłady te umożliwiają nowatorski oraz wszechstronny opis partonowej struktury nukleonu, a w szczególności badanie tzw. „tomografii nukleonu”. Praca rozpoczyna się od wprowadzenia do tematyki rozpraszania głęboko nieelastycznego, uogólnionych rozkładów partonów oraz ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych wraz z opisem eksperymentu COMPASS. W dalszej części przedstawiony jest opis kompletnej analizy danych: selekcja przypadków ekskluzywnej produkcji mezonu ω , analiza danych Monte Carlo oraz metoda wyznaczenia przekrojów czynnych. Zamieszczona jest również analiza jakości kalibracji oraz stabilności kalorymetrów elektromagnetycznych wykorzystywanych podczas zbierania danych w latach 2016 i 2017 w eksperymencie COMPASS. W pracy przeanalizowano zależność otrzymanych przekrojów czynnych od zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Zaobserwowano silny spadek wartości przekrojów czynnych w funkcji zmiennych Q^2 i p_T^2 oraz słaby w funkcji zmiennej W . Otrzymane wyniki porównano z wynikami eksperymentu ZEUS oraz z wynikami dla mezonu ρ^0 uzyskanymi w eksperymencie COMPASS.

Słowa kluczowe:

ekskluzywna produkcja mezonu omega, twarda ekskluzywna produkcja mezonów, HEMP, rozpraszanie głęboko nieelastyczne, DIS, COMPASS, uogólnione rozkłady partonów, GPD

(podpis opiekuna naukowego)

(podpis dyplomanta)

Abstract

Title of the thesis: Exclusive production of ω mesons in high-energy muon scattering off protons in the *COMPASS* experiment.

The main goal of this thesis is to calculate and analyze cross sections for exclusive ω meson production in deeply inelastic muon scattering off protons. The obtained results concern the intermediate energy region, which was not studied yet, and provide new information for generalized parton distributions studies. These distributions allow to perform a novel and comprehensive description of nucleon's parton structure, in particular the "nucleon tomography" studies. The thesis begins with an introduction to the subjects of deeply inelastic scattering, generalized parton distributions and exclusive production of vector mesons, together with the description of the *COMPASS* experiment. In the next part, the description of the complete data analysis is shown, involving exclusive ω meson event selection, Monte Carlo data analysis and cross-section calculation method. The analysis of calibration quality and stability of electromagnetic calorimeters used in the *COMPASS* experiment during 2016 and 2017 data-taking periods is also presented. In the thesis, the dependence of the calculated cross sections on kinematic variables Q^2 , W and p_T^2 was analyzed. A strong decrease in the cross-section value in the function of variables Q^2 and p_T^2 was observed, as well as a weak dependence in the function of W variable. The obtained results were compared to the ZEUS experiment results and to the ρ^0 meson results obtained in the *COMPASS* experiment.

Keywords:

exclusive omega meson production, hard exclusive meson production, HEMP, deeply inelastic scattering, DIS, COMPASS, generalized parton distributions, GPD

Oświadczenie o samodzielności wykonania pracy



Politechnika Warszawska

Piotr Orpel

251772

Fizyka techniczna

Oświadczenie

Świadomy/-a odpowiedzialności karnej za składanie fałszywych zeznań oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie, pod opieką kierującego pracą dyplomową.

Jednocześnie oświadczam, że:

- niniejsza praca dyplomowa nie narusza praw autorskich w rozumieniu ustawy z dnia 4 lutego 1994 roku o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz.U. z 2006 r. Nr 90, poz. 631 z późn. zm.) oraz dóbr osobistych chronionych prawem cywilnym,
- niniejsza praca dyplomowa nie zawiera danych i informacji, które uzyskałem/-am w sposób niedozwolony,
- niniejsza praca dyplomowa nie była wcześniej podstawą żadnej innej urzędowej procedury związanej z nadawaniem dyplomów lub tytułów zawodowych,
- wszystkie informacje umieszczone w niniejszej pracy, uzyskane ze źródeł pisanych i elektronicznych, zostały udokumentowane w wykazie literatury odpowiednimi odnośnikami,
- znam regulacje prawne Politechniki Warszawskiej w sprawie zarządzania prawami autorskimi i prawami pokrewnymi, prawami własności przemysłowej oraz zasadami komercjalizacji.

Oświadczam, że treść pracy dyplomowej w wersji drukowanej, treść pracy dyplomowej zawartej na nośniku elektronicznym (płyce kompaktowej) oraz treść pracy dyplomowej w module APD systemu USOS są identyczne.

Warszawa, dnia 8 listopada 2018

(czytelny podpis dyplomanta)

Oświadczenie o udzieleniu Uczelni licencji do pracy



Politechnika Warszawska

Piotr Orpel

251772

Fizyka techniczna

Oświadczam, że zachowując moje prawa autorskie udzielam Politechnice Warszawskiej nieograniczonej w czasie, nieodpłatnej licencji wyłącznej do korzystania z przedstawionej dokumentacji pracy dyplomowej w zakresie jej publicznego udostępniania i rozpowszechniania w wersji drukowanej i elektronicznej¹.

Warszawa, dnia 8 listopada 2018

(czytelny podpis dyplomanta)

¹ Na podstawie Ustawy z dnia 27 lipca 2005 r. Prawo o szkolnictwie wyższym (Dz.U. 2005 nr 164 poz. 1365) Art. 239. oraz Ustawy z dnia 4 lutego 1994 r. o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz.U. z 2000 r. Nr 80, poz. 904, z późn. zm.) Art. 15a. "Uczelni w rozumieniu przepisów o szkolnictwie wyższym przysługuje pierwszeństwo w opublikowaniu pracy dyplomowej studenta. Jeżeli uczelnia nie opublikowała pracy dyplomowej w ciągu 6 miesięcy od jej obrony, student, który ją przygotował, może ją opublikować, chyba że praca dyplomowa jest częścią utworu zbiorowego."

Spis treści

1. Wstęp	13
2. Wstęp teoretyczny	17
2a. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie DIS	17
2b. Uogólnione rozkłady partonów GPD	18
2c. Kinematyka twardej ekskluzywnej produkcji mezonu HEMP	20
2d. Przekrój czynny na ekskluzywną produkcję mezonów ω na niespolaryzowanych protonach	20
3. Eksperyment COMPASS	23
3a. Wiązka	24
3b. Tarcza	25
3c. Spektrometr COMPASS	26
3d. Detektor CAMERA	27
4. Kalibracja kalorymetrów elektromagnetycznych	31
4a. Kalorymetria elektromagnetyczna	31
4b. Kalibracja energetyczna kalorymetrów elektromagnetycznych w eksperymencie COMPASS	33
4c. Stabilność energetyczna i czasowa kalorymetrów	34
4d. Podsumowanie testów kalibracji i stabilności kalorymetrów elektromagnetycznych	44
5. Analiza ekskluzywnej produkcji mezonu ω	45
5a. Selekcja przypadków	45
5b. Akceptacja systemu detektorowego eksperymentu COMPASS	53
5c. Światłość dla zebranych danych	56
6. Przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω	59
6a. Mierzone przekroje czynne na produkcję mezonu ω	59
6b. Przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω	60
6c. Porównanie wyznaczonych przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω z wynikami innych analiz	64
6d. Analiza niepewności eksperymentalnych	66
7. Podsumowanie	69
Bibliografia	71
Wykaz symboli i skrótów	73
Spis rysunków	75
Spis tabel	79
Podziękowania	81

Acknowledgements..... 82

1. Wstęp

Jednym z najważniejszych zagadnień we współczesnej fizyce jest struktura materii. Zgodnie z obecnym stanem wiedzy otaczająca nas materia zbudowana jest z atomów, w skład których wchodzi jądra atomowe i otaczające je chmury elektronowe. Każde jądro atomowe składa się z protonów i neutronów, zwanych nukleonami. W latach 60. i 70. XX wieku udowodniono, że nukleony zbudowane są z jeszcze mniejszych cząstek: kwarków i gluonów.

Struktura nukleonu jest opisana za pomocą jednowymiarowych funkcji rozkładów partonów (PDF²). Umożliwiają one wyznaczenie rozkładu gęstości partonów w funkcji ułamka pędu x nukleonu niesionego przez parton. Eksperymentalnie PDF badane są poprzez proces głęboko nieelastycznego rozpraszania (DIS³). Na podstawie analizy PDF odkryto m.in., że gęstość gluonów w protonie wzrasta dla małych wartości x .

Na początku XX wieku w celu wyjaśnienia zachowania elektronu w atomie wodoru wprowadzono liczby kwantowe. Jedną z tych liczb jest spin, opisujący wewnętrzny moment pędu cząstki. Rozkłady PDF zostały uzupełnione o zależne od spinu rozkłady partonów, tzw. spolaryzowane PDF. Umożliwiło to badanie gęstości partonów nie tylko w zależności od przekazu ułamka pędu x , ale także w zależności od skrętności⁴ partonu w hadronach o określonej polaryzacji.

Bazując na (statycznym) modelu kwarkowo-partonowym (QPM)⁵ przewidywano, że spin nukleonu pochodzi od spinów trzech kwarków walencyjnych. Jednakże współpraca EMC⁶ [1] otrzymała wyniki eksperymentalne sprzeczne z QPM, świadczące o stosunkowo niewielkim wkładzie spinu kwarków w spin nukleonu. Ten nieoczekiwany rezultat przykuł szczególną uwagę fizyków. Jedną z zaproponowanych interpretacji teoretycznych mających na celu wyjaśnienie wspomnianej obserwacji jest postawiona przez R. L. Jaffe oraz A. Manohara [2] hipoteza, zgodnie z którą na spin nukleonu składa się zarówno spin, jak i orbitalny moment pędu kwarków oraz gluonów. Opisuje to równanie:

$$S = \frac{1}{2} \hbar = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g, \quad (1.1)$$

gdzie:

$\frac{1}{2} \Delta\Sigma$ – wkład spinu kwarków,

ΔG – wkład spinu gluonów,

$L_{q(g)}$ – orbitalny moment pędu kwarków (gluonów).

Informacje o wkładzie spinu kwarków $\Delta\Sigma$ i gluonów ΔG do spinu nukleonu otrzymywane są poprzez analizę spolaryzowanych funkcji PDF. Wkłady te wyznaczono między innymi w eksperymencie COMPASS⁷ jako $\Delta\Sigma \approx 0,3$ [3] oraz $\Delta G \approx 0,24$ [4]. Jednak wyznaczenie

² ang. **P**arton **D**istribution **F**unctions

³ ang. **D**eeply **I**nelastic **S**cattering

⁴ ang. helicity – rzut wektora spinu na kierunek ruchu cząstki

⁵ ang. (naive) **Q**uark-**P**arton **M**odel

⁶ ang. **E**uropean **M**uon **C**ollaboration

⁷ ang. **C**ommon **M**uon **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy

orbitalnych momentów pędu kwarków i gluonów nie jest możliwe jedynie poprzez badanie jednowymiarowych rozkładów PDF.

Trójwymiarowy obraz nukleonu oferują tzw. uogólnione rozkłady partonów (GPD⁸) [5], które opisują korelacje między różnymi zmiennymi opisującymi partony. Umożliwiają w szczególności trójwymiarową tomografię nukleonu, tj. wyznaczenie przestrzennego rozkładu partonów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu nukleonu w funkcji ułamka pędu podłużnego nukleonu niesionego przez te partony. Możliwość pełnego wyjaśnienia spinu nukleonu za pomocą zarówno spinów, jak i orbitalnych momentów pędu jego składników (kwarków i gluonów) zasugerował X. Ji pod koniec XX wieku [6]. Wyprowadził on regułę sumacyjną⁹, która wiąże uogólnione rozkłady partonów z całkowitym momentem pędu kwarków i gluonów.

Rozkłady GPD badane są poprzez procesy głęboko nieelastycznego rozpraszania Comptonowskiego (DVCS¹⁰) oraz „twardej”¹¹ ekskluzywnej produkcji mezonu (HEMP¹²). Badanie produkcji różnych mezonów umożliwia wyznaczenie GPD dla kwarków o różnych zapachach oraz dla gluonów.

Przedmiotem tej pracy jest badanie ekskluzywnej produkcji mezonu ω w wyniku wysokoenergetycznego rozpraszania mionów na protonach. Jest to proces, podczas którego na skutek oddziaływania pomiędzy mionem wiązki i nukleonem tarczy wyprodukowana zostaje tylko jedna nowa cząstka – mezon ω . Badana reakcja opisana jest wzorem:

$$\mu + p \rightarrow \mu' + p' + \omega, \quad (1.2)$$

gdzie:

- $\mu(\mu')$ – mion wiązki (mion rozproszony),
- $p(p')$ – proton tarczy (proton rozproszony),
- ω – wyprodukowany mezon ω .

Głównym kanałem rozpadu tego mezonu jest rozpad na trzy piony: $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (BR¹³ = 89,2%), przy czym pion π^0 rozpada się na dwa fotony: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (BR = 98,8%).

Szczególnie interesujące jest porównanie przekrojów czynnych na produkcję mezonów wektorowych ω i ρ^0 , w których skład wchodzi te same kwarki (górne u i dolne d), a ich funkcje falowe opisane są równaniami:

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

Przy założeniu, że mechanizmy oddziaływań z kwarkami o danym zapachu są takie same dla obu mezonów, różnice pomiędzy przekrojami czynnymi na produkcję tych

⁸ ang. **Generalized Parton Distributions**

⁹ ang. Ji's sum rule

¹⁰ ang. **Deeply Virtual Compton Scattering**

¹¹ Inne określenie na proces głęboko nieelastyczny

¹² ang. **Hard Exclusive Meson Production**

¹³ ang. **Branching Ratio**

cząstek będą wynikiem różnicy ich funkcji falowych. Analiza i porównanie przekrojów czynnych dla obu reakcji pozwoli uzyskać informacje o wkładzie od kwarków u i d .

Eksperyment COMPASS wykonywany w laboratorium CERN¹⁴ jest eksperymentem fizyki wysokich energii, w ramach którego prowadzone są badania dotyczące struktury materii. Przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω uzyskane na podstawie danych otrzymanych w tym eksperymencie w wyniku analizy będącej przedmiotem niniejszej pracy magisterskiej dotyczą wcześniej niezbadanego zakresu pośrednich energii (całkowita dostępna energia w układzie środka masy $\sqrt{s} \approx 18$ GeV). Jedyne opublikowane wyniki dotyczące tego procesu pochodzą z eksperymentów CLAS [7] przy stosunkowo niskich energiach ($\sqrt{s} \approx 3,5$ GeV) oraz ZEUS [8] przy wysokich energiach ($\sqrt{s} \approx 300$ GeV).

Głównym celem tej pracy jest wyznaczenie i analiza przekrojów czynnych na ekskluzywną produkcję mezonów ω na podstawie danych z 2012 roku oraz porównanie otrzymanych wyników z wynikami innych eksperymentów, a także z uzyskanymi wcześniej we współpracy COMPASS wynikami dla mezonów ρ^0 . Celem drugoplanowym jest przeprowadzenie analizy kalibracji energetycznej kalorymetrów elektromagnetycznych dla danych z 2016/2017 roku.

Rozdział 2. stanowi wprowadzenie teoretyczne, zawierające opis głęboko nieelastycznego rozpraszania DIS, formalizmu GPD oraz kinematyki reakcji ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych, a także definicje wykorzystywanych zmiennych kinematycznych. W rozdziale 3. przedstawiony jest eksperymencie COMPASS oraz spektrometr wykorzystywany do pomiarów. Rozdział 4. zawiera opis analizy kalibracji kalorymetrów elektromagnetycznych dla danych z 2016 roku. Selekcja przypadków oraz metoda wyznaczania świetności i akceptacji spektrometru opisane są w rozdziale 5. W rozdziale 6. natomiast zaprezentowane są uzyskane przekroje czynne.

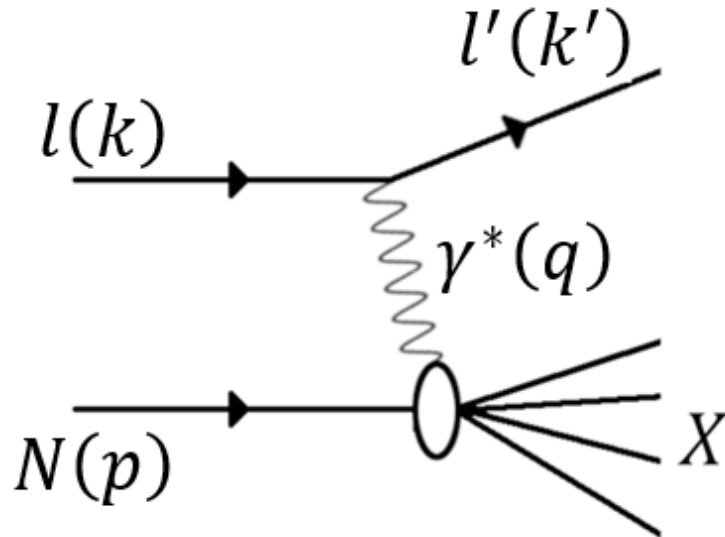
¹⁴ fr. **Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire**

2. Wstęp teoretyczny

Rozdział ten zawiera wprowadzenie do tematyki głęboko nieelastycznego rozpraszania DIS oraz formalizmu GPD. Zawiera również opis kinematyki ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych i przekroju czynnego na ekskluzywną produkcję mezonu ω na niespolaryzowanej tarczy.

2a. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie DIS

Proces głęboko nieelastycznego rozpraszania DIS [9] leptonów l o czteropędzie k na nukleonach N o czteropędzie p jest jednym z podstawowych narzędzi służących do badania wewnętrznej struktury nukleonu i oddziaływań w nim zachodzących. Schemat tego procesu przedstawiony jest na Rys. 2.1. Częstką pośredniczącą w oddziaływaniu leptonu z nukleonem jest wirtualny (krótkożyłowy) foton γ^* o czteropędzie $q = k - k'$, gdzie k' to czteropęd rozproszonego leptonu l' . Wskutek rozpraszania nieelastycznego powstaje system nowych cząstek X .



Rys. 2.1 – Schemat głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonu l o czteropędzie k na nukleonie N o czteropędzie p . Pośrednikiem oddziaływania pomiędzy leptonem a nukleonem jest wirtualny foton γ^* o czteropędzie q . Na skutek rozpraszania wyprodukowany zostaje system cząstek X . Rozproszony mion oznaczony jest jako l' , a jego czteropęd wynosi k' .

Do opisu procesu DIS wykorzystywany jest szereg zmiennych kinematycznych. Jedną z nich jest wirtualność fotonu Q^2 , równa ujemnemu kwadratowi czteropędu wirtualnego fotonu:

$$Q^2 = -q^2. \quad (2.1)$$

Następną zmienną jest energia wirtualnego fotonu ν równa energii, jaką lepton stracił w zderzeniu w układzie laboratoryjnym, zdefiniowana jako:

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \stackrel{lab}{=} E - E', \quad (2.2)$$

przy czym $E(E')$ to energia leptonu wiązki (leptonu rozproszonego).

Kolejną zmienną jest ułamek energii wiązki y utraconej przez lepton w zderzeniu w układzie laboratoryjnym, zdefiniowany jako:

$$y = \frac{p \cdot q_{lab}}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E}. \quad (2.3)$$

Nieelastyczność zderzenia charakteryzuje zmienna skalująca Bjorkena¹⁵ x_{Bj} :

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (2.4)$$

$$0 < x_{Bj} < 1,$$

gdzie M oznacza masę spoczynkową nukleonu. Jeżeli rozpatrujemy układ nieskończonego pędu¹⁶ nukleonu, to zmienna Bjorkena reprezentuje niesiony przez kwark ułamek pędu nukleonu.

Masa niezmiennicza systemu wirtualny foton-nukleon W jest opisana wzorem:

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (2.5)$$

Rozróżniamy trzy rodzaje pomiarów DIS: inkluzywny, semi-inkluzywny oraz ekskluzywny. Proces inkluzywny jest procesem, w którym interesujący jest tylko rozproszony lepton l' . Reakcja opisana jest równaniem:

$$l + N \rightarrow l' + X, \quad (2.6)$$

gdzie X oznacza system wyprodukowanych, ale nie analizowanych cząstek.

W procesie semi-inkluzywnym (SIDIS¹⁷) poza rozproszonym leptonem mierzony jest przynajmniej jeden hadron h :

$$l + N \rightarrow l' + h + X. \quad (2.7)$$

W przeciwieństwie do tych dwóch procesów proces ekskluzywny wymaga detekcji wszystkich cząstek biorących udział w reakcji:

$$l + N \rightarrow l' + h + N', \quad (2.8)$$

gdzie N' to rozproszony nukleon.

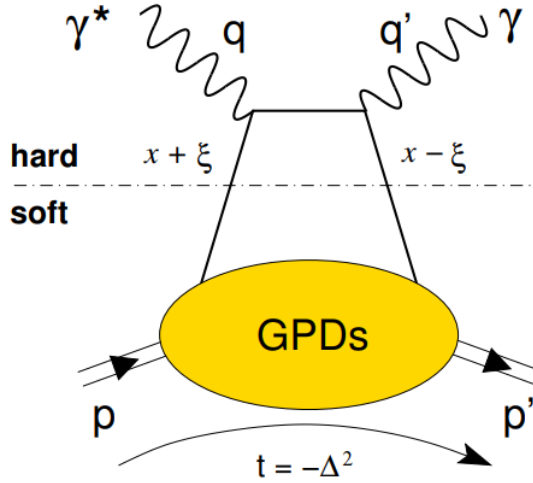
2b. Uogólnione rozkłady partonów GPD

Do wprowadzenia uogólnionych rozkładów GPD wykorzystany zostanie proces DVCS przedstawiony na Rys. 2.2. W granicy Bjorkena, tj. gdy $Q^2, \nu \rightarrow \infty$ przy ustalonym x_{Bj} , proces głęboko nieelastycznej produkcji ekskluzywnej rzeczywistego fotonu może być opisany jako iloczyn amplitud prawdopodobieństwa dla dwóch podprocesów opisanych poniżej.

¹⁵ ang. Bjorken scaling variable

¹⁶ Układ nieskończonego pędu to układ, w którym zarówno pęd poprzeczny, jak i masa nukleonu są zaniedbywalne względem jego pędu całkowitego. Nukleon traktowany jest jako grupa równolegle poruszających się partonów, z których każdy niesie ułamek pędu nukleonu xp .

¹⁷ ang. **S**emi-**I**nclusive **D**eeply **I**nelastic **S**cattering



Rys. 2.2 – Głęboko wirtualne rozpraszanie Comptonowskie DVCS [10]. Wirtualny foton rozprasza się na kwarku, wskutek czego produkowany jest foton rzeczywisty.

Pierwsza amplituda to twardy partonowy podproces związany z oddziaływaniem partonu z wirtualnym fotonem, do którego opisu wykorzystywana jest teoria zaburzeń. Kwark niesie ułamek pędu podłużnego nukleonu równy $x + \xi$. W wyniku oddziaływania tego partonu z wirtualnym fotonem produkowany jest foton rzeczywisty, a kwark ze zmienionym ułamkiem pędu równym $x - \xi$ jest absorbowany przez nukleon. Zmienna x określa średni ułamek pędu podłużnego nukleonu, jaki niesie oddziałujący parton (przed rozproszeniem i po nim). Zmienną ξ można interpretować jako połowę przekazu pędu podłużnego do protonu. Powiązana jest ona ze zmienną x_{Bj} relacją:

$$\xi = x_{Bj} \frac{1 + \frac{\Delta^2}{2Q^2}}{2 - x_{Bj} + x_{Bj} \frac{\Delta^2}{Q^2}} \approx \frac{x_{Bj}}{2 - x_{Bj}}. \quad (2.9)$$

Zmienna Mandelstama t opisuje kwadrat przekazu czteropędu nukleonu. Opisana jest równaniem:

$$t = (p - p')^2 = -\Delta^2, \quad (2.10)$$

gdzie $p(p')$ oznacza czteropęd nukleonu tarczy (nukleonu rozproszonego).

Drugą amplitudę stanowi miękki proces związany z emisją i absorpcją partonu przez nukleon. Do opisu tego procesu możemy wykorzystać cztery nieperturbacyjne rozkłady: $H^{f,g}, \tilde{H}^{f,g}, E^{f,g}, \tilde{E}^{f,g}$ dla kwarków o zapachu f lub gluonów g , zwane uogólnionymi rozkładami partonów GDP. Zależą one od trzech zmiennych kinematycznych: x, ξ, t . Rozkłady $H^{f,g}$ i $E^{f,g}$ nie zależą od skrętności kwarka, z którym zachodzi oddziaływanie, w odróżnieniu od rozkładów $\tilde{H}^{f,g}, \tilde{E}^{f,g}$. Funkcje GPD $H^{f,g}, \tilde{H}^{f,g}$ opisują proces, w którym skrętność nukleonu jest zachowana. W przeciwieństwie do nich, GPD $E^{f,g}, \tilde{E}^{f,g}$ opisują przypadek, gdy skrętność nukleonu jest odwracana. Całkowity moment pędu kwarków o zapachu f i gluonów g powiązany jest z GPD H i E , tzw. regułą sumacyjną Ji, opisaną równaniami:

$$J^f = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^1 [H^f(x, \xi, t) + E^f(x, \xi, t)] dx, \quad (2.11)$$

$$J^g = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^1 [H^g(x, \xi, t) + E^g(x, \xi, t)] dx. \quad (2.12)$$

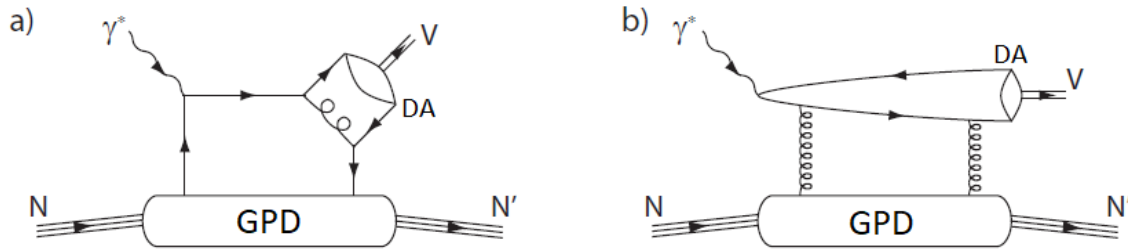
Do badania GPD wykorzystywane są dwa rodzaje procesów: głęboko wirtualne rozpraszanie Comptonowskie DVCS, przedstawione na Rys. 2.2, oraz twarda ekskluzywna produkcja mezonu HEMP, opisana w podrozdziale 2c.

2c. Kinematyka twardej ekskluzywny produkcji mezonu HEMP

Twarda ekskluzywna produkcja mezonu jest przypadkiem ekskluzywnego DIS, w którym na skutek rozpraszania leptonu l na nukleonie N produkowany jest nowy mezon V : $l + N \rightarrow l' + V + N'$, gdzie l' (N') oznacza rozproszony lepton (nukleon).

Proces ten może zostać przedstawiony jako proces wirtualnej fotoprodukcji mezonu V : $\gamma^* + p \rightarrow p' + V$, gdzie γ^* oznacza wirtualny foton.

Przedstawienie HEMP w postaci wirtualnej fotoprodukcji mezonu umożliwia porównanie wyników pomiędzy eksperymentami różniącymi się zarówno leptonem wiązki, jak i badanym obszarem kinematycznym. Schemat wirtualnej fotoprodukcji mezonu V z udziałem kwarków i gluonów przedstawiony jest na Rys. 2.3. Proces ten można podzielić na trzy podprocesy. Pierwszym z nich jest opisane przez GPD nieperturbacyjne oddziaływanie, związane z emisją i absorpcją kwarków lub gluonów z nukleonu. Drugi proces, podlegający rachunkowi perturbacyjnemu, związany jest z oddziaływaniem partonu z wirtualnym fotonem. Ostatnim jest nieperturbacyjny proces kreacji mezonu wektorowego, opisany przez rozkład DA¹⁸.



Rys. 2.3 – Wirtualna fotoprodukcja mezonu wektorowego V z udziałem kwarków (a) i gluonów (b) [11].

2d. Przekrój czynny na ekskluzywną produkcję mezonów ω na niespolaryzowanych protonach

Tarcza w eksperymencie COMPASS w 2012 roku zawierała niespolaryzowane protony. Badany przekrój czynny na ekskluzywną produkcję mezonów ω w rozpraszaniu spolaryzowanych mionów na niespolaryzowanych protonach opisany jest następującym równaniem:

$$\left[\frac{\alpha_{em}}{8\pi^3} \frac{y^2}{1-\epsilon} \frac{1-x_{Bj}}{x_{Bj}} \frac{1}{Q^2} \right]^{-1} \frac{d\sigma}{dx_{Bj} dQ^2 dt d\phi} = \frac{1}{2} (\sigma_{++}^{++} + \sigma_{++}^{--}) + \epsilon \sigma_{00}^{++} - \epsilon \cos(2\phi) \operatorname{Re}(\sigma_{++}^{++}) \quad (2.13)$$

$$- \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \cos(\phi) \operatorname{Re}(\sigma_{+0}^{++} + \sigma_{+0}^{--})$$

$$- P_l \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \sin(\phi) \operatorname{Im}(\sigma_{+0}^{++} + \sigma_{+0}^{--}),$$

¹⁸ ang. distribution amplitude

gdzie:

α_{em} – stała struktury subtelnej,

ϵ – parametr polaryzacji wirtualnego fotonu,

ϕ – kąt azymutalny pomiędzy płaszczyzną leptonową i hadronową,

P_l – polaryzacja wiązki.

W powyższym równaniu zawarte są tylko człony istotne dla tej analizy. Pełne równanie przedstawione jest w [12]. Symbol σ_{ij}^{mn} oznacza zależny od skrętności przekrój czynny, a także człony interferencyjne dla procesu wirtualnej fotoprodukcji mezonu. Skrętność wirtualnego fotonu oznaczona jest jako $i, j = -1, 0, 1$, a skrętność protonu w stanie początkowym jako $m, n = -1/2, 1/2$. Parametr σ_{ij}^{mn} jest proporcjonalny do iloczynu zależnych od skrętności amplitud M na podproces fotoprodukcji:

$$\sigma_{ij}^{mn} \propto \sum M_{im}^* M_{jn}. \quad (2.14)$$

W obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS, tj. $m_\mu^2 \ll Q^2$, gdzie m_μ to masa mionu, parametr polaryzacji wirtualnego fotonu ϵ jest w przybliżeniu równy:

$$\epsilon = \frac{1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2}{1 - y + \frac{1}{2}y^2 + \frac{1}{4}y^2\gamma^2}, \quad (2.15)$$

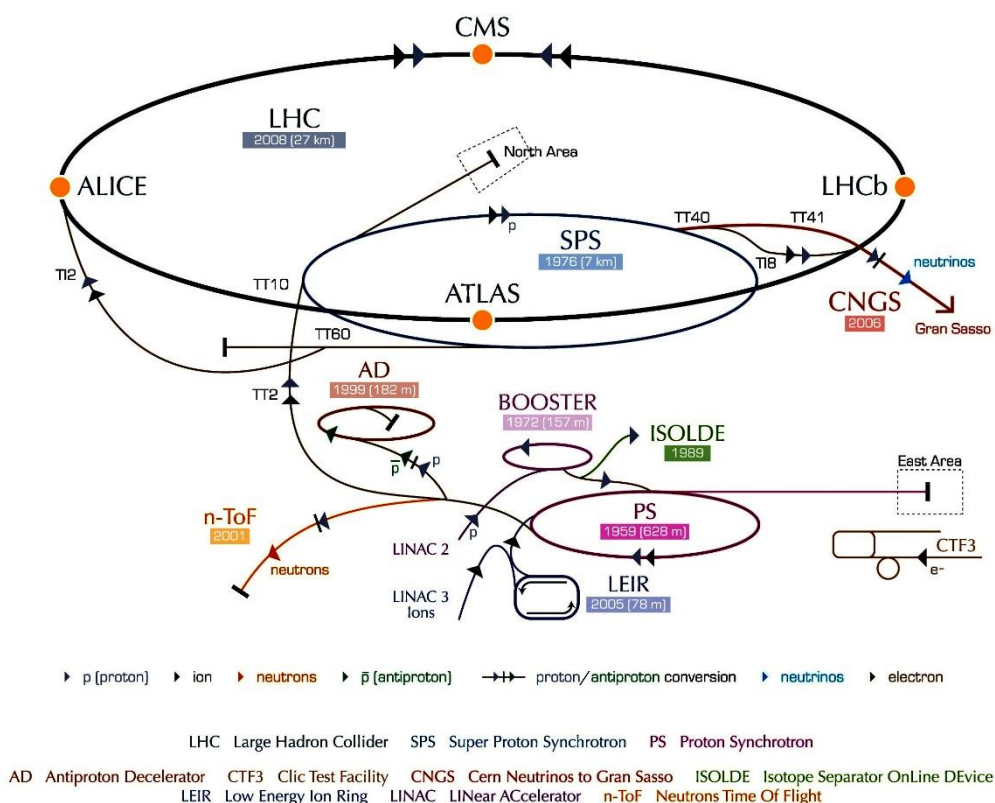
gdzie $\gamma^2 = Q^2/v^2$.

Suma $\frac{1}{2}(\sigma_{++}^{++} + \sigma_{++}^{--}) + \epsilon\sigma_{00}^{++}$ występująca we wzorze (2.13) jest proporcjonalna do przekroju czynnego wycałkowanego po ϕ , wyznaczanego eksperymentalnie w niniejszej pracy. Wpływ członów interferencyjnych zależnych od kąta ϕ był badany przy obliczaniu niepewności systematycznej dla badanego procesu (por. rozdz. 6d).

3. Eksperyment COMPASS

Założone w 1954 roku laboratorium CERN jest jednym z największych ośrodków badawczych na świecie. Ta stowarzyszająca 22 państwa członkowskie (w tym Polskę) placówka położona jest na granicy szwajcarsko-francuskiej niedaleko Genewy. Przedmiotem badań w CERN-ie jest fizyka cząstek elementarnych. Schemat kompleksu akceleratorowego przedstawiony jest na Rys. 3.1.

CERN's accelerator complex



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire © CERN 2008

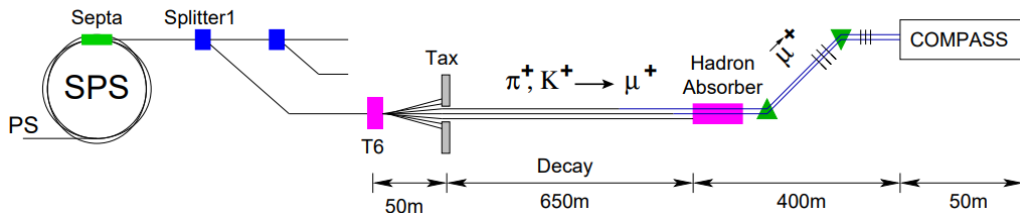
Rys. 3.1 – Kompleks akceleratorowy laboratorium CERN [13].

Jednym z eksperymentów wysokich energii przeprowadzanych w ośrodku CERN jest COMPASS. Celem tego eksperymentu jest badanie struktury hadronów oraz spektroskopia hadronowa przy wykorzystaniu wiązek mionowych oraz hadronowych wysokiej intensywności. Eksperyment COMPASS został zatwierdzony w 1997 roku, natomiast dane zbiera od 2002 roku. Eksperyment stowarzysza obecnie ponad 200 naukowców z 24 instytucji.

W eksperymencie COMPASS przeprowadzane są analizy procesów takich jak: DVCS, HEMP, SIDIS oraz Drell-Yan, a także efektu Primakoffa. W 2012 roku wykonano pierwsze pomiary procesu DVCS i HEMP przy wykorzystaniu detektora CAMERA. Kolejne dane dotyczące tych procesów zebrane zostały w 2016 i 2017 roku.

3a. Wiązka

Zarówno wiązka mionowa, jak i hadronowa dostarczana jest do eksperymentu COMPASS linią M2. Jej schemat (dla wiązki mionowej) przedstawiony jest na Rys. 3.2.

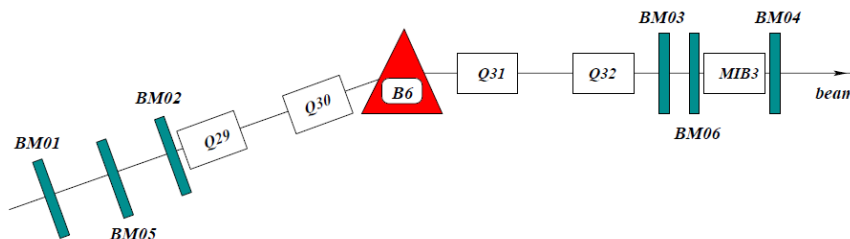


Rys. 3.2 – Schemat linii M2 [14].

Protony są rozpędzane w akceleratorze SPS do energii około 400 GeV/c, po czym wyprowadzane są z pierścienia akceleratora. Następnie otrzymana wiązka protonowa jest rozpraszana na tarczy produkcyjnej T6. W zderzeniu produkowane są głównie piony. Poprzez szereg dipolowych i kwadropolowych magnesów wybierane są piony dodatnie π^+ lub ujemne π^- , w zależności od potrzeb eksperymentu. Następnie wytworzona wiązka hadronowa przebywa 650-metrowy tunel, w którym część cząstek ulega rozpadowi zgodnie z poniższymi kanałami rozpadu.



Dalej wiązka oczyszczana jest z pozostałych hadronów na absorbencie berylowym. Ponieważ wykorzystywane kanały rozpadu łamią symetrię parzystości, otrzymana wiązka mionowa jest spolaryzowana, przy czym znak polaryzacji zależy od ładunku wiązki. Ze względu na to, że stopień polaryzacji zależy od stosunku pędów mezonu i mionu, wyprodukowana wiązka przechodzi selekcję pędu, po której kierowana jest do hali eksperymentu. Pomiar pędu mionów wiązki wykonywany jest w stacji pomiaru pędu wiązki BMS¹⁹, której schemat przedstawiony jest na Rys. 3.3. Pomiar pędu wykonywany jest na podstawie zakrzywienia toru lotu wiązki, wyznaczanego w oparciu o informację pochodzącą od detektorów scyntylacyjnych SciFi²⁰ BM05 i BM06 oraz hodoskopów scyntylacyjnych BM01–BM04. Wiązka zakrzywiana jest zestawem magnesów B6.



Rys. 3.3 – Schemat stacji pomiaru pędu wiązki BMS [15].

Wiązka wprowadzana jest do hali eksperymentu w tzw. *spillach*. Odpowiadają one czasowi trwania pojedynczego wprowadzenia wiązki protonowej z akceleratora SPS do

¹⁹ ang. **Beam Momentum Station**

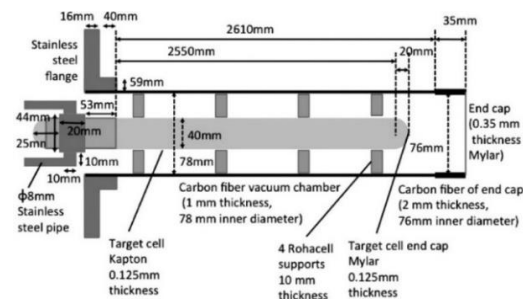
²⁰ ang. **Scintillating Fiber Detector**

linii M2. Dla danych z 2012 roku każdy *spill* trwał 9,8 s, a intensywność wiązki mionowej sięgała $2,3 \cdot 10^8$ mionów na *spill*. Przy pomiarach korzystano z wiązki mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- . Osiągany stopień polaryzacji wynosił $+80\% \pm 5\%$ dla wiązki μ^- oraz $-80\% \pm 5\%$ dla wiązki μ^+ . Nominalna energia mionów wiązki równa była 160 GeV/c.

3b. Tarcza

W 2012 roku do badań procesu DVCS i HEMP przygotowana została niespolaryzowana tarcza z ciekłego wodoru LH₂. Z jej szczegółowym opisem można zapoznać się w artykule „A 2.5 m long liquid hydrogen target for COMPASS” [16]. Ze względu na to, że oba badane typy procesów wymagają informacji o wszystkich cząstkach biorących udział w reakcji, zainstalowane zostały dwa dodatkowe detektory: detektor protonów odrzutu CAMERA²¹ oraz kalorymetr elektromagnetyczny ECAL0. W skład tarczy wchodzi trzy elementy: cylindryczny zbiornik na ciekły wodór, komora próżniowa okalająca zbiornik oraz system chłodzenia i wymiany wodoru.

Głównym wyzwaniem napotkanym przy konstrukcji tej tarczy było zminimalizowanie grubości poszczególnych elementów, mające na celu umożliwienie detekcji protonów odrzutu i wyprodukowanych fotonów o jak najniższych energiach. Zbiornik tworzy kaptonowy® cylinder o średnicy 40 mm z półkulistym zamknięciem z folii Mylar®. Oba te elementy mają grubość 0,125 mm. Całkowita długość zbiornika wynosi ponad 2,6 m. Taka długość ma zapewnić jak najwyższą świetlność przy niezwykle niskich przekrojach czynnych na badane reakcje. Zarejestrowany średni dzienny wyciek LH₂ ze zbiornika wyniósł 0,019%. Zbiornik znajduje się w tubie próżniowej o średnicy 80 mm i grubości 1 mm zbudowanej z CFRP²², w której osiągnięto ciśnienie $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. W celu zminimalizowania wymiany ciepła poprzez promieniowanie termiczne wnętrza tuby została pokryta warstwą srebra, której grubość oszacowano na 1,8 μm. Zbiornik podłączony jest do systemu chłodzącego odpowiedzialnego za utrzymanie wodoru w temperaturze 20 K oraz za wymianę znajdującego się w zbiorniku wodoru gazowego na ciekły. Podczas zbierania danych w 2012 roku średnie ciśnienie LH₂ było równe 1137 mbar, a fluktuacje spowodowane zmianami temperatury i ciśnienia w hali eksperymentu wynosiły ± 20 mbar. Na podstawie wyznaczonego średniego ciśnienia obliczono średnią temperaturę LH₂, równą 20,79K, oraz średnią gęstość ciekłego wodoru w tarczy, równą $70,29 \frac{kg}{m^3}$. Schemat tarczy LH₂ przedstawiony jest na Rys. 3.4.



Rys. 3.4 – Schemat tarczy LH₂ wykorzystywanej w 2012 roku [16].

²¹ ang. COMPASS Apparatus for the Measurement of Exclusive ReActions

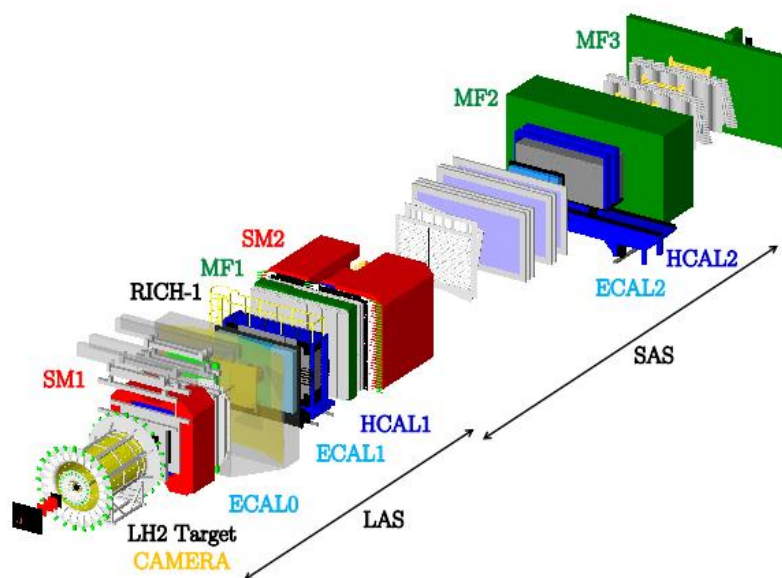
²² ang. Carbon Fiber Reinforced Plastic

3c. Spektrometr COMPASS

Spektrometr COMPASS jest dwustopniowym detektorem o wysokiej akceptacji kątowej. Umożliwia on pomiar pędów oraz energii cząstek wyprodukowanych w zderzeniu wiązki z tarczą. Konfiguracja spektrometru przedstawiona jest na Rys. 3.5.

Pierwszą część detektora stanowi szerokokątny spektrometr LAS²³, którego akceptacja kątowa sięga 180 mrad. Jednym z głównych elementów tego podsystemu jest magnes dipolowy SM1 otoczony szeregiem detektorów umożliwiających pomiar toru lotu cząstki, na podstawie którego można wyznaczyć jej pęd (korzystając z informacji o odchyleniu jej toru lotu w znanym polu magnetycznym). Następnym ważnym elementem spektrometru jest detektor promieniowania Czerenkowa RICH-1 pozwalający na pomiar prędkości naładowanej cząstki, a także (w połączeniu z informacją o pędzie cząstki) jej identyfikację. Za pomiar energii cząstek odpowiadają dwa kalorymetry: hadronowy HCAL1 (w przypadku hadronów) oraz elektromagnetyczny ECAL1 (w przypadku fotonów). Przy produkcji danych DVCS z 2012 roku umieszczono dodatkowy kalorymtr elektromagnetyczny ECAL0 tuż za tarczą eksperymentu, co miało służyć zwiększeniu akceptacji na fotony produkowane pod dużymi kątami biegunowymi. Ostatnim głównym elementem LAS jest ściana mionowa MW1. Zbudowana jest z żelaznego absorbentu o grubości 60 cm, który przepuszcza wyłącznie miony. Otaczają ją cztery komory dryftowe, umożliwiające wyznaczenie toru lotu cząstki, na podstawie którego wykonywana jest identyfikacja mionów.

Drugą część stanowi wąskokątny spektrometr SAS²⁴ o akceptacji 30 mrad. Podobnie jak w przypadku LAS, w skład tego systemu detektorowego wchodzi magnes dipolowy SM2, kalorymtr hadronowy HCAL2 oraz elektromagnetyczny ECAL2, a także ściana mionowa MW2, wykonana z betonu o grubości 2,4 m.



Rys. 3.5 – Konfiguracja eksperymentu COMPASS [17].

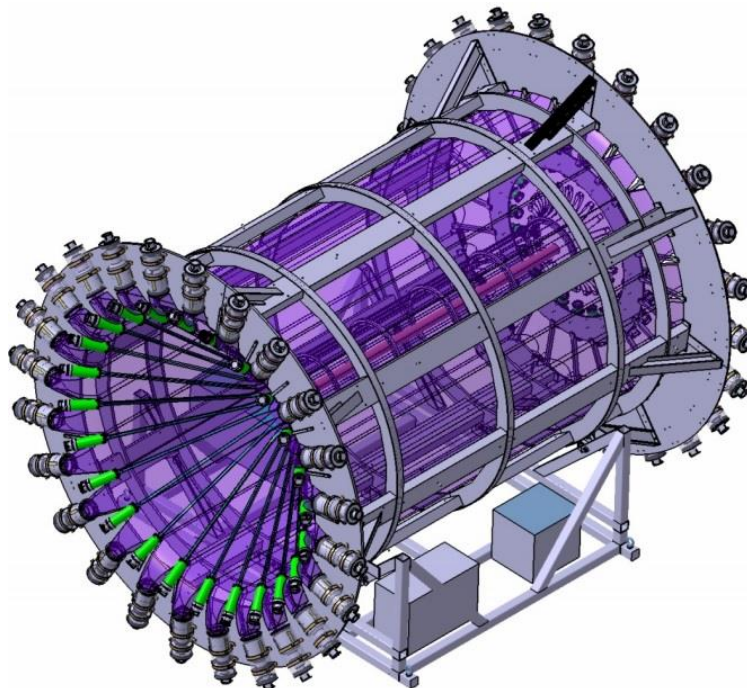
²³ ang. **L**arge **A**ngle **S**pectrometer

²⁴ ang. **S**mall **A**ngle **S**pectrometer

3d. Detektor CAMERA

Do badań procesów ekskluzywnych wymagana jest identyfikacja wszystkich cząstek biorących udział w zderzeniu. Spektrometr umożliwi rekonstrukcję naładowanych oraz neutralnych cząstek wyprodukowanych w zderzeniu, a także dostarcza informacji o rozproszonym mionie. Stacja BMS natomiast zapewnia dane o mionach wiązki. Celem zagwarantowania ekskluzywności badanego procesu, w 2012 roku został zainstalowany nowy detektor służący do pomiar pędu protonów odrzutu – detektor CAMERA.

W skład tego detektora wchodzi pierścienie A i B, zbudowane z 24 scyntylatorów wykonanych z materiału BC408. Każdy element pierścienia pokrywa obszar 15° . W celu zwiększenia rozdzielczości w kącie azymutalnym każdy element pierścienia A został przesunięty o $7,5^\circ$ w stosunku do pierścienia B. Scyntylatory podłączono z obu stron do fotopowielaczy, które łączą się z przetwornikami analogowo-cyfrowymi ADC²⁵. Detektor CAMERA przedstawiony jest na Rys. 3.6.



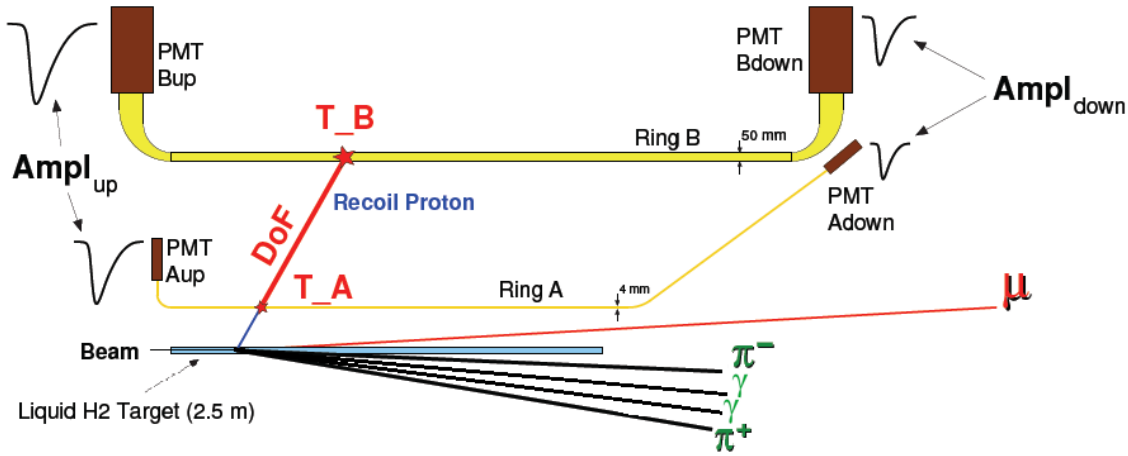
Rys. 3.6 – Wizualizacja detektora CAMERA [18].

Jednym z głównych wyzwań napotkanych przy konstrukcji tego detektora było zapewnienie możliwości pomiaru protonów odrzutu w przypadku jak najniższego kwadratu przekazu czteropędu t do protonu. Pomiar czteropędu protonu odrzutu wymaga rejestracji cząstki w obu pierścieniach. Przy małych wartościach t absorpcja protonów w pierścieniu A stanowiła duży problem. Założeniem na 2012 rok było osiągnięcie rozdzielczości czasowej rzędu 300 ps przy $|t|_{min} = 0,06 \text{ (GeV/c)}^2$. Ostatecznie grubość pierścienia A wyniosła 4 mm. Niestety z powodu wykorzystania materiału o nieoptymalnej jakości rozdzielczość czasowa osiągnęła 400 ps.

Rekonstrukcja toru lotu protonu odrzutu wykonywana jest na podstawie informacji pochodzącej z pierścieni A i B. Przechodząc przez warstwę scyntylatora proton odrzutu

²⁵ ang. Analogue to Digital Converter

wywołuje scyntyłacje, które propagują się do obu jego końców. Następnie sygnał jest zamieniany przez fotopowielacze na sygnał analogowy, który z kolei przetwarzany jest przez szereg przetworników analogowo/cyfrowych ADC na sygnał cyfrowy. Zasada działania detektora CAMERA przedstawiona jest na Rys. 3.7.



Rys. 3.7 – Zasada działania detektora CAMERA [19].

Na podstawie czasu rejestracji na obu końcach scyntyłatora wyznaczana jest pozycja cząstki w pierścieniu zgodnie ze wzorami:

$$z_A = \frac{1}{2} c_A (t_A^u - t_A^d) + k_A^z, \quad (3.3)$$

$$z_B = \frac{1}{2} c_B (t_B^u - t_B^d) + k_B^z, \quad (3.4)$$

gdzie:

$c_{A(B)}$ – efektywna prędkość światła w elemencie pierścienia A(B),

$k_{A(B)}^z$ – stała kalibracyjna pierścienia A(B),

$t_{A(B)}^{u(d)}$ – czas rejestracji na początku (końcu) scyntyłatora w pierścieniu A(B).

Na podstawie wyznaczonych pozycji rejestracji cząstki wyznaczana jest droga D zgodnie z relacją:

$$D = \sqrt{(z_B - z_A)^2 + R_{AB}^2}, \quad (3.5)$$

gdzie R_{AB} oznacza odległość pomiędzy pierścieniami A i B. Następnie wyznaczany jest czas przelotu T cząstki, równy różnicy średnich czasów rejestracji w obu pierścieniach, zgodnie ze wzorem:

$$T = \frac{t_B^u + t_B^d}{2} - \frac{t_A^u + t_A^d}{2} + k_T, \quad (3.6)$$

przy czym k_T to stała czasowa. Na podstawie powyższych równań wyznaczana jest względna prędkość protonu w jednostkach prędkości światła, równa:

$$\beta_{AB} = \frac{D}{T}. \quad (3.7)$$

Pęd protonu pomiędzy pierścieniami A i B wyznaczany jest na podstawie relacji:

$$p_{AB} = m_p \frac{\beta_{AB}}{\sqrt{1 - \beta_{AB}^2}} \quad (3.8)$$

Ostatnim krokiem rekonstrukcji czteropędu protonu jest przetransformowanie jego pędu do wierzchołka zderzenia przy uwzględnieniu straty energii protonu w pierścieniach A i B. Energia zdeponowana w pierścieniu jest proporcjonalna do pierwiastka iloczynu sygnałów $A_{u(d)}$ na obu końcach scyntylatora:

$$E_{loss} \sim \sqrt{A_u \cdot A_d} \quad (3.9)$$

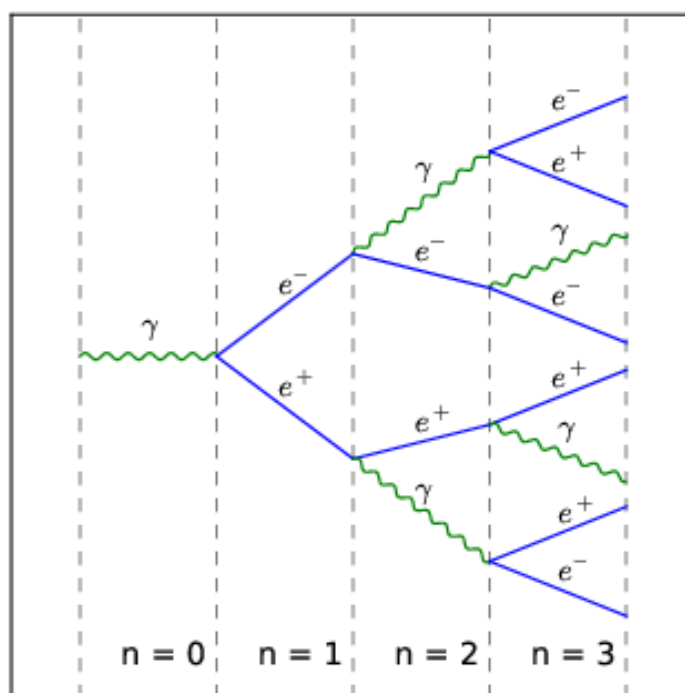
4. Kalibracja kalorymetrów elektromagnetycznych

Kalorymetria [20] jest jedną z najpowszechniejszych metod pomiaru energii cząstek w eksperymentach wysokich energii. Kalorymetr to detektor zamieniający deponowaną przez cząstkę energię na mierzalny sygnał, na podstawie którego można wyznaczyć jej całkowitą energię. Wyróżniane są dwa główne typy kalorymetrów: elektromagnetyczne, służące do pomiaru energii cząstek takich jak elektrony czy fotony, oraz hadronowe, służące do pomiaru energii hadronów.

Rozdział ten zawiera opis zasady działania kalorymetrów elektromagnetycznych. Opisana zostanie metoda kalibracji takich detektorów stosowana w eksperymencie COMPASS, jak również test stabilności energetycznej oraz czasowej przeprowadzony na podstawie danych zebranych przez ten eksperyment w 2016 roku.

4a. Kalorymetria elektromagnetyczna

W kalorymetrach elektromagnetycznych energia cząstki padającej jest mierzona poprzez pomiar energii kaskady elektromagnetycznej zainicjowanej przez tę cząstkę. Zjawisko to możemy podzielić na dwa zależne od energii cząstki etapy: oddziaływanie elektronu e^- (pozytonu e^+) oraz fotonu γ z materią. W przypadku, gdy energia cząstki jest większa od krytycznej wartości E_c , elektrony głównie tracą energię na skutek tzw. promieniowania hamowania (*Bremsstrahlung*), tj. emisji fotonu. Zjawiskiem dominującym w przypadku fotonów jest powstawanie par elektron-pozyton. Oba te procesy będą zachodzić tak długo, jak energia nowopowstałych cząstek będzie przewyższać energię krytyczną. Poniżej E_c efektami dominującymi są: jonizacja ośrodka (w przypadku elektronów) oraz rozpraszanie Comptonowskie i efekt fotoelektryczny (w przypadku fotonów). Schemat kaskady elektromagnetycznej przedstawiony jest na Rys. 4.1.



Rys. 4.1 – Schemat rozwoju kaskady elektromagnetycznej [21].

Według jednej z najczęściej używanych definicji energia krytyczna E_c to energia, przy której straty energii elektronu na promieniowanie hamowania oraz poprzez jonizację są sobie równe. Energia ta opisana jest wzorem:

$$E_c = \frac{610}{Z + 1.24} [\text{MeV}], \quad (4.1)$$

gdzie Z to liczba atomowa materiału.

Głównym parametrem służącym do opisu kaskady elektromagnetycznej jest droga radiacyjna X_0 , którą można przedstawić za pomocą przybliżonego równania:

$$X_0 = \frac{716,408 \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right], \quad (4.2)$$

gdzie A to liczba masowa materiału, w którym porusza się cząstka. Ścisłe równanie zostało wyznaczone i opisane przez Y. Tsaia [22]. W przypadku elektronów droga radiacyjna oznacza średnią drogę, jaką musi pokonać w materiale elektron, żeby jego energia spadła do $1/e$ wartości początkowej poprzez emisję promieniowania hamowania. W przypadku fotonów oznacza $7/9$ średniej drogi swobodnej, po jakiej zajdzie zjawisko produkcji par. Wykorzystując drogę radiacyjną można wyznaczyć zarówno podłużne, jak i poprzeczne parametry kaskady elektromagnetycznej. Średni podłużny rozkład zdeponowanej energii w kaskadzie elektromagnetycznej można przybliżyć jako [23]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}, \quad (4.3)$$

gdzie:

a, b – parametry zależne od padającej cząstki (e^\pm, γ),

$t = x/X_0$ – głębokość w materiale wyrażona w jednostkach drogi radiacyjnej,

Γ – gamma Eulera.

Mierzona w jednostkach drogi radiacyjnej głębokość, na której produkowana jest największa liczba cząstek, opisana jest przybliżonym równaniem:

$$t_{max} \cong \ln \frac{E_0}{E_c} + t_0, \quad (4.4)$$

gdzie:

E_0 – energia pierwotnej cząstki,

$t_0 = -\frac{1}{2} (+\frac{1}{2})$ dla elektronów (fotonów).

Powyższe równanie pokazuje logarytmiczną zależność długości kaskady od energii cząstki padającej, z czego wynika, że nawet kalometry o stosunkowo niewielkiej grubości będą w stanie zaabsorbować znaczną część zdeponowanej energii.

Poprzeczny rozmiar kaskady elektromagnetycznej opisany jest promieniem Molièra R_M . Przedstawia on drogę, jaką cząstka o energii E_c pokona w płaszczyźnie poprzecznej w ciągu jednej drogi radiacyjnej i określony jest wzorem:

$$R_M \cong \frac{21}{E_c} X_0 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{MeV}} \cdot \frac{g}{\text{cm}^2} \right]. \quad (4.5)$$

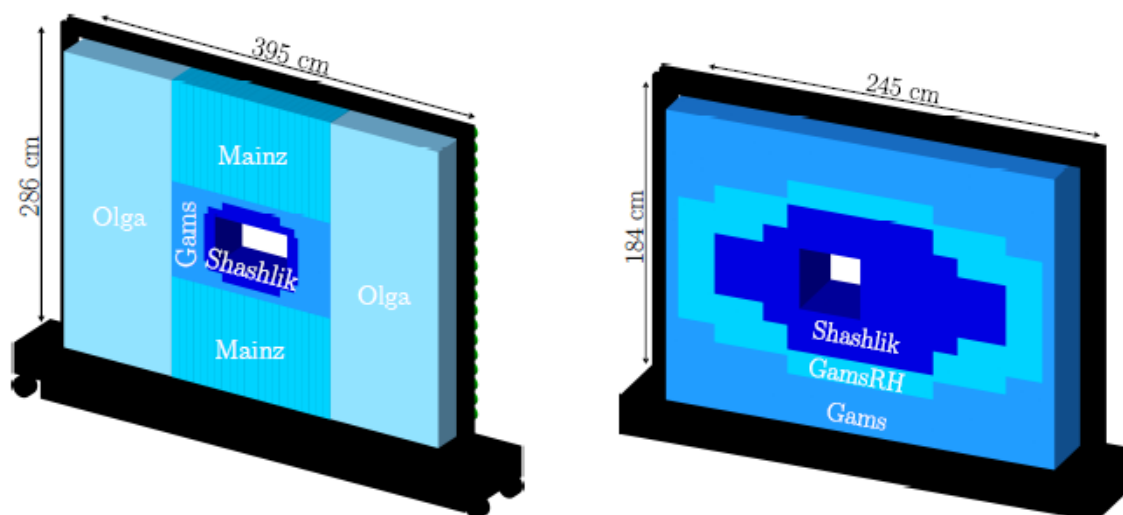
Okolo 95% energii kaskady zdeponowane jest w obszarze dwóch promieni Molièra.

Pomiar energii kaskady elektromagnetycznej w kalorymetrach elektromagnetycznych odbywa się dzięki wykorzystaniu zjawisk takich jak jonizacja, promieniowanie Czerenkowa oraz scyntylacje.

Kalorymetry można również klasyfikować pod względem budowy. Dzieli się one na dwie grupy: jednorodne oraz próbkujące. W przypadku kalorymetrów jednorodnych materiał użyty do ich budowy służy zarówno jako absorbent, jak i detektor. Główną zaletą konstrukcji tego typu jest możliwość pomiaru całej zdeponowanej energii, dzięki czemu detektory jednorodne zapewniają wyższą rozdzielczość energetyczną niż detektory próbkujące. Wadą wspomnianych kalorymetrów jest jednak ich wysoki koszt. Pomimo gorszej rozdzielczości energetycznej kalorymetry próbkujące oferują dużo większą elastyczność przy znacznie niższej cenie. Dzięki zastosowaniu pasywnych absorbentów kalorymetr taki można dostosować do bieżących potrzeb eksperymentu.

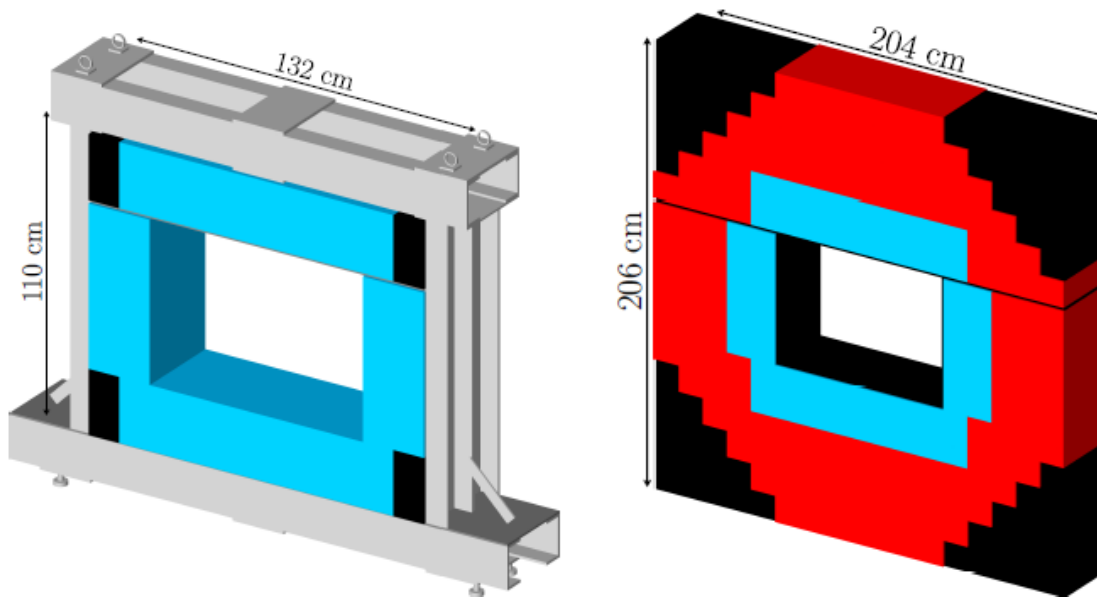
4b. Kalibracja energetyczna kalorymetrów elektromagnetycznych w eksperymencie COMPASS

Kalorymetry elektromagnetyczne ECAL0, ECAL1 oraz ECAL2 wykorzystywane w eksperymencie COMPASS są zbudowane głównie z jednorodnych modułów ze szkła ołowiowego. Energia cząstek jest mierzona poprzez pomiar promieniowania Czerenkowa, którego natężenie jest proporcjonalne do straty energii pierwotnej cząstki. Promieniowanie to jest wywołane przez propagujące się elektrony i pozytony. W celu zwiększenia odporności kalorymetrów na uszkodzenia związane z promieniowaniem, w pobliżu wiązki zainstalowane zostały segmenty próbkujące, tzw. moduły typu *shashlik*, zbudowane z naprzemiennych warstw absorbentu ołowianego i scyntylatora. Aby zwiększyć akceptację detektora przy badaniu procesu DVCS do spektrometru został dodany nowy kalorymetr – ECAL0. Do jego budowy wykorzystano wyłącznie moduły typu *shashlik*. Wizualizacja kalorymetrów ECAL1 i ECAL2 przedstawiona jest na Rys. 4.2.



Rys. 4.2 – Wizualizacja kalorymetrów ECAL1 (lewo) oraz ECAL2 (prawy) wykorzystywanych w eksperymencie COMPASS [17]. Kalorymetr ECAL1 zbudowany jest z 1708 modułów, a ECAL2 z 2972. Układ segmentów detektorów przedstawiony jest za pomocą różnych odcieni.

Schemat kalorymetru ECAL0 wykorzystywanego w roku 2012 oraz jego zmodyfikowana wersja używana w latach 2016/17 przedstawiony jest na Rys. 4.3.



Rys. 4.3 – Wizualizacja kalorymetru ECAL wykorzystywanego w 2012 roku (lewo) oraz w latach 2016/17 (prawo) [17]. Liczba wykorzystywanych modułów wzrosła z 564 do 1764 pomiędzy okresami pomiarowymi. Niebieski obszar obejmuje moduły używane od 2012 roku. Czarne fragmenty symbolizują elementy nieczynne lub konstrukcyjne. Czerwony obszar stanowią moduły dodane do pomiarów w 2016/17 r.

Odpowiedź energetyczna i czasowa kalorymetrów może zmieniać się podczas zbierania danych. Jednym z głównych problemów związanych z zapewnieniem dobrej jakości produkowanych danych jest odpowiednia kalibracja i kontrola stabilności kalorymetrów.

W eksperymencie COMPASS kalibracja kalorymetrów ECAL wykonywana jest w trzech etapach. Na początku odbywa się kalibracja wiązką elektronową o znanej energii. Wszystkie moduły kalorymetru są naświetlane wiązką, po czym na podstawie uzyskanych sygnałów obliczane są stałe kalibracyjne dla każdego modułu. Następnie wykonuje się kalibrację LED/laser. W przeciwieństwie do pierwszej kalibracji, która wykonywana jest raz na okres pomiarowy, energia fotonów pochodzących z zainstalowanych w detektorze źródeł światła LED/lasera jest mierzona cyklicznie podczas zbierania danych. Na podstawie tej informacji można uwzględnić zmiany zachodzące w kalorymetrze w ciągu całego okresu pomiarowego. Ostatnim etapem kalibracji energetycznej jest kalibracja na podstawie rekonstrukcji masy niezmienniczej zrekonstruowanych mezonów π^0 . Dla każdej komórki kalorymetru wyznaczana jest wielkość przesunięcia masy niezmienniczej π^0 względem wartości tablicowej i na tej podstawie korygowane są współczynniki kalibracji energetycznej kalorymetrów.

4c. Stabilność energetyczna i czasowa kalorymetrów

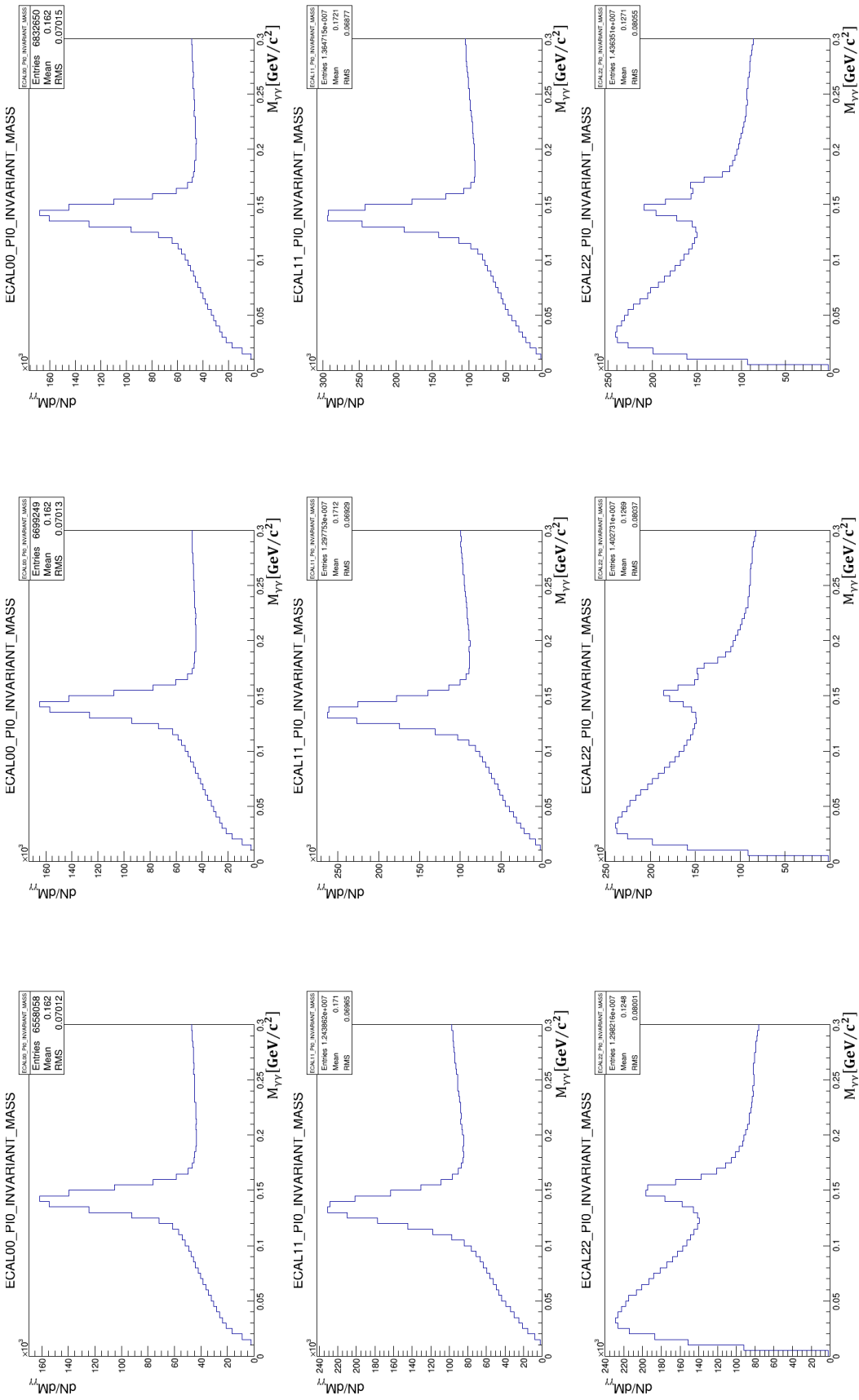
Test stabilności kalorymetrów ECAL przeprowadzony został na części danych z 2016 roku oznaczonych jako P09tN, przy czym N oznacza numer produkcji: 1 – kalibracja wiązką elektronową, 2 – kalibracja LED/laser, 3 – kalibracja π^0 . Test obejmuje dwie części: test stabilności energetycznej (oparty o badanie masy niezmienniczej zrekonstruowanych mezonów π^0), oraz czasowej (oparty o analizę czasu rejestracji fotonów). Część pierwsza polegała na rekonstrukcji wyprodukowanych mezonów π^0 , rozpadających się na dwa fotony. Przy obliczaniu masy niezmienniczej układu dwóch fotonów uwzględniane były wszystkie kombinacje wykrytych fotonów. Następnie wyznaczano rozkłady masy niezmienniczej oraz jej zależność od energii

zarejestrowanego układu dwóch fotonów. Opisany proces zastosowano dla każdej ze wspomnianych produkcji danych. Wyniki przedstawione są na Rys. 4.4 i Rys. 4.5.

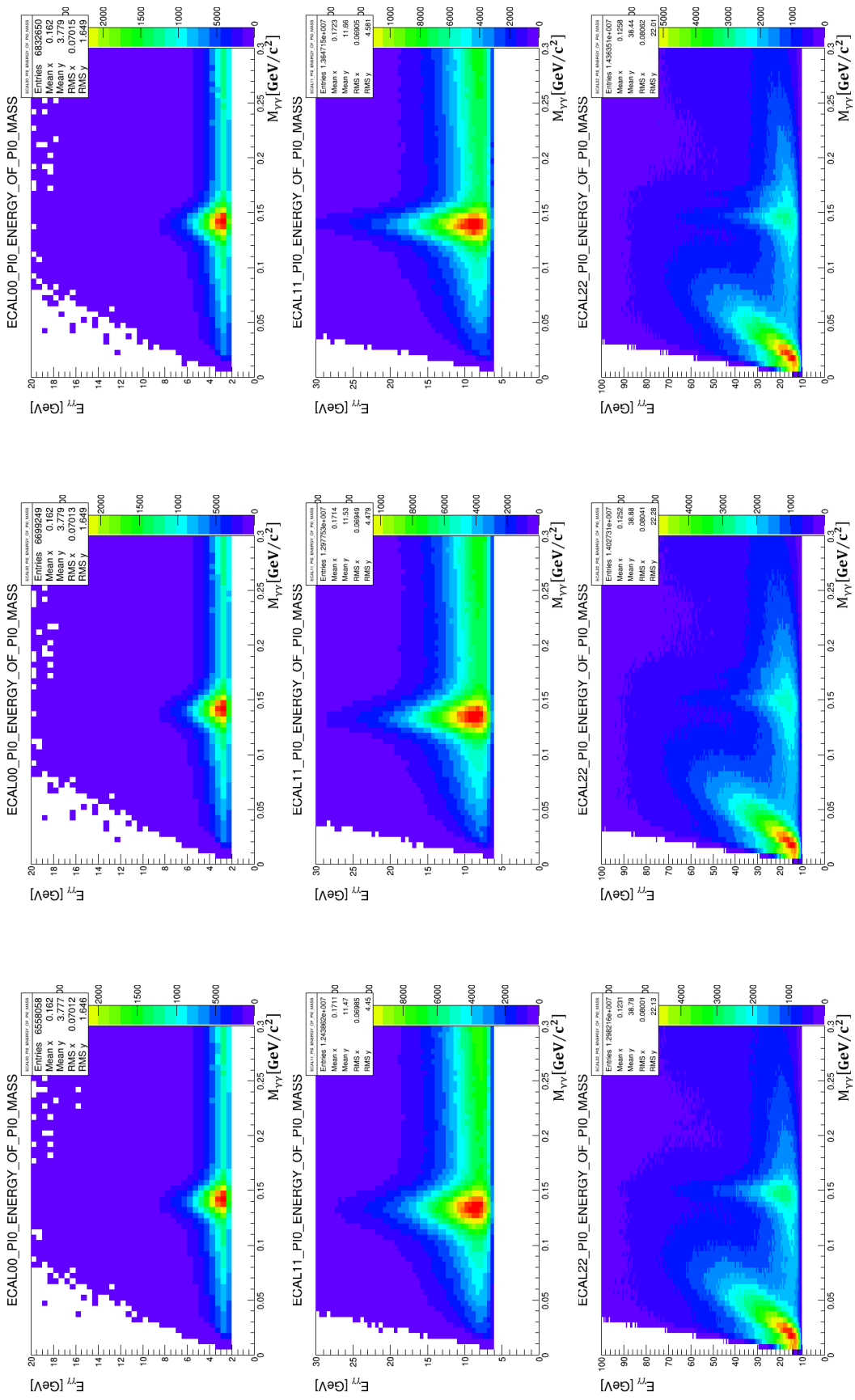
W przypadku kalorymetru ECAL0 zmierzone wartości masy niezmienniczej π^0 różnią się od wartości tablicowych o mniej niż 4%; kolejne kalibracje nie wprowadzają widocznych zmian. W przypadku ECAL1 przesunięcie wartości mierzonej mieści się w granicach 1%. Rozkłady ECAL2 charakteryzuje wysokie tło kombinatoryczne oraz przesunięcie w granicy 11%; kolejne kalibracje powodują pojawienie się drugiego wierzchołka masy niezmienniczej. Zaobserwowane problemy związane z kalorymetrem ECAL2 były przedmiotem dalszej analizy.

Następnym krokiem było wykonanie testu stabilności kalibracji energetycznej w czasie. Sprawdzono zostało przesunięcie wartości zrekonstruowanej masy niezmienniczej π^0 względem wartości tablicowej dla każdego *runu*²⁶ w danych P09. Zbadane zostały tylko przypadki, w których oba fotony zostały zarejestrowane w tym samym kalorymetrze. Otrzymane wyniki przedstawione są na Rys. 4.6. Sygnał pochodzący z ECAL0 jest stabilny już po pierwszej kalibracji. Kolejne kalibracje nie wprowadzają znacznych zmian. W przypadku kalorymetru ECAL1 widać znaczną różnicę pomiędzy kolejnymi produkcjami. Po kalibracji elektronowej można zauważyć znaczne skoki pomiędzy grupami *runów*. Większość z tych różnic niwelowana jest poprzez kalibracje LED/laser. Kalibracja π^0 powiększa odchylenie zrekonstruowanej masy π^0 od wartości tablicowej, jednakże różnica jest niewielka. W przypadku kalorymetru ECAL2 otrzymany sygnał jest stabilny po kalibracji elektronowej, ale odchylenie mierzonej wartości od wartości tablicowej dochodzi do 11%. Po kalibracji LED/laser widoczne są znaczne skoki sygnału.

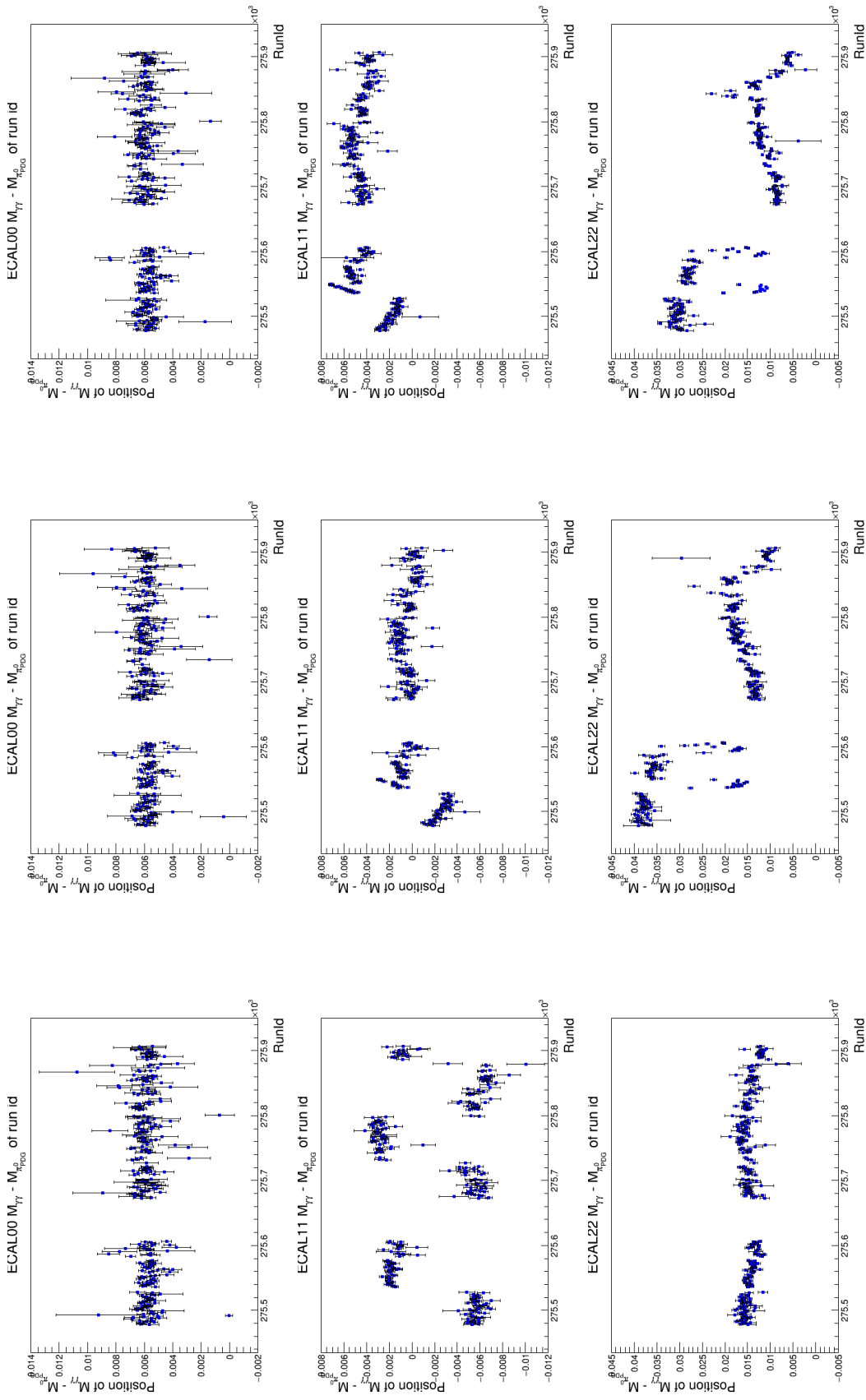
²⁶ Jednostka oznaczająca przedział czasowy zbierania danych, zwyczajowo zawierająca 200 *spilli* (por. z rozdz. 3a).



Rys. 4.4 – Rozkłady masy niezmienniczej zrekonstruowanego mezonu π^0 dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymtrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.

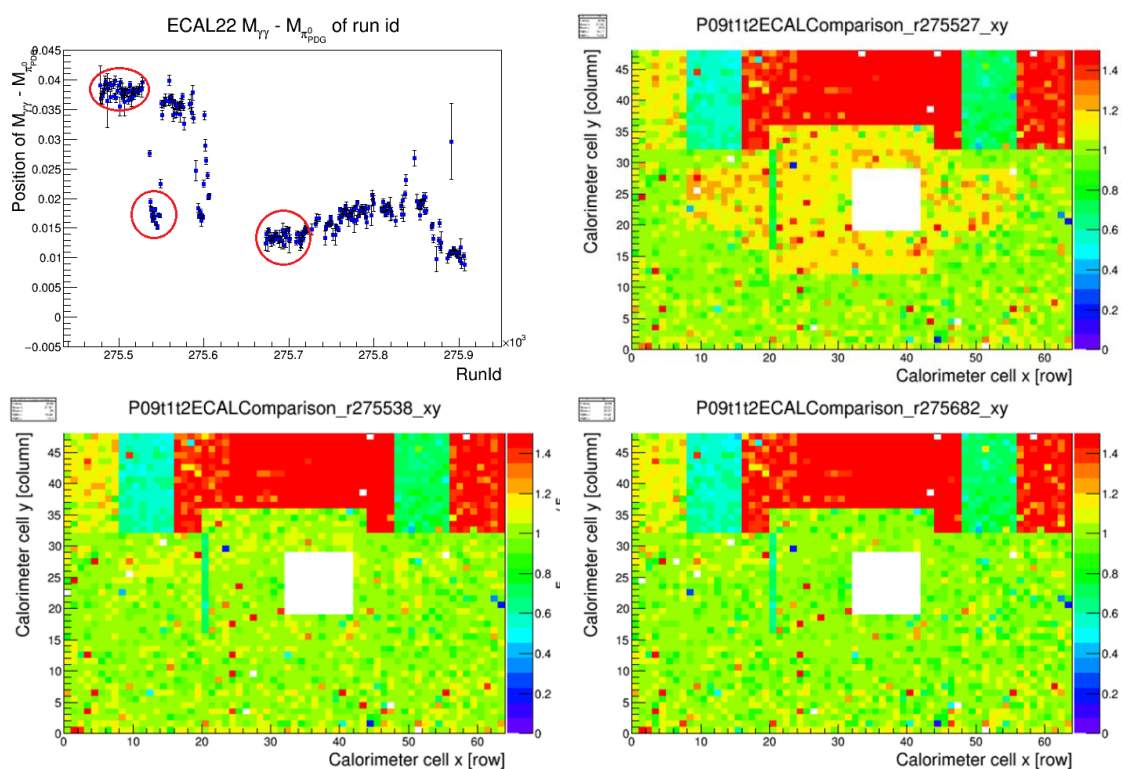


Rys. 4.5 – Rozkład energii zrekonstruowanego mezonu π^0 w funkcji jego masy niezmienniczej dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymtrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.



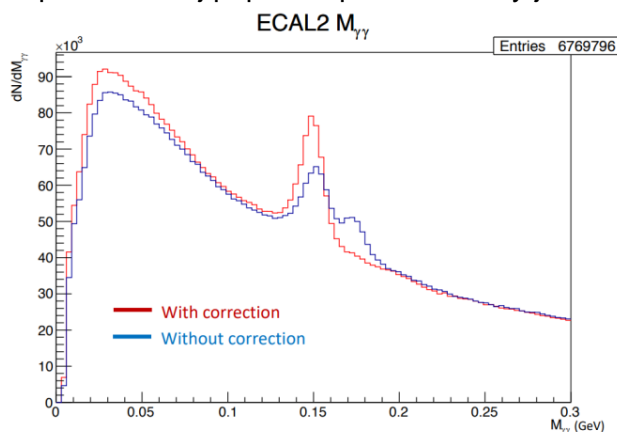
Rys. 4.6 – Rozkład masy niezmienniczej zrekonstruowanego mezonu π^0 w funkcji numeru *runu* dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymtrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.

Celem wyjaśnienia wspomnianego problemu wykonano porównanie deponowanej energii w komórkach kalorymetru pomiędzy dwiema opisanymi wcześniej produkcjami. Otrzymany rozkład deponowanej energii dla danych P09t2 podzielony został przez odpowiednik tego rozkładu dla danych P09t1. Test ten przedstawiono na Rys. 4.7. Wybrane zostały trzy *runy* (275527, 275538 i 275682), każdy znajdujący się w innym obszarze rozkładu stabilności. Na podstawie tego porównania można wnioskować, że problem związany jest z modułami typu *shashlik* (znajdującymi się w centralnej części kalorymetru), których odczyt wyraźnie zmienia się pomiędzy dwiema kalibracjami (~20%).



Rys. 4.7 – Porównanie rozkładów stosunku energii rejestrowanej przez komórkę kalorymetru przed kalibracją LED/laser danych dla trzech wybranych *runów* i po niej (P09t2 / P09t1).

Ustalono, że przyczyną zaobserwowanego problemu były fluktuacje źródeł światła LED wykorzystywanych do kalibracji modułów typu *shashlik*. Problem został rozwiązany po uwzględnieniu ich w postaci stałej normalizacyjnej, wyznaczonej i aplikowanej dla każdego *runu*. Efekt wprowadzonej poprawki przedstawiony jest na Rys. 4.8.



Rys. 4.8 – Rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów bez wprowadzonej poprawki (niebieska linia) oraz z wprowadzoną poprawką (czerwona linia) [24].

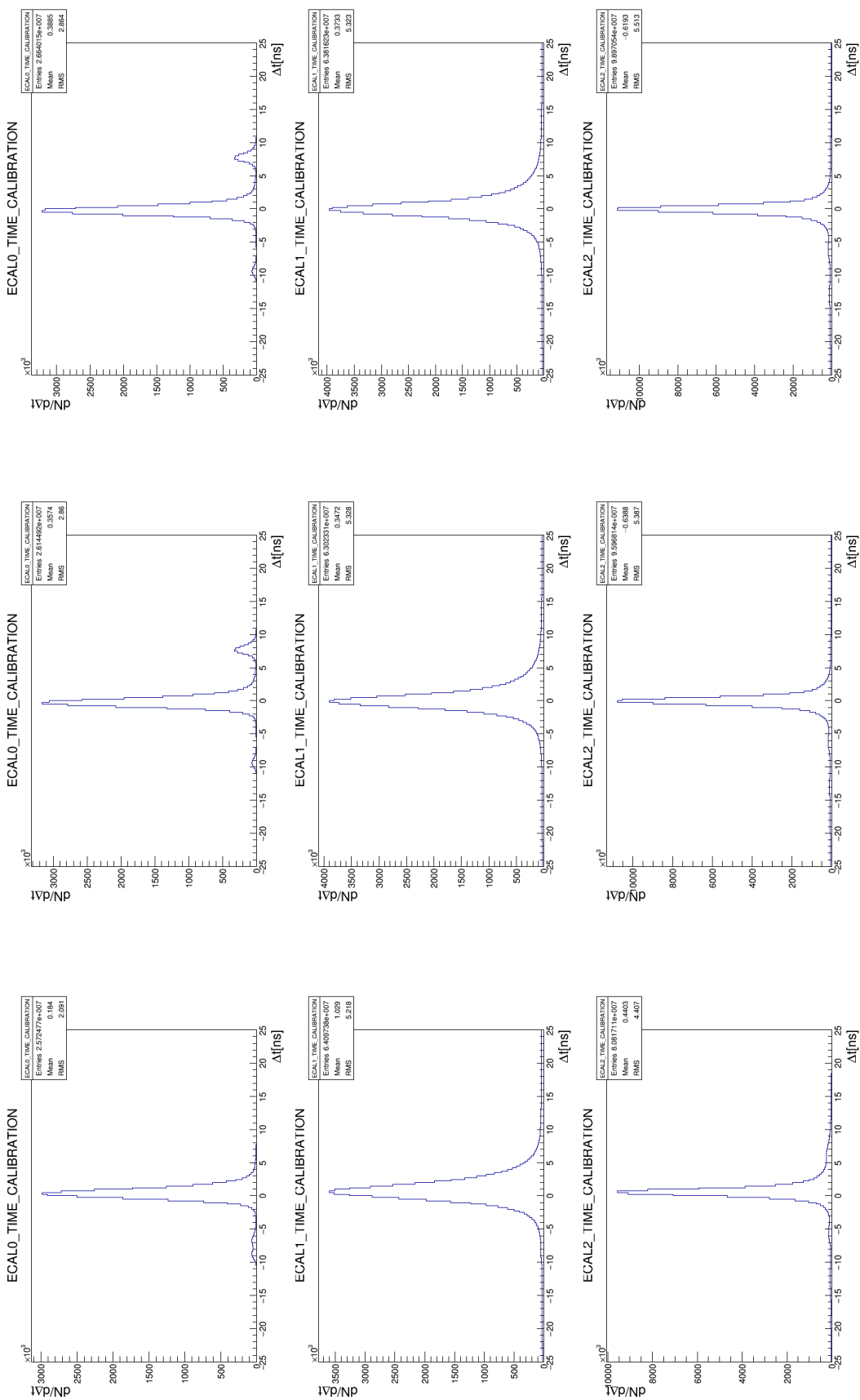
Równoległe do kalibracji energetycznej wykonano również kalibrację czasową. Test stabilności czasowej wykonano na podstawie informacji o zarejestrowanych w kalorymetrach fotonach. Wykorzystana została zmienna Δt , stanowiąca różnicę pomiędzy czasem rejestracji cząstki w kalorymetrze t_{clus} a czasem wiązki t_{beam} :

$$\Delta t = t_{clus} - t_{beam}. \quad (4.6)$$

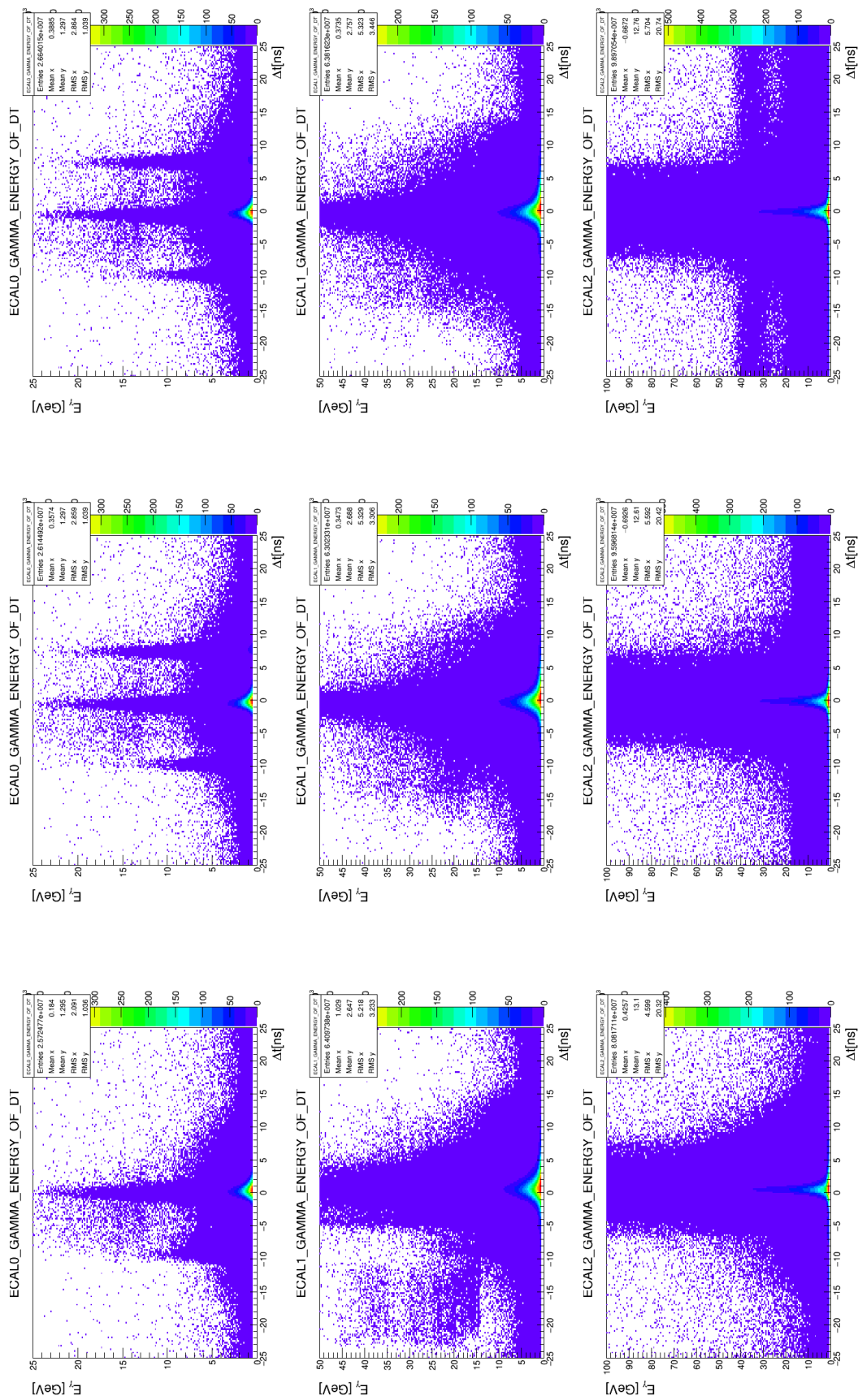
Rozkłady tej zmiennej przedstawione są na Rys. 4.9. Podczas analizy sygnału pochodzącego z kalorymetru ECAL0 dla danych z produkcji P09t1 widoczne jest przesunięcie rozkładu o 0,4 ns, które zostało skorygowane w następnych produkcjach. Poza głównym sygnałem można zaobserwować dodatkowy wierzchołek w okolicy -10 ns. W drugiej i trzeciej produkcji wierzchołki pojawiają się w okolicy -10 ns oraz 8 ns. Problem ten jest dużo lepiej widoczny na rozkładach zależności energii fotonu E_γ od Δt przedstawionych na Rys. 4.10. W przypadku kalorymetrów ECAL1 i ECAL2 można zauważyć poprawę w kolejnych produkcjach. Początkowe odchylenie rzędu 0,6 – 0,8 ns jest skorygowane do wartości bliskiej 0 ns.

Na podstawie parametrów rozkładu normalnego dopasowanego do rozkładów zmiennej Δt (wartości średniej oraz odchylenia standardowego) wyznaczany jest dodatkowy warunek selekcji przypadków, który spowoduje odrzucenie przypadków pochodzących spoza głównego wierzchołka.

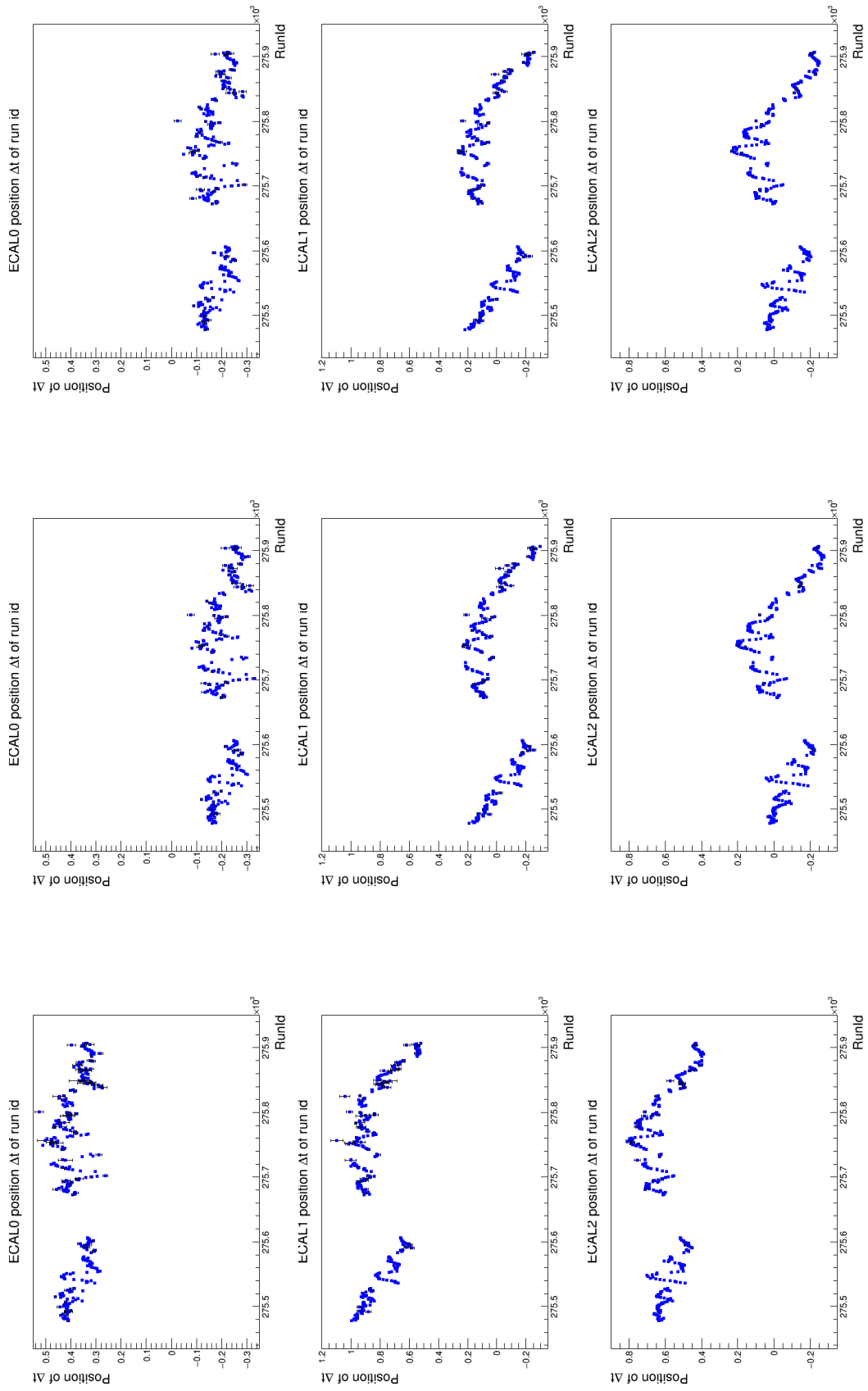
Rozkłady stabilności czasowej kalorymetrów względem numeru *runu* przedstawione są na Rys. 4.11. Korekty parametrów kalibracji czasowej wprowadzane pomiędzy kolejnymi produkcjami nie zmieniają kształtu rozkładu stabilności, ale wpływają na średnią wartość rozkładów. Fluktuacje rozkładów otrzymanych dla ECAL0 nie przekraczają 0,2 ns. W przypadku ECAL1 i ECAL2 fluktuacje utrzymują się w granicach 0,4 ns.



Rys. 4.9 – Rozkłady Δt zarejestrowanego fotonu (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.



Rys. 4.10 – Rozkłady zależności energii E_γ zarejestrowanego fotonu od jego Δt (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.



Rys. 4.11 – Rozkłady zależności Δt zarejestrowanego fotonu od numeru *runu* (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.

4d. Podsumowanie testów kalibracji i stabilności kalorymetrów elektromagnetycznych

Przedstawiona w tym rozdziale analiza jest pierwszą analizą jakości kalibracji oraz stabilności kalorymetrów elektromagnetycznych wykonaną w eksperymencie COMPASS dla danych zebranych w latach 2016/2017. Kalorymetry te odgrywają kluczową rolę w badaniach procesów takich jak DVCS czy ekskluzywna produkcja mezonów π^0 i ω , w których istotna jest rejestracja sygnału pochodzącego od fotonów. Zapewnienie jak najwyższej jakości kalibracji oraz stabilności kalorymetrów ECAL jest jednym z priorytetów dla tych badań.

Na podstawie przeprowadzonej analizy stabilności energetycznej kalorymetrów zauważono istotny problem związany z kalibracją LED/laser kalorymetru ECAL2, wpływający negatywnie na jego stabilność. Odkrycie to zapoczątkowało szereg badań mających na celu naprawienie wadliwej poprawki energetycznej.

Dzięki wykonanemu testowi kalibracji czasowej zauważono niepożądaną strukturę sygnału rejestrowanego przez kalorymetr ECAL0, w której występuje więcej niż jeden wierzchołek rozkładu czasowego. Na podstawie otrzymanych wyników wyznaczona zostanie parametryzacja sygnału czasowego zależna od energii rejestrowanego fotonu, pozwalająca na odrzucenie wadliwej informacji.

Niewielkie przesunięcie masy niezmienniczej mezonu π^0 oraz wierzchołka sygnału rejestracji czasowej fotonów nie stanowi problemu przy przeprowadzaniu analiz fizycznych. Podczas badań procesów ekskluzywnej produkcji mezonów π^0 i ω na podstawie masy niezmienniczej zrekonstruowanego układu dwóch fotonów zidentyfikowanego jako mezon π^0 wykonywana jest dodatkowa korekta energetyczna, która ustawia masę niezmienniczą tego układu na tablicową wartość masy niezmienniczej mezonu π^0 . Przesunięcie wierzchołka sygnału czasu rejestracji fotonu w kalorymetrze nie jest istotne, gdyż jest uwzględniane w stosowanych selekcjach wykorzystywanych podczas analizy fizycznej.

5. Analiza ekskluzywnej produkcji mezonu ω

Niniejszy rozdział rozpoczyna się opisem selekcji zdarzeń wykorzystywanych do analizy procesu ekskluzywnej produkcji mezonu ω . Następnie omawiana jest symulacja Monte Carlo badanego procesu oraz sposób wyznaczenia poprawki związanej z akceptacją systemu detektorowego. Ostatnią część rozdziału stanowi opis metody obliczenia całkowitej świetności dla zebranych danych.

5a. Selekcja przypadków

Analiza procesu ekskluzywnej produkcji mezonu ω przeprowadzona była na podstawie danych zebranych w 2012 roku przez eksperyment COMPASS. Wyodrębniono 5 okresów zbierania danych, oznaczonych jako W44T15, W45T11, W46T12, W47T13 oraz W48T14. Do ich otrzymania wykorzystano zarówno wiązkę mionów dodatnich μ^+ , jak i ujemnych μ^- , o nominalnej energii 160 GeV.

Ogólne kryteria selekcji przypadków

Wybór danych o dobrej jakości został dokonany dzięki szeregowi selekcji związanych zarówno z kinematyką badanej reakcji, jak i z warunkami eksperymentalnymi panującymi podczas zbierania danych.

Wykluczenie przypadków zebranych podczas różnych awarii systemu detektorowego odbyło się przy użyciu tzw. list złych *spilli*.

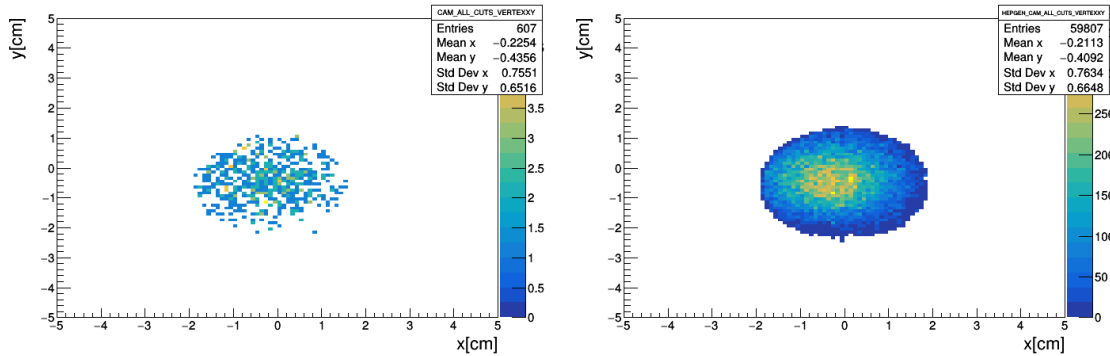
W celu zapewnienia stabilności wiązki wybierane są tylko przypadki, których czas rejestracji względem startu *spillu* znajduje się w przedziale $t \in [1\text{ s}; 10,4\text{ s}]$. Jako dodatkowe kryterium do spełnienia przypadki te muszą zostać zarejestrowane przez jeden z trzech wyzwalaczy oznaczonych jako MT, LT i OT.

Na następnym etapie nakładane są selekcje topologiczne związane z badanym przypadkiem, tj. ekskluzywną produkcją mezonu ω . Zgodnie z nimi zdarzenie musi zawierać wyłącznie: mion wiązki, rozproszony mion, rozproszony proton, dwa hadrony o przeciwnym ładunku elektrycznym (mezon π^+ i π^-) oraz dwa fotony.

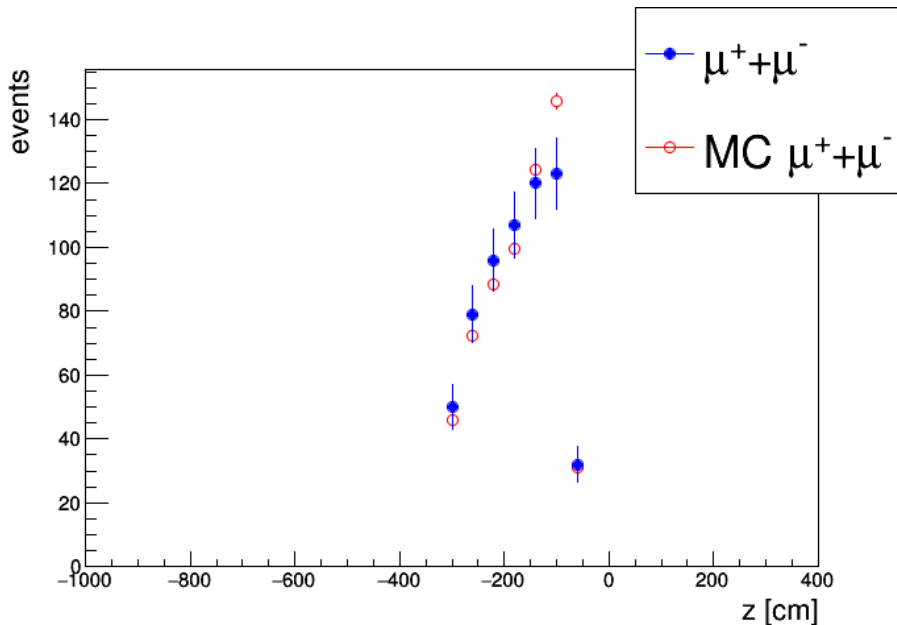
Kolejne selekcje związane są z wierzchołkiem zderzenia zrekonstruowanego przypadku. Wybierane są tylko wierzchołki znajdujące się wewnątrz tarczy oraz oznaczone przez system rekonstrukcji danych CORAL jako najlepsze pierwotne (tzn. zawierające tor rozproszonego mionu). Rozkłady pozycji wierzchołków spełniających wszystkie stosowane selekcje przedstawione są na Rys. 5.1 i Rys. 5.2.

Następnie stosowane są dodatkowe selekcje związane z zarejestrowanymi cząstkami. Do poprawnego wyznaczenia pędu mionu wiązki wymagane jest, aby został on zarejestrowany przez stację pomiaru pędu BMS w co najmniej trzech punktach. Dodatkowo sprawdza się prawdopodobieństwo poprawnej rekonstrukcji toru mionu wiązki. Wymagane jest także, aby tor lotu tej cząstki przechodził przez całą tarczę.

Jakość rekonstrukcji torów lotu mionu wiązki, mionu rozproszonego oraz hadronów sprawdzana jest za pomocą wartości zredukowanego χ^2 : $\chi_{red}^2 = \chi^2 / (ndf^{27} - 1)$, którego wartość musi być mniejsza od 10.



Rys. 5.1 – Porównanie rozkładów pozycji wierzchołków zderzeń w płaszczyźnie xy spełniających wszystkie selekcje dla danych eksperymentalnych (lewy górny rozkład) oraz danych Monte Carlo (prawy górny rozkład).



Rys. 5.2 – Porównanie rozkładu pozycji wierzchołków zderzeń wzdłuż osi z spełniających wszystkie selekcje dla danych eksperymentalnych oraz danych Monte Carlo.

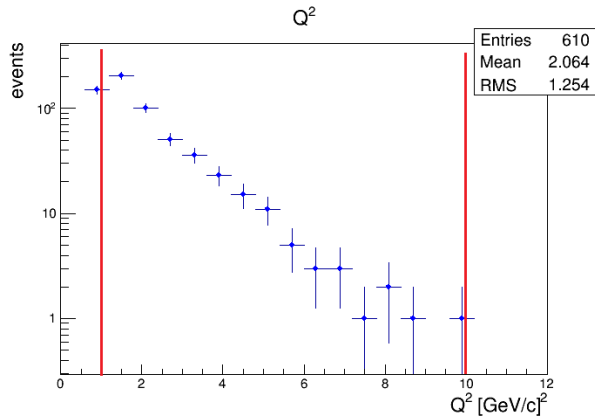
Ponieważ rozproszony mion słabo oddziałuje z materiałem detektora, wymagane jest, aby pokonał on drogę dłuższą od 15 dróg radiacyjnych X_0 . W przypadku zarejestrowanych hadronów sytuacja jest odwrotna, a droga, którą pokonują, nie może być dłuższa niż $10 X_0$.

Następnie wykonywane są selekcje związane ze zmiennymi kinematycznymi. Rozważane są tylko przypadki, których wirtualność Q^2 znajduje się w przedziale

$$1 [\text{GeV}/c]^2 < Q^2 < 10 [\text{GeV}/c]^2. \quad (5.1)$$

Dolna granica pozwala wybrać przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania, a górna usuwa dużą część nieekskluzywnych przypadków. Rozkład wirtualności fotonu Q^2 przedstawiony jest na Rys. 5.3.

²⁷ ang. number of degrees of freedom – liczba stopni swobody

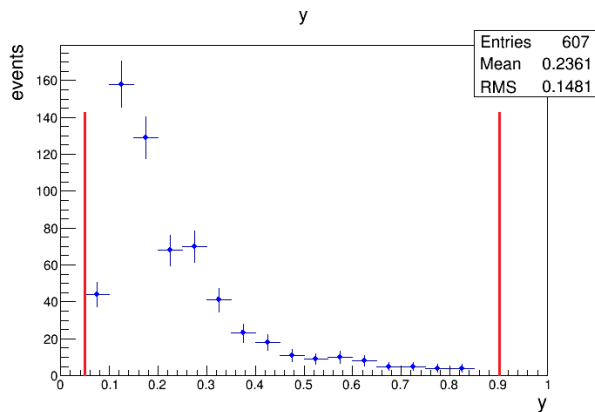


Rys. 5.3 – Rozkład wirtualności fotonu Q^2 . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.

Ułamek energii utraconej przez mion w zderzeniu y rozważany jest w przedziale

$$0,05 < y < 0,9. \quad (5.2)$$

Rozkład tej zmiennej przedstawiony jest na Rys. 5.4.

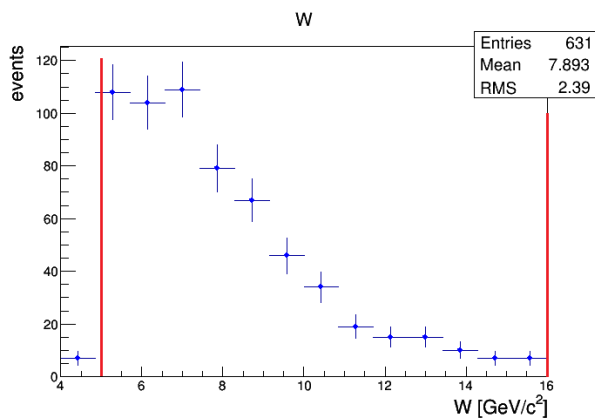


Rys. 5.4 – Rozkład ułamka energii utraconej przez mion y . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.

Masa niezmiennicza W układu wyprodukowanych cząstek musi znajdować się w przedziale

$$5 \text{ [GeV}/c^2] < W < 16 \text{ [GeV}/c^2]. \quad (5.3)$$

Rozkład tej zmiennej przedstawiony jest na Rys. 5.5.



Rys. 5.5 – Rozkład masy niezmienniczej układu wyprodukowanych cząstek, Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.

Rekonstrukcja mezonu π^0

Rekonstrukcja mezonu π^0 wykonywana jest na podstawie informacji o fotonach zarejestrowanych przez kalorymetry ECAL w postaci klastrów. Każdy klaster jest zdefiniowany jako kombinacja sąsiednich cel kalorymetru, w których zarejestrowana została kaskada EM. Rozważane są przypadki, w których zarejestrowane zostały tylko dwa klastry. W przypadku większej liczby klastrów do rekonstrukcji mezonu π^0 wykorzystane zostałyby wszystkie ich kombinacje, co skutkowałoby wprowadzeniem wysokiego tła kombinatorycznego. Następnie nakładane są warunki na energię klastra E_γ oraz względny czas rejestracji cząstki w klastrze Δt (patrz rozdz. 4c). Energia E_γ musi spełniać następujące warunki:

$$E_\gamma > 0,5 \text{ GeV (ECAL0)}, E_\gamma > 1 \text{ GeV (ECAL1)}, E_\gamma > 2 \text{ GeV (ECAL2)}. \quad (5.4)$$

Dodatkowo wymagane jest, aby korelacja czasowa rejestrowanego klastra i mionu wiązki spełniała nierówność:

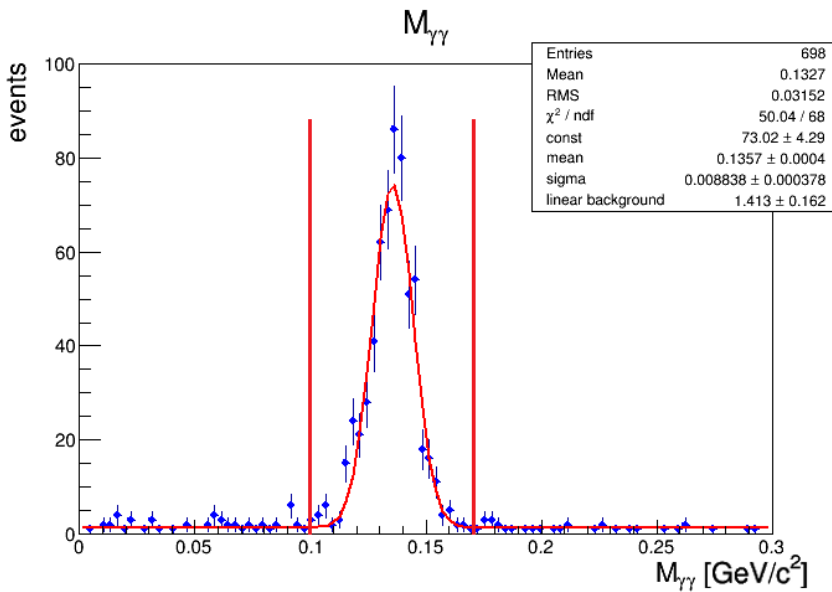
$$|\Delta t - \Delta t_{par}(E_\gamma)| < 3 \cdot \sigma(E_\gamma), \quad (5.5)$$

gdzie $\Delta t_{par}(E_\gamma)$ i $\sigma(E_\gamma)$ to wartość średnia i odchylenie standardowe dopasowanego rozkładu normalnego do rozkładu Δt .

Sprawdzana jest również masa niezmiennicza układu dwóch fotonów, tj. zrekonstruowanego mezonu π^0 . Musi ona spełniać warunek

$$|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}^{PDG}| < 0,035 \text{ GeV}/c^2, \quad (5.6)$$

gdzie $M_{\pi^0}^{PDG} = 0,135 \text{ GeV}/c^2$ to tablicowa wartość masy niezmienniczej mezonu π^0 . Rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów $M_{\gamma\gamma}$ przedstawiony jest na Rys. 5.6.



Rys. 5.6 – Rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów $M_{\gamma\gamma}$ wraz z dopasowaną funkcją będącą sumą rozkładu normalnego oraz liniowego opisującego tło. Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję. Wartość średnia dopasowanego rozkładu różni się o mniej niż 0,5% od tablicowej wartości masy niezmienniczej mezonu π^0 .

Dla układu fotonów, które przeszły selekcję π^0 , energie obu fotonów są następnie przeskalowane w taki sposób, żeby masa niezmiennicza zrekonstruowanego mezonu π^0 była równa wartości tablicowej.

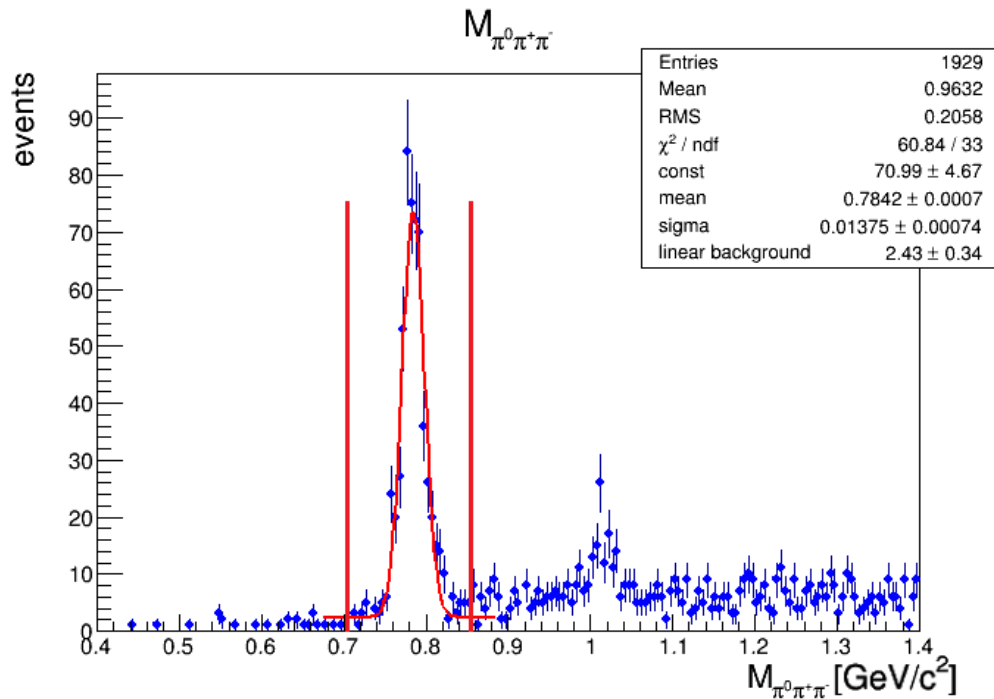
Ekskluzywność próbki

W celu zapewnienia ekskluzywności badanego procesu wykonane zostały dodatkowe selekcje kinematyczne. Selekcje przedstawione w tej sekcji związane są z informacją rejestrowaną przez spektrometr. Opis oraz wpływ związanych z detektorem CAMERA selekcji stosowanych przy analizie procesu ekskluzywnej produkcji zawarty jest w następnej sekcji pt. „Wpływ selekcji detektora CAMERA na ekskluzywność badanej próbki”.

Jedną z analizowanych zmiennych jest masa niezmiennicza systemu trzech pionów $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$. W celu zmniejszenia wpływu sygnału pochodzącego od nieekskluzywnego tła wybierane są tylko przypadki spełniające nierówność:

$$|M_{\pi^+\pi^-\pi^0} - M_{\omega}^{PDG}| < 0,075 \text{ GeV}/c^2, \quad (5.7)$$

gdzie $M_{\omega}^{PDG} = 0,7827 \text{ GeV}/c^2$ to tablicowa wartość masy niezmienniczej mezonu ω . Rozkład masy niezmienniczej $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ przedstawiony jest na Rys. 5.7.



Rys. 5.7 – Rozkład masy niezmienniczej układu trzech pionów (π^+ , π^- , π^0) wraz z dopasowaną funkcją będącą sumą rozkładu normalnego oraz liniowego opisującego tło. Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję. Wartość średnia dopasowanego rozkładu różni się o mniej niż 0,2% od tablicowej wartości masy niezmienniczej mezonu ω .

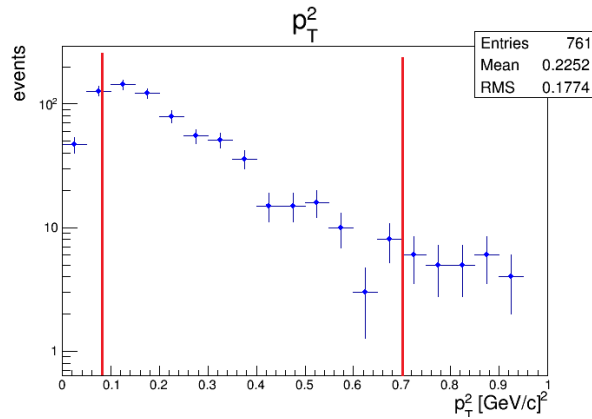
Następną rozważaną zmienną mającą wpływ na ekskluzywność próbki jest pęd poprzeczny p_T^2 mezonu ω wyznaczany względem kierunku ruchu wirtualnego fotonu. Opisany jest on równaniem:

$$p_T^2 = p_x^2 + p_y^2, \quad (5.8)$$

gdzie $p_{x(y)}$ to składowa x (y) całkowitego pędu zrekonstruowanego mezonu ω względem kierunku ruchu wirtualnego fotonu. Zmienna ta rozważana jest w przedziale

$$0,08 [\text{GeV}/c]^2 < p_T^2 < 0,7 [\text{GeV}/c]^2. \quad (5.9)$$

Dolna granica p_T^2 związana jest z ograniczeniem zakresu pomiarowego detektora CAMERA. Powyżej górnej granicy istotny wpływ ma semi-inkluzywne tło. Rozkład p_T^2 przedstawiony jest na Rys. 5.8.



Rys. 5.8 – Rozkład pędu poprzecznego p_T^2 mezonu ω względem kierunku ruchu wirtualnego fotonu. Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.

Jednym z ważnych parametrów wyznaczanych przy eksperymentalnej analizie procesu ekskluzywnego jest brakująca energia układu E_{miss} opisująca ekskluzywność procesu. Zdefiniowana jest wzorem:

$$E_{miss} = \frac{M_x^2 - M_p^2}{2M_p}, \quad (5.10)$$

gdzie:

M_p – masa nukleonu tarczy,

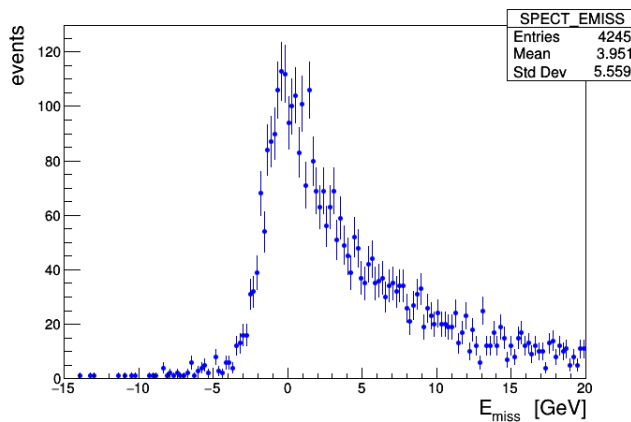
$M_x^2 = (p + q - v)^2$ – kwadrat masy brakującej układu cząstek niezarejestrowanych w spektrometrze,

p, q, v – czteropędy nukleonu tarczy, wirtualnego fotonu oraz wyprodukowanego hadronu.

W celu minimalizacji nieekskluzywnego tła wprowadzone zostało cięcie na tę zmienną. Wymagane jest, aby brakująca energia E_{miss} znajdowała się w przedziale

$$|E_{miss}| < 3 \text{ GeV}. \quad (5.11)$$

Maksimum rozkładu brakującej energii dla procesu ekskluzywnego przewidywane jest w zerze, a jego rozmycie związane jest ze zdolnością aparaturową systemu detektorów. Rozkład ten przedstawiony jest na Rys. 5.9.

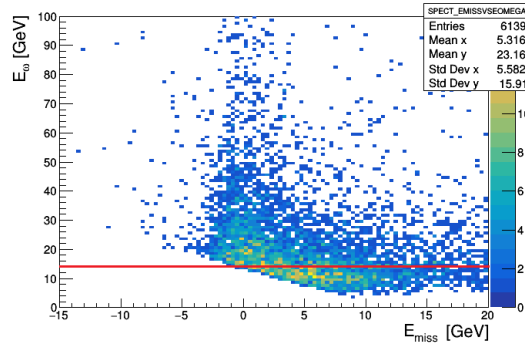


Rys. 5.9 – Rozkład brakującej energii E_{miss} .

Na podstawie analizy rozkładu zależności brakującej energii E_{miss} od energii E_ω układu trzech pionów przedstawionego na Rys. 5.10 można zauważyć, że dla małych energii

tego układu dominuje semi-inkluzywne tło. Na tej podstawie wprowadzono dodatkowe cięcie na energię zrekonstruowanego mezonu ω :

$$E_{\omega} > 14 \text{ GeV.} \quad (5.12)$$



Rys. 5.10 – Zależność energii układu trzech pionów od brakującej energii E_{miss} . Pozioma linia wskazuje zastosowaną selekcję.

Wpływ selekcji detektora CAMERA na ekskluzywność badanej próbki

Do wybrania wyłącznie przypadków ekskluzywnej produkcji mezonu ω wymagane jest zidentyfikowanie wszystkich cząstek biorących udział w zderzeniu. Identyfikacja oraz pomiar czteropędu protonu odrzutu wykonywane są na podstawie informacji dostarczanej przez detektor CAMERA. Algorytm rekonstrukcyjny wyznacza potencjalne toru protonu odrzutu poprzez kombinację sygnałów zarejestrowanych w obu pierścieniach scyntylatorów detektora CAMERA. Główną wadą takiej procedury jest wysokie tło kombinatoryczne. Wybór najlepszego toru wykonywany jest na podstawie kombinacji informacji pochodzących ze spektrometru oraz z detektora CAMERA.

Do identyfikacji najlepszego kandydata na proton odrzutu wykorzystywane są cztery parametry: ΔZ_A , $\Delta\phi$, Δp_T oraz M_{undet}^2 . Parametr ΔZ_A opisuje różnicę pomiędzy zarejestrowaną i przewidywaną pozycją protonu odrzutu w pierścieniu A detektora CAMERA. Parametr ten jest zdefiniowany jako:

$$\Delta Z_A = Z_{ringA} - Z_{interp}, \quad (5.13)$$

gdzie Z_{ringA} to składowa z pozycji cząstki zarejestrowanej w pierścieniu A, a Z_{interp} to składowa z pozycji obliczona na podstawie położenia cząstki zarejestrowanej w pierścieniu B oraz położenia wierzchołka zderzenia.

Parametr $\Delta\phi$ określa różnicę pomiędzy zmierzonym i wyznaczonym kątem azymutalnym toru protonu odrzutu. Opisany jest on równaniem:

$$\Delta\phi = \phi_{cam} - \phi_{spect}, \quad (5.14)$$

gdzie $\phi_{cam(spect)}$ to kąt azymutalny protonu odrzutu zmierzony w detektorze CAMERA (wyznaczony na podstawie informacji ze spektrometru).

Parametr Δp_T określa różnicę pomiędzy zmierzonym i wyznaczonym pędem poprzecznym protonu odrzutu. Opisany jest wzorem:

$$\Delta p_T = p_T^{cam} - p_T^{spect}, \quad (5.15)$$

gdzie $p_T^{cam(spect)}$ to pęd poprzeczny protonu odrzutu zmierzony w detektorze CAMERA (wyznaczony na podstawie informacji ze spektrometru).

Bilans czteropędów cząstek przed zderzeniem i po nim opisuje zmienna M_{undet}^2 . Zdefiniowana jest ona równaniem:

$$M_{undet}^2 = (\mu + p - \mu' - \omega - p'_{cam})^2, \quad (5.16)$$

gdzie μ , p , μ' , ω to czteropędy mionu wiązki, protonu tarczy, mionu rozproszonego, zrekonstruowanego mezonu ω , a p'_{cam} to czteropęd protonu odrzutu wyznaczony na podstawie informacji z detektora CAMERA.

Duża część zarejestrowanych przypadków zawiera więcej niż jeden tor cząstki w detektorze CAMERA. Większość tych torów stanowi tło pochodzące od przypadkowych korelacji sygnałów w obu pierścieniach detektora CAMERA. Najlepszy potencjalny tor protonu odrzutu wybierany jest na podstawie oceny parametru χ^2 , opisanego równaniem:

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma(\Delta\phi)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_T}{\sigma(\Delta p_T)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z_A}{\sigma(\Delta Z_A)}\right)^2 + \left(\frac{M_{undet}^2}{\sigma(M_{undet}^2)}\right)^2, \quad (5.17)$$

gdzie $\sigma(x)$ to odchylenie standardowe rozkładu normalnego dopasowanego do rozkładu zmiennej x , otrzymanego dla przypadków, w których występuje tylko jeden tor protonu odrzutu. Wartości tych odchyłeń standardowych są następujące [25]:

$$\sigma(\Delta Z_A) = 4,7 \text{ cm},$$

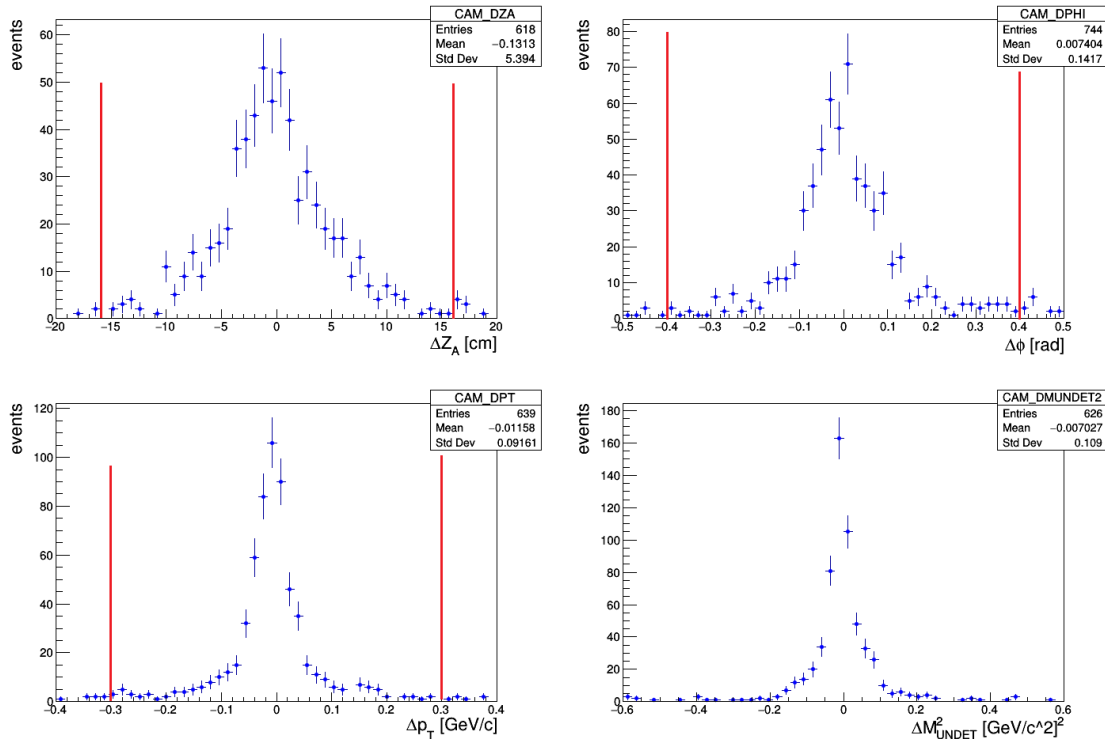
$$\sigma(\Delta\phi) = 0,12 \text{ rad},$$

$$\sigma(\Delta p_T) = 0,07 \text{ GeV}/c \text{ oraz}$$

$$\sigma(\Delta M_{undet}^2) = 0,04 \text{ (GeV}/c^2)^2.$$

$$(5.18)$$

Spośród wszystkich torów wybierany jest tor o najmniejszej wartości χ^2 . Rozkłady zmiennych ΔZ_A , $\Delta\phi$, Δp_T oraz M_{undet}^2 przedstawione są na Rys. 5.11.

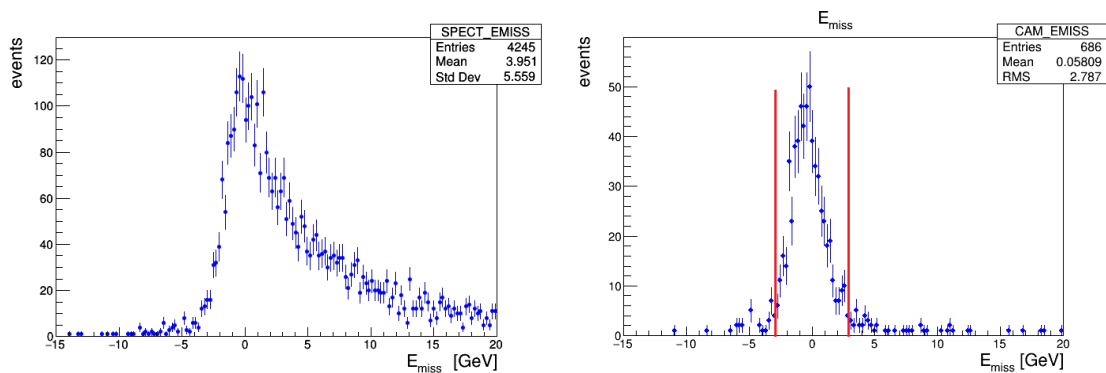


Rys. 5.11 – Rozkłady zmiennych ΔZ_A , $\Delta\phi$, Δp_T oraz M_{undet}^2 . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.

Używając tych zmiennych obliczonych dla najlepszego kandydata na tor protonu odrzutu przeprowadzana jest kolejna selekcja zdarzeń. Muszą one spełniać następujące nierówności:

$$\begin{aligned}
 |Z_A| &< 16 \text{ cm}, \\
 |\Delta\phi| &< 0,4 \text{ rad}, \\
 |\Delta p_T| &< 0,3 \text{ GeV}/c \text{ oraz} \\
 |M_{undet}^2| &< 0,6 \text{ (GeV}/c^2)^2.
 \end{aligned}
 \tag{5.19}$$

Wpływ detektora CAMERA na selekcję ekskluzywnej produkcji mezonu w przedstawiony jest na Rys. 5.12. Wykorzystanie informacji dostarczanej przez ten detektor pozwala wyeliminować praktycznie całe semi-inkluzywne tło.



Rys. 5.12 – Porównanie rozkładów brakującej energii układu E_{miss} bez selekcji detektora CAMERA (lewo) oraz ze wszystkimi selekcjami (prawo).

5b. Akceptacja systemu detektorowego eksperymentu COMPASS

W wyniku ograniczonej efektywności oraz akceptacji geometrycznej detektorów część przypadków nie jest rejestrowana. Przy analizie danych eksperymentalnych istotne jest uwzględnienie akceptacji układu detektorowego, tj. prawdopodobieństwa detekcji zdarzenia. W dalszym ciągu niniejszej pracy termin „akceptacja” będzie oznaczał pełną akceptację uwzględniającą: akceptację geometryczną, efektywności detektorów oraz zdolności rozdzielcze mierzonych wielkości²⁸. Akceptacja tego systemu w eksperymencie COMPASS wyznaczana jest na podstawie symulacji Monte Carlo. W dalszej części tego podrozdziału opisana zostanie metoda produkcji danych Monte Carlo, a także analiza akceptacji systemu detektorowego dla danych z 2012 roku.

W niniejszej pracy wykorzystane zostały dane Monte Carlo wyprodukowane podczas badań SDME²⁹ [25] dla procesu ekskluzywnej produkcji mezonu w wykonanych na podstawie danych z 2012 roku.

²⁸ ang. smearing

²⁹ ang. **S**pin **D**ensity **M**atrix **E**lements

Produkcja danych Monte Carlo

Do symulacji badanego procesu wykorzystywany jest szereg programów służących do generacji danych, symulacji odpowiedzi detektorów, rekonstrukcji przypadków oraz analizy otrzymanych danych.

Oprogramowanie użyte do generacji przypadków Monte Carlo to HEPGEN++³⁰ [26]. Program ten został stworzony do badania procesów ekskluzywnej leptoprodukcji mezonów wektorowych w obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS. Jedną z funkcji tego generatora jest symulacja „twardej” ekskluzywnej produkcji mezonu ω w wykorzystaniem przewidywań teoretycznych.

Wygenerowane dane są następnie przetwarzane przez oprogramowanie TGEANT³¹ [17], symulujące odpowiedź systemu detektorowego. Uwzględnione są między innymi efekty związane z oddziaływaniem cząstek z materiałem detektorów, geometrią oraz wydajnością układu detektorowego.

Tak przygotowane dane przechodzą proces rekonstrukcji, do którego wykorzystywane jest oprogramowanie CORAL³². Jedną z zalet tego programu jest obsługa zarówno danych eksperymentalnych, jak i Monte Carlo. Ostatnim krokiem jest analiza otrzymanych danych wykonywana przy użyciu oprogramowania PHAST³³.

Analiza danych Monte Carlo

Dane Monte Carlo są poddawane takiej samej analizie, jak dane eksperymentalne. Dzięki zastosowaniu selekcji opisanych na początku tego rozdziału wybrane zostały przypadki ekskluzywnej produkcji mezonu ω . W celu sprawdzenia zgodności danych symulowanych z rzeczywistymi przygotowano porównanie rozkładów zmiennych Q^2 , W , ν oraz p_T^2 , przedstawione na Rys. 5.13. Do uzyskanych rozkładów dopasowano funkcje wykładnicze postaci $a \cdot e^{bx}$, które zostały pokazane na wykresie.

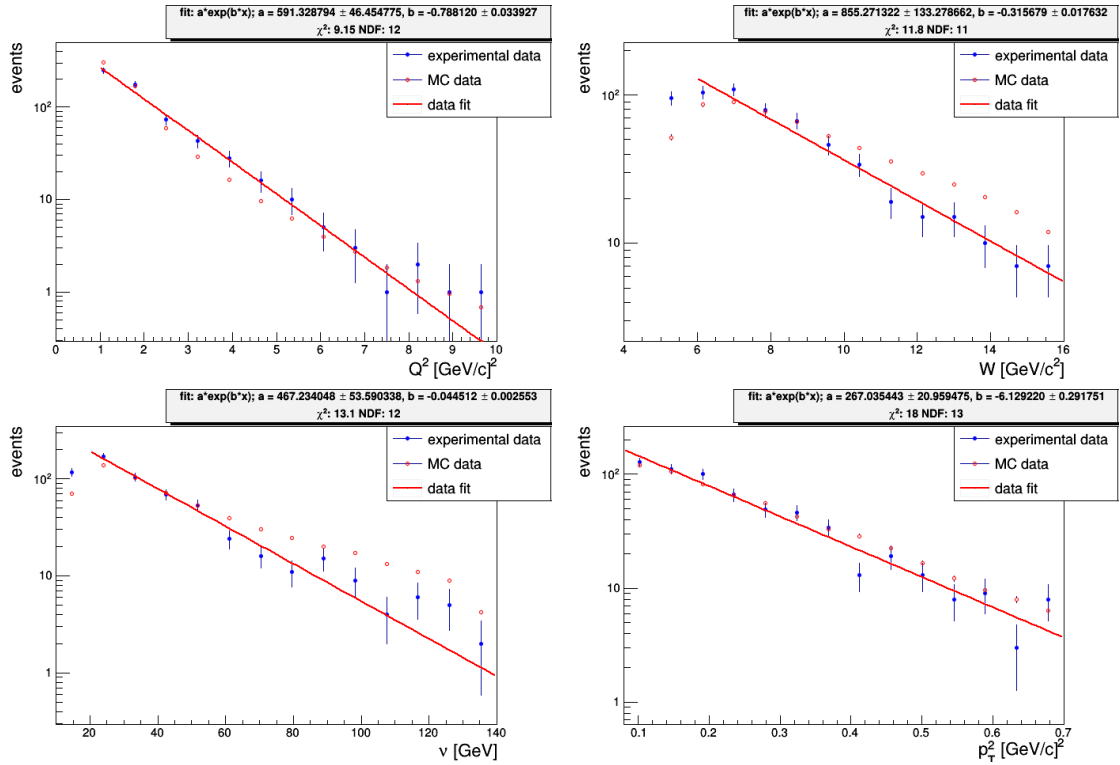
Widoczne różnice pomiędzy otrzymanymi rozkładami wynikają z faktu, że w przypadku symulacji ekskluzywnej produkcji mezonu ω generator HEPGEN bazuje wyłącznie na przewidywaniach teoretycznych. Otrzymane wyniki mogą zostać wykorzystane w przyszłości do dostrojenia generatora. Ewentualny wpływ różnicy pomiędzy rozkładami zmiennych Q^2 , W , ν oraz p_T^2 otrzymanych dla danych eksperymentalnych oraz Monte Carlo na obliczone akceptacje nie był badany w niniejszej pracy.

³⁰ ang. **H**ard **E**xclusive **P**roduction **GEN**erator(++). Pierwotnie napisany w języku Fortran77, generator ten został przepisany na język C++.

³¹ ang. **T**otal **G**eometry **A**nd **T**racking

³² ang. **C**OMPASS **R**econstruction and **A**na**L**ysis

³³ ang. **P**Hysics **A**nalysis **S**oftware **T**ools

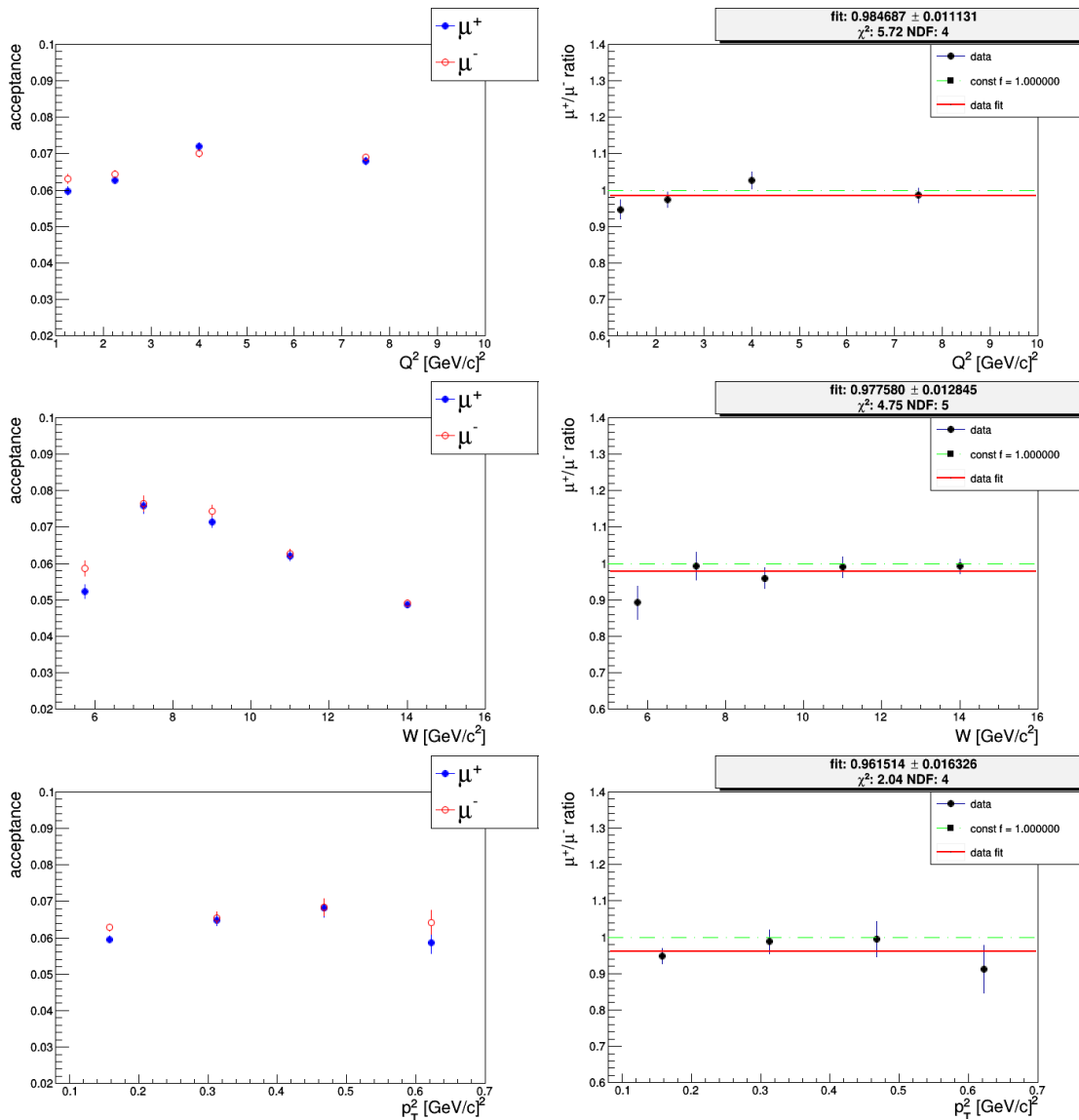


Rys. 5.13 – Porównanie rozkładów zmiennych Q^2 , W , ν oraz p_T^2 otrzymanych na podstawie danych doświadczalnych oraz Monte Carlo. Przedstawione jest również dopasowanie funkcji wykładniczej postaci $a \cdot e^{bx}$ do rozkładów eksperymentalnych.

Dzięki temu, że dane Monte Carlo zawierają informacje dotyczące nie tylko przypadków rekonstruowanych, ale także generowanych, możliwe jest wyznaczenie korekty danych eksperymentalnych związanej z akceptacją systemu detektorowego. Współczynnik korekcyjny a , który zależy od zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 , jest wyznaczany jako stosunek liczby zdarzeń zrekonstruowanych N_{rec} oraz wygenerowanych N_{gen} :

$$a = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}. \quad (5.20)$$

Podczas zbierania danych w 2012 roku wykonywane były pomiary zarówno z wiązką mionów dodatnich μ^+ , jak i ujemnych μ^- . W związku z tym przeprowadzona analiza akceptacji systemu detektorowego została wykonana osobno dla obu przypadków. Porównanie otrzymanych rozkładów w funkcji zmiennych Q^2 , W oraz p_T^2 otrzymanych dla wiązek mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- przedstawione jest na Rys. 5.14.



Rys. 5.14 – Porównanie rozkładów akceptacji układu detektorowego w funkcji zmiennych Q^2 , W i p_T^2 , wykonanych na podstawie danych Monte Carlo dla wiązki mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- (lewo), a także ich iloraz wraz z dopasowaniem funkcji liniowej (pravo).

W zależności od zakresu kinematycznego badanej zmiennej wyznaczona akceptacja układu detektorowego wynosi 6-7%. Rozkłady otrzymane dla obu wiązek są bardzo zbliżone, a średnie różnice między nimi nie przekraczają na ogół 4%.

5c. Światłość dla zebranych danych

Do wyznaczenia przekroju czynnego na produkcję mezonu wektorowego wymagane jest obliczenie wycalkowanej po czasie światłości³⁴ dla zebranych danych. Parametr ten wiąże liczbę zarejestrowanych eksperymentalnie zdarzeń N_{ev} z przekrojem czynnym σ na badany proces:

³⁴ ang. luminosity

$$N_{ev} = L\sigma. \quad (5.21)$$

Świetlność opisana jest wzorem:

$$L^{\pm} = \frac{\rho_{LH} N_a l}{M_p} \Phi_{eff}^{\pm}, \quad (5.22)$$

gdzie:

M_p – masa protonu,

ρ_{LH} – gęstość protonów w tarczy z ciekłego wodoru,

N_a – liczba Avogadro,

l – efektywna długość tarczy,

Φ_{eff}^{\pm} – całkowita efektywna liczba dodatnich (+) lub ujemnych (–) mionów wiązki przechodzących przez tarczę podczas okresu zbierania danych.

Parametr Φ_{eff}^{\pm} wyznaczany jest na podstawie analizy przypadków zarejestrowanych przez tzw. losowy wyzwalacz³⁵, którego elementem wyzwalającym jest radioaktywny izotop sodu ${}^{22}_{11}\text{Na}$. Sygnał tego podsystemu jest rejestrowany na podstawie pomiaru koincydencji układu dwóch fotonów pochodzących z rozpadu β^+ sodu ${}^{22}_{11}\text{Na}$. Pomiar Φ_{eff}^{\pm} wykonywany jest na podstawie liczby zarejestrowanych torów wiązki mionowej podczas okna czasowego losowego wyzwalacza, równego ± 8 ns, która następnie ekstrapolowana jest na długość całego *spillu*. Szczegółowy opis metody wyznaczenia świetlności systemu detektorowego w eksperymencie COMPASS został przedstawiony w pracy doktorskiej P. Jörga [27]. Tabela 5.1 zawiera wartości świetlności wyznaczone dla danych z 2012 roku [28] wykorzystywane do analizy ekskluzywnej produkcji mezonu ω .

Tabela 5.1 – Świetlność systemu detektorowego uzyskana przy produkcji danych z 2012 roku [28]. Niepewności statystyczne wyznaczenia świetlności są zaniedbywalne, a jej niepewność systematyczna wynosi 3%.

Rodzaj wiązki	$L/(pb^{-1})$
$\mu^+ + \mu^-$	42,38
μ^+	18,88
μ^-	23,51

³⁵ ang. random trigger

6. Przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω

Rozdział ten zawiera opis metody wyznaczenia przekroju czynnego na ekskluzywną produkcję mezonu ω , mierzonego na podstawie danych eksperymentalnych, oraz jego związek z przekrojem czynnym na wirtualną fotoprodukcję tego mezonu. Następnie prezentowane są wyniki przeprowadzonej analizy, a także ich porównanie z wynikami współpracy ZEUS oraz wynikami dla mezonu ρ^0 otrzymanymi w eksperymencie COMPASS. Ostatnią część tego rozdziału stanowi podsumowanie niepewności pomiarowych uwzględnionych dla badanego procesu.

6a. Mierzone przekroje czynne na produkcję mezonu ω

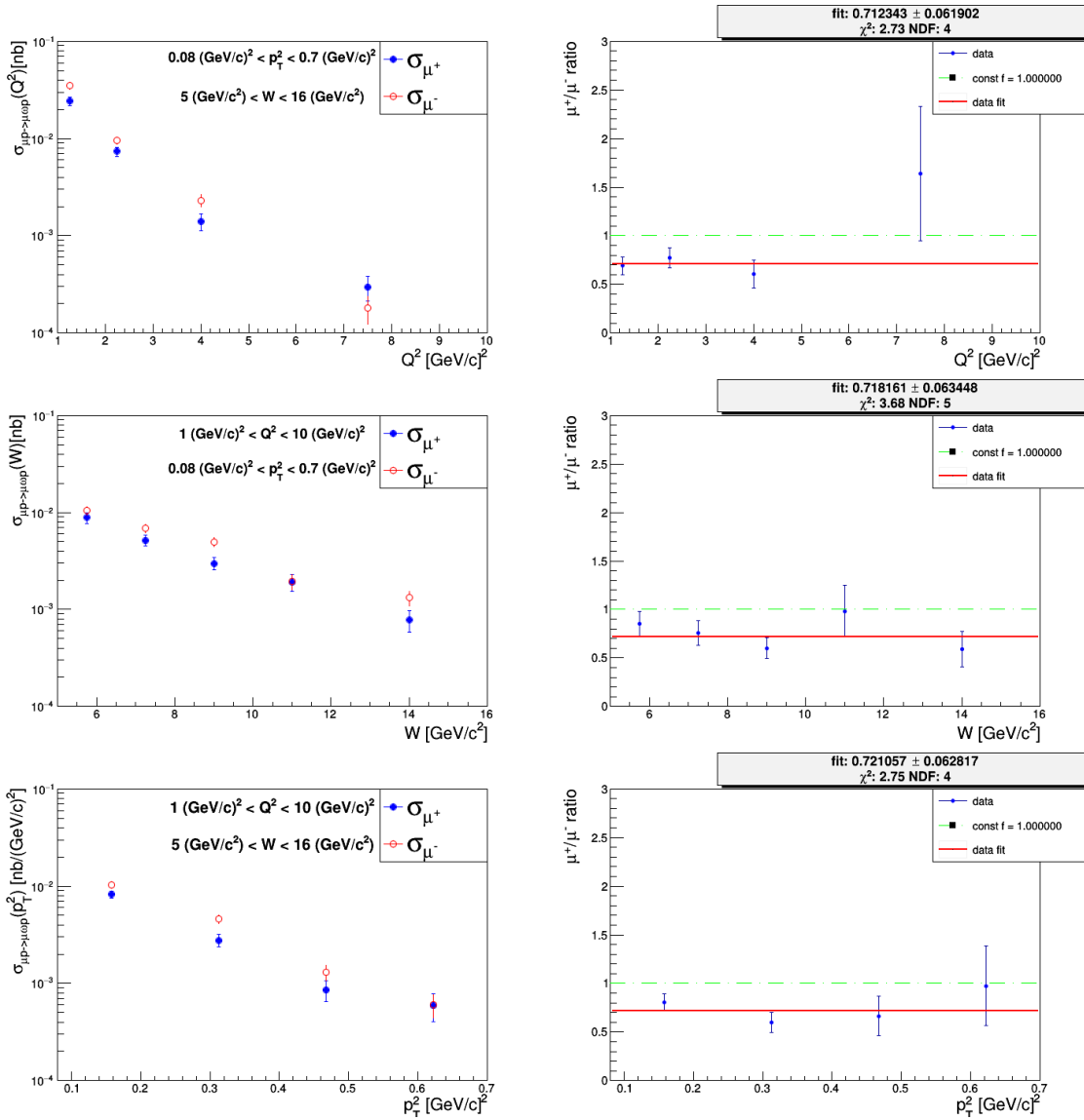
Na podstawie przeanalizowanych danych wyznaczono mierzone przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Obliczane są one na podstawie liczby zarejestrowanych przypadków badanego procesu N_{exp} w przedziale b_k zmiennej kinematycznej k , poprawionych na akceptację a oraz świetlność L systemu detektorowego. Przekrój czynny wyznaczany jest zgodnie ze wzorem:

$$\sigma_k(\mu N \rightarrow \mu\omega N) = \frac{N_{exp}}{aLb_k}. \quad (6.1)$$

Tak wyznaczony przekrój czynny ma interpretację różniczkowego przekroju czynnego względem zmiennej k wycalkowanego po pozostałych zmiennych kinematycznych.

Mierzone przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω wyznaczone osobno dla danych zebranych przy wykorzystaniu wiązki μ^+ i μ^- oraz ich stosunek przedstawione są na Rys. 6.1.

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi stosunek otrzymanych rozkładów powinien być bliski jedności. Jednakże różnica pomiędzy otrzymanymi przekrojami czynnymi sięga 30%. Podczas zbierania danych w 2012 roku intensywność wiązki mionów dodatnich wynosiła $5 \cdot 10^7 \mu^+/s$, a ujemnych $1,82 \cdot 10^7 \mu^-/s$. Widoczna różnica pomiędzy rozkładami może wynikać z nieuwzględnionych różnic efektywności detektorów zależnych od intensywności wiązki.



Rys. 6.1 – Porównanie zmierzonych przekrojów czynnych na ekskluzywną produkcję mezonu ω w funkcji zmiennych Q^2 , W i p_T^2 , obliczonych dla wiązki mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- (lewo), a także ich stosunek wraz z dopasowaniem funkcji liniowej (prawo).

6b. Przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω

Mierzone przekroje czynne nie są wynikami uniwersalnymi. Do porównania wyników pomiędzy eksperymentami wykorzystującymi inne wiązki leptonowe oraz obejmującymi inne obszary energetyczne stosuje się przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu wektorowego $\gamma^* N \rightarrow V N'$ (w tym przypadku, mezonu ω : $V = \omega$). Związek pomiędzy mierzonym różniczkowym przekrojem czynnym dla procesu $\mu N \rightarrow \mu' \omega N'$ oraz przekrojem czynnym na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω jest opisany równaniem [27; 29]:

$$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N}(Q^2, W) = \frac{1}{\Gamma_T} \frac{d^2 \sigma(\mu N \rightarrow \mu' \omega N)}{dQ^2 dW}, \quad (6.2)$$

gdzie M_p jest masą protonu, a Γ_T to strumień poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów. Strumień ten zdefiniowany jest jako:

$$\Gamma_T = \frac{\alpha_{em}(v - Q^2/2M_p)}{2\pi Q^2 E_\mu^2 y^2} \left[y^2 \left(1 - \frac{2m_\mu^2}{Q^2} \right) + \frac{2}{1 + \gamma^2} \left(1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) \right] \cdot \frac{W}{M_p}, \quad (6.3)$$

gdzie E_μ to energia mionu wiązki, a $\gamma^2 = Q^2/v^2$. Ponieważ ostateczne przekroje czynne są średnimi arytmetycznymi rozkładów otrzymanych dla obu wiązek, które mają przeciwną polaryzację, człon zależny od polaryzacji wiązki P_l zawarty w równaniu (2.13) opisującym przekrój czynny na produkcję mezonu ω redukuje się. W związku z tym, że wyznaczane przekroje czynne są wyciąkowane po kącie azymutalnym ϕ , człony zależne od $\cos \phi$ oraz $\cos 2\phi$ również są pomijalne. Ostatecznie rozważany przekrój czynny na wirtualną fotoprodukcję mezonu wektorowego jest sumą przekrojów czynnych z udziałem wirtualnych fotonów spolaryzowanych podłużnie σ_L oraz poprzecznie σ_T :

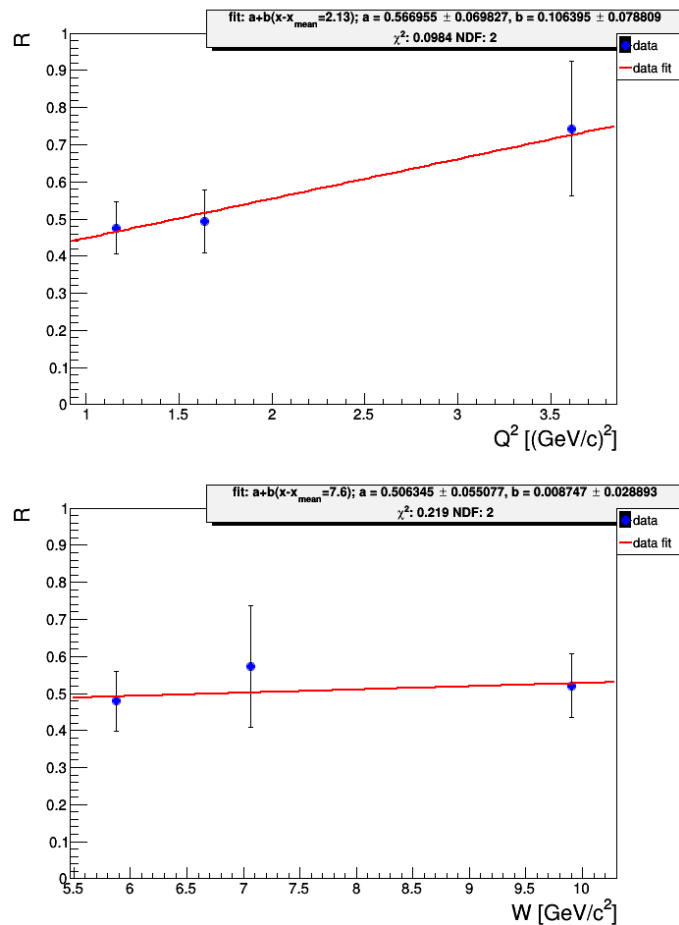
$$\sigma^{meas} := \sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N} = \sigma_T + \epsilon \sigma_L. \quad (6.4)$$

Parametr polaryzacji wirtualnego fotonu ϵ opisany jest równaniem (2.15).

W dalszej analizie używany jest współczynnik R , który stanowi stosunek przekrojów czynnych z udziałem podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych fotonów:

$$R = \sigma_L / \sigma_T. \quad (6.5)$$

Analiza tego parametru w regionie kinematycznym eksperymentu COMPASS przeprowadzona została podczas badań SDME [25]. Wyznaczone wartości współczynnika R w funkcji zmiennych Q^2 oraz W przedstawione są na Rys. 6.2.



Rys. 6.2 – Rozkłady zależności współczynnika R od zmiennych kinematycznych Q^2 oraz W wraz z dopasowaną funkcją liniową.

Pierwszoplanowym celem tej pracy było wyznaczenie przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Do obliczenia tego przekroju czynnego na podstawie danych eksperymentalnych w funkcji wybranej zmiennej kinematycznej x w jednowymiarowym koszyku n o szerokości Δx_n , wykorzystano równanie:

$$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N}^n(x) = \frac{1}{\Delta x_n \Delta y \Delta z \cdot L} \sum_{ij} \left[\frac{1}{a_{ijn}} \cdot \sum_{e=1}^{N_{ijn}^{data}} \frac{1}{\Gamma_e(Q^2, W)} \right], \quad (6.6)$$

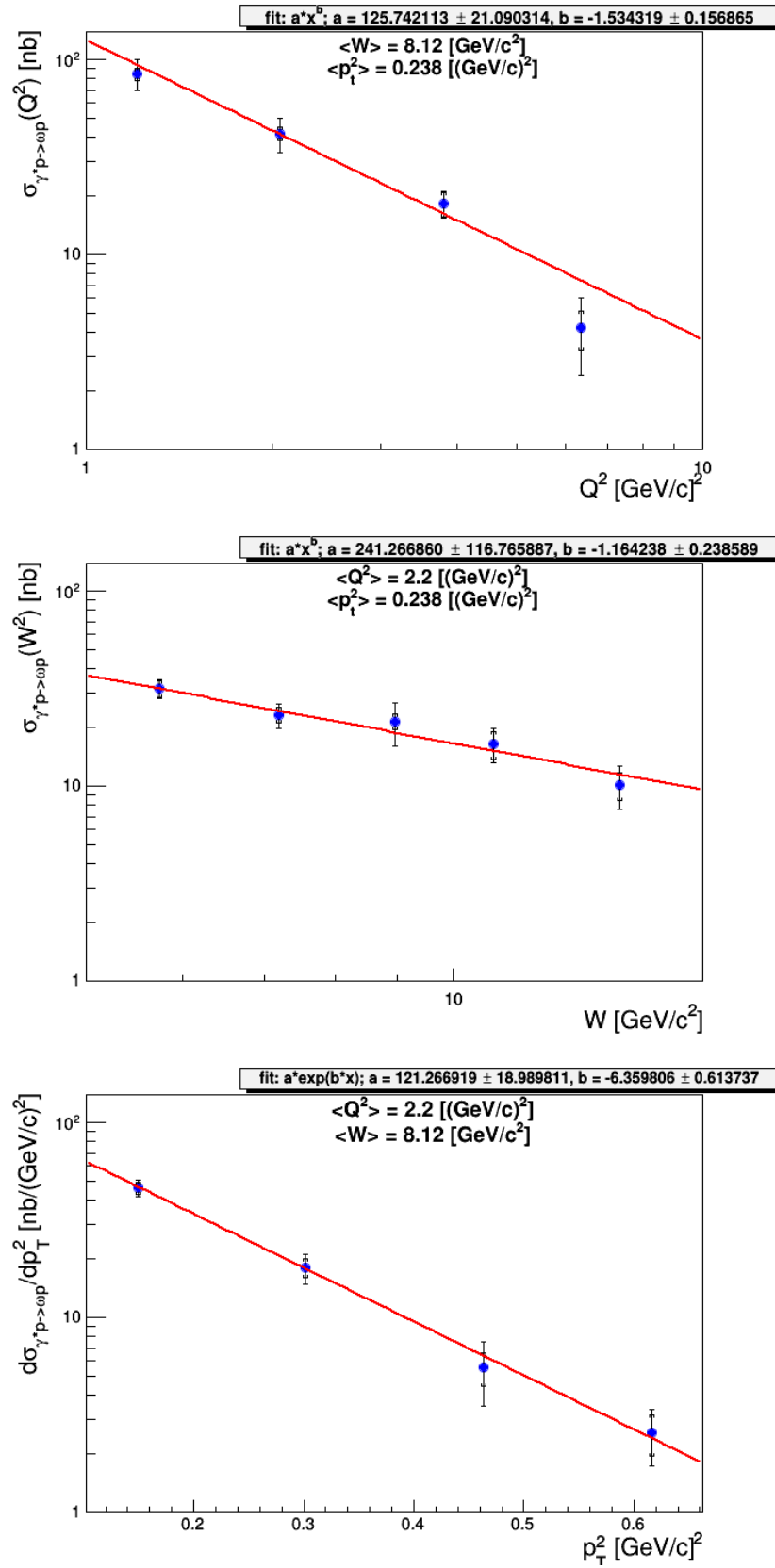
gdzie y i z to pozostałe zmienne kinematyczne, których szerokości zakresów wynoszą odpowiednio Δy i Δz . Numery koszyków zmiennych y oraz z oznaczone są jako i oraz j . Parametr L to świetlność otrzymana dla zebranych danych. Dla każdego trójwymiarowego koszyka ijn obliczana jest akceptacja układu eksperymentalnego a_{ijn} oraz suma strumieni poprzecznie spolaryzowanych fotonów $\Gamma_e(Q^2, W)$, obliczonych dla wszystkich zdarzeń e znajdujących się w tym koszyku. W przedstawionym ujęciu wartość $1/\Gamma_e(Q^2, W)$ jest interpretowana jako waga każdego analizowanego przypadku. W opisanym sposobie wyznaczania przekroju czynnego na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω zmienne x , y oraz z symbolizują dowolną kombinację badanych zmiennych Q^2 , W oraz p_T^2 .

Ponieważ przekroje czynne obliczane były osobno dla danych z wiązką dodatnich i ujemnych mionów, ostateczny przekrój czynny w funkcji danej zmiennej kinematycznej otrzymany jest po obliczeniu średniej arytmetycznej wyników dla obu wiązek mionowych zgodnie z równaniem:

$$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N} = \frac{1}{2} (\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N}^+ + \sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N}^-). \quad (6.7)$$

Wyznaczone przekroje czynne przedstawione są na Rys. 6.3. Do otrzymanych rozkładów w funkcji zmiennych Q^2 i W dopasowano funkcje potęgowe postaci ax^b , a do rozkładu w funkcji p_T^2 funkcję wykładniczą ae^{bx} . Tabela 6.1 zawiera parametry dopasowanych funkcji, a także średnie wartości zmiennych kinematycznych w badanych zakresach.

Przedstawione wyniki wskazują, że w obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS przekrój czynny na produkcję mezonu ω maleje wraz ze wzrostem każdej z badanych zmiennych kinematycznych. Silna zależność tego przekroju obserwowana jest w funkcji zmiennych Q^2 oraz p_T^2 , a słaba w funkcji zmiennej W .



Rys. 6.3 – Przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą.

Tabela 6.1 – Parametry funkcji dopasowanych do przekrojów czynnych zależnych od zmiennych kinematycznych Q^2 , W i p_T^2 oraz średnie wartości tych zmiennych w badanym zakresie kinematycznym dla procesu ekskluzywnej fotoprodukcji mezonu ω .

Przekrój czynny	Średnia wartość badanej zmiennej	Stała a	Nachylenie b
$\sigma_{\gamma^*p \rightarrow \omega p}(Q^2)$	$\langle Q^2 \rangle = 2,2 \text{ (GeV/c)}^2$	$125,74 \pm 21,09[\text{nb}/(\text{GeV/c})^2]$	$-1,53 \pm 0,16$
$\sigma_{\gamma^*p \rightarrow \omega p}(W)$	$\langle W \rangle = 8,12 \text{ GeV/c}^2$	$241,27 \pm 116,77[\text{nb}/\text{GeV/c}^2]$	$-1,16 \pm 0,24$
$d\sigma_{\gamma^*p \rightarrow \omega p}/dp_T^2$	$\langle p_T^2 \rangle = 0,238 \text{ (GeV/c)}^2$	$121,27 \pm 18,99[\text{nb}/(\text{GeV/c})^2]$	$-6,36 \pm 0,61[1/(\text{GeV/c})^2]$

6c. Porównanie wyznaczonych przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω z wynikami innych analiz

Wyznaczone przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω porównano z wynikami dla mezonu ρ^0 otrzymanymi wcześniej we współpracy COMPASS [11]. Rozważane są zależności przekrojów czynnych od zmiennych kinematycznych Q^2 oraz W . Ponieważ wyniki otrzymane dla mezonu ρ^0 zostały przedstawione w postaci przekrojów czynnych z udziałem tylko podłużnie spolaryzowanych fotonów σ_L , wyniki niniejszej analizy zostały przetransformowane do tej postaci zgodnie z równaniem:

$$\sigma^{meas} = \sigma_T + \epsilon\sigma_L = \sigma_L \left(\frac{1}{R} + \epsilon \right). \quad (6.8)$$

Wartości współczynnika R wyznaczono na podstawie parametrów dopasowania funkcji liniowych przedstawionych na Rys. 6.2.

Ponieważ rozważane zakresy zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 są różne w każdej z analiz, uwzględniono korekty mające na celu zapewnienie takich samych warunków kinematycznych dla obu zestawów danych.

Do porównania wyników obu analiz wybrano te same zakresy kinematyczne. W przypadku zależności $\sigma_L(W)$ rozważany zakres Q^2 został zmniejszony do:

$$3 [\text{GeV/c}]^2 < Q^2 < 5 [\text{GeV/c}]^2. \quad (6.9)$$

Analogicznie zakres zmiennej W zmniejszono do:

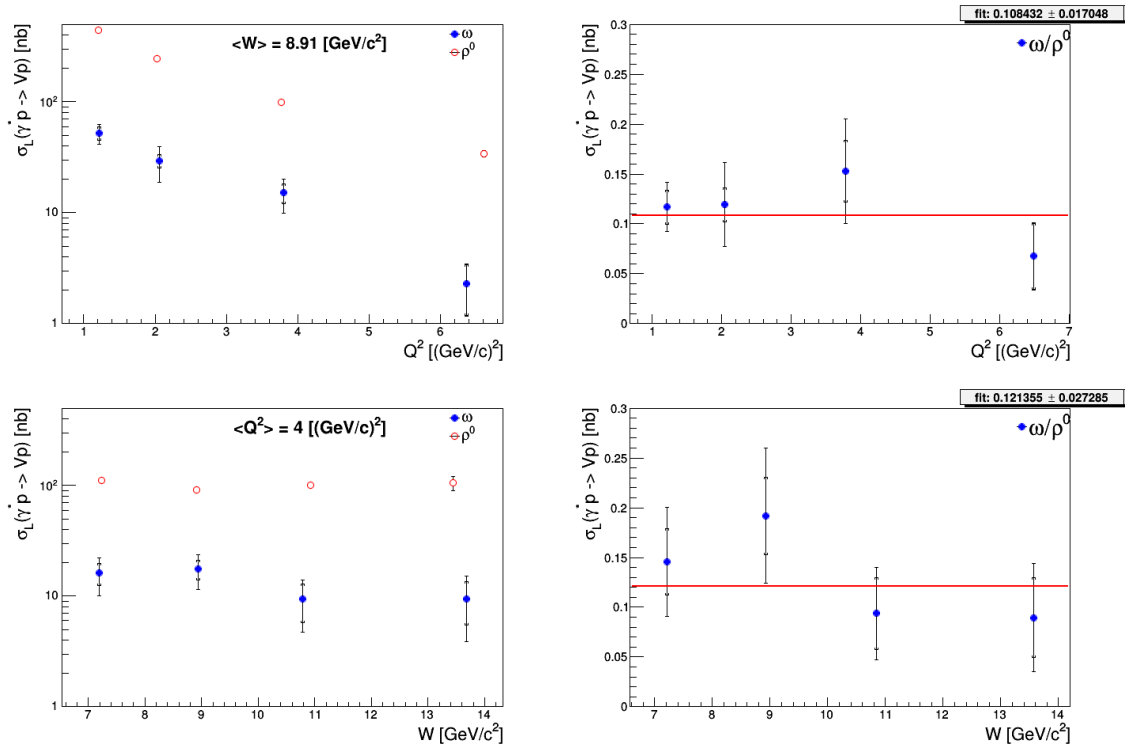
$$8 [\text{GeV/c}^2] < W < 10 [\text{GeV/c}^2] \quad (6.10)$$

przy wyznaczeniu przekroju czynnego $\sigma_L(Q^2)$.

Różnice w zakresach zmiennej p_T^2 wpływają na otrzymane wyniki. Na podstawie parametrów dopasowania funkcji wykładniczej do rozkładu zależności przekroju czynnego od zmiennej p_T^2 (patrz Tabela 6.1) wyznaczono poprawkę, uwzględniającą różne zakresy tej zmiennej, przez którą mnożone są przygotowane do porównania przekroje czynne dla mezonu ω . Opisana jest ona równaniem:

$$Corr_{p_T^2} = \frac{\int_0^{0.5} e^{-6,36x} dx}{\int_{0.08}^{0.7} e^{-6,36x} dx} = 1,63. \quad (6.11)$$

Porównanie otrzymanych przekrojów czynnych na ekskluzywną fotoprodukcję mezonu ω i wyników analizy mezonu ρ^0 przedstawione jest na Rys. 6.4.



Rys. 6.4 – Porównanie przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonów ω oraz ρ^0 na podłużnie spolaryzowanych fotonach. Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą.

Przy założeniu, że mechanizmy produkcji obu mezonów są takie same dla kwarków o danym zapachu i dochodzi do niej poprzez przewidziane w modelu kwarkowo-partonowym oddziaływanie elektromagnetyczne kwark – wirtualny foton, wartość stosunku przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonów ω i ρ^0 wynika z różnic w składzie kwarkowym obu cząstek i jest równa $1/9$ [8, 30]. W granicy niepewności pomiarowych otrzymane wyniki pokrywają się z tym przewidywaniem teoretycznym. Jednakże stosunkowo wysokie niepewności eksperymentalne uniemożliwiają szczegółową analizę pozwalającą na wyodrębnienie ewentualnych efektów, które mogłyby modyfikować ten stosunek.

Wyniki przeprowadzonej analizy porównano również z wynikami dotyczącymi ekskluzywnej fotoprodukcji mezonu ω otrzymanymi we współpracy ZEUS [8]. Rozważana jest wyłącznie zależność przekrojów czynnych od zmiennej W . Wyniki otrzymane przez współpracę ZEUS przedstawione są w postaci całkowitego przekroju czynnego opisanego równaniem:

$$\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \omega N}^{tot} = \sigma_T + \sigma_L = \frac{1 + R}{1 + \epsilon R} \sigma^{meas}, \quad (6.12)$$

które porównano z wynikami niniejszej analizy. Parametr R , podobnie jak poprzednio, wyznaczony został na podstawie parametrów dopasowania przedstawionych na Rys. 6.2.

Analogicznie do wcześniej opisanego porównania z ρ^0 wykonany został szereg poprawek uwzględniających różne badane zakresy zmiennych kinematycznych w eksperymentach COMPASS i ZEUS. Ponieważ średnia wartość zmiennej Q^2 dla obu zestawów danych jest różna, dokonano korekty uwzględniającej zmianę przekroju

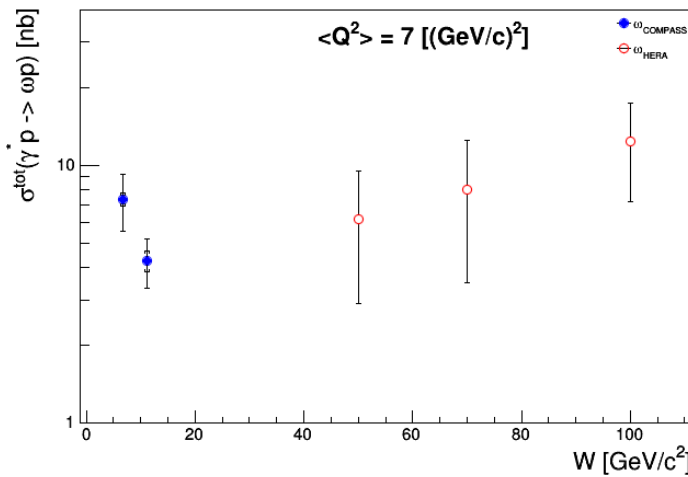
czynnego w funkcji tej zmiennej. Otrzymana jest ona na podstawie parametrów dopasowania (patrz Tabela 6.1) i opisana równaniem:

$$Corr_{Q^2} = \frac{\langle Q_{ZEUS}^2 \rangle^{-1,53}}{\langle Q_{COMPASS}^2 \rangle^{-1,53}} = \frac{7^{-1,53}}{2,2^{-1,53}} = 0,17. \quad (6.13)$$

Uwzględniona została również poprawka na różnice w zakresach zmiennej p_T^2 , opisana równaniem:

$$Corr_{p_T^2} = \frac{\int_0^{0,6} e^{-6,36x} dx}{\int_{0,08}^{0,7} e^{-6,36x} dx} = 1,66. \quad (6.14)$$

W celu porównania z wynikami eksperymentu ZEUS wyznaczony przekrój czynny przemnożony został przez iloczyn obu poprawek. Porównanie wyników obu analiz przedstawione jest na Rys. 6.5.



Rys. 6.5 – Porównanie wyznaczonych całkowitych przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω z wynikami współpracy ZEUS. Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą. W przypadku wyników eksperymentu ZEUS przedstawiono tylko niepewność całkowitą.

Widoczna jest słaba zależność przekroju czynnego na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω od zmiennej W . Obserwowany spadek wartości tego przekroju czynnego w obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS może być spowodowany wkładem procesu wymiany wirtualnego mezonu π^0 [31] pomiędzy protonem tarczy a wirtualnym fotonem, którego wpływ maleje ze wzrostem W .

6d. Analiza niepewności eksperymentalnych

Na niepewności otrzymanych wyników składają się zarówno efekty statystyczne, jak i systematyczne. Część statystyczna $\Delta\sigma_{stat}$ obejmuje niepewność wyznaczenia akceptacji układu eksperymentalnego oraz strumienia poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów. Dodatkowo w przypadku rozkładów zależnych od współczynnika ϵ , uwzględniono jego wpływ w części statystycznej.

Pozostałe efekty uwzględnione są jako niepewności systematyczne. Podczas wyznaczania przekrojów czynnych zależnych od R , uwzględniona została niepewność związana z obliczeniem tego parametru. Brana jest również pod uwagę niepewność wyznaczenia świelności ΔL [27]. Ponieważ otrzymane przekroje czynne dla danych

z wiązką μ^+ i μ^- różnią się o około 30%, wprowadzona została niepewność $\Delta Ratio^{\mu^+/\mu^-}$ dla średniej arytmetycznej tych przekrojów, związana z efektami zależnymi od intensywności wiązki. Podczas wyznaczania przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu w wpływ członów interferencyjnych zależnych od kąta azymutalnego ϕ (por. rozdz. 2d) został pominięty. W związku z tym oceniona została niepewność systematyczna akceptacji Δa_{syst} wynikająca z możliwej różnicy pomiędzy akceptacją czterowymiarową (w funkcji zmiennych Q^2 , W , p_T^2 , ϕ) i trójwymiarową wycałkowaną po ϕ .

Ponieważ do wykonania porównań otrzymanych przekrojów czynnych z wynikami innych analiz wymagane było wprowadzenie poprawek uwzględniających różne badane obszary kinematyczne, wyznaczona również została niepewność obliczenia poprawki na zakres kinematyczny $\Delta Corr$. Wpływ poszczególnych niepewności na wyznaczoną niepewność całkowitą badanych przekrojów czynnych zawiera Tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Średnia bezwzględna wartość uwzględnionych niepewności wyznaczonych przekrojów czynnych σ^{meas} , σ_L oraz σ_{tot} .

Przekrój czynny	$\Delta\sigma_{stat}$	$\Delta\epsilon$	$\Delta Corr$	Δa_{syst}	ΔL	ΔR	$\Delta Ratio^{\mu^+/\mu^-}$	$\Delta\sigma_{total}$	Jednostka
$\sigma^{meas}(Q^2)$	3,26	-	-	0,48	0,80	-	5,98	6,87	nb
$\sigma^{meas}(W)$	2,34	-	-	0,40	0,44	-	2,39	3,40	nb
$\sigma^{meas}(p_T^2)$	1,73	-	-	0,60	0,39	-	1,69	2,52	nb/(GeV/c) ²
$\sigma_L(W)$	3,67	0,05	0,58	0,35	0,29	1,23	3,94	5,57	nb
$\sigma_L(Q^2)$	3,87	0,22	1,07	0,28	0,53	1,35	4,95	6,55	nb
$\sigma_{tot}(W)$	2,16	0,10	4,94	0,21	0,54	0,17	2,41	5,94	nb

Spośród wszystkich uwzględnionych niepewności systematycznych największy udział w całkowitej niepewności wyznaczonych przekrojów ma niepewności $\Delta Ratio^{\mu^+/\mu^-}$. W większości przypadków jest ona większa od niepewności statystycznej $\Delta\sigma_{stat}$. Wyjątkiem jest przekrój σ_{tot} , w którym dominuje wkład niepewności $\Delta Corr$ związanej ze zmianą zakresu kinematycznego.

7. Podsumowanie

Struktura materii jest jednym z najważniejszych zagadnień współczesnej fizyki. Trójwymiarowe uogólnione rozkłady partonów GPD umożliwiają nowatorski oraz wszechstronny opis wewnętrznej struktury nukleonu. Pozwalają one w szczególności na wykonanie tzw. „tomografii nukleonu”, tzn. wyznaczenie przestrzennego rozkładu kwarków oraz gluonów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu nukleonu w funkcji pędu podłużnego niesionego przez te partony. Informacji na temat rozkładów GPD dostarczają procesy głęboko nieelastycznego rozpraszania, w których w wyniku oddziaływania wirtualnego fotonu z partonem produkowany jest pojedynczy mezon lub rzeczywisty foton. Jednym z eksperymentów fizyki wysokich energii, którego celem jest badanie struktury hadronów, jest eksperyment COMPASS przeprowadzany w laboratorium CERN.

Głównym celem tej pracy było wyznaczenie oraz analiza przekrojów czynnych na ekskluzywną wirtualną fotoprodukcję mezonów ω na podstawie danych otrzymanych w 2012 roku we współpracy COMPASS oraz porównanie ich z wynikami innych eksperymentów, a także z wynikami dla mezonów ρ^0 otrzymanymi wcześniej w eksperymencie COMPASS.

Przekroje czynne na ekskluzywną produkcję mezonu ω wyznaczone na podstawie danych z 2012 roku obejmują obszar kinematyczny:

$$\begin{aligned}1 \text{ [GeV}/c]^2 < Q^2 < 10 \text{ [GeV}/c]^2, \\5 \text{ [GeV}/c^2] < W < 16 \text{ [GeV}/c^2], \\0,08 \text{ [GeV}/c]^2 < p_T^2 < 0,7 \text{ [GeV}/c]^2.\end{aligned}$$

Niniejsza praca dotyczy niezbadanego dotychczas zakresu zmiennej W .

Analizy otrzymanych przekrojów czynnych na ekskluzywną fotoprodukcję mezonu ω wskazują, że przekrój czynny na ten proces w obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS maleje ze wzrostem zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Obserwowana jest silna zależność badanego przekroju od zmiennych Q^2 i p_T^2 , oraz słaba od zmiennej W .

W odróżnieniu od wyników otrzymywanych przy bardzo wysokich energiach, wskazujących na powolny wzrost przekroju czynnego z W , zaobserwowano spadek tego przekroju w funkcji W w obszarze kinematycznym eksperymentu COMPASS. Może on być interpretowany np. jako dodatkowy wkład od procesu wymiany wirtualnego mezonu π^0 pomiędzy protonem tarczy a wirtualnym fotonem, który zgodnie z teoretycznymi przewidywaniami maleje ze wzrostem W .

Porównanie przekrojów czynnych na ekskluzywną fotoprodukcję mezonów ω i ρ^0 wskazuje, że stosunek przekrojów czynnych zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi: $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0} = 1/9$ w granicy niepewności pomiarowych. Jednakże ze względu na fakt, że wspomniane niepewności są stosunkowo duże, nie jest możliwe zaobserwowanie ewentualnych efektów, które mogłyby modyfikować ten stosunek.

Spośród wszystkich uwzględnionych niepewności wyznaczonych przekrojów czynnych największy wkład ma niepewność związana z różnicą przekrojów otrzymanych dla wiązek mionów dodatnich oraz ujemnych.

Na podstawie danych zebranych przez eksperyment COMPASS w 2016 oraz 2017 roku możliwe będzie dużo dokładniejsze wyznaczenie przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω . Przewiduje się, że liczba zarejestrowanych przypadków ekskluzywnej produkcji mezonu będzie co najmniej 10 razy większa niż dla danych zebranych w 2012 roku. Podczas zbierania danych w 2016 i 2017 roku zapewniona została taka sama intensywność wiązek dodatnich oraz ujemnych mionów, dzięki czemu wpływ niepewności wynikającej z różnic przekrojów czynnych wyznaczonych dla obu wiązek powinien zostać całkowicie zniwelowany.

Drugoplanowym celem niniejszej pracy była analiza jakości oraz stabilności kalibracji kalorymetrów elektromagnetycznych dla danych z 2016/2017 roku. Przedstawiona analiza jakości oraz stabilności kalibracji kalorymetrów elektromagnetycznych jest pierwszą taką analizą przeprowadzoną dla danych otrzymanych w eksperymencie COMPASS w 2016 roku. Na jej podstawie pokazano istotne problemy związane z kalibracją czasową i energetyczną tych danych.

Bibliografia

- [1] **EMC Collaboration, Ashman J., Badelek B., Baum G., Beaufays J., Bee C.P., Benchouk C. et al.** A Measurement of the Spin Asymetry and Determination of the Structure Function $g(1)$ in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering. *Physics Letters B.* 1988, Vol. 206, 2.
- [2] **Jaffe R. L., Manohar A.** The g_1 problem: Deep inelastic electron scattering and the spin of proton. *Nuclear Physics B.* 1990, Vol. 337, 3, pp. 509-546.
- [3] **COMPASS Collaboration, Alekseev M.G., Alexakhin V.Yu., Alexandrov Yu., Alexeev G.D., Amoroso A., Austregesilo A. et al.** Quark helicity distributions from longitudinal spin asymmetries in muon-proton and muon-deuteron scattering. *Physics Letters B.* 2010, Vol. 693, 3, pp. 227-235.
- [4] **COMPASS Collaboration, Adolph C., Alekseev M.G., Alexakhin V.Yu., Alexandrov Yu., Alexeev G.D., Amoroso A. et al.** Leading and next-to-leading order gluon polarization in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction. *Physical Review D.* 2013, Vol. 87, 052018.
- [5] **Diehl M.** Generalized Parton Distributions. *Physics Reports.* 2003, Vol. 388, 2-4, pp. 41-277.
- [6] **Ji X.** Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin. *Physical Review Letters.* 1997, Vol. 78, 610.
- [7] **The CLAS Collaboration, Morand L., Doré D., Garçon M., Guidal M., Laget J.-M., Morrow S. et al.** Deeply virtual and exclusive electroproduction of ω -mesons. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei.* 2005, Vol. 24, 3, pp. 445-458.
- [8] **ZEUS Collaboration, Breitweg J., Chekanov S., Derrick M., Krakauer D., Magill S., Musgrave B. et al.** Measurement of exclusive ω electroproduction at HERA. *Physics Letters B.* 2000, Vol. 487, 3-4, pp. 273-288.
- [9] **Manohar A.V.** An Introduction to Spin Dependent Deep Inelastic Scattering. 1992. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9204208>.
- [10] **COMPASS Collaboration, Gautheron F., Heß Ch., Koivuniemi J., Meyer W., Reicherz G., Bisplinghoff J. et al.** COMPASS-II Proposal. SPSC-P-340, CERN-SPSC-2010-014.
- [11] **Sznajder P.** Porównanie ekskluzywnej produkcji mezonów ρ^0 i ϕ w eksperymencie COMPASS. *Praca Magisterska.* Warszawa : Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, 2009.
- [12] **Diehl M., Sapeta S.** On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons. *The European Physical Journal C.* 2005, Vol. 41, 4, pp. 515–533.
- [13] **CERN Document Server.** [Online] <https://cds.cern.ch/record/1260465>, dostęp: 17/7/2018.
- [14] **Gatignon L., Leberig M.** The M2 Beam Line. CERN : Villar Meeting, 2004. http://wwwcompass.cern.ch/compass/open_meetings/pre_villars_040702/Leberig_02-07-04.pdf.

- [15] **COMPASS Collaboration, Abbon P., Albrecht E., Alexakhin V.Yu., Alexandrov Yu., Alexeev G.D., Alekseev M.G. et al.** The COMPASS Experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2007, Vol. 577, 3, pp. 455-518.
- [16] **Bielert E., Bremer J., Doshita N., Geyer R., Hashimoto R., Horikawa N. et al.** A 2.5 m long liquid hydrogen target for COMPASS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, Vol. 746, pp. 20-25.
- [17] **Szameitat, T.** New Geant4-based Monte Carlo Software for the COMPASS-II Experiment at CERN. *Praca Doktorska*. Freiburg : Albert-Ludwigs-Universität, 2016.
- [18] **Burtin E.** Update on CAMERA. *prezentacja na spotkanie GPD*. CERN : COMPASS, Październik 2011.
- [19] **Ville, J-L.** Update on CAMERA Analysis. *prezentacja na spotkanie GPD*. CERN : COMPASS, styczeń 2013.
- [20] **Fabjan C. W., Gianotti F.** Calorimetry for Particle Physics. *Rev.Mod.Phys.* 2003, Vol. 75, pp. 1243-1286.
- [21] **Li S. W., Beacom J. F.** Spallation backgrounds in Super-Kamiokande are made in muon-induced showers. *Phys. Rev. D*. 2015, Vol. 91, 105005.
- [22] **Tsai Y.-S.** Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*. 1974, Tom 46, 815.
- [23] **Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., Nakamura K., Sumino Y., Takahashi F. et al.** The Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*. 2018, Vol. 98, 030001.
- [24] **Lin P.-J.** A Brief Summary on the Normalization-correction of ECAL2. *prezentacja na spotkanie GPD*. CERN : COMPASS, maj 2018.
- [25] **Mariański B., Augustyniak W., Ferrero A., d'Hose N., Sandacz A., Sznajder P.** Spin Density Matrix Elements in Exclusive ω Meson Muoproduction from 2012 data. *Nota eksperymentu COMPASS*. 2018.
- [26] **Sandacz A., Sznajder P.** HEPGEN - generator for hard exclusive leptoproduction. <https://arxiv.org/abs/1207.0333>.
- [27] **Jörg, P.** Deeply Virtual Compton Scattering at CERN - What is the Size of the Proton? *Praca Doktorska*. Freiburg : Albert-Ludwigs-Universität, 2017.
- [28] **COMPASS Collaboration, Akhunzyanov R., Alexeev M.G., Alexeev G.D., Amoroso A., Andrieux V., Anfimov N.V. et al.** Transverse Extension of Partons in the Proton probed by Deeply Virtual Compton Scattering. CERN-EP-2018-016.
- [29] **Sandacz A.** Komunikacja prywatna. 2018.
- [30] **Crittenden J.A.** Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA. DESY-97-068.
- [31] **Goloskokov S.V., Kroll P.** The pion pole in hard exclusive vector-meson leptoproduction. *The European Physical Journal A*. 2014, Vol. 50, 146.

Wykaz symboli i skrótów

PDF – ang. Parton Distribution Functions
DIS – ang. Deeply Inelastic Scattering
QPM – ang. Quark-Parton Model
EMC – ang. European Muon Collaboration
GPD – ang. Generalized Parton Distributions
DVCS – ang. Deeply Virtual Compton Scattering
HEMP – ang. Hard Exclusive Meson Production
SIDIS – ang. Semi-Inclusive Deeply Inelastic Scattering
DA – ang. Distribution Amplitude
BMS – ang. Beam Momentum Station
SciFi – ang. Scintillating Fiber Detector
CFRP – ang. Carbon Fiber Reinforced Plastic
LAS – ang. Large Angle Spectrometer
SAS – ang. Small Angle Spectrometer
ADC – ang. Analogue to Digital Converter
ndf – ang. Number of Degrees of Freedom
PDG – ang. Particle Data Group
SDME – ang. Spin Density Matrix Elements

Spis rysunków

Rys. 2.1 – Schemat głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonu l o czteropędzie k na nukleonie N o czteropędzie p . Pośrednikiem oddziaływania pomiędzy leptonem a nukleonem jest wirtualny foton γ^* o czteropędzie q . Na skutek rozpraszania wyprodukowany zostaje system cząstek X . Rozproszony mion oznaczony jest jako l' , a jego czteropęd wynosi k'	17
Rys. 2.2 – Głęboko wirtualne rozpraszanie Comptonowskie DVCS [10]. Wirtualny foton rozprasza się na kwarku, wskutek czego produkowany jest foton rzeczywisty.	19
Rys. 2.3 – Wirtualna fotoprodukcja mezonu wektorowego V z udziałem kwarków (a) i gluonów (b) [11].	20
Rys. 3.1 – Kompleks akceleratorowy laboratorium CERN [13].	23
Rys. 3.2 – Schemat linii M2 [14].	24
Rys. 3.3 – Schemat stacji pomiaru pędu wiązki BMS [15].	24
Rys. 3.4 – Schemat tarczy LH_2 wykorzystywanej w 2012 roku [16].	25
Rys. 3.5 – Konfiguracja eksperymentu COMPASS [17].	26
Rys. 3.6 – Wizualizacja detektora CAMERA [18].	27
Rys. 3.7 – Zasada działania detektora CAMERA [19].	28
Rys. 4.1 – Schemat rozwoju kaskady elektromagnetycznej [21].	31
Rys. 4.2 – Wizualizacja kalorymetrów ECAL1 (lewo) oraz ECAL2 (pravo) wykorzystywanych w eksperymencie COMPASS [17]. Kalorymetr ECAL1 zbudowany jest z 1708 modułów, a ECAL2 z 2972. Układ segmentów detektorów przedstawiony jest za pomocą różnych odcieni.	33
Rys. 4.3 – Wizualizacja kalorymetru ECAL0 wykorzystywanego w 2012 roku (lewo) oraz w latach 2016/17 (pravo) [17]. Liczba wykorzystywanych modułów wzrosła z 564 do 1764 pomiędzy okresami pomiarowymi. Niebieski obszar obejmuje moduły używane od 2012 roku. Czarne fragmenty symbolizują elementy nieczynne lub konstrukcyjne. Czerwony obszar stanowią moduły dodane do pomiarów w 2016/17 r.	34
Rys. 4.4 – Rozkłady masy niezmienniczej zrekonstruowanego mezonu π^0 dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymetrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.	36
Rys. 4.5 – Rozkład energii zrekonstruowanego mezonu π^0 w funkcji jego masy niezmienniczej dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymetrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.	37
Rys. 4.6 – Rozkład masy niezmienniczej zrekonstruowanego mezonu π^0 w funkcji numeru $runu$ dla obu fotonów zarejestrowanych w tym samym kalorymetrze (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.	38
Rys. 4.7 – Porównanie rozkładów stosunku energii rejestrowanej przez komórkę kalorymetru przed kalibracją LED/laser danych dla trzech wybranych $runów$ i po niej (P09t2 / P09t1).	39

Rys. 4.8 – Rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów bez wprowadzonej poprawki (niebieska linia) oraz z wprowadzoną poprawką (czerwona linia) [24].....	39
Rys. 4.9 – Rozkłady Δt zarejestrowanego fotonu (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.....	41
Rys. 4.10 – Rozkłady zależności energii E_γ zarejestrowanego fotonu od jego Δt (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.....	42
Rys. 4.11 – Rozkłady zależności Δt zarejestrowanego fotonu od numeru <i>runu</i> (ECAL0 – góra, ECAL1 – środek, ECAL2 – dół). Kolejne kolumny przedstawiają rozkłady uzyskane na podstawie danych P09t1, P09t2 oraz P09t3.....	43
Rys. 5.1 – Porównanie rozkładów pozycji wierzchołków zderzeń w płaszczyźnie <i>xy</i> spełniających wszystkie selekcje dla danych eksperymentalnych (lewy górny rozkład) oraz danych Monte Carlo (prawy górny rozkład).	46
Rys. 5.2 – Porównanie rozkładu pozycji wierzchołków zderzeń wzdłuż osi <i>z</i> spełniających wszystkie selekcje dla danych eksperymentalnych oraz danych Monte Carlo.....	46
Rys. 5.3 – Rozkład wirtualności fotonu Q^2 . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.....	47
Rys. 5.4 – Rozkład ułamka energii utraconej przez mion γ . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.....	47
Rys. 5.5 – Rozkład masy niezmienniczej układu wyprodukowanych cząstek, Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.....	47
Rys. 5.6 – Rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów $M_{\gamma\gamma}$ wraz z dopasowaną funkcją będącą sumą rozkładu normalnego oraz liniowego opisującego tło. Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję. Wartość średnia dopasowanego rozkładu różni się o mniej niż 0,5% od tablicowej wartości masy niezmienniczej mezonu π^0	48
Rys. 5.7 – Rozkład masy niezmienniczej układu trzech pionów (π^+, π^-, π^0) wraz z dopasowaną funkcją będącą sumą rozkładu normalnego oraz liniowego opisującego tło. Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję. Wartość średnia dopasowanego rozkładu różni się o mniej niż 0,2% od tablicowej wartości masy niezmienniczej mezonu ω	49
Rys. 5.8 – Rozkład pędu poprzecznego p_T^2 mezonu ω względem kierunku ruchu wirtualnego fotonu Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.....	50
Rys. 5.9 – Rozkład brakującej energii <i>Emiss</i>	50
Rys. 5.10 – Zależność energii układu trzech pionów od brakującej energii <i>Emiss</i> . Pozioma linia wskazuje zastosowaną selekcję.....	51
Rys. 5.11 – Rozkłady zmiennych ΔZA , $\Delta\phi$, Δp_T oraz <i>Mundet2</i> . Pionowe linie wskazują zastosowaną selekcję.....	52
Rys. 5.12 – Porównanie rozkładów brakującej energii układu <i>Emiss</i> bez selekcji detektora CAMERA (lewo) oraz ze wszystkimi selekcjami (prawo).	53
Rys. 5.13 – Porównanie rozkładów zmiennych Q^2 , W , ν oraz p_T^2 otrzymanych na podstawie danych doświadczalnych oraz Monte Carlo. Przedstawione jest również dopasowanie funkcji wykładniczej postaci $a \cdot e^{bx}$ do rozkładów eksperymentalnych...	55

Rys. 5.14 – Porównanie rozkładów akceptacji układu detektorowego w funkcji zmiennych Q^2 , W i p_T^2 , wykonanych na podstawie danych Monte Carlo dla wiązki mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- (lewo), a także ich iloraz wraz z dopasowaniem funkcji liniowej (prawo).....	56
Rys. 6.1 – Porównanie zmierzonych przekrojów czynnych na ekskluzywną produkcję mezonu ω w funkcji zmiennych Q^2 , W i p_T^2 , obliczonych dla wiązki mionów dodatnich μ^+ oraz ujemnych μ^- (lewo), a także ich stosunek wraz z dopasowaniem funkcji liniowej (prawo).....	60
Rys. 6.2 – Rozkłady zależności współczynnika R od zmiennych kinematycznych Q^2 oraz W wraz z dopasowaną funkcją liniową.....	61
Rys. 6.3 – Przekroje czynne na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , W oraz p_T^2 . Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą.....	63
Rys. 6.4 – Porównanie przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonów ω oraz ρ^0 na podłużnie spolaryzowanych fotonach. Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą.....	65
Rys. 6.5 – Porównanie wyznaczonych całkowitych przekrojów czynnych na wirtualną fotoprodukcję mezonu ω z wynikami współpracy ZEUS. Nawiasy przedstawiają niepewność statystyczną, a słupki błędów niepewność całkowitą. W przypadku wyników eksperymentu ZEUS przedstawiono tylko niepewność całkowitą.....	66

Spis tabel

Tabela 5.1 – Świetlność systemu detektorowego uzyskana przy produkcji danych z 2012 roku [28]. Niepewności statystyczne wyznaczenia świetlności są zaniedbywalne, a jej niepewność systematyczna wynosi 3%.	57
Tabela 6.1 – Parametry funkcji dopasowanych do przekrojów czynnych zależnych od zmiennych kinematycznych Q^2 , W i p_T^2 oraz średnie wartości tych zmiennych w badanym zakresie kinematycznym dla procesu ekskluzywnej fotoprodukcji mezonu ω	64
Tabela 6.2 – Średnia bezwzględna wartość uwzględnionych niepewności wyznaczonych przekrojów czynnych σ_{meas} , σ_L oraz σ_{tot}	67

Podziękowania

Chciałbym serdecznie podziękować moim promotorom prof. dr hab. Andrzejowi Sandaczowi oraz dr inż. Danielowi Kikole za poświęcony mi czas oraz przekazaną wiedzę. Dziękuję również członkom współpracy COMPASS: Sergiejowi Gerasimowowi, Bakurowi Parsamyanowi, Philippowi Jörgowi, Bohdanowi Mariańskiemu, Witoldowi Augustyniakowi oraz Pawłowi Sznajderowi za pomoc merytoryczną i udostępnienie materiałów niezbędnych do napisania tej pracy.

Serdecznie dziękuję Annie Wojtkowskiej oraz moim Rodzicom za wsparcie podczas pisania tej pracy.

Acknowledgements

I would like to express my sincere thanks to the supervisors of this thesis, prof. dr hab. Andrzej Sandacz and dr inż. Daniel Kikoła, for the time they took to help me and the expertise they shared with me. I also thank the members of COMPASS colaboration: Sergei Gerasimov, Bakur Parsamyan, Philipp Jörg, Bohdan Mariański, Witold Augustyniak and Paweł Sznajder for their professional assistance and for providing me with the materials necessary to write this thesis.

Finally, I would like to express my cordial thanks to Anna Wojtkowska and my Parents for their support while I was writing this thesis.