



AGH

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Praca magisterska

Grzegorz Gach

kierunek studiów: fizyka techniczna

specjalność: fizyka jądrowa

Oszacowanie dokładności pomiaru kąta azymutalnego w dyfrakcyjnej produkcji pary dżetów w oddziaływaniu elektron-proton.

Opiekun: dr inż. Leszek Adamczyk

Kraków, wrzesień 2009

Oświadczam, świadomy(-a) odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę dyplomową wykonałem(-am) osobiście i samodzielnie i nie korzystałem(-am) ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

Kraków, 3 września 2009

**Tematyka pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej Grzegorza Gacha, studenta
V roku studiów kierunku fizyka techniczna, specjalności fizyka jądrowa.**

**Temat pracy magisterskiej: Oszacowanie dokładności pomiaru kąta azymutalnego
w dyfrakcyjnej produkcji pary dżetów w oddziaływaniu elektron-proton.**

Opiekun pracy: dr inż. Leszek Adamczyk

Recenzenci pracy:

Miejsce praktyki dyplomowej: WFiIS AGH, Kraków

Program pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej

1. Omówienie realizacji pracy magisterskiej z opiekunem.
2. Zebranie i opracowanie literatury dotyczącej tematu pracy.
3. Zapoznanie się ze środowiskiem analizy danych ROOT.
4. Przygotowanie oprogramowania do analizy danych oraz symulacji Monte Carlo.
5. Zebranie i opracowanie wyników obliczeń.
6. Analiza wyników obliczeń numerycznych, ich omówienie i zatwierdzenie przez opiekuna.
7. Opracowanie redakcyjne pracy.

Termin oddania w dziekanacie: 3 września 2009.

.....
(podpis kierownika katedry)

.....
(podpis opiekuna)

Merytoryczna ocena pracy przez opiekuna:

Końcowa ocena pracy przez opiekuna:

Data:

Podpis:

Merytoryczna ocena pracy przez recenzenta:

Końcowa ocena pracy przez recenzenta:

Data:

Podpis:

Skala ocen: (6.0 – celująca), 5.0 – bardzo dobra, 4.5 – plus dobra, 4.0 – dobra, 3.5 – plus dostateczna, 3.0 – dostateczna, 2.0 – niedostateczna

Pragnę serdecznie podziękować wszystkim, którzy pomogli mi w pisaniu tej pracy magisterskiej szczególnie mojemu opiekunowi dr inż. Leszkowi Adamczykowi.

Spis treści

Rozdział 1. Wstęp teoretyczny	1
1.1. Model Standardowy	1
1.2. Dyfrakcja w oddziaływaniach silnych	3
1.3. Rozpraszanie elektron-proton	4
1.4. Dyfrakcyjne oddziaływanie elektron-proton	5
1.4.1. Model BEKW	6
1.4.2. Model wysycenia	7
1.4.3. Model Bartels i innych	8
Rozdział 2. Układ pomiarowy	10
2.1. HERA	10
2.2. Detektor ZEUS	13
Rozdział 3. Symulacje Monte Carlo oraz metody rekonstrukcji przypadków	17
3.1. Generator Monte Carlo	17
3.2. Symulacja detektora ZEUS	18
3.3. Rekonstrukcja przypadków	18
3.3.1. Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych	18
3.3.2. Rekonstrukcja pozostałych zmiennych kinematycznych	24
3.4. DURHAM - algorytm znajdowania dżetów	24
Rozdział 4. Analiza danych doświadczalnych	31
4.1. Kryteria selekcji zdarzeń	31
4.2. Efekty detektorowe	38
4.3. Optymalizacja wyznaczenia rozkładu kąta azymutalnego.	40
4.4. Wnioski	45
Bibliografia	46

Rozdział 1

Wstęp teoretyczny

1.1. Model Standardowy

Model Standardowy [1, 2] to teoria stworzona w latach siedemdziesiątych XX wieku. Opisuje on podstawowe elementy materii oraz oddziaływania między nimi. Model Standardowy zbudowany jest na bazie kwantowej teorii pola. Zakłada on istnienie 12 fermionów, z których zbudowana jest cała materia oraz 6 bozonów, czyli cząstek pośredniczących w oddziaływaniach.

Fermiony to cząstki o spinie $J = \frac{1}{2}$. Ich nazwa pochodzi od nazwy statystyki (Fermiego-Diraca), której podlegają. Z kwantowej teorii pola wynika, że każdej takiej cząstce musi odpowiadać antycząstka. Wyjaśnia to istnienie antymaterii. Fermiony można podzielić na dwie grupy (kwarki i leptony), co zostało przedstawione w tab. 1.1. Tabela ta grupuje fermiony oraz podaje ich ładunek elektryczny wyrażony w ładunkach elementarnych.

Kwarki to cząstki posiadające ładunki odpowiedzialne za wszystkie znane oddziaływania podstawowe. Większość materii zbudowana jest z kwarków pierwszego pokolenia. Są to dwa najlżejsze kwarki: górny (u) i dolny (d). Tworzą one protony (uud) i neutrony (udd). Kwarki z kolejnych pokoleń: powabny (c), dziwny (s), piękny (b) i prawdziwy (t), są cięższe i niestabilne. Cząstki zawierające te kwarki ulegają rozpadowi.

Leptony w odróżnieniu od kwarków nie posiadają ładunku kolorowego. Można je podzielić na trzy pokolenia. Każde pokolenie składa się z leptonu o ujemnym ładunku elektrycznym oraz odpowiadającego mu neutrino (ν), które jest obojętne elektrycznie. Najlżejsze pokolenie to elektron (e^-) i neutrino elektronowe (ν_e). Kolejne pokolenia, to „kopie” pierwszego o zwiększonej masie. Zaliczające się do nich naładowane elektrycznie leptony, czyli mion (μ) i taon (τ), są niestabilne. Minimalna wersja modelu standardowego zakłada, że neutrino nie mają masy. Z przeprowadzonych dotychczas badań wynika, że neutrino jednak mają niezerową masę.

Tabela 1.1: Fermiony

Typ	Cząstka			Q [e^-]
kwarki	u	c	t	2/3
	d	s	b	-1/3
leptony	e^-	μ^-	τ^-	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabela 1.2: Bozony

Oddziaływanie	Ładunek	Cząstka
silne	kolorowy	gluon (G)
elektromagnetyczne	elektryczny	foton (γ)
słabe	zapach	W^\pm, Z^0

Godnym zauważenia jest fakt, że ładunek elektryczny wszystkich leptonów wynosi: $Q_l = 3 \times -1 = -3$. Obliczając ładunek elektryczny kwarków, należy wziąć pod uwagę trzy możliwe wartości ładunku kolorowego. Uzyskany w ten sposób ładunek dla kwarków: u, c, t wynosi: $Q_{q1} = 3 \times 3 \times \frac{2}{3} = 6$, a dla kwarków d, s, b: $Q_{q2} = 3 \times 3 \times -\frac{1}{3} = -3$. Sumaryczny ładunek elektryczny fermionów wynosi: $Q = Q_l + Q_{q1} + Q_{q2} = 0$. Jest to cecha zapewniająca, że kwantowa teoria pola Modelu Standardowego jest renormalizowalna. Oznacza to, że po wprowadzeniu skończonej liczby parametrów, amplitudy procesów fizycznych są nierozbieżne niezależnie od rzędu oraz energii dla jakich wykonywane są obliczenia. Obojętność elektryczna wszystkich fermionów jest również charakterystyczna dla teorii unifikujących oddziaływania: silne, elektromagnetyczne i słabe.

Bozony to cząstki pośredniczące w oddziaływaniach. Podlegają one statystyce Bosego-Einsteina. Spin tych cząstek jest całkowity. Jak dotąd zaobserwowano tylko bozony o spinie $J = 1$. Nazwy bozonów oraz oddziaływania jakim odpowiadają przedstawione są w tab. 1.2. W tabeli tej nie umieszczono dwóch bozonów, ponieważ nie zostały one jeszcze zaobserwowane. Pierwszy z nich to bozon Higgsa ($J = 0$), który jest odpowiedzialny za nadanie cząstkom masy. Drugi to grawiton ($J = 2$), który pośredniczy w oddziaływaniu grawitacyjnym. W przypadku grawitonu problem też stanowi fakt, że dodanie grawitacji do Modelu Standardowego czyni go teorią nierenormalizowalną.

Gluon (g) pośredniczy w oddziaływaniach silnych. Posiada on, podobnie jak kwark, ładunek kolorowy. Istnieją trzy podstawowe rodzaje ładunku kolorowego: czerwony, zielony i niebieski oraz odpowiadające im trzy antykolory. Każdy gluon posiada kolor i antykolor. Istnieje 8 różnych odmian gluonów.

Hadrony, cząstki oddziałujące silnie, nie posiadają ładunku kolorowego. Oznacza to, że ładunek kolorowy kwarków tworzących hadrony musi się znosić. Zatem hadrony mogą się składać z pary kwark-antykwarok o przeciwnych kolorach (mezony) lub trzech kwarków o różnych kolorach (bariony). Stan złożony ze wszystkich kolorów jest kolorowo obojętny. Teoria dopuszcza także istnienie cząstek o większej liczbie kwarków np. trzy kwarki o różnych kolorach i para kwark-antykwarok o przeciwnych kolorach (pentakwarok).

Chromodynamika kwantowa (QCD) przewiduje następującą postać potencjału oddziaływań silnych pomiędzy dwoma kwarkami:

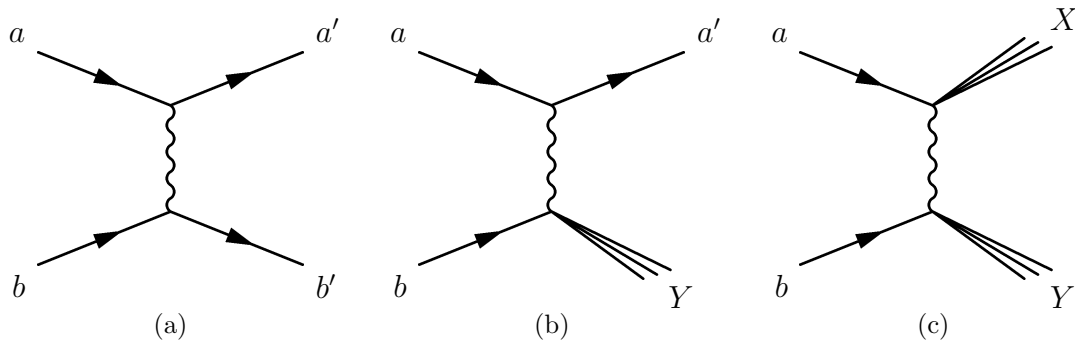
$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.1)$$

gdzie α_s jest stałą sprzężenia, k stałą w przybliżeniu równą $0,85 \text{ GeV fm}^{-1}$, a r odległością pomiędzy kwarkami. Istnienie członu liniowo zależnego od odległości oznacza silny wzrost energii układu wraz ze wzrostem odległości pomiędzy kwarkami. W pewnym momencie energia jest tak duża, że bardziej korzystne energetycznie jest stworzenie nowej pary $q\bar{q}$. Tłumaczy to niemożność obserwacji swobodnych, pojedynczych kwarków.

Foton (γ) pośredniczy w oddziaływaniach elektromagnetycznych. Skojarzony jest on z ładunkiem elektrycznym. Oddziaływanie elektromagnetyczne odpowiedzialne jest za większość zjawisk w fizyce atomowej oraz siły międzycząsteczkowe.

Słabe oddziaływania są przenoszone przez trzy bozony pośredniczące. Oddziaływania te mogą powodować zmianę liczby kwantowej zapachu. Liczba ta odróżnia od siebie różne kwarki i leptony. Dzięki możliwości jej zmiany ciężkie kwarki i leptony rozpadają się na lżejsze, aż do osiągnięcia cząstek stabilnych: u, d, e. Najbardziej rozpoznawalnymi przykładami słabego oddziaływania są rozpady β . W tych rozpadach biorą udział bozony naładowane W^\pm . Neutralny elektrycznie bozon Z^0 nie zmienia zapachu. Pośredniczy on w rozpraszaniu fermionów na fermionach.

Omówiona powyżej minimalna wersja Modelu Standardowego ma poważne ograniczenia. Na przykład nie uzasadnia kwantyzacji ładunku elektrycznego. Jednym z najpoważniejszych jej



Rysunek 1.1: Procesy dyfrakcyjne w oddziaływaniu hadron-hadron: (a) elastyczne rozpraszanie $a + b \rightarrow a' + b'$, (b) dysocjacja jednego z hadronów $a + b \rightarrow a' + Y$, (c) dysocjacja obu hadronów $a + b \rightarrow X + Y$

problemów jest wspomniana już wcześniej, niemożność dołączenia oddziaływań grawitacyjnych. Również doświadczalnie zostały wykazane jej ograniczenia np. założenie o tym, że neutrina nie mają masy spoczynkowej. Nie najlepiej radzi sobie również w kosmologii, gdzie nie potrafi poprawnie wyjaśnić asymetrii między materią i antymaterią. Pomimo tak wielu niedoskonałości, stanowi ona w wielu sytuacjach efektywną teorię. Przewiduje się, że stanie się ona integralną częścią „nowej fizyki”, która rozszerzy jej zastosowanie.

1.2. Dyfrakcja w oddziaływaniach silnych

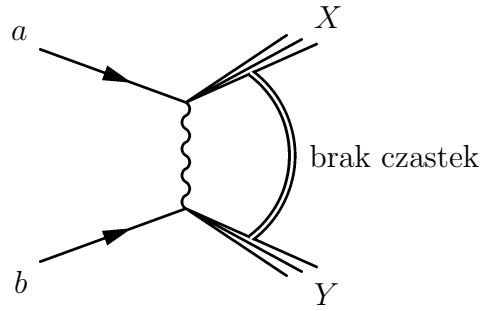
Wszystkie procesy dyfrakcyjne można podzielić na trzy klasy przedstawione na rys. 1.1. Dyfrakcją [3] w fizyce cząstek elementarnych początkowo nazywane były procesy, w których dochodziło do elastycznego rozpraszania hadronów na hadronach pod małymi kątami (rys. 1.1(a)). Nazwy tej użyto z uwagi na podobieństwo rozkładów kątowych rozproszonych cząstek do obrazu uzyskiwanego przy zjawisku dyfrakcji w optyce. Oddziaływania podczas których jeden z hadronów dysocjuje w stan o wyższej masie, nazywane są dysocjacją dyfrakcyjną lub dyfrakcją nieelastyczną. W takich procesach liczby kwantowe stanów końcowych (X i Y) są odpowiednio takie same jak cząstek padających (a i b).

W doświadczeniu często nie wszystkie cząstki stanu końcowego są zidentyfikowane. Stwierdzenie czy liczby kwantowe stanów końcowych (X i Y) są takie same jak początkowych (a i b) jest zatem niemożliwe. Dlatego w eksperymentach używana jest inna definicja dyfrakcji. Za dyfrakcyjne uznaje się wszystkie procesy dla których obserwowana jest duża przerwa (brak cząstek) w przestrzeni rapidity [4], co schematycznie pokazane jest na rys. 1.2. Wielkość rapidity zdefiniowana jest jako¹:

$$y_r \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (1.2)$$

gdzie E jest energią cząstki, a p_L jej pędem podłużnym. Różnica rapidity pomiędzy dwoma cząstkami jest niezmiennicza względem transformacji Lorentza wzdłuż osi definiującej kierunek

¹ W celu rozróżnienia nieelastyczności (rozd. 1.3) i rapidity, które to zwykle oznacza się przez y , w tej pracy rapidity oznaczane jest przez y_r .



Rysunek 1.2: Przerwa w rozkładzie przestrzennym cząstek w procesie dyfrakcyjnym.

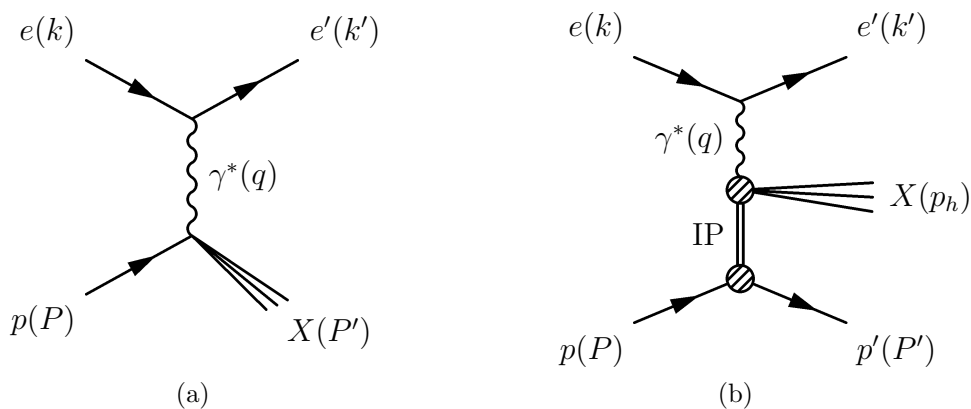
podłużny. Dla dużych energii cząstek można tę wielkość przybliżyć pseudorapidity, która jawnie zależy od kąta biegunowego θ :

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \right) = - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.3)$$

Stany końcowe będą miały takie same liczby kwantowe jak stany początkowe gdy w oddziaływaniu będzie pośredniczył pomeron, czyli obiekt o liczbach kwantowych próżni. Taki obiekt nie posiada żadnego ładunku, więc poddany przyspieszeniu nie emituje żadnych cząstek, co powoduje powstanie pustego obszaru w przestrzeni rapidity. W chromodynamice kwantowej pomeronem mogą być bezbarwne układy złożone z kwarków lub gluonów. Należy jednak pamiętać, że wymiana w oddziaływaniu cząstki naładowanej również może powodować powstanie przerwy w rozkładzie rapidity z małym, ale niezerowym prawdopodobieństwem. Zatem taka definicja eksperymentalna nie jest równoważna teoretycznej.

1.3. Rozpraszanie elektron-proton

Kinematyka rozpraszania elektron-proton przedstawiona jest schematycznie na rys. 1.3(a). Elektron niosący czteropęd (\mathbf{k}) oddziałuje z protonem o czteropędzie (\mathbf{P}). Produktami tego oddziaływania są: rozproszony elektron (\mathbf{k}'), oraz stan hadronowy o czteropędzie (\mathbf{P}'). W przybliżeniu wymiany jednofotonowej w oddziaływaniu pośredniczy wirtualny foton o czteropędzie (\mathbf{q}). Zatem rozpraszanie elektron-proton może być rozważane jako proces dwuetapowy.



Rysunek 1.3: Schemat oddziaływania elektron-proton (a) oraz jego wersji dyfrakcyjnej (b).

Najpierw elektron emituje wirtualny foton o czteropędzie $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, a następnie foton ten oddziałuje z protonem.

Efektywna energia zderzenia W układu foton-proton dana jest wzorem:

$$W^2 \equiv (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 \quad (1.4)$$

Kwadrat masy fotonu wirtualnego (q^2) jest wielkością ujemną. Aby nie operować na wartościach ujemnych można wprowadzić zmienną Q^2 , która będzie liczbą przeciwną do kwadratu masy fotonu. Wielkość ta jednocześnie definiuje kwadrat przekazanego przez elektron czteropędu:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \quad (1.5)$$

Do opisu kinematyki zderzenia foton-proton stosuje się również zmienną Bjorkena x . Zakładając, że w oddziaływaniu z fotonem bierze udział pojedynczy parton z protonu, jest ona równa ułankowi pędu protonu unoszonego przez ten parton:

$$x \equiv \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \quad (1.6)$$

Nieelastycznością nazywa się część pędu elektronu unoszoną przez wirtualny foton:

$$y \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{E_e - E'_e}{E_e} \quad (1.7)$$

gdzie E_e i E'_e to energie elektronu odpowiednio przed i po oddziaływaniu.

Przy opisie rozpraszania często używane są zmienne Mandelstama, które są niezmiennicze względem transformacji Lorentza. Zmienna s jest kwadratem efektywnej energii zderzenia elektron-proton, a więc w przypadku zderzeń w akceleratorze staje się ona parametrem stałym dla każdego zderzenia (oprócz przypadków w których elektron przed oddziaływaniem emituje foton radiacyjny):

$$s \equiv (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 \quad (1.8)$$

1.4. Dyfrakcyjne oddziaływanie elektron-proton

Jak pokazano w poprzednim rozdziale oddziaływanie elektronu z protonem można interpretować jako oddziaływanie wirtualnego fotonu z protonem. Zatem dyfrakcyjne oddziaływanie elektron-proton interpretowane jest jako dyfrakcyjne rozpraszanie wirtualnego fotonu na protonie. Schemat takiego oddziaływania pokazany jest na rys. 1.3(b).

W rozpraszaniu dyfrakcyjnym, wirtualny foton oddziałuje z protonem poprzez wymianę pomeronu. Kwadrat czteropędu pomeronu używany jest do opisu tego oddziaływania:

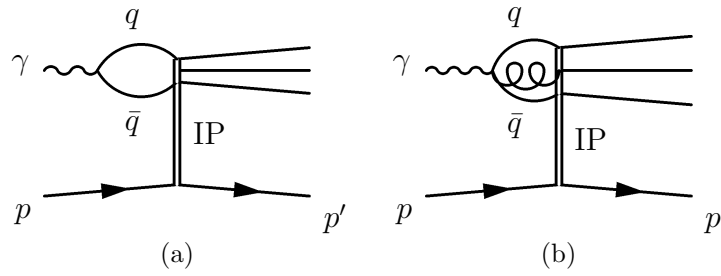
$$t \equiv (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 \quad (1.9)$$

W stanie końcowym obserwowane są: rozproszony proton oraz odseparowany od niego w przestrzeni rapidity stan hadronowy w który dysocjuje wirtualny foton. Masa tego stanu hadronowego jest równa efektywnej energii M układu foton-pomeron:

$$M^2 = (\mathbf{P} - \mathbf{P}' + \mathbf{q})^2 \quad (1.10)$$

Poprzez analogię do oddziaływania foton-proton można zdefiniować odpowiednik zmiennej Bjorkena w oddziaływaniu foton-pomeron β :

$$\beta \equiv \frac{Q^2}{2\mathbf{q} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{P}')} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + M^2} \quad (1.11)$$



Rysunek 1.4: Dyfrakcyjne oddziaływanie $\gamma^* - p$ w którym foton przed oddziaływaniem z protonem fluktuuje w parę kwark-antykwar (a) lub w stan kwark-antykwar-gluon (b).

Zakładając, że foton oddziałuje z pojedynczym partonem z pomeronu, β jest ułamkiem pędu pomeronu unoszonym przez ten parton. Ze zmiennych x i β można utworzyć zmienną:

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{x}{\beta} = \frac{\mathbf{q} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{P}')}{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}} \quad (1.12)$$

która interpretowana jest jako ułamek pędu protonu unoszony przez pomeron.

Analizując kinematykę oddziaływania dyfrakcyjnego można uzasadnić powstawanie pustego obszaru w przestrzeni rapidity. Oddziaływanie dyfrakcyjne charakteryzuje się małymi wartościami $x_{\mathbb{P}}$. Rapidity protonu, w układzie środka masy $\gamma^* p$ oraz osią Z zwróconą zgodnie z wiązką protonów, wynosi: $y_p = \ln(P_+/m_p)$, gdzie $P_+ = P_0 + P_3$. Rapidity rozproszonego protonu prawie się nie zmienia. Maksymalna wartość rapidity jaką mogą uzyskać powstałe hadrony, to rapidity najbliższego z hadronów - pionu: $y_{max} = \ln((x_{\mathbb{P}} - x) P_+/m_\pi)$. Powstaje w ten sposób pusty obszar o wielkości:

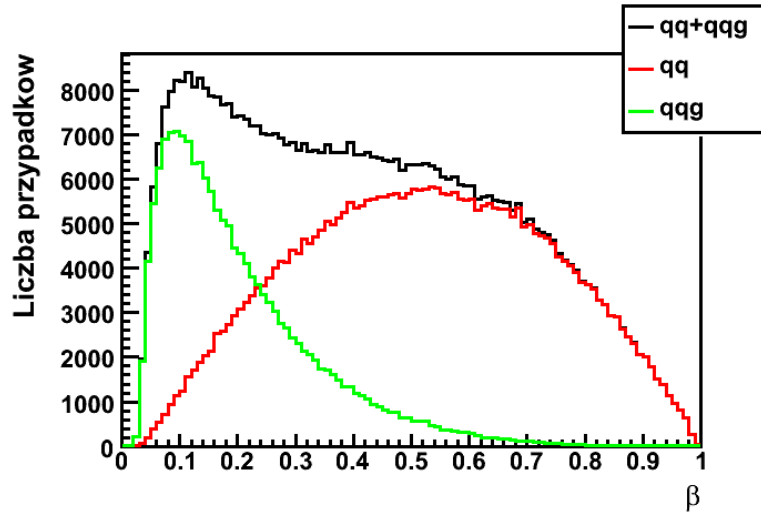
$$\Delta y_r = \ln \frac{m_\pi}{(x_{\mathbb{P}} - x) m_p} = \ln \frac{m_\pi}{x_{\mathbb{P}} (1 - \beta) m_p} \quad (1.13)$$

Zakładając, na przykład, że $x_{\mathbb{P}} \leq 0,01$ minimalna przerwa w rapidity oszacowana w ten sposób będzie dla $\beta = 0$ i będzie ona wynosić $\Delta y_r = 2,7$. Zatem w oddziaływaniu dyfrakcyjnym foton-proton przerwa w rozkładzie rapidity między rozproszonym protonem a stnem hadronowym w który dysocjuje foton ma wartość przynajmniej 2,7.

1.4.1. Model BEKW

Dyfrakcja w fizyce cząstek elementarnych jest procesem charakterystycznym dla oddziaływań pomiędzy hadronami. Aby stworzyć model dyfrakcyjnego oddziaływania fotonu z protonem należało zinterpretować foton jako cząstkę oddziałującą silnie, czyli złożoną z kwarków i gluonów. Sytuacja taka jest dopuszczalna na mocy zasady nieoznaczoności. Wirtualny foton przed oddziaływaniem z protonem może fluktuować w stan kwarkowo-gluonowy. Najprostszym takim stanem jest para kwark-antykwar (rys. 1.4(a)), a kolejnym układ kwark-antykwar-gluon (rys. 1.4(b)). Jednym z modeli opisujących dyfrakcyjne oddziaływanie fotonu z protonem jest model BEKW [5].

Nazwa tego modelu pochodzi od nazwisk jego twórców: J. Bartels, J. Ellis, H. Kowalski, M. Wüsthoff. W modelu tym największy wkład do przekroju czynnego ma oddziaływanie pomiędzy protonem a układami $q\bar{q}$ powstałymi z podłużnie (L) i poprzecznie (T) spolaryzowanych fotonów oraz układ $q\bar{q}g$ z poprzecznie spolaryzowanych fotonów. Dla każdego z tych procesów przekroje czynne zależą od tzw. funkcji struktury.



Rysunek 1.5: Rozkład zmiennej β w symulacji Monte Carlo, opartej na modelu BEKW, w zakresie kinematycznym $Q^2 > 20$ GeV i $x_{\text{IP}} < 0,01$. Czerwoną linią oznaczony jest rozkład zmiennej β dla przypadków w których powstaje układ $q\bar{q}$, zieloną - $q\bar{q}g$, a czarną dla wszystkich przypadków.

Model ten przewiduje następujące postacie funkcji struktury:

$$F_{q\bar{q}}^T = \beta(1-\beta) \left(\frac{x_0}{x_{\text{IP}}} \right)^{n_T(Q^2)} \quad (1.14)$$

$$F_{q\bar{q}}^L = \beta^3(1-2\beta)^2 \frac{Q_0^2}{Q^2} \left[\ln \left(\frac{7}{4} + \frac{Q^2}{4\beta Q_0^2} \right) \right]^2 \left(\frac{x_0}{x_{\text{IP}}} \right)^{n_L(Q^2)} \quad (1.15)$$

$$F_{q\bar{q}g}^T = (1-\beta)^\gamma \ln \left(1 + \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \left(\frac{x_0}{x_{\text{IP}}} \right)^{n_T(Q^2)} \quad (1.16)$$

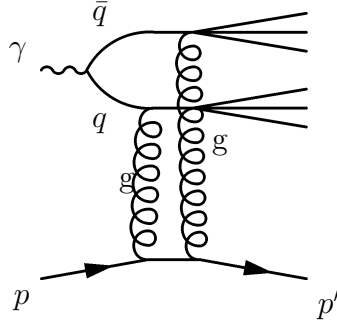
$$n_{T,L}(Q^2) = 0,1 + n_{T,L}^0 \ln \left[1 + \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right] \quad (1.17)$$

Wartości parametrów x_0 , $n_{T,L}^0$, Q_0^2 , γ oraz normalizacje dopasowano do danych doświadczalnych. Z funkcji struktur (1.14) - (1.17), wynika że dla małych wartości zmiennej β ($\beta < 0,3$), proton oddziałuje głównie z układem $q\bar{q}g$. Wraz ze wzrostem wartości zmiennej β rośnie znaczenie układu $q\bar{q}$ powstałego z poprzecznie spolaryzowanego fotonu. Dla dużych wartości tej zmiennej ($\beta > 0,8$), najbardziej znaczący jest wkład od układu $q\bar{q}$ powstałego z podłużnie spolaryzowanego fotonu.

Rozkład zmiennej β przewidywany przez model BEKW w zakresie kinematycznym $Q^2 > 20$ GeV i $x_{\text{IP}} < 0,01$ przedstawiony jest na rys. 1.5.

1.4.2. Model wysycenia

Ekstrapolacja wyników uzyskanych z modelu BEKW, powoduje silny wzrost wartości funkcji rozkładu dla małych wartości x_{IP} , a zatem i x . Model wysycenia, stworzony przez fizyków Golec-Biernat i Wüsthoff [6], zakłada, że dla małych wartości x gęstość partonów w protonie jest tak duża, że dochodzi do rekombinacji. Zapobiega to dalszemu wzrostowi przekroju czynnego.



Rysunek 1.6: Dyfrakcyjne oddziaływanie pary kwark-antykwar z protonem modelowane poprzez wymianę pomeronu postaci gg .

Przy matematycznym opisie tego zjawiska założono następującą postać przekroju czynnego na oddziaływanie pary $q\bar{q}$ z protonem:

$$\hat{\sigma}(x, r^2) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4R_0^2(x)}\right) \right] \quad (1.18)$$

Ten przekrój czynny zależy od separacji pary kwark-antykwar r . Średnia wartość tego parametru wynosi: $2R_0$. Występujące we wzorze (1.18) $R_0(x)$ to promień wysycenia, który jest funkcją x :

$$R_0(x) = \frac{1}{Q_0} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{\lambda/2} \quad (1.19)$$

gdzie: $Q_0 = 1 \text{ GeV}$. Pozostałe wielkości występujące we wzorach (1.18) i (1.19) (σ_0, x_0, λ), wyznaczone są na podstawie danych doświadczalnych. Użyta w modelu postać $R_0(x)$ zapewnia wysycenie dla małych x i zdążanie przekroju czynnego do stałej wartości: $\lim_{x \rightarrow 0} \sigma(x, r^2) = \sigma_0$.

1.4.3. Model Bartels i innych

Model ten opisuje oddziaływania, których produktem są dżety, czyli skolimowane strumienie hadronów, o dużym pędzie poprzecznym (k_t). Zakłada on, że w oddziaływaniu pomiędzy parą $q\bar{q}$ a protonem pośredniczy pomeron reprezentowany przez najprostszzy z układów o liczbie kwantowej próżni czyli parę gluonów (rys. 1.6). Obliczenia wykonywane są przy pomocy rachunku zaburzeń zastosowanego w chromodynamice kwantowej.

Przekrój czynny, obliczony przy pomocy tego modelu w układzie środka masy foton-pomeron, wyraża się wzorem [7]:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_D^{ep}}{dydQ^2 M^2 dk_T^2 d\phi dt|_{t=0}} &= \frac{\alpha_{em}}{yQ^2\pi} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{2} \frac{d\sigma_{D,T}^{\gamma^*p}}{dM^2 dk_t^2 dt|_{t=0}} \right. \\ &\quad - 2(1-y) \frac{\frac{k_T^2}{M^2}}{1 - 2\frac{k_T^2}{M^2}} \cos(2\phi) \frac{d\sigma_{D,T}^{\gamma^*p}}{dM^2 dk_T^2 dt|_{t=0}} \\ &\quad + (2-y) \sqrt{(1-y)} \cos(\phi) \frac{d\sigma_{D,I}^{\gamma^*p}}{dM^2 dk_T^2 dt|_{t=0}} \\ &\quad \left. + (1-y) \frac{d\sigma_{D,L}^{\gamma^*p}}{dM^2 dk_T^2 dt|_{t=0}} \right] \quad (1.20) \end{aligned}$$

gdzie: T, L i I oznaczają odpowiednio wkłady od poprzecznie i podłużnie spolaryzowanych fotonów oraz człon interferencyjny a ϕ jest kątem azymutalnym partonu liczonym od płaszczyzny

rozpraszania. Płaszczyznę tę wyznacza kierunek układu foton-pomeron oraz pęd rozproszonego elektronu. Wraz ze wzrostem pędu poprzecznego dżetów maleje przekrój czynny.

Największy wkład do przekroju czynnego mają wyrazy związane z dyfrakcją przy udziale poprzecznie spolaryzowanego wirtualnego fotonu. Nadają one wymianie dwugluonowej charakterystyczny rozkład kąta azymutalnego:

$$\sigma_D^{ep} \propto 1 - \alpha \cos(2\phi) \quad (1.21)$$

$$\alpha = \frac{4(1-y) \frac{k_T^2}{M^2}}{\left(1 + (1-y)^2\right) \left(1 - 2 \frac{k_T^2}{M^2}\right)} \quad (1.22)$$

W przypadku pomeronu reprezentowanego przez parę gluonów spodziewane wartości parametru α umieszczone są w tab. 1.3. Wartości te zostały obliczone na podstawie danych Monte Carlo wygenerowanych przy użyciu modelu BEKW. Wraz ze wzrostem pędu poprzecznego dżetów coraz lepiej uwidacznia się struktura rozkładu kąta azymutalnego. Struktura ta powstaje, ponieważ, w układzie środka masy foton-pomeron, preferowane jest prostopadłe ustawienie partonów z układu $q\bar{q}$ w stosunku do płaszczyzny rozpraszania.

Inne modele pomeronu przewidują inne rozkłady kątowe. Zatem pomiar rozkładu kąta azymutalnego partonów daje możliwość przetestowania różnych modeli pomeronu.

Tematem tej pracy jest rozstrzygnięcie jakie warunki pomiaru kąta azymutalnego są optymalne i zbadanie z jaką dokładnością można wyznaczyć parametr α . Dzięki tej analizie możliwe będzie stwierdzenie czy obecne dane i stosowane algorytmy pozwalają potwierdzić lub odrzucić pewne modele pomeronu.

Tabela 1.3: Średnie wartości parametru α (1.22) dla pomeronu reprezentowanego przez parę gluonów.

zakres k_t	\bar{y}	$\overline{\frac{k_T^2}{M^2}}$	$\bar{\alpha}$
$k_t > 1$ [GeV]	0,27	0,097	0,19
$k_t > 2$ [GeV]	0,28	0,15	0,29
$k_t > 3$ [GeV]	0,3	0,17	0,32

Rozdział 2

Układ pomiarowy

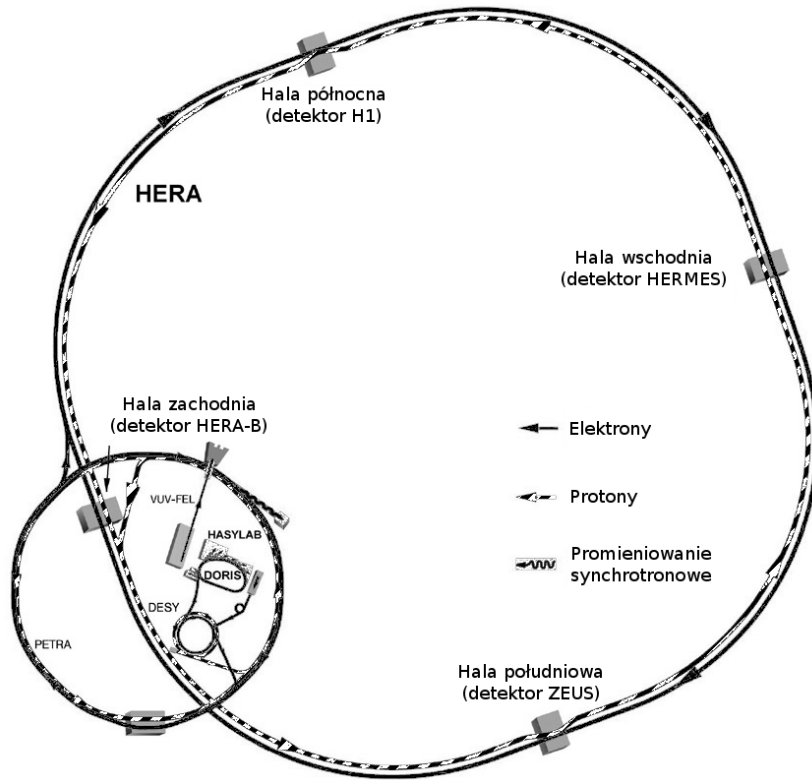
DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) [8] jest międzynarodowym ośrodkiem badawczym znajdującym się w Niemczech w Hamburgu. Został on założony w 1959 roku. Prowadzone są tam badania: nad technologią wykorzystywaną w akceleratorach cząstek, z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego oraz z zakresu cząstek elementarnych. Jednym z akceleratorów zbudowanych i działających w tym ośrodku było urządzenie o nazwie HERA.

2.1. HERA

Hadron-Elektronen Ring Anlage w skrócie *HERA* [9] był największym akceleratorem w DESY. Działał w latach 1992-2007. Umożliwiał zderzanie leptonów (elektronów albo pozytonów) z protonami. Do zderzeń wykorzystywano 27,5 GeV leptony oraz 820 GeV protony. W 1998 roku zwiększono energię protonów do 920 GeV co dało energię w układzie środka masy $\sqrt{s} = 318$ GeV. Analiza takich zderzeń pozwala badać strukturę protonu oraz oddziaływań podstawowych. Przy akceleratorze były zamontowane cztery detektory (schemat przedstawiony jest na rys. 2.1). Pierwsze dwa, to jest H1 i ZEUS, zostały uruchomione razem z akceleratorem w 1992 roku i rejestrowały zderzenia protonów z elektronami. Ich głównym zadaniem było badanie struktury protonu. W 1995 roku uruchomiony został detektor HERMES, który korzystał tylko z wiązki elektronów, która po spolaryzowaniu zderzana była z tarczą spolaryzowanych protonów lub neutronów. Głównym celem badawczym detektora HERMES był pomiar struktury spinowej protonu i neutronu. W latach 1999 - 2003 eksperyment HERA-B korzystał z wiązki protonów, która padała na tarczę aluminiową lub miedzianą. Zderzenia proton-jądro wykorzystano do badania produkcji i rozpadów mezonów B (zawierających kwark b).

Prowadzenie badań z dwoma rodzajami cząstek jednocześnie wymagało budowy dwóch pierścieni: jednego dla leptonów i jednego dla protonów. Oba pierścienie umieszczone były pod ziemią, na głębokości 10 m - 25 m, w tunelu o długości 6336 m. Zamontowane były jeden na drugim - pierścień z elektronami na dole, a z protonami na górze. Do utrzymywania wysokoenergetycznych protonów na odpowiednim torze, potrzebne było pole magnetyczne o indukcji 4,7 T (w przypadku 820 GeV protonów). Pole to wytworzone było przy pomocy nadprzewodzących magnesów, które pracowały w temperaturze 4,4 K.

Cząstki rozpędzane były w kilku etapach. Przy użyciu akceleratora liniowego rozpędzono elektrony oraz jony (H^-) odpowiednio do 500 MeV i 50 MeV. Następnie elektrony wprowadzano do akceleratora DESY II gdzie uzyskiwały energię 7,5 GeV, a potem do PETRA II aby rozpędzić je do energii 12 GeV. Takie elektrony wprowadzano już do pierścienia akceleratora HERA. Natomiast jony (H^-) przechodząc przez cienką folię pozbawiane były elektronów i rozpędzane, przy użyciu pierścienia akumulacyjnego DESY III, do energii 7,5 GeV. Kolejny pierścień akumulacyjny PETRA rozpędzał je do energii 40 GeV. Tak uzyskane protony wprowadzane były do akceleratora HERA.



Rysunek 2.1: Plan akceleratora HERA.

Wiązki elektronów i protonów składają się z paczek. Każda wiązka mogła pomieścić 220 paczek oddalonych od siebie o 29 m (96 ns). Co najmniej 10 paczek pozostawiano pustych. W każdej paczce znajdowało się maksymalnie $N_e = 3 \cdot 10^{10}$ elektronów lub $N_p = 6 \cdot 10^{10}$ protonów. Gęstość cząstek w paczce miała rozkład normalny o dyspersji: $0,3\text{mm} \times 0,04\text{mm} \times 7,8\text{mm}$ i $0,32\text{mm} \times 0,1\text{mm} \times 150\text{mm}$ odpowiednio dla paczki elektronów i protonów.

Częstość reakcji w akceleratorze jest proporcjonalna do jego świetlności (L), gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest przekrój czynny (σ) na daną reakcję:

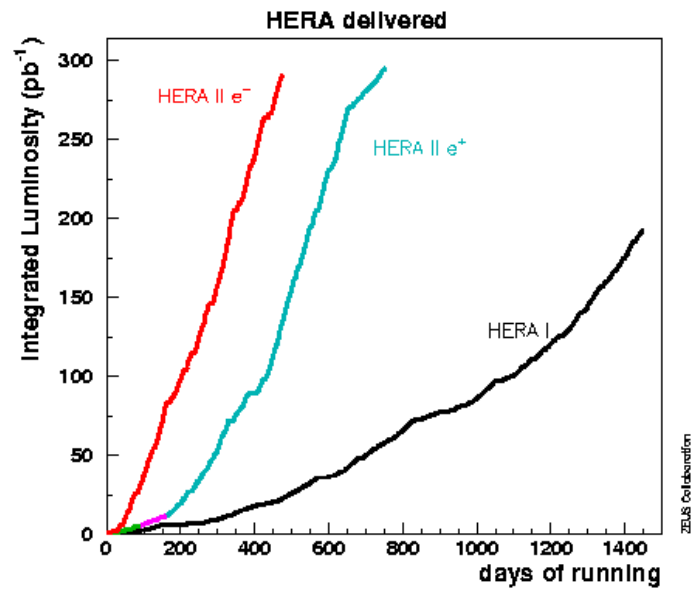
$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \quad (2.1)$$

Świetlność jest to wielkość wyrażana w $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a zdefiniowana jako:

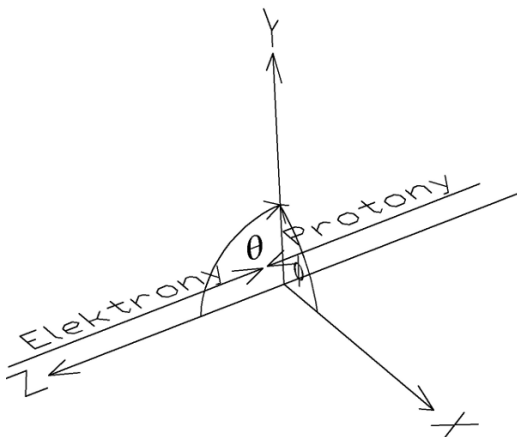
$$L = fn \frac{N_e N_p}{A} \quad (2.2)$$

gdzie f jest częstością obiegu, n liczbą paczek w wiązках, N_e i N_p liczbą cząstek w paczce, A polem przekroju przecinających się wiązek.

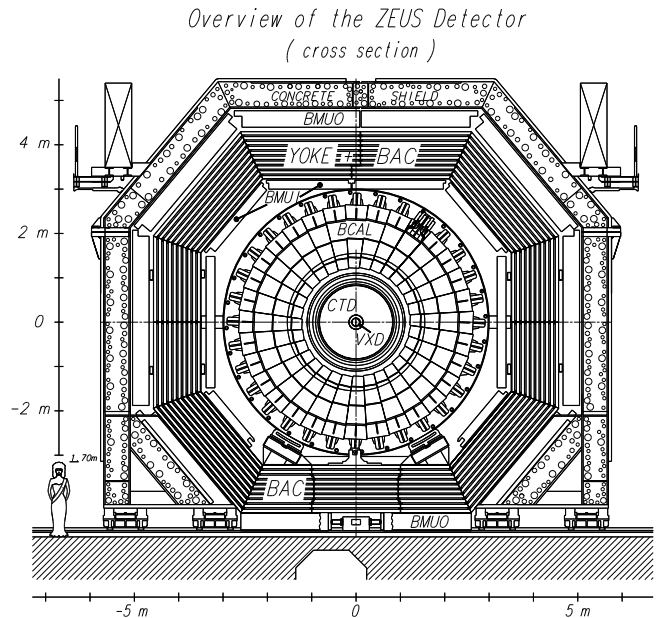
Wycalkowaną po czasie świetlność akceleratora HERA przedstawia rys. 2.2. Wykres oznaczony jako HERA I odpowiada okresowi zbierania danych od 1992 do 2000 roku. W latach 2000-2002 akcelerator został przebudowany co znacznie zwiększyło świetlność. Wykresy oznaczone jako HERA II odpowiadają drugiemu okresowi zbierania danych od 2002 roku do zamknięcia akceleratora w 2007 roku. Analiza przedstawiona w tej pracy obejmuje część danych zebranych w latach 1998-2000 o świetlności około 60 pb^{-1} . Opis detektora przedstawiony w następnym rozdziale odpowiada stanowi z lat 1998-2000. W latach 2000-2002 również detektor ZEUS uległ istotnym zmianom.



Rysunek 2.2: Wykres świetlności akceleratora HERA zamieszczony na stronie eksperymentu ZEUS: <http://www-zeus.desy.de/physics/lumi/plots/herasummary.html>. Przedstawia on całkowitą świetlność akceleratora (w pb^{-1}) w funkcji jego czasu pracy (w dniach). HERA I odpowiada okresowi zbierania danych od 1992 do 2000 roku, a HERA II od 2002 do 2007 roku. Z protonami w fazie HERA I zderzano pozytony, natomiast w fazie HERA II zderzano elektrony (e^-) oraz pozytony (e^+).



Rysunek 2.3: Układ współrzędnych używany w detektorze ZEUS.



Rysunek 2.4: Schemat detektora ZEUS w przekroju XY.

2.2. Detektor ZEUS

Detektor ZEUS [10, 11] znajdował się w południowej hali. Był to detektor ogólnego zastosowania. Rejestrował on zderzenia elektronów lub pozytonów z protonami. Z powodu znacznie większej energii protonów w porównaniu z elektronami układ środka masy porusza się w kierunku zgodnym z ruchem protonu. Optymalizacja detektora do pomiaru takich zderzeń wymaga jego asymetryczności, ponieważ większość cząstek będzie rejestrowana tylko w jednej jego części.

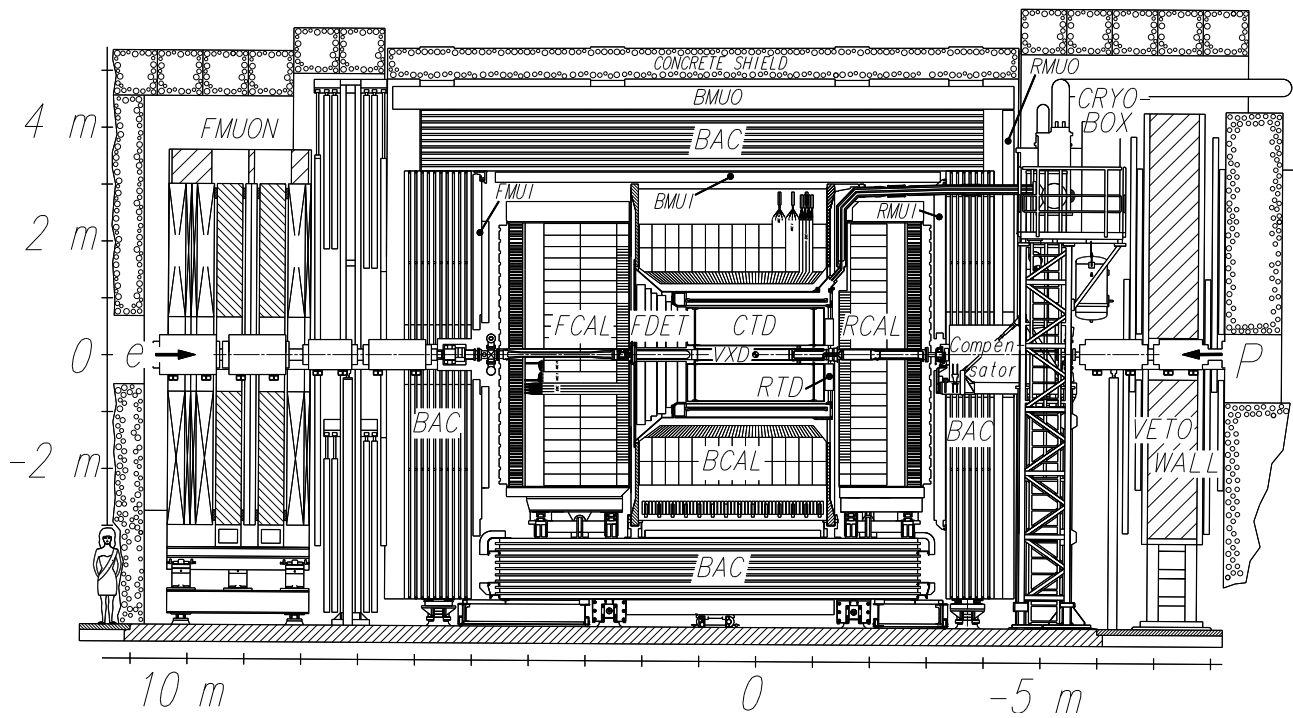
Do opisu przestrzennego reakcji oraz detektora wykorzystuje się prawoskrętny, ortogonalny układ współrzędnych. Jego początek znajduje się w punkcie przewidywanego oddziaływania elektron-proton. Oś Z jest równoległa do wiązki i skierowana zgodnie z pędem protonów w wiązce. Oś Y zwrócona jest w górę, a oś X poziomo do wnętrza akceleratora. Kąt biegunowy jest mierzony od osi Z, a kąt azymutalny od osi X. Opisany powyżej układ przedstawiony jest na rys. 2.3.

Schematy detektora przedstawiają rys. 2.4 i rys. 2.5. Jednym z najważniejszych elementów detektora ZEUS był kalorymetr uranowy (CAL). Pozwalał on na precyzyjne wyznaczenie energii i kierunku cząstek oraz ich strumieni. W celu zwiększenia dokładności pomiaru, zamontowano tylny kalorymetr (BAC). Mierzył on energie cząstek, które nie zostały zatrzymane w głównym kalorymetrze. Detektory śladowe (detektor wierzchołka (VXD), centralny (CTD), przedni (FTD) i tylny (RTD)) mierzyły tory cząstek naładowanych. Tory cząstek zakrzywiane były w polu magnetycznym równoległym do osi Z o indukcji 1,8 T, co pozwalało wyznaczyć pęd cząstek. Do identyfikacji i pomiaru toru mionów służył osobny detektor (MUON), który składał się z komór strumieniowych. Na końcu (od strony protonów) detektora ZEUS znajdowała się żelazna ściana z dwoma warstwami detektorów scyntylacyjnych (VETOWALL), które wykrywały tło powstałe w akceleratorze.

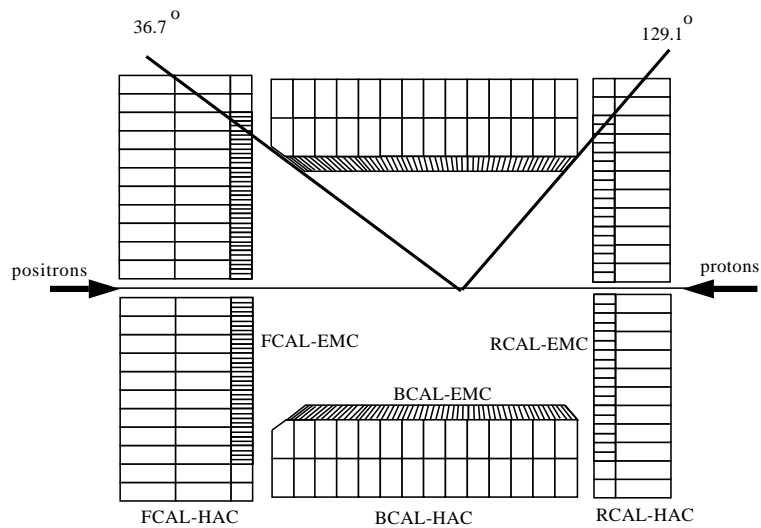
Kalorymetr uranowy (CAL)

Cały kalorymetr podzielony był na trzy części: przednią (FCAL), środkową (BCAL) oraz tylną (RCAL). Były one rozmieszczone tak, aby pokrywać 99,8% kąta bryłowego w przypadku przedniej części detektora i 99,5% w przypadku tylnej części (rys. 2.6).

Overview of the ZEUS Detector
(longitudinal cut)



Rysunek 2.5: Schemat detektora ZEUS w przekroju XZ.



Rysunek 2.6: Schemat kalorymetru.

Wszystkie trzy części składały się z kolumn podzielonych na dwie sekcje: elektromagnetyczną i hadronową. Rozmiary poprzeczne sekcji elektromagnetycznej zależały od kalorymetru. W przypadku przedniego kalorymetru wynosiły one $5\text{cm} \times 20\text{cm}$, tylnego $10\text{cm} \times 20\text{cm}$, a środkowego $5\text{cm} \times 24\text{cm}$. Za każdą sekcją elektromagnetyczną była hadronowa, o wymiarach poprzecznych $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ w przypadku przedniego i tylnego kalorymetru oraz $20\text{cm} \times 24\text{cm}$ w przypadku środkowego. Część elektromagnetyczna była gruba na około 25 radiacyjnych jednostek długości, natomiast grubość sekcji hadronowej wahała się od 1 do 6 średnich dróg swobodnych. W obu sekcjach używano kalorymetrów próbkujących. Jako warstwę aktywną wykorzystano scyntylator plastikowy. Grubości warstwy aktywnej (2,6 mm) i absorbenta (3,3 mm) dobrano tak, aby energia deponowana przez elektrony i hadrony była taka sama ($e/h = 1,00 \pm 0,02$). Sygnał odbierany był przez światłowody i przesyłany do fotopowielaczy. Absorbentem był zubożony uran, którego grubość odpowiadała jednostce długości radiacyjnej. Użycie zubożonego uranu pozwalało na osiągnięcie $e/h = 1$ przy zadowalającej rozdzielczości. W wyniku reakcji jądrowych padających hadronów z jądrami uranu uwalniana była energia, która w pewnym stopniu kompensowała energię straconą wewnątrz absorbenta. Naturalna promieniotwórczość stanowiła sygnał kalibracyjny. Absorbent osłonięty był folią stalową, aby zmniejszyć sygnał pochodzący od naturalnej promieniotwórczości uranu. Grubość stalowej folii wynosiła 0,2 mm dla części elektromagnetycznej i 0,4 mm w przypadku części hadronowej.

W 1998 roku, aby zwiększyć akceptancję kalorymetru, wewnątrz przedniego kalorymetru (FCAL) zamontowano Forward Plug Calorimeter (FPC). Pozwalał on rejestrować cząstki o pseudorapidity dochodzącym do 5, podczas gdy FCAL rejestrował cząstki o $\eta < 4$.

Budowa kalorymetru zapewniała, że 90% cząstek zdeponuje co najmniej 95% swojej energii. Odpowiedź układu uzyskiwano w ciągu 1 ns. Kalorymetr zapewniał dużą rozdzielczość przestrzenną, co pozwalało na identyfikację elektronów na podstawie kształtu wytworzonych przez nie kaskad. W przypadku kaskad zainicjowanych przez hadrony rozdzielczość kątowna wynosiła 10 mrad. Względna rozdzielczość energetyczna elektronów i hadronów wynosiła odpowiednio¹:

$$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{0,18}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 2\% \quad (2.3)$$

$$\frac{\sigma_h}{E} = \frac{0,35}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 1\% \quad (2.4)$$

Detektory śladowe

Centralnym detektorem śladowym (CTD) była komora drutowa. Druty pogrupowane były w 9 sekcji. Druty ustawiono tak, aby rozdzielczości kątowne: biegunowa i azymutalna były równe. Rozdzielczość ta mogła dochodzić do 200 mrad. Część aktywną komory wyznaczały promienie 18,2 cm - 79,4 cm. Rozciągała się ona na odcinku $-100\text{ cm} < z < 105\text{ cm}$. Przy wymaganiu sygnału z co najmniej 12 warstw drutów, dawało to pokrycie obszaru wyznaczonego przez kąt biegunowy $15^\circ < \theta < 165^\circ$.

Przedni detektor śladowy (FTD) składał się z trzech komór oddalonych od siebie o 21 cm. Zewnętrzne promienie komór zwiększały się wraz ze wzrostem odległości od oczekiwanego punktu oddziaływania elektron-proton. Detektor ten rejestrował cząstki o kącie biegunowym $7,5^\circ < \theta < 28^\circ$.

Większość cząstek powstałych w zderzeniu elektron-proton unoszona była do przodu, dlatego tylny detektor śladowy (RTD) wykorzystywany był głównie do pomiaru rozproszonego elektronu. Pokrywał on zakres kąta biegunowego $160^\circ < \theta < 170^\circ$.

¹ $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$

Monitor świetlności

Do pomiaru świetlności wykorzystywany jest proces emisji promieniowania hamowania przez elektrony w polu protonu $e+p \rightarrow e+p+\gamma$. Sygnał uznany jest za pochodzący z tego procesu, gdy zarejestrowane zostały w koincydencji: rozproszony elektron i foton. Obie cząstki emitowane są pod bardzo małymi kątami.

Detektory zamontowane były blisko pierścieni akceleratora. Głównym elementem detektora fotonów znajdującego się 107 metrów od punktu zderzeń był kalorymetr próbkujący (ołów-scyntylator) z zamontowanym w nim detektorem pozycji. Promieniowanie do detektora dostawało się przez okienko miedziano-berylowe. Następnie przechodziło przez filtr węglowy, który osłaniał detektor od promieniowania synchrotronowego. Detektor elektronów stanowił również kalorymetr próbkujący (ołów-scyntylator) umieszczony za okienkiem ze stali nierdzewnej i znajdujący się 35 metrów od punktu zderzeń.

Rozdział 3

Symulacje Monte Carlo oraz metody rekonstrukcji przypadków

Bezpośrednie porównanie przewidywań teoretycznych z danymi doświadczalnymi zazwyczaj jest trudne. Jednym z głównych problemów jest fakt, że teoria opisuje zjawiska podstawowe, a to co jest obserwowane to efekt działania bardzo wielu czynników. Uniemożliwia to w praktyce wykonanie obliczeń teoretycznych, które mogłyby zostać bezpośrednio zweryfikowane przez eksperyment. Dodatkowe problemy stwarza statystyczny charakter zjawisk kwantowych, który wymaga rozpatrzenia wszystkich możliwości i obliczenia wartości oczekiwanej.

Sposobem obejścia tych przeszkód jest wykonanie symulacji komputerowej. Dzięki generatorom liczb pseudolosowych, można odtworzyć cały proces krok po kroku wykorzystując obliczenia teoretyczne dla poszczególnych etapów zjawiska. Jest również możliwość dodania empirycznych zależności, jeżeli nie istnieje teoretyczny opis danego procesu. Symulacje takie najczęściej tworzone są w taki sposób, aby jak najwierniej odzwierciedlać badane zjawisko. W tym celu cały proces dzieli się na kilka etapów, tak jak dzieje się to w rzeczywistości. Najpierw generuje się czteropędy cząstek w stanie końcowym zgodnie z założonym modelem teoretycznym badanego procesu fizycznego. Następnym etapem jest symulacja oddziaływania powstałych cząstek z materią oraz odpowiedzi detektora. Tak uzyskane dane traktuje się już jak dane z prawdziwego doświadczenia i poddaje takiej samej analizie.

Symulacja może też dostarczyć dodatkowych informacji. Kiedy poprawność modelu zostanie potwierdzona, znacznie ułatwia ona szczegółową analizę zjawiska krok po kroku. Często jest też wykorzystywana przy projektowaniu detektorów, bądź optymalizacji układu pomiarowego do obserwacji danego procesu.

W tej pracy także wykorzystane są dane z symulacji komputerowej. Jako generator zdarzeń użyty został program RAPGAP [13] i zaimplementowany w nim model SATRAP [6]. Symulacja detektora została wykonana przy użyciu pakietu MOZART [11]. Wykorzystane dane z symulacji zawierają około miliona przypadków w których foton fluktuował w parę kwark-antykwarik oraz około półtora miliona przypadków w których foton fluktuował w stan kwark-antykwarik-gluon.

3.1. Generator Monte Carlo

RAPGAP [13, 14] jest generatorem Monte Carlo symulującym zderzenia elektronów z protonami. Na różnych etapach korzysta on z programów zewnętrznych wyspecjalizowanych w danych zadaniach. Podstawowy pakiet wykorzystywany przez ten generator to BASES [15]. Używany on jest do obliczania całek metodą Monte Carlo oraz pośrednio do generowania liczb losowych podlegających danemu rozkładowi.

Program RAPGAP umożliwia symulację wielorakich procesów rozpraszania elektronów na protonach z wykorzystaniem różnych modeli. Model SATRAP oparty jest na modelu BEKW oraz modelu wysycenia opisanych w rozdz. 1.4.

Podczas generowania przypadków symulowane są, z prawdopodobieństwem wynikającym z elektrodynamiki kwantowej, procesy radiacji fotonu przez elektron przed i po oddziaływaniu z protonem. Do tego celu wykorzystany jest program HERACLES [16].

W kolejnym kroku partony początkowe ($q\bar{q}$ lub $q\bar{q}g$) oddalając się od siebie mogą produkować kolejne pary $q\bar{q}$ lub emitować gluony. Etap ten zwany fragmentacją symulowany jest za pomocą modelu strunowego z LUND [17]. Ostatnim etapem jest zamiana wyprodukowanych partonów w strumieniu stabilnych hadronów (hadronizacja). Ten etap symulacji korzysta z programów PYTHIA [18] oraz LEPTO [19].

3.2. Symulacja detektora ZEUS

MOZART (MONte carlo for Zeus Analysis, Reconstruction and Trigger) [11] to pakiet symulujący odpowiedź detektora ZEUS przy użyciu metody Monte Carlo. Bazuje on na rozwiniętym w ośrodku CERN programie symulującym oddziaływanie cząstek z materią GEANT 3.13 [20]. Dzięki niemu można śledzić tory wszystkich cząstek, a także uwzględnić wiele procesów fizycznych np. rozpad cząstek czy wielokrotne rozpraszanie. Jądro programu stanowią biblioteki w których stworzony jest model detektora ZEUS. W modelu tym odtworzone są położenia oraz materiały z których zbudowane są poszczególne elementy. Do symulacji trygera wykorzystywany jest program ZGANA [21].

3.3. Rekonstrukcja przypadków

Rekonstrukcja przypadków wykonywana jest przy pomocy programów: ZEPHYR [11] oraz ORANGE. Ten sam program jest wykorzystywany do rekonstrukcji rzeczywistych danych oraz symulacji Monte Carlo. Cały proces podzielony jest na kilka części:

- rekonstrukcja przypadków w każdym z detektorów z osobna (depozyty energii i ich położenie),
- szukanie klastrów w kalorymetrach oraz łączenie depozytów energii w ślady w detektorach śladowych,
- poszukiwanie wśród klastrów w kalorymetrach kandydatów na rozproszony elektron za pomocą algorytmu opartego na sieciach neuronowych SINISTRA [22].

3.3.1. Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

W opisie rozpraszania dyfrakcyjnego (patrz rys. 1.3(b)) czteropędu elektronu (przed i po rozproszeniu), zapisane w układzie odniesienia używanym w detektorze ZEUS, mają postać:

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \quad \mathbf{k}' = \begin{pmatrix} E'_e \\ E'_e \sin \theta'_e \cos \phi'_e \\ E'_e \sin \theta'_e \sin \phi'_e \\ E'_e \cos \theta'_e \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

gdzie E_e i E'_e są energiami elektronu odpowiednio przed i po oddziaływaniu, θ'_e jest kątem biegunowym, a ϕ'_e kątem azymutalnym rozproszonego elektronu. Część hadronową można przedstawić jako czteropęd protonu początkowego (\mathbf{p}), czteropęd protonu rozproszonego (\mathbf{p}') oraz czteropędy hadronów powstałych podczas dysocjacji fotonu (\mathbf{p}'_h), gdzie h jest indeksem hadronu.

Aby obliczyć zmienne kinematyczne (x, y, Q^2) nie jest wymagana informacja o czteropędach wszystkich cząstek w stanie końcowym. Zasada zachowania czteropędu umożliwia odtworzenie

czteropędów cząstek nie podlegających detekcji lub rezygnację z korzystania ze źle zmierzonych czteropędów cząstek.

Wykorzystane w tej pracy zmienne kinematyczne obliczone są różnymi metodami: elektronową, Jaccquet-Blondel oraz dwóch kątów (ang. double angle method).

Metoda elektronowa

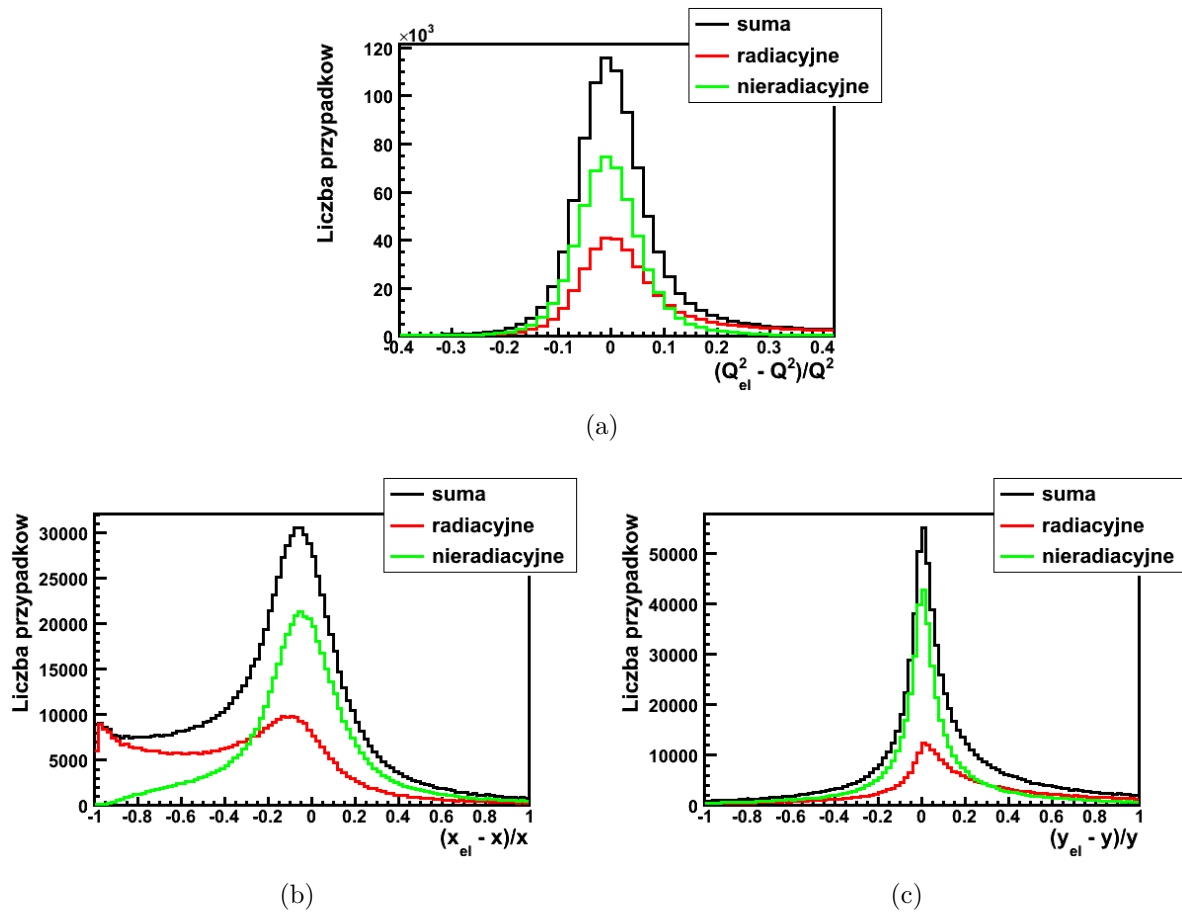
Do wyznaczenia zmiennych kinematycznych metodą elektronową potrzebne są pomiary tylko parametrów rozproszonego elektronu. Kąt rozproszenia elektronu wyznaczany jest z dużą dokładnością. Większą niepewność wprowadza jego energia, ponieważ zanim elektron zostanie zarejestrowany w kalorymetrze musi pokonać stosunkowo dużą ilość materiału. Dodatkową niepewność wnosi możliwość emisji przez elektron fotonu radiacyjnego, który znacznie utrudnia dokładną rekonstrukcję zmiennych kinematycznych. Zmienne kinematyczne obliczane są według poniższych wzorów:

$$y_{el} = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta'_e) \quad (3.2)$$

$$Q_{el}^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e) \quad (3.3)$$

$$x_{el} = \frac{E'_e (1 + \cos \theta'_e)}{2E_e - E'_e (1 - \cos \theta'_e)} \frac{E_e}{E_p} \quad (3.4)$$

Na rys. 3.1 przedstawiona jest względna rozdzielczość pomiaru zmiennych kinematycznych przy użyciu tej metody. Przy rekonstrukcji zmiennych x i y wyraźnie widać, jak emisja fotonu radiacyjnego pogarsza jakość rekonstrukcji powodując, że względny błąd wyznaczenia wartości tych parametrów nie podlega rozkładowi normalnemu. W przypadku tych zmiennych pojawia się również przesunięcie systematyczne o 6% w zmiennej x i 1% w zmiennej y . Średnie rozdzielczości wyznaczenia parametrów przedstawia tab. 3.1.



Rysunek 3.1: Względna rozdzielczość rekonstrukcji zmiennych: Q^2 (a), x (b) i y (c) przy użyciu metody elektronowej. Linia zieloną oznaczona jest względna rozdzielczość dla przypadków nieradiacyjnych, czerwoną - radiacyjnych, a czarną dla wszystkich przypadków.

Metoda Jacquet-Blondel

Metoda ta w przeciwieństwie do metody elektronowej nie korzysta w ogóle z wielkości związanych z rozproszonym elektronem. Metoda ta nie daje najlepszych wyników, ponieważ pomiar energii hadronów obarczony jest dużą niepewnością. Jest to jednak jedyna dostępna metoda w przypadku zderzeń w których zachodzą oddziaływania słabe, którym pośredniczą bozony W^\pm . Dla takich oddziaływań w stanie końcowym zamiast elektronu mamy niepodlegające detekcji neutrino.

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e} \quad (3.5)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y_{JB}} \quad (3.6)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} \quad (3.7)$$

gdzie \sum_h oznacza sumę po wszystkich obiektach zarejestrowanych w detektorze oprócz tego, który został zidentyfikowany jako elektron.

Jakość rekonstrukcji zmiennych kinematycznych przy użyciu tej metody przedstawia rys. 3.2. Metoda ta nie korzysta ze zmiennych kinematycznych rozproszonego elektronu przez co jest nieczuła na emisję fotonu radiacyjnego przez ten elektron. Efektem tego jest zmniejszenie, w porównaniu z metodą elektronową, systematycznego przesunięcia w pomiarze zmiennej x do 3% i wyeliminowanie go z pomiaru zmiennej y . Dodatkowo błąd względny wyznaczenia tych wartości podlega rozkładowi normalnemu. Ta poprawa odbywa się jednak kosztem rozdzielczości.

Brak detekcji hadronów rozproszonych pod małymi kątami, nie wpływa na pogorszenie wyników uzyskanych przy użyciu tej metody. Od takich hadronów nie zależy rekonstrukcja zmiennej y , ponieważ ich $E_h - p_{zh} \approx 0$. Przy rekonstrukcji zmiennej x , obliczane są sumy $\sum_h p_{xh}$ i $\sum_h p_{yh}$. Wkłady do tych sum od hadronów rozproszonych pod małymi kątami są zanedbywalne, ponieważ ich $p_{xh} \approx 0$ i $p_{yh} \approx 0$.

Względne rozdzielczości wartości zmiennych zrekonstruowanych przy użyciu tej metody przedstawione są w tab. 3.1.

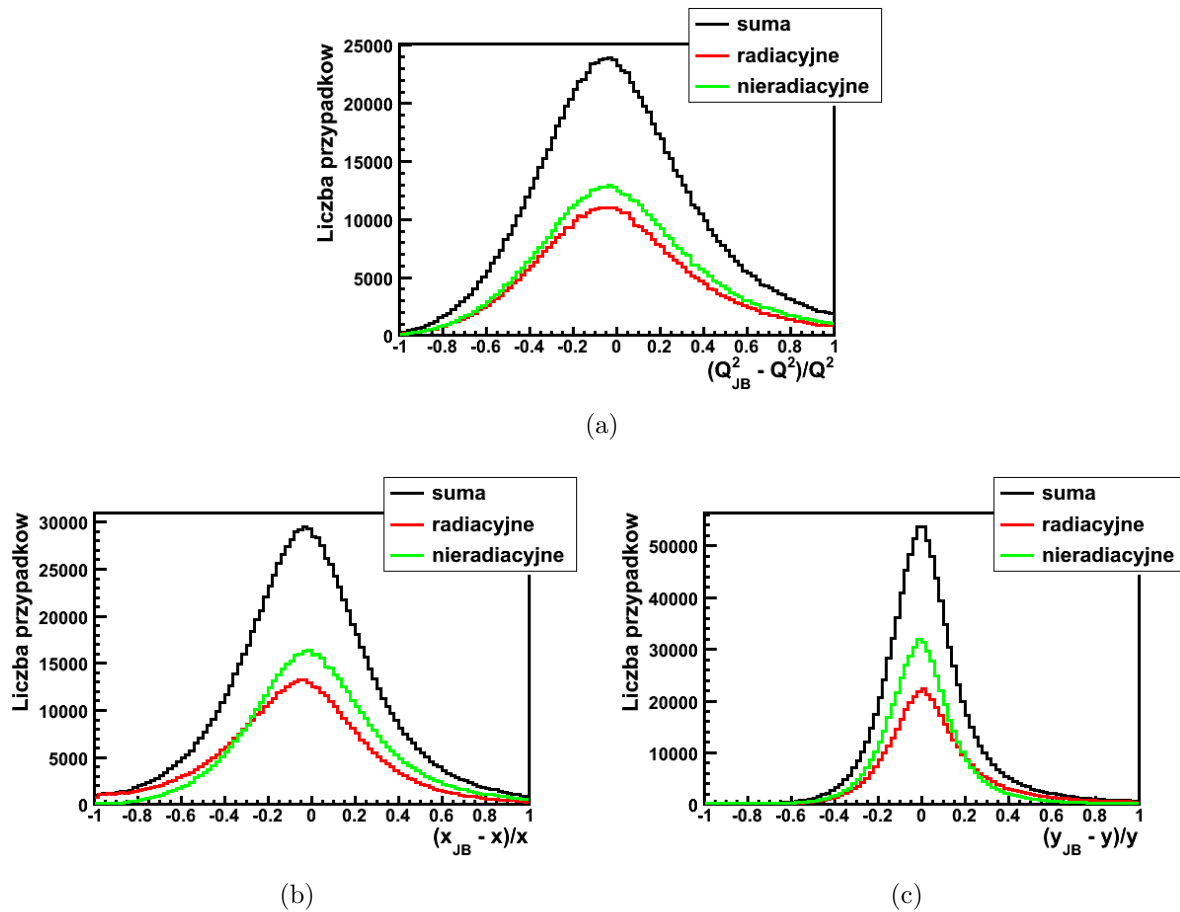
Metoda dwóch kątów

Metoda dwóch kątów (ang. Double Angle Method) [23] przy wyznaczaniu wartości zmiennych kinematycznych wykorzystuje informacje o rozproszonym elektronie oraz o stanie hadronowym. Główną zaletą tej metody jest jej niezależność (w pierwszym przybliżeniu) od pomiaru energii. Bazuje ona tylko na pomiarze kątów cząstek, który w przypadku hadronów jest dokładniejszy od pomiaru energii. W celu wyznaczenia kąta hadronowego γ_h , wykorzystana jest zależność z metody Jacquet-Blondel:

$$\cos \gamma_h = \frac{Q_{JB}^2 (1 - y_{JB}) - 4E_e^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2 (1 - y_{JB}) + 4E_e^2 y_{JB}^2} \quad (3.8)$$

Po zdefiniowaniu pędu poprzecznego hadronów $p_{T,h}^2 \equiv (\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2$, powyższe równanie można zapisać następująco:

$$\cos \gamma_h = \frac{p_{T,h}^2 - (\sum_h E_h - \sum_h p_{zh})^2}{p_{T,h}^2 + (\sum_h E_h - \sum_h p_{zh})^2} \quad (3.9)$$



Rysunek 3.2: Względna rozdzielczość rekonstrukcji zmiennych Q^2 (a), x (b) i y (c) przy użyciu Jacquet-Blondela. Linia zieloną oznaczona jest względna rozdzielczość dla przypadków nieradiacyjnych, czerwoną - radiacyjnych, a czarną dla wszystkich przypadków.

Zmienne kinematyczne obliczone metodą dwóch kątów wyrażają się wzorami:

$$y_{DA} = \frac{\sin(\theta'_e) (1 - \cos \gamma_h)}{\sin(\gamma_h) + \sin(\theta'_e) - \sin(\theta'_e + \gamma_h)} \quad (3.10)$$

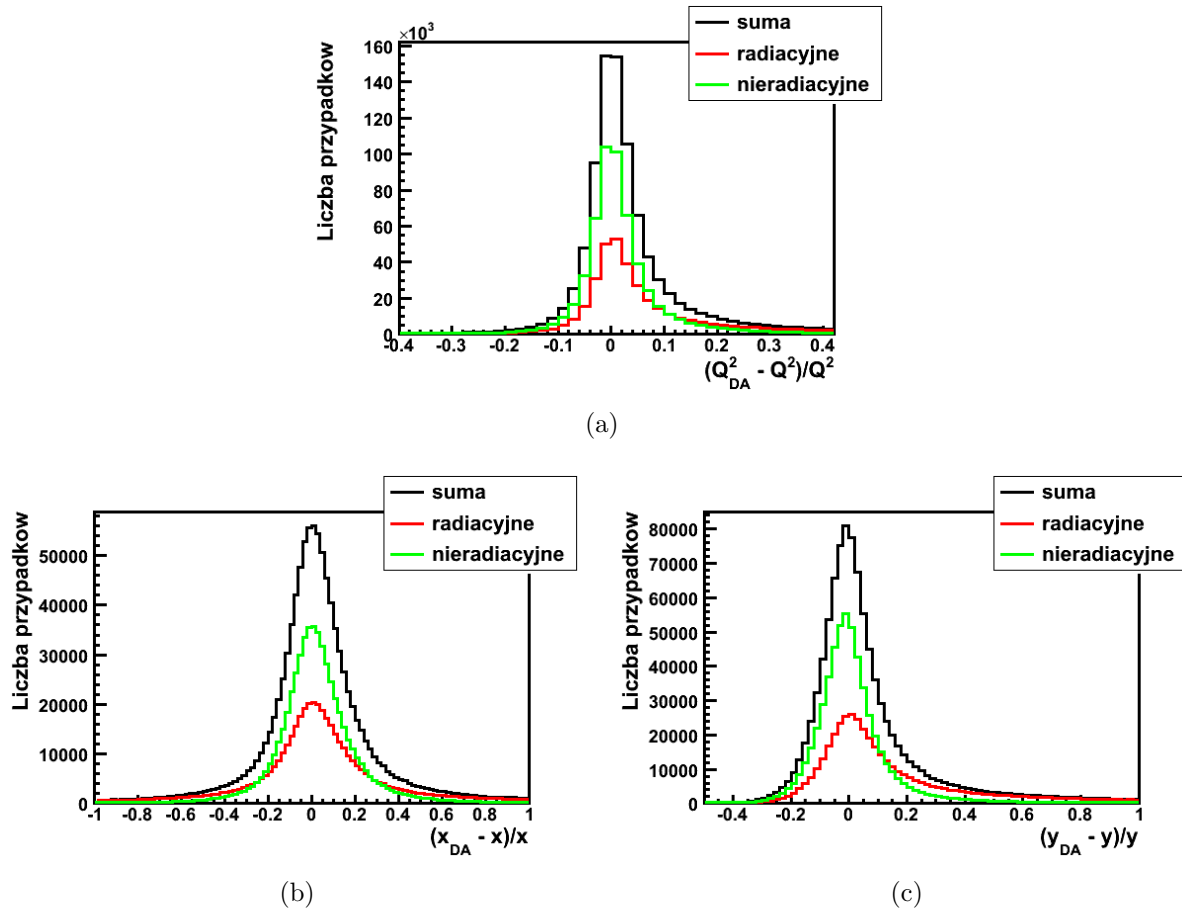
$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \frac{\sin(\gamma_h) (1 + \cos \theta'_e)}{\sin(\gamma_h) + \sin(\theta'_e) - \sin(\theta'_e + \gamma_h)} \quad (3.11)$$

$$x_{DA} = \frac{E_e \sin(\gamma_h) + \sin(\theta'_e) + \sin(\theta'_e + \gamma_h)}{E_p \sin(\gamma_h) + \sin(\theta'_e) - \sin(\theta'_e + \gamma_h)} \quad (3.12)$$

Jakość rekonstrukcji zmiennych kinematycznych przy użyciu metody dwóch kątów przedstawiają rys. 3.3 i tab. 3.1. Metoda ta jest niezależna od emisji fotonu radiacyjnego przez elektron przed lub po oddziaływaniu, ponieważ taka emisja tylko nieznacznie zmienia jego kierunek. Metoda ta charakteryzuje się małym systematycznym przesunięciem, symetrycznymi rozkładami względnego błędu wyznaczonych wartości oraz oferuje znaczenie lepsze rozdzielczości niż metoda Jacquet-Blondel.

Metoda dwóch kątów pozwala wyznaczyć energię rozproszonego elektronu:

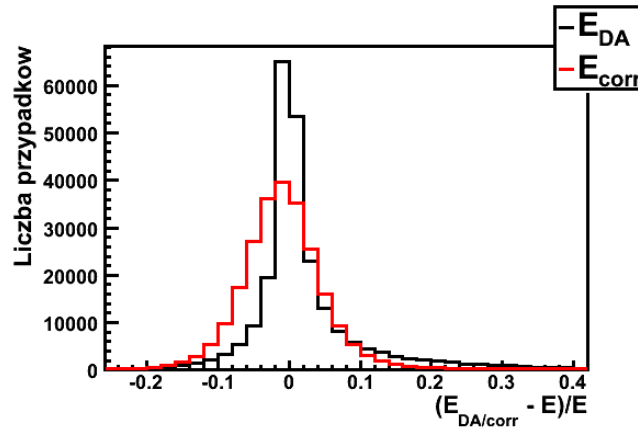
$$E'_{DA} = \frac{1}{2E_e} \frac{Q_{DA}^2}{1 + \cos \theta'_e} = \frac{2E_e \sin \gamma_h}{\sin(\gamma_h) + \sin(\theta'_e) - \sin(\theta'_e + \gamma_h)} \quad (3.13)$$



Rysunek 3.3: Względna rozdzielczość rekonstrukcji zmiennych Q^2 (a), x (b) i y (c) przy użyciu metody dwóch kątów. Linia zieloną oznaczona jest względna rozdzielczość dla przypadków nieradiacyjnych, czerwoną - radiacyjnych, a czarną dla wszystkich przypadków.

Tabela 3.1: Zestawienie względnych rozdzielczości pomiaru zmiennych kinematycznych przy użyciu różnych metod.

	zmienna		
	Q^2	x	y
elektronowa	6%	16%	7%
Jacquet-Blondel	32%	26%	13%
dwóch kątów	4%	12%	7%



Rysunek 3.4: Dokładność wyznaczenia energii rozproszonego elektronu przy użyciu metody dwóch kątów i z bezpośredniego pomiaru przy użyciu kalorymetru.

Dokładność obliczonej w ten sposób energii została porównana z dokładnością energii zmierzonej bezpośrednio przy użyciu kalorymetru (rys. 3.4). Z tej analizy wynika, że metoda dwóch kątów daje znacznie lepszy wynik $\Delta E_{DA}/E \approx 3\%$ niż bezpośredni pomiar $\Delta E_{corr}/E \approx 5\%$.

Z przeprowadzonej analizy wynika, że metoda dwóch kątów daje najdokładniejsze wyniki, dlatego to wartości parametrów wyznaczonych przy jej użyciu wykorzystuje się do dalszych obliczeń, a także rekonstrukcji pozostałych zmiennych kinematycznych. Metoda dwóch kątów została również użyta do rekonstrukcji energii rozproszonego elektronu. Wielkość ta jest istotna aby poprawnie wyznaczyć osie układu odniesienia względem których definiuje się kąt azymutalny i biegunowy dżetów.

3.3.2. Rekonstrukcja pozostałych zmiennych kinematycznych

Znajomość podstawowych zmiennych kinematycznych wraz z pomiarem masy stanu hadronowego (M) pozwala na wyznaczenie wielkości charakteryzujących rozpraszanie dyfrakcyjne:

$$M^2 = \left(\sum_h \mathbf{p}_h \right)^2 \quad (3.14)$$

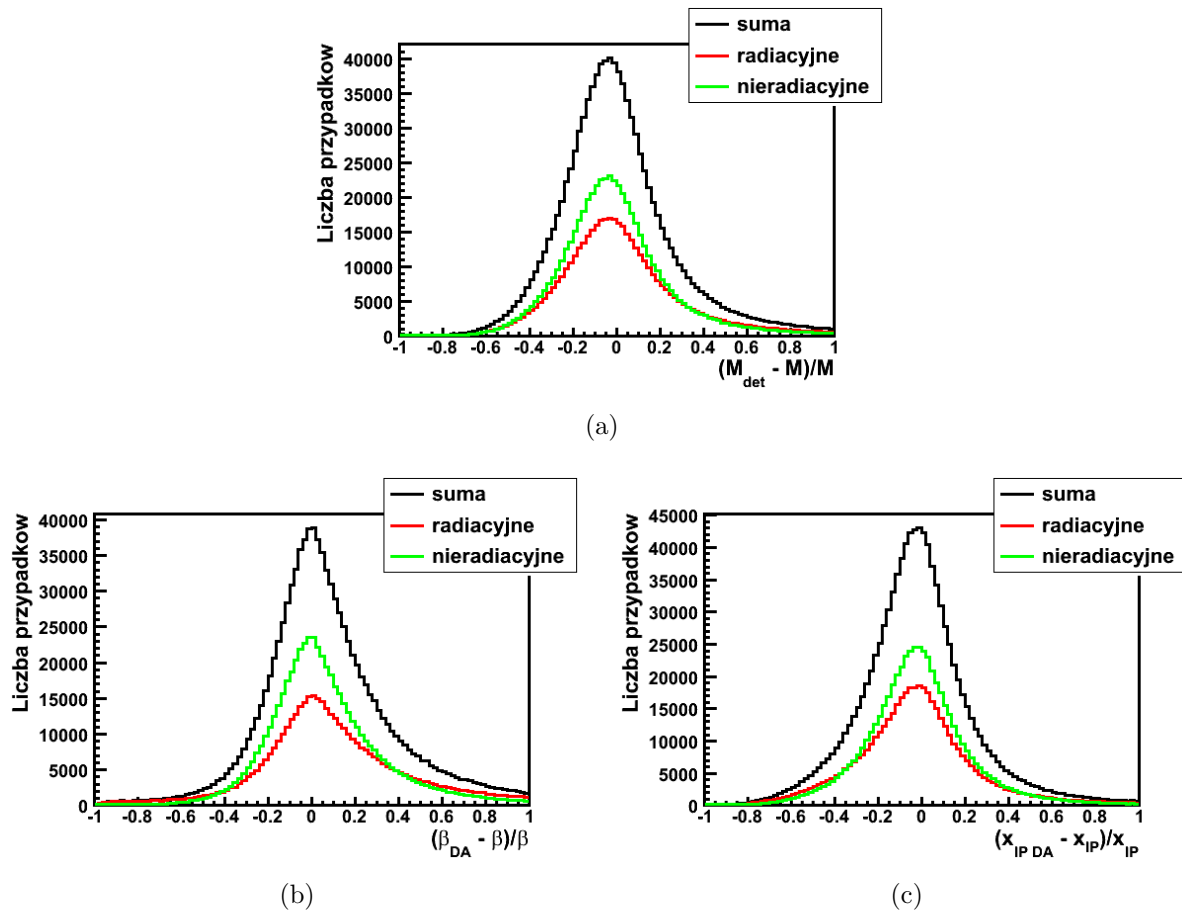
$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M^2} \quad (3.15)$$

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{Q^2 + M^2}{Q^2} x \quad (3.16)$$

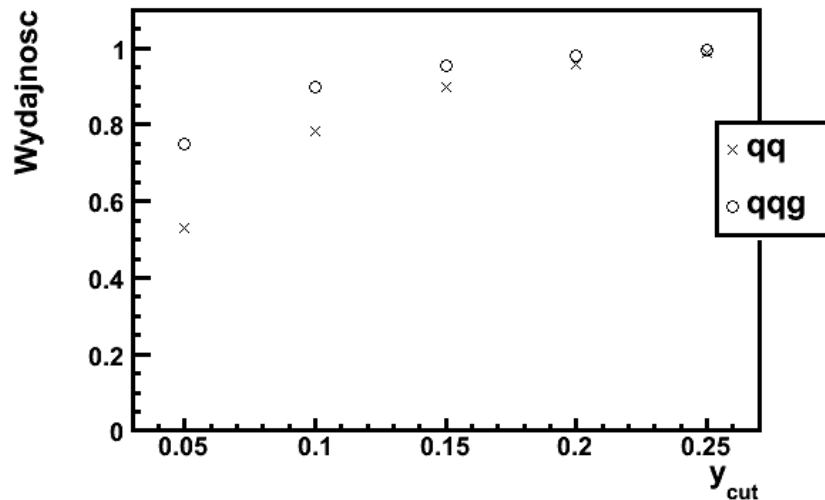
Jakość wyznaczenia tych zmiennych przedstawia rys. 3.5. Typowa względna rozdzielczość pomiaru zmiennych M , β i $x_{\mathbb{P}}$ wynosi około 20% i wynika ze stosunkowo słabej rozdzielczości pomiaru energii hadronów.

3.4. DURHAM - algorytm znajdowania dżetów

Przewidywania teoretyczne dotyczą wielkości zdefiniowanych na poziomie partonowym. W przypadku kwarków i gluonów nie są one dostępne w bezpośrednim pomiarze. Wymusza to rekonstrukcję wielkości na poziomie partonowym przy użyciu informacji z poziomu hadronowego lub detektorowego. Wymaga to odwrócenia procesów hadronizacji i fragmentacji.



Rysunek 3.5: Względna rozdzielczość rekonstrukcji M (a), β (b), x_{IP} (c). Linia zieloną oznaczona jest względna rozdzielczość dla przypadków nieradiacyjnych, czerwoną - radiacyjnych, a czarną dla wszystkich przypadków.



Rysunek 3.6: Wydajność znajdowania pary dżetów przez algorytm DURHAM w funkcji parametru y_{cut} dla przypadków zawierających układ kwark-antykwar i kwark-antykwar-gluon. Symulacja na podstawie modelu SATRAP. Błędy statystyczne są mniejsze od rozmiaru punktów.

Algorytmy wykonujące to zadanie nazywane są algorytmami dżetowymi. Zasada działania wszystkich algorytmów jest podobna. Grupują one obiekty w tzw. dżety, które mają odpowiadać poszczególnym partonom. W tej pracy przeanalizowana została jakość działania jednego z takich algorytmów - DURHAM [24]. Największy nacisk został położony na jakość odtwarzania kąta azymutalnego partonów.

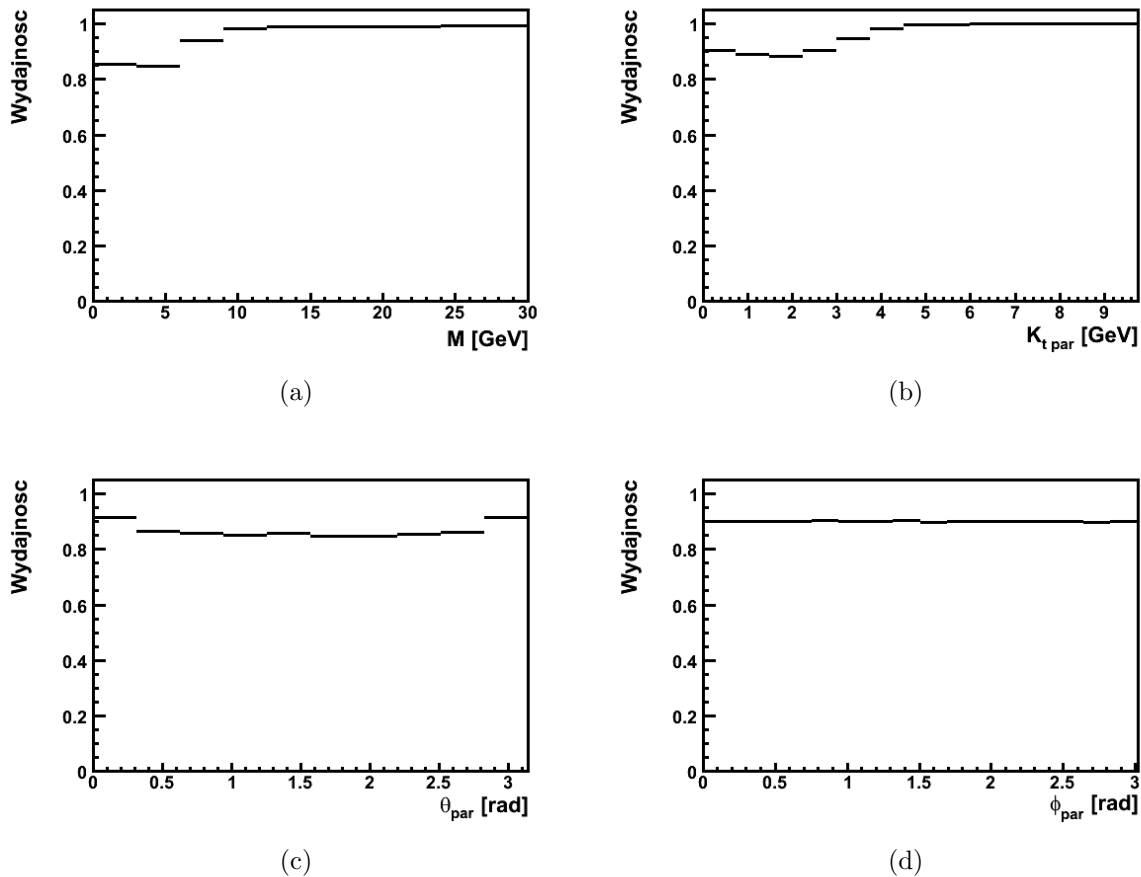
Na początku dla każdej pary obiektów obliczany jest przeskalowany pęd poprzeczny. Jego definicja jest następująca:

$$y_{ij} = 2(1 - \cos(\theta_{ij})) \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{Y} \quad (3.17)$$

gdzie θ_{ij} jest kątem między dwoma obiektami, Y - kwadratem energii w układzie środka masy, E_i i E_j - energiami obiektów. Następnie znajdowana jest para, dla której y_{ij} przyjmuje najmniejszą wartość i gdy jest ona mniejsza od zadanego parametru y_{cut} , łączona jest w jeden obiekt. Jego czteropęd ustalony może być na kilka sposobów. Cały proces jest powtarzany dopóki nie pozostaną same pary obiektów, których przeskalowany pęd poprzeczny jest większy od zadanego parametru y_{cut} . Wszystkie obiekty które pozostaną po zakończeniu algorytmu zostają uznane za dżety.

Parametr y_{cut} pełni rolę zdolności rozdzielczej z jaką analizowany jest stan końcowy. Bardzo małe wartości tego parametru powodują, że prawie każdy obiekt tworzy dżet. Z drugiej strony duże wartości tego parametru nie rozróżniają obiektów produkowanych przez dwa różne partony. Wartość tego parametru powinna być tak dobrana, aby w optymalny sposób dla danej analizy odtwarzać korelacje między liczbą dżetów w stanie końcowym a liczbą partonów w stanie początkowym.

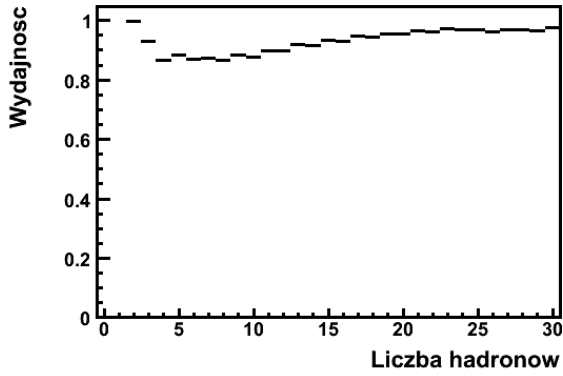
Przy pomocy symulacji MC zbadana została wydajność działania algorytmu DURHAM. W obliczeniach jako sygnał uznane zostały układy $q\bar{q}$, a jako tło układy $q\bar{q}g$. Wydajność znajdowania par dżetów dla sygnału jak i dla tła w funkcji parametru y_{cut} została przedstawiona na rys. 3.6. Wydajność znajdowania dwóch dżetów w tle jest bardzo duża. Dzieje się tak,



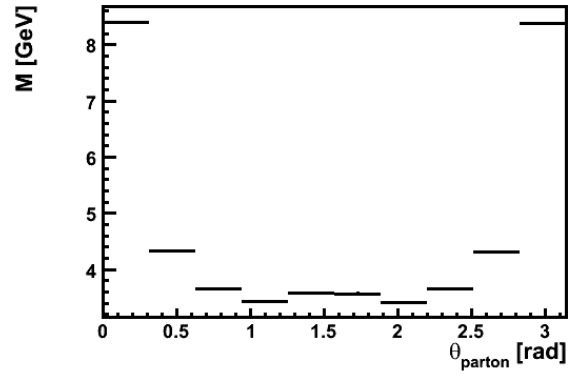
Rysunek 3.7: Wydajność znajdowania pary dżetów przez algorytm DURHAM ($y_{cut} = 0,15$) dla przypadków $q\bar{q}$ w funkcji: masy stanu partonowego (a), pędu poprzecznego partonu (b), kąta biegunowego partonu (c) i kąta azymutalnego partonu (d). Na wykresach przedstawione są wydajności w poszczególnych przedziałach danych wielkości. Błędy statystyczne są mniejsze od rozmiaru punktów.

ponieważ gluon generowany jest zwykle pod małym kątem w stosunku do jednego z kwarków. Taka cecha generacji przypadków $q\bar{q}g$ może nie mieć wiele wspólnego z rzeczywistością. Z tego powodu należy spodziewać się, że oszacowanie poziomu tła obarczone jest dużą niepewnością systematyczną. Do dalszej analizy wybrano $y_{cut} = 0,15$. Wartość ta zapewnia stosunkowo dużą wydajność w znajdowaniu dwóch dżetów dla przypadków $q\bar{q}$ przy pewnym ograniczeniu fałszywej identyfikacji przypadków dwu dżetowych w próbce $q\bar{q}g$.

Na rys. 3.7 przedstawione są wydajności znajdowania dwóch dżetów w funkcji wybranych wielkości obliczonych na poziomie partonowym dla przypadków kwark-antykwar. Wydajność znajdowania pary dżetów rośnie wraz ze wzrostem masy stanu hadronowego. Wynika to ze wzrostu liczby hadronów wraz ze wzrostem masy. Im większa masa, tym więcej energii, która może zostać wykorzystana do tworzenia hadronów. Mała liczba hadronów (3-10) powoduje duże przerwy w przestrzeni rapidity między hadronami. Zwiększa to prawdopodobieństwo powstania hadronu, który nie zostanie przypisany do żadnego z dwóch dżetów tworząc trzeci. W przypadku dużej liczby hadronów (> 10) przestrzeń wypełniona jest strumieniem cząstek, co znacznie zmniejsza szanse na powstanie odseparowanego hadronu. Efekt ten potwierdza rys. 3.8, który przedstawia wzrost wydajności znajdowania pary dżetów wraz ze wzrostem liczby hadro-



Rysunek 3.8: Wydajność znajdowania pary dżetów przez algorytm DURHAM ($y_{cut} = 0,15$) w funkcji liczby hadronów dla przypadków $q\bar{q}$. Błędy statystyczne są mniejsze od rozmiaru punktów.

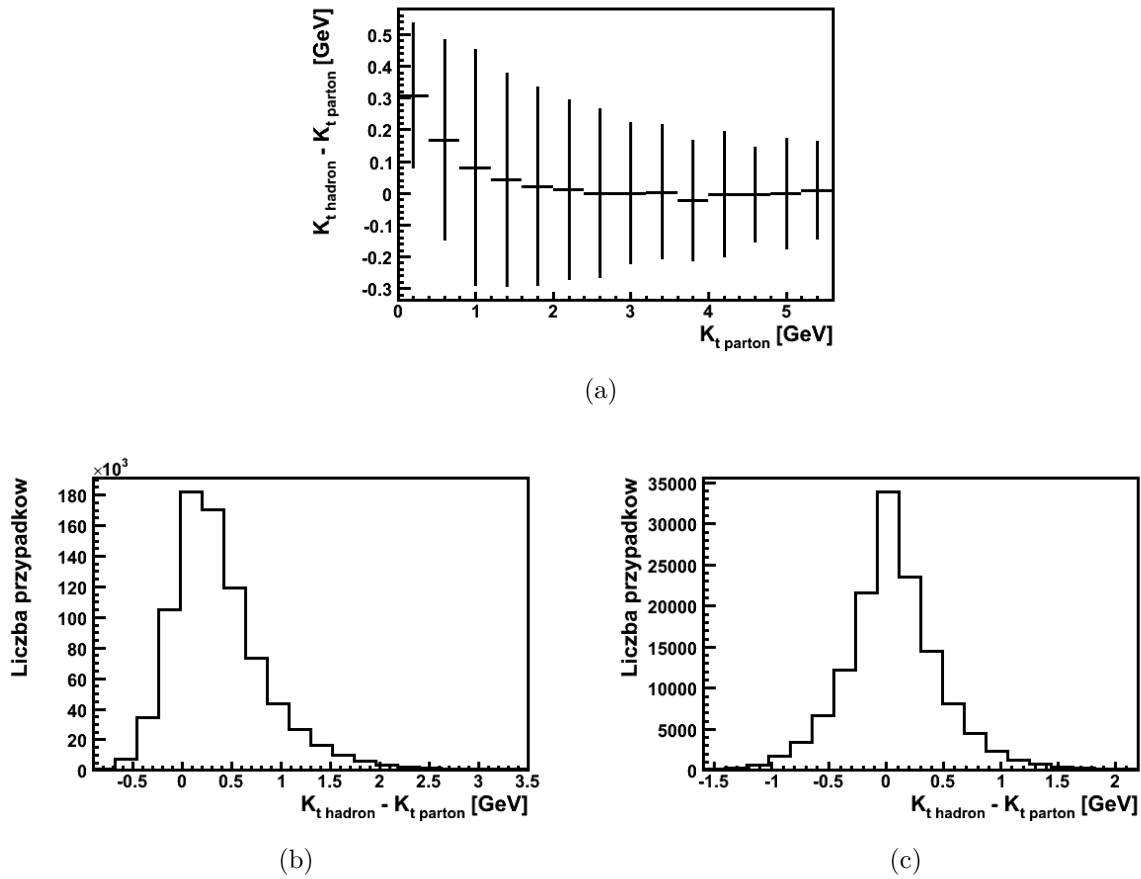


Rysunek 3.9: Zależność średniej masy stanu hadronowego od kąta θ partonu dla przypadków $q\bar{q}$. Błędy statystyczne są mniejsze od rozmiaru punktów.

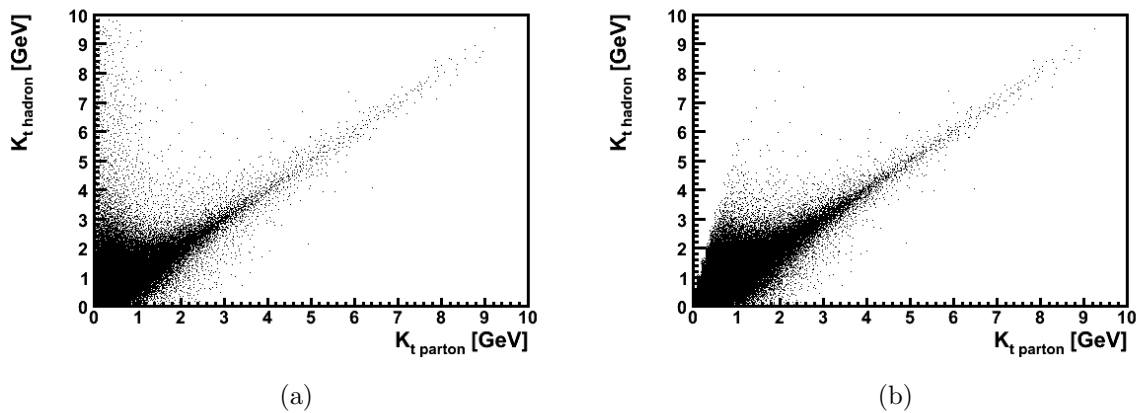
nów. Dla dwóch hadronów wydajność znajdowania dwóch dżetów jest stuprocentowa. Wzrost wydajności dla skrajnych wartości kąta biegunowego partonu (rys. 3.7(c)) związany jest z rozkładem masy stanu partonowego w funkcji tego kąta (rys. 3.9). Duża masa preferowana jest w przypadkach, w których partony poruszają się równoległe do czteropędu wirtualnego fotonu ($\theta \approx 0$ lub $\theta \approx \pi$). Pęd poprzeczny obliczony w przybliżeniu bezmasowym jest funkcją kąta biegunowego oraz masy stanu partonowego ($k_t = M \sin(\theta)/2$). Wydajność znajdowania pary dżetów w funkcji k_t jest wypadkową jej zależności od M i θ . Wydajność znajdowania pary dżetów nie zależy od kąta azymutalnego partonu.

Korzystanie z symulacji pozwala porównać wielkości otrzymane na poziomie partonowym z wartościami wyznaczonymi na poziomie dżetów hadronowych. Porównano wielkości na poziomie partonowym i hadronowym dla pary parton-dżet której odległość w przestrzeni ϕ, η była najmniejsza. Analizę rozpoczęto od zbadania dokładności wyznaczenia wielkości partonowych przy użyciu dżetów w funkcji parametrów otrzymanych na poziomie partonowym. Dokładność wyznaczenia pędu poprzecznego w funkcji pędu poprzecznego partonu przedstawiona jest na rys. 3.10. Błąd zaznaczony na rys. 3.10(a) to odchylenie standardowe rozkładu różnic $k_{t \text{ dżet}} - k_{t \text{ par}}$, dla określonego $k_{t \text{ par}}$. Wykorzystany algorytm do znajdowania dżetów nie najlepiej odtwarza małe pędy poprzeczne. Dla małych wartości $k_{t \text{ par}}$ wyznaczone przy pomocy dżetów wartości są zawyżone co wyraźnie widać na rys. 3.10(b). Dla partonów o pędzie poprzecznym większym niż 1 GeV rekonstrukcja zachodzi prawidłowo (rys. 3.10(c)). Problemy z rekonstrukcją małych wartości pędu poprzecznego partonu są również widoczne na rys. 3.11(a) gdzie przedstawiono korelację pomiędzy pędem poprzecznym na poziomie partonowym i hadronowym. Duża część przypadków o małym pędzie poprzecznym na poziomie partonowym migruje w kierunku dużych wartości na poziomie hadronowym. Problem dotyczy głównie przypadków charakteryzujących się małą wartością kąta polarnego partonu tzn. takich gdzie partony są współliniowe z fotonem. Dla takich przypadków hadronizacja powoduje przeorientowanie osi dżetu w stosunku do kierunku fotonu. Potwierdza to rys. 3.11(b) na którym widać, że odrzucenie przypadków o skrajnych wartościach kątów polarnych partonów usuwa ten problem.

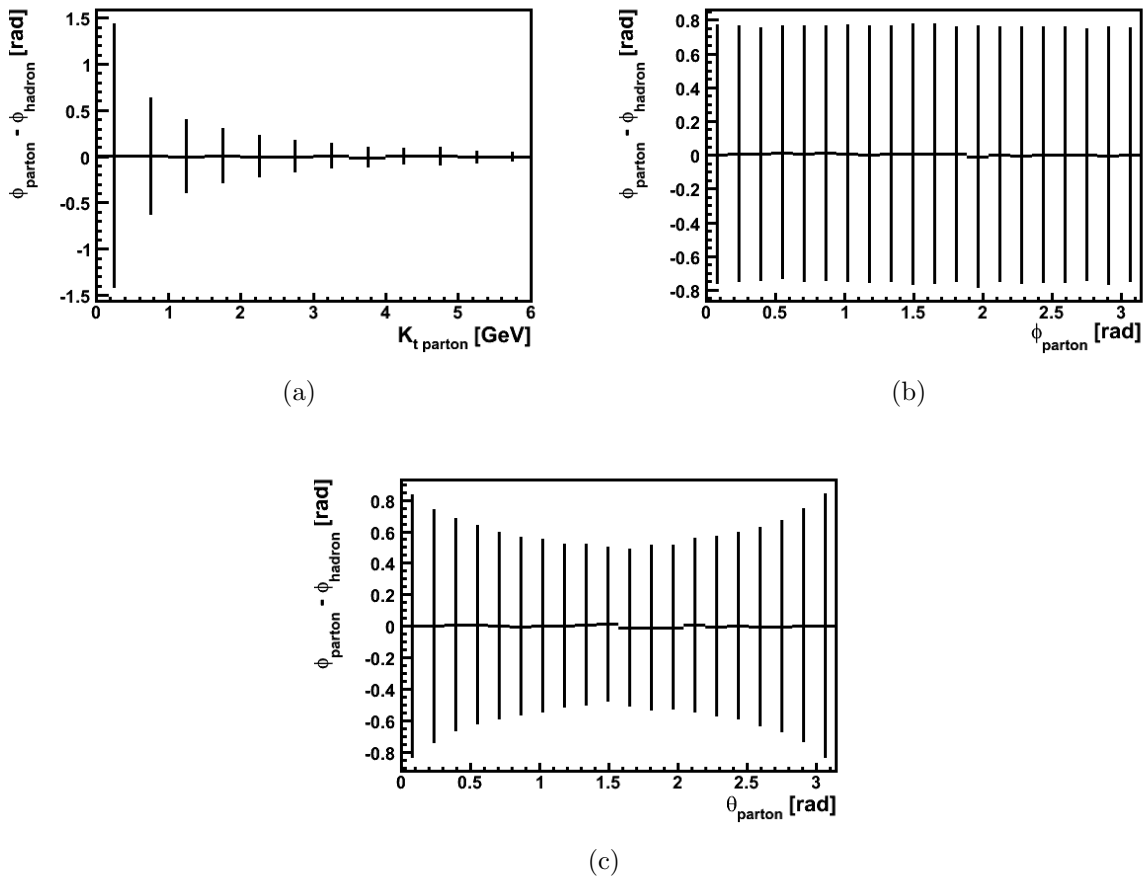
Wykonana została także analiza rozdzielczości wyznaczenia kąta azymutalnego (ϕ) w funkcji pędu poprzecznego partonu oraz w funkcji kątów ϕ_{par} i θ_{par} (rys. 3.12). Wraz ze wzrostem pędu



Rysunek 3.10: Zależność średniej różnicy pędów poprzecznych na poziomie partonowym i hadronowym w funkcji pędu poprzecznego na poziomie partonowym (a). Pionowe błędy oznaczają odchylenie standardowe rozkładu różnic. Dodatkowo sporządzone zostały histogramy różnic pędów poprzecznych na poziomie hadronowym i partonowym dla dwóch zakresów pędu poprzecznego na poziomie partonowym: $k_t < 1$ GeV (b) i $k_t > 1$ GeV (c).



Rysunek 3.11: Korelacja między pędem poprzecznym partonu a pędem poprzecznym dżetu na poziomie hadronowym (a) i ta sama korelacja z nałożonym warunkiem $10^\circ < \theta_{\text{par}} < 170^\circ$ (b).



Rysunek 3.12: Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego partonu przy użyciu dżetów w funkcji: (a) pędu poprzecznego partonu, (b) kąta azymutalnego partonu, (c) kąta polarnego partonu. Wykresy przedstawiają wartości średnie i odchylenia standardowe rozkładów różnic $\phi_{\text{par}} - \phi_{\text{had}}$ dla określonych przedziałów wartości parametrów.

poprzecznego partonów polepsza się jakość rekonstrukcji ich parametrów przy użyciu dżetów. Również wzrost pędu poprzecznego jest przyczyną zwiększania się dokładności wyznaczenia kąta azymutalnego partonów wraz ze zbliżaniem się wartości kąta polarnego do $\pi/2$, ponieważ $K_t \propto \sin(\theta)$. Zależność dokładności wyznaczenia kąta azymutalnego w funkcji ϕ_{par} nie została stwierdzona.

Podsumowując, hadronizacja znacznie utrudnia pomiar. Problematyczne staje się już samo określenie liczby partonów powstałych w oddziaływaniu. Rekonstrukcja ich parametrów jest jeszcze bardziej skomplikowana. Obrazuje to chociażby rozdzielczość kąta azymutalnego partonu, która bez zastosowania cięć wynosi około 0,8 rad. Wielkością która ma największy wpływ na wydajność oraz jakość rekonstrukcji wydaje się być pęd poprzeczny partonów. Wraz z jego wzrostem szybko poprawia się jakość informacji o poziomie partonowym.

Rozdział 4

Analiza danych doświadczalnych

Przy ocenie dokładności pomiaru kąta azymutalnego w dyfrakcyjnej produkcji pary dze-
tów, przeanalizowane zostały efekty hadronizacji oraz efekty detektorowe. Efekty hadronizacji
zostały opisane w poprzednim rozdziale. W tym rozdziale zostaną przedyskutowane efekty
detektorowe. Do analizy wpływu tła na pomiar rozkładu kąta azymutalnego użyto wyników
symulacji, w których obserwowana para dze-
tów pochodziła z procesów z układem $q\bar{q}g$ w stanie
początkowym.

Na początku porównano szereg rozkładów wielkości mierzonych z ich rozkładami otrzymana-
nymi z symulacji komputerowej. Porównania dokonano po nałożeniu warunków selekcji przy-
padków opisanych w następnym rozdziale. Poprawny opis rozkładów mierzonych jest warunkiem
koniecznym aby wyniki symulacji komputerowych uznać za wiarygodne. W ostatniej części tego
rozdziału opisano wyniki optymalizacji pomiaru rozkładu kąta azymutalnego.

4.1. Kryteria selekcji zdarzeń

Selekcja przypadków ma na celu ograniczyć tło oraz zapewnić dobrą rekonstrukcję wielkości
kinematycznych. Cięcia wzorowane są na tych wykorzystanych w pracy [12].

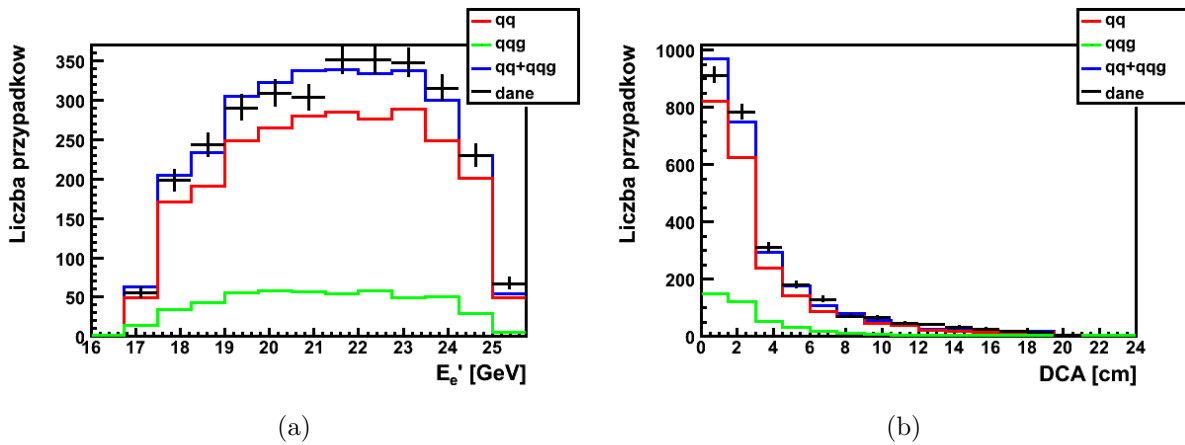
Dane, które podlegały analizie, musiały posiadać przynajmniej jedną cząstkę, która z praw-
dopodobieństwem większym niż 90% jest elektronem. W przypadku kilku kandydatów na elek-
tron wybiera się tego o największym prawdopodobieństwie. Obiekt uznany za elektron musiał
spełniać następujące warunki (rozkłady wybranych wielkości przedstawia rys. 4.1):

$$E'_e > 10 \text{ GeV}$$

ten warunek zapewnia dobrą wydajność identyfikacji elektronu oraz poprawną rekonstrukcję
jego energii,

dopasowanie śladu elektronu

gdy kąt biegunowy wektora łączącego punkt $(0, 0, 0)$ z miejscem depozytu energii w kalory-
metrze przez elektron należy do przedziału $\theta_{(0,0,0)} \in (23^\circ, 156^\circ)$, wymagany jest dopasowany
do tego depozytu ślad w detektorze śladowym. Ślad uznajemy za dopasowany jeśli jego eks-
trapolowany tor znajduje się w odległości (DCA-Distance to Closest Approach) mniejszej
niż 20 cm od depozytu energii w kalorymetrze. Warunek ten poprawia identyfikację elek-
tronu, ponieważ z geometrii detektora wynika, że cząstką naładowaną o $\theta_{(0,0,0)} \in (23^\circ, 156^\circ)$
powinna zostać zaobserwowana w detektorze śladowym. Dla przypadków spoza przedziału
 $(23^\circ, 156^\circ)$ nie jest wymagana obserwacja śladu w detektorze śladowym.



Rysunek 4.1: Rozkłady: energii elektronu (a) i odległości pomiędzy miejscem zdeponowania energii przez elektron w kalymetrze a najbliższym ekstrapolowanym śladem (b) po zastosowaniu cięć na wszystkie wielkości oprócz przedstawionej na wykresie. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS wraz z ich błędami statystycznymi, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.

położenie elektronu

przypadki, w których elektron rejestrowany jest w obszarze o dużej niepewności systematycznej jego identyfikacji (np. obszary blisko brzegu kalymetru lub styku dwóch połówek kalymetru RCAL), są odrzucane.

Wprowadzone zostały również warunki na niektóre wielkości kinematyczne (rozkłady wybranych wielkości przedstawia rys. 4.2):

$$y_{JB} > 0,04$$

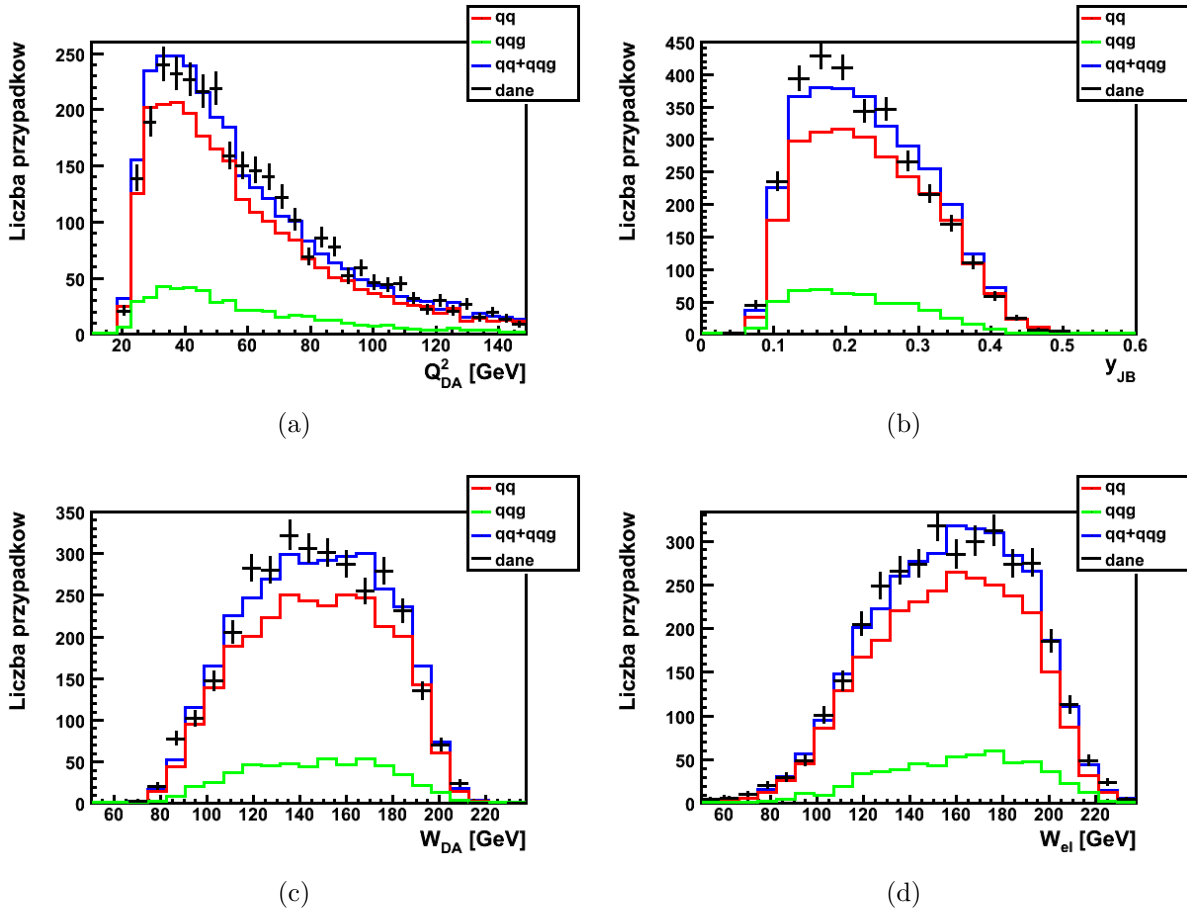
ten warunek zapewnia dokładność pozwalającą na zastosowania metody dwóch kątów przy rekonstrukcji,

$$100 \text{ GeV} < W < 200 \text{ GeV}$$

dolne ograniczenie wynika z wymagania pustego obszaru w przestrzeni rapidity, a górne pozwala odrzucić przypadki, w których część hadronów nie podlega detekcji uciekając przez rurę doprowadzającą wiązkę;

$$Q_{DA}^2 > 20 \text{ GeV}^2$$

dolne ograniczenie zapewnia, że elektron jest rozproszony pod dostatecznie dużym kątem, aby został dobrze zarejestrowany.



Rysunek 4.2: Rozkłady: zmiennej Q^2 wyznaczonej metodą dwóch kątów (a), nieelastyczności wyznaczonej metodą Jacquet-Blondela (b), energii układu proton-foton wyznaczonej metodą dwóch kątów (c) i elektronową (d) po zastosowaniu cięć na wszystkie wielkości oprócz przedstawionej na wykresie. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS wraz z błędami statystycznymi, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.

Wprowadzone również zostały warunki związane z pomiarem cząstek (rozkłady wybranych wielkości przedstawia rys. 4.3):

$$N_{trk} > 0$$

musi być zarejestrowany co najmniej jeden ślad wychodzący z wierzchołka,

$$|z_{vtx}| < 50 \text{ cm}$$

aby zapewnić dobry pomiar wszystkich cząstek powstałych w zderzeniu, wymagane jest aby wierzchołek znajdował się dostatecznie blisko przewidywanego punktu oddziaływania;

$$45 \text{ GeV} < E'_c - p_{z,c} < 70 \text{ GeV}$$

różnica pomiędzy całkowitą zarejestrowaną energią ($E'_c = \sum_h E_h + E'_e$), a rzutem pędu cząstek na oś Z ($p_{z,c} = \sum_h p_{z,h} + k'_z$) powinna być równa podwojonej energii wiązki elektronów, co wynika z zasady zachowania czteropędu oraz centralności zderzenia elektron-proton wzdłuż osi Z. W stanie początkowym, $E - p_z$ układu wynosi $2E_e$. Istotne odchyłki od tej wartości dla stanu końcowego świadczą o braku rejestracji cząstek posiadających istotną wartość $E - p_z$ (np. poruszających się w kierunku ujemnym osi Z). Z kolei brak rejestracji cząstek o małej wartości $E - p_z$ (np. uciekający przez rurę akceleratora rozproszony proton) nie wpływa na całkowitą wartość $E'_c - p_{z,c}$ obserwowanego stanu końcowego.

Kolejna grupa warunków została nałożona na wielkości związane z dyfrakcyjnym charakterem procesu (rozkłady wybranych wielkości przedstawia rys. 4.4):

$$5 \text{ GeV} < M < 25 \text{ GeV}$$

ograniczenie od dołu zapewnia odcięcie rezonansów, a od góry ograniczenie tła od przypadków $q\bar{q}g$;

$$E_{fpc} < 1 \text{ GeV}$$

brak depozytu energii w FPC zapewnia pusty obszar w przestrzeni rapidity oraz zmniejsza udział w wyselekcjonowanej próbkę przypadków z dyfrakcyjną dysocjacją protonu,

$$\eta_{\max,h} < 3$$

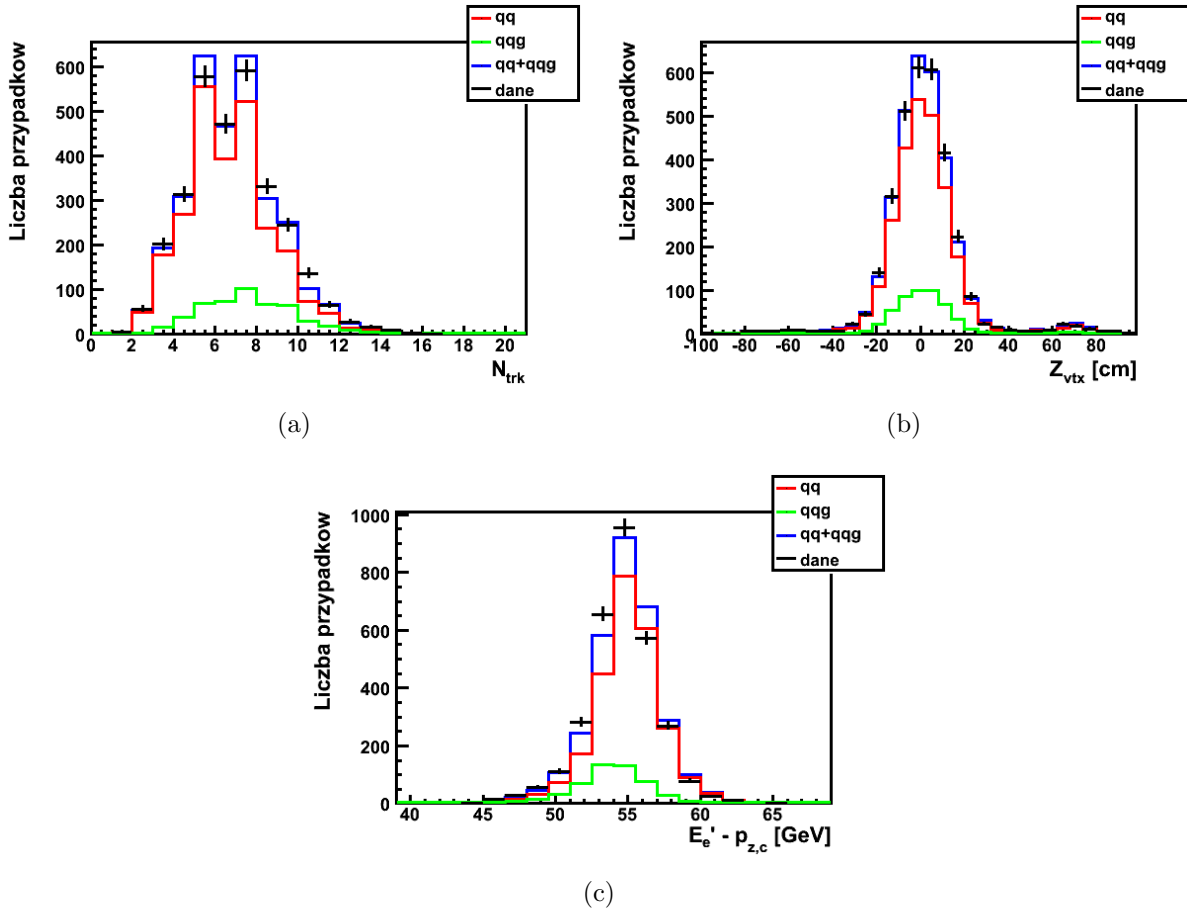
cięcie na maksymalne pseudorapidity depozytów energii w kalorymetrze zapewnia pusty obszar w przestrzeni rapidity o szerokości co najmniej dwóch jednostek, ponieważ FCAL wraz z FPC rejestrują cząstki o $\eta < 5$;

$$x_{\mathbb{P}} < 0,01$$

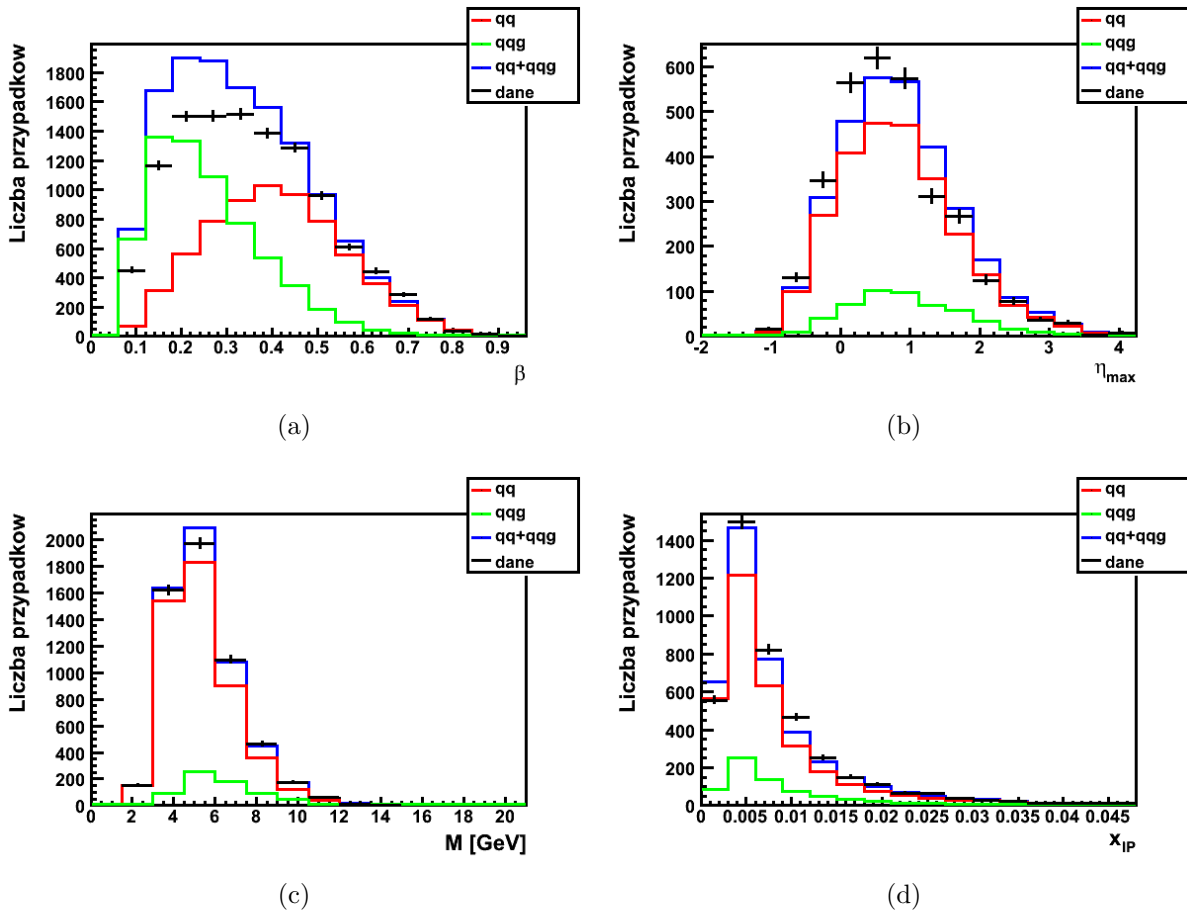
to cięcie odrzuca część przypadków niedyfrakcyjnych,

$$\beta > 0,45$$

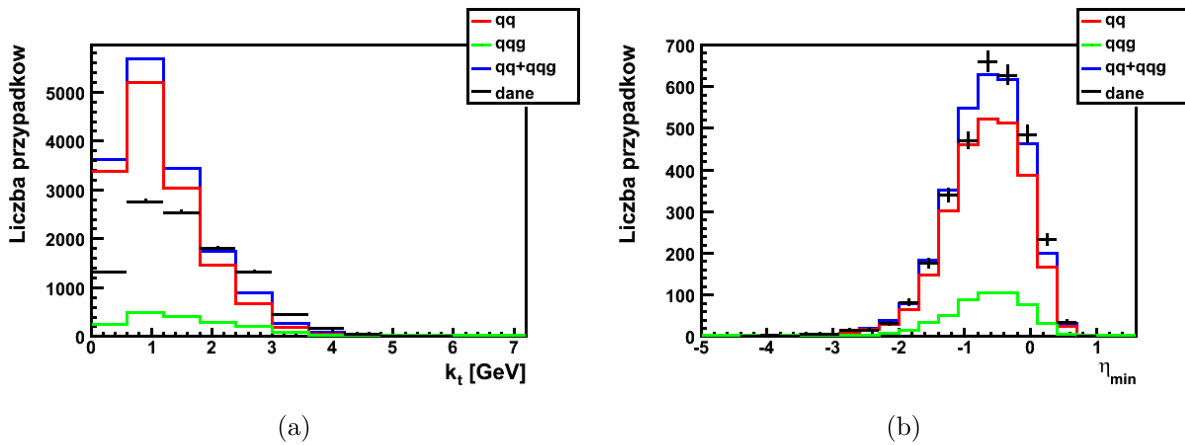
warunek ten dobrze oddziela przypadki w których powstał stan kwark-antykwarck od przypadków ze stanem kwark-antykwarck-gluon.



Rysunek 4.3: Rozkłady: liczby śladów z wierzchołka (a), położenia wierzchołka na osi Z (b) i różnicy między całkowitą zarejestrowaną energią a rzutem pędu cząstek na oś Z (c) po zastosowaniu cięć na wszystkie wielkości oprócz przedstawionej na wykresie. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS wraz z błędami statystycznymi, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.



Rysunek 4.4: Rozkłady: ułamka pędu pomeronu unoszonego przez parton biorący udział w oddziaływaniu (a), maksymalnego pseudorapidity zarejestrowanych cząstek (b), masy stanu hadronowego (c), ułamka pędu protonu unoszonego przez pomeron (d) po zastosowaniu cięć na wszystkie wielkości oprócz przedstawionej na wykresie. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS wraz z błędami statystycznymi, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.



Rysunek 4.5: Rozkłady: pędu poprzecznego dżetu (a) i minimalnego pseudorapidity dżetów (b) po zastosowaniu cięć na wszystkie wielkości oprócz przedstawionej na wykresie. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.

Nałożone zostały również warunki na niektóre parametry dżetów (rozkłady wybranych wielkości przedstawia rys. 4.5):

$$n_{\text{dżet}} = 2$$

badana jest tylko produkcja par dżetów,

$$\eta_{\text{dżet}} > -1,8$$

ograniczenie pseudorapidity dżetów w układzie laboratoryjnym zapobiega ich mieszaniu się z rozproszonym elektronem,

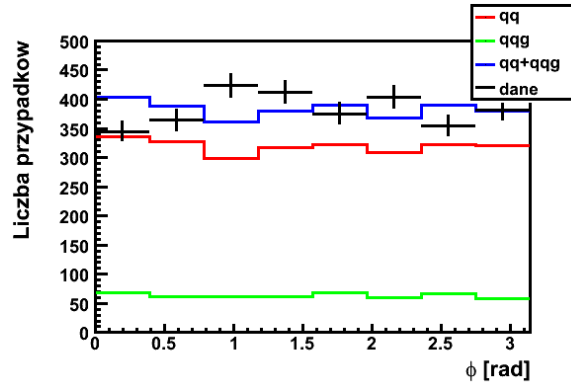
$$k_t > 1,25 \text{ GeV}$$

cięcie na pęd poprzeczny dżetu ogranicza pomiar do obszaru gdzie testowany model teoretyczny posiada wiarygodne przewidywania.

Poziom zgodności symulacji Monte Carlo z danymi zarejestrowanymi przez detektor zależy od badanej wielkości i jest generalnie bardzo dobry. Jedną z przyczyn drobnych rozbieżności jest to, że symulacje zawierają tylko przypadki dyfrakcyjne oraz nie zawierają przypadków z $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$. Najmniej zgodne z danymi są rozkłady zmiennych k_t i β . Niezgodność w przypadku rozkładu zmiennej k_t jest spodziewana, ponieważ teoretyczne przewidywania są dokładne tylko dla dużych wartości tej zmiennej ($k_t^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$). Dla małych wartości tej zmiennej przewidywania teoretyczne obciążone są dużymi niepewnościami. W przypadku zmiennej β niezgodności pojawiają się dopiero po zastosowaniu żądania obserwacji dwóch dżetów.

Sporządzony został wykres rozkładu kąta azymutalnego dżetów na poziomie detektorowym, po zastosowaniu powyższych cięć. Wykres przedstawiony jest na rys. 4.6. W symulacji Monte Carlo założono płaski rozkład kąta azymutalnego partonów i takim on pozostaje na poziomie detektorowym. Rozkład kąta azymutalnego uzyskany z danych zarejestrowanych przez detektor

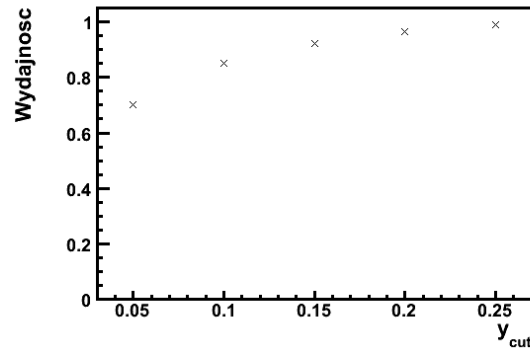
wykazuje pewną strukturę, co jest zgodne z przewidywaniami modelu Bartelsa przedstawionymi w rozdz. 1.4.3. Celem pracy jest oszacowanie czy jest to efekt znaczący w porównaniu z niepewnościami statystycznymi i systematycznymi.



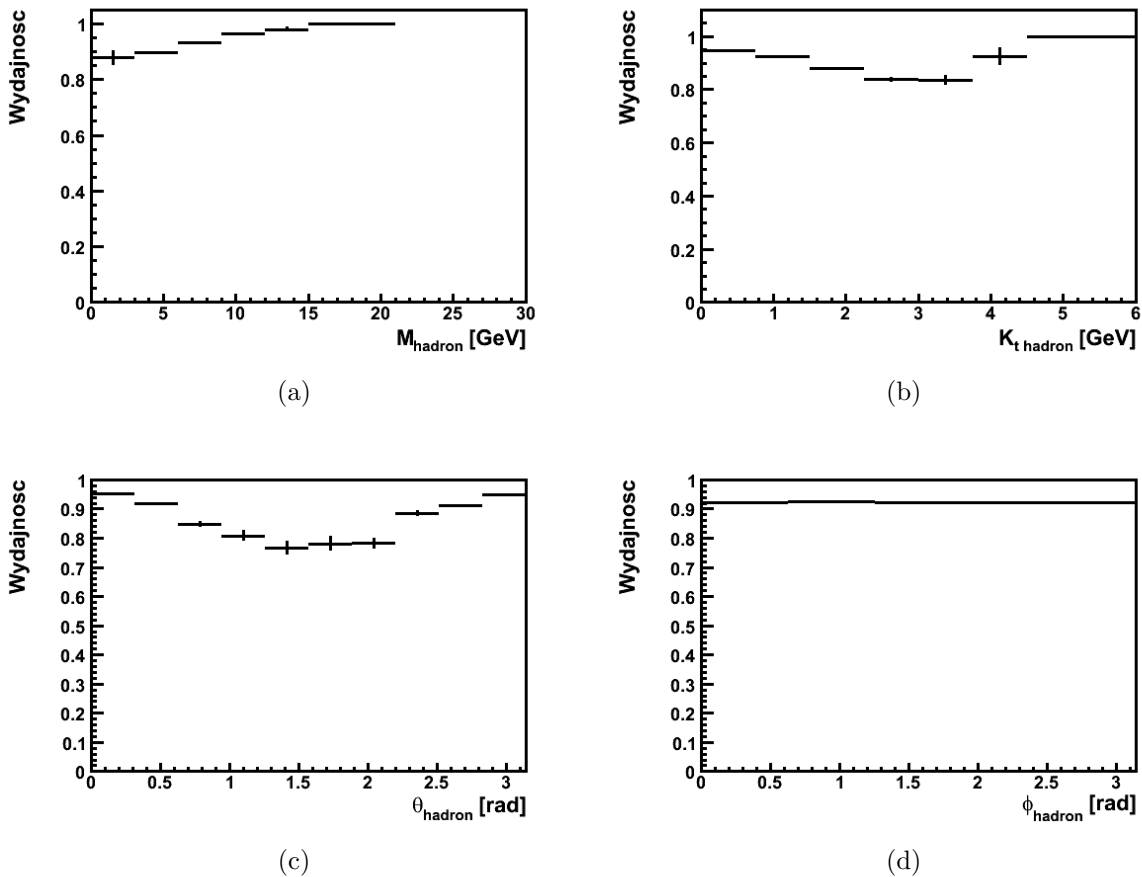
Rysunek 4.6: Rozkład kąta azymutalnego dżetów na poziomie detektorowym po zastosowaniu cięć. Czarnym kolorem oznaczone zostały dane zarejestrowane przez detektor ZEUS wraz z błędami statystycznymi, a pozostałymi kolorami dane z symulacji Monte Carlo: czerwonym - przypadki w których powstaje układ $q\bar{q}$, zielonym - $q\bar{q}g$, niebieskim - wszystkie przypadki. Dane z symulacji MC zostały znormalizowane do liczby danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS po zastosowaniu wszystkich cięć.

4.2. Efekty detektorowe

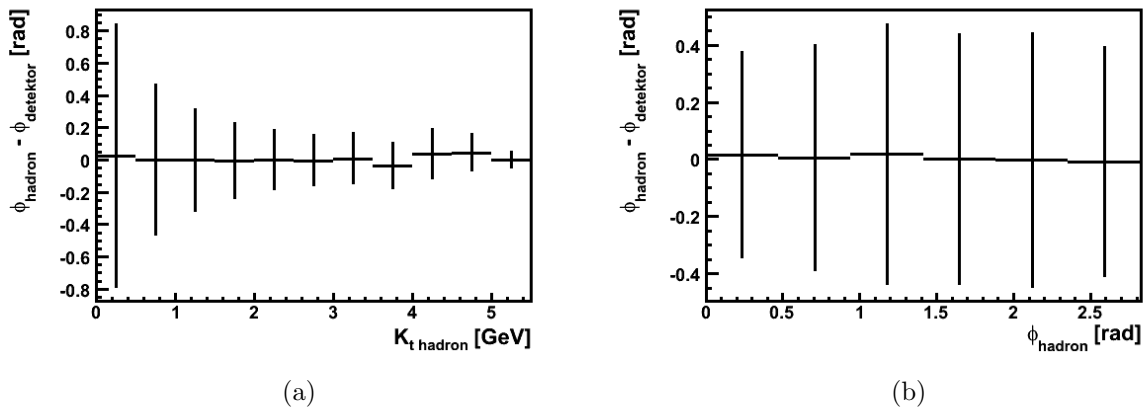
W tym rozdziale opisano jaki wpływ na wydajność znajdowania pary dżetów oraz rozdzielczość pomiaru kąta azymutalnego mają efekty detektorowe. W tym celu na symulacje Monte Carlo nałożono warunki selekcji opisane w poprzednim rozdziale, oprócz warunków stosowanych na poziomie dżetów. Wydajność znajdowania pary dżetów na poziomie detektorowym wyznaczono dla próbki danych Monte Carlo dla której na poziomie partonowym i hadronowym zaobserwowano dwa dżety dla tej samej wartości parametru y_{cut} . Rozdzielczość wyznaczono odnosząc wartości zmierzone na poziomie detektorowym do odpowiadających im wartości na poziomie hadronowym. Wyniki analizy przedstawione są na rys. 4.7, rys. 4.8 i rys. 4.9. Rozmycie kąta azymutalnego które wprowadza detektor dla $k_t < 3$ GeV jest znacznie mniejsze niż to wprowadzone przez hadronizację. Dla $k_t > 3$ GeV oba efekty są porównywalne. Podobnie jak na poziomie hadronowym wydajność znajdowania pary dżetów oraz rozdzielczość pomiaru kąta azymutalnego na poziomie detektorowym nie zależą od kąta azymutalnego.



Rysunek 4.7: Wydażność znajdowania pary dżetów przez algorytm DURHAM na poziomie detektorowym dla przypadków posiadających dwa dżety na poziomie partonowym i hadronowym w funkcji y_{cut} .



Rysunek 4.8: Wydażność znajdowania pary dżetów przez algorytm DURHAM ($y_{cut} = 0,15$) na poziomie detektorowym dla przypadków posiadających dwa dżety na poziomie partonowym i hadronowym w funkcji: masy stanu hadronowego (a), pędu poprzecznego dżetu hadronów (b), kąta biegunowego dżetu hadronów (c) i kąta azymutalnego dżetu hadronów (d). Na wykresach zaznaczone zostały błędy statystyczne.



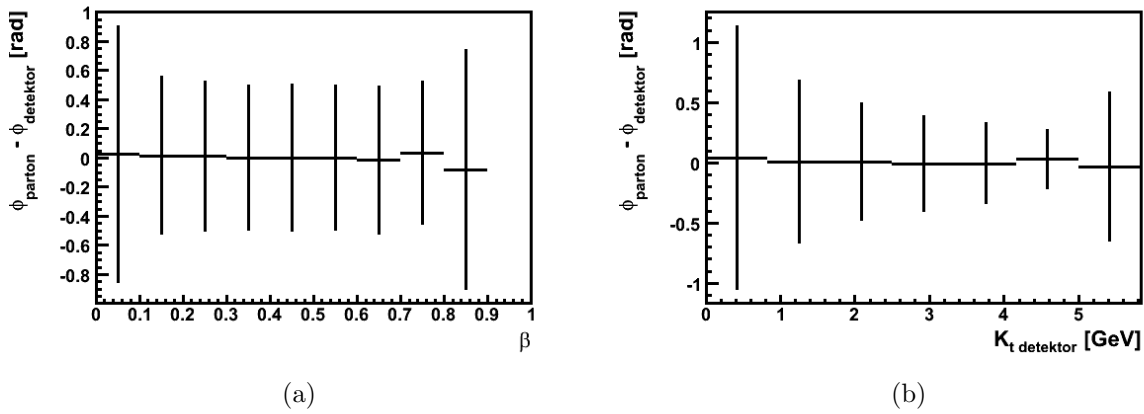
Rysunek 4.9: Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego dżetu hadronów przy użyciu dżetów zarejestrowanych przez detektor w funkcji pędu poprzecznego dżetu na poziomie hadronowym (a) i jego kąta azymutalnego (b). Wykresy przedstawiają wartości średnie i odchylenia standardowe rozkładów różnic $\phi_{had} - \phi_{det}$ dla określonych przedziałów wartości zmiennych.

4.3. Optymalizacja wyznaczenia rozkładu kąta azymutalnego.

Celem tego rozdziału jest znalezienie optymalnych warunków pomiaru parametru α rozkładu kąta azymutalnego (1.21). Jednym ze sposobów wyznaczenia wartości oraz niepewności parametru α jest poprawienie danych na efekty detektorowe i hadronizacji, a następnie dopasowanie do nich rozkładu (1.21). Poprawkę tę wprowadza się dzieląc liczbę przypadków w danym przedziale kąta ϕ przez odpowiadającą temu przedziałowi akceptancję. Akceptancja jest ilorazem liczby przypadków zarejestrowanych na poziomie detektorowym i liczby przypadków na poziomie partonowym. Metoda ta wymaga, aby akceptancja nie zależała od parametru α , co jest spełnione gdy szerokości przedziałów kąta ϕ użyte do obliczeń są istotnie mniejsze od rozdzielczości ($\Delta\phi_{bin} \geq 3\Delta\phi_{res}$).

Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego partonu zbadana została, po zastosowaniu wszystkich cięć w funkcji zmiennych: β i k_t . Na rys. 4.10 przedstawione są wyniki. Z przeprowadzonej analizy wynika, że dokładność nie jest większa niż 0,3 rad. Wyklucza to możliwość użycia metody poprawek na akceptancję. Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego nie zależy od zmiennej β , dlatego zmiana wartości cięcia na tę zmienną, ma wpływ jedynie na stosunek sygnału do tła i liczbę przypadków poddanych analizie. Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego partonu zwiększa się wraz ze wzrostem pędu poprzecznego dżetu na poziomie detektorowym. Z analiz efektów hadronizacji i detektorowych wynika, że dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego partonu nie zależy od ϕ .

W sytuacji gdy nie można stosować metody poprawek na akceptancję, parametr α oraz jego niepewność można wyznaczyć minimalizując, np. metodą najmniejszych kwadratów, różnice między rozkładami otrzymanymi z symulacji a mierzonymi w funkcji założonego w symulacji parametru α . Wyznaczanie parametru α na podstawie pełnej symulacji przez bezpośrednie porównywanie rozkładów jest bardzo czasochłonne. Dodatkowo w celu oszacowania błędu systematycznego wyznaczenia parametru α związanego z błędnym oszacowaniem rozdzielczości pomiaru kąta azymutalnego partonu należałoby wykonać symulację przy użyciu innego modelu fragmentacji i hadronizacji. W związku z tymi ograniczeniami dalsze obliczenia w tej pracy zostały wykonane przy użyciu uproszczonej symulacji Monte Carlo. Uproszczenie polega na założeniu, że błąd pomiaru kąta azymutalnego podlega rozkładowi normalnemu, nie ma



Rysunek 4.10: Dokładność wyznaczenia kąta azymutalnego partonu przy użyciu dżetów na poziomie detektorowym w funkcji ułamka pędu pomeronu unoszonego przez parton biorący udział w oddziaływaniu (a) i pędu poprzecznego dżetu na poziomie detektorowym (b). Na wykresach zostały zaznaczone średnie wartości rozkładów $\phi_{\text{par}} - \phi_{\text{det}}$ dla danego przedziału wartości zmiennych, a jako błędy zaznaczone zostały odchylenia standardowe rozkładu normalnego dopasowanego do tych rozkładów.

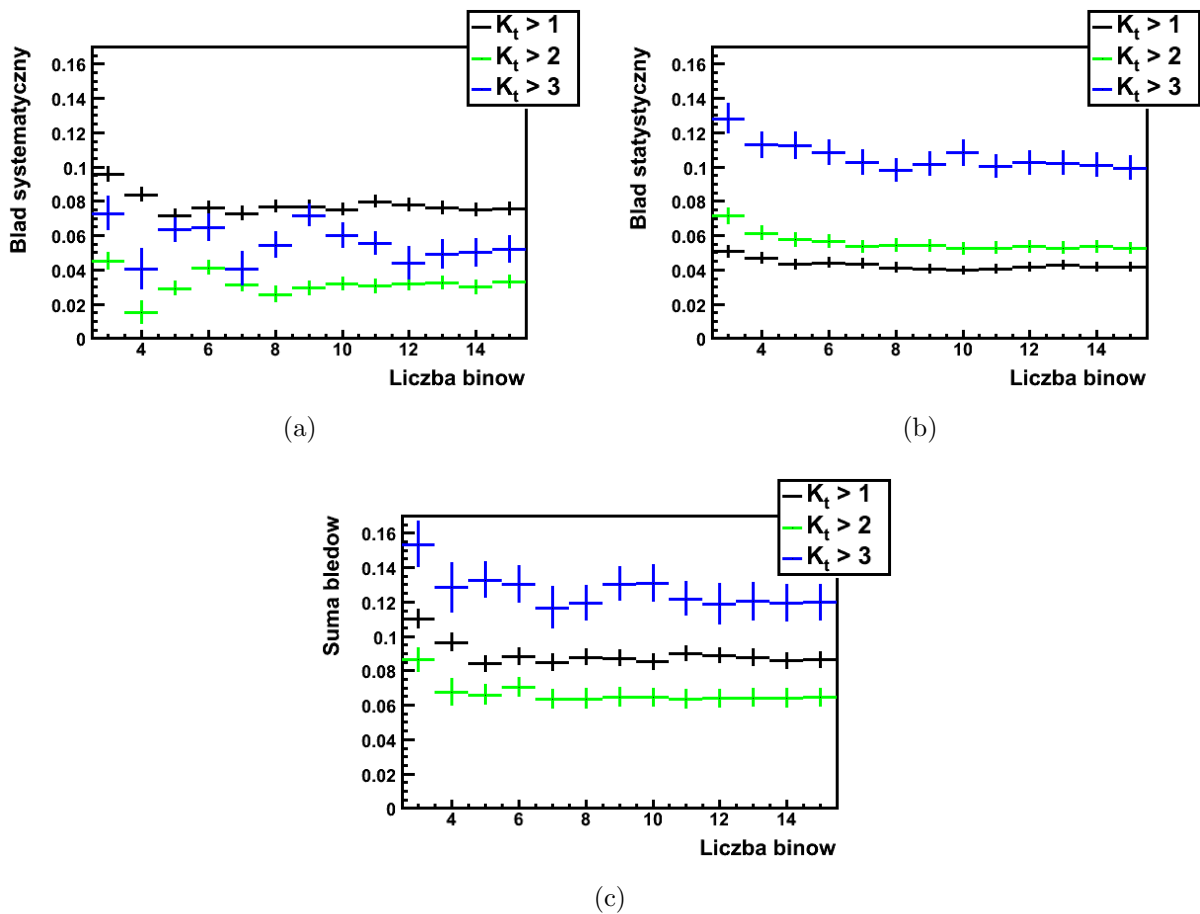
żadnych systematycznych przesunięć, liczba przypadków użytych w analizie wyznaczona jest na podstawie danych zarejestrowanych przez detektor ZEUS, natomiast rozdzielczość pomiaru kąta azymutalnego oraz poziom tła wyznaczone są na podstawie pełnej symulacji. Rozkłady wygenerowane dla określonych wartości parametru α porównywane są z badanym rozkładem przy użyciu metody najmniejszych kwadratów. Program MINUIT [25] został wykorzystany do znalezienia minimum uzyskanej w ten sposób funkcji i wyznaczenia wartości oraz niepewności parametru α .

Z poprzednich rozdziałów wynika, że największy wpływ na jakość rekonstrukcji kąta azymutalnego dżetów ma cięcie na ich pęd poprzeczny. Od pędu poprzecznego partonów zależy także wartość parametru α przewidziana przez model Bartelsa. Z tych powodów obliczenia zostały przeprowadzone dla trzech różnych warunków nałożonych na pęd poprzeczny dżetów. Kolejnym ważnym czynnikiem jest selekcja przypadków według zmiennej β , która jest odpowiedzialna za odrzucenie tła. Dodatkowo zoptymalizowana została liczba przedziałów kąta azymutalnego użyta w analizie. Zbyt mała liczba przedziałów spowoduje, że histogram będzie źle oddawał kształt rozkładu, z kolei zbyt duża może zwiększyć fluktuacje statystyczne.

Obliczenia mające na celu znalezienie optymalnej liczby przedziałów w histogramie oraz wartość cięcia na pęd poprzeczny dżetów zostały przeprowadzone przy użyciu wartości przedstawionych w tab. 4.1. Błąd systematyczny został oszacowany przez zmianę rozdzielczości pomiaru kąta azymutalnego o arbitralną wartość 30%. Wyniki przedstawia rys. 4.11. Błąd systematyczny nie zależy od liczby binów w histogramie z danymi. Dla bardzo małych liczb binów błąd statystyczny jest większy niż dla pozostałych. Wynika to ze złego odwzorowania kształtu rozkładu przez histogram z tak małą liczbą binów. Z przeprowadzonej analizy wynika, że optymalną wartością cięcia na pęd poprzeczny dżetu jest wartość 2 GeV i liczba binów większa od sześciu. Warunki te gwarantują że błąd całkowity pomiaru parametru α jest na poziomie 0,06 przy przewidywanej wartości tego parametru z modelu Bartela 0,29.

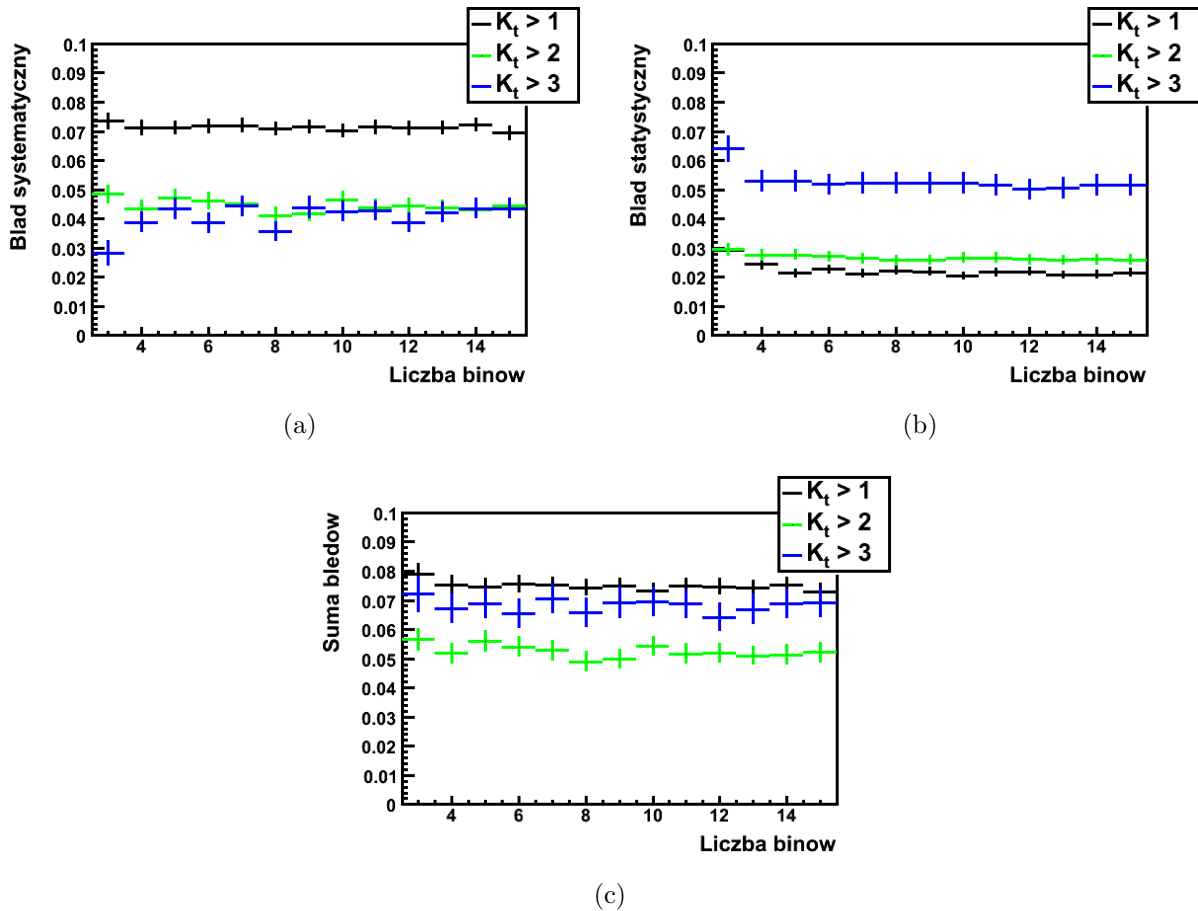
Tabela 4.1: Parametry uproszczonej symulacji Monte Carlo.

Minimalne K_t [GeV]	Minimalna β	liczba przypadków (sygnał)	liczba przypadków (tło)	rozmycie [rad]
1	0,45	3590	0	0,56
2	0,45	1500	0	0,44
3	0,45	330	0	0,36



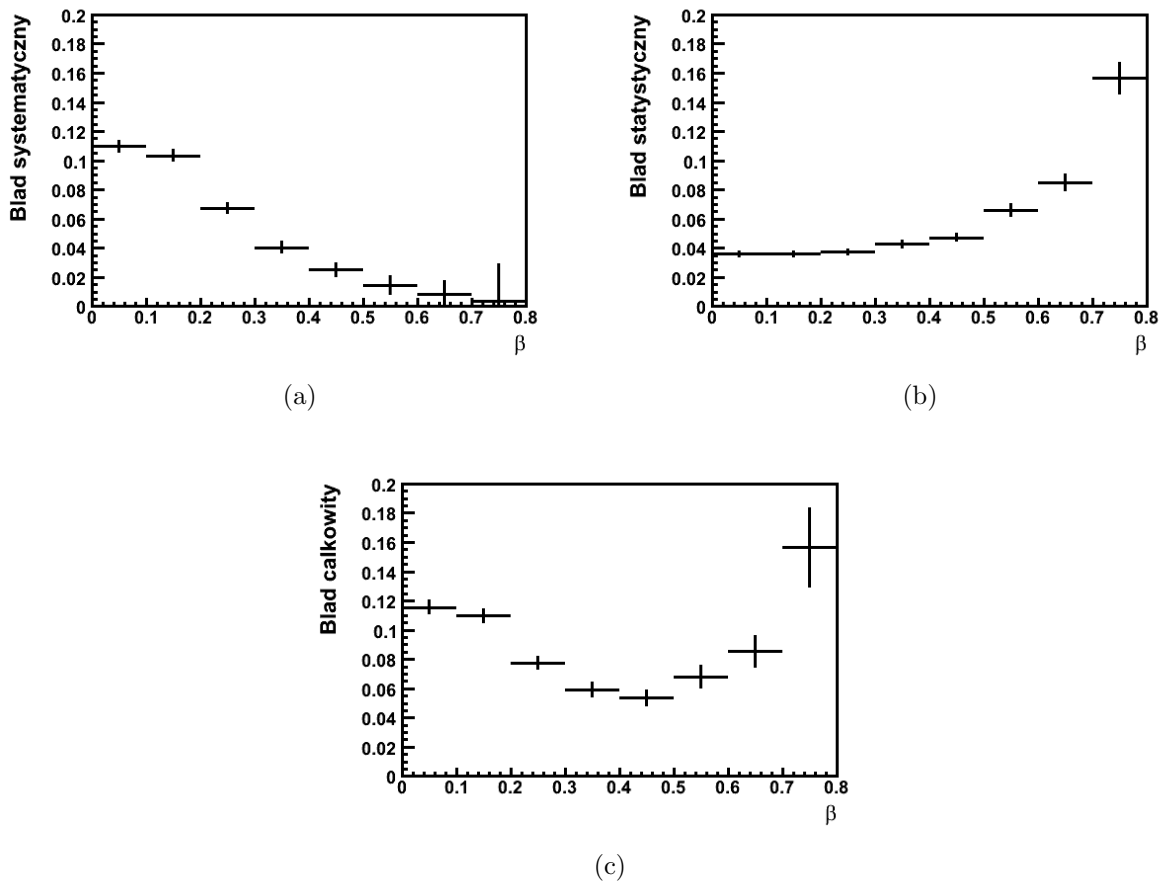
Rysunek 4.11: Zależność błędu systematycznego (a), statystycznego (b) i całkowitego (c) wyznaczenia parametru α od liczby binów dla trzech wartości cięcia na pęd poprzeczny dżetów na poziomie detektorowym. Na wykresach zaznaczone są błędy statystyczne.

Wyniki opisane w tej pracy bazują na danych zebranych w pierwszym okresie działania akceleratora (HERA I). Ewentualna analiza danych z fazy HERA II umożliwi czterokrotny wzrost statystyki. Czterokrotne zwiększenie statystyki (rys. 4.12) w niewielkim stopniu zmieniłyby wyniki analizy. Nadal optymalną wartością cięcia na pęd poprzeczny będzie $k_t > 2$ GeV z nieznacznie tylko zmniejszonym błędem całkowitym z wartości 0,06 do wartości 0,05.



Rysunek 4.12: Zależność błędu systematycznego (a), statystycznego (b) i całkowitego (c) wyznaczenia parametru α od liczby binów dla trzech wartości cięcia na pęd poprzeczny dżetów na poziomie detektorowym. Na wykresach zaznaczone są błędy statystyczne. Obliczenia zostały przeprowadzone dla czterokrotnie zwiększonej statystyki, czyli spodziewanej liczby danych zarejestrowanych w fazie HERA II.

Optymalizacja pomiaru rozkładu kąta azymutalnego partonów pod kątem zmiennej β przeprowadzona została dla $k_t > 1,25$ GeV. Błąd systematyczny został oszacowany przez zmianę tła o 50%. Wybrano taką wartość, ponieważ zmiana absolutnej normalizacji przypadków $q\bar{q}g$ o 50% powoduje poprawny opis rozkładu zmiennej β . Wyniki przedstawione są na rys. 4.13. Zwiększanie cięcia na zmienną β zmniejsza ilość tła, tym samym zmniejszając błąd systematyczny, ale ogranicza liczbę przypadków zwiększając błąd statystyczny. Optymalne cięcie na zmienną β wynosi 0,45. Dla tego cięcia błąd systematyczny wyznaczenia parametru α związany z nieoznaczonością poziomu tła rzędu 50% wynosi 0,025. Potwierdza to, że stosowane w dotychczasowej analizie cięcie jest dobre.



Rysunek 4.13: Zależność błędu systematycznego (a), statystycznego (b) i całkowitego (c) wyznaczenia parametru α od cięcia na zmienną β . Na wykresach zaznaczone zostały błędy statystyczne.

Tabela 4.2: Dokładność wyznaczenia parametru α rozkładu kąta azymutalnego partonu dla aktualnej statystyki (Δa_I) i dla czterokrotnie zwiększonej statystyki odpowiadającej statystyce z HERA II (Δa_{II}).

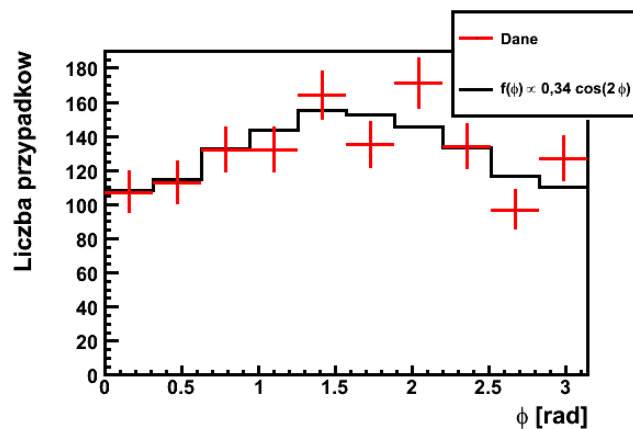
minimalne k_t	α	Δa_I	Δa_{II}
1	0,19	0,09	0,08
2	0,29	0,07	0,06
3	0,32	0,13	0,07

4.4. Wnioski

Oszacowana została dokładność wyznaczenia parametru rozkładu kąta azymutalnego przy użyciu histogramu z danymi o 10 binach oraz warunków selekcji przypadków opisanych w rozdz. 4.1. Porównanie wyników z oczekiwanymi wartościami tego parametru dla różnych przedziałów pędu poprzecznego dżetów (k_t) zamieszczone jest w tab. 4.2.

Dla optymalnych warunków wyznaczonych w poprzednim rozdziale przeprowadzono pomiar parametru α przy użyciu rzeczywistych danych z eksperymentu ZEUS. Uzyskano wynik $0,34 \pm 0,07$ ($\pm 0,05$ stat. $\pm 0,045$ syst.). Jakość dopasowania histogramu o $\alpha = 0,34$ do histogramu z danymi jest dobra co potwierdza wartość funkcji $\chi^2 = 9,9/9$ oraz rys. 4.14. Uzyskany wynik jest w zgodzie ze spodziewaną z modelu Bartelsa wartością 0,29.

Przy założeniu, że błąd systematyczny związany z rozdzielczością pomiaru kąta azymutalnego na poziomie 30% nie jest przeszacowany, opracowanie danych z drugiego okresu działania akceleratora HERA, nie zmieni w zasadniczy sposób wyników analizy. Ewentualne udoskonalenia w analizie powinny zmierzać do polepszenia zdolności rozdzielczej pomiaru kąta azymutalnego poprzez np. ulepszenie algorytmu dżetowego. Również analiza przypadków zawierających trzy dżety mogłaby zaowocować poprawieniem modelowania przypadków $q\bar{q}g$ w symulacji MC.



Rysunek 4.14: Rozkład kąta azymutalnego dżetów na poziomie detektorowym, po odjęciu spodziewanego tła dla $k_t > 2$ GeV, zarejestrowany przez detektor ZEUS wraz z błędami statystycznymi oraz dopasowanym do niego rozkładem (1.21) z $\alpha = 0,34$.

Bibliografia

- [1] D. Green, *High Pt Physics at Hadron Colliders*. Cambridge University Press, 2005.
- [2] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 4 ed., 2001.
- [3] A. Hebecker, “Diffraction in deep inelastic scattering,” *Phys. Rept.* **331** (2000) 1–115, [arXiv:hep-ph/9905226](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905226).
- [4] K. Goulianos, “Diffraction: Results and conclusions,” [arXiv:hep-ph/9806384](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806384).
- [5] H. Kowalski, “Inclusive diffraction at HERA,”. Prepared for Ringberg Workshop: New Trends in HERA Physics 1999, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, 30 May - 4 Jun 1999.
- [6] H. Kowalski and M. Wusthoff, “SATRAP model for diffractive DIS processes,”. Prepared for 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 2000), Liverpool, England, 25-30 Apr 2000.
- [7] J. Bartels, C. Ewerz, H. Lotter, and M. Wusthoff, “Azimuthal Distribution of Quark-Antiquark Jets in DIS Diffractive Dissociation,” *Phys. Lett.* **B386** (1996) 389–396, [arXiv:hep-ph/9605356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9605356).
- [8] “Strona domowa DESY.” <http://zms.desy.de/>.
- [9] “Strona domowa detektora ZEUS.” <http://www-zeus.desy.de/>.
- [10] K. Kleinknecht, *Detectors for Particle Radiation*. Cambridge University Press, second ed., 1998.
- [11] ZEUS Collaboriation, “Zeus status report.” <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>, Luty, 1993.
- [12] J. Szuba, *Measurement of the photon light cone wave function by diffractive dissociation in the ZEUS experiment at HERA*. PhD thesis, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Czerwiec, 2005.
- [13] H. Jung, “The RAPGAP monte carlo for deep inelastic scattering version 3.1.” <https://www.desy.de/~jung/rapgap/welcome.html>, August, 2006.
- [14] H. Jung, “Hard diffractive scattering in high-energy e p collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP,” *Comp. Phys. Commun.* **86** (1995) 147–161.
- [15] S. Kawabata, “A New version of the multidimensional integration and event generation package BASES/SPRING,” *Comp. Phys. Commun.* **88** (1995) 309–326.
- [16] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H. J. Mohring, “HERACLES: AN EVENT GENERATOR FOR e p INTERACTIONS AT HERA ENERGIES INCLUDING RADIATIVE PROCESSES: VERSION 1.0,” *Comp. Phys. Commun.* **69** (1992) 155–172.
- [17] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, “Parton Fragmentation and String Dynamics,” *Phys. Rept.* **97** (1983) 31–145.

- [18] T. Sjostrand, “PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual,” arXiv:hep-ph/9508391.
- [19] G. Ingelman, A. Edin, and J. Rathsman, “Lepto 6.5 - a monte carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering,” *Computer Physics Communications* **101** (1997) 108.
<http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/9605286>.
- [20] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, and P. Zancarini, “GEANT3,”
CERN-DD/EE/84-1.
- [21] E. de Wolf, “Zgana, zeus trigger simulation library,”.
- [22] H. Abramowicz, A. Caldwell, and R. Sinkus, “Neural network based electron identification in the zeus calorimeter,” *NUCL.INSTRUM.METH.A* **365** (1995) 508.
<http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ex/9505004>.
- [23] S. Bentvelsen, J. Engelen, and P. Kooijman, “Reconstruction of (x, Q^{*2}) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,”. NIKHEF-H-92-02.
- [24] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, and B. R. Webber, “New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in $e^+ e^-$ annihilation,” *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432–438.
- [25] F. James and M. Roos, “Minuit-a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations,” *Comput. Phys. Commun.* **10** (1975) no. 6, 343–67.
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.