
**Produkcja dżetów do przodu
w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep
na akceleratorze HERA**

Izabela Milcewicz-Mika

Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
Kraków
Polska

Rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem:
dr hab. Lidii Görlich

Kraków, 2011

STRESZCZENIE

W niniejszej pracy badane są przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania ep na akceleratorze HERA zawierające dżet do przodu, produkowany pod małym kątem w stosunku do początkowego protonu w układzie laboratoryjnym. Dane użyte w analizie zostały zebrane przez eksperyment H1 w roku 2000 przy energii w układzie środka masy zderzenia 319 GeV. Pomiary zostały przeprowadzone w obszarze przestrzeni fazowej zdefiniowanej przez zmienną skalowania x -Bjorkena $0.0001 < x < 0.004$, dodatnio zdefiniowany kwadrat przekazu czteropędu od elektronu do protonu $5 < Q^2 < 85 \text{ GeV}^2$ oraz nieelastyczność $0.1 < y < 0.7$. Przestrzeń fazowa i parametry dżetu do przodu zostały tak dobrane, aby stłumić przyczynki od standardowej ewolucji DGLAP i powiększyć przestrzeń fazową dla ewolucji BFKL. Zmierzone zostały inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , pędu poprzecznego dżetu, jego pseudorapidity i ułamkowej energii, liczonej względem energii początkowego protonu. Przedstawione zostały również różniczkowe przekroje czynne oraz znormalizowane rozkłady kształtów w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. Zbadana została także podpróbka danych z dżetem do przodu i dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym detektora H1. Zmierzone przekroje czynne zostały porównane z przewidywaniami kilku modeli Monte Carlo opartych na różnych mechanizmach ewolucji QCD oraz z obliczeniami NLO DGLAP.

ABSTRACT

Deep-inelastic electron-proton scattering events with a forward jet, produced at small angles with respect to the proton beam in the laboratory frame, are studied at the HERA collider. The analysed data were collected by the H1 experiment in the year 2000 at the center-of-mass energy of 319 GeV. The measurements are performed in the phase space region defined by the x -Bjorken variable $0.0001 < x < 0.004$, the four-momentum transfer squared $5 < Q^2 < 85 \text{ GeV}^2$ and by the inelasticity $0.1 < y < 0.7$. The requirements on the forward jet and the phase space were chosen in such a way that the standard DGLAP evolution is suppressed and the effects of the BFKL dynamics are enhanced. Inclusive forward jet cross sections as a function of x , Q^2 , the transverse momentum of the jet, its pseudorapidity and the fractional energy were measured. Moreover differential cross sections and normalised distributions were measured as a function of the azimuthal angle difference $\Delta\phi$ between the forward jet and the scattered electron. Events with a forward jet and an additional jet, produced in the central region of the laboratory frame, were also investigated. The measurements are compared to predictions of Monte Carlo generators based on different QCD evolution schemes as well as to next-to-leading order DGLAP calculations.

SPIS TREŚCI

Streszczenie		i
Spis treści		iii
Spis rysunków		vi
Spis rysunków		viii
Spis tabel		ix
Spis tablic		ix
Rozdział 1	Wstęp	1
Rozdział 2	Głęboko nieelastyczne rozpraszanie ep	5
2.1	Kinematyka głęboko nieelastycznego rozpraszania ep	5
2.2	Przekrój czynny na rozpraszanie głęboko nieelastyczne ep	7
2.3	Prosty model kwarkowo-partonowy	8
2.4	Chromodynamika kwantowa i ulepszony model partonowy	11
2.4.1	Faktoryzacja procesów krótko i długozasięgowych.	12
2.4.2	Procesy wyższych rzędów	15
2.4.3	Równania ewolucji DGLAP	16
2.4.4	Równanie ewolucji BFKL	18
2.4.5	Równanie ewolucji CCFM	20
2.5	Alternatywne koncepcje ewolucji partonów	22
2.5.1	Model kolorowych dipoli CDM	22
2.5.2	Procesy z rozwiniętym fotonem.	22
2.6	Dzety	23
2.6.1	Hadronizacja	24
2.6.2	Rekonstrukcja dżetów	26
2.6.3	Inkluzywny podłużnie niezmienniczy algorytm k_t	27
Rozdział 3	Modele QCD dla rozpraszania głęboko nieelastycznego	29
3.1	Modele Monte Carlo	29

3.1.1	Kaskada partonowa	30
3.2	Generatory Monte Carlo dla procesów <i>ep</i>	31
3.3	Perturbacyjne obliczenia QCD	32
Rozdział 4	Wczesniejsze pomiary dżetów do przodu na akceleratorze HERA	35
Rozdział 5	Korelacje azymutalne	43
Rozdział 6	Aparatura doświadczalna	45
6.1	Akcelerator HERA	45
6.2	Eksperyment H1	46
6.2.1	Detektory śladów	47
6.2.2	Kalorymetry	49
6.2.3	Monitor świetlności	50
6.2.4	Układ wyzwalania w eksperymencie H1	50
Rozdział 7	Selekcja danych	53
7.1	Selekcja przypadków DIS	53
7.1.1	Układ wyzwalania - tryger	54
7.1.2	Selekcja rozproszonego elektronu	54
7.1.3	Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych	56
7.1.4	Przestrzeń fazowa dla procesów DIS.	59
7.1.5	Dodatkowe warunki na odrzucanie tła.	59
7.2	Selekcja przypadków DIS z dżetem do przodu	62
7.3	Selekcja przypadków DIS z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym	64
7.3.1	Podsumowanie warunków selekcji	64
7.4	Rozkłady kontrolne	65
7.4.1	Rozkład zmiennej $p_{t,balance}$ oraz profile dżetowe	74
Rozdział 8	Pomiar przekroju czynnego	81
8.1	Definicja przekroju czynnego	81
8.1.1	Czynniki poprawkowe	82
8.1.2	Wydajność trygera	83
8.1.3	Czystość i stabilność próbek	87
8.2	Niepewności systematyczne	97
8.3	Przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu	98
8.3.1	Inkluzywne przekroje czynne w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} i x_{fwdjet}	99
8.3.2	Korelacje azymutalne	100

Rozdział 9	Podsumowanie	113
Dodatek A	Układy odniesienia	115
Dodatek B	Tabele z wartościami przekrojów czynnych	117
Bibliografia		121
Podziękowania		129

Spis rysunków

2.1	Schematyczny diagram rozpraszania ep	6
2.2	Diagram rozpraszania ep w modelu kwarkowo-partonowym.	9
2.3	Ilustracja rozpraszania ep w prostym modelu kwarkowo-partonowym.	9
2.4	Funkcja struktury F_2 w funkcji Q^2 przy ustalonych wartościach x	13
2.5	Faktoryzacja w procesie DIS.	14
2.6	Procesy rozszczepień partonów.	15
2.7	Diagram procesów BGF oraz QCDC.	16
2.8	Kaskada partonowa ze stanu początkowego.	17
2.9	Uporządkowania kątowe w kaskadzie partonowej.	21
2.10	Poprawki wirtualne wprowadzone przez czynnik postaci nie-Sudakowa.	21
2.11	Obszary stosowności różnych równań ewolucji.	22
2.12	Emisja gluonów z kolejno powstających kolorowych dipoli w modelu CDM.	23
2.13	Diagram rozpraszania ep zachodzącego poprzez oddziaływanie rozwiniętego fotonu z partonem w protonie.	24
2.14	Ilustracja modelu strun Lund.	25
2.15	Ilustracja modelu fragmentacji klastra.	26
3.1	Schemat działania generatora przypadków ep	30
4.1	Diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu.	36
4.2	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS w obszarze przestrzeni fazowej BFKL.	37
4.3	Inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennej x zmierzony w eksperymencie H1	39
4.4	Inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji zmiennej x zmierzony w eksperymencie H1 - porównanie z przewidywaniami NLO DGLAP.	40
4.5	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS - porównanie z modelami MC ARIADNE i LEPTO.	41
4.6	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS - porównanie z przewidywaniami NLO DGLAP.	42
5.1	Przewidywania BFKL dla $\langle \cos 2\Delta\phi \rangle$ w funkcji zmiennej Y na zderzaczu HERA.	44
6.1	Schemat detektora H1.	47
6.2	Układ detektorów śladowych w eksperymencie H1.	48
6.3	Przekrój podłużny kalorymetru z ciekłego argonu w eksperymencie H1.	49
6.4	Schemat budowy monitora świetlności w eksperymencie H1.	50

7.1	Rozkłady kontrolne zmiennych $R_{cluster}$, E_{HAD} oraz ΔR_{BDC} dla próbki danych z dżetem do przodu bez cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$	57
7.2	Aktywność w kalorymetrze SpaCal przed i po zastosowaniu cięć na wyłączone z analizy obszary detektora.	58
7.3	Rozkład położenia wierzchołka przypadku na osi zderzenia.	60
7.4	Rozkład zmiennej $E - p_z$	62
7.5	Rozkłady kontrolne przypadków DIS na poziomie detektora dla zmiennych kinematycznych.	67
7.6	Rozkłady kontrolne przypadków DIS na poziomie detektora dla zmiennych kinematycznych dla podpróbki danych z dżetem do przodu.	68
7.7	Rozkłady kontrolne przypadków DIS na poziomie detektora dla zmiennych kinematycznych dla podpróbki z dżetem do przodu z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$	69
7.8	Rozkłady kontrolne zmiennych dżetowych bez cięcia $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$	70
7.9	Rozkłady kontrolne przypadków DIS z dżetem do przodu dla zmiennych dżetowych z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$	71
7.10	Rozkłady kontrolne zmiennych $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ oraz $\ln(x_{fwdjet}/x)$	72
7.11	Odległość w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ zmierzona w przedziałach $\ln(x_{fwdjet}/x)$	72
7.12	Rozkłady kontrolne dla podpróbki danych z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym detektora H1.	73
7.13	Rozkłady kontrolne dla zmiennej $p_{t,HAD}/p_{t,e}$	76
7.14	Przepływ energii poprzecznej wokół dżetu do przodu (dżety bez cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$)	76
7.15	Przepływ energii poprzecznej wokół dżetu do przodu (dżety z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$)	77
7.16	Profile dżetowe dla dżetów do przodu w funkcji $\Delta\eta$ oraz $\Delta\phi$	77
7.17	Profile dżetowe dla dżetów do przodu w funkcji $\Delta\eta$ w różnych przedziałach η_{fwdjet}	78
7.18	Profile dżetowe w funkcji $\Delta\phi$ w różnych przedziałach η_{fwdjet}	79
8.1	Czynniki poprawkowe dla zmiennych kinematycznych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet}	84
8.2	Czynniki poprawkowe dla zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach $\ln(x_{fwdjet}/x)$	85
8.3	Czynnik poprawkowy dla zmiennej $\ln(x_{fwdjet}/x)$	85
8.4	Czynniki poprawkowe dla zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach $\ln(x_{fwdjet}/x)$	86
8.5	Wydajność trygera S61 dla próbki danych DIS z dżetem do przodu dla zmiennych kinematycznych.	88
8.6	Wydajności śladowych i kalorymetrycznych elementów trygerowych w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet}	89
8.7	Wydajność trygera S61 w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ i $\ln(x_{fwdjet}/x)$	90

8.8	Wydajność trygera S61 dla przypadków z dżetem do przodu w zmiennej $\Delta\phi$ w trzech przedziałach zmiennej $\ln(x_{fwdjet}/x)$	90
8.9	Wydajność trygera S61 w funkcji $\Delta\phi$ dla podpróbki danych z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym detektora H1.	91
8.10	Czystość próbek w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet}	92
8.11	Stabilność próbek w funkcji zmiennych: x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet}	93
8.12	Czystość próbek w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ i $\ln(x_{fwdjet}/x)$	94
8.13	Stabilność próbek w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ i $\ln(x_{fwdjet}/x)$	95
8.14	Czystości i stabilności dla podpróbki danych dżetem do przodu i dżetem w części centralnej detektora H1 w funkcji zmiennej $\Delta\phi$	96
8.15	Czystość i stabilność próbek w funkcji zmiennej x dla różnych wartości cięcia $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$	97
8.16	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} - porównanie z różnymi modelami QCD.	101
8.17	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} - porównanie z CASCADE	102
8.18	Porównanie przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu w funkcji x -Bjorkena zmierzonego w tej analizie i wcześniej opublikowanego przez eksperyment H1.	103
8.19	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji $\Delta\phi$ - porównanie z różnymi modelami QCD.	105
8.20	Znormalizowany przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji $\Delta\phi$ dla różnych modeli MC.	106
8.21	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji $\Delta\phi$ - porównanie z CASCADE	107
8.22	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji Y	108
8.23	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji $\Delta\phi$ dla podpróbki danych z dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym.	110
8.24	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji $\Delta\phi$ dla podpróbki danych z dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym - porównanie z obliczeniami NLO DGLAP.	111
A-1	Układ laboratoryjny na zderzaczu HERA.	115
A-2	Rozpraszanie γ^*p dla procesu QPM w hadronowym układzie środka masy.	116
A-3	Rozpraszanie γ^*p dla procesu QPM oraz procesu QCD Comptona w układzie Breita.	116

Spis tablic

4.1	Warunki wyboru przypadków DIS z dżetem do przodu w eksperymencie H1 [18].	38
4.2	Warunki wyboru przypadków DIS z dżetem do przodu w eksperymencie ZEUS [21].	39
7.1	Podsumowanie cięć związanych z identyfikacją elektronu i odrzucaniem tła. . .	61
7.2	Podsumowanie cięć związanych z wyborem przypadków DIS, przypadków z dżetem do przodu oraz przypadków z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym.	65
B-1	Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet}	118
B-2	Różniczkowe przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu $d\sigma/d\Delta\phi$ w trzech przedziałach Y oraz $d\sigma/dY$	119
B-3	Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ w dwóch przedziałach Y dla próbki danych z dżetem do przodu i dodatkowym dżetem w obszarze centralnym. . .	120

ROZDZIAŁ 1

WSTĘP

W roku, w którym zakończono redakcję niniejszej pracy środowisko fizyków uroczyście obchodziło setną rocznicę odkrycia jądra atomowego. W maju 1911 roku w czasopiśmie *Philosophical Magazine* [1] ukazała się słynna publikacja Ernesta Rutherforda, w której wysunął hipotezę o istnieniu wewnątrz atomu masywnego i dodatnio naładowanego jądra. Eksperymenty głęboko nieelastycznego rozpraszania (DIS - *Deep Inelastic Scattering*) stanowią kontynuację tej techniki eksperymentalnej, która polega na badaniu wewnętrznej struktury materii oraz oddziaływań pomiędzy jej składnikami w procesach rozproszeniowych. W latach 70-tych i 80-tych ubiegłego wieku, eksperymenty głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na nukleonach odegrały fundamentalną rolę w wyjaśnieniu partonowej, kwarkowo-gluonowej struktury protonu i przyczyniły się do rozwoju teorii oddziaływań silnych, chromodynamiki kwantowej (QCD - *Quantum Chromodynamics*). Dalsze eksperymenty zgromadziły wielką liczbę danych doświadczalnych, zgodnych z przewidywaniami QCD, potwierdzając że jest to poprawna teoria opisująca silne oddziaływania kwarków i gluonów. Ważną rolę w tych badaniach odegrały eksperymenty na zderzaczu HERA (*Hadron Electron Ring Anlage*), który w latach 1992-2007 działał w laboratorium DESY (*Deutsches Elektronen Synchrotron*) w Hamburgu.

Chromodynamika kwantowa jest teorią pola z cechowaniem nieabelowym opartą na grupie symetrii SU(3) koloru, w której nośnikami sił pomiędzy kolorowymi kwarkami jest osiem bezmasowych, obojętnych elektrycznie i naładowanych kolorowo gluonów o spinie 1. Podstawową cechą oddziaływań QCD jest asymptotyczna swoboda, polegająca na tym, że siła oddziaływania pomiędzy kwarkami i gluonami maleje dla coraz większych przekazów czteropędu, czyli na coraz mniejszych odległościach. Ta własność teorii pola z cechowaniem nieabelowym pozwala na wiarygodne perturbacyjne obliczenia procesów partonowych, zachodzących przy dużym przekazy czteropędu. Gdy zwiększa się odległość pomiędzy partonami siła oddziaływania między nimi rośnie, prowadząc do uwięzienia kwarków i gluonów w hadronach, co wyjaśnia fakt niezaobserwowania ich w przyrodzie jako swobodnych cząstek.

Akcelerator HERA był jak dotąd jedynym na świecie zderzaczem elektronów i protonów i umożliwił badanie procesów DIS w nowym obszarze kinematycznym oraz wpłynął na pogłębienie wiedzy na temat oddziaływań silnych. Duża energia dostępna w układzie środka masy (≈ 300 GeV) zderzających się cząstek poszerzyła kinematyczny zakres wcześniejszych eksperymentów na stacjonarnej tarczy o kilka rzędów wielkości, zarówno w wirtualności wymienianego bozonu pośredniczącego Q^2 , jak i w ułamkowym pędzie partonu x . Zderzenia ep przy wartościach Q^2 rzędu 50000 GeV² umożliwiły sondowanie struktury protonu na odległościach rzędu 10^{-18} m. Bardzo małe dostępne

wartości x -Bjorkena, $x \approx 10^{-6}$, pozwoliły na badanie struktury protonu w obszarze dużych gęstości partonowych, zdominowanym przez gluony i kwarki morza.

Precyzyjne pomiary funkcji struktury protonu F_2 wykonane przez eksperymenty H1 i ZEUS należą do podręcznikowych wyników otrzymanych na zderzaczu HERA. Zależność funkcji struktury F_2 od Q^2 , zmierzona dla ustalonych wartości x , jest piękną ilustracją łamania skalowania Bjorkena, bardzo dobrze opisanego przez perturbacyjną QCD (pQCD - *perturbative QCD*). Innym ważnym wynikiem jest pokazanie silnego wzrostu F_2 z malejącym x , przy ustalonej wartości Q^2 . Oznacza to, że gęstość kwarków i gluonów w protonie rośnie silnie wraz z malejącym x .

Przy małych wartościach x -Bjorkena odpowiadających małym wartościom Q^2 , proces rozpraszania ep zachodzi poprzez wymianę wirtualnego fotonu i energia w układzie środka masy γ^*p jest duża. Parton biorący udział w twardym procesie pochodzi z długiej kaskady partonowej pochodzącej od partonu w protonie o dużym pędzie podłużnym. Rozwój takiej kaskady partonowej jest opisywany przez równania ewolucji QCD. Stopień komplikacji perturbacyjnych rachunków QCD powoduje, że do opisu ewolucji partonów używa się różnych przybliżeń, zależnie od obszaru przestrzeni fazowej analizowanego procesu DIS. W obszarze dużych wartości Q^2 ewolucja partonów podlega równaniom Dokshitzera-Gribova-Lipatova-Altarellego-Parisiego (DGLAP) [2–5]. Dla małych wartości x -Bjorkena oczekuje się jednak, że rozwój kaskady partonowej będzie opisywany przez równanie ewolucji Balitskiego-Fadina-Kuraeva-Lipatova (BFKL) [6–8]. Uogólnieniem równań ewolucji DGLAP oraz BFKL jest równanie ewolucji Ciafaloniiego-Cataniego-Fioraniego-Marchesiniego (CCFM) [9–13].

Cechą charakterystyczną kaskady kwarkowo-gluonowej w równaniu DGLAP jest silne uporządkowanie pędów poprzecznych emitowanych partonów. Kolejno emitowane partony mają coraz większe pędy poprzeczne, aż do wartości wyznaczonej przez skalę Q^2 twardego procesu. W ewolucji BFKL brak jest uporządkowania w pędach poprzecznych partonów, natomiast kolejno emitowane gluony są uporządkowane w pędach podłużnych i pędy te maleją w kierunku twardego procesu. Badanie dynamiki QCD w obszarze małych x , zarówno w inkluzywnym procesie DIS jak i w pomiarach końcowych stanów hadronowych produkowanych w oddziaływaniu ep , jest bardzo ciekawym tematem badań na HERA. Poszukuje się odstępstw od standardowej ewolucji DGLAP poprzez analizę rozkładów zmiennych charakteryzujących kinematykę i stany końcowe rozpraszania głęboko nieelastycznego.

Początkowo uważano, że silny wzrost F_2 wraz z malejącym x jest sygnaturą efektów BFKL, jednak takie zachowanie funkcji struktury opisano także stosując równania ewolucji DGLAP w przybliżeniu niewiodących logarytmów. Pomiar F_2 jest zbyt inkluzywny, aby dać jednoznaczną odpowiedź czy ewolucja BFKL daje przyczynek do przekroju czynnego.

Różnice dynamiki kaskady partonowej w przybliżeniu DGLAP i BFKL powinny się zatem ujawnić w charakterystykach końcowych stanów hadronowych. W ewolucji BFKL w porównaniu z ewolucją DGLAP można oczekiwać częstszej emisji partonów z dużym pędem poprzecznym blisko kierunku protonu. Dlatego też procesy DIS z dżetami bądź pojedynczymi cząstkami o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowanymi blisko kierunku protonu w tzw. kierunku do przodu, powinny być czułe na dynamikę QCD [14, 15]. Przestrzeń fazowa i parametry dżetów/cząstek w tych pomiarach są tak dobrane, aby stłumić przyczynki od standardowej ewolucji DGLAP a powiększyć przestrzeń fazową dla ewolucji BFKL. Produkcja dżetów do przodu w procesach DIS na HERA była badana w eksperymentach H1 i ZEUS [16–21]. Sygnatur ewolucji BFKL poszukiwano ponadto w procesach DIS z produkcją wielu dżetów [22], w przepływach energii poprzecznej [23, 24] i rozkładach pędu poprzecznego cząstek naładowanych [25, 26].

Dynamika BFKL była także testowana w dyfrakcyjnych procesach DIS z produkcją dwóch dżetów [27] oraz w dyfrakcyjnej produkcji mezonów wektorowych [28–30].

Tematem tej pracy jest badanie dynamiki QCD w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu. Powtórzono wcześniejsze pomiary inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu m.in. w funkcji w x -Bjorkena, Q^2 i pędu poprzecznego dżetu. Zbadano także zdefiniowaną w układzie laboratoryjnym korelację w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. Zmienna ta sugerowana jako sygnatura ewolucji BFKL nie była dotąd systematycznie badana na zderzaczu HERA.

Praca składa się z dziewięciu rozdziałów. Rozdział **2** jest ogólnym wprowadzeniem do głęboko nieelastycznego rozpraszania ep i zawiera m. in. omówienie równań ewolucji QCD. W rozdziale **3** krótko opisano modele QCD stosowane w analizie rozpraszania głęboko nieelastycznego ep . W rozdziale **4** przedstawione zostały wyniki dotychczasowych badań dżetów do przodu w eksperymentach H1 i ZEUS. Rozdział **5** jest wprowadzeniem do badania korelacji azymutalnych pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. W rozdziale **6** omówiony został detektor H1 wraz z elementami istotnymi dla niniejszej analizy. Selekcja danych doświadczalnych została opisana w rozdziale **7**. Obejmuje ona wybór przypadków w przestrzeni DIS oraz kryteria wyboru dżetów do przodu i dżetów w obszarze centralnym detektora H1. Rozdział ten zawiera również rozkłady kontrolne zmiennych ważnych dla przedstawianej analizy. Pomiary inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję dżetu do przodu oraz wyniki analizy korelacji azymutalnych przedstawiono w rozdziale **8**. Pracę kończy podsumowanie. Do rozprawy dołączono dodatek **A** z definicjami układów odniesienia oraz dodatek **B** zawierający tabele z wartościami zmierzonych przekrojów czynnych.

ROZDZIAŁ 2

GŁĘBOKO NIEELASTYCZNE ROZPRASZANIE ep

W rozdziale tym omówiony zostanie proces rozpraszania głęboko nieelastycznego elektronu na protonie. Ogólny opis kinematyki procesu zostanie podany w podrozdziale 2.1, a następnie przedstawione zostaną modele używane do opisu protonu oraz reakcji ep . Przegląd zagadnień dyskutowanych w tym rozdziale można znaleźć między innymi w pracach [31] i [32].

2.1 Kinematyka głęboko nieelastycznego rozpraszania ep

Na akceleratorze HERA wiązki elektronów o energii 27.6 GeV oraz protonów o energii 920 GeV zderzały się przeciwbieżnie. W wyniku zderzenia elektronu o czteropędzie k z protonem o czteropędzie P , w stanie końcowym produkuje się stan hadronowy X oraz rozproszony elektron o czteropędzie k' (rysunek 2.1):

$$ep \rightarrow eX \quad (2.1)$$

Proces 2.1 zachodzi poprzez prąd neutralny (NC - *Neutral Current*). Oznacza to, że padający elektron oddziałuje z protonem poprzez wymianę wirtualnego fotonu γ lub też bozonu Z^0 o czteropędzie $q = k - k'$. Zakładamy, że badany proces zachodzi w obszarze kinematycznym w którym dominuje wymiana wirtualnego fotonu γ i możemy zaniedbać przyczynę od bozonu Z^0 .

Następujące zmienne kinematyczne, będące niezmiennikami Lorentza, są używane do opisu procesu rozpraszania ep :

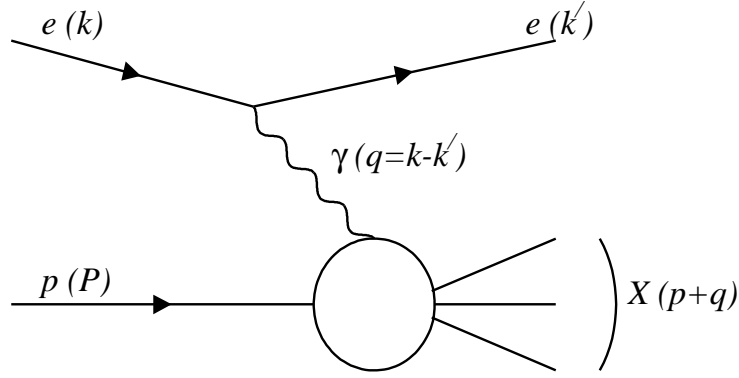
- wirtualność Q^2 wymienianego fotonu, zdefiniowana jako kwadrat przekazu czteropędu między elektronem a protonem. Zgodnie z konwencją DIS jest ona określona jako liczba dodatnia:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (2.2)$$

- zmienna skalowania Bjorkena:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (2.3)$$

W prostym modelu kwarkowo-partonowym x definiuje ułamek pędu protonu uniesiony przez parton, który wziął udział w zderzeniu.



Rysunek 2.1: Schematyczny diagram rozpraszania ep zachodzącego przez wymianę wirtualnego fotonu.

- nieelastyczność y , w układzie spoczywającego protonu określa stratę energii początkowego elektronu:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}, \quad 0 \leq y \leq 1, \quad (2.4)$$

- masa niezmiennicza W końcowego stanu hadronowego, która jednocześnie definiuje energię w układzie środka masy wirtualnego fotonu i protonu:

$$W^2 = P_X^2 = (P + q)^2 \approx Q^2 \frac{1-x}{x}, \quad (2.5)$$

- kwadrat masy niezmienniczej układu ep :

$$s = (P + k)^2. \quad (2.6)$$

Niezmienniki x , y , Q^2 oraz s są połączone zależnością:

$$Q^2 = xys \quad (2.7)$$

We wzorach definiujących zmienne kinematyczne zaniedbano masy cząstek oraz położono $\hbar = c = 1$.

Z przedstawionych powyżej wzorów wynika, że przy ustalonej wartości s tylko dwie ze zdefiniowanych zmiennych kinematycznych są niezależne. Opisują one inkluzywny proces DIS, w którym średniuje się po wszystkich końcowych stanach hadronowych. Zazwyczaj używa się zmiennych Q^2 i x . Ze wzoru 2.7 możemy wyliczyć maksymalną wartość Q^2 , która jest ograniczona przez energię dostępną w układzie środka masy ep , i jest osiągana gdy x i y dążą do jedności. Dla danego Q^2 , małe wartości x odpowiadają dużym wartościom y , natomiast duże wartości x są stowarzyszone z małymi wartościami y .

Proces rozpraszania ep , w którym masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego jest większa od masy protonu, $W^2 > m_p^2$, jest procesem nieelastycznym. Rozpraszanie przy dużych wartościach W i dużych przekazach czteropędu Q^2 , $Q^2 \gg m_p^2$, nosi nazwę rozpraszania głęboko nieelastycznego.

2.2 Przekrój czynny na rozpraszanie głęboko nieelastyczne ep

Przekrój czynny na rozpraszanie głęboko nieelastyczne elektron proton, $ep \rightarrow eX$, można zapisać w postaci :

$$\sigma \sim L_{\mu\nu}W^{\alpha\beta} \quad (2.8)$$

We wzorze 2.8 $L_{\mu\nu}$ jest leptonowym tensorem opisującym oddziaływanie pomiędzy elektronem a wymienianym wirtualnym bozonem. Dla reakcji zachodzących w obszarze małych wartości Q^2 , znacznie poniżej kwadratu masy bozonu pośredniczącego Z^0 , $Q^2 \ll m_{Z^0}^2$, proces rozpraszania ep jest zdominowany przez wymianę wirtualnego fotonu. W elektrodynamice kwantowej (QED - *Quantum Electrodynamics*) wierzchołek elektron-foton jest doskonale znany i dlatego tensor $L_{\mu\nu}$ jest całkowicie policzalny w ramach QED. Tensor hadronowy $W^{\alpha\beta}$ opisujący wierzchołek proton-foton nie jest znany ze względu na złożoną strukturę protonu. Dzięki niezmienniczości lorentzowskiej oraz zachowaniu prądu, tensor $W^{\alpha\beta}$ można sparametryzować za pomocą dwóch funkcji związanych ze strukturą protonu. Podwójnie różniczkowy przekrój czynny na proces głęboko nieelastycznego rozpraszania ep zachodzącego poprzez wymianę wirtualnego fotonu można wówczas wyrazić przez dwie niezależne funkcje struktury $F_1(x, Q^2)$ i $F_2(x, Q^2)$:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \{y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)\}. \quad (2.9)$$

α_{em} jest tutaj elektromagnetyczną stałą sprzężenia związaną z wymianą wirtualnego fotonu. Charakterystyczna zależność od $\frac{1}{Q^4}$ wynika stąd, że w oddziaływaniu uczestniczy wirtualny foton. We wzorze na różniczkowy przekrój czynny dla procesu $ep \rightarrow eX$ można również uwzględnić wkład od podłużnej funkcji struktury protonu F_L , zdefiniowanej wzorem:

$$F_L = F_2 - 2xF_1. \quad (2.10)$$

Wyrażenie 2.9 na $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$ można wtedy zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left\{ (1-y + \frac{y^2}{2}) F_2(x, Q^2) + \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right\}. \quad (2.11)$$

Dla $y < 0.5$ przekrój czynny jest zdominowany przez funkcję F_2 , wkład od podłużnej funkcji struktury protonu proporcjonalny do y^2 można zaniedbać. Wzór na przekrój czynny przyjmuje wówczas następującą postać:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left\{ (1-y + \frac{y^2}{2}) F_2(x, Q^2) \right\} \quad (2.12)$$

W ogólności funkcje struktury protonu są powiązane z przekrojami czynnymi, σ_L i σ_T , na absorpcję przez proton podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów ¹:

$$F_2 = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha_{em}}(\sigma_L + \sigma_T) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha_{em}}\sigma_{tot}^{\gamma^*p}, \quad (2.13)$$

$$F_L = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha_{em}}\sigma_L, \quad (2.14)$$

gdzie $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}$ oznacza całkowity przekrój czynny na absorpcję wirtualnego fotonu przez proton.

2.3 Prosty model kwarkowo-partonowy

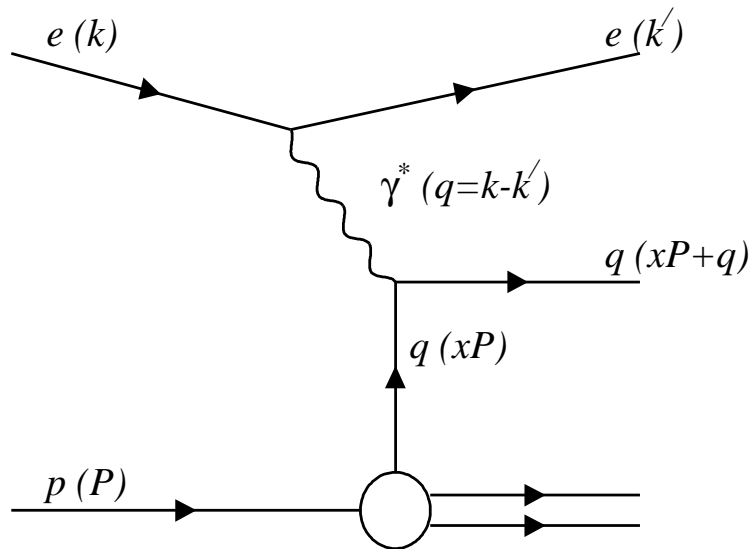
Funkcje struktury protonu występujące we wzorach na przekrój czynny na rozpraszanie głęboko nieelastyczne ep są zmiennymi, których nie potrafimy policzyć w ramach QCD. Wyznacza się je doświadczalnie z pomiarów przekroju czynnego dla procesów DIS uzyskanych w eksperymentach na stacjonarnej tarczy i na zderzaczu HERA. W historycznym eksperymencie głęboko nieelastycznego rozpraszania ep przeprowadzonym w SLAC-u (SLAC - *Stanford Linear Accelerator Center*) w latach sześćdziesiątych ubiegłego wieku zmierzono, że przy ustalonych wartościach x -Bjorkena funkcja struktury F_2 bardzo słabo zależy od Q^2 [33]. Niemal w tym samym czasie Bjorken przewidywał skalowanie funkcji struktury F_1 i F_2 [34], pokazując że dla ustalonych wartości x , w granicy kinematycznej: $Q^2 \rightarrow \infty$, $2P \cdot q \rightarrow \infty$, spełniają one następujące zależności:

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x), \quad F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x). \quad (2.15)$$

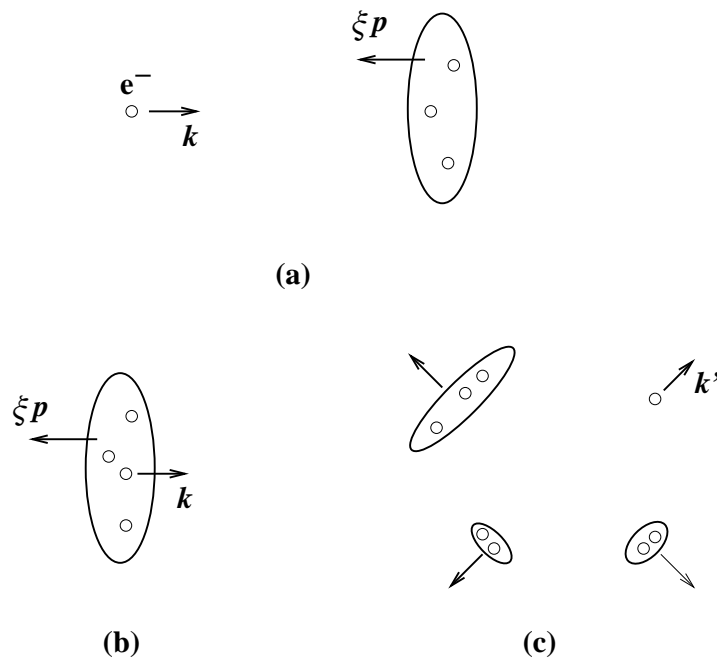
Aby wytłumaczyć zjawisko skalowania Feynmann zaproponował model kwarkowo-partonowy (QPM - *Quark Parton Model*) [35], w którym proton składa się z partonów utożsamionych później z kwarkami: trzech kwarków walencyjnych uud definiujących jego liczby kwantowe oraz z wirtualnych par kwark-antykwar, tzw. kwarków morza, powstających w wyniku kwantowych fluktuacji. Badany proces zachodzi tak, jakby elektron rozpraszal się na punktowych i swobodnych partonach. Było to zaskakujące odkrycie, ponieważ w rzeczywistości kwarki oddziałują silnie i są uwięzione w hadronach, o czym świadczy fakt, że w naturze nie występują w postaci swobodnych cząstek.

W modelu partonowym rozważamy proces rozpraszania w układzie nieskończonego pędu protonu, zwanym układem Bjorkena, w którym partony niosą ułamek ξ pędu podłużnego P protonu i można zaniedbać ich pędy poprzeczne oraz masy. Podłużny rozmiar protonu ulega skróceniu Lorentza i przypomina on spłaszczony dysk (patrz rysunek 2.3a). W wyniku relatywistycznej dylatacji czasu spowolnieniu ulegają wzajemne oddziaływania partonów. Czasy życia partonów wynikające z kwantowych fluktuacji na kwarki morza ulegają wydłużeniu. Czas oddziaływania elektronu

¹We wzorach 2.13 i 2.14 zastosowano konwencję Handa do zdefiniowania strumienia wirtualnych fotonów pochodzących z wierzchołka leptonowego.



Rysunek 2.2: Diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania ep w prostym modelu kwarkowo-partonowym. Elektron rozprasza się elastycznie na kwarku w protonie o czteropędzie xP poprzez wymianę wirtualnego fotonu o czteropędzie q . W wyniku absorpcji fotonu γ^* , kwark biorący udział w zderzeniu zyskuje czteropęd $xP + q$.



Rysunek 2.3: Poglądowe przedstawienie rozpraszania ep w prostym modelu kwarkowo-partonowym.

z partonem, zdeterminowany czasem życia fotonu pośredniczącego w oddziaływaniu jest proporcjonalny do $\frac{1}{Q^2}$, zgodnie z zasadą Heisenberga. Jest on bardzo krótki w porównaniu z czasem życia partonów. Miarą czasu oddziaływania elektronu z partonem jest również czas jego przejścia przez proton. Ponieważ podłużny rozmiar protonu ulega zmniejszeniu w wyniku kontrakcji Lorentza, czas ten jest krótki w porównaniu z czasem wzajemnych oddziaływań partonów. W efekcie, w cza-

się sondowania struktury protonu przez wirtualny foton zaniedbywalne stają się zmiany gęstości partonów oraz ich pędów. Foton widzi “zamrożony” układ partonów wewnątrz protonu. Dlatego też oddziaływanie ep można przedstawić jako sumę niespójnych, elastycznych zderzeń elektronu z punktowymi i swobodnymi składnikami protonu (rysunki 2.2, 2.3b). Proces rozpraszania elektron-kwark jest niezakłócony przez zachodzący w dłuższej skali czasowej proces hadronizacji, w którym uderzony kwark wraz z pozostałymi partonami tworzy końcowe stany hadronowe (rysunek 2.3c). W modelu QPM różniczkowy przekrój czynny na proces $ep \rightarrow eX$ jest sumą przekrojów σ_{ei} na elastyczne rozpraszanie elektron-kwark i , ważonych prawdopodobieństwem $f_i(\xi)$ znalezienia w protonie partonu typu i unoszącego ułamek ξ pędu protonu:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_i \int_0^1 d\xi f_i(\xi) \frac{d^2\sigma_{ei}}{dx dQ^2} \quad (2.16)$$

gdzie wskaźnik i przebiega po zapachach kwarków.

Funkcje $f_i(\xi)$ noszące nazwę funkcji gęstości partonów zawierają informacje o strukturze protonu i standardowo wyznacza się je z pomiarów przekroju czynnego na procesy DIS. Wzór 2.16 odzwierciedla faktoryzację przekroju czynnego dla procesu DIS na część związaną z oddziaływaniem krótkozasięgowym, opisanym partonowym przekrojem czynnym σ_{ei} , oraz część wynikającą z procesów długozasięgowych odpowiedzialnych za uwięzienie partonów w protonie, wyrażoną poprzez funkcje gęstości partonów $f_i(\xi)$.

W modelu kwarkowo-partonowym istnieje bardzo prosta zależność pomiędzy funkcją struktury protonu F_2 oraz funkcjami gęstości partonów:

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x) = x \sum_q e_q^2 f_q(x) = x \sum_q e_q^2 [q(x) + \bar{q}(x)] \quad (2.17)$$

We wzorze 2.17 e_q jest ładunkiem kwarka wyrażonym w jednostkach ładunku elektronu, natomiast $xq(x)$ oraz $x\bar{q}(x)$ to funkcje rozkładu partonów odpowiednio dla kwarków oraz antykwarków (PDF - *Parton Distribution Function*).

W prostym modelu kwarkowo-partonowym zmienna skalowania Bjorkena x , zdefiniowana we wzorze 2.3, zyskuje interpretację ułamka pędu podłużnego protonu uniesionego przez parton, który wziął udział w twardym oddziaływaniu.

Model QPM przewiduje, że dla bezmasowych partonów o spinie 1/2 i zaniedbywalnym pędzie poprzecznym, podłużna funkcja struktury $F_L = 0$. Wynikająca stąd zależność pomiędzy funkcjami struktury:

$$F_2 = 2xF_1 \quad (2.18)$$

zwana jest regułą Callana-Grossa. Zarówno skalowanie Bjorkena jak i reguła Callana-Grossa powinny obowiązywać w obszarze asymptotycznych wartości Q^2 . Jak już wspomniano, te przewidywania teoretyczne zostały jednak potwierdzone już przy niższych wartościach Q^2 , w procesie $ep \rightarrow eX$ zmierzonym w SLAC-u w obszarze $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$. Kolejne bardziej precyzyjne pomiary funkcji struktury protonu w szerokim zakresie Q^2 i x , wskazywały jednak na odstępstwa od skalowania Bjorkena. Interpretacja fizyczna procesów DIS zaproponowana w modelu QPM w połączeniu z tymi faktami doświadczalnymi przyczyniły się znacząco do rozwoju teorii oddziaływań silnych.

2.4 Chromodynamika kwantowa i ulepszony model partonowy

Model QPM jest jedynie uproszczonym obrazem procesów zachodzących w protonie. Gdyby jedynymi składnikami protonu były kwarki i antykwarki, wtedy suma unoszonych przez nie pędów byłaby równa pędowi protonu lub równoważnie suma ułamkowych pędów partonów powinna być równa jedności. Z pomiarów wynikało jednak, że:

$$\sum_q \int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x)) \approx 0.5. \quad (2.19)$$

Otrzymany wynik sugeruje, że w protonie oprócz naładowanych kwarków znajdują się dodatkowe, obojętne elektrycznie składniki, które unoszą brakującą część jego pędu. W kwantowej teorii oddziaływań silnych, chromodynamice kwantowej, tymi dodatkowymi składnikami są gluony, cząstki przenoszące silne oddziaływania.

Podstawowe własności chromodynamiki kwantowej są następujące:

- Elementarne fermiony jakimi są kwarki występują w sześciu rodzajach/zapachach, mają ułamkowe ładunki elektryczne ² i posiadają dodatkowy stopień swobody zwany kolorem. Kolor będący ładunkiem oddziaływań silnych, w analogii do ładunku elektrycznego oddziaływań elektromagnetycznych, przyjmuje trzy wartości. Umownie są to kolory czerwony, zielony i niebieski.
- Oddziaływania silne zachodzą przez wymianę bezmasowych, obojętnych elektrycznie i naładowanych kolorowo gluonów o spinie 1. Gluony występują w ośmiu rodzajach, które charakteryzują kombinacje podstawowych kolorów.
- Obdarzone ładunkiem kolorowym gluony mogą ze sobą oddziaływać, co powoduje uzależnienie stałej sprzężenia oddziaływań silnych od przekazu czteropędu. W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń silna stała sprzężenia α_s wyraża się wzorem:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad b_0 = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad (2.20)$$

gdzie n_f jest liczbą aktywnych zapachów kwarkowych, dla których $m_q < Q$, natomiast Λ_{QCD} jest wolnym parametrem o wymiarze masy. Ze wzoru **2.20** wynika, że efektywna biegnąca stała sprzężenia oddziaływań silnych, $\alpha_s(Q^2)$, która opisuje siłę oddziaływań pomiędzy kwarkami i gluonami, maleje wraz ze wzrostem Q^2 ³. Ta własność QCD, która powoduje, że przy rosnących przekazach czteropędu, czyli na malejących odległościach, siła oddziaływania między kwarkami maleje, jest nazywana **asymptotyczną swobodą**. Dla malejących przekazów czteropędu, czyli na rosnących odległościach, stała sprzężenia α_s rośnie, co prowadzi do uwięzienia kwarków i gluonów w hadronach.

²Kwarki u , c i t mają ładunek elektryczny $+2/3|e|$, natomiast kwarki d , s i b posiadają ładunek elektryczny $-1/3|e|$. e oznacza ładunek elektronu. Dla antykwarków wszystkie addytywne liczby kwantowe zmieniają znak na przeciwny.

³Stwierdzenie to jest prawdziwe dla $b_0 > 0$, co zachodzi dla sześciu znanych zapachów kwarkowych, $n_f = 6$

W ramach QCD podstawowe założenia QPM są konsekwencją asymptotycznej swobody oraz faktoryzacji procesów krótko i długozasięgowych.

W ulepszonym przez QCD modelu QPM partonami są zarówno kwarki jak i gluony. Ponieważ stała sprzężenia nie jest równa dokładnie zero, a jedynie dąży do tej wartości dla $Q^2 \rightarrow \infty$, nie można pominąć całkowicie wzajemnych oddziaływań partonów. W konsekwencji prosta zależność pomiędzy funkcją struktury protonu F_2 a gęstościami kwarków, wyrażona wzorem 2.17, staje się bardziej skomplikowana. Oprócz członów związanych z gęstościami kwarków i antykwarków należy również wziąć pod uwagę przyczynki od funkcji gęstości gluonów.

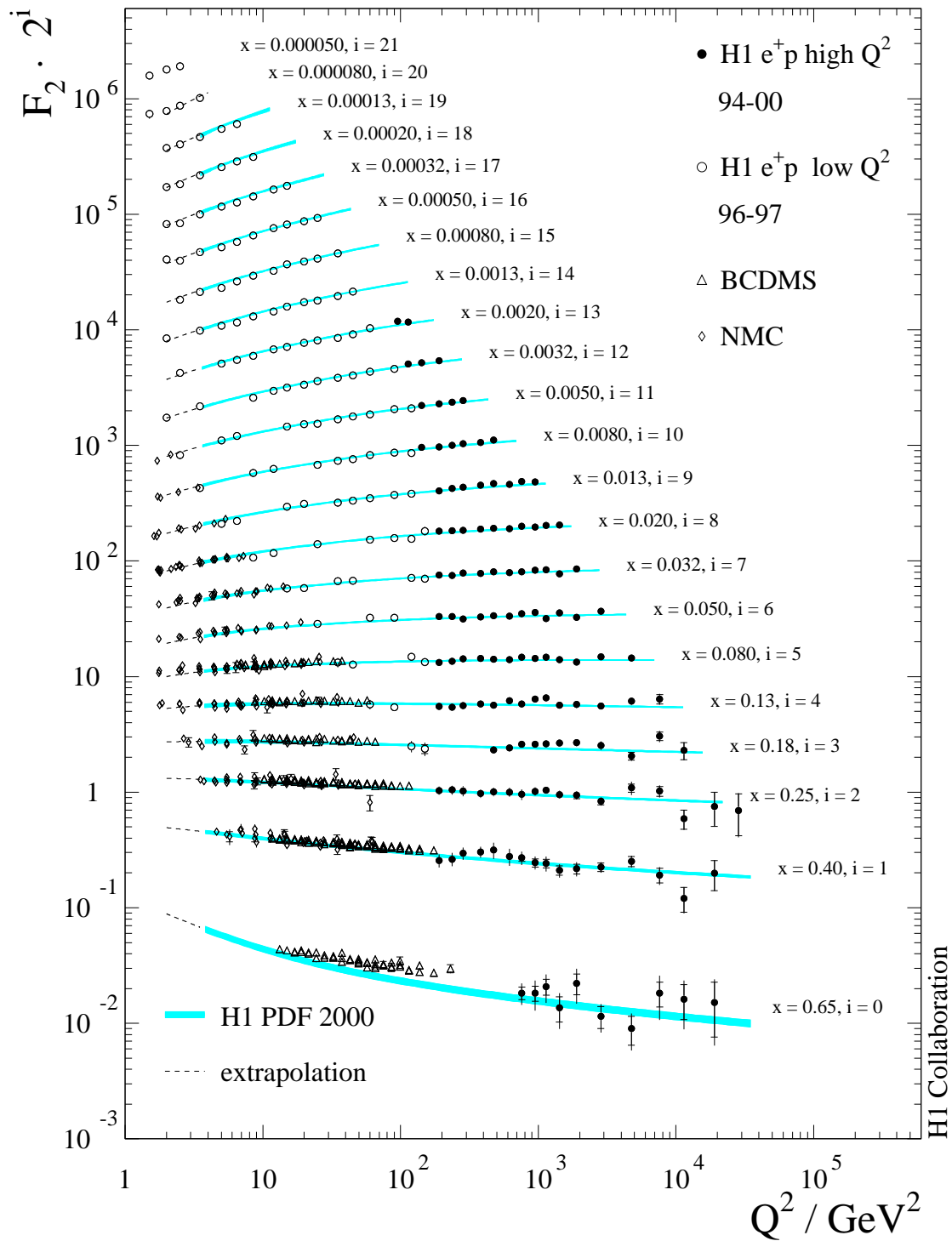
W prostym modelu kwarkowo-partonowym skalowanie funkcji struktury protonu w kinematycznej granicy Bjorkena jest związane z założeniem, że pędy poprzeczne kwarków są zaniedbywalne. Łamanie skalowania w obszarze dużych i małych wartości x -Bjorkena można wyjaśnić uwzględniając procesy prowadzące do pojawienia się partonów z dużym pędem poprzecznym. Zgodnie z przewidywaniami QCD kwarki mogą wypromieniować twarde gluony, które z kolei rozszczepiają się na pary kwark-antykwark, $g \rightarrow q\bar{q}$, czyli na tzw. kwarki morza. Ponadto dla rosnących Q^2 sondowanie struktury protonu odbywa się na coraz mniejszych odległościach i czułość wirtualnego fotonu na efekty QCD rośnie. Foton może się rozproszyć na kwarku morza, powstałym w wyniku rozszczepienia gluonu wyemitowanego wcześniej przez kwark walencyjny. Wraz ze wzrostem Q^2 emitowana jest coraz większa liczba gluonów, które następnie rozszczepiają się na pary gluonów, lub na kwarki morza. Liczba partonów unoszących pęd protonu rośnie i dlatego wraz ze wzrostem Q^2 maleje prawdopodobieństwo znalezienia w protonie kwarka o dużym x , wzrasta natomiast gęstość gluonów i kwarków morza przy małym x . Efektem tych procesów jest łamanie skalowania, powodujące że wraz ze wzrostem Q^2 funkcja struktury F_2 maleje dla dużych x , a dla małych x rośnie. Przewidziana przez QCD logarytmiczna zależność F_2 od Q^2 została potwierdzona doświadczalnie i jest przedstawiona na rysunku 2.4. Dane z eksperymentów na stacjonarnej tarczy przy mniejszych wartościach Q^2 są zgodne z pomiarami eksperymentów na zderzaczu HERA, przeprowadzonymi w bardzo szerokim zakresie zmiennych kinematycznych Q^2 i x . Skalowanie Bjorkena zachodzi jedynie dla wartości x pomiędzy 0.13 i 0.18.

2.4.1 Faktoryzacja procesów krótko i długozasięgowych.

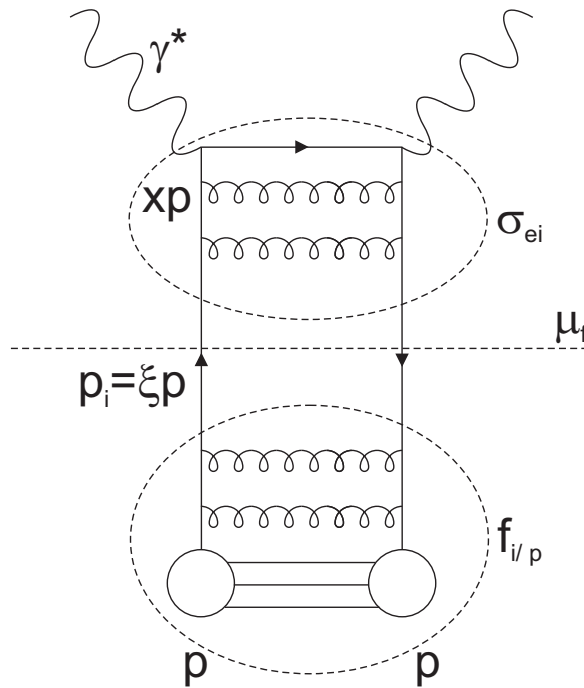
W chromodynamice kwantowej twierdzenie o faktoryzacji procesów krótko i długozasięgowych zostało udowodnione przez Collinsa, Sopera i Stermana [37]. Zgodnie z tym twierdzeniem przekrój czynny na rozpraszanie ep można przedstawić jako splot początkowej gęstości partonów i w protonie $f_{i/p}$, oraz obliczalnego w rachunku zaburzeń przekroju czynnego na rozpraszanie elektronu na partonie σ_{ei} (rysunek 2.5):

$$\sigma_{ep} = \sum_i [f_{i/p} \otimes \sigma_{ei}] \quad (2.21)$$

W obliczeniach partonowego przekroju czynnego σ_{ei} , oprócz diagramu w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń przedstawionego na rysunku 2.2, należy uwzględnić również przyczynki od diagramów wyższych rzędów. Do poprawek wyższych rzędów przyczyniają się procesy przedstawione na rysunku 2.6 związane z wypromieniowaniem gluonu przez kwark oraz rozszczepieniem gluonu na parę $q\bar{q}$ lub na parę gluonów. Procesy te prowadzą do powstawania kaskad partonowych. Kaskada partonowa ze stanu początkowego jest zainicjowana przez parton w protonie przed jego



Rysunek 2.4: Funkcja struktury protonu $F_2(x, Q^2)$ w funkcji Q^2 przy ustalonych wartościach x , zmierzona przez eksperyment H1 oraz eksperymenty na stacjonarnej tarczy: BCDMS i NMC. Dane zostały porównane z przewidywaniami Modelu Standardowego, otrzymanymi w oparciu o funkcje struktury protonu wyliczoną tylko z danych H1: H1 PDF 2000 [36].



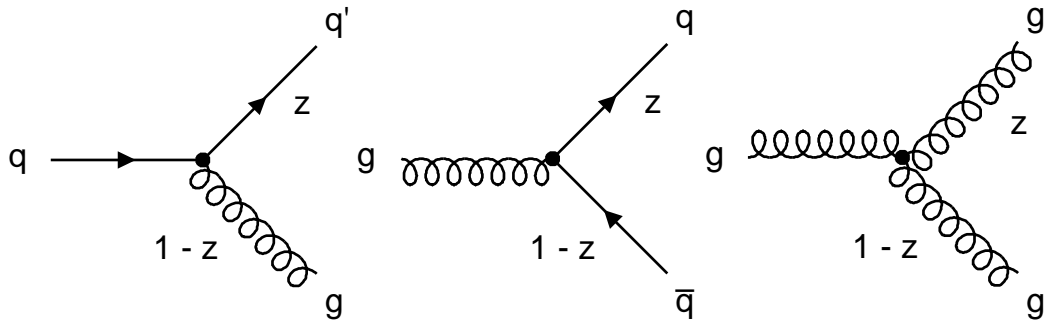
Rysunek 2.5: Faktoryzacja w procesie DIS. “Drabina gluonowa” pomiędzy protonem a wirtualnym fotonem jest podzielona na dwie części z linią podziału wyznaczoną przez skalę faktoryzacji μ_f . Miękkie gluony o wirtualności poniżej skali μ_f dają wkład do gęstości partonów $f_{i/p}$, natomiast poprawki związane z twardymi partonami są włączone do przekroju czynnego σ_{ei} (rysunek z pracy [32]).

oddziaływaniem z wirtualnym fotonem. Kaskada QCD ze stanu końcowego pochodzi z rozproszonego kwarka po jego oddziaływaniu z fotonem.

Na rysunku 2.7 przedstawione zostały procesy w rzędzie $O(\alpha_s)$, które należy uwzględnić w ulepszonym modelu partonowym. W procesie fuzji bozonowo-gluonowej (BGF - *Boson Gluon Fusion*) gluon rozszczepia się na parę kwarków o dużych pędach poprzecznych i następnie jeden z kwarków bierze udział w twardym zderzeniu. W procesie tym powstają dwa kwarkowe dżety w stanie końcowym, $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$. W procesie QCD rozpraszania Comptona (QCDC - *QCD Compton*) emisja gluonu przez kwark w stanie początkowym poprzedza absorpcję fotonu lub rozproszony kwark (zwany też kwarkiem prądowym) emituje gluon. W stanie końcowym tego procesu obserwujemy dżet kwarkowy oraz dżet gluonowy, $\gamma^* q \rightarrow qg$.

W perturbacyjnych obliczeniach partonowych przekrojów czynnych pojawiają się rozbieżności. Rozbieżności powstają w wyniku emisji miękkich partonów z pędem $k \rightarrow 0$, pojawienia się diagramów pętlowych prowadzących do kreacji wirtualnych cząstek z pędem dążącym do nieskończoności lub jak w wypadku rozbieżności współliniowych są efektem rozszczepienia partonów na dwa bezmasowe partony o równoległych pędach. Te rozbieżności są usuwane albo w procesie renormalizacji, tak jak w przypadku diagramów pętlowych, lub kasowane przez wirtualne poprawki, tak jak dla emisji miękkich partonów czy rozbieżności współliniowych w stanie końcowym.

Rozbieżności współliniowe w stanie początkowym podlegają odpowiedniej procedurze renormalizacji, która prowadzi do ich wchłonięcia w definicję funkcji gęstości partonów i w konsekwencji powoduje uzależnienie tych funkcji od skali faktoryzacji μ_f . Wówczas, wolny od rozbieżności partonowy przekrój czynny σ_{ei} zależy również od skali faktoryzacji. Jednak zależności od skali faktoryzacji funkcji gęstości partonów i partonowych przekrojów czynnych wzajemnie się kompensują.



Rysunek 2.6: Procesy rozszczepień partonów. Diagramy przedstawiają kolejno wypromieniowanie gluonu przez kwark, $q \rightarrow qg$, rozszczepienie gluonu na parę kwark-antykwar, $g \rightarrow q\bar{q}$, rozszczepienie gluonu na parę gluonów, $g \rightarrow gg$.

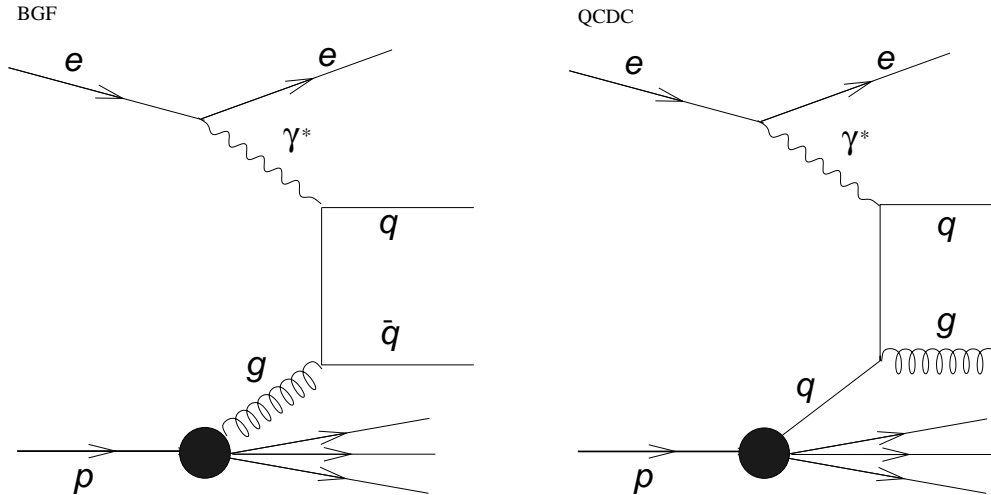
W rezultacie mierzalny przekrój czynny na rozpraszanie ep , σ_{ep} , tak jak tego oczekiwaliśmy, nie zależy od wyboru skali μ_f :

$$\sigma_{ep} = \sum_i [f_{i/p}(\mu_f^2) \otimes \sigma_{ei}(\mu_f^2)]. \quad (2.22)$$

Skalę faktoryzacji można wybrać dowolnie, musi ona spełniać warunek $\mu_f \gg \Lambda_{QCD}$. Skala faktoryzacji służy do rozdzielania efektów krótkozasięgowych odpowiadających procesom rozpraszania elektron-parton, od procesów długozasięgowych określających wewnętrzną dynamiczną strukturę protonu ujawniającą się w procesach DIS (rysunek 2.5). Jeżeli wirtualność partonu z kaskady w stanie początkowym jest mniejsza niż skala faktoryzacji μ_f , wtedy parton daje wkład do gęstości partonów. Jeśli wirtualność partonu jest większa od μ_f , wtedy parton jest uwzględniany przy obliczaniu przekroju czynnego na proces twardy. Zależność funkcji gęstości partonów od skali faktoryzacji jest opisana przez równania ewolucji QCD.

2.4.2 Procesy wyższych rzędów

Do partonowego przekroju czynnego σ_{ei} oprócz diagramu Borna (rysunek 2.2) oraz grafów w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń, BGF oraz QCDC (rysunek 2.7), wnoszą wkład również grafy w wyższych rzędach. Do tej pory dla inkluzywnych procesów DIS dokładne obliczenia perturbacyjne zostały przeprowadzone w rzędzie $O(\alpha_s^3)$. Obliczenia związane z poprawkami coraz wyższych rzędów w α_s są bardzo skomplikowane i dlatego można je jedynie przeprowadzić stosując przybliżenia, ograniczające przestrzeń fazową na radiację partonów w stanie początkowym. Stosowanie tych przybliżeń w połączeniu z regułą faktoryzacji pozwala w perturbacyjnej QCD wyznaczyć zależność funkcji gęstości partonów od skali faktoryzacji przy użyciu **równań ewolucji**. Poszczególne przybliżenia w obliczeniach perturbacyjnej QCD charakteryzują się różną dynamiką kaskady partonowej i są ważne tylko w pewnych obszarach kinematycznych. W pQCD efektywnie sumuje się diagramy drabinkowe, odpowiadające emisji wielu partonów tak jak przedstawiono na rysunku 2.8. Ewolucja rozkładów partonowych jest wynikiem kolejnych procesów rozszczepień przedstawionych na rysunku 2.6: $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$. Na rysunku 2.8 składowe podłużne pędu partonów są zdefiniowane poprzez stosunek energii partonu oraz protonu, E_i/E_p , w układzie w którym pęd protonu jest duży. Pędy podłużne (poprzeczne) partonów wymienianych w kanale



Rysunek 2.7: Proces głęboko nieelastycznego rozpraszania ep zachodzący poprzez fuzję bozonowo-gluonową (lewy diagram) oraz proces QCD Comptona (prawy diagram).

t oznaczone są jako x_i (k_i), natomiast pędy poprzeczne emitowanych partonów są oznaczone jako $p_{t,i}$.

Poniżej przedstawione zostaną trzy równania ewolucji, **DGLAP**, **BFKL** oraz **CCFM**. Każde w odmienny sposób traktuje człony występujące w perturbacyjnym rozwinięciu w α_s : wkłady z pojedynczymi logarytmami $\alpha_s^m (\ln \frac{1}{x})^n$, $\alpha_s^m (\ln Q^2)^n$ oraz człony mieszane zawierające $\alpha_s \ln Q^2 \ln \frac{1}{x}$. Stąd też wynika różny zakres stosowalności tych równań w przestrzeni fazowej wyznaczonej zmiennymi kinematycznymi Q^2 oraz x . W przybliżeniu wiodących logarytmów (LLA - *Leading Log Approximation*) sumuje się człony, dla których zarówno α_s jak i odpowiedni logarytm mają taką samą potęgę.

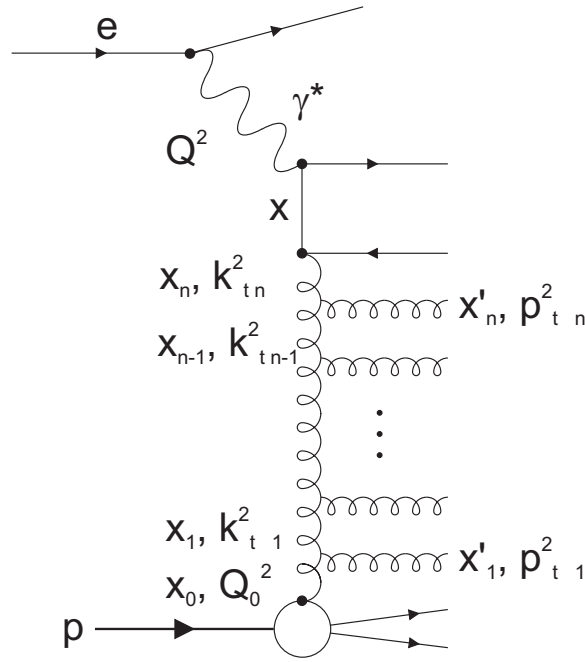
2.4.3 Równania ewolucji DGLAP

W przybliżeniu wiodących logarytmów LLA równania ewolucji DGLAP sumują człony typu $(\alpha_s \ln Q^2)^m$. Obszar stosowalności tego przybliżenia jest uzasadniony dla dużych wartości Q^2 oraz odpowiednio dużych wartości x -Bjorkena, tak aby człony proporcjonalne do $\ln(1/x)$ można było pominąć:

$$\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right) \ll \alpha_s \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \leq 1. \quad (2.23)$$

Standardowo w przybliżeniu LLA równania DGLAP opisujące ewolucję gęstości partonów zapisuje się w postaci różniczkowo-całkowych równań:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} [q_i(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right)], \quad (2.24)$$



Rysunek 2.8: Diagram drabinkowy przedstawiający kaskadę partonową ze stanu początkowego. Wierzchołek, w którym wirtualny foton sprzęga się z kwarkiem nosi nazwę twardego procesu lub też wierzchołka twardego zderzenia. Wielkościami opisującymi drabinę partonową są ułamkowe pędy podłużne x_i i pędy poprzeczne $k_{t,i}$ dla partonów i wymienianych w kanale t oraz pędy podłużne i poprzeczne, x'_i i $p_{t,i}$ dla emitowanych partonów.

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[\sum_i q_i(\xi, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right]. \quad (2.25)$$

Wzory 2.24 oraz 2.25 zapisano przy wyborze skali renormalizacji i faktoryzacji $\mu_r^2 = \mu_f^2 = Q^2$. q_i i g są odpowiednio gęstościami kwarków i gluonów, sumowanie po i przebiega po wszystkich aktywnych kwarkach i antykwarkach. W układzie nieskończonego pędu protonu, $q(x, Q^2)$ i $g(x, Q^2)$ określają prawdopodobieństwo znalezienia w protonie przez pośredniczący bozon o wirtualności Q^2 , kwarka lub gluonu unoszącego ułamek x pędu podłużnego protonu. Gęstości partonów w protonie są uniwersalnymi rozkładami opisującymi jego dynamiczną strukturę, niezależnie od typu procesu w którym ten hadron uczestniczy. $P_{ij}(z = \frac{x}{\xi})$ są funkcjami rozszczepień Altarellego-Parisiego i określają prawdopodobieństwo, że parton j wypromieniuje parton i z ułamkiem z jego pędu podłużnego. Procesy rozszczepień partonów $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ i $g \rightarrow gg$, opisane funkcjami P_{ij} przedstawiono na rysunku 2.6. Funkcje rozszczepień zależą od typu partonów uczestniczących w procesie rozszczepienia, natomiast są niezależne od rodzaju hadronu.

W obszarze dużych wartości Q^2 i odpowiednio małych wartości x , gęstości partonów wynikają z zachowania funkcji rozszczepień w granicy $z \rightarrow 0$. W wiodącym rzędzie najbardziej osobliwa jest funkcja rozszczepień gluonów:

$$P_{gg}(z) = 6\left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z)\right) \rightarrow \frac{6}{z}. \quad (2.26)$$

Wynika stąd, że dla małych x w równaniach DGLAP można się ograniczyć do ewolucji gluonów. W tym obszarze kinematycznym gęstość gluonów jest o wiele większa niż gęstość kwarków. Kaskada kwarkowo-gluonowa opisana równaniami ewolucji DGLAP charakteryzuje się silnym uporządkowaniem wirtualności partonów wymienianych w kanale t i w konsekwencji również silnym uporządkowaniem ich pędów poprzecznych:

$$Q_0^2 \dots \ll k_{t,i}^2 \ll k_{t,i+1}^2 \dots \ll Q^2. \quad (2.27)$$

Jednocześnie zasada zachowania pędu i energii ($x_i = x_{i+1} + x'_{i+1}$) powoduje uporządkowanie pędów podłużnych partonów:

$$x_0 > \dots x_i > x_{i+1} \dots > x. \quad (2.28)$$

Pędy poprzeczne wymienianych partonów rosną od wartości Q_0^2 , odpowiadającej partonowi najbliższemu protonowi, do wartości zdefiniowanej przez skalę Q^2 twardego procesu (rysunek 2.8). Z warunku 2.27 wynika, że wirtualności i pędy poprzeczne partonów można zaniedbać w porównaniu z Q^2 . W tym przybliżeniu, zwanym przybliżeniem współliniowym, można zaniedbać masy i pędy poprzeczne wymienianych partonów i założyć, że poruszają się w tym samym kierunku (współliniowo) co proton. Zastosowanie w formalizmie DGLAP przybliżenia współliniowego, prowadzącego do uproszczenia obliczeń, pozwoliło na poprawny opis wielu pomiarów eksperymentalnych w procesach lepton-hadron i hadron-hadron.

Równania ewolucji DGLAP opisują w jaki sposób rozkłady partonów, kwarków i gluonów, zmieniają się wraz z Q^2 . Tym samym umożliwiają obliczenie zależności funkcji struktury protonu od Q^2 , odpowiadające łamaniu skalowania. Gęstości kwarków i gluonów nie potrafimy obliczyć z pierwszych zasad QCD. Znając jednak rozkłady partonów dla początkowej skali Q_0^2 , przy pomocy równań ewolucji DGLAP potrafimy je wyznaczyć dla dowolnej skali Q^2 . Ten formalizm w połączeniu z pomiarami funkcji struktury na zderzaczu HERA (rysunek 2.4) umożliwił wyznaczenie funkcji rozkładu partonów w szerokim zakresie zmiennych kinematycznych Q^2 i x .

2.4.4 Równanie ewolucji BFKL

Oczekuje się, że w obszarze bardzo małych wartości x -Bjorkena i średnich przekazów czteropędu rozwój początkowej kaskady partonowej powinien być poprawnie opisany przez równanie ewolucji BFKL. Wyprowadzone ponad 30 lat temu równanie ewolucji BFKL znajduje zastosowanie w opisie procesów, które są procesami twardymi i jednocześnie zachodzą przy asymptotycznie wysokich energiach. W reakcji głęboko nieelastycznego rozpraszania odpowiada to obszarowi kinematycznemu, w którym energia w hadronowym układzie środka masy jest o wiele większa niż przekaz czteropędu, $W^2 \gg Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$. Taka relacja między dwiema skalami energetycznymi w procesie DIS jest charakterystyczna dla małych wartości x , zgodnie ze wzorem 2.5. Obszar stosowalności równania BFKL jest określony warunkiem:

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ll 1. \quad (2.29)$$

W obliczeniach BFKL sumuje się diagramy drabinkowe charakteryzujące się silnym uporządkowaniem pędów podłużnych wymienianych partonów:

$$x_0 \gg \dots x_i \gg x_{i+1} \dots \gg x. \quad (2.30)$$

Brak jest natomiast uporządkowania w pędach poprzecznych k_t . Efektem tego amplitudy rozpraszania oraz funkcje rozkładu gluonów są obliczane w pQCD poprzez sumowanie członów $(\alpha_s \ln \frac{1}{x})^n$, niezależnie od wartości Q^2 . Brak uporządkowania w pędach poprzecznych partonów prowadzi do pojawienia się dyfuzji pędów poprzecznych do obszaru podczerwonego, w którym nie można stosować perturbacyjnej QCD. Aby uniknąć tego problemu wprowadza się parametr obcięcia w pędzie poprzecznym (*infrared cutoff*), który ogranicza całkowanie po k_t do obszaru perturbacyjnego ($k_t > k_{cutoff}$). Ponadto brak uporządkowania pędów poprzecznych powoduje, że partony wymieniane w kanale t znajdują się poza powłoką masy, nie można również pominąć ich pędów poprzecznych. Równanie ewolucji oraz funkcje gęstości partonów muszą więc zależeć od pędu poprzecznego.

W przybliżeniu BFKL przekrój czynny na proces DIS, zgodnie z faktoryzacją k_t [38], jest splotem zależnego od k_t partonowego przekroju czynnego $\hat{\sigma}(\frac{x}{z}, k_t^2)$ i niewyciąkowanej po k_t funkcji rozkładu gluonów (*unintegrated gluon distribution function*) $f(z, k_t^2)$:

$$\sigma = \int_x^1 \frac{dz}{z} d^2 k_t \hat{\sigma}\left(\frac{x}{z}, k_t^2\right) f(z, k_t^2) \quad (2.31)$$

Partonowy przekrój czynny $\hat{\sigma}$ jest wyznaczony przez element macierzowy poza powłoką masy dla procesu $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$, w którym foton rozprasza się na gluonie o pewnej wirtualności, posiadającym ułamkowy pęd podłużny z i pęd poprzeczny k_t . Jest to podstawowa różnica w porównaniu ze standardową faktoryzacją współliniową, która zakłada że wszystkie partony wchodzące do elementu macierzowego są bezmasowe.

Równanie ewolucji BFKL opisujące ewolucję w x niewyciąkowanej funkcji rozkładu gluonów $f(x, k_t^2)$ zapisujemy następująco:

$$\frac{\partial f(x, k_t^2)}{\partial \ln \frac{1}{x}} = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_t^2 \int_0^\infty \frac{dk_t'^2}{k_t'^2} \left[\frac{f(x, k_t'^2) - f(x, k_t^2)}{|k_t'^2 - k_t^2|} + \frac{f(x, k_t^2)}{\sqrt{4k_t'^4 + k_t^4}} \right] = K \otimes f, \quad (2.32)$$

gdzie K to jądro BFKL. Niewyciąkowana funkcja rozkładu gluonów $f(x, k_t^2)$ jest związana ze standardową funkcją rozkładu gluonów zależnością:

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk_t^2}{k_t^2} f(x, k_t^2). \quad (2.33)$$

W przybliżeniu wiodących logarytmów ewolucja BFKL przewiduje potęgowy wzrost funkcji rozkładu gluonów dla malejących wartości x :

$$xg(x) \sim x^{-\lambda}, \lambda \approx 0.5. \quad (2.34)$$

Przewidywania LO BFKL wynikające z zależności 2.34 dotyczące funkcji struktury F_2 prowadzą do zbyt szybkiego jej wzrostu dla malejących x , niezgodnego z pomiarami na zderzaczu HERA. Dla równania BFKL obliczono poprawki w rzędzie następnym do wiodącego NLO BFKL [39, 40] oraz oszacowano poprawki jeszcze wyższych rzędów [41, 42]. Ponieważ niewiodące poprawki są duże, opracowano szereg metod teoretycznych prowadzących do bardziej wiarygodnych przewidywań.

2.4.5 Równanie ewolucji CCFM

Równanie ewolucji CCFM jest uogólnieniem równań DGLAP oraz BFKL. W tym przybliżeniu sumuje się zarówno duże logarytmy $(\alpha_s \ln(\frac{1}{x}))^n$ jak i $(\alpha_s \ln(\frac{1}{1-x}))^n$, ważne odpowiednio w obszarze małych i dużych x . Dla małych wartości x i asymptotycznie wysokich energii, równanie CCFM jest równoważne równaniu BFKL i w przybliżeniu wiodących logarytmów obydwa podejścia dostarczają takich samych przewidywań dla inkluzywnych obserwabli i końcowych stanów partonowych [43–45]. Dla dużych wartości x oraz dużych wartości Q^2 , ewolucja CCFM jest podobna do ewolucji DGLAP.

Ponieważ równanie CCFM uwzględnia efekty kwantowo-mechanicznej interferencji stanów partonowych w kaskadzie partonowej QCD ze stanu początkowego, w kaskadzie obserwujemy uporządkowanie w kątach (*angular ordering*) emitowanych gluonów. Kąty emisji α_i kolejnych gluonów rosną w kierunku wierzchołka oddziaływania wirtualnego fotonu z kwarkiem, tak jak przedstawiono na rysunku 2.9:

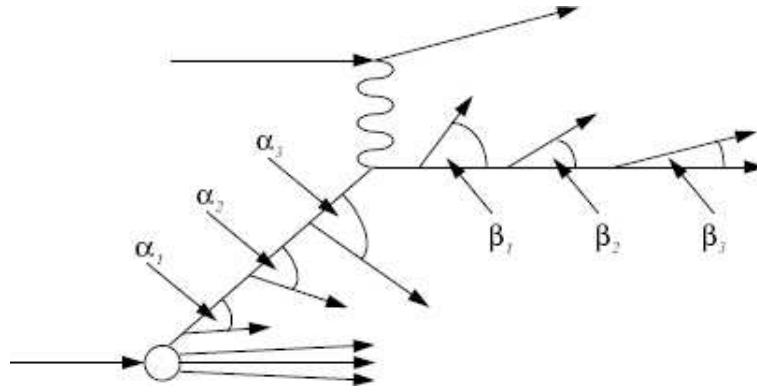
$$\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3 < \dots < \alpha_i < \Xi. \quad (2.35)$$

Kąty emisji α_i są zdefiniowane względem kierunku początkowego protonu. Maksymalny kąt emisji gluonu Ξ jest wyznaczony przez rozkład kątowy pary kwark-antykwarik produkującej się w twardej procesie. Analogicznie jak w ewolucji BFKL stosuje się faktoryzację k_t . Przekrój czynny jest splotem elementu macierzowego poza powłoką masy z niewyciąkowaną funkcją rozkładu gluonów (por. wzór 2.31), która oprócz zależności od k_t wykazuje również zależność od dodatkowej skali, związanej z maksymalnym kątem emisji gluonów.

Równanie CCFM można stosować używając różnych funkcji rozszczepień definiujących niewyciąkowaną funkcję gęstości gluonu. Oryginalna funkcja rozszczepienia CCFM dla procesu $g \rightarrow gg$ przyjmuje postać:

$$\bar{P}_{gg}(z_i, q_i^2, k_{ii}^2) = \frac{\bar{\alpha}_s(q_i^2(1-z_i)^2)}{1-z_i} + \frac{\bar{\alpha}_s(k_{ii}^2)}{z_i} \Delta_{NS}(z_i, q_i^2, k_{ii}^2), \quad (2.36)$$

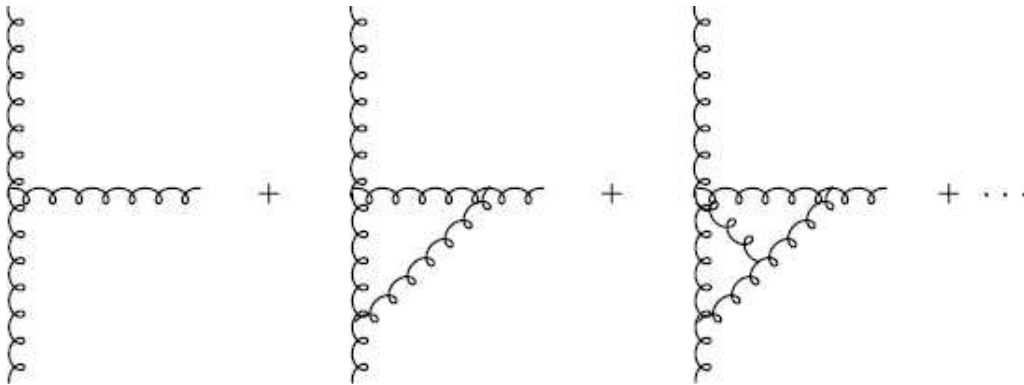
gdzie $\bar{\alpha}_s = \frac{2\alpha_s}{\pi}$, zmienna rozszczepienia wynosi $z_i = \frac{x_i}{x_{i-1}}$ a Δ_{NS} jest czynnikiem postaci nie-Sudakowa. q jest przeskalowanym pędem poprzecznym emitowanego gluonu:



Rysunek 2.9: Ilustracja uporządkowania kąтового w kaskadzie partonowej ze stanu początkowego i końcowego.

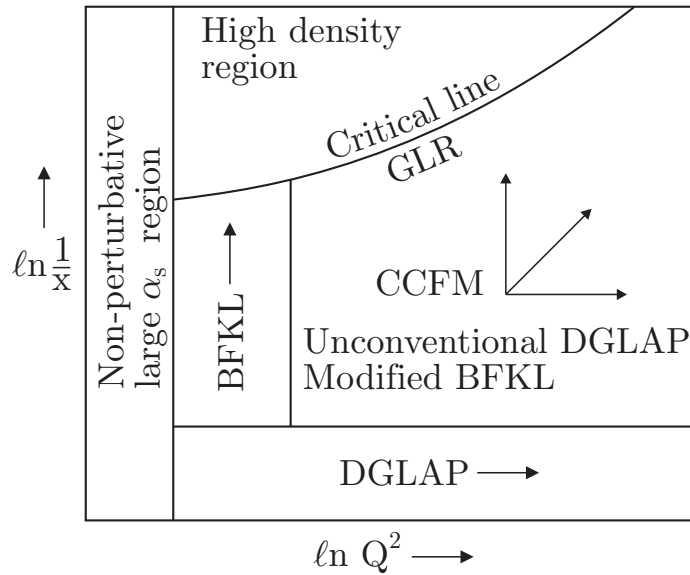
$$q_i = \frac{p_{ti}}{1 - z_i}. \quad (2.37)$$

Czynnik postaci nie-Sudakowa resumuje poprawki wirtualne posiadające osobliwości podczerwone, związane z wymianą miękkich gluonów, jak przedstawiono na rysunku 2.10. Oryginalna funkcja rozszczepienia P_{gg} uwzględnia tylko człony osobliwe dla $z \rightarrow 1$ i $z \rightarrow 0$. Stosuje się także dodatkowe formy dla funkcji rozszczepień uwzględniające również człony nieosobliwe [46]. Równanie ewolucji CCFM nadaje się szczególnie do zastosowania w programie generacji przypadków, co pozwala na jakościowe porównanie przewidywań tego mechanizmu ewolucji z danymi, zarówno dla inkluzywnych jak i nieinkluzywnych procesów.



Rysunek 2.10: Poprawki wirtualne wprowadzone przez czynnik postaci nie-Sudakowa.

Na rysunku 2.11 pokazane zostały schematycznie zakresy stosowalności równań ewolucji DGLAP, BFKL oraz CCFM, w zależności od zmiennych kinematycznych x i Q^2 . Obszar stosowalności ewolucji DGLAP, zachodzącej w zmiennej Q^2 , rozciąga się powyżej pewnej wartości minimalnej Q^2 oraz obejmuje średnie wartości x . Powyżej obszaru DGLAP znajdują się obszary stosowalności równania BFKL, opisującego ewolucję w x oraz równania CCFM, będącego uogólnieniem równań DGLAP i BFKL. Powyżej linii krytycznej oznaczonej “Critical line” znajduje się obszar wysokiej gęstości partonów, w którym zachodzi zjawisko saturacji partonowej. Gęstość gluonów jest tutaj tak duża, że konieczne staje się uwzględnienie ich wzajemnych oddziaływań. Dla bardzo małych wartości Q^2 , α_s jest duże i niemożliwe jest stosowanie perturbacyjnej QCD.



Rysunek 2.11: Obszary stosowalności różnych równań ewolucji (rysunek z pracy [32]).

2.5 Alternatywne koncepcje ewolucji partonów

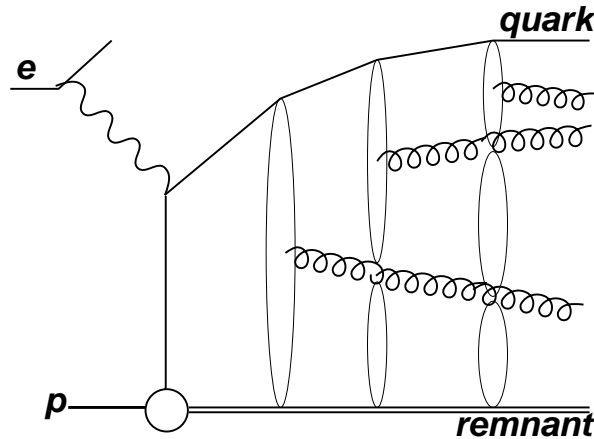
2.5.1 Model kolorowych dipoli CDM

Model kolorowych dipoli [47–52] (CDM - *Color Dipole Model*) reprezentuje odmienną koncepcję ewolucji kaskady partonowej, nie opartą na tradycyjnych równaniach ewolucji. Zakłada on, że kaskada QCD rozpoczyna się od kolorowego dipola powstałego pomiędzy rozproszonym kwarkiem i resztką protonu, z którego następuje emisja pierwszego gluonu. Emisje kolejnych gluonów odbywają się z dipoli powstałych między nowo utworzonymi i pozostałymi ładunkami kolorowymi (rysunek 2.12). Procesy tworzenia nowych dipoli oraz emisji kolejnych gluonów powtarzają się aż do wyczerpania dostępnej energii. Zakłada się, że dipole emitują gluony niezależnie od siebie. W modelu CDM emisja gluonów przez kolorowe dipole odpowiada procesom QCDC, natomiast nieuwzględnione grafy BGF są dodane w postaci odpowiednich elementów macierzowych. Sekwencyjna kreacja nowych dipoli wypromieniowujących gluony pozwala na uwzględnienie poprawek wyższych rzędów.

W przeciwieństwie do przedstawionych wcześniej równań ewolucji, gdzie rozróżnia się emisję ze stanu początkowego i stanu końcowego, w modelu CDM wszystkie emisje są traktowane jako emisje ze stanu końcowego. Kolejno emitowane gluony mają coraz mniejszy pęd poprzeczny, nie są jednak uporządkowane w rapidity. Jeśli końcowy układ gluonów uporządkuje się w rapidity, wtedy traci się uporządkowanie w pędzie poprzecznym, podobnie jak w ewolucji BFKL. Ta własność modelu CDM powoduje, że uważany jest on jako pewne przybliżenie ewolucji BFKL, pomimo że mechanizmy powstawania kaskady QCD w obu formalizmach są odmienne.

2.5.2 Procesy z rozwiniętym fotonem.

W rozpraszaniu głęboko nieelastycznym ep , wirtualny foton emitowany przez początkowy elektron jest sondą badającą strukturę protonu i zazwyczaj bierze bezpośrednio udział w rozpraszaniu



Rysunek 2.12: Emisja gluonów z kolejno powstających kolorowych dipoli w modelu CDM.

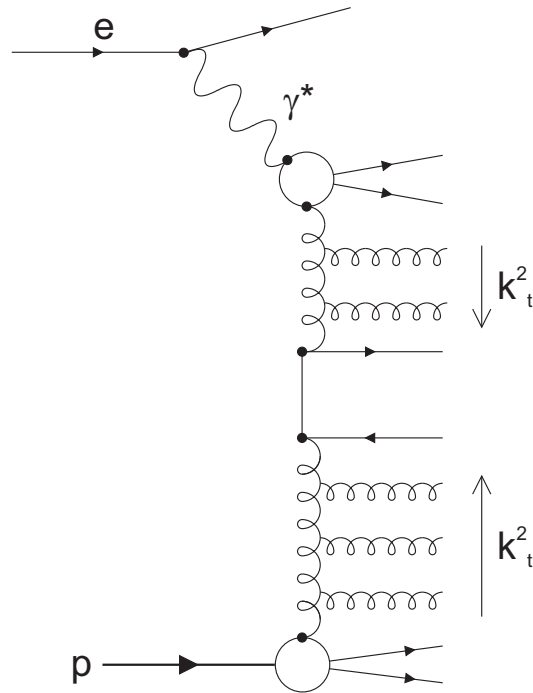
z kwarkiem wieńczącym kaskadę partonową (*direct photon interaction*). Jeśli jednak wirtualność partonu jest większa niż wirtualność fotonu, $k_t^2 > Q^2$, wtedy to parton bada strukturę fotonu. Foton może fluktuować na parę kwark-antykwarł lub dla małych wartości Q^2 na mezony wektorowe. Czas życia takich fluktuacji można obliczyć z zasady nieoznaczoności Heisenberga i w układzie spoczynkowym protonu wynosi on $t_f = \frac{E_\gamma}{m_{q\bar{q}} + Q^2}$, gdzie E_γ to energia wirtualnego fotonu, natomiast $m_{q\bar{q}}$ to masa układu kwark-antykwarł. Wraz ze wzrostem wirtualności fotonu czas życia fluktuacji maleje i foton zaczyna zachowywać się jak obiekt punktowy.

Dla dużych energii wirtualnego fotonu czas życia fluktuacji jest długi i można go przybliżyć wzorem $t_f \approx \frac{1}{2m_p x}$. Foton może więc fluktuować na parę $q\bar{q}$, która przeżyje do momentu oddziaływania z protonem. Proces, w którym foton ujawnia swoją strukturę partonową, a następnie parton w fotonie bierze udział w twardym rozpraszaniu na partonie z protonu, nazywamy procesem z rozwiniętym fotonem (*resolved photon interaction*). Taki mechanizm oddziaływania ep mógłby zachodzić dla małych wartości x -Bjorkena [53].

Wkład do przekroju czynnego od procesów z rozwiniętym fotonem może być znaczący dla obszaru, gdzie parton jest czuły na strukturę fotonu, czyli dla obszaru $k_t^2 > Q^2$. Na rysunku 2.13 przedstawiono oddziaływanie rozwiniętego fotonu z partonem z protonu. Ewolucja kaskady pochodzącej z protonu i fotonu zachodzi zgodnie z równaniami DGLAP, emitowane partony są uporządkowane w pędzie poprzecznym. Strzałki wskazują kierunek wzrostu pędu poprzecznego. W procesach z rozwiniętym fotonem kaskada partonowa między fotonem i protonem przejawia pewien stopień nieuporządkowania w pędzie poprzecznym.

2.6 Dżety

Hadrony produkowane w zderzeniach przy wysokich energiach tworzą skolimowane przestrzennie strumienie cząstek o dużej energii, które są nazywane dżetami. Przy odpowiednio dużych energiach hadrony w dżecie są skolimowane wokół kierunku pierwotnego partonu, kwarka lub gluonu. W procesach DIS na zderzaczu HERA dżety powstają w wyniku fragmentacji kwarka prądowego, jak również są związane z dodatkową radiacją QCD zarówno w stanie początkowym jak i końcowym. Poprawna korelacja między partonowymi i hadronowymi parametrami dżetu pozwala na testowanie przewidywań perturbacyjnej QCD. W przedstawionej pracy dynamika QCD przy małych wartościach x -Bjorkena jest badana w pomiarach dżetów do przodu (por. rozdz. 8). W pod-



Rysunek 2.13: Głęboko nieelastyczne rozpraszanie ep zachodzące przez oddziaływanie rozwiniętego fotonu z partonem w protonie. Bozon pośredniczący ujawnia swoją strukturę partonową i w efekcie od strony fotonu powstaje druga kaskada partonowa, opisana równaniami DGLAP i uporządkowana w pędach poprzecznych.

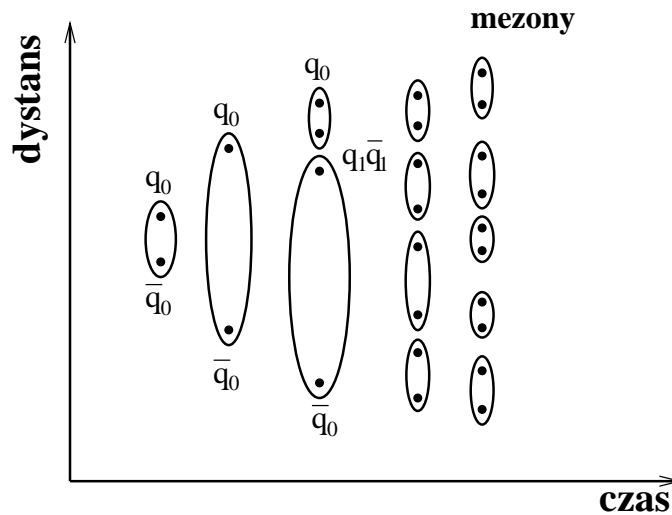
rozdziale 2.6.1 omówiono proces hadronizacji i pokrótce przedstawiono jego fenomenologiczny opis w modelu strun Lund [54–56] i w modelu klastra [57, 58]. W podrozdziale 2.6.3 opisano inkluzywny podłużnie niezmienniczy algorytm k_t , służący do rekonstrukcji dżetów, który został użyty w przedstawionej analizie. W dodatku A znajdują się definicje układów odniesienia.

2.6.1 Hadronizacja

Hadronizacja jest procesem, w którym partony z kaskady ze stanu początkowego i końcowego, a także kolorowe produkty twardego zderzenia i pozostałości protonu tworzą neutralne kolorowo cząstki: bariony będące stanem związanym trzech kwarków oraz mezony zbudowane z pary kwark-antykwar. Hadronizacja jest procesem nieperturbacyjnym, zachodzącym na dużych odległościach (≈ 1 fm) i związanym z uwięzieniem partonów w polu koloru. Na poziomie fundamentalnym proces ten nie jest do końca zrozumiany. Hadronizacja jest opisywana za pomocą modeli fenomenologicznych, najczęściej używane to model strun Lund i model klastra. Dla danej początkowej konfiguracji partonowej modele te dostarczają pełnej charakterystyki końcowego stanu hadronowego.

Model strun Lund

W modelu strun Lund oddalające się od siebie kwark i antykwark naciągają strunę pola kolorowego, która pęka gdy odległość pomiędzy partonami wzrośnie powyżej pewnej wartości granicznej. W wyniku pęknięcia struny powstaje z próżni w procesie tunelowania nowa para $q\bar{q}$. Prawdopodobieństwo P pojawienia się określonego kwarka jest zależne od jego pędu poprzecznego p_T oraz masy m i wyraża się poprzez:



Rysunek 2.14: Ilustracja modelu strun Lund. W polu kolorowego dipola $q_0\bar{q}_0$ produkowana jest para $q_1\bar{q}_1$. Mezony tworzą się w momencie gdy energia struny jest zbyt mała do utworzenia kolejnej pary $q\bar{q}$.

$$P \propto \exp\left(-\frac{\pi(m^2 + p_T^2)}{\kappa}\right), \quad (2.38)$$

gdzie κ to napięcie struny. W oczywisty sposób prowadzi to do tłumienia produkcji kwarków ciężkich: $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. Krecja par kwark-antykwarck z energii potencjalnej pola kolorowego struny powtarza się do momentu, w którym struna nie posiada już wystarczającej energii do utworzenia kolejnej pary $q\bar{q}$. Wówczas wykreowane kwarki i antykwarki grupują się w neutralne kolorowo hadrony.

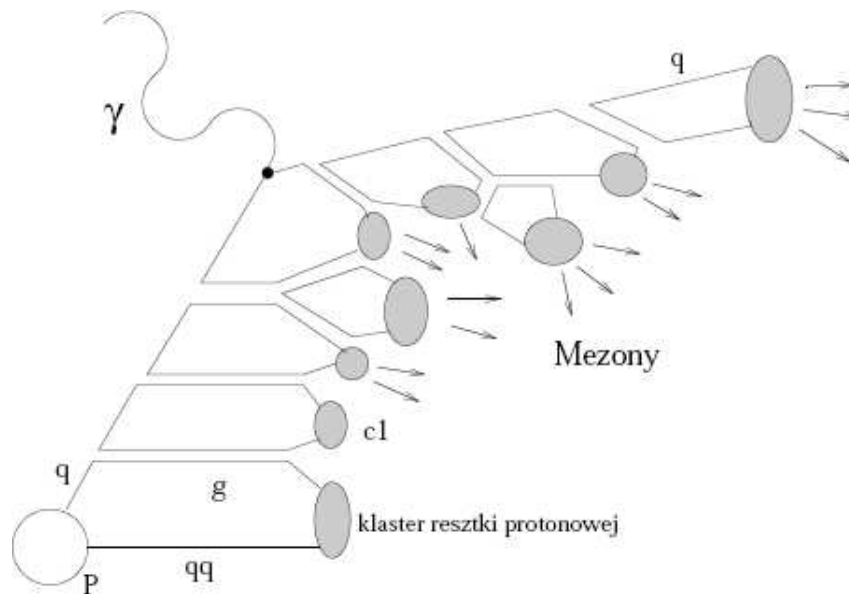
W modelu strun Lund można więc wyodrębnić następujące kroki, pokazane na rysunku 2.14:

- w polu kolorowego dipola $q_0\bar{q}_0$ tworzy się para $q_1\bar{q}_1$
- powstają dwie nowe struny $q_0\bar{q}_1$ oraz \bar{q}_0q_1
- proces krecji kolejnych strun i tworzenia się par $q\bar{q}$ powtarza się aż do wyczerpania dostępnej energii pola kolorowego.
- faza tworzenia hadronów z odpowiednich kwarków/antykwarcków.

W modelu strun Lund bariony mogą pojawić się w wyniku połączenia kwarków/antykwarcków z rozszczepień $q\bar{q}$ w stany qqq lub $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$. W wyniku pęknięcia struny może powstać dikwarck qq lub $\bar{q}\bar{q}$, który następnie połączy się z kwarkiem/antykwarckiem aby utworzyć barion/antybarion.

Model fragmentacji klastra

Model fragmentacji klastra (rysunek 2.15) w prosty sposób opisuje produkcję hadronów w trzech fazach. W fazie pierwszej wszystkie gluony z perturbacyjnej kaskady partonowej rozszczepiają się nieperturbacyjnie na pary kwark-antykwarck. Podczas fazy kolejnej, tzw. fazy “sprzed uwięzienia”, sąsiadujące ze sobą kwarki/antykwarcki łączą się ze sobą tworząc neutralne kolorowo klastry. Wreszcie w fazie ostatniej klastry rozpadają się na hadrony. Najczęściej klastry rozpadają się na dwa hadrony, lekkie klastry mogą utworzyć pojedynczy hadron, a bardzo ciężkie klastry rozpadają się najpierw na klastry lżejsze, aby na końcu utworzyć hadrony.



Rysunek 2.15: Ilustracja modelu fragmentacji klastra. Gluony są reprezentowane przez podwójne linie unoszące kolor i antykolor.

2.6.2 Rekonstrukcja dżetów

Podczas hadronizacji partony z twardego procesu i perturbacyjnej kaskady QCD materializują się tworząc cząstki końcowego stanu hadronowego. Proces ten rozmywa topologię pierwotnego stanu partonowego i utrudnia badania dynamiki QCD związanej z jego rozwojem. Dżety hadronowe produkowane w wysokoenergetycznych zderzeniach, pochodzące od kwarków lub gluonów zachowują jednak informacje nt. oddziaływań partonowych będących ich źródłem. Nie jest jednak łatwe przypisanie dżetu hadronowego do pojedynczego pierwotnego kwarka czy gluonu, między innymi dlatego, że partony są obdarzone ładunkiem kolorowym natomiast hadrony są kolorowo neutralne. Odpowiednio definiując zmienne dżetowe można zminimalizować wpływ długozasięgowych procesów hadronizacji i uzyskać wgląd w dynamikę krótkozasięgowych procesów perturbacyjnej QCD. Ważna jest precyzyjna definicja dżetu zarówno na poziomie rekonstrukcji danych jak i w obliczeniach teoretycznych.

Do rekonstrukcji dżetów używa się specjalnych algorytmów, które określają sposób połączenia obiektów bliskich w przestrzeni fazowej w dżety i definiują w jaki sposób parametry poszczególnych składników składają się na czteropęd dżetu. Algorytm do poszukiwania dżetów powinien spełniać następujące wymagania:

- Dobra korelacja pomiędzy dżetami zrekonstruowanymi z hadronów i dżetami partonowymi, których źródłem są pojedyncze partony lub grupy partonów.
- Małe poprawki na hadronizację dla dżetów partonowych oraz małe niepewności związane z tymi poprawkami, które wyznaczamy przy użyciu programów Monte Carlo.
- Dla procesów ep oraz pp niezmienniczość względem transformacji Lorentza wzdłuż osi wyznaczonej przez kierunek protonu.
- Możliwość zastosowania algorytmu w obliczeniach teoretycznych na poziomie partonowym. Dla procesów z udziałem hadronów oznacza to, że definicja dżetu powinna umożliwić wchłonięcie osobliwości współliniowych związanych z kaskadą ze stanu początkowego do funkcji rozkładu partonów.

- Słaba zależność od skali renormalizacji/faktoryzacji.
- Rekonstrukcja dżetu nie jest czuła na dodatkową emisję miękkiego partonu lub rozszczepienie partonu na parę współliniowych partonów czyli definicja dżetu jest wolna od rozbieżności podczerwonych oraz współliniowych

W tej analizie do szukania dżetów wykorzystany został inkluzywny podłużnie niezmienniczy algorytm k_t [59, 60], który spełnia wymienione wymagania. Na zderzaczu HERA przy badaniu końcowych stanów hadronowych stosowano również algorytm stożkowy [61]. Algorytm stożkowy identyfikuje dżety grupując odpowiednio energie obiektów w geometrycznych stożkach w przestrzeni pseudorapidity i kąta azymutalnego. W analizie doświadczalnej obiektami tworzącymi dżety są skupiska energii w kalorymetrze, wykorzystuje się również informacje z detektorów śladowych. Próbkę danych generowane przez programy Monte Carlo pozwalają na rekonstrukcję dżetów z partonów i hadronów oraz badanie ich wzajemnych korelacji.

2.6.3 Inkluzywny podłużnie niezmienniczy algorytm k_t

W inkluzywnym algorytmie k_t wszystkie cząstki stanu końcowego są opisane przez energię poprzeczną $E_t = E \sin\theta$, kąt azymutalny ϕ i pseudorapidity $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, gdzie θ jest kątem biegunowym liczonym względem kierunku protonu. Szukanie dżetów przebiega następująco:

- Dla każdej pary cząstek (i,j) liczy się odległość $d_{ij} = \min[E_i^2, E_j^2][(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2]$ oraz dla każdej cząstki liczy się jej odległość od kierunku wiązki protonowej $d_{ip} = E_{i,t}^2 R^2$, gdzie R jest parametrem algorytmu zazwyczaj równym 1.
- Dla wszystkich kombinacji (d_{ij}, d_{ip}) znajduje się wartość minimalną d_{min} .
- Jeśli d_{min} odpowiada kombinacji d_{ij} , wtedy cząstki i i j łączy się w nową cząstkę zgodnie z wybranym schematem rekombinacji.
- Jeśli d_{min} odpowiada d_{ip} to wówczas cząstka jest dołączona do listy dżetów i wyłączona z dalszych obliczeń.
- Procedurę powtarza się aż do przypisania wszystkich cząstek do dżetów.

Schemat rekombinacji definiuje metodę obliczenia czteropędu nowej cząstki p_{ij} powstałej w wyniku połączenia dwóch cząstek o czteropędach p_i i p_j . W analizie dżetów do przodu zastosowano schemat rekombinacji p_t , w którym połączone cząstki i końcowe dżety są bezmasowe. Pęd poprzeczny p_t , pseudorapidity η i kąt azymutalny ϕ obiektów konstruowanych ze składników "i" i "j" wyrażają się następująco:

$$p_{ij} = p_i + p_j \quad (2.39)$$

$$\eta_{ij} = \frac{p_i \eta_i + p_j \eta_j}{p_{ij}} \quad (2.40)$$

$$\phi_{ij} = \frac{p_i \phi_i + p_j \phi_j}{p_{ij}} \quad (2.41)$$

Zazwyczaj selekcjonuje się przypadki z określoną liczbą dżetów produkowanych w pewnym zakresie rapidity, których energia poprzeczna spełnia warunek $E_{t,jet} > E_{t,jet}^{min}$. Dla dużych wartości minimalnej energii dżetu $E_{t,jet}^{min}$ niepewności eksperymentalne i teoretyczne są małe. Przedstawiony algorytm jest inkluzywny, ponieważ wyselekcjonowane dżety nie muszą zawierać wszystkich cząstek w przypadku.

Podłużnie niezmienniczy algorytm k_t charakteryzuje się następującymi własnościami:

- Każda cząstka w stanie końcowym jest przypisana tylko do jednego dżetu. Nie ma problemu przekrywających się dżetów, w których te same obiekty wnoszą wkład do różnych dżetów.
- Ten sam algorytm może być stosowany na poziomie partonowym, hadronowym i detektorowym, co ułatwia porównanie pomiarów z przewidywaniami teoretycznymi.
- Rozkład energii poprzecznej wewnątrz dżetu charakteryzuje się wyraźnie wyodrębnionym jądrem wzdłuż osi dżetu.

Szczególnie ważny dla obliczeń teoretycznych jest fakt, że stosując algorytm k_t w odpowiednim układzie można uzyskać przekroje czynne na produkcję dżetu przy użyciu reguły faktoryzacji. Ponadto algorytm jest wolny od rozbieżności podczerwonych i współliniowych we wszystkich rzędach obliczeń perturbacyjnej QCD.

ROZDZIAŁ 3

MODELE QCD DLA ROZPRASZANIA GŁĘBOKO NIEELASTYCZNEGO

W tym rozdziale zostaną przedstawione modele QCD bazujące na technikach Monte Carlo (MC), które są używane w badaniach procesów DIS. Należą do nich generatory Monte Carlo, które dostarczają pełnej informacji o przypadkach DIS, zarówno na poziomie partonowym jak i hadronowym. Do drugiej klasy należą programy, które wykonują perturbacyjne obliczenia QCD w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń i obliczają przekrój czynny na poziomie partonowym. W celu porównania z pomiarami doświadczalnymi dla tych obliczeń na poziomie partonowym stosuje się poprawki hadronowe.

3.1 Modele Monte Carlo

Generatory Monte Carlo, których fizyczne podstawy opierają się na modelach QCD, symulują przypadki oddziaływań DIS i dostarczają pełnej informacji o przypadku w formie czteropędów wszystkich cząstek w stanie końcowym. Stan końcowy obejmuje zarówno partony i leptony pojawiające się w badanych reakcjach, jak i hadrony których tworzenie się z partonów modelujemy w nieperturbacyjnym procesie hadronizacji. Generatory dostarczają teoretycznych przewidywań dla wielkości zmierzonych w eksperymentach. Jest to szczególnie istotne dla tych obszarów przestrzeni fazowej, dla których nie istnieją obliczenia w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń lub nie można ich zastosować. Ponadto przewidywania generatorów MC są wykorzystywane do oszacowania poprawek hadronowych oraz w połączeniu z pełną symulacją detektora do wyznaczenia poprawek detektorowych. Poprawki detektorowe są następnie wykorzystywane do odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego. Przy pomocy poprawek hadronowych można odwikłać rozkłady wyznaczone na poziomie hadronowym do poziomu partonowego, dostępnego w obliczeniach perturbacyjnej QCD.

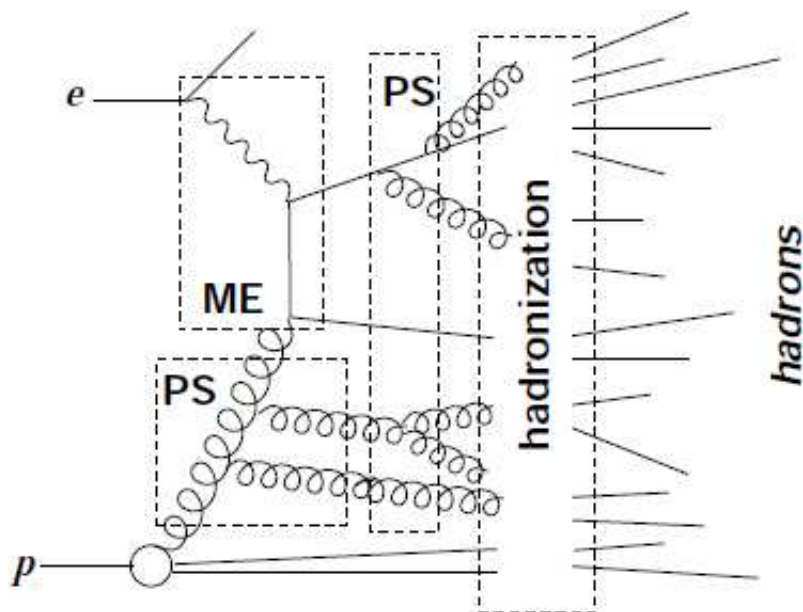
Pełna symulacja detektora uwzględniająca wszelkie efekty materiałowe, akceptancję i zdolność rozdzielczą jego składowych elementów, pozwala śledzić przejścia poszczególnych cząstek przez detektor i dostarcza informacji w postaci odpowiednich sygnałów rejestrowanych w aparaturze. Generowane próbki danych z pełną symulacją detektora są rekonstruowane i analizowane przy pomocy takich samych programów co dane doświadczalne zebrane w eksperymencie. Przy analizie poszczególnych reakcji, poprawny opis przez symulowane próbki MC podstawowych rozkładów

zmierzonych w eksperymencie pozwala na wiarygodne wyznaczenie poprawek detektorowych. Jakość opisu danych przez symulowane MC sprawdza się wykonując tzw. rozkłady kontrolne, które dla analizy dżetów do przodu są przedstawione w rozdziale 7.4.

W generatorach przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania ep opartych na koncepcji kaskady partonowej wyróżnia się następujące etapy:

- Dokładne obliczenie elementu macierzowego QCD, zawierającego oprócz grafu Borna poprawki QCD w rzędzie wiodącym, odpowiadające procesom BGF i QCDC.
- Symulację perturbacyjnej kaskady partonowej ze stanu początkowego.
- Symulację perturbacyjnej kaskady partonowej ze stanu końcowego.
- Nieperturbacyjny proces hadronizacji.

Na rysunku 3.1 przedstawiony został schematycznie proces generacji przypadku ep .



Rysunek 3.1: Schemat działania generatora przypadków ep . Przykładowo przedstawione zostało oddziaływanie, w którym element macierzowy oznaczony na rysunku ME (*Matrix Element*) odpowiada procesowi BGF, kaskady partonowe ze stanu początkowego i końcowego oznaczono skrótem PS (*Parton Shower*). Partony w procesie hadronizacji materializują się jako hadrony.

Programy MC różnią się pomiędzy sobą sposobem traktowania kaskady partonowej oraz sposobem hadronizacji. Do modelowania nieperturbacyjnego procesu hadronizacji generatory używają modelu strun Lund lub modelu klastra, które opisano w rozdziale 2.6.1.

3.1.1 Kaskada partonowa

W kaskadzie partonowej zainicjowanej przez początkowy kwark lub gluon i opartej na równaniach ewolucji DGLAP symuluje się emisję partonów w kolejnych procesach rozgałęzień z prawdopodobieństwem powiązaniem z odpowiednimi funkcjami rozszczepień Altarellego-Parisiego [62]. Koncepcja kaskady partonowej pozwala na uwzględnienie dominujących członów rozwinięcia perturbacyjnego we wszystkich rzędach α_s , a tym samym umożliwia modelowanie procesów wyższych

rzędów. Standardowe programy symulacyjne z kaskadą partonową typu DGLAP generują przypadki stosując ewolucję do tyłu [63]. Oznacza to, że najpierw symulowane jest twarde zderzenie, a dopiero później kaskada partonowa od procesu twardego do wierzchołka protonowego, lub w przypadkach procesów z rozwiniętym fotonem również w kierunku wierzchołka leptonowego. Ewolucja typu DGLAP charakteryzuje się silnym uporządkowaniem w pędzie poprzecznym partonów, przy czym parton z największym pędem poprzecznym oddziałuje z bozonem pośredniczącym. Istnieje również generator MC oparty na koncepcji rozwoju kaskady QCD zawartej w opisanym w rozdziale 2.5.1 modelu kolorowych dipoli. W przedstawionej pracy używa się również generatora przypadków opartego na ewolucji CCFM.

3.2 Generatory Monte Carlo dla procesów ep .

W pracy wykorzystano trzy generatory Monte Carlo: **RAPGAP** [64], **DJANGO/ARIADNE** [65] oraz **CASCADE** [66].

RAPGAP

Początkowo napisany do symulacji przypadków zderzeń ep z dużą przerwą w rapidity (*rapidity gap*), ewoluował następnie do postaci wielozadaniowego generatora zarówno dyfrakcyjnych jak i niedyfrakcyjnych procesów ep . RAPGAP można stosować w różnych obszarach kinematycznych: opisuje rozpraszanie głęboko nieelastyczne przy dużych Q^2 , a także fotoprodukcję w obszarze $Q^2 \approx 0$. RAPGAP generuje twarde procesy partonowe $2 \rightarrow 2$ przy pomocy elementów macierzowych rzędu $O(\alpha_s)$, $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$, $\gamma^*q \rightarrow qg$. Kaskady partonowe ze stanu początkowego oraz końcowego są symulowane w przybliżeniu wiodących logarytmów w oparciu o równania ewolucji DGLAP. Ponadto RAPGAP symuluje procesy z rozwiniętym fotonem, w których uwzględnia się partonową strukturę fotonu. Hadronizacja w generatorze RAPGAP przebiega według modelu strun Lund i jest wprowadzona poprzez program PYTHIA [67]. W analizach procesów DIS na HERA używa się również generatora **LEPTO** [68], który podobnie jak RAPGAP generuje twarde procesy partonowe opisane przez elementy macierzowe QCD rzędu $O(\alpha_s)$. Podobnie poprawki wyższych rzędów są modelowane przez kaskady partonowe oparte na ewolucji DGLAP. Procesy hadronizacji są symulowane analogicznie jak w programie RAPGAP. Dla procesów DIS, program RAPGAP dla oddziaływań z punktowym wirtualnym fotonem (*direct photon interaction*) oraz LEPTO są identyczne.

ARIADNE

Program ARIADNE wbudowany w generator DJANGO jest implementacją modelu CDM. W ARIADNE grafy QCDC są uwzględnione poprzez emisję gluonów z kolorowych dipoli, wymagają jednak poprawek, tak aby ich udział był zgodny z wkładem elementu macierzowego QCDC w rzędzie wiodącym. Przypadki BGF, nie występujące oryginalnie w CDM, są uwzględnione poprzez dodanie odpowiednich elementów macierzowych w rzędzie wiodącym. Kolejne emisje gluonów odbywają się z kolorowych dipoli. Program ARIADNE musi być stosowany z innym programem MC, który jest odpowiedzialny za symulację twardego procesu BGF, a także za hadronizację. Analogicznie jak dla generatora RAPGAP, proces hadronizacji zachodzi zgodnie z modelem strun Lund, znajdującym się w programie JETSET [69, 70].

CASCADE

CASCADE jest generatorem przypadków opartym na równaniu ewolucji CCFM. Zawiera elementy macierzowe poza powłoką masy oraz używa nieprzećalkowanych funkcji gęstości partonów. Jak

dotąd w obliczeniach CASCADE używa się jedynie funkcji gęstości gluonów. Nieprzecałkowane funkcje gęstości gluonów otrzymano w wyniku opartego na ewolucji CCFM dopasowania do inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów DIS, zmierzonych przez eksperymenty H1 oraz ZEUS w latach 1994 i 1996/1997. Możliwy jest wybór pomiędzy nieprzecałkowanymi gęstościami gluonów, otrzymanymi przy uwzględnieniu w funkcjach rozszczepień P_{gg} tylko członów osobliwych, jaki i rozkładami wynikającymi z dodania członów nieosobliwych.

Program CASCADE oprócz przypadków ep , generuje również zderzenia pp , $p\bar{p}$, $p\gamma$ oraz zderzenia $\gamma\gamma$. Hadronizacja jest wykonywana zgodnie z modelem strun Lund za pomocą programów JETSET/PYTHIA.

Programy RAPGAP oraz DJANGO/ARIADNE umożliwiają badanie efektów promieniowania QED poprzez sprzężenie z programem HERACLES [71], który uwzględnia poprawki elektromagnetyczne pierwszego rzędu dla oddziaływań ep . W przedstawionej analizie czynniki poprawkowe zostały wyznaczone przy użyciu generatorów RAPGAP i DJANGO/ARIADNE. Wszystkie trzy generatory, RAPGAP, DJANGO/ARIADNE i CASCADE, dostarczają także przewidywań na poziomie hadronowym dla wielkości mierzonych w eksperymencie. Na rysunkach przewidywania generatora DJANGO/ARIADNE są oznaczone jako CDM.

3.3 Perturbacyjne obliczenia QCD

W ostatnich latach duży postęp w rozumieniu silnych oddziaływań odbył się dzięki porównaniom precyzyjnych danych eksperymentalnych z dokładnymi obliczeniami perturbacyjnej QCD.

W perturbacyjnej QCD przekroje czynne dla procesów z udziałem hadronów można zapisać w postaci splotu funkcji struktury, funkcji fragmentacji partonów oraz partonowego przekroju czynnego. Obliczenia analityczne w rzędzie wiodącym (LO - *leading order*) dają jedynie przewidywania rzędu wielkości danego przekroju czynnego oraz ogólne własności danej obserwabli. O dokładności obliczeń pQCD decyduje natomiast wielkość poprawek wyższych rzędów. Dlatego precyzyjne obliczenia pQCD wymagają przynajmniej obliczeń w rzędzie następnym do wiodącego (NLO - *next-to-leading order*) oraz definicji silnej stałej sprzężenia α_s , funkcji struktury protonu oraz funkcji fragmentacji w rzędzie NLO. Rząd obliczeń w perturbacyjnej QCD jest wyrażony za pomocą silnej stałej sprzężenia tak, że rząd wiodący dla inkluzywnej produkcji dżetów zapisujemy jako $O(\alpha_s^0)$ (rysunek 2.2), natomiast produkcję dwóch dżetów w rzędzie LO oznaczamy $O(\alpha_s^1)$ (rysunek 2.7). W ogólności rząd wiodący dla danej wielkości fizycznej to najniższy rząd, w którym ta obserwabla posiada niezerową wartość, a rząd następny do wiodącego to kolejny rząd w α_s .

Przy obliczaniu przekrojów czynnych w rzędach wyższych od wiodącego główną trudnością jest sposób usuwania różnego typu rozbieżności (por. rozdz. 2.4.1). Poprawki wirtualne prowadzą do rozbieżności miękkich, wynikających z emisji partonów z pędem $k \rightarrow 0$, współliniowych będących efektem rozszczepienia partonów na dwa bezmasowe partony o równoległych pędach i rozbieżności w nadfiolecie związanych z diagramami pętlowymi. Poprawki rzeczywiste posiadają rozbieżności miękkie i współliniowe. Rozbieżności w nadfiolecie obecne w przyczynkach wirtualnych są usuwane w procesie renormalizacji. W przypadku obserwabli związanych z dżetami rozbieżności miękkie oraz część współliniowych, występujących w poprawkach rzeczywistych i wirtualnych, wzajemnie się kasują. Pozostające rozbieżności współliniowe w stanie początkowym lub końcowym podlegają odpowiedniej procedurze renormalizacji i są wchłonięte odpowiednio w definicję funkcji struktury hadronu lub funkcji fragmentacji. W efekcie przekrój czynny na produkcję dżetów jest skończony i policzalny na poziomie partonowym we wszystkich rzędach obliczeń pQCD.

Ze względu na skomplikowaną strukturę rozbieżności w perturbacyjnej QCD najprościej policzyć wielkości w pełni inkluzywne. W takim przypadku rozważa się wszystkie możliwe stany końcowe i całkuje elementy macierzowe po całej dostępnej przestrzeni fazowej. W pQCD istnieją dwa typy algorytmów umożliwiających usuwanie omówionych rozbieżności. Jest to metoda podziału przestrzeni fazowej (*phase space slicing method*) i metoda regularyzacji przez odjęcia (*subtraction method*).

Obliczenia perturbacyjnej QCD w rzędzie wiodącym, jak wspomniano wyżej, mogą dla pewnych obserwabi być obciążone dużymi poprawkami wyższego rzędu oraz dużymi niepewnościami związanymi z wyborem skali. W rzędzie wiodącym wszystkie przyczynki wyższych rzędów są wchłonięte w parametryzację funkcji gęstości partonów. W rzędzie następnym do wiodącego obliczane są przyczynki od jednego dodatkowego gluonu, natomiast w rzędzie NNLO wkłady od dodatkowych dwóch gluonów. Pojawienie się rzeczywistych dodatkowych gluonów w kolejnych rzędach perturbacyjnej QCD jest ograniczone kinematyką. Jednocześnie im więcej członów zostanie dodanych do perturbacyjnego rozwinięcia ewolucji partonów, tym mniejsze są niepewności związane z wyborem skali faktoryzacji i renormalizacji. Stopień skomplikowania analitycznych obliczeń QCD rośnie wraz z każdym dodanym rzędem tych obliczeń.

Obliczenia QCD w ramach standardowej ewolucji DGLAP w rzędzie następnym do wiodącego, dla obserwabi związanych z dżetami, można wykonać przy użyciu kilku programów. Programy te umożliwiają zastosowanie różnych warunków selekcji, a także wybór funkcji rozkładu partonów, wartości silnej stałej sprzężenia α_s oraz skal renormalizacji i faktoryzacji, a także algorytmu do szukania dżetów. Programy te obliczają poprawki w rzędzie następnym do wiodącego dla konfiguracji dwóch lub trzech partonów produkowanych w procesie DIS i dostarczają przewidywań na poziomie partonowym. Dla dżetów znalezionych na poziomie partonowym stosuje się poprawki hadronowe w celu uzyskania przewidywań odpowiadających dżetom hadronowym. Do programów opisujących produkcję dwóch dżetów w rzędzie NLO(α_s^2) należą: **DISENT** [72], **DISASTER** [73], **JETVIP** [74, 75] oraz **NLOJET++** [76]. Wszystkie te programy obliczają przekrój czynny na poziomie partonowym dla procesów DIS z punktowym wirtualnym fotonem, w rzędach LO(α_s^1) oraz NLO(α_s^2). JETVIP jako jedyny z wymienionych wyżej programów uwzględnia również strukturę wewnętrzną wirtualnego fotonu i korzysta z funkcji struktury dla wirtualnego fotonu. Program **NLOJET++** jest generatorem, który umożliwia również obliczenie przekroju czynnego dla konfiguracji 3 dżetów w rzędzie NLO(α_s^3). W tej pracy zostaną przedstawione porównania zmierzonych przekrojów czynnych, dla próbki danych z dżetem do przodu oraz dżetem w obszarze centralnym detektora H1, z przewidywaniami programu NLOJET++.

ROZDZIAŁ 4

WCZEŚNIEJSZE POMIARY DŻETÓW DO PRZODU NA AKCELERATORZE HERA

Już niedługo po rozpoczęciu nabierania danych przez eksperymenty na akceleratorze HERA pojawiły się pierwsze analizy, w których poszukiwano sygnatur dynamiki QCD innej niż standardowa ewolucja DGLAP. Inkluzywne pomiary funkcji struktury protonu F_2 w obszarze małych wartości x -Bjorkena wydawały się początkowo wskazywać na znaczący wkład dynamiki BFKL w tym obszarze kinematycznym. Silny wzrost F_2 dla małych x można jednak poprawnie opisać w formalizmie DGLAP w przybliżeniu niewiodących logarytmów. Dlatego też rozpoczęto pomiary końcowych stanów hadronowych, w tym również pomiary przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu, dla których przewidywania oparte na ewolucji DGLAP i BFKL bardzo się różnią.

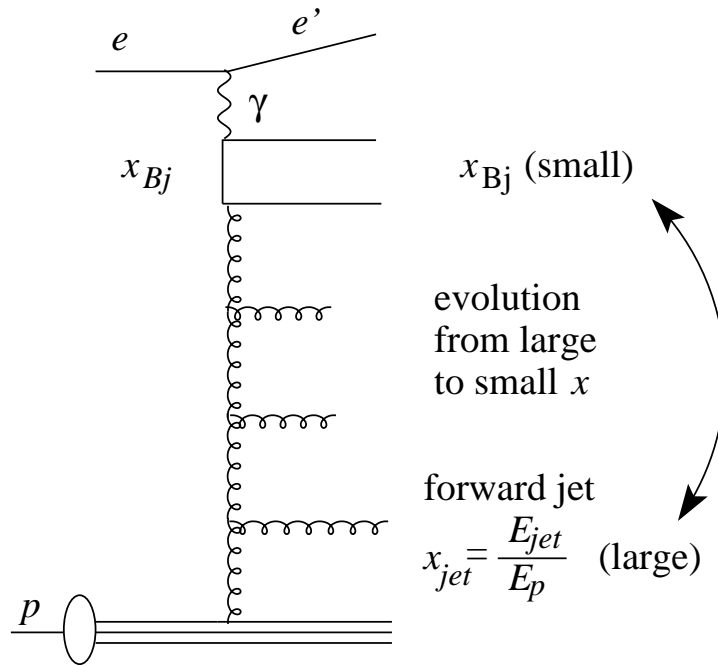
Pomiar przekroju czynnego w obszarze małych x dla procesów DIS z dżetem do przodu został zaproponowany przez Muellera [14, 15] jako test dynamiki BFKL na zderzaczu HERA. Diagram rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu przedstawiono na rysunku 4.1. Dżet do przodu definiujemy jako dżet o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowany pod małym kątem w kierunku resztek protonu.

- Dodatkowo żąda się, aby pęd poprzeczny dżetu $p_{t,jet}$ był rzędu przekazu czteropędu Q^2 , $p_{t,jet}^2 \approx Q^2$, co tłumli wkłady od ewolucji typu DGLAP.
- Wymóg dużej ułamkowej energii dżetu $x_{jet} = E_{jet}/E_p \gg x$, gdzie E_{jet} i E_p są odpowiednio energią dżetu i początkowego protonu, zapewnia dużą przestrzeń fazową dla emisji BFKL.

W ewolucji BFKL produkcja partonów/dżetów o takich parametrach będzie większa niż w ewolucji DGLAP, ponieważ w tym przybliżeniu kaskada QCD nie posiada uporządkowania w pędzie poprzecznym. W przybliżeniu wiodących logarytmów ewolucja BFKL przewiduje wzrost przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu dla malejących x [77]:

$$\sigma_{BFKL}^{LO} \sim \exp\left(\lambda \frac{x_{jet}}{x}\right). \quad (4.1)$$

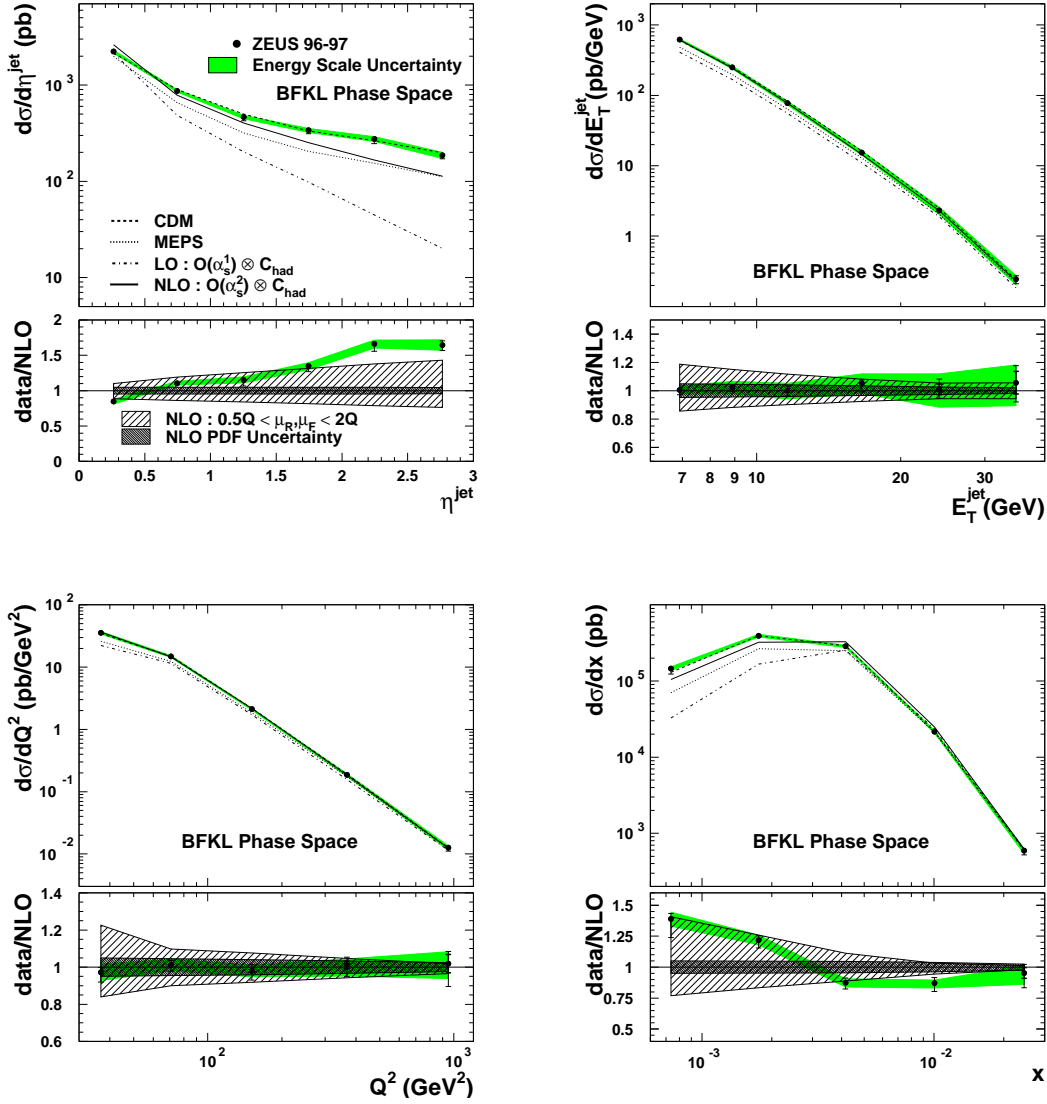
Pierwsza analiza dżetów do przodu [16] w eksperymencie H1 była oparta o dane z 1993 roku o całkowitej świetlności 320 nb^{-1} . Dżety były znajdowane za pomocą algorytmu stożkowego w układzie laboratoryjnym. Analizę wykonano dla $\langle Q^2 \rangle \sim 20 \text{ GeV}^2$, w obszarze małych wartości x -Bjorkena



Rysunek 4.1: Diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu. (rysunek z pracy [18])

$2 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$. Oszacowano liczbę przypadków z dżetem do przodu w dwóch przedziałach x i porównano z przewidywaniami modeli QCD, CDM i LEPTO. W tych samych przedziałach x zmierzono przekrój czynny $\sigma(ep \rightarrow \text{jet} + X)$. W badanym obszarze kinematycznym dane były lepiej opisane przez model CDM. Precyzja pomiaru nie pozwoliła na wyciągnięcie konkluzyjnych wniosków co do zachowania przekroju czynnego w funkcji x . Jednak zgodnie z przewidywaniami opartymi na dynamice BFKL, zmierzony z dużym błędem przekrój czynny był większy dla przedziału z mniejszymi wartościami x .

Kolejne analizy wykonane zarówno w eksperymencie H1 [17] jak i eksperymencie ZEUS [19] wykazały szybki wzrost przekroju czynnego na produkcję dżetów do przodu dla malejących wartości x -Bjorkena. W obu analizach dżety były rekonstruowane w układzie laboratoryjnym za pomocą algorytmu stożkowego. Zmierzone przekroje czynne są znacząco większe niż przewidywania modeli QCD opartych na przybliżeniu LO DGLAP. Znacznie lepszy opis danych dawał program ARIADNE z wbudowanym mechanizmem CDM oraz RAPGAP z uwzględnionym wkładem od przypadków z rozwiniętym fotonem. Otrzymane przekroje czynne porównano również z analitycznymi obliczeniami LO BFKL, których przewidywania znajdowały się powyżej otrzymanych przekrojów czynnych. W publikacji [78] przedstawiono poszerzoną analizę wyników eksperymentów H1 i ZEUS, wykonaną w oparciu o formalizm BFKL. Pokazano, że uwzględnienie części poprawek niewiodących do równania BFKL prowadzi do lepszego opisu zmierzonych przekrojów czynnych. Przewidywania teoretyczne są jednak bardzo czułe na wybór skali, będącej argumentem α_s . Do lepszej zgodności z danymi prowadzą również obliczenia w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^2) [79] w ramach standardowej ewolucji DGLAP. Przewidywania NLO DGLAP są także bardzo czułe na wybór skali renormalizacji i faktoryzacji. Już najwcześniejsze pomiary wskazywały więc, że identyfikacja efektów związanych z dynamiką BFKL będzie trudna ze względu na przyczynki od procesów z rozwiniętym fotonem oraz duże niepewności w analitycznych obliczeniach QCD związane z wyborem skali.



Rysunek 4.2: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS w funkcji zmiennych η_{jet} , E_T^{jet} , Q^2 i x .

W roku 2006 oba eksperymenty opublikowały wyniki kolejnych badań dotyczących produkcji dżetów do przodu. Stanowiły one kontynuację poprzednich poszukiwań oraz ich poszerzenie. Analiza wykonana przez współpracę ZEUS dotyczyła inkluzywnej produkcji dżetów do przodu w obszarze zdefiniowanym przez następujące cięcia kinematyczne: $Q^2 > 25 \text{ GeV}^2$ i $y > 0.04$ [20]. Analiza objęła próbkę danych z lat 1996-1997 o całkowitej świetlności 38.7 pb^{-1} . Dżety były rekonstruowane za pomocą podłużnie niezmienniczego algorytmu k_t w układzie laboratoryjnym. Zmierzone przekroje czynne zostały porównane z przewidywaniami modeli ARIADNE (CDM) oraz LEPTO (DGLAP) oraz analitycznymi obliczeniami pQCD. Wprowadzono cięcia, które zdefiniowały przestrzeń fazową preferującą ewolucję BFKL. Aby ograniczyć przypadki typu QPM z pojedynczym dżetem zażądano, żeby kąt hadronowy¹ znajdował się w tylnej części detektora, $\gamma_h > 90^\circ$, oraz obecności przynajmniej jednego dżetu o energii poprzecznej $E_{T,jet}$ powyżej 6 GeV w obszarze pseudorapidity $0 < \eta_{jet} < 3$. Dodatkowo zastosowano cięcie $0.5 < E_{T,jet}^2/Q^2 < 2$, które ogranicza

¹W modelu QPM kąt hadronowy γ_h odpowiada kątowi biegunowemu rozproszonego kwarka

przestrzeń fazową dla ewolucji DGLAP.

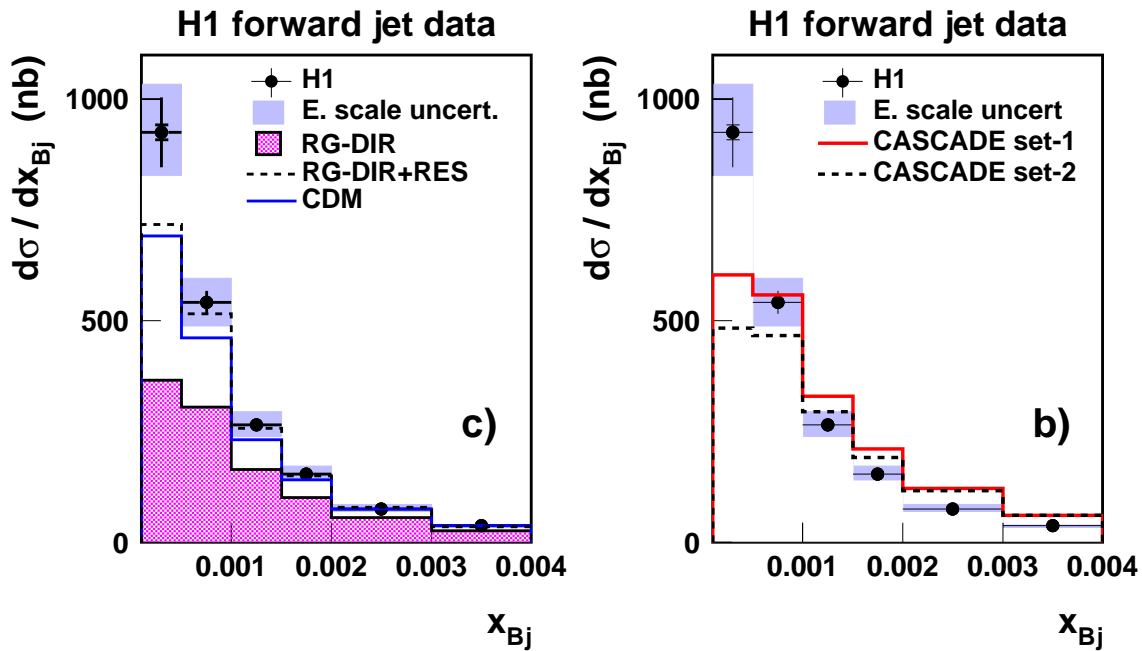
Na rysunku 4.2 przedstawione są wyniki doświadczalne uzyskane przez współpracę ZEUS dla obszaru BFKL. Współpraca zaprezentowała przekroje czynne w funkcji η_{jet} , $E_{T,jet}$, Q^2 oraz x . We wszystkich rozkładach dobry opis danych uzyskano przy pomocy modelu CDM. Przewidywania programu MC LEPTO, opartego na standardowej ewolucji DGLAP i oznaczone jako MEPS, znajdują się poniżej danych, co jest szczególnie widoczne dla małych wartości x oraz dużych wartości η_{jet} . Obliczenia pQCD wykonane za pomocą programu DISENT w rzędzie $O(\alpha_s^2)$ opisują otrzymane przekroje czynne, w granicach dużych niepewności teoretycznych, w zmiennych $E_{T,jet}$ i Q^2 , natomiast znajdują się poniżej danych dla dużych wartości η_{jet} i małych wartości x . Obliczenia w programie DISENT wykonano wykorzystując rozkład partonów w protonie dla parametryzacji CTEQ6 [80]. Niepewności wynikające ze zmiany skali renormalizacji i faktoryzacji uzyskano w standardowy sposób poprzez zmniejszenie lub zwiększenie skali renormalizacji/faktoryzacji o czynnik dwa. Rozbieżności pomiędzy danymi a obliczeniami pQCD pojawiają się w obszarze, gdzie poprawki NLO są duże, co wskazuje na konieczność uwzględnienia poprawek jeszcze wyższych rzędów w obliczeniach teoretycznych.

Analiza opublikowana przez współpracę H1 opiera się na próbce danych wyselekcjonowanych przez cięcia związane z wyborem przypadków DIS oraz dżetów do przodu przedstawione w tabeli 4.1. Do rekonstrukcji dżetów zastosowano podłużnie inkluzywny algorytm k_t w układzie Breita. Dzięki temu przypadki typu QPM z pojedynczym dżetem odpowiadającym kwarkowi prądowemu są kinematycznie zabronione. Następnie czteropędy dżetów są transformowane do układu laboratoryjnego, w którym następuje ich selekcja przy użyciu cięć zebranych w tabeli 4.1. Niższe wartości Q^2 dostępne w H1 w porównaniu z analizą eksperymentu ZEUS pozwalają na pomiary przy mniejszych wartościach x -Bjorkena. Przestrzeń dla ewolucji DGLAP ograniczono cięciami $0.5 < E_{T,jet}^2/Q^2 < 5$.

Światłość	Q^2 [GeV ²]	x	E_T^2/Q^2	η_{jet}	$p_{T,jet}$ [GeV]	x_{jet}
H1 13.7 pb ⁻¹	5 - 85	0.0001 - 0.004	0.5 - 5	1.7 - 2.8	> 3.5	> 0.035

Tabela 4.1: Warunki wyboru przypadków DIS z dżetem do przodu w eksperymencie H1 [18].

Na rysunku 4.3 przedstawiony został inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji x . Dane zostały porównane z przewidywaniami różnych modeli Monte Carlo opartych na QCD. Przewidywania modelu zawierającego kaskadę partonową opartą na równaniach DGLAP, z uwzględnionymi dodatkowymi procesami z rozwiniętym fotonem (RG-DIR+RES), dają niezadowolający opis w obszarze małych wartości x , czyli tam gdzie efekty dynamiki BFKL mogłyby być istotne. Podobny, również niezadowolający opis w tym samym obszarze najmniejszych wartości x daje model CDM z kaskadą partonową o nieuporządkowanych pędach poprzecznych. Przewidywania modelu Monte Carlo CASCADE opartego na równaniu CCFM nie opisują poprawnie kształtu rozkładu. Na rysunku 4.3b przedstawiono przewidywania dla dwóch nieprzełączanych rozkładów gluonów, set 1 oraz set 2. W rozkładzie set 1 uwzględnione są jedynie człony osobliwe dla funkcji rozszczepień gluonów, w rozkładzie set 2 uwzględniono również człony nieosobliwe. Trudności programu CASCADE w opisie danych mogą wynikać z braku wkładów od kaskad zainicjowanych przez kwarki, z braku rozszczepień gluonów na pary $q\bar{q}$ oraz z zastosowanych parametryzacji dla nieprzełączanych rozkładów gluonów.



Rysunek 4.3: Inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennej x zmierzony w eksperymencie H1 porównany z przewidywaniami różnych modeli MC.

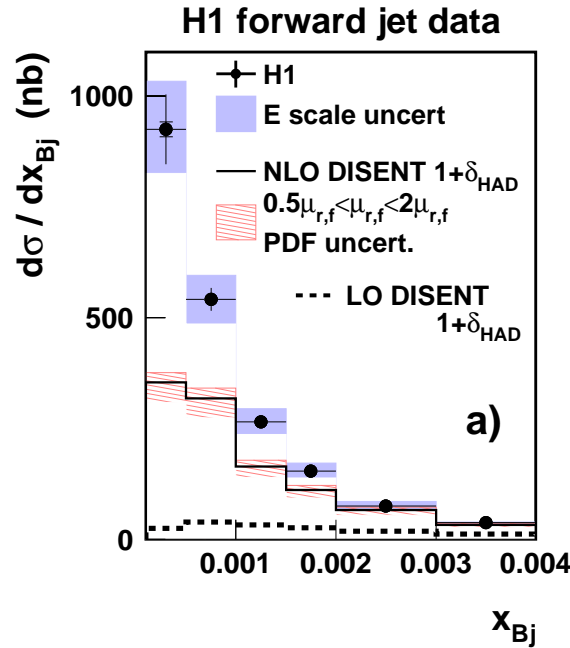
Na rysunku 4.4 inkluzywny przekrój czynny w funkcji x został porównany z perturbacyjnymi obliczeniami QCD w rzędzie wiodącym $LO(\alpha_s^1)$ i niewiodącym $NLO(\alpha_s^2)$, wykonanymi za pomocą programu DISENT. Obliczenia zostały wykonane dla rozkładu partonów w protonie dla parametryzacji CTEQ6M [80]. Skala renormalizacji w obliczeniach jest określona średnią wartością kwadratu pędu poprzecznego dżetów z elementu macierzowego, natomiast skala faktoryzacji jest wyrażona średnią wartością kwadratu pędu poprzecznego wszystkich dżetów do przodu znajdujących się w badanej próbce. Niepewności teoretyczne otrzymano poprzez równoczesną zmianę o czynnik dwa obydwu skal. Przewidywania w rzędzie niewiodącym opisują dane zdecydowanie lepiej niż w rzędzie wiodącym, niemniej jednak przewidywania $NLO(\alpha_s^2)$ są ponad dwa razy mniejsze niż zmierzone przekroje czynne dla małych wartości x .

Ostatnią opublikowaną analizą na temat dżetów do przodu jest analiza współpracy ZEUS wykonana dla danych zebranych w latach 1999-2000 i obejmująca próbkę o całkowitej świetlności 81.8 pb^{-1} [21]. Podobnie jak w analizie H1 do rekonstrukcji dżetów wykorzystano podłużnie niezmienniczy inkluzywny algorytm k_t , zastosowany w układzie Breita. Dzięki dodatkowemu kalorymetrowi FPC (*Forward Plug Calorimeter*) zainstalowanemu w przedniej części detektora w latach 1998-2000, współpraca ZEUS mogła poszerzyć obszar rekonstrukcji dżetów do $\eta_{jet} = 3.5$. Reszta warunków wyboru znajduje się w tabeli 4.2:

	$Q^2[\text{GeV}^2]$	x	E_T^2/Q^2	η_{jet}	$p_{T,jet}[\text{GeV}]$	x_{jet}
ZEUS 81.8 pb^{-1}	20 - 100	0.0004 - 0.005	0.5 - 2	2 - 3.5	> 5	> 0.036

Tabela 4.2: Warunki wyboru przypadków DIS z dżetem do przodu w eksperymencie ZEUS [21].

Na rysunku 4.5 przedstawiono zmierzone przekroje czynne w funkcji zmiennych η_{jet} , $E_{T,jet}$, Q^2 oraz x porównane z modelami MC ARIADNE oraz LEPTO. Przewidywania programu LEPTO,



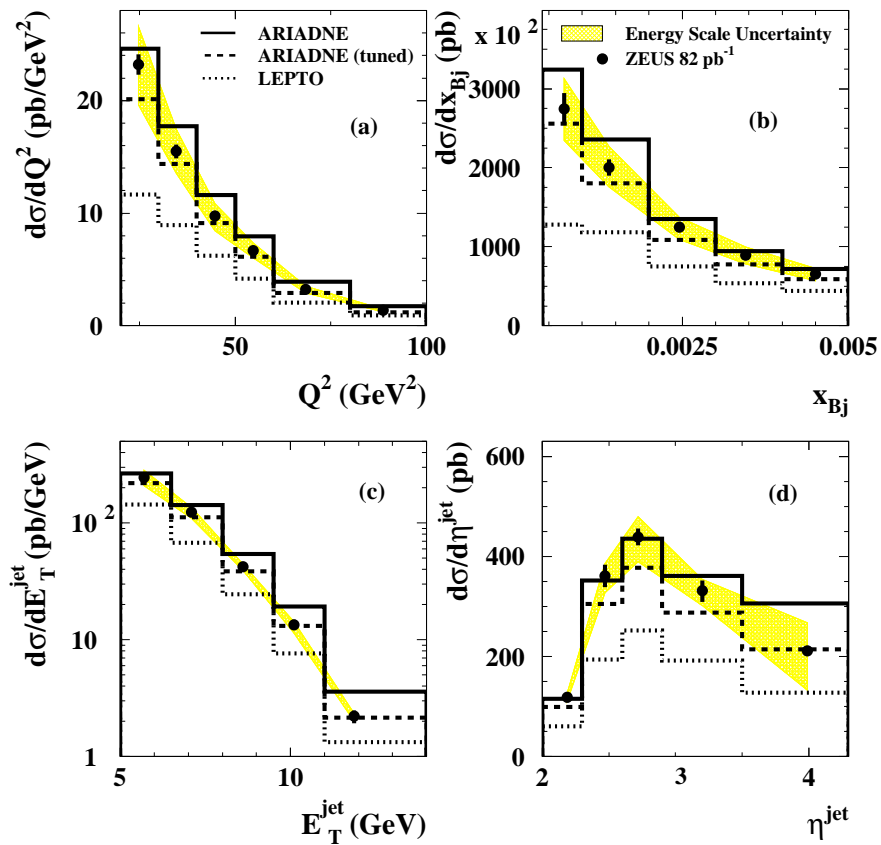
Rysunek 4.4: Inklusywny przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji zmiennej x zmierzony w eksperymencie H1, porównany z przewidywaniami NLO(α_s^2) programu DISENT po uwzględnieniu poprawek na hadronizację.

generującego uporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD, podobnie jak i w poprzednich analizach znajdują się znacząco poniżej zmierzonych przekrojów czynnych. Przewidywania ARIADNE(tuned) bazujące na modelu CDM z nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadą partonową, dają zadowalający opis danych, za wyjątkiem najmniejszych wartości x . Parametry programu ARIADNE(tuned) zostały tak dopasowane, aby uzyskać poprawny opis końcowych stanów hadronowych mierzonych w procesach DIS [18]. Na rysunku 4.6 porównano dane z przewidywaniami pQCD w rzędzie NLO(α_s^2), otrzymanymi przy pomocy programu DISENT ze skalą renormalizacji zdefiniowaną przez przekaz czteropędu, $\mu_r = Q$. Przewidywania teoretyczne znajdują się poniżej danych, jednakże opisują je w zakresie niepewności teoretycznych wynikających ze standardowej zmiany skali renormalizacji. Wydaje się, że wyniki nie są zgodne z obliczeniami NLO(α_s^2) otrzymanymi przez współpracę H1, jednakże główna różnica w opisie NLO(α_s^2) pomiędzy obydwojema eksperymentami wynika z odmiennego wyboru skali renormalizacji.

Zmierzone w eksperymentach H1 i ZEUS przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep w obszarze małych wartości x -Bjorkena pokazują, że procesy związane z łamaniem uporządkowania w pędzie poprzecznym w kaskadzie partonowej QCD ze stanu początkowego są ważne. Modele Monte Carlo oparte na QCD, które mają wbudowany taki mechanizm są w lepszej zgodności z danymi. Podobne wnioski wynikają z porównania danych z obliczeniami analitycznymi w przybliżeniu NLO DGLAP i ze zmodyfikowanymi obliczeniami LO BFKL, będącymi przybliżeniem rachunków NLO BFKL. Obszar najmniejszych wartości x nie jest jednak poprawnie opisany i poszczególne modele w różnym stopniu są zgodne z wykonanymi pomiarami.

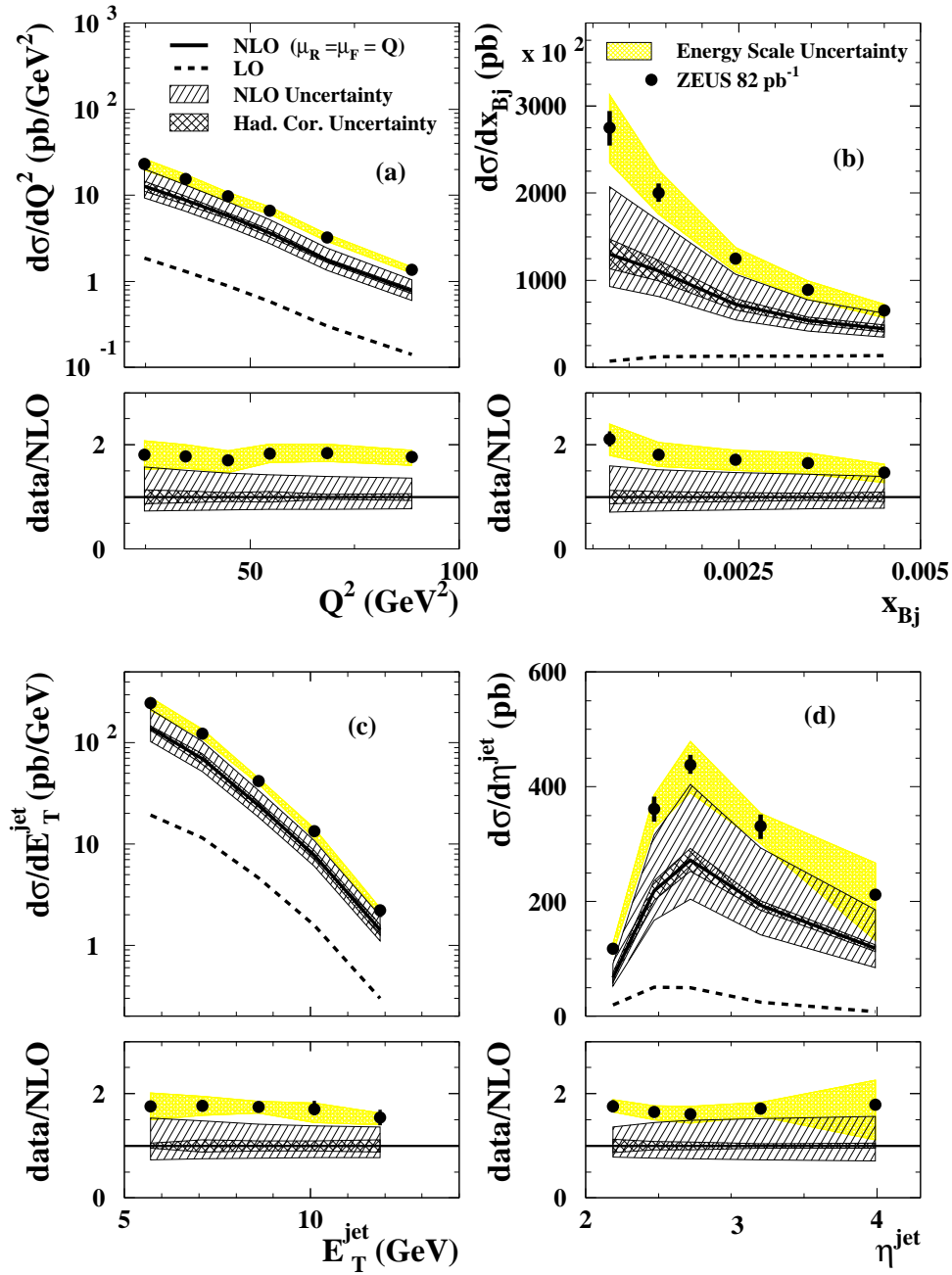
Uzupełnieniem badań dżetów do przodu jest analiza procesów DIS dla małych wartości x -Bjorkena z pojedynczymi cząstkami, o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowanymi w kierunku do przodu [81, 82].

ZEUS



Rysunek 4.5: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS w funkcji zmiennych η_{jet} , E_T^{jet} , Q^2 i x , porównane z przewidywaniami modeli Monte Carlo ARIADNE oraz LEPTO.

ZEUS



Rysunek 4.6: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS w funkcji zmiennych η_{jet} , E_T^{jet} , Q^2 i x , porównane z teoretycznymi przewidywaniami w rzędzie NLO(α_s^2) otrzymanymi z programu DISENT po uwzględnieniu poprawek na hadronizację.

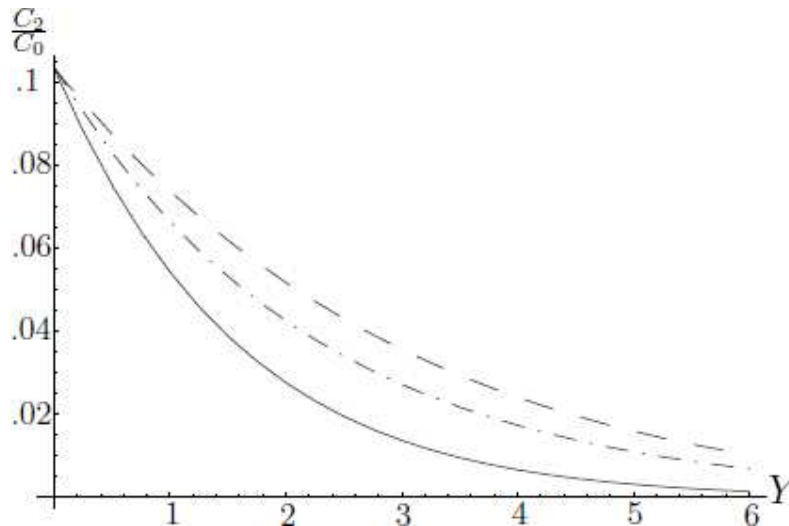
ROZDZIAŁ 5

KORELACJE AZYMUTALNE

Jak już wspomniano w poprzednim rozdziale, pomiary procesów DIS z dżetem do przodu powinny być czułe na dynamikę kaskady gluonowej zainicjowanej przez parton w protonie o dużym pędzie podłużnym. Jedną z możliwych sygnatur dynamiki BFKL, czyli dynamiki charakteryzującej się brakiem uporządkowania w pędach poprzecznych emitowanych partonów, jest zdefiniowana w układzie laboratoryjnym dekorrelacja w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem a dżetem do przodu [83]. Odległość $\Delta\phi$ jest określona jako kąt pomiędzy pędami poprzecznymi rozproszonego elektronu i dżetu do przodu. Obserwacja ta była już badana w eksperymencie H1 [16], jednak zbyt mała statystyka dostępna w pierwszych latach zbierania danych nie pozwoliła na jej systematyczne studia.

W modelu kwarkowo-partonowym, dla dwuciałowego procesu $e + q \rightarrow e + q$, odległość w kącie azymutalnym między dżetem do przodu odpowiadającym kwarkowi prądowemu i rozproszonym elektronem wynosi $\Delta\phi = \pi$. Efekty związane z hadronizacją mogą rozmyć to przewidywanie na poziomie partonowym. Im większa jest odległość w rapidity pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu, tym większa przestrzeń fazowa jest dostępna dla dodatkowych emisji partonowych. W konsekwencji, w wyniku pojawienia się procesów wyższych rzędów oczekuje się efektów dekorrelacji w kącie azymutalnym. Efekty dekorrelacji powinny być silniejsze dla schematu ewolucji z nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadą partonową w porównaniu z przybliżeniem, które charakteryzuje się uporządkowaniem w p_T . Pokazano to w pracy [83], gdzie dla dżetów do przodu badano efekty dekorrelacji $\Delta\phi$ dla malejących wartości x . Rachunki teoretyczne przeprowadzono w przybliżeniu wiodących logarytmów zarówno dla formalizmu BFKL jak i DGLAP, gdzie dla standardowej ewolucji DGLAP uwzględniono procesy z produkcją dwóch i trzech dżetów.

Korelacje azymutalne między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu można badać w funkcji efektywnej odległości w rapidity między nimi, zdefiniowanej wzorem $Y = \ln(x_{jet}/x)$. Wielkość ta jest równocześnie parametrem ewolucji w formalizmie BFKL. W pracy [84] pokazano, że zgodnie z oczekiwaniami dekorrelacja pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu rośnie, gdy zwiększa się odległość w rapidity pomiędzy nimi. Obliczenia przeprowadzono w ramach modelu BFKL, przy użyciu jądra BFKL w rzędzie następnym do wiodącego (NLO BFKL). Jednocześnie uzyskano ciekawy wynik, pokazujący że dla ustalonej wartości Y włączenie poprawek wyższych rzędów powoduje wzrost korelacji w kącie azymutalnym. Rysunek 5.1, na którym pokazano zależność średniej wartości $\cos(2\Delta\phi)$ od Y , jest ilustracją przewidywań przybliżenia BFKL.



Rysunek 5.1: Przewidywania BFKL dla $\langle \cos 2\Delta\phi \rangle$ w funkcji zmiennej Y dla zderzacza HERA, gdzie $\Delta\phi$ oznacza różnicę w kącie azymutalnym pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu zmierzoną w układzie laboratoryjnym. Linie ciągła i przerywana oznaczają odpowiednio obliczenia w rzędzie wiodącym i następnym do wiodącego, linia przerywano-kropkowana odpowiada rachunkom ze zmodyfikowanym jądrem BFKL.

W obszarze wysokich energii produkcja dżetu do przodu w reakcji DIS [14, 15] oraz produkcja tzw. dżetów Muellera-Naveleta¹ w oddziaływaniach hadron-hadron [85, 86], są procesami charakteryzującymi się długimi kaskadami partonowymi. Pomiarzy inkluzywnych przekrojów czynnych dla tych procesów oraz korelacji azymutalnych, odpowiednio między elektronem i dżetem do przodu w procesie DIS lub między dwoma dżetami w procesie hadron-hadron, były sugerowane jako testy dynamiki BFKL. Pełne rachunki NLO BFKL dla dżetów Muellera-Naveleta przy energii LHC [87] pokazały, że w obliczeniach teoretycznych ważne jest aby zarówno dla jądra BFKL jak i wierzchołków dżetowych uwzględnić poprawki w rzędzie następnym do wiodącego. Analogicznie można oczekiwać, że rachunki NLO BFKL dla dżetów do przodu powinny traktować nie tylko jądro BFKL, ale zarówno wierzchołek stowarzyszony z dżetem do przodu jak i wierzchołek fotonowy (*photon impact factor*) w przybliżeniu następnym do wiodącego. Jak dotąd program, który opierałby się na takich obliczeniach i umożliwiał porównanie przewidywań teoretycznych z pomiarami na zderzaczu HERA nie jest dostępny.

W niniejszej pracy zmierzono przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w procesie DIS w funkcji odległości w kącie azymutalnym między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu [88]. Końcowa publikacja eksperymentu H1 dotycząca tej tematyki jest w przygotowaniu. Pomiarzy wykonano w układzie laboratoryjnym, w zależności od odległości w rapidity między dżetem do przodu i rozproszonym elektronem. Korelacje azymutalne zmierzono również dla mniej inkluzywnej topologii, gdy dżet do przodu jest stowarzyszony z dżetem produkowanym w centralnej części detektora H1. W przybliżeniu BFKL, dla tej próbki danych proporcja dżetów do przodu pochodzących z dodatkowych emisji gluonowych jest większa niż dla próbki inkluzywnej. Zmierzone przekroje czynne oraz kształty rozkładów w $\Delta\phi$ są porównane z przewidywaniami generatorów Monte Carlo, opartych na różnych schematach ewolucji QCD. Wyniki pomiarów są przedstawione w rozdziale 8.

¹Dżety Muellera-Naveleta mają zbliżone pędy poprzeczne i ich odległość w rapidity jest duża.

ROZDZIAŁ 6

APARATURA DOŚWIADCZALNA

Eksperyment H1 działał na akceleratorze HERA w niemieckim laboratorium naukowo-badawczym DESY w Hamburgu w latach 1992-2007. Akcelerator ten był jak do tej pory jedynym zderzaczem, na którym zderzały się przeciwbieżne wiązki elektronów (lub pozytonów) oraz protonów.

6.1 Akcelerator HERA

HERA była największym akceleratorem w DESY. Pozwoliła na bardzo precyzyjne badania struktury protonu i testowanie chromodynamiki kwantowej w procesach DIS w bardzo szerokim zakresie zmiennych kinematycznych Q^2 i x . Jej budowa rozpoczęła się w 1984 roku i trwała 7 lat. Pod koniec roku 1991 zarejestrowano pierwsze zderzenia elektron-proton, po czym w 1992 eksperymenty rozpoczęły regularne zbieranie danych. HERA działała 15 lat. Latem 2007 została zamknięta a eksperymenty zdemontowano.

Tunel akceleratora o długości 6.3 km przebiegał na głębokości od 10 m do 25 m pod powierzchnią ziemi. W dwóch oddzielnych pierścieniach umieszczonych jeden nad drugim przyspieszane były elektrony(pozytony) oraz protony. Konwencjonalne magnesy pierścienia elektronowego działały w temperaturze pokojowej, natomiast do utrzymania protonów na orbicie używano magnesów nadprzewodzących wytwarzających pole o indukcji 4.7 T.

Wiązki elektronów przyspieszane były początkowo do energii 26.7 GeV a od roku 1994 do energii 27.6 GeV. Natomiast wiązka protonowa miała początkowo energię 820 GeV, aby w roku 1998 wzrosnąć do 920 GeV. Pod koniec działania zderzacza energię wiązki protonowej dwukrotnie zmniejszono (do 575 GeV oraz 460 GeV), aby uzyskać dane do badań podłużnej funkcji struktury protonu F_L . Zakres energii w układzie środka masy zderzeń ep zmieniał się w zakresie od 225 do 319 GeV. Wiązki nie były wiązkami ciągłymi, a składały się z ponad 200 paczek, zderzających się co 96 ns z częstotliwością 10.4 MHz.

Elektrony i protony były przyspieszane w kilku etapach przy użyciu systemu wstępnych akceleratorów, które nadawały cząstkom minimalną energię z którą można je było wstrzyknąć do akceleratora HERA. Dla wiązki elektronowej było to 12 GeV, a dla protonów 40 GeV.

HERA miała cztery prostoliniowe odcinki z czterema punktami oddziaływań. W dwóch miejscach, w których dochodziło do zderzeń przeciwbieżnych wiązek zbudowane były dwa uniwersalne detektory, H1 i ZEUS. Dwa pozostałe punkty były wykorzystywane przez eksperymenty na stacjonarnej

tarczy. HERMES badał strukturę spinową protonu, natomiast działający do 2003 roku eksperyment HERA-B łamanie parzystości CP w rozpadach mezonów B.

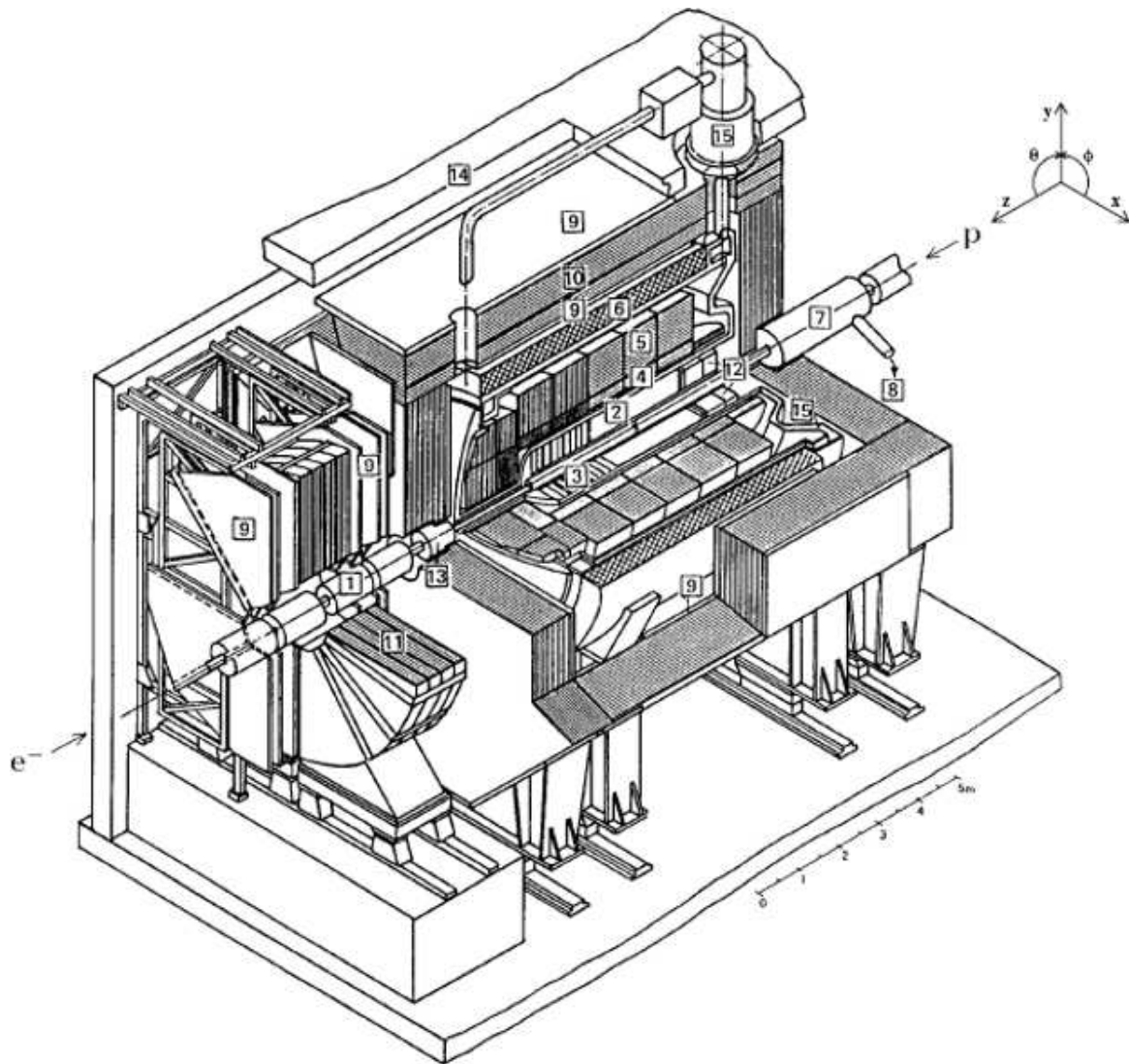
Pierwszy etap działania zderzacza HERA obejmował lata 1992-2000. W tym czasie dla pojedynczej paczki cząstek w wiązce protonowej uzyskano natężenie prądu 160 mA oraz natężenie prądu elektronowego 60 mA, średnia uzyskana świetlnosc wynosiła $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. W latach 2001/2002 wykonano modyfikację zderzacza mającą na celu niemal czterokrotne zwiększenie świetlności. Większa świetlnosc umożliwiła precyzyjne pomiary procesów DIS w zakresie dużych wartości Q^2 , gdzie statystyka z okresu HERA I była ograniczona. Zwiększenie świetlności uzyskano głównie poprzez zmniejszenie rozmiarów poprzecznych wiązek w punkcie oddziaływania. Wymagało to zainstalowania w pobliżu punktów oddziaływania ogniskujących magnesów kwadrupolowych, co ograniczyło akceptancję przypadków DIS przy małych wartościach Q^2 . Zgodnie z planami HERA II uzyskała świetlnosc $5.1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. W czasie działania akceleratora HERA każdy z eksperymentów korzystających z przeciwbieżnych wiązek zebrał dane o całkowitej świetlności $\approx 500 \text{ pb}^{-1}$.

6.2 Eksperyment H1

Eksperyment H1 posiadał uniwersalny detektor, pokrywający niemal pełny kąt bryłowy, który został zbudowany w celu badania szerokiej klasy procesów w oddziaływaniach *ep*. Analizowane w pracy dane zostały zebrane w roku 2000. W tym rozdziale zostaną opisane bardziej szczegółowo te części detektora H1 z okresu HERA I, które są istotne dla omawianej analizy dżetów do przodu. Ich pełniejszy opis można znaleźć w [89].

Schemat detektora H1 w okresie HERA I wraz z przyjętym układem odniesienia jest przedstawiony na rysunku 6.1. Standardowy dla zderzacza układ detektorów obejmuje detektory śladowe otoczone przez kalorymetry, elektromagnetyczny i hadronowy. Duża różnica w energii wiązek powoduje, że w kierunku protonu produkowana jest większość cząstek, co pociąga za sobą asymetrię w budowie detektora. W kierunku padającego protonu (kierunek "do przodu") detektor ma większą segmentację i głębokość kalorymetrów.

Poczynając od punktu oddziaływania aparatura H1 składa się z centralnych [2] i przednich [3] detektorów śladów otoczonych przez kalorymetr z ciekłego argonu. Kalorymetr z ciekłego argonu jest podzielony na część elektromagnetyczną [4] i hadronową [5]. Obszar tylny jest zamknięty przez kalorymetr typu *spaghetti* (SpaCal) [12]. Bardzo małe kąty w obszarze przednim pokrywa niewielki miedziano-krzemowy kalorymetr [13]. Kalorymetr z ciekłego argonu i komory śladowe są umieszczone wewnątrz cewki nadprzewodzącej [6], wytwarzającej jednorodne pole magnetyczne o indukcji 1.15 T równoległe do osi zderzających się wiązek. Na zewnątrz kalorymetrów znajduje się żelazne jarzmo [10], które zamyka pole magnetyczne i jednocześnie zawiera detektory strimery (limited streamer tubes), które służą do pomiaru upływu energii z głównego kalorymetru i identyfikacji mionów. W kierunku do przodu miony są identyfikowane przez spektrometr mionowy [11] składający się z toroidalnego magnesu wytwarzającego pole o indukcji 1.6 T i komór dryfowych. Ponadto w odległości 63 i 90 m od nominalnego punktu oddziaływań zainstalowano przedni spektrometr protonów, a w odległości 107 m przedni kalorymetr neutronów. Układ do pomiaru świetlności składa się z dwóch detektorów umieszczonych odpowiednio w odległości $z = -33.4 \text{ m}$ (detektor elektronów) oraz $z = -102.9 \text{ m}$ (detektor fotonów).



Rysunek 6.1: Schemat detektora H1 : [1] Rura i magnesy wiązki, [2] centralny detektor śladów, [3] przedni detektor śladów, [4] część elektromagnetyczna kalorymetru z ciekłego argonu, [5] część hadronowa kalorymetru z ciekłego argonu, [6] nadprzewodząca cewka, [7] magnes kompensujący, [8] helowy system chłodzenia dla magnesu kompensującego, [9] komory mionowe, [10] jarzmo żelazne, [11] przedni toroid mionowy, [12] tylny kalorymetr SpaCal, [13] przedni kalorymetr miedziano-krzemowy, [14] osłona betonowa, [15] kriostat.

6.2.1 Detektory śladów

System detektorów śladów w eksperymencie H1 (rysunek 6.2) składał się z trzech głównych części: centralnego detektora śladów (CTD - *Central Tracking Detector*), przedniego detektora śladów (FTD - *Forward Tracking Detector*) oraz tylnego detektora śladów (BDC - *Backward Drift Chamber*).

Centralny detektor śladów składał się z dwóch centralnych komór dryfowych CJC1 (*Central Jet Chamber 1*) oraz CJC2 (*Central Jet Chamber 2*), centralnych komór dryfowych mierzących współrzędną z (CIZ - *Central Inner z-Driftchamber*, COZ - *Central Outer z-Driftchamber*), oraz komór proporcjonalnych (CIP - *Central Inner Proportional Chamber*, COP - *Central Outer Proportional*

Chamber), które dawały szybki sygnał dla układu wyzwalania. Przedni detektor śladów składał się z trzech jednakowych modułów, obejmujących radialną komorę dryfową, planarną komorę dryfową, komorę proporcjonalną oraz radiator promieniowania przejścia. W tylnej części znajdowała się tylna komora dryfowa BDC, a przy samej rurze akceleratora centralny oraz tylny detektor krzemowy.

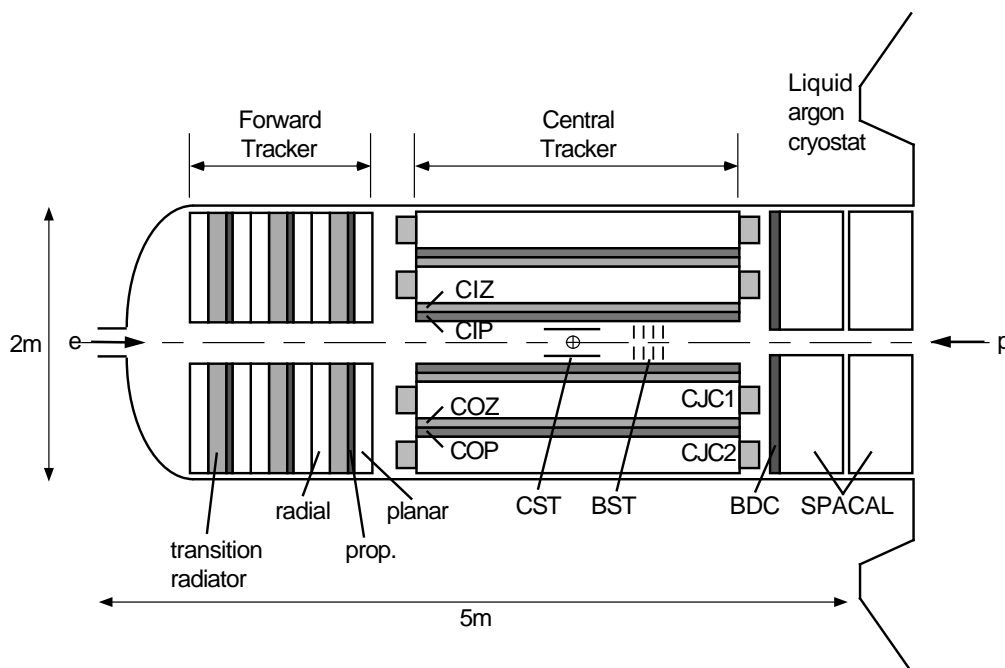
Komory CJC1 oraz CJC2 to dwie duże koncentryczne komory o długości 2.2 m, pokrywające obszar kąta biegunowego θ od 15° do 165° . Wewnętrzna komora dżetowa CJC1 posiadała 24 warstwy drutów sygnałowych równoległych do osi z , w każdej z 30 cel w kącie azymutalnym ϕ . Zewnętrzna komora dżetowa CJC2 składała się z 60 cel zawierających po 32 warstwy drutów sygnałowych.

Przestrzenna zdolność rozdzielcza wynosiła $170 \mu\text{m}$ w płaszczyźnie $r - \phi$. Dokładność pomiaru współrzędnej z była gorsza i wynosiła 22 mm . Zdolność rozdzielcza pomiaru pędu poprzecznego wynosiła $\sigma_{p_t}/p_t \approx 0.005 p_t [\text{GeV}]$. Lepszy pomiar współrzędnej z osiągnięto dzięki dwóm cienkim komorom dryfowym (CIZ, COZ), których druty sygnałowe były prostopadłe do osi z .

Przedni detektor śladów pokrywał obszar kąta biegunowego od 5° do 25° . Każdy moduł składał się z trzech planarnych komór dryfowych obróconych względem siebie o 60° . Typowa przestrzenna zdolność rozdzielcza przednich komór dryfowych wynosiła $150 - 200 \mu\text{m}$.

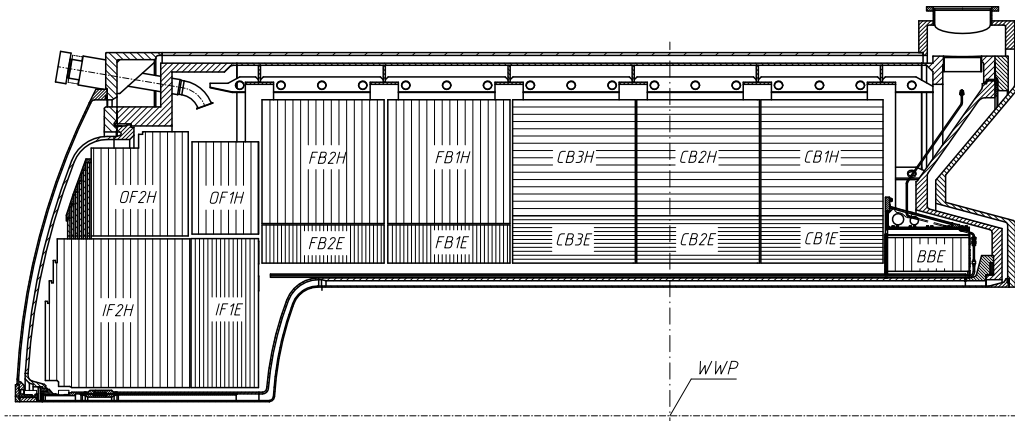
Tylna komora dryfowa BDC o akceptancji $151^\circ < \theta < 177.5^\circ$ znajdowała się tuż przed tylnym kalorymetrem SpaCal. Komora ta została zainstalowana podczas modyfikacji detektora H1 w 1995 roku i miała za zadanie precyzyjny pomiar kąta i kierunku rozproszonego elektronu. Składała się z czterech podwójnych warstw w kierunku osi z , obróconych względem siebie o 11.25° . W kącie ϕ każda warstwa podzielona była na osiem sektorów, a każdy sektor składał się z 32 cel dryfowych.

Układ komór dryfowych był uzupełniony przez komory proporcjonalne CIP oraz COP. Komory te dawały szybkie sygnały dla pierwszego poziomu trygera z czasową zdolnością rozdzielczą 21 ns , co pozwalało rozróżnić kolejne zderzenia następujące co 96 ns .



Rysunek 6.2: Układ detektorów śladowych w eksperymencie H1.

6.2.2 Kalorimetry



Rysunek 6.3: Przekrój podłużny kalorymetru z ciekłego argonu w eksperymencie H1.

Układ detektorów śladowych był otoczony przez elektromagnetyczny i hadronowy kalorymetr z ciekłego argonu LAr (rysunek 6.3) o akceptancji $4^\circ < \theta < 154^\circ$. Kalorymetr służył do pomiaru końcowych stanów hadronowych oraz rozproszonego elektronu dla $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Znajdujący się w kriostacie kalorymetr argonowy został umieszczony wewnątrz cewki nadprzewodzącej, aby zmniejszyć jego wagę i rozmiary oraz ograniczyć ilość znajdującego się przed nim materiału nieaktywnego.

Technologia ciekłego argonu zapewniła stabilność pracy detektora, jego łatwą kalibrację oraz jednorodność odpowiedzi. Część elektromagnetyczna z ołowiem jako absorbentem miała głębokość 20-30 dróg radiacyjnych. W części hadronowej rolę absorbentu pełniła stal nierdzewna. Całkowita głębokość obu kalorymetrów wynosiła od 4.5 (obszar centralny) do 8 (obszar do przodu) dróg oddziaływania. Kalorymetr z ciekłego argonu charakteryzował się wysoką segmentacją podłużną i poprzeczną. Część elektromagnetyczna zawierała od 3 do 4 podłużnych segmentów, część hadronowa od 4 do 6 podłużnych segmentów. Rozmiary komórek kalorymetru wahały się od 10 do 100 cm^2 w części elektromagnetycznej oraz od 50 do 2000 cm^2 w części hadronowej. Liczba kanałów odczytu elektroniki wynosiła ~ 45000 . Energetyczna zdolność rozdzielcza pomiaru kaskady elektromagnetycznej wynosiła $\sigma_E/E \approx 12\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 1\%$ [91], natomiast energię hadronów mierzono ze zdolnością rozdzielczą $\sigma_E/E \approx 50\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 2\%$ [92]. Niepewność hadronowej skali energetycznej wynosiła 2-4% [92], natomiast niepewność elektromagnetycznej skali energetycznej wynosiła 2% z wyjątkiem obszaru do przodu, w którym wynosiła 3% [93].

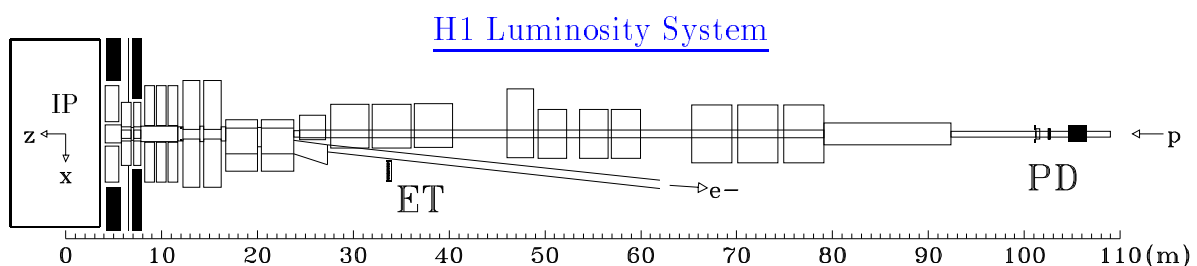
W tylnej części detektora H1 znajdował się kalorymetr SpaCal [94], bardzo ważny dla pomiaru małych wartości Q^2 , poniżej 100 GeV^2 . Był on zbudowany z ołowiu oraz włókien scyntylacyjnych i również posiadał część elektromagnetyczną i hadronową, każdą o grubości 25 cm. SpaCal pokrywał zakres kątowy $153^\circ < \theta < 177.5^\circ$ i służył do pomiaru rozproszonego elektronu. Część elektromagnetyczna miała głębokość 28 dróg radiacyjnych, natomiast całkowita głębokość części elektromagnetycznej i hadronowej wynosiła dwie drogi oddziaływania, co pozwalało efektywnie oddzielać elektrony od pionów. Część elektromagnetyczna składała się z 1192 cel o wymiarach $4.05 \times 4.05 \times 25 \text{ cm}^3$, a hadronowa z 136 cel o wymiarach $12 \times 12 \times 25 \text{ cm}^3$. Energetyczna zdolność rozdzielcza dla elektronów wynosiła $\sigma_E/E \approx 7\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 1\%$ [95], natomiast hadronowa zdolność rozdzielcza $\sigma_E/E \approx 56\% / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 1\%$ [96]. Niepewność skali energetycznej wynosiła 1% dla elektronów oraz 7% dla hadronów [97]. Niepewność pomiaru kąta rozproszonego elektronu,

uzyskana przy użyciu informacji z kalorymetru SpaCal, tylnej komory dryfowej BDC oraz zrekonstruowanego wierzchołka przypadku, jest równa ≈ 1 mrad.

Wysoka czasowa zdolność rozdzielcza obu modułów kalorymetru SpaCal (poniżej 1 ns) jest wykorzystywana w układzie wyzwiania.

W przedniej części detektora H1 kalorymetr LAr był uzupełniony przez niewielki miedziano-krzemowy kalorymetr PLUG, pokrywający kąt $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$. Kalorymetr ten składał się z dziewięciu miedzianych płyt absorbentu przełożonych ośmioma warstwami detektorów krzemowych. Zdolność rozdzielcza kalorymetru PLUG była ograniczona przez dużą ilość materiału nieaktywnego oraz wypływ energii i wynosiła $150\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ [89].

6.2.3 Monitor świetlności



Rysunek 6.4: Schemat budowy monitora świetlności w eksperymencie H1: ET - detektor elektronów, PD - detektor fotonów.

Do pomiaru świetlności w eksperymencie H1 wykorzystano proces hamowania elektronu w polu elektrostatycznym protonu, zwany procesem Bethego-Heitlera, $ep \rightarrow e'\gamma p$. Przekrój na ten proces jest duży i dobrze znany z teorii. System pomiaru świetlności pokazany na rysunku 6.4 składa się z dwóch kalorymetrów elektromagnetycznych umieszczonych daleko (-33.4 m detektor elektronów oraz -103 m detektor fotonów) od nominalnego punktu oddziaływania, ze względu na bardzo małe kąty emisji elektronu i fotonu. Świetlność wyznaczano mierząc tylko fotony. Dla danych zebranych w okresie HERA I dokładność pomiaru świetlności wynosiła $\approx 1.5\%$.

6.2.4 Układ wyzwiania w eksperymencie H1

Zadaniem układu wyzwiania jest wyselekcjonowanie ze strumienia sygnałów rejestrowanych przez wszystkie detektory interesujących nas klas przypadków i jednocześnie redukcja tła. Głównymi źródłami tła na zderzacz HERA, było promieniowanie synchrotronowe pochodzące głównie z wiązki elektronowej, oddziaływanie protonów z resztkami gazu w rurze akceleratora (*beam-gas collisions*) oraz z elementami konstrukcyjnymi akceleratora (*beam-wall collisions*). Selekcja przypadków fizycznych jest utrudniona przez następujące czynniki:

- Duży przekrój czynny (~ 1 mb), a więc wysoka częstość przypadków tła pochodzących z silnych oddziaływań protonów (procesy beam-gas i beam-wall) w porównaniu z małym przekrojem czynnym dla elektroślabych procesów ep (rzędu $\sim 1 \mu\text{b}$).
- Ze względu na asymetrię energii wiązek, topologia przypadków ep jest silnie przesunięta w kierunku do przodu i trudno ją odróżnić od topologii przypadków beam-gas.

- Krótka odległość czasowa między kolejnymi zderzeniami wynosząca 96 ns.

Czynniki te wymuszają wielostopniowy układ wyzwalania (tryger), pozwalający na redukcję początkowej częstości zdarzeń wynoszącej kilkaset kHz, do częstości kilkunastu Hz, odpowiadającej szybkości zapisu przypadków na dysk.

Pierwszy poziom układu wyzwalania (L1) był trygerem aparaturowym i opierał się całkowicie na sygnałach pochodzących z poszczególnych detektorów. Zastosowanie potokowej metody magazynowania danych (*pipeline*) pozwoliło wydłużyć czas decyzji o akceptacji lub odrzuceniu przypadku do 2.4 s i zredukowało czas martwy. Poszczególne części detektora dostarczały odpowiednie sygnały trygerowe, tzw. elementy trygerowe (TE - *Trigger Elements*). Ze wszystkich elementów trygerowych tworzonych było 128 warunków trygerowania tzw. podtrygerów. Jeśli choć jeden z tych warunków był spełniony, przypadek był przekazywany do kolejnego poziomu trygerowania.

Drugi, również aparaturowy poziom trygera wykorzystywał w inteligentny sposób podtryger poziomu pierwszego i podejmował decyzje w ciągu 20 μ s. Zastosowano w nim dwie metody selekcji przypadków; jedną wykorzystującą sieci neuronowe (L2NN - *L2 Neural Network*) oraz drugą bazującą na dokładnej analizie topologii przypadków (L2TT - *L2 Topological Trigger*). Akceptacja przypadków na poziomie L2 powodowała jego pełny odczyt i przekazanie do kolejnego poziomu wyzwalania L4. W okresie HERA I poziom L3 nie był aktywny.

Poziom L4 układu wyzwalania był całkowicie programowalny (*Software Trigger*) i w oparciu o pełną informację o przypadku wykonywał szybką rekonstrukcję danych. Decyzja o akceptacji była podejmowana w ciągu 100 ms i następnie przypadek był zapisywany na taśmie z częstotliwością 5-10 Hz i przesyłany do pełnej rekonstrukcji. Zrekonstruowane dane były zapisywane na taśmach (DST -*Data Summary Tapes*) i stanowiły podstawę do dalszej analizy.

Przypadki wybrane do analizy dżetów do przodu były akceptowane przez podtryger S61 poziomu L1 i następnie były przekazywane do poziomu L4. Kompozycja logiczna odpowiednich elementów trygerowych trygera S61 jest przedstawiona w rozdziale 7.1.1.

ROZDZIAŁ 7

SELEKCJA DANYCH

Dane eksperymentalne użyte w analizie zostały zebrane w roku 2000, gdy zderzano ze sobą pozytony o energii 27.6 GeV oraz protony o energii 920 GeV. Zebrana próbka danych z selekcją trygera S61 odpowiada scałkowanej świetłości $\mathcal{L}_{int} = 37 \text{ pb}^{-1}$.

Dane H1 podzielone są na próbki, które zawierają przypadki zarejestrowane w takich samych warunkach pracy detektora i przy takich samych parametrach wiązek. W analizie żądano aby włączone były komory dżetowe CJC1 oraz CJC2, komory proporcjonalne CIP oraz COP, tylna komora dryfowa BDC, układ pomiaru świetłości oraz kalorymetry LAr oraz SpaCal. Odrzucano próbki danych o świetłości mniejszej niż 100 nb^{-1} , ponieważ ich rejestracja mogła być związana z problemami technicznymi.

Podrozdział 7.1 opisuje wybór przypadków DIS, opierający się na trygerze S61 i selekcji rozproszonego elektronu. Omówiono w nim metodę elektronową rekonstrukcji zmiennych kinematycznych, definiujących przestrzeń fazową analizy. Opisano również cięcia związane z działaniem poszczególnych detektorów. Cięcia te mają zapewnić możliwie najlepszą rekonstrukcję interesujących nas przypadków oraz odrzucenie tła. Cięcia kinematyczne stosuje się zarówno dla danych jak i wygenerowanych przypadków MC, czyli na poziomie detektorowym oraz na poziomie hadronowym.

Podrozdział 7.2 opisuje selekcję przypadków z dżetem do przodu, natomiast podrozdział 7.3 definiuje końcowy stan hadronowy, w którym oprócz dżetu do przodu żądamy obecności dżetu w obszarze centralnym detektora. W podrozdziale 7.4 przedstawiono szereg rozkładów kontrolnych ilustrujących jakość symulacji MC. Przedstawione są rozkłady kontrolne dla inkluzywnej próbki DIS, jak również dla podpróbki z dżetami do przodu. Na rysunkach przewidywania programu RAPGAP ze standardową ewolucją DGLAP są oznaczone jako RAPGAP, natomiast przewidywania programu DJANGO/ARIADNE oznaczono skrótem CDM.

7.1 Selekcja przypadków DIS

Selekcja przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania ep zachodzącego w wyniku wymiany wirtualnego fotonu/bozonu pośredniczącego Z^0 jest niemal całkowicie oparta o rekonstrukcję rozproszonego elektronu. Dodatkowo nakłada się warunki mające za zadanie redukcję tła. Głównymi źródłami tła dla rozpraszania głęboko nieelastycznego ep są procesy fotoprodukcji, oddziaływanie wiązki protonowej z resztkami gazu w rurze akceleratora oraz z elementami konstrukcji akceleratora.

7.1.1 Układ wyzwalania - tryger

W analizowanym obszarze małych wartości Q^2 poniżej 100 GeV^2 elektron jest rozproszony do tyłu i jego sygnaturą jest depozyt energii w kalorymetrze SpaCal. Tryger poziomu L1 wybrany w tej analizie, S61, żąda obecności klastra elektromagnetycznego o odpowiedniej energii w kalorymetrze SpaCal, dobrze określonego wierzchołka oddziaływania oraz śladu z dużym pędem poprzecznym w obszarze centralnym. Tryger S61 składa się z następujących elementów trygerowych:

$$S61 = (SPCLe_IET > 2 \parallel SPCLe_IET_Cen_3) \&\& DCRPh_Thig \&\& zVtx_sig \&\& BG \quad (7.1)$$

Element trygerowy $SPCLe_IET > 2$ wymaga depozytu energii $E > 6 \text{ GeV}$ w jednym z zewnętrznych obszarów kalorymetru SpaCal. W elemencie trygerowym $SPCLe_IET_Cen_3$ próg energetyczny jest taki sam, z tym że wymagana jest aktywność w obszarze centralnym kalorymetru SpaCal. Kolejny element trygerowy $DCRPh_Thig$ jest aktywowany, gdy znajdzie się choć jeden kandydat śladu w komorach CJC z pędem poprzecznym $p_T > 800 \text{ MeV}$. $zVtx_sig$ żąda sygnatury na wierzchołek przypadku. Skrót BG oznacza zestaw elementów trygerowych, które mają za zadanie odrzucanie tła. Wydajność trygera S61 omówiona w rozdziale 8.1.2 wynika głównie z wydajności jego śladowych elementów trygerowych $DCRPh_Thig$ oraz $zVtx_sig$.

7.1.2 Selekcja rozproszonego elektronu

Rozproszony elektron może zostać zarejestrowany w kalorymetrze z ciekłego argonu LAr lub też w tylnym kalorymetrze SpaCal. W tej analizie obejmującej obszar małych wartości Q^2 elektron jest rejestrowany w kalorymetrze SpaCal. Aby mieć pewność, że rozproszony elektron znajduje się w obszarze akceptancji detektora żądano, aby jego kąt biegunowy θ_e spełniał następujące warunki:

$$156^\circ < \theta_e < 175^\circ. \quad (7.2)$$

Kolejny warunek na energię rozproszonego elektronu:

$$E'_e > 10 \text{ GeV}, \quad (7.3)$$

pozwała na jego poprawną identyfikację w oparciu o rozwój kaskady elektromagnetycznej. Ponadto, żądanie dużej energii cząstki redukuje tło od procesów fotoprodukcji, z $Q^2 \sim 0 \text{ GeV}^2$, gdy rozproszony elektron znika w rurze akceleratora, natomiast jeden z hadronów jest błędnie zidentyfikowany w kalorymetrze jako elektron.

Identyfikacja rozproszonego elektronu

Rozproszony elektron jest zazwyczaj rekonstruowany jako najbardziej energetyczne skupisko depozytów energii (tzw. klastr energii) w elektromagnetycznej części kalorymetru SpaCal. Oprócz ogólnych warunków selekcji na minimalną energię elektronu i jego kąt biegunowy (warunki 7.2

oraz 7.3), konieczne jest wykonanie szeregu dodatkowych cięć, które zapewnią dobrą identyfikację elektronu i odrzucą przypadki tła. Głównymi źródłami tła związanego z procesami ep są hadrony, w szczególności π^0 , które zostały błędnie zidentyfikowane jako rozproszony elektron. Mylna identyfikacja powoduje niepoprawną rekonstrukcję kinematyki procesu dla przypadków DIS lub prowadzi do akceptacji przypadków fotoprodukcji w analizowanej próbce danych. Przypadki DIS z promieniowaniem QED, w których wysokoenergetyczny foton został wyemitowany z padającego elektronu i został zarejestrowany w kalorymetrze SpaCal, również mają źle zrekonstruowane zmienne kinematyczne.

Elektron przechodząc przez kalorymetr SpaCal inicjuje w nim kaskadę elektromagnetyczną, obejmującą zazwyczaj kilka cel połączonych w klastry. Rozwój kaskady elektromagnetycznej w kierunku podłużnym i w kierunku poprzecznym różni się znacząco od kształtu kaskady hadronowej, co można wykorzystać w celu polepszenia identyfikacji elektronu. Poprzeczny rozmiar kaskady określony poprzez promień klastra R_{CLUS} jest zdefiniowany następująco

$$R_{CLUS} = \frac{\sum_i E_i \sqrt{(x_{CLUS} - x_i)^2 + (y_{CLUS} - y_i)^2}}{E_{CLUS}}, \quad (7.4)$$

gdzie x_{CLUS} , y_{CLUS} oraz E_{CLUS} to współrzędne środka ciężkości oraz energia klastra, x_i , y_i oraz E_i to współrzędne cel oraz energia zdeponowana w danej celi, a sumujemy po wszystkich celach i należących do klastra. Ponieważ kaskada hadronowa w kierunku poprzecznym jest szersza od kaskady elektromagnetycznej, górna granica na promień klastra:

$$R_{CLUS} < 3.5 \text{ cm},$$

odrzuca przypadki m. in. fotoprodukcji, w których hadron został fałszywie zidentyfikowany jako elektron.

Oczekuje się, że rozproszony elektron o energii poniżej 30 GeV zostanie w pełni zaabsorbowany w części elektromagnetycznej kalorymetru SpaCal o głębokości 28 dróg radiacyjnych. Depozyty energii w części hadronowej kalorymetru, tuż za klastrem elektromagnetycznym, są sumowane. Suma ta, E_{HAD} , jest mała dla elektronów, natomiast duża dla błędnie zidentyfikowanych jako elektron hadronów. Dlatego aby zredukować tego typu tło żąda się spełnienia warunku:

$$E_{HAD} < 0.5 \text{ GeV}.$$

Dodatkowym warunkiem związanym z detekcją rozproszonego elektronu jest cięcie na odległość między środkiem ciężkości klastra w kalorymetrze SpaCal a śladem w komorze BDC. Ślad zarejestrowany w tylnej komorze dryfowej BDC, którego kąt rozpraszania jest najbliższy kątowi rozpraszania elektronu wyznaczonemu z pomiarów kalorymetrycznych, jest przedłużany do kalorymetru SpaCal. Następnie w płaszczyźnie $r - \phi$ mierzona jest odległość ΔR_{BDC} między śladem a środkiem ciężkości klastra elektromagnetycznego. Zbyt duża odległość ΔR_{BDC} wskazuje na to, że ślad i klastery nie pochodzą od jednej cząstki i np. foton został fałszywie zidentyfikowany jako elektron. Aby zminimalizować prawdopodobieństwo takiej błędnej identyfikacji wprowadza się warunek:

$$\Delta R_{BDC} < 1.5 \text{ cm}.$$

Na rysunku 7.1 przedstawiono rozkłady zmiennych R_{CLUS} , E_{HAD} oraz ΔR_{BDC} dla analizowanych danych w porównaniu z przewidywaniami MC, RAPGAP i CDM, z pełną symulacją detektora H1.

Aby upewnić się, że cała energia elektronu została zarejestrowana w kalorymetrze SpaCal żądano dodatkowo, aby energia zdeponowana w warstwach detektora najbliższych rurze zderzacza, w tzw. warstwach VETO, spełniała warunek:

$$E_{VETO} < 1 \text{ GeV.}$$

Wprowadzono również cięcia dotyczące centralnej części kalorymetru SpaCal, które zapewnia że kaskada elektromagnetyczna wywołana przejściem rozproszonego elektronu przez kalorymetr będzie się zawierać w czułej objętości detektora. Wielkością, którą sprawdzamy jest:

$$R_\theta = |(z_{vtx} - z_{SpaCal}) \cdot \tan \theta_e|,$$

gdzie $z_{SpaCal} = -160$ cm odpowiada współrzędnej z kalorymetru SpaCal, z_{vtx} to współrzędna z wierzchołka oddziaływania, θ_e to kąt biegunowy rozproszonego elektronu. Kąt rozproszenia elektronu θ_e jest liczony względem osi wiązki i bierze pod uwagę jej nachylenie. Dolna granica cięcia wynosi:

$$R_\theta > 10 \text{ cm.}$$

W oparciu o symulację przypadków fotoprodukcji przy użyciu programu MC PHOJET [98, 99], oszacowano, że stosując powyższe cięcia otrzymujemy zanedbywalne tło ($\approx 1\%$) od hadronów błędnie zidentyfikowanych jako rozproszony elektron.

Obszary kalorymetru SpaCal wyłączone z analizy (tzw. Fiducial Cuts)

W roku 2000 niektóre części kalorymetru SpaCal ucierpiały na skutek wysokiego promieniowania oraz nieaktywnych cel. Te obszary kalorymetru zostały wyłączone z analizy:

$$\begin{aligned} -49.6 < x_{SPAC} < -36.9 \quad \&\& \quad -34.2 < y_{SPAC} < -20.8, \\ -13.0 < x_{SPAC} < 0.2 \quad \&\& \quad -55.5 < y_{SPAC} < -41.0, \\ 44.8 < x_{SPAC} < 57.5 \quad \&\& \quad 35.4 < y_{SPAC} < 49.9, \\ -17.0 < x_{SPAC} < 9.0 \quad \&\& \quad -9.0 < y_{SPAC} < 17.0, \\ x_{SPAC}^2 + y_{SPAC}^2 < 15^2 \text{ cm}^2, \end{aligned}$$

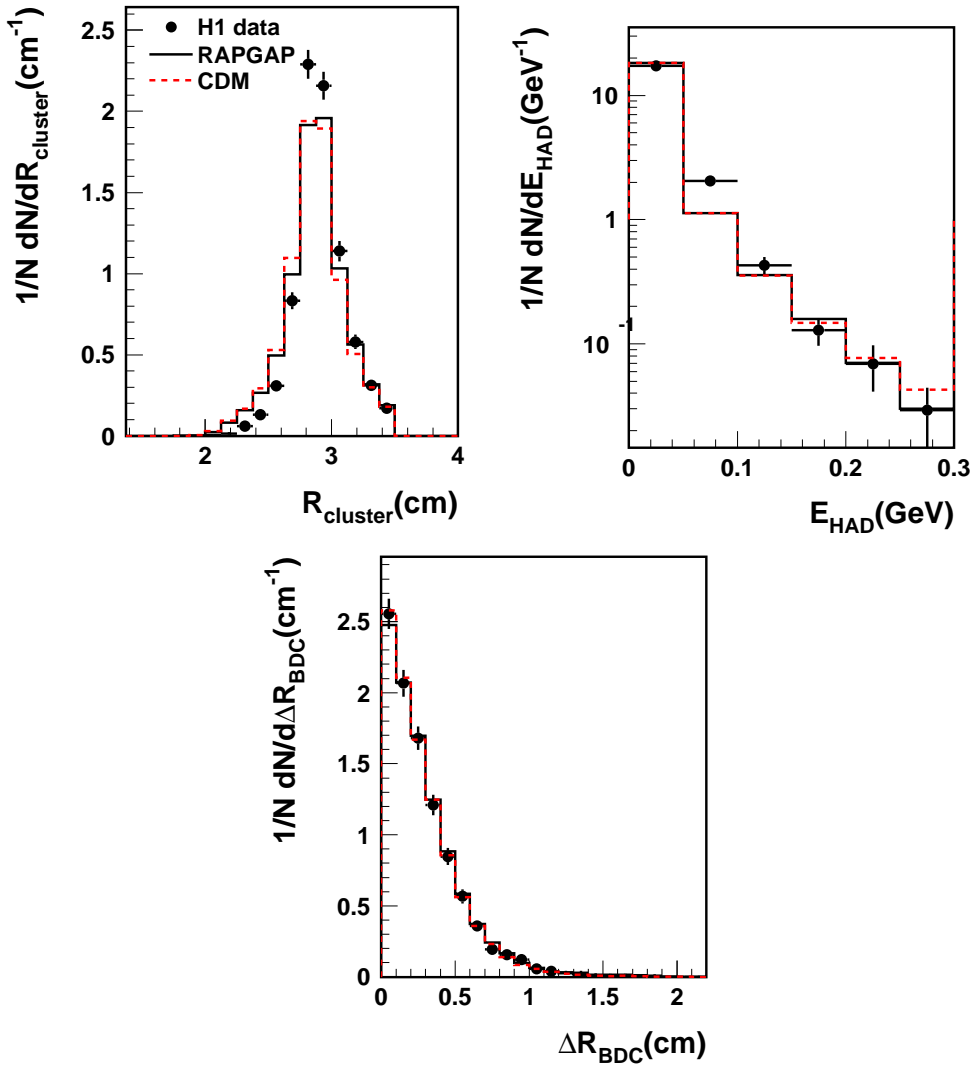
gdzie x_{SPAC} oraz y_{SPAC} to współrzędne w kalorymetrze SpaCal. Na rysunku 7.2 pokazana jest aktywność w kalorymetrze SpaCal przed (strona lewa) i po (strona prawa) zastosowaniu cięć na wyłączone z analizy obszary detektora.

7.1.3 Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

Pomiar elektronu pozwala na rekonstrukcję zmiennych kinematycznych przy użyciu metody elektronowej [100], tzn. w oparciu o energię i kąt biegunowy rozproszonego leptonu. Dla małych przekazów czteropędu ($Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) parametry te są mierzone w tylnym kalorymetrze SpaCal oraz w tylnej komorze dryfowej BDC. W omawianej analizie zmienne kinematyczne wyznaczono metodą elektronową w oparciu o następujące wzory:

$$Q^2 = Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta_e/2), \tag{7.5}$$

$$y = y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2(\theta_e/2), \tag{7.6}$$



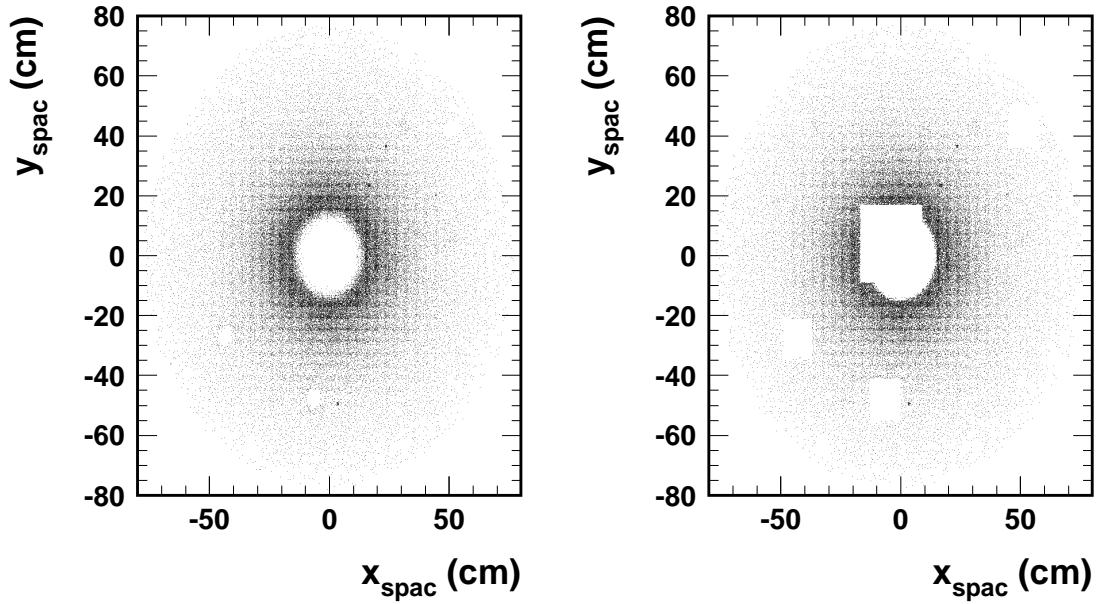
Rysunek 7.1: Rozkłady kontrolne zmiennych $R_{cluster}$, E_{HAD} oraz ΔR_{BDC} dla badanej próbki danych. Dane zostały porównane z przewidywaniami programów MC : RAPGAP i CDM, z pełną symulacją detektora H1. Rozkłady zostały znormalizowane do liczby wejść.

$$x = \frac{Q^2}{y \cdot s}, \quad (7.7)$$

gdzie zmienne E_e , E'_e oraz θ_e to odpowiednio energia wiązki elektronowej oraz energia i kąt biegunowy rozproszonego elektronu zmierzone w układzie laboratoryjnym HERA. s oznacza kwadrat energii w układzie środka masy zderzenia ep .

Ze wzorów (7.5 - 7.6) wynika, że dla przypadków z rozproszonym elektronem w tylnej części detektora ($\theta_e > 150^\circ$), y zależy głównie od energii rozproszonego elektronu. Większe wartości y odpowiadają mniejszym wartościom energii E'_e . Z kolei dla małych wartości y , $y < 0.1$, wartość Q^2 jest zdefiniowana głównie poprzez kąt rozproszonego leptonu.

Z eksperymentalnego punktu widzenia metoda elektronowa jest bardzo prosta i w przeważającym obszarze przestrzeni fazowej pozwala na wyznaczenie zmiennych kinematycznych z wysoką



Rysunek 7.2: Aktywność w kalorymetrze SpaCal przed (lewa strona) i po (prawa strona) zastosowaniu cięcia na wyłączone z analizy obszary detektora.

zdolnością rozdzielczą. Jej przewaga maleje jednak znacząco wraz z malejącym y , ze względu na czynnik $1/y$ występujący we wzorze na zdolność rozdzielczą $\delta y_e/y_e$:

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{1}{y_e} \cdot \frac{1 - \cos(\theta_e)}{2E_e} \cdot \frac{\delta E'_e}{E'_e}. \quad (7.8)$$

Ponadto metoda elektronowa jest czuła na radiację QED, związaną głównie z wypromieniowaniem fotonu przez początkowy elektron, przed jego oddziaływaniem z protonem. Prawdziwa energia początkowego elektronu jest wówczas mniejsza niż energia wiązki i dlatego wyznaczone wartości y_e i Q_e^2 są większe od poprawnych wielkości, które można by obliczyć wyznaczając czteropęd wymienianego fotonu w wierzchołku hadronowym. Dla przypadków z radiacją QED w stanie końcowym, gdy foton jest wypromieniowany z rozproszonego elektronu pod małym kątem, depozyty energii fotonu i elektronu są rekonstruowane jako jedno skupisko (klaster) energii, co w rezultacie prowadzi do poprawnej rekonstrukcji kinematyki przypadku.

Wielką zaletą eksperymentów na zderzaczu HERA była możliwość wyznaczenia zmiennych kinematycznych nie tylko metodą elektronową, ale także metodą hadronową w oparciu o pomiar końcowych stanów hadronowych, jak również łącząc podejścia obu metod. Opis poszczególnych metod rekonstrukcji i ich porównanie znajdują się w pracach [101, 102]. W analizie zastosowano cięcia względem zmiennej y , wyznaczonej metodą elektronową i metodą $e\Sigma$, aby zmniejszyć wpływ radiacyjnych efektów QED na rekonstrukcję kinematyki przypadków. W metodzie $e\Sigma$ zmienna y wyraża się wzorem:

$$y_{e\Sigma} = \frac{2E_e\Sigma}{(\Sigma + \Sigma_e)^2}, \quad (7.9)$$

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}), \quad (7.10)$$

$$\Sigma_e = E'_e - p_{z,e}, \quad (7.11)$$

gdzie E_h i $p_{z,h}$ oznaczają odpowiednio energię i pęd podłużny obiektów (cząstek, depozytów energii) w końcowym stanie hadronowym i sumowanie obejmuje wszystkie obiekty h . $p_{z,e}$ jest pędem podłużnym rozproszonego elektronu.

7.1.4 Przestrzeń fazowa dla procesów DIS.

Wyselekcjonowane przypadki rozpraszania głęboko nieelastycznego ep , dla których zmienne kinematyczne zrekonstruowano przy pomocy metody elektronowej spełniają następujące kryteria:

$$5 < Q^2 < 85 \text{ GeV}^2, \quad (7.12)$$

$$0.1 < y < 0.7, \quad (7.13)$$

$$0.0001 < x < 0.004. \quad (7.14)$$

Dolna granica na zmienną Q^2 oraz górna granica na y , która w przybliżeniu odpowiada cięciu na minimalną energię rozproszonego elektronu, redukują tło od fotoprodukcji. Cięcie $y > 0.1$ wyklucza obszar, gdzie rekonstrukcja przypadków metodą elektronową gwałtownie się pogarsza.

Dodatkowe cięcia:

$$y_{e\Sigma} - y_e > -0.05, \quad (7.15)$$

$$(y_{e\Sigma} - y_e)/y_{e\Sigma} > -0.4, \quad (7.16)$$

wybierają obszar kinematyczny, gdzie wkład od przypadków bez radiacji QED jest dominujący. Wyboru cięć **7.15** i **7.16** dokonano na podstawie studiów Monte Carlo przy użyciu programów RAPGAP i CDM.

7.1.5 Dodatkowe warunki na odrzucanie tła.

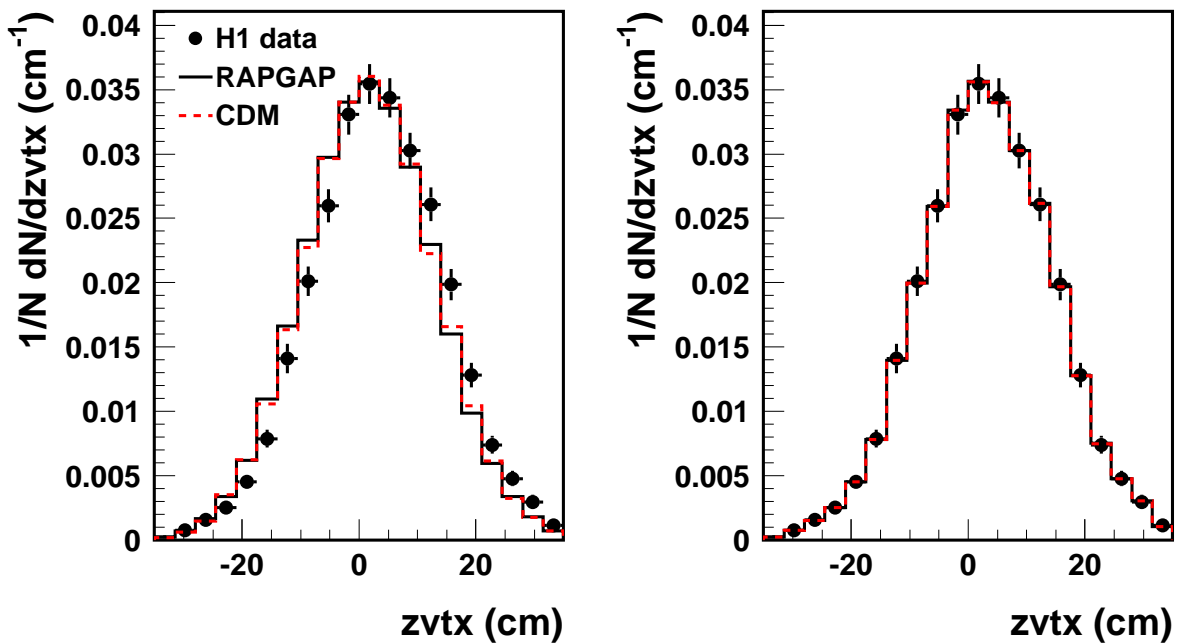
Dodatkowe warunki selekcji pozwalają także na odrzucenie przypadków tła, które nie pochodzą od zderzeń ep i są wynikiem oddziaływań wiązek ze ściankami rury akceleratora i z resztkami gazu w rurze.

Cięcie na wierzchołek oddziaływania

Większość takich przypadków odrzuca cięcie na wierzchołek oddziaływania. Żąda się, aby współrzędna z zrekonstruowanego wierzchołka przypadku znajdowała się nie dalej niż 35 cm od nominalnego punktu oddziaływań:

$$-35 \text{ cm} < z_{vtx} < 35 \text{ cm}.$$

Warunek ten odrzuca również przypadki oddziaływań protonów, które “wybiegły” z pęczków (*satellite protons*) i które charakteryzują się dużą ujemną wartością z_{vtx} . Zrekonstruowane w eksperymencie położenia wierzchołków oddziaływań nie są poprawnie symulowane w programach MC i dlatego konieczne było przeważenie przypadków MC do danych, w celu uzyskania ich dobrego opisu. Rysunek 7.3 pokazuje, że po przeważeniu rozkład położenia wierzchołków oddziaływań jest poprawnie odtworzony przez symulowane próbki danych MC. Procedura przeważania w zmiennej z_{vtx} nie wpływa na rozkłady w innych zmiennych.



Rysunek 7.3: Rozkład położenia wierzchołka przypadku dla danych, porównany z przewidywaniami Monte Carlo RAPGAP oraz CDM przed (lewa strona) i po (prawa strona) przeważeniu rozkładu w symulacjach MC.

Cięcie na bilans energii $E - p_z$

Dla każdego przypadku liczony jest bilans energii zdefiniowany jako różnica między energią a pędem podłużnym wszystkich cząstek w stanie końcowym:

$$E - p_z = (E'_e - p'_{z,e}) + \sum_h (E_h - p_{z,h}) \quad (7.17)$$

gdzie E'_e , $p'_{z,e}$ oznaczają energię oraz pęd podłużny rozproszonego elektronu, natomiast E_h , $p_{z,h}$ energię i pęd cząstki h końcowego stanu hadronowego. Sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach hadronowego stanu końcowego zarejestrowanych w detektorze. W stanie początkowym różnica $E - p_z$ jest dana przez energie i pędy wiązki elektronowej i protonowej:

$$E - p_z = (E_e - p_{z,e}) + (E_p - p_{z,p}) = 2 \cdot E_e \simeq 55 \text{ GeV} \quad (7.18)$$

Dla idealnego detektora, który rejestrowałby wszystkie cząstki w stanie końcowym i mierzyłby ich energie, bilans energii końcowego stanu hadronowego byłby dokładnie równy podwójnej energii padającego elektronu. Dla przypadków fotoprodukcji, gdy elektron pozostaje w ruchu akceleratora i nie jest mierzony, natomiast jeden z hadronów jest błędnie identyfikowany jako elektron, bilans energii jest zazwyczaj obniżony. Podobny efekt obserwuje się, jeżeli energetyczny foton wypromieniowany z początkowego elektronu nie jest rejestrowany. Natomiast dla zderzeń protonów z resztkami gazu czy elementami konstrukcyjnymi akceleratora, bilans ten bardzo często jest większy niż 55 GeV. Na wartość bilansu $E - p_z$ praktycznie nie ma wpływu brak detekcji cząstek produkowanych w kierunku do przodu pod małymi kątami, ponieważ dla tych cząstek $E - p_z \simeq 0$. Żądając:

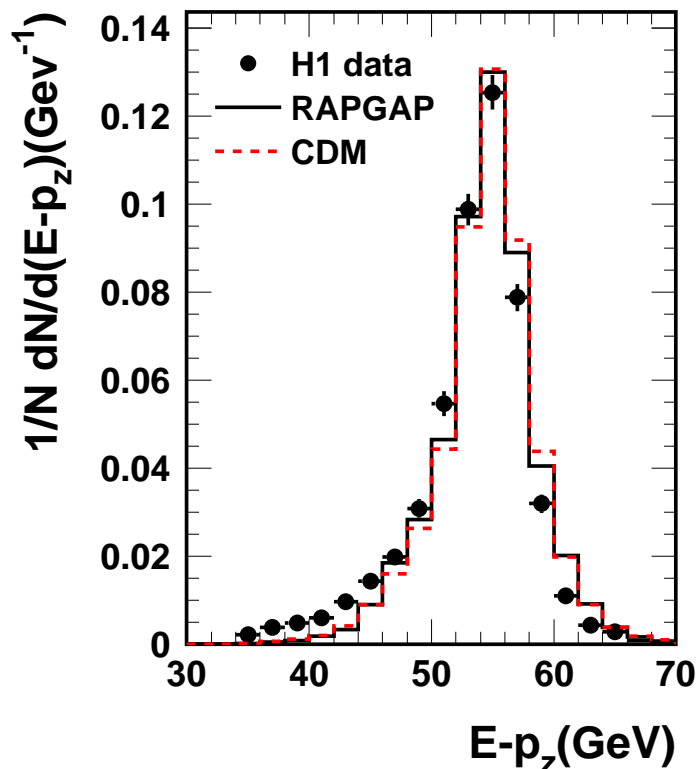
$$35 \text{ GeV} < E - p_z < 70 \text{ GeV}$$

uzyskano znaczną redukcję tła. Rysunek 7.4 przedstawia rozkład zmiennej $E - p_z$ dla danych porównany z przewidywaniami programów MC RAPGAP i CDM, z pełną symulacją detektora H1.

Tabela 7.1 zawiera listę cięć związanych z identyfikacją rozproszonego elektronu i warunkami na odrzucanie tła. Warunki określające przestrzeń fazową dla wyselekcjonowanej próbki DIS zebrano w tabeli 7.2.

Minimalna energia rozproszonego elektronu	E'_e	>	10 GeV
Kąt biegunowy rozproszonego elektronu	156°	$< \theta'_e <$	175°
Średnica klastra w kalorymetrze Spacal	R_{CLUS}	<	3.5 cm
Depozyt E w części hadronowej k. SpaCal	E_{HAD}	<	1 GeV
Energia w warstwie VETO kalorymetru SpaCal	E_{VETO}	<	1 GeV
Odległość ślad-klaster	ΔR_{BDC}	<	3.5 cm
Pozycja wierzchołka oddziaływania	$ zvtx $	<	35.0 cm
Bilans energii	$\sum(E - p_z)$	\in	[35,70] GeV

Tablica 7.1: Podsumowanie cięć związanych z identyfikacją elektronu i odrzucaniem tła.



Rysunek 7.4: Rozkład zmiennej $E - p_z$, dla przypadków z dżetem do przodu, znormalizowany do liczby wejść i porównany z przewidywaniami programów Monte Carlo RAPGAP oraz CDM, z pełną symulacją detektora H1.

7.2 Selekcja przypadków DIS z dżetem do przodu

Przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania ep , w których wysokoenergetyczny dżet o dużym pędzie poprzecznym jest produkowany pod małym kątem w kierunku resztek protonu definiuje się jako przypadki z dżetem do przodu. Diagram rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu przedstawiono na rysunku 4.1.

Zastosowano szereg dodatkowych cięć dla wcześniej wyselekcjonowanej próbki przypadków DIS. Mają one na celu wybór przypadków z dobrze zdefiniowanymi dżetami o takich parametrach, że przestrzeń fazowa dla poszukiwania efektów BFKL będzie zwiększona, natomiast przyczynki od ewolucji DGLAP zostaną stłumione.

Rekonstrukcja dżetów do przodu została wykonana w układzie Breita przy użyciu inkluzywnego podłużnie niezmienniczego algorytmu dżetowego k_t opisanego w rozdziale 2.6.3. Wybór układu Breita powoduje, że przypadki typu QPM z pojedynczym dżetem odpowiadającym kwarkowi prądowemu są kinematycznie zabronione. Istnieje jednak tło związane z przypadkami QPM z promieniowaniem QED, których udział jest redukowany przez cięcia 7.15 i 7.16. Algorytm rekonstruuje dżety z tzw. obiektów kombinowanych, będących złożeniem śladów oraz klastrów w kalorymetrze [103]. Następnie czteropędy dżetów są transformowane do układu laboratoryjnego, w którym następuje wybór dżetów do przodu o odpowiednich parametrach.

W układzie laboratoryjnym kąt biegunowy dżetu θ_{fwdjet} , jego pęd poprzeczny $p_{t,fwdjet}$ oraz ułamkowa energia $x_{fwdjet} = E_{fwdjet}/E_p$, zdefiniowana jako stosunek energii dżetu do energii początkowego protonu, spełniają następujące kryteria:

$$7^\circ < \theta_{fwdjet} < 20^\circ, \quad (7.19)$$

$$p_{t,fwdjet} > 5 \text{ GeV}, \quad (7.20)$$

$$x_{fwdjet} > 0.035. \quad (7.21)$$

Dolna granica na kąt biegunowy dżetu gwarantuje, że pomiar dżetu zachodzi w obszarze akceptancji kalorymetru. Jednocześnie przy zastosowanym algorytmie dżetowym zapobiega błędnej identyfikacji resztek protonu jako dżetu do przodu, czy też włączenia części resztek protonu do dżetu. Cięcie na $p_{t,fwdjet}$ zapewnia dobrą rekonstrukcję dżetu, wolną także od efektów związanych z szumem elektroniki. Pozwala również na korelację między dżetami na poziomie hadronowym i partonowym.

Warunek :

$$p_{t,fwdjet}^2 \approx Q^2, \quad (7.22)$$

który ogranicza przestrzeń fazową dla ewolucji DGLAP z kaskadą QCD silnie uporządkowaną w pędach poprzecznych, jest realizowany poprzez cięcie:

$$0.5 < \frac{p_{t,fwdjet}^2}{Q^2} < 5. \quad (7.23)$$

Górna granica cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ warunkuje, że czystość próbek dla przypadków DIS z dżetem do przodu jest odpowiednio duża (rozdz. 8.1.3). Warunek 7.21 oznacza, że $x_{fwdjet} \gg x$, co zapewnia dużą separację w rapidity między dżetem do przodu a dżetem prądowym, a tym samym dużą przestrzeń fazową dla emisji BFKL. Przedstawiona selekcja przypadków DIS z dżetem do przodu definiuje obszar, w którym produkcja partonów o dużym pędzie poprzecznym blisko kierunku protonu będzie większa w przypadku ewolucji BFKL w porównaniu z ewolucją DGLAP.

Powyższe cięcia zastosowano przy wyznaczaniu inkluzywnych przekrojów czynnych w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} . Zgodnie z definicją inkluzywności każdy dżet do przodu spełniający warunki wyboru wnosi wkład do przekroju czynnego. W tej analizie zebrano 18033 przypadków DIS z dżetami do przodu spełniających warunki selekcji.

W analizie korelacji azymutalnych przy pomiarze różniczkowego przekroju czynnego $d\sigma/d\Delta\phi$ żądano wyższego minimalnego pędu poprzecznego dżetu oraz zastosowano szersze cięcie na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$, aby uzyskać akceptowalne wartości czystości w pomiarach (por. podrozdz. 8.1.3). Jeżeli przypadek zawiera więcej niż jeden dżet do przodu, wybierany jest ten zrekonstruowany najbliższej resztek protonu. Z tego powodu pomiar wykonany w tej pracy nie jest w istocie całkowicie inkluzywny, jednak liczba przypadków DIS z więcej niż z jednym dżetem do przodu stanowi ok. 1-2 % wyselekcjonowanej próbki danych.

7.3 Selekcja przypadków DIS z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym

Alternatywną próbą znalezienia sygnatur ewolucji BFKL jest analiza przypadków z dżetem do przodu, w których w obszarze centralnym detektora jest produkowany dodatkowy twardy dżet. W porównaniu z inkluzywną próbką dżetów do przodu, przypadki o takiej topologii są mniej czułe na efekty związane z emisją miękkich partonów oraz mają zredukowane tło od radiacyjnych przypadków typu QPM. W przybliżeniu BFKL, dla tej podpróbki danych proporcja dżetów do przodu pochodzących z dodatkowych emisji gluonów jest większa.

Próbkę danych definiują następujące cięcia dla dżetów do przodu:

$$7^\circ < \theta_{fwdjet} < 20^\circ,$$

$$p_{t,fwdjet} > 6 \text{ GeV},$$

$$x_{fwdjet} > 0.035,$$

$$0.5 < \frac{p_{t,fwdjet}^2}{Q^2} < 6,$$

oraz dla dżetów w obszarze centralnym:

$$-1 < \eta_{cenjet} < 1, \quad (7.24)$$

$$p_{t,cenjet} > 4 \text{ GeV}. \quad (7.25)$$

Dodatkowo wymaga się, aby odległość w pseudorapidity pomiędzy dżetem do przodu a dżetem centralnym była duża:

$$\Delta\eta = \eta_{fwdjet} - \eta_{cenjet} > 2, \quad (7.26)$$

η oznacza pseudorapidity (pseudospieszość) dżetu zdefiniowaną przez jego kąt biegunowy, $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Warunek ten zwiększa przestrzeń fazową na dodatkowe emisje partonów. Przy większej liczbie dżetów w obszarze centralnym selekcjonuje się dżet najbardziej do tyłu, czyli najbliżej kierunku rozproszonego elektronu.

7.3.1 Podsumowanie warunków selekcji

W tabeli 7.2 podsumowane zostały cięcia wybierające przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania ep oraz cięcia definiujące dżety do przodu i dżety w obszarze centralnym. W kolumnie pierwszej tabeli 7.2 znajdują się cięcia definiujące przestrzeń fazową DIS. W kolumnie drugiej

tabeli 7.2 podsumowano warunki selekcji dżetów do przodu dla próbki danych służącej do wyznaczenia inkluzywnych przekrojów czynnych w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} .

W kolumnie 3 tabeli 7.2 zebrano parametry definiujące dżety do przodu w analizie korelacji azymutalnych (por. rozdz. 5) między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. Kolumna 4 tabeli 7.2 zawiera warunki selekcji dla podpróbki z dodatkowym dżetem w obszarze centralnym.

Analizę korelacji azymutalnych dla próbki danych z dżetem do przodu wykonano w oparciu o 13736 przypadków. Dla topologii z dwoma dżetami, dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym, zebrano 8871 przypadków.

Selekcja DIS	Dżety do przodu	Dżety do przodu korelacje azymutalne	Dżety w obszarze centralnym
$0.1 < y < 0.7$	$7^\circ < \theta_{fwdjet} < 20^\circ$	$7^\circ < \theta_{fwdjet} < 20^\circ$	$-1 < \eta_{cenjet} < 1$
$5 < Q^2 < 85 \text{ GeV}^2$	$x_{fwdjet} > 0.035$	$x_{fwdjet} > 0.035$	$p_{t,cenjet} > 4 \text{ GeV}$
$0.0001 < x < 0.004$	$p_{t,fwdjet} > 5 \text{ GeV}$	$p_{t,fwdjet} > 6 \text{ GeV}$	$\Delta\eta > 2$
	$0.5 < p_{t,fwdjet}^2/Q^2 < 5$	$0.5 < p_{t,fwdjet}^2/Q^2 < 6$	

Tablica 7.2: Podsumowanie cięć związanych z wyborem przypadków DIS, przypadków z dżetem do przodu oraz przypadków z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym.

7.4 Rozkłady kontrolne

Do wyznaczenia poprawek pozwalających na odwikłanie zmierzonych wielkości fizycznych do poziomu stabilnych hadronów zostały użyte dwa programy MC : RAPGAP 3.1 oraz DJANGO 1.4 (model CDM). Próbki MC wygenerowane z użyciem funkcji struktury protonu CTEQ6L z NLO α_s , zawierające wszystkie cząstki produkowane w oddziaływaniu ep (hadrony, leptony i fotony), przechodzą przez pełną symulację detektora H1 w programie GEANT. Te symulowane próbki MC, które określa się też jako MC na poziomie detektorowym, zawierają dodatkowo przypadki z promieniowaniem QED. Niezależnie generowano przypadki oddziaływań ep bez efektów promieniowania QED, które nie przechodzą przez symulację detektora i są nazywane próbką MC na poziomie hadronowym. Wsymulowane przypadki MC są rekonstruowane oraz analizowane tymi samymi programami co dane.

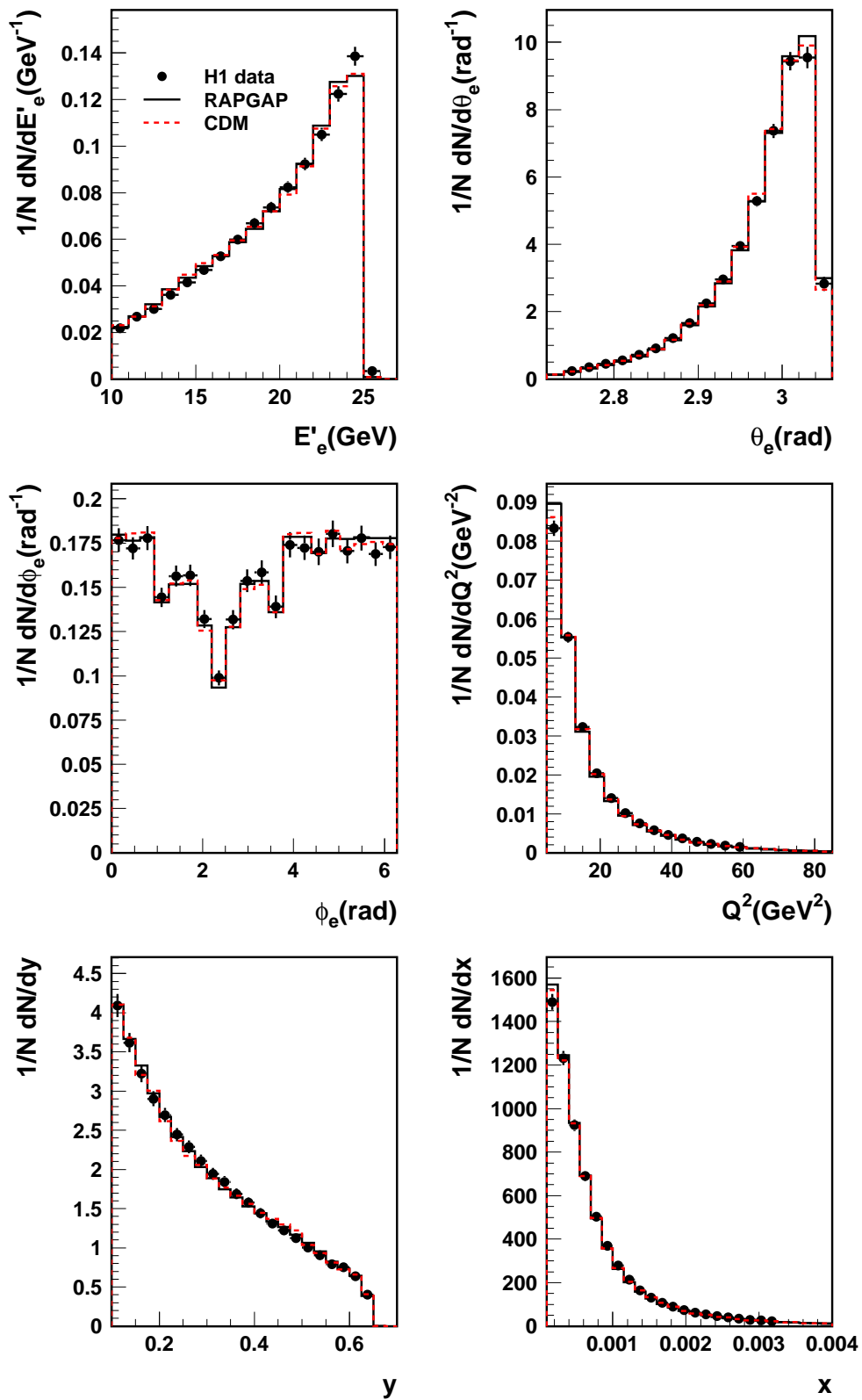
W celu sprawdzenia jakości opisu danych przez symulowane MC, zmierzone rozkłady zmiennych kinematycznych, zmiennych dżetowych, wielkości użytych do identyfikacji elektronu oraz do odrzucenia tła zostały porównane z symulacjami Monte Carlo. Wszystkie przedstawione rozkłady zostały znormalizowane do liczby przypadków, które przeszły cięcia na rozpraszanie DIS oraz odpowiednio cięcia na dżety do przodu. Rozkłady dla danych poprawiono na niewydajność układu wyzwalania, zgodnie z opisem w rozdziale 8.1.2. Rozkłady kontrolne są poprawnie opisane przez symulowane próbki danych. Zmierzone zmienne znajdują się pomiędzy przewidywaniami obu programów MC, lub w danym obszarze przestrzeni fazowej jedna z symulacji dostarcza bardziej poprawnego opisu.

Na rysunkach **7.5 - 7.7** pokazano rozkłady zmiennych E'_e , θ_e , ϕ_e , Q^2 , y i x dla inkluzywnej próbki przypadków rozpraszania głęboko nieelastycznego oraz dla przypadków DIS z dżetem do przodu, zarówno bez cięcia jak i z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$. Dla przypadków z dżetami do przodu lepszy opis zmiennych kinematycznych x , y i Q^2 oraz wielkości opisujących rozproszony elektron uzyskano w modelu CDM.

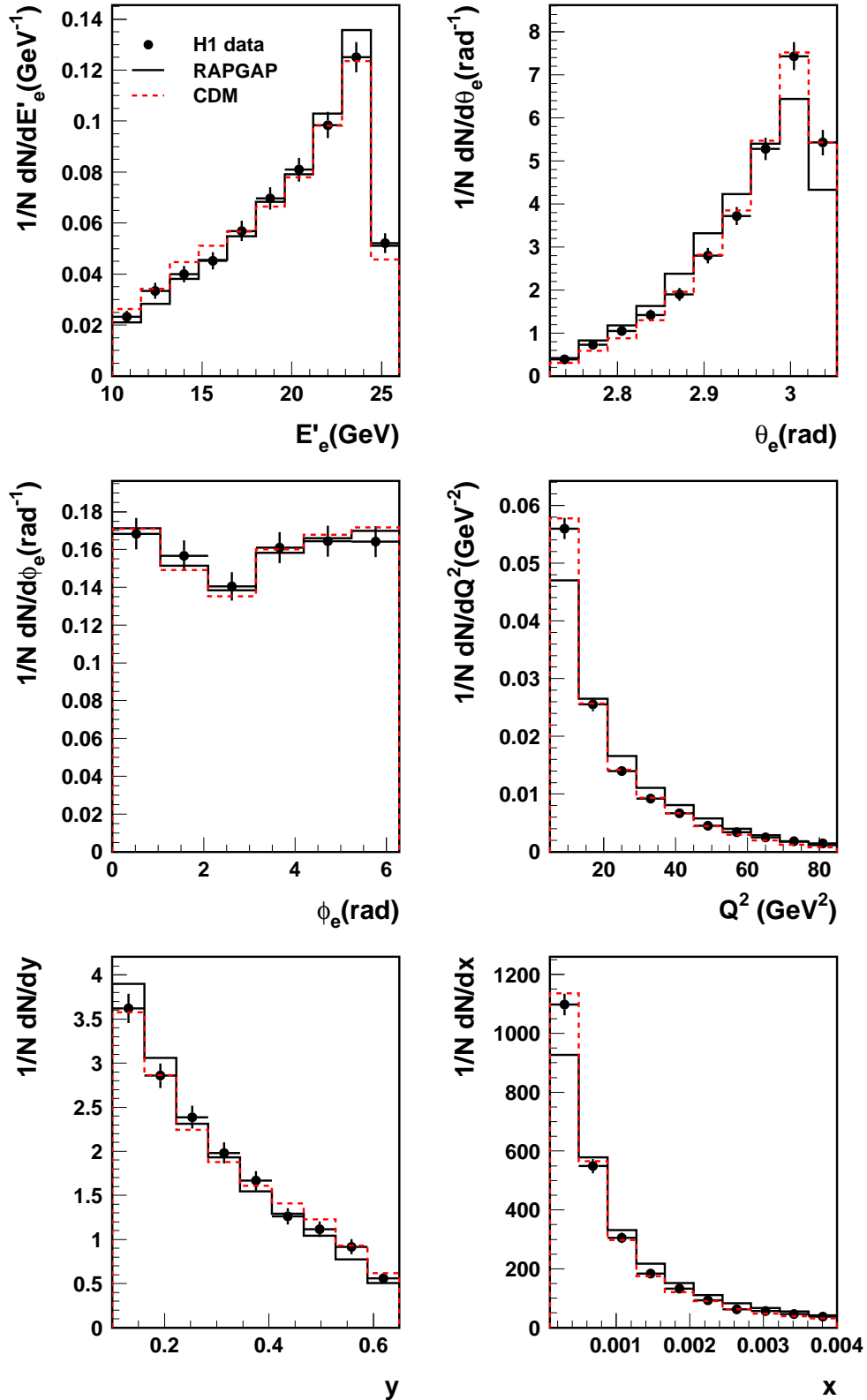
Rysunki **7.8** oraz **7.9** pokazują rozkłady zmiennych $p_{t,fwdjet}$, θ_{fwdjet} , E_{fwdjet} , ϕ_{fwdjet} , x_{fwdjet} dla dżetów do przodu, odpowiednio dla próbki bez cięcia oraz z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$. W przypadku zmiennych dżetowych, dla próbki bez cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ lepszy opis zmierzonych rozkładów daje RAPGAP, natomiast dla podpróbki z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ obydwie MC dostarczają podobnego, zadowalającego opisu.

Na rysunku **7.10** znajdują się rozkłady $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ i $\ln(x_{fwdjet}/x)$ dla próbki danych z dżetem do przodu. Rozkład zmiennej $\ln(x_{fwdjet}/x)$ jest lepiej opisany przez model CDM. Rysunek **7.11** pokazuje rozkład odległości w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu, w układzie laboratoryjnym i w przedziałach $\ln(x_{fwdjet}/x)$, które wybrano w analizie korelacji azymutalnych pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu.

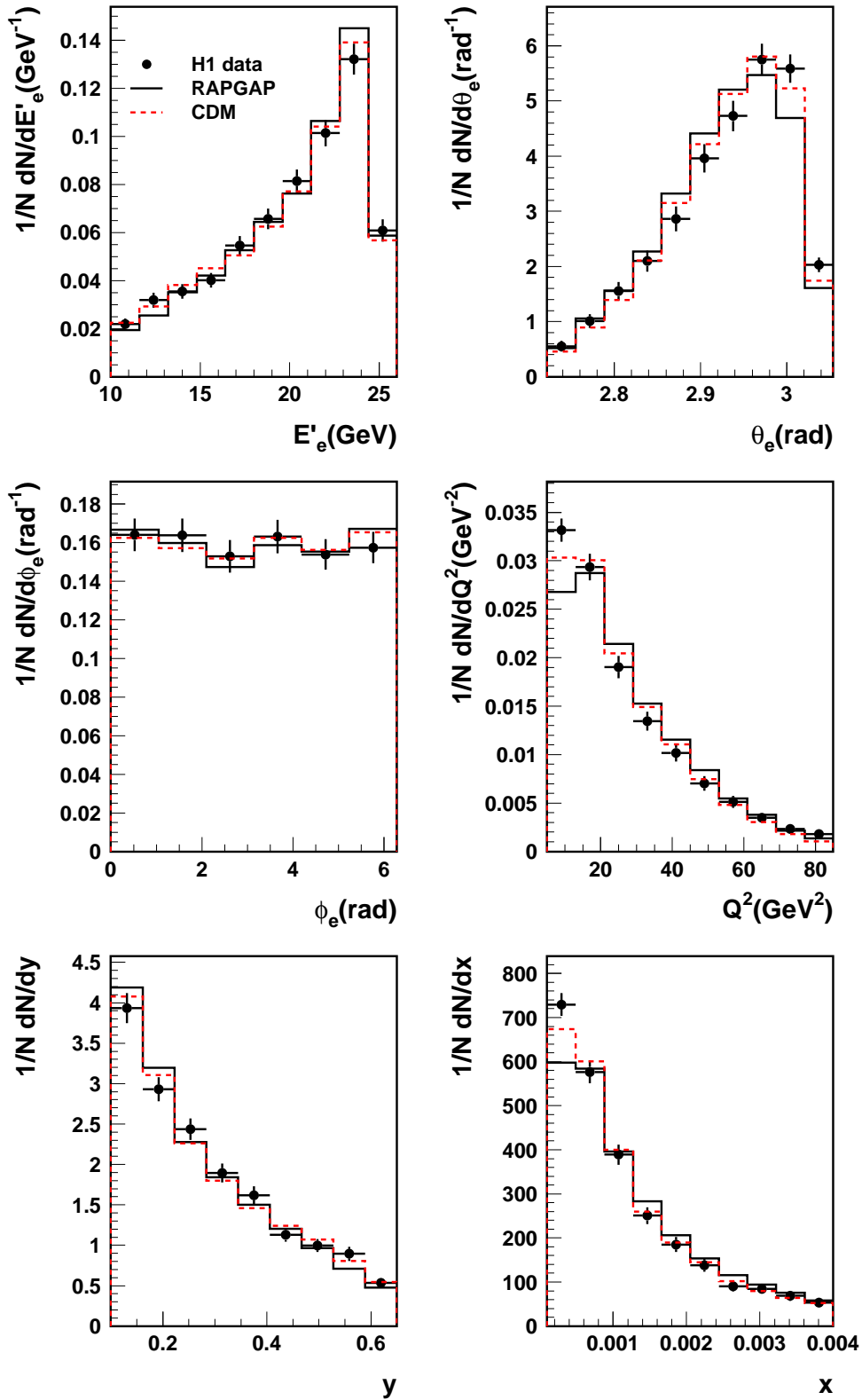
Na rysunku **7.12** pokazano rozkłady kontrolne dla przypadków z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym detektora H1. Rozkłady pędu poprzecznego obu dżetów, ich pseudorapidity oraz kąty azymutalne ϕ są dobrze opisane przez RAPGAP i CDM. Dla innych zmiennych tej podpróbki danych poziom zgodności z przewidywaniami MC jest podobny jak dla przypadków z dżetami do przodu.



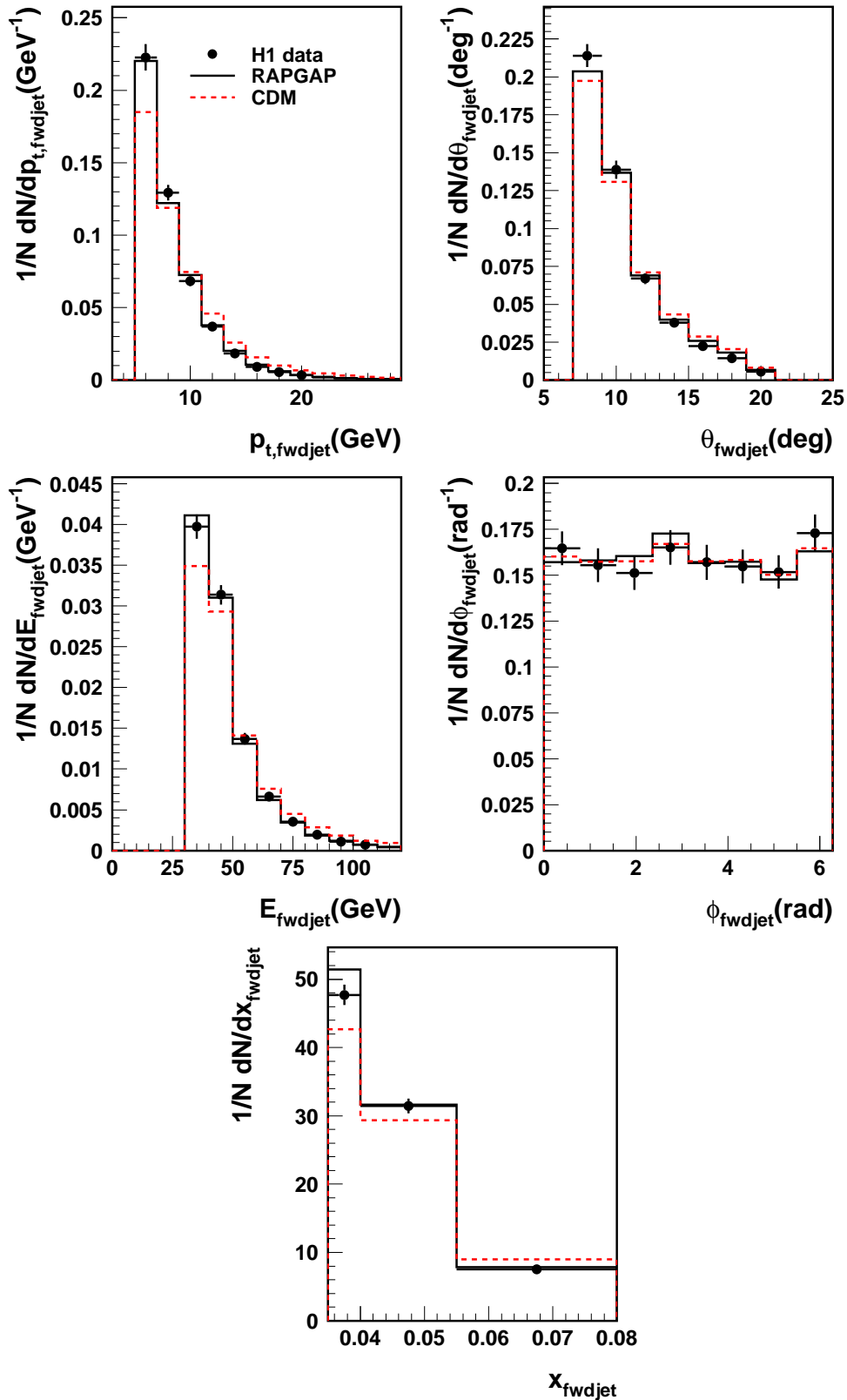
Rysunek 7.5: Rozkłady kontrolne przypadków DIS dla zmiennych: E'_e , θ_e , ϕ_e , Q^2 , y oraz x . Dane ekperymentalne są porównane z przewidywaniami Monte Carlo z pełną symulacją detektora H1. Rozkłady zostały znormalizowane do liczby wejść N .



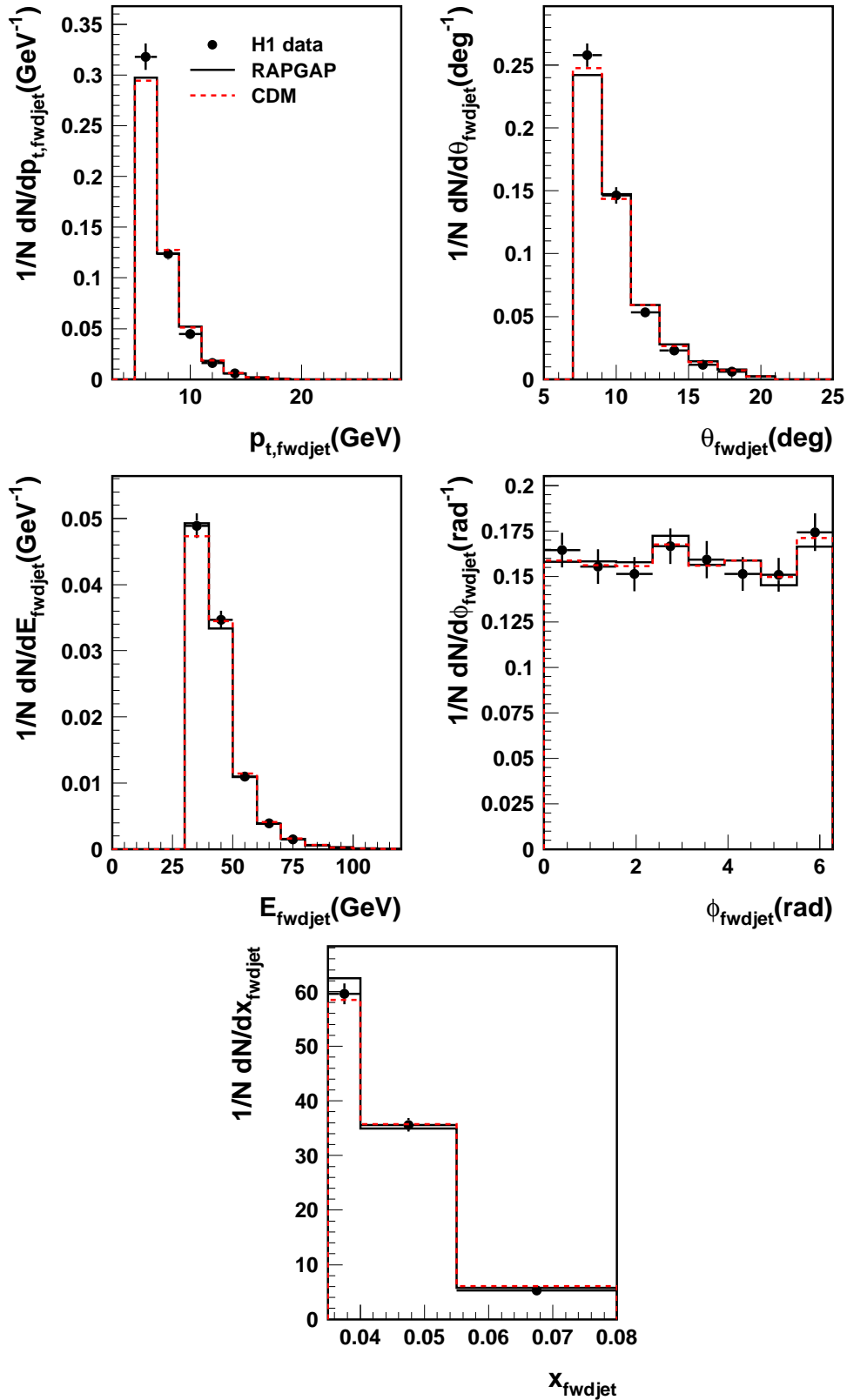
Rysunek 7.6: Rozkłady kontrolne zmiennych DIS (kolejno E'_e , θ_e , ϕ_e , Q^2 , y oraz x) dla przypadków z dżetem do przodu, wyselekcjonowanych bez cięcia na $p_{t,jet}^2/Q^2$. Dane eksperymentalne zostały porównane z przewidywaniami Monte Carlo z pełną symulacją detektora H1. Rozkłady zostały znormalizowane do liczby wejść N .



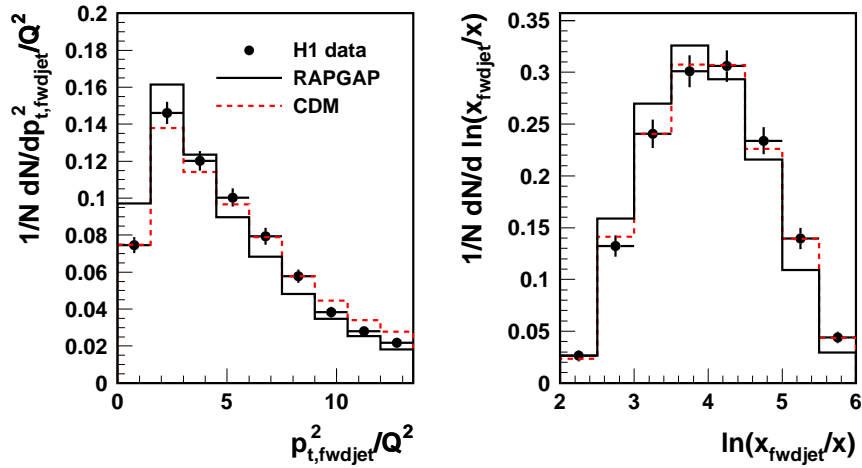
Rysunek 7.7: Rozkłady kontrolne zmiennych DIS (kolejno E'_e , θ_e , ϕ_e , Q^2 , y oraz x) dla przypadków z dżetem do przodu, wyselekcjonowanych z cięciem na $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$. Dane eksperymentalne zostały porównane z przewidywaniami Monte Carlo z pełną symulacją detektora H1. Rozkłady zostały znormalizowane do liczby wejść N .



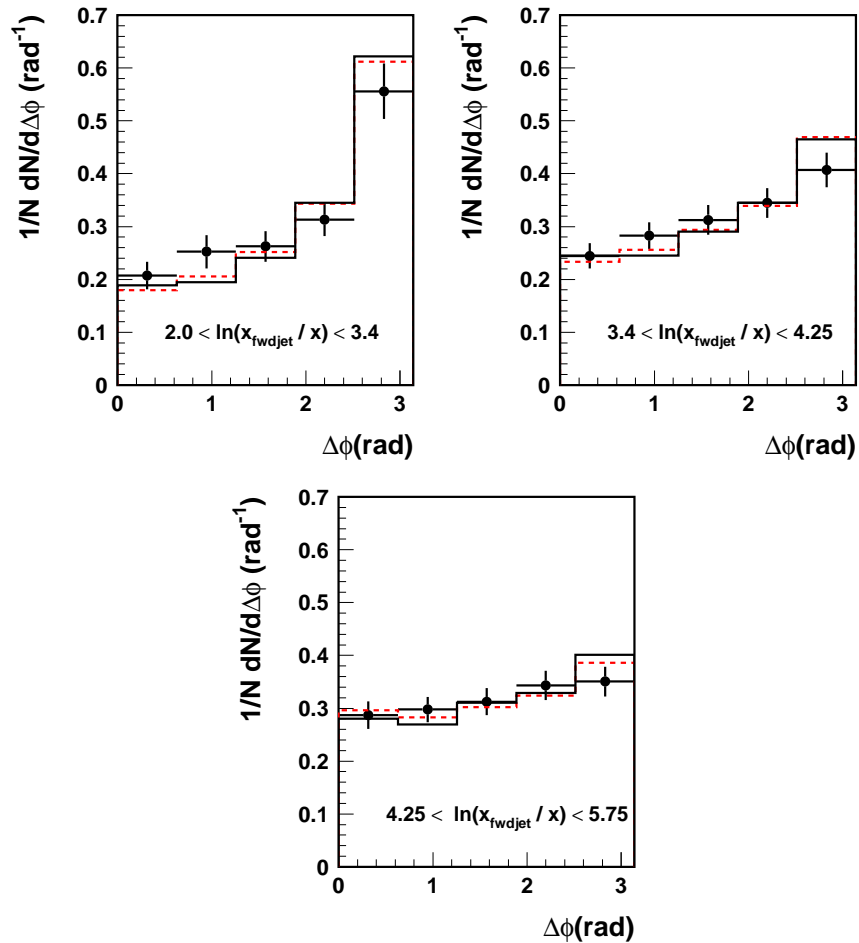
Rysunek 7.8: Rozkłady kontrolne przypadków DIS z dżetem do przodu dla zmiennych: $p_{t, fwdjet}$, θ_{fwdjet} , E_{fwdjet} , ϕ_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} , dla próbki danych wyselekcjonowanej bez cięcia na $p_{t, fwdjet}^2/Q^2$. Dane ekperymentalne są porównane z przewidywaniami Monte Carlo z pełną symulacją detektora H1.



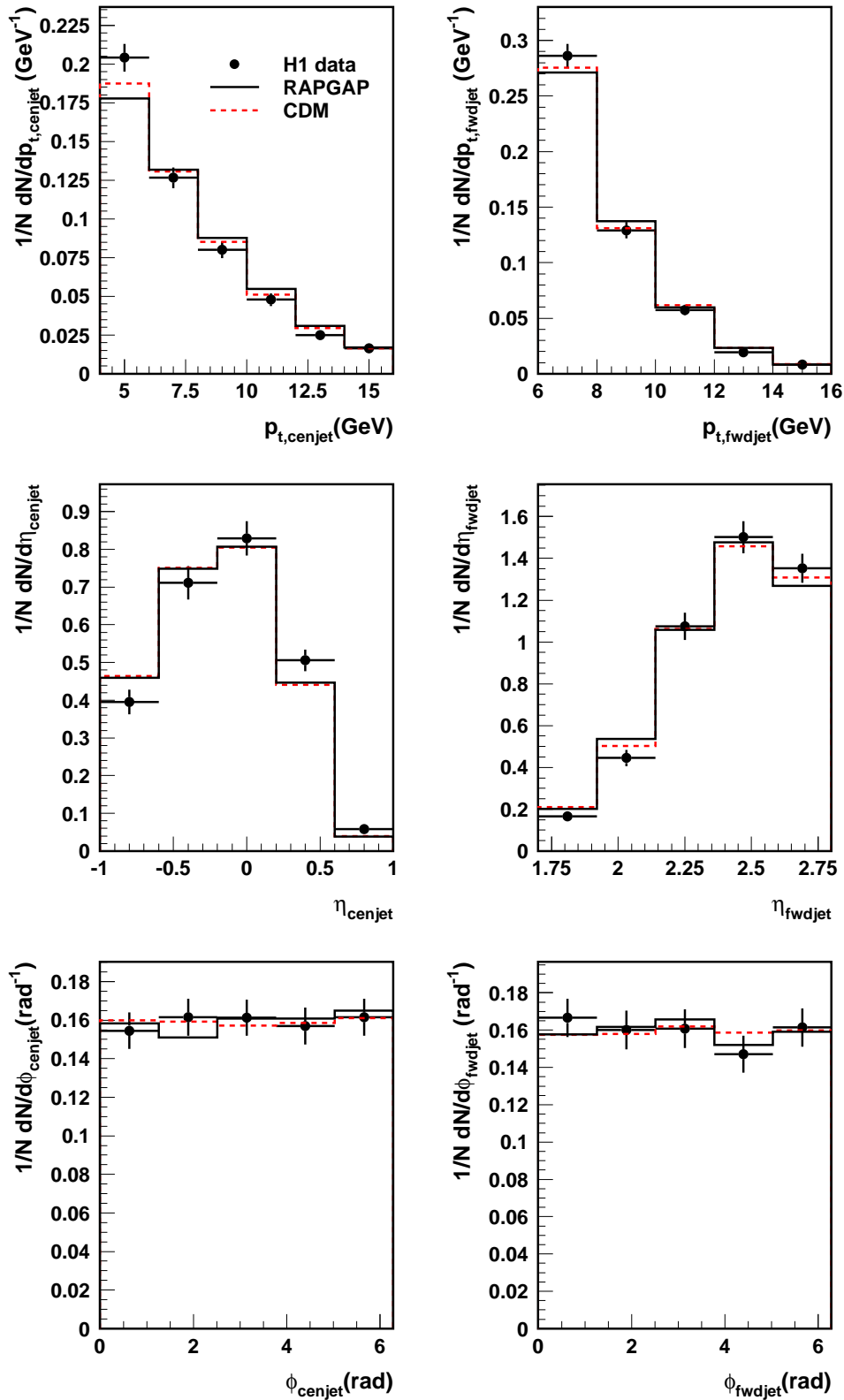
Rysunek 7.9: Rozkłady kontrolne przypadków DIS z dżetem do przodu dla zmiennych: $p_{t,fwdjet}$, θ_{fwdjet} , E_{fwdjet} , ϕ_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} , dla próbki danych wyselekcjonowanej z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$. Dane ekperymentalne są porównane do przewidywań Monte Carlo z pełną symulacją detektora.



Rysunek 7.10: Rozkłady kontrolne zmiennych $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ oraz $\ln(x_{fwdjet}/x)$. Dane zostały porównane z przewidywaniami MC z pełną symulacją detektora H1.



Rysunek 7.11: Odległość w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu, zmierzona w przedziałach $\ln(x_{fwdjet}/x)$. Dane zostały porównane z przewidywaniami MC RAPGAP i CDM, z pełną symulacją detektora H1.



Rysunek 7.12: Rozkłady kontrolne dla podpróbki danych z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym detektora H1. Rozkłady pędu poprzecznego p_t , pseudorapidity η i kąta azymutalnego ϕ dla dżetów do przodu (kolumna prawa) oraz dżetów w obszarze centralnym (kolumna lewa).

7.4.1 Rozkład zmiennej $p_{t,balance}$ oraz profile dżetowe

Testem poprawności rekonstrukcji i kalibracji energii dla końcowych stanów hadronowych, w tym także dżetów, zbudowanych z obiektów będących złożeniem śladów oraz klastrów w kalorymetrze, są rozkłady kontrolne $p_{t,balance}$, przepływ energii poprzecznej oraz profile dżetowe.

Zgodnie z zasadą zachowania pędu, pęd poprzeczny rozproszonego elektronu powinien być zrównoważony przez pęd poprzeczny końcowego stanu hadronowego. Wielkość opisująca jak pęd poprzeczny elektronu $p_{t,e}$ jest zbilansowany pędem końcowego stanu hadronowego $p_{t,HAD}$ jest zdefiniowana następująco:

$$p_{t,balance} = \frac{p_{t,HAD}}{p_{t,e}}, \quad (7.27)$$

gdzie pęd poprzeczny końcowego stanu hadronowego jest obliczany wg wzoru:

$$p_{t,HAD}^2 = p_{x,HAD}^2 + p_{y,HAD}^2 = \left(\sum_i p_{x,i} \right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i} \right)^2. \quad (7.28)$$

Składowe $p_{x,HAD}$ oraz $p_{y,HAD}$ końcowego stanu hadronowego stanowią sumę odpowiednich składowych dla wszystkich cząstek i w stanie końcowym.

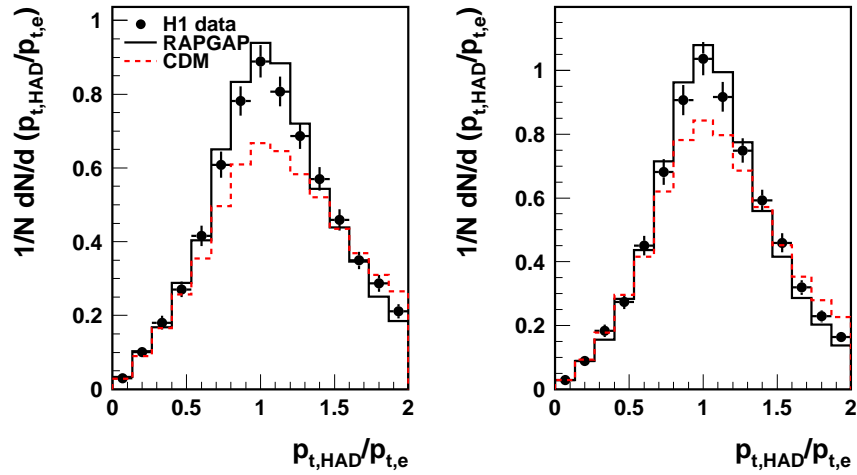
Maksimum rozkładu $p_{t,balance}$ powinno wypadać dla wartości $p_{t,balance}$ bliskiej jedności, jednakże wszelkie błędy w pomiarze końcowego stanu hadronowego mogą spowodować jego przesunięcie. Szerokość rozkładu jest zdeterminowana zdolnością rozdzielczą pomiaru pędu poprzecznego oraz kątem bryłowym pokrywany przez detektor, określającym stopień hermetyczności detektora. Z naturalnych względów detektor nie obejmuje pełnego kąta bryłowego, ponieważ konieczne jest miejsce na umieszczenie rury akceleratora czy też dostęp do detektora w celu jakichkolwiek napraw. Otwór na rurę akceleratora w tylnej części detektora ma mały wpływ na pomiar $p_{t,balance}$, ponieważ dla badanego zakresu Q^2 , analizowane przypadki nie zawierają hadronów w tylnej części detektora, blisko osi wiązki. Całkiem inaczej wygląda sytuacja w przedniej części detektora, która charakteryzuje się bardzo dużą gęstością energii i cząstek. Część cząstek ginie w rurze akceleratora, co pogarsza zdolność rozdzielczą pomiaru $p_{t,balance}$. W analizie zastosowano cięcie uwzględniające rurę akceleratora i do obliczania $p_{t,balance}$ wchodzi tylko cząstki znajdujące się w obszarze akceptancji detektora: $0.07 < \theta < 3.07$ rad. Rozkłady $p_{t,balance}$ są przedstawione na rysunku 7.13 dla próbki danych z dżetem do przodu, bez cięcia oraz z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$. Opis dla obu rozkładów $p_{t,balance}$ nie jest najlepszy, niemniej dane znajdują się między przewidywaniami modeli RAPGAP i CDM. Fakt, że rozkłady $p_{t,balance}$ mają maksimum wokół jedności, świadczy o tym, że jakość rekonstrukcji energii i pędu poprzecznego końcowego stanu hadronowego jest wystarczająca.

Przepływ energii poprzecznej i profile dżetowe

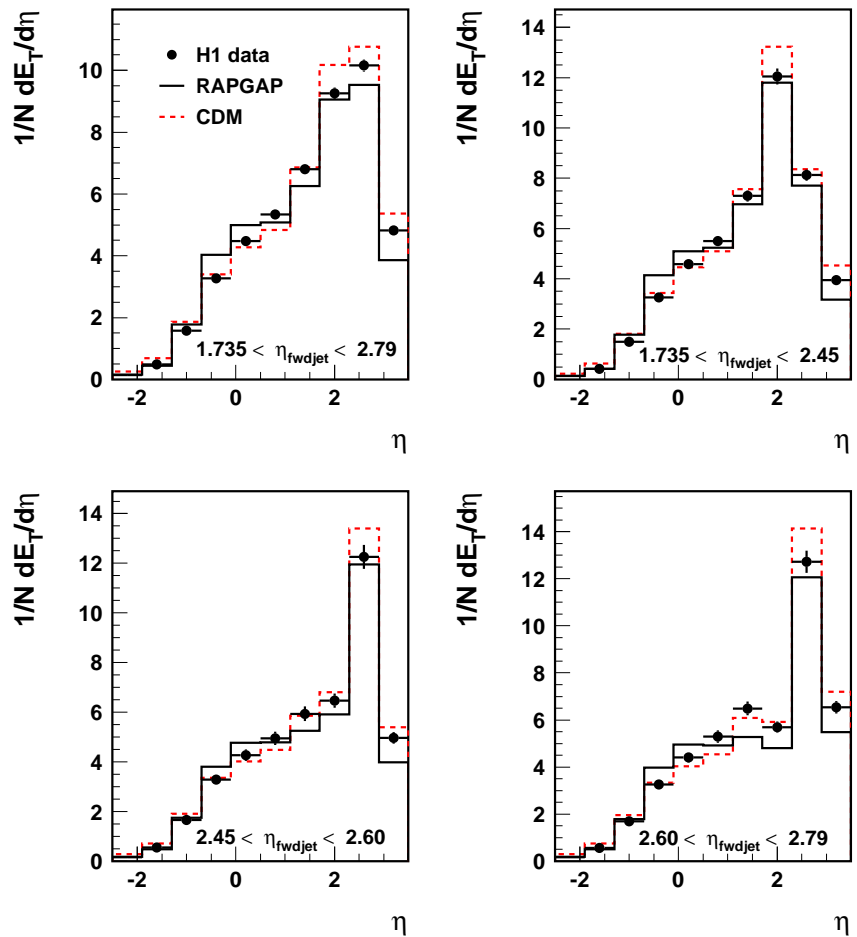
W dalszej części rozdziału przedstawione zostaną przepływy energii poprzecznej w funkcji pseudorapidity dla przypadków z dżetem do przodu. Przepływ energii poprzecznej $1/N dE_t/d\Delta\eta$ definiujemy jako średnią energię poprzeczną produkowaną na przypadek i na jednostkę pseudorapidity. N

jest całkowitą liczbą przypadków, E_t określa sumę energii poprzecznych wszystkich cząstek zmierzona w układzie laboratoryjnym. Energia poprzeczna cząstki i wyraża się poprzez jej energię E_i i kąt biegunowy θ_i wzorem $E_{t,i} = E_i \cos(\theta_i)$. Modele MC różnią się pomiędzy sobą w przewidywaniach jak dużo energii poprzecznej jest widocznej w detektorze. Na rysunkach 7.14 oraz 7.15 pokazany został rozkład energii poprzecznej dla przypadków z dżetem do przodu, bez cięcia oraz z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$. Pierwszy rysunek pokazuje jak wygląda rozkład energii poprzecznej dla wszystkich przypadków z dżetem do przodu, natomiast kolejne to rozkłady energii poprzecznej dla przypadków, w których dżet do przodu znajduje się w różnych przedziałach pseudorapidity. Rozkłady przepływu energii poprzecznej pokazują, jak duża energia poprzeczna pochodząca od dżetu do przodu, jest kompensowana w przyległym obszarze. Na pokazanych rozkładach widać wyraźnie, że dane są lepiej opisane przez model CDM, choć dla próbki danych bez cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ model CDM przewiduje zbyt dużą energię poprzeczną w obszarze dżetu do przodu w porównaniu z danymi. Po zastosowaniu cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ opis modelu CDM zdecydowanie się poprawił.

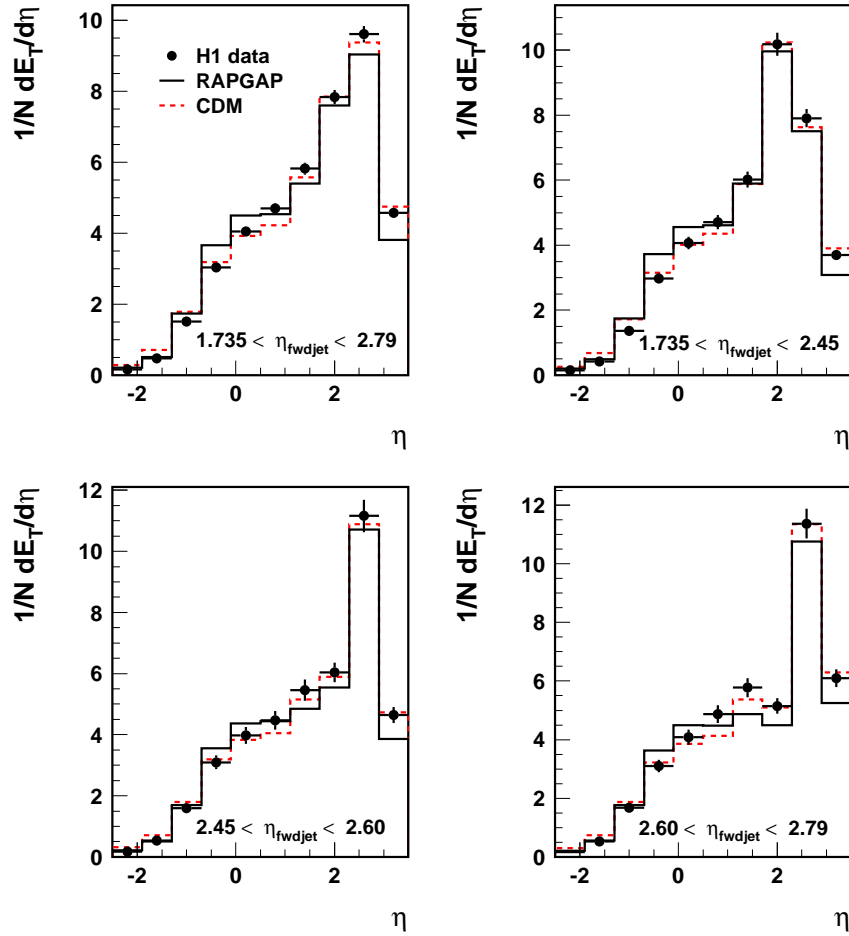
Na kolejnych rysunkach przedstawione zostały profile dżetowe. Profile dżetowe to przepływy energii poprzecznej wokół osi dżetu do przodu, ograniczone do pewnej części przestrzeni fazowej. Tutaj są to rozkłady energii poprzecznej w funkcji $\Delta\eta = \eta_i - \eta_{fwdjet}$ dla obiektów i końcowego stanu hadronowego znalezionych w przedziale $|\Delta\phi| \leq 1$ oraz w funkcji $\Delta\phi = \phi_i - \phi_{fwdjet}$, dla obiektów znalezionych w przedziale $|\Delta\eta| \leq 1$. η_i oraz ϕ_i to odpowiednio pseudorapidity oraz kąt azymutalny znalezionych obiektów, a η_{fwdjet} i ϕ_{fwdjet} to pseudorapidity oraz kąt azymutalny dżetu do przodu. Profil dżetowy w zmiennej $\Delta\phi$ przedstawiony na rysunku 7.16 odzwierciedla rozkład pędu poprzecznego obiektów, z których zrekonstruowany jest dżet. Profile dżetowe w $\Delta\eta$, w których ograniczamy przestrzeń fazową w kącie azymutalnym, pokazują w jak szerokim zakresie pseudorapidity jest kompensowany pęd poprzeczny dżetu. Na rysunku 7.16 widzimy, że podczas gdy rozkład w $\Delta\phi$ jest bardzo dobrze opisany przez model CDM, przewidywania programu RAPGAP znajdują się nieco poniżej danych. Na rysunkach 7.17 oraz 7.18 przedstawione zostały profile dżetowe odpowiednio w $\Delta\eta$ oraz w $\Delta\phi$ dla dżetów do przodu zidentyfikowanych w różnych przedziałach pseudorapidity. Rozkłady te są dobrze opisane przez model CDM i pokazują, że rekonstrukcja dżetów jest prawidłowa, także dla dżetów zidentyfikowanych najbliższej kierunku protonu. W tym obszarze nie obserwuje się poszerzenia profili dżetowych, co oznacza że resztki protonu nie przyczyniają się do rekonstrukcji dżetów do przodu. Rekonstrukcja dżetów w układzie Breita przy użyciu inkluzywnego podłużnie niezmienniczego algorytmu k_t pozwoliła na dobrą separację dżetów do przodu od resztek protonu.



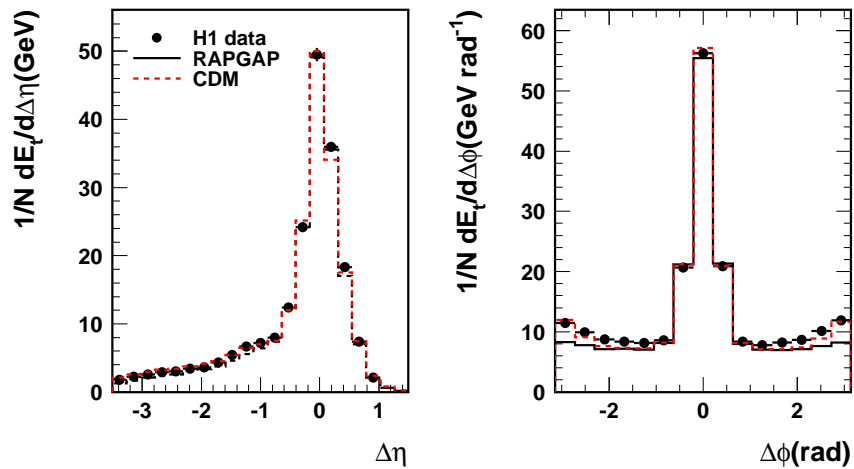
Rysunek 7.13: Rozkłady kontrolne dla zmiennej $p_{t,HAD}/p_{t,e}$ dla próbki danych z dżetem do przodu, bez cięcia i z cięciem na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$.



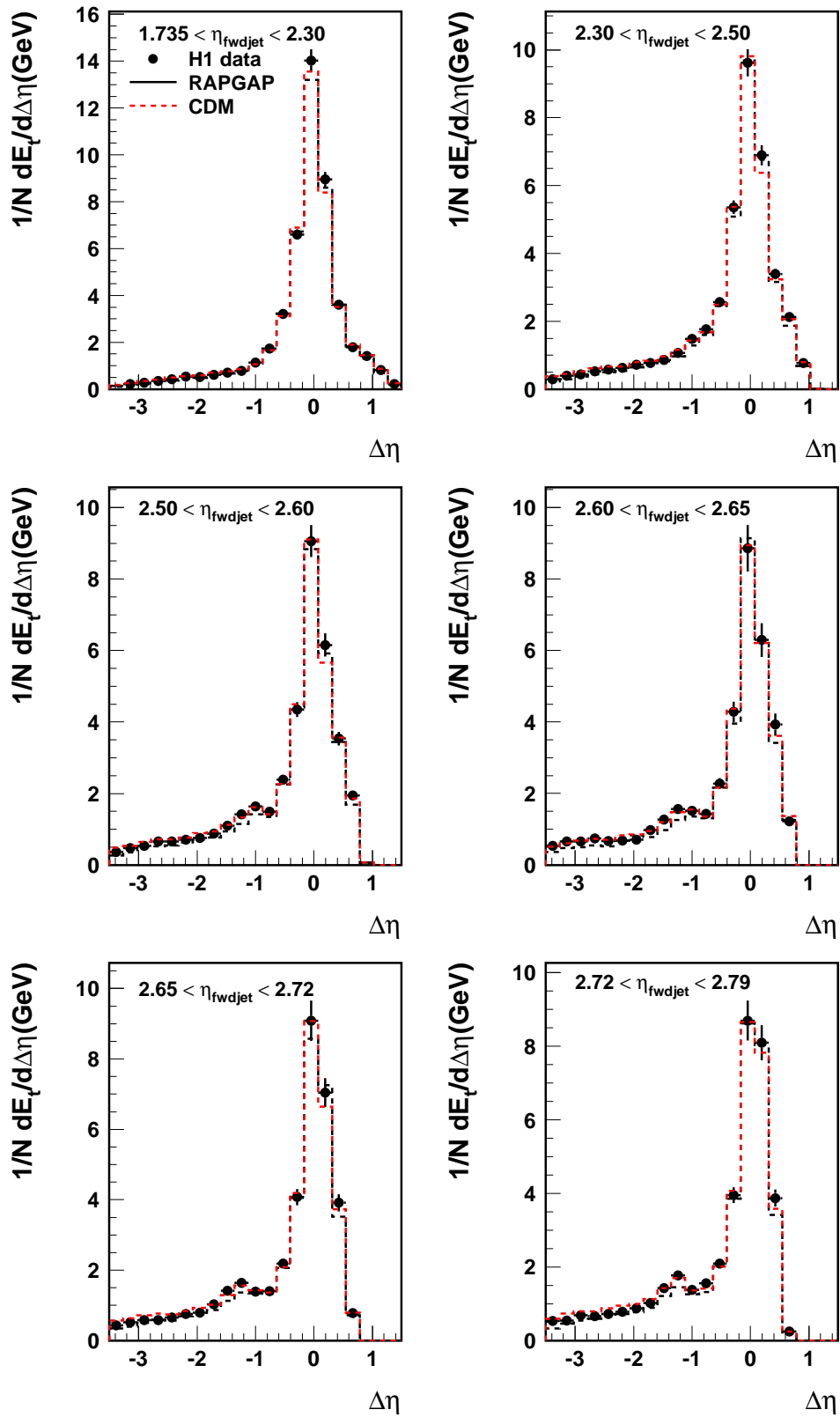
Rysunek 7.14: Przepływ energii poprzecznej wokół dżetu do przodu, dla dżetów do przodu znajdujących się w całym zakresie oraz w różnych przedziałach pseudorapidity. Największe wartości pseudorapidity odpowiadają dżetom najbardziej do przodu. Selekcja przypadków nie zawiera cięcia $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$.



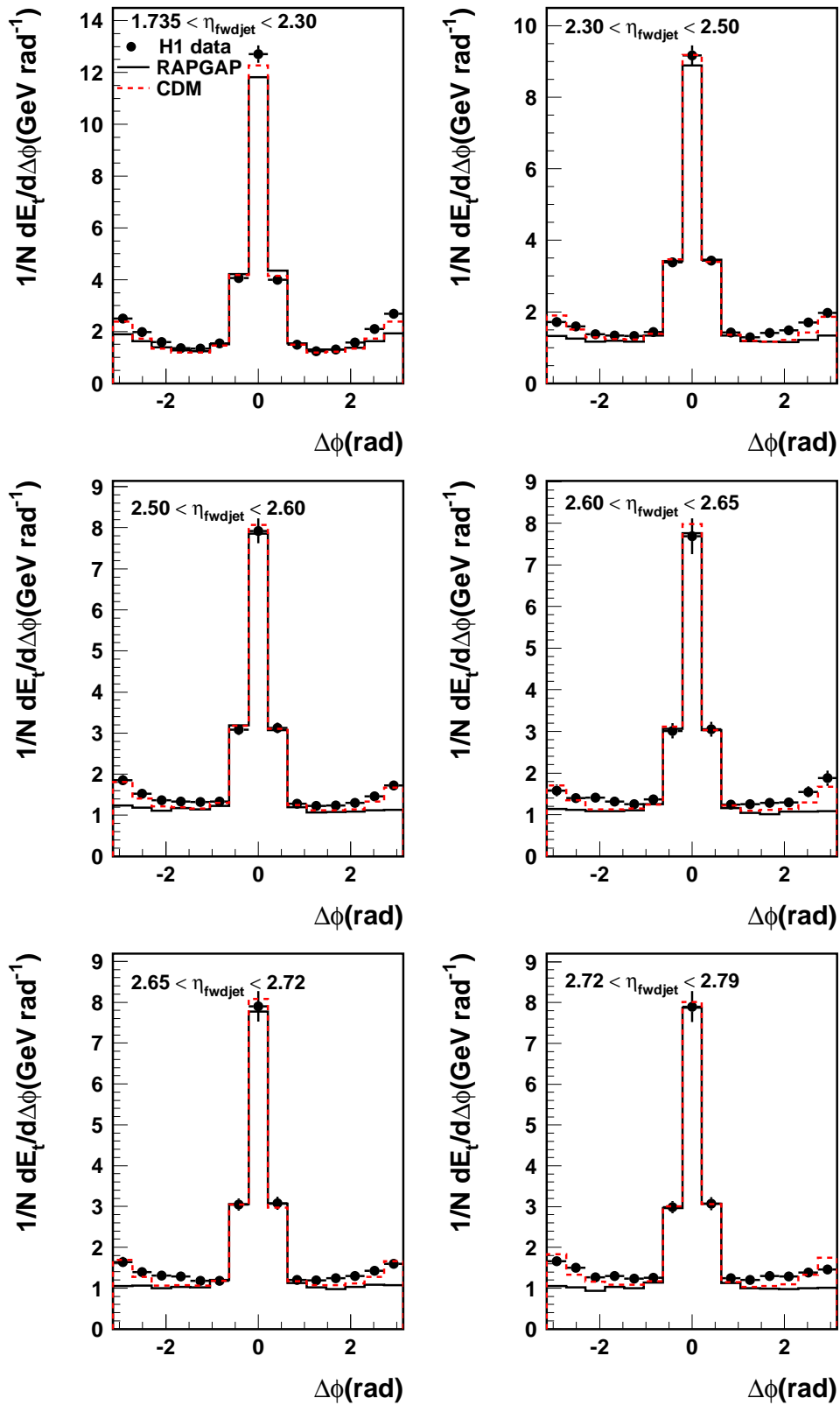
Rysunek 7.15: Przepływ energii poprzecznej wokół dżetu do przodu, dla dżetów do przodu w całym zakresie oraz w różnych przedziałach pseudorapidity. Największe wartości pseudorapidity odpowiadają dżetom najbardziej do przodu. Selekcja przypadków zawiera cięcie $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$.



Rysunek 7.16: Profile dżetowe dla dżetów do przodu w funkcji $\Delta\eta$ oraz $\Delta\phi$.



Rysunek 7.17: Profile dżetowe dla dżetów do przodu w funkcji $\Delta\eta$ dla dżetów znajdujących się w różnych przedziałach pseudorapidity dżetu η_{fwdjet} .



Rysunek 7.18: Profile dżetowe w funkcji $\Delta\phi$ dla dżetów znajdujących się w różnych przedziałach pseudorapidity dżetu η_{fwdjet} .

ROZDZIAŁ 8

POMIAR PRZEKROJU CZYNNEGO

W rozdziale tym przedstawione są kolejne kroki prowadzące do otrzymania różniczkowych przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu. Aby można było porównać zmierzone przekroje czynne z przewidywaniami modeli QCD opartych na różnych mechanizmach ewolucji początkowej kaskady partonowej, odwickłano je do poziomu stabilnych hadronów poprzez zastosowanie odpowiednich poprawek.

8.1 Definicja przekroju czynnego

Inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w obszarze kinematycznym zdefiniowanym w kolumnie 1 i 2 tabeli 7.2 wyznaczono w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, x_{fwdjet} oraz η_{fwdjet} . Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennej kinematycznej a wyraża się wzorem:

$$\frac{d\sigma}{da} = \frac{N_{jet}}{\Delta a \mathcal{L}_{int}} \cdot \frac{1}{\mathcal{E}_{tr}} \cdot C_{det} \cdot C_{rad} = \frac{N_{jet}}{\Delta a \mathcal{L}_{int}} \cdot \frac{1}{\mathcal{E}_{tr}} \cdot C, \quad (8.1)$$

gdzie N_{jet} to liczba wyselekcjonowanych dżetów w danym przedziale zmiennej a o szerokości Δa , dla scałkowanej świetności \mathcal{L}_{int} . $1/\mathcal{E}_{tr}$ określa czynnik poprawiający dane na niewydajność trygera, C_{det} jest poprawką detektorową wyznaczoną w oparciu o generację MC z włączoną symulacją detektora H1. Poprawka C_{det} jest zdefiniowana jako stosunek liczby generowanych do liczby zrekonstruowanych przypadków, $C_{det} = N_{gen}/N_{rec}$. C_{rad} to poprawka radiacyjna oszacowana z generacji MC kompensująca efekty promieniowania QED. W przedstawionej analizie zastosowano jedną poprawkę, uwzględniającą zarówno efekty detektorowe jak i poprawiającą na efekty promieniowania QED, $C = C_{det} \cdot C_{rad}$. Czynnik poprawkowy C jest wówczas zdefiniowany jako stosunek liczby przypadków na nieradiacyjnym poziomie hadronowym do liczby symulowanych przypadków na poziomie detektorowym, uwzględniających efekty promieniowania QED.

Poprawki C i wydajność trygera \mathcal{E}_{tr} wyznacza się dla każdego przedziału zmiennej a . Sposób wyznaczenia poprawek oraz wydajności trygera został opisany w podrozdziałach 8.1.1 oraz 8.1.2.

8.1.1 Czynniki poprawkowe

Czynniki poprawkowe służą do odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego. Uwzględniają skończoną zdolność rozdzielczą i akceptancję detektorów. Przy pomiarze inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję dżetu do przodu w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} zastosowano standardową metodę odwikłania "przedział przez przedział" (*bin by bin unfolding*), w której poprawkę C dla przedziału i definiuje się następująco:

$$C_i = \frac{N_{gen,i}^{nrad,MC}}{N_{rec,i}^{nrad,MC}} \quad (8.2)$$

gdzie $N_{rec,i}^{nrad,MC}$ jest liczbą dżetów do przodu w przedziale i zrekonstruowanych na poziomie detektorowym Monte Carlo zawierającego efekty promieniowania QED oraz symulację detektora, natomiast $N_{gen,i}^{nrad,MC}$ to liczba dżetów do przodu w przedziale i w próbce generowanego Monte Carlo nie zawierającego efektów promieniowania QED.

W analizie korelacji azymutalnych przy pomiarze różniczkowego przekroju czynnego $d\sigma/d\Delta\phi$, jak również przy pomiarze przekroju czynnego w funkcji odległości w rapidity między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu $d\sigma/dY$, zastosowano zmodyfikowaną metodę odwikłania "przedział przez przedział". Zgodnie z aktualnymi standardami eksperymentu H1 jest ona zalecana w pomiarach, dla których efekty migracji przypadków spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy są znaczące. Dżety do przodu są rekonstruowane w obszarze, w którym gęstość energii i cząstek jest duża. Selekcja przypadków opiera się na wielu zmiennych i cięciach zebranych w tabeli 7.2. Te czynniki w połączeniu ze skończoną zdolnością rozdzielczą w pomiarze poszczególnych obserwacji powodują migracje.

Uwzględnienie efektów migracji prowadzi do następującego wzoru na przekrój czynny w danym binie i :

$$\sigma_i = \frac{N_i^{dane} - N_i^{out}}{\mathcal{L}_{int}} \cdot \frac{1}{\mathcal{E}_{tr}} \cdot C'_i, \quad (8.3)$$

gdzie N_i^{dane} jest liczbą obserwowanych przypadków w binie i . N_i^{out} jest liczbą przypadków spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy, które jednak zostały zaakceptowane przez warunki selekcji. N_i^{out} oraz zmodyfikowany czynnik poprawkowy C'_i są oszacowane przez symulacje MC.

Zmodyfikowany czynnik poprawkowy C'_i wyraża się wzorem:

$$C'_i = \frac{N_{gen_i}^{nrad,MC}}{N_{rec,i}^{nrad,MC} - N_{rec,i}^{out,MC}}, \quad (8.4)$$

gdzie $N_{rec,i}^{out,MC}$ jest liczbą przypadków, które na poziomie hadronowym pochodzą spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy, ale na poziomie detektorowym spełniają warunki selekcji i są zrekonstruowane w binie i .

Dla wszystkich przekrojów czynnych czynniki poprawkowe zostały policzone przy użyciu dwóch programów Monte Carlo, DJANGO/ARIADNE zawierającego model CDM oraz RAPGAP. W obu programach zastosowano rozkład partonów w protonie odpowiadający parametryzacji CTEQ6L. Różnica w przewidywaniach obu generatorów jest następnie wykorzystana do policzenia niepewności systematycznej wynikającej z zależności czynników poprawkowych od użytego modelu. Wyraża się ona jako połowa różnicy między poprawkami otrzymanymi z programów RAPGAP i DJANGO/ARIADNE. Końcowe poprawki są wynikiem uśrednienia poprawek otrzymanych z obydwóch modeli.

Zmodyfikowana metoda odwikłania została zastosowana do pomiarów korelacji azymutalnych, ponieważ jest to nowy pomiar eksperymentu H1. Przy obliczaniu przekroju czynnego i czynników poprawkowych zastosowano wzory **8.3** i **8.4** uwzględniające efekty migracji. Inklusywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, x_{fwdjet} i η_{fwdjet} zostały wyznaczone przy użyciu standardowej metody "przedział przez przedział" (wzory **8.1** i **8.2**), podobnie jak w poprzednich analizach eksperymentu H1 [17, 18]. Wyznaczenie tych przekrojów czynnych miało głównie na celu potwierdzenie zgodności z poprzednimi wynikami i było testem poprawności analizy.

Na rysunku **8.1** przedstawione zostały czynniki poprawkowe dla inkluzywnych przekrojów czynnych $d\sigma/dx$, $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dp_{t,fwdjet}$, $d\sigma/dx_{fwdjet}$, $d\sigma/d\eta_{fwdjet}$. Na rysunku **8.2** przedstawiono czynniki poprawkowe dla inkluzywnego przekroju czynnego $d\sigma/d\Delta\phi$, a na rysunku **8.3** czynnik poprawkowy dla przekroju czynnego $d\sigma/dY$. Rysunek **8.4** pokazuje czynniki poprawkowe dla próbki danych, w której obok dżetu do przodu znajdowany był dżet w obszarze centralnym detektora.

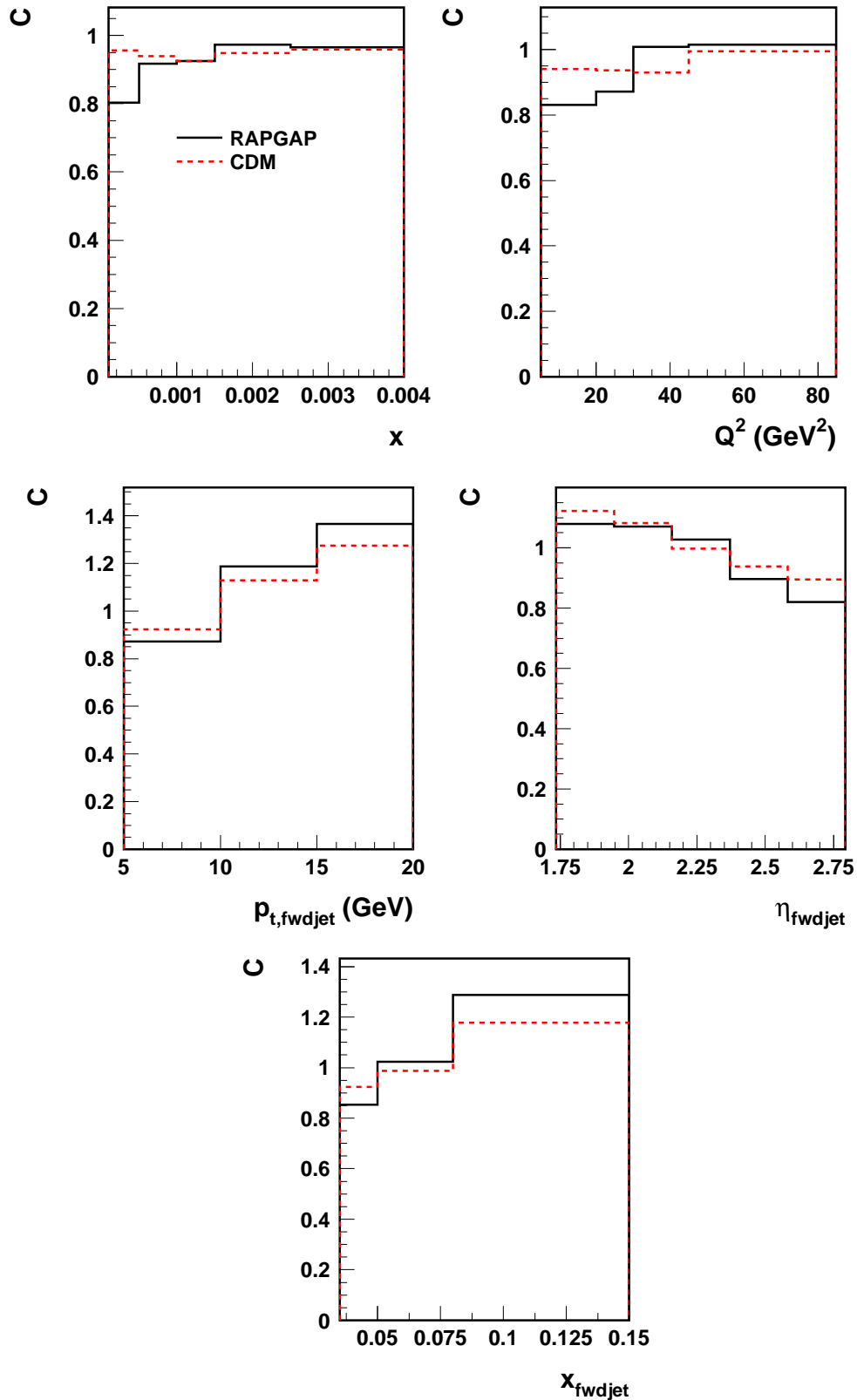
8.1.2 Wydajność trygera

Przypadki wybrane do analizy dżetów do przodu w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep są selekcyonowane przez podtryger S61 (por. podrozdział 7.1.1), bazujący na depozytach energii w elektromagnetycznej części kalorymetru SpaCal i żądający dobrze zrekonstruowanego wierzchołka oddziaływania oraz śladów cząstek w centralnych detektorach śladowych. Tryger S61, pozwalający na efektywny wybór przypadków DIS w obszarze małych Q^2 , nie jest w pełni wydajny dla danych z dżetem do przodu, charakteryzujących się przede wszystkim dużą gęstością cząstek w przedniej części detektora. Pewien procent przypadków wykazuje na tyle małą aktywność w centralnej części detektora, że śladowe elementy trygerowe S61 (wzór **7.1**) nie są uaktywniane. Dlatego konieczne jest poprawienie zmierzonych rozkładów na wydajność trygera.

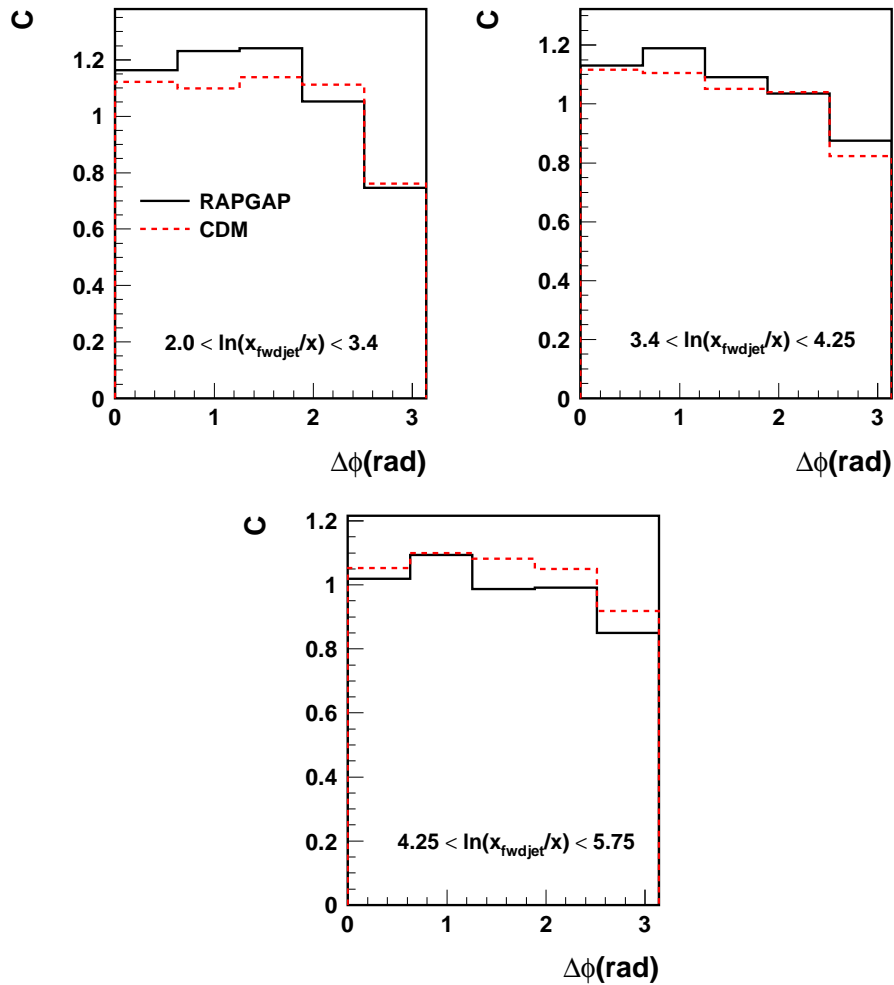
Wydajność trygera można otrzymać dwoma metodami, korzystając z symulacji trygera w próbkach MC bądź wyznaczając ją z danych. W tej analizie wykorzystano drugą metodę, aby uniknąć dodatkowych źródeł niepewności systematycznych związanych z symulacją trygera.

Wydajność trygera wyznacza się przy użyciu tzw. trygera monitorującego, całkowicie niezależnego od poszczególnych elementów trygerowych S61. Nie istnieje jednak tryger monitorujący o wystarczająco dużej częstości całkowicie niezależny od S61. Dlatego wydajność S61 liczy się jako iloczyn wydajności jego elementów trygerowych, korzystających z informacji z kalorymetru SpaCal i detektorów śladowych. W ogólności wydajność trygera definiujemy następująco:

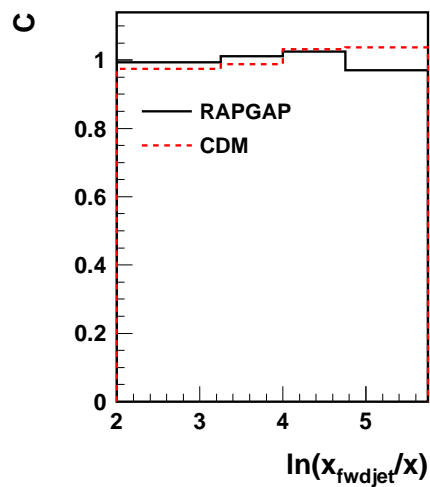
$$\mathcal{E} = \prod_{TE} \frac{N_{MT \wedge TE}}{N_{MT}}, \quad (8.5)$$



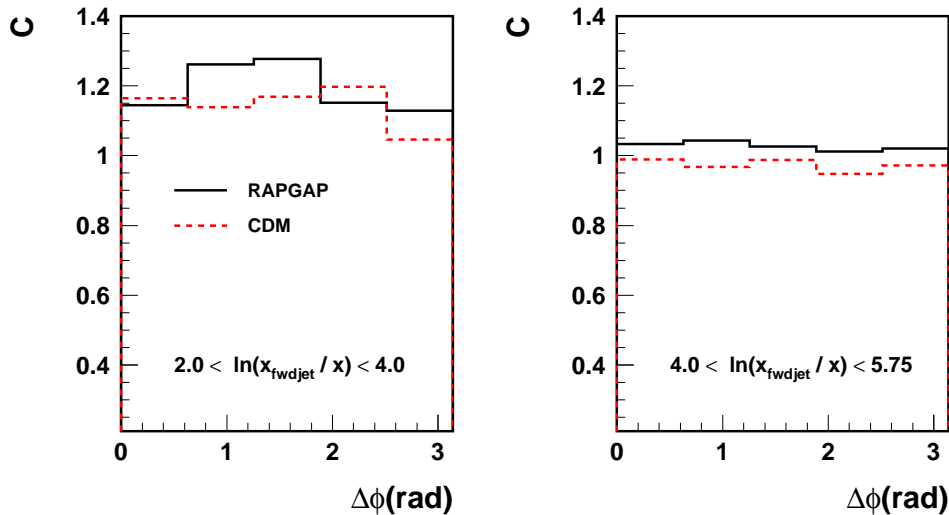
Rysunek 8.1: Czynniki poprawkowe w funkcji zmiennych kinematycznych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} dla przypadków DIS zawierających dżety do przodu otrzymane przy użyciu programów RAPGAP i DJANGO/ARIADNE(CDM).



Rysunek 8.2: Czynniki poprawkowe w funkcji zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach zmiennej $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$.



Rysunek 8.3: Czynniki poprawkowe w funkcji zmiennej $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$.



Rysunek 8.4: Czynniki poprawkowe w funkcji zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach zmiennej $\ln(x_{fwdjet}/x)$ dla podpróbki danych w której produkcja dżetu do przodu jest stowarzyszona z produkcją dżetu w obszarze centralnym.

gdzie $N_{MT\wedge TE}$ to liczba przypadków zarejestrowanych równocześnie przez podtryger monitorujący (MT) oraz przez element trygerowy (TE), natomiast N_{MT} to liczba przypadków zarejestrowanych przez tryger monitorujący.

W celu zwiększenia statystyki, do wyznaczenia wydajności użyto kombinacji trygerów monitorujących. Do wyznaczenia wydajności śladowych elementów trygerowych S61, zVtx_sig oraz DCRPh_Thig, użyte zostały podtrygery S0 oraz S4. Są to podtrygery, których działanie opiera się na pomiarze energii klastrów w kalorymetrze SpaCal. Są więc niezależne od informacji związanej z komorami śladowymi.

Elementy trygerowe S61 związane z kalorymetrem SpaCal, SPCLe_IET > 2 (element rejestrujący aktywność w peryferyjnych częściach kalorymetru) oraz SPCLe_IET_Cen_3 (element rejestrujący aktywność w centralnej części kalorymetru), są monitorowane za pomocą trygerów S72 oraz S67, które są trygerami korzystającymi z informacji z kalorymetru z ciekłego argonu. Wydajność trygera S61 została policzona dla każdego przedziału we wszystkich zmierzonych rozkładach. Jest ona zdeterminowana przez wydajność śladowych elementów trygerowych, ponieważ dla elementów związanych z tylnym kalorymetrem SpaCal ta wydajność jest równa 1, jak pokazano na rysunku 8.6.

Na rysunku 8.5 przedstawiono wydajność trygera dla inkluzywnej próbki dżetów do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} . Otrzymano wydajności w zakresie od 70% do 80%. Wydajność trygera S61 zmniejsza się dla rosnących wartości x . Mniejsza wydajność trygera S61 dla dużych wartości x wynika z kinematyki procesu DIS, ponieważ w tym obszarze większość cząstek końcowego stanu hadronowego jest produkowana w kierunku do przodu. Zmniejsza to prawdopodobieństwo, aby został spełniony warunek trygera S61 żądający śladu cząstki o dużym pędzie poprzecznym w centralnej części detektora H1.

Kolejne rysunki pokazują wydajności trygera S61 w analizie korelacji azymutalnych. Rysunek 8.7 przedstawia wydajność trygera S61 w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ oraz $\ln(x_{fwdjet}/x)$, przyjmującą wartości w zakresie (70-80) %. Na rysunku 8.8 przedstawiono wydajności trygera w funkcji zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach zmiennej $\ln(x_{fwdjet}/x)$. Dla tych rozkładów wydajność wynosi (55-80) %,

przy czym najniższe wartości obserwujemy dla małych odległości w rapidity pomiędzy rozproszonym elektronem a dżetem do przodu, w przedziale $\Delta\phi \simeq \pi$. W tym obszarze przypadki typu QPM z promieniowaniem QED, w wyniku niepoprawnej rekonstrukcji zmiennych kinematycznych, spełniają kryteria wyboru zebrane w tabeli 7.2 i dżet pochodzący od kwarka z twardego oddziaływania jest rejestrowany jako dżet do przodu. Te przypadki w ograniczonym stopniu spełniają warunki trygera S61 i stanowią tło w analizowanej próbce danych. Tło od tych przypadków jest również widoczne w rozkładach czynnika poprawkowego dla przekroju czynnego $d\sigma/d\Delta\phi$ przedstawionego na rysunku 8.2.

Na rysunku 8.9 przedstawiono rozkłady wydajności trygera S61 również w funkcji zmiennej $\Delta\phi$, dla podpróbki danych z dżetem do przodu i dżetem w obszarze centralnym. Otrzymane wydajności wynoszą od 70 do 85 %.

8.1.3 Czystość i stabilność próbek

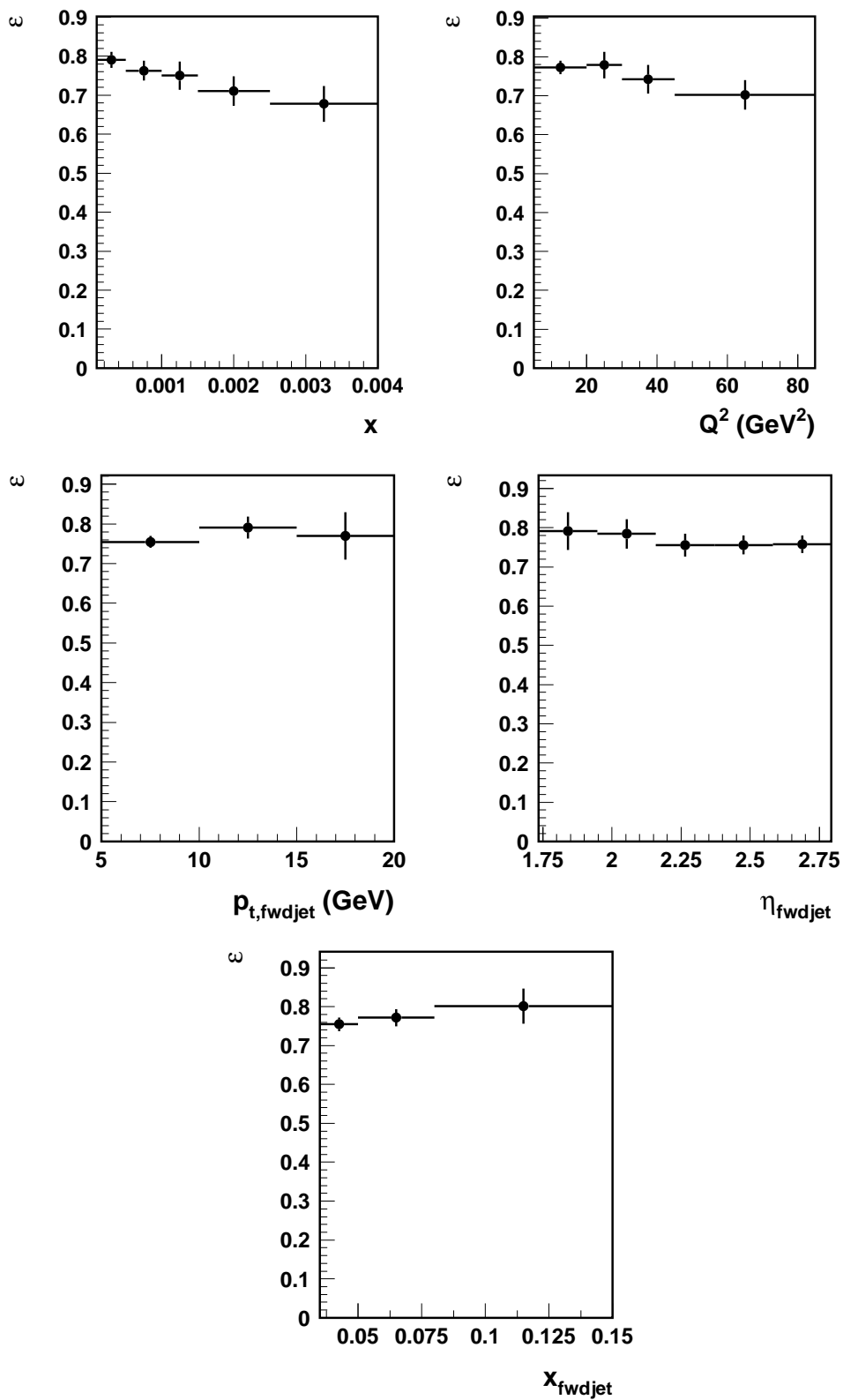
Skończona zdolność rozdzielcza i geometryczna akceptancja detektora, jak również efekty promieniowania QED powodują, że zmierzone zmienne są obarczone błędami. Przy użyciu danych MC, poprzez porównanie zrekonstruowanych i generowanych wartości dla zmierzonych zmiennych, można oszacować w jakim stopniu te czynniki wpływają na migracje przypadków pomiędzy przedziałami badanych obserwabli oraz jak duże są migracje spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy. Przy pomiarach przekroju czynnego w funkcji danej zmiennej, wpływ na efekty migracji ma również wybór szerokości przedziałów tej zmiennej. Wybór ten jest uwarunkowany zarówno statystyką przypadków w danym przedziale wybranej zmiennej, jak i zdolnością rozdzielczą rekonstrukcji tej zmiennej.

Miarą efektów migracji dla mierzonych obserwabli są rozkłady czystości oraz stabilności. Czystość (P - *Purity*) oraz stabilność (S - *Stability*) próbek są zdefiniowane jako liczba przypadków zarówno zrekonstruowanych (tzn. przypadków na poziomie detektorowym) jak i wygenerowanych (tzn. przypadków na poziomie hadronowym) w danym przedziale, podzielona przez liczbę przypadków zrekonstruowanych (P) lub wygenerowanych (S) w tym przedziale:

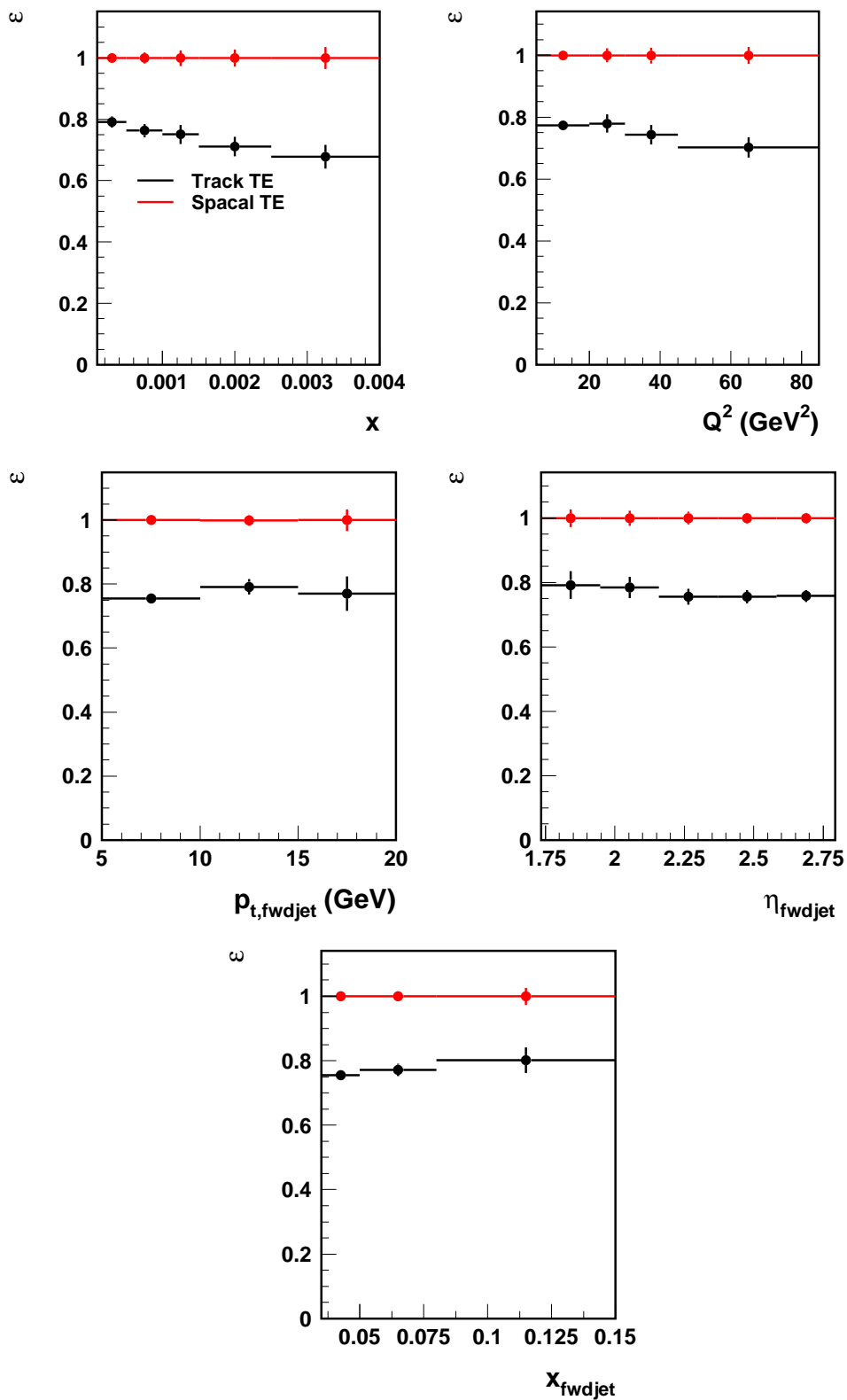
$$P = \frac{N_{HAD \wedge DET}}{N_{DET}}, \quad (8.6)$$

$$S = \frac{N_{HAD \wedge DET}}{N_{HAD}}. \quad (8.7)$$

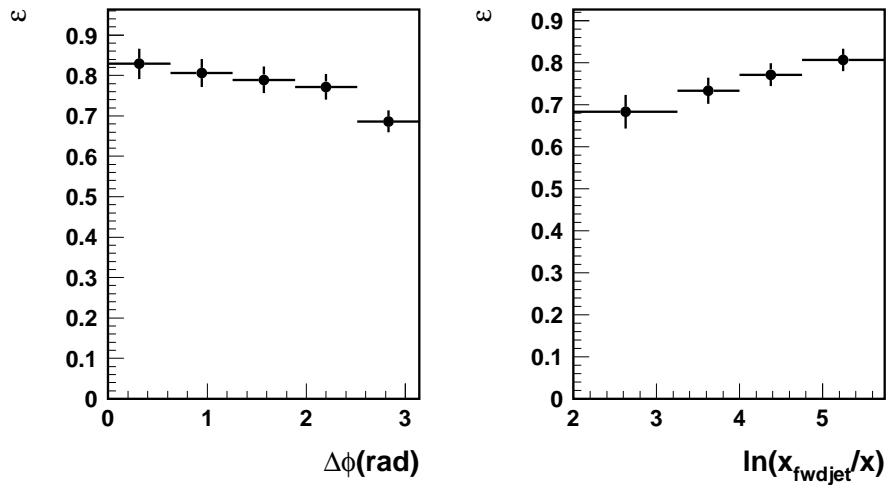
Obie wielkości są miarą migracji pomiędzy przedziałami danej zmiennej oraz miarą jakości rekonstrukcji w przestrzeni fazowej określonej przez cięcia na selekcję DIS i parametry dżetów. Czystość P określa jaka część przypadków migrowała do danego przedziału, zarówno w obrębie przestrzeni fazowej analizy jak i spoza niej (przypadki nie występujące na poziomie hadronowym, zarejestrowane natomiast na poziomie detektorowym). Stabilność S definiuje jaki procent przypadków “wyemigrował” z danego przedziału (przypadki obecne na poziomie hadronowym, ale nie zarejestrowane na poziomie detektorowym).



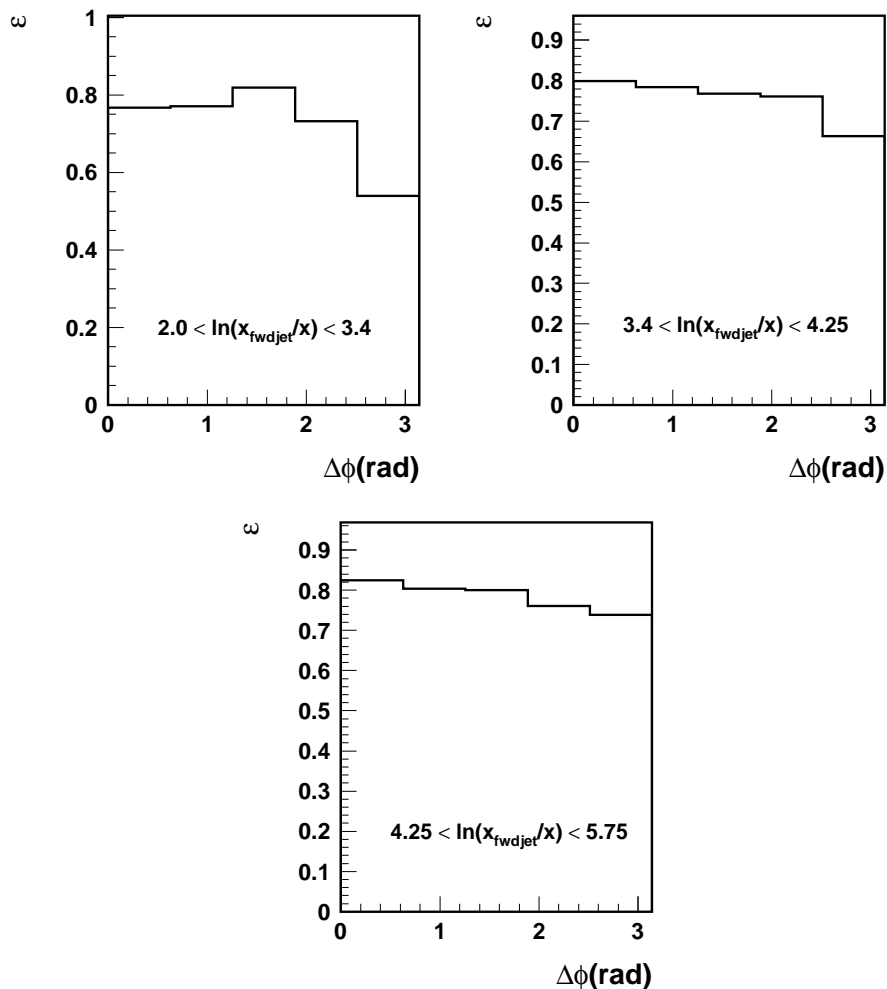
Rysunek 8.5: Wydajności trygera S61 dla przypadków DIS zawierających dzęty do przodu w funkcji zmiennych: x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} .



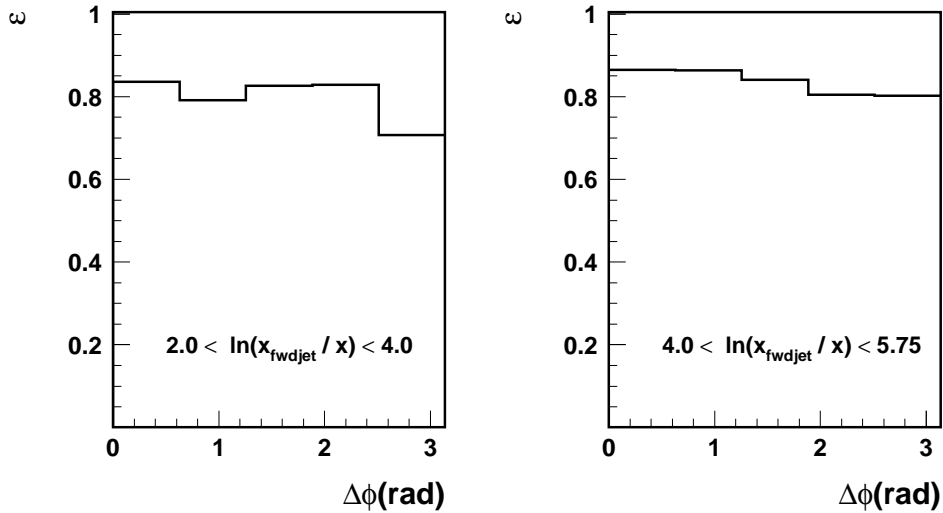
Rysunek 8.6: Wydajności śladowych oraz kalorymetrycznych elementów trygerowych dla przypadków DIS zawierających dzęty do przodu w funkcji zmiennych: x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} .



Rysunek 8.7: Wydajności trygera S61 dla przypadków DIS zawierających dzety do przodu w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ oraz $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$.



Rysunek 8.8: Wydajność trygera S61 dla przypadków z dżetem do przodu w zmiennej $\Delta\phi$ w trzech przedziałach zmiennej $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$: $2.0 < \ln(x_{\text{fwdjet}}/x) < 3.4$, $3.4 < \ln(x_{\text{fwdjet}}/x) < 4.25$, $4.25 < \ln(x_{\text{fwdjet}}/x) < 5.75$



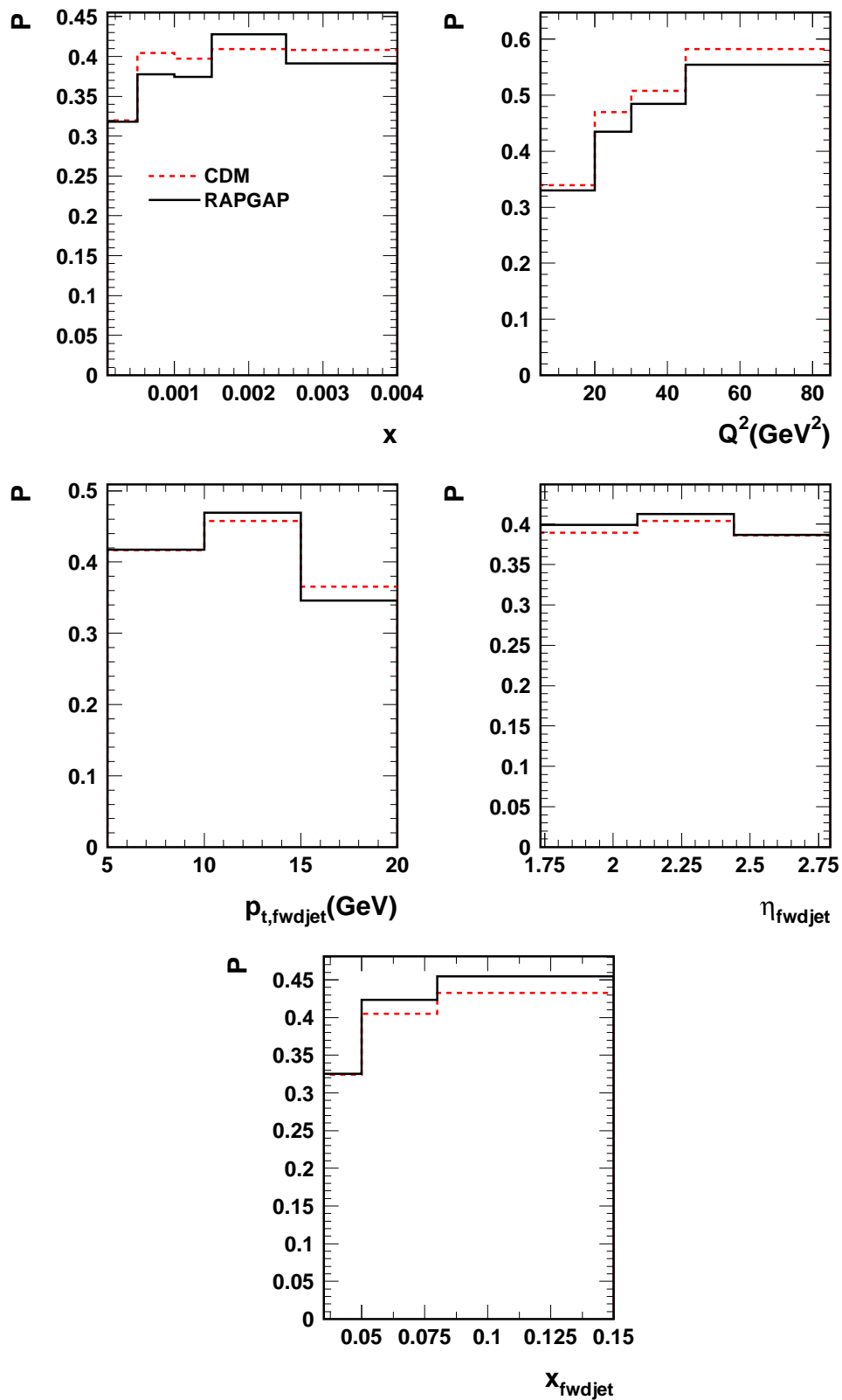
Rysunek 8.9: Wydajności trygera S61 dla przypadków zawierających dżet do przodu i dżet w obszarze centralnym detektora H1 w funkcji zmiennej $\Delta\phi$ w dwóch przedziałach $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$.

Na kolejnych rysunkach pokazane są czystości oraz stabilności dla zmiennych, dla których zmierzono przekroje czynne, obliczone przy użyciu modelu RAPGAP i CDM. Otrzymano czystości w zakresie 0.3 - 0.55 dla zmiennych x , Q^2 , $p_{t,\text{fwdjet}}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} , co przedstawiono na rysunku 8.10. Na rysunku 8.11 przedstawiono rozkłady stabilności próbek w wymienionych wyżej zmiennych, przyjmujące wartości od 0.35 do 0.65.

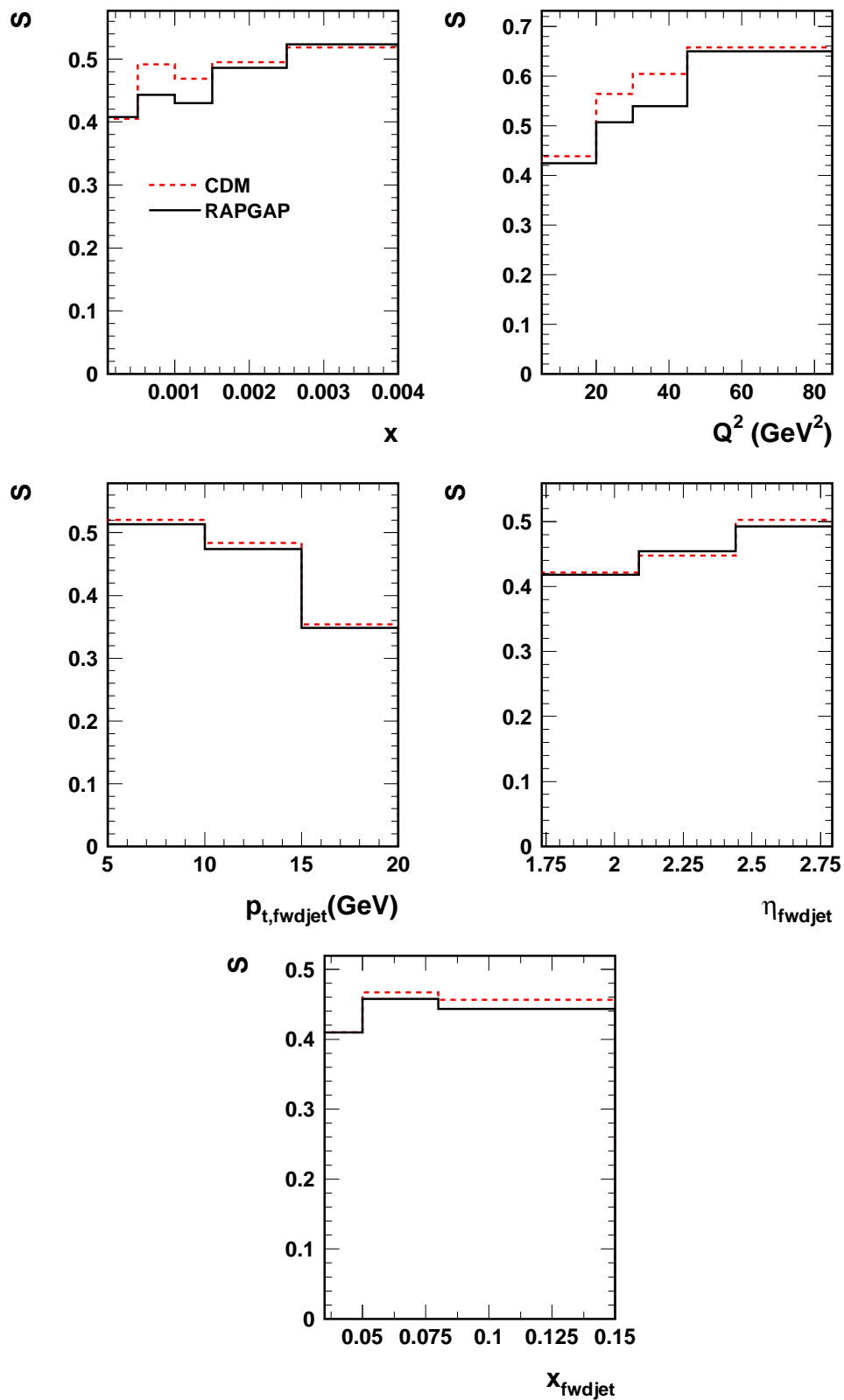
Na rysunkach 8.12 oraz 8.13 przedstawione zostały czystości oraz stabilności próbek danych w zmiennych, w których badane są korelacje azymutalne, a więc w zmiennych $\Delta\phi$ i $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$ oraz w zmiennej $\Delta\phi$ w różnych przedziałach $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$. Czystości przyjmują wartości od 0.35 do 0.5 dla zmiennych $\Delta\phi$ oraz $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$; dla rozkładu $\Delta\phi$ najniższe wartości ≈ 0.35 obserwujemy dla największych wartości $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$, odpowiadających najmniejszym wartościom x . Odpowiednie rozkłady stabilności przybierają wartości w zakresie 0.35 - 0.55. Rysunek 8.14 przedstawia czystość oraz stabilność podpróbki danych z dodatkowym dżetem w obszarze centralnym detektora, w zmiennej $\Delta\phi$ w dwóch przedziałach $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$. Dla tej podpróbki czystość wynosi od 0.35 do 0.47, natomiast stabilność jest w zakresie 0.4 - 0.55.

Niskie wartości czystości i stabilności dla większości zmiennych, w granicach 0.3 - 0.4, pokazują że efekty migracji przy pomiarze przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu są duże. Ze studiów MC wynika, że w tym pomiarze dominują migracje spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy, zdefiniowanej warunkami zebranymi w tabeli 7.2.

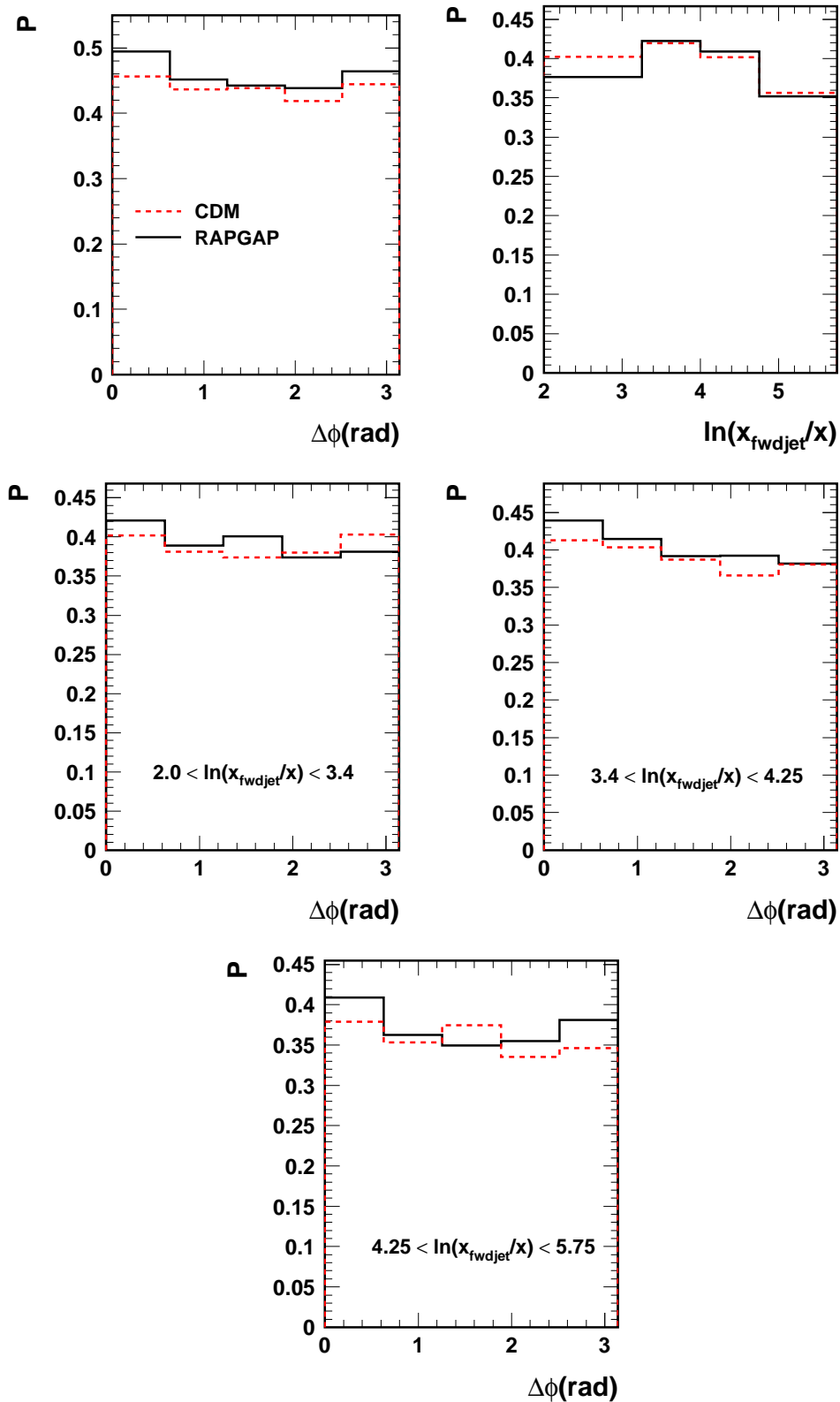
Jak już wspomniano w badaniach korelacji azymutalnych zastosowano zmodyfikowaną metodę odwikłania “przedział przez przedział”, uwzględniającą migracje spoza obszaru przestrzeni fazowej analizy. W tej metodzie czystość dla danego przedziału wybranej zmiennej jest zdefiniowana jako stosunek liczby przypadków zrekonstruowanych i wygenerowanych w danym przedziale do liczby przypadków zrekonstruowanych w tym przedziale i na poziomie hadronowym pochodzących z obszaru przestrzeni fazowej analizy. We wszystkich przedziałach zmiennych, w których badane są korelacje azymutalne “zmodyfikowana” czystość przyjmuje wartości na poziomie 80%.



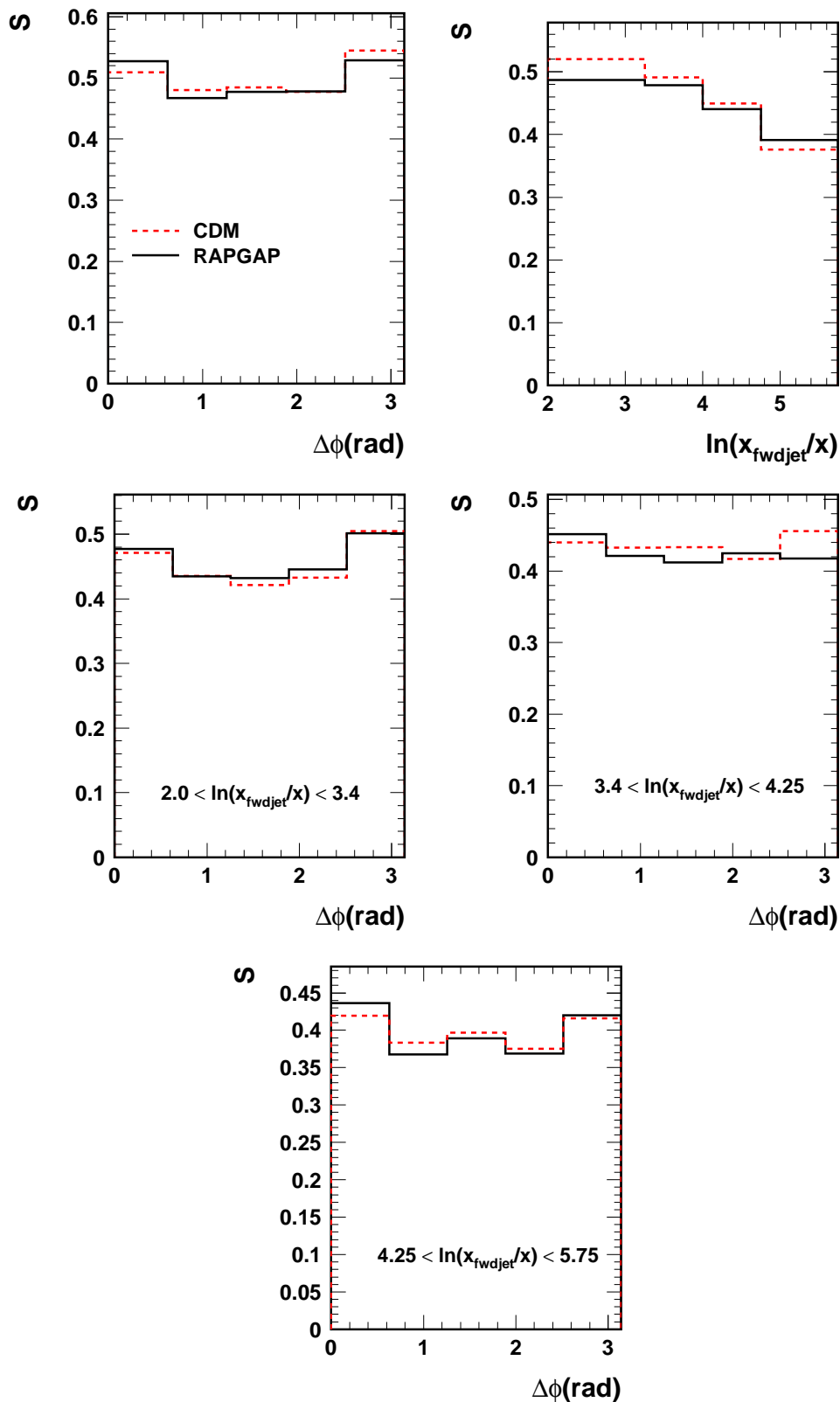
Rysunek 8.10: Czystości próbek w funkcji zmiennych: x , Q^2 , $p_{t,\text{fwdjet}}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} wyznaczone przy użyciu modeli RAPGAP i CDM.



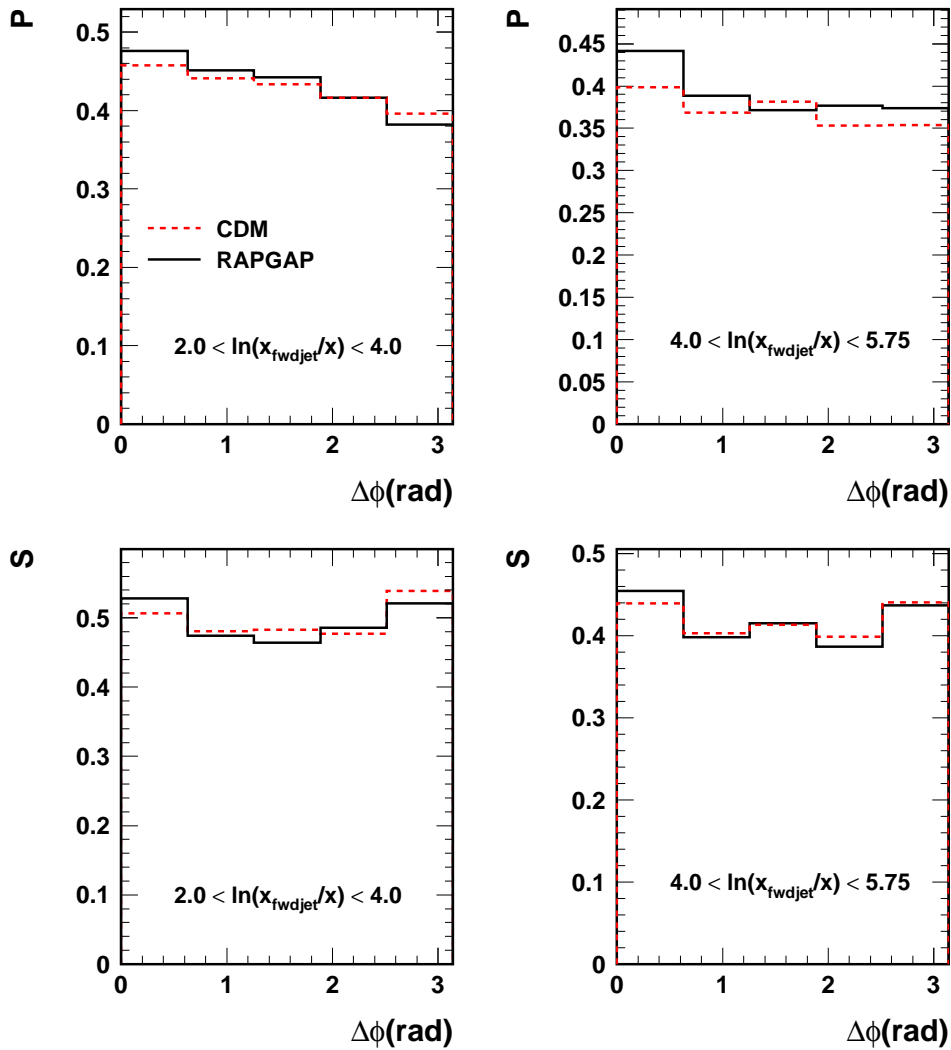
Rysunek 8.11: Stabilność próbek w funkcji zmiennych: x , Q^2 , $p_{t, fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} wyznaczone przy użyciu modeli RAPGAP i CDM.



Rysunek 8.12: Czystości próbek w funkcji zmiennych $\Delta\phi$ i $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$ oraz w zmiennej $\Delta\phi$ dla różnych wartości $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$, wyznaczone przy użyciu modeli RAPGAP i CDM.



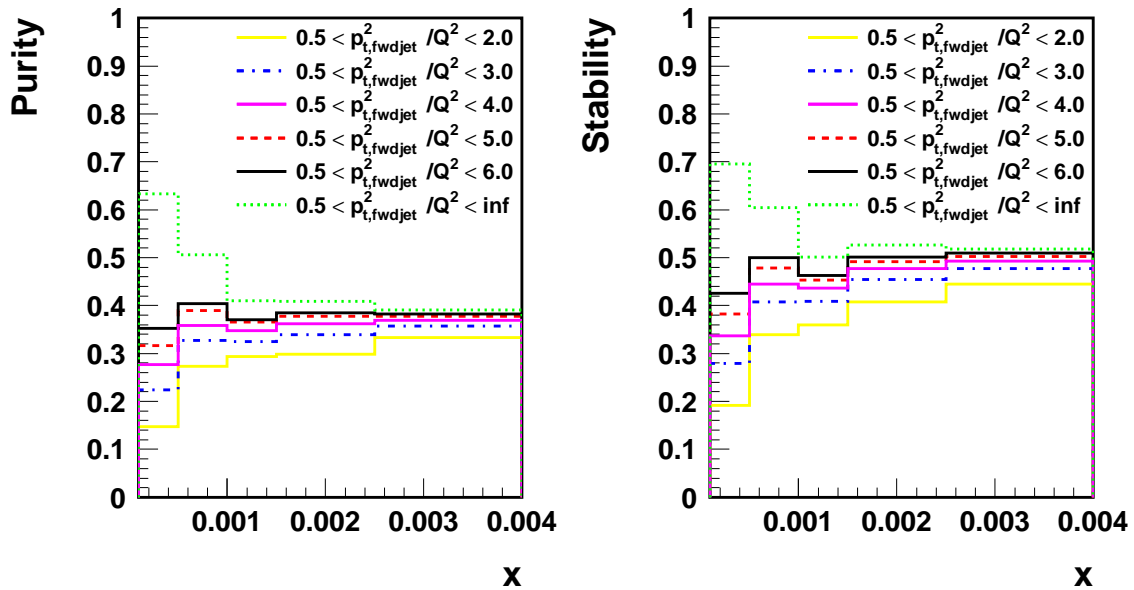
Rysunek 8.13: Stabilność próbek w funkcji zmiennych: $\Delta\phi$, $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$ oraz w zmiennej $\Delta\phi$ dla różnych wartości $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$, wyznaczone przy użyciu modeli RAPGAP i CDM.



Rysunek 8.14: Czystości oraz stabilności dla podpróbki danych z dżetem do przodu i dżetem w części centralnej detektora H1. Czystości i stabilności próbek są pokazane w funkcji zmiennej $\Delta\phi$, w dwóch różnych przedziałach $\ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$.

Zależność czystości oraz stabilności od cięcia $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$

Cięciem generującym znaczące migracje, szczególnie w obszarze małych wartości x i Q^2 , jest cięcie na $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$. Na rysunku 8.15 przedstawiona została czystość (wzór 8.6) oraz stabilność (wzór 8.7) w funkcji x -Bjorkena dla próbek z dżetem do przodu, policzona przy użyciu przypadków wygenerowanych za pomocą modelu CDM dla różnych wartości górnej granicy cięcia na $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$. Wyraźnie widoczna jest silna zależność zarówno czystości jak i stabilności od cięcia na $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$. Z fizycznego punktu widzenia, stosunek $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$ powinien być jak najbliżej jedności, aby stłumić efekty od standardowej ewolucji DGLAP. Dla cięcia $0.5 < p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2 < 2$, czystość jest niższa niż 30% w szerokim zakresie x . Tak mała wartość czystości oraz stabilności jest spowodowana ograniczoną zdolnością rozdzielczą pomiaru pędu poprzecznego dżetu do przodu. Im wyższa górna granica cięcia na $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$, tym mniejsza jest przestrzeń fazowa w $p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2$ i Q^2 wykraczająca poza obszar analizy, z której są możliwe migracje przypadków do badanego



Rysunek 8.15: Czystość i stabilność próbek policzona dla przypadków wygenerowanych za pomocą modelu CDM w funkcji zmiennej x dla różnych wartości cięcia $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$.

obszaru. Tym samym większa jest czystość i stabilność próbek. W przedstawionej analizie większość przekrojów czynnych została zmierzona przy warunku $0.5 < p_{t,fwdjet}^2/Q^2 < 5$. W badaniach korelacji azymutalnych, przeprowadzonych w kilku przedziałach $Y = \ln(x_{fwdjet}/x)$, podniesiono górną granicę cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ i żądano spełnienia warunku $0.5 < p_{t,fwdjet}^2/Q^2 < 6$ (por. tabela 7.2). Wybór górnej granicy cięcia na $p_{t,fwdjet}^2/Q^2$ był podyktowany koniecznością uzyskania akceptowalnych wartości P oraz S .

8.2 Niepewności systematyczne

W pomiarach przekrojów czynnych uwzględniono następujące źródła niepewności systematycznych:

- Niepewność hadronowej skali energetycznej kalorymetru LAr
- Niepewność elektromagnetycznej skali energetycznej kalorymetru SpaCal
- Dokładność pomiaru kąta rozproszonego elektronu
- Zależność od modelu przy wyznaczaniu czynników poprawkowych
- Wyznaczenie wydajności trygera
- Dokładność pomiaru świetlności

Niepewności systematyczne są wyznaczone niezależnie dla każdego punktu doświadczalnego i całkowita niepewność systematyczna pomiaru wyraża się jako pierwiastek z sumy kwadratów poszczególnych błędów. Niepewności systematyczne zostały oszacowane z danych doświadczalnych.

- Niepewność hadronowej skali energetycznej wynosi 4%. W celu oszacowania wpływu tej niepewności na zmierzone przekroje czynne zrekonstruowaną energię klastrów kalorymetrycznych zwiększa się oraz zmniejsza o tą wielkość. Wpływa to na parametry zrekonstruowanych dżetów, a tym samym liczbę dżetów spełniających warunki selekcji. Średnia niepewność systematyczna pomiaru przekrojów czynnych przedstawionych w tej pracy wynikająca z niepewności hadronowej skali energetycznej wynosi 10%.
- Niepewność elektromagnetycznej skali energetycznej kalorymetru wynosi 1%. Zmniejszenie oraz zwiększenie zrekonstruowanej energii rozproszonego elektronu o tą wielkość wpływa na rekonstrukcję zmiennych kinematycznych DIS, które są wyznaczane przy użyciu metody elektronowej. Niepewności systematyczne zmierzonych przekrojów czynnych wynikające z niepewności pomiaru energii rozproszonego elektronu są w zakresie (1-3) %.
- Kąt rozproszonego elektronu jest wyznaczany przy użyciu informacji z kalorymetru SpaCal oraz komory BDC z precyzją 1 mrad. Wynikające stąd niepewności systematyczne zmierzonych przekrojów czynnych nie przekraczają 1%.
- Niepewność systematyczna wynikająca z zależności od modelu przy wyznaczaniu czynników poprawkowych jest oszacowana jako połowa różnicy między poprawkami otrzymanymi z programów RAPGAP i DJANGO/ARIADNE. Niepewność ta przekłada się na niepewności zmierzonych przekrojów czynnych, które są w zakresie (1-7) %.
- Niepewność systematyczna wyznaczenia wydajności trygera oszacowana z różnicy wydajności otrzymanych przy użyciu dwóch różnych zestawów trygerów monitorujących prowadzi do niepewności (2-4)% w pomiarach przekrojów czynnych.
- Niepewność pomiaru świetlności wynosi 1.5 %.

Całkowita niepewność systematyczna pochodząca z powyższych źródeł jest na poziomie (11-12)% dla zmierzonych przekrojów czynnych. W tabelach **B-1**, **B-2** oraz **B-3** zebrano wartości zmierzonych przekrojów czynnych wraz z ich błędami statystycznymi i systematycznymi. Na rysunkach przedstawiających przekroje czynne niepewności pomiaru wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej zaznaczono niezależnie w postaci żółtego paska wokół punktów doświadczalnych (δ_{sys1} w tabelach **B-1** **B-3**). Te niepewności są silnie skorelowane dla pomiarów w różnych przedziałach badanej zmiennej. Pozostałe niepewności systematyczne (δ_{sys2}) dodano w kwadracie do niepewności statystycznych i zaznaczono dla każdego punktu doświadczalnego.

8.3 Przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu

Różniczkowe przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu zmierzono w obszarze kinematycznym $5 < Q^2 < 85 \text{ GeV}^2$, $0.1 < y < 0.7$, $0.0001 < x < 0.004$, $7^\circ < \theta_{\text{fwdjet}} < 20^\circ$, $x_{\text{fwdjet}} > 0.035$ i $p_{t,\text{fwdjet}} > 5 \text{ GeV}$ lub $p_{t,\text{fwdjet}} > 6 \text{ GeV}$. Dodatkowo przestrzeń fazowa jest ograniczona warunkiem $0.5 < p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2 < 5$ lub $0.5 < p_{t,\text{fwdjet}}^2/Q^2 < 6$. W rozdziale 8.3.1 są przedstawione inkluzywne przekroje czynne w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,\text{fwdjet}}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} . Następnie w rozdziale 8.3.2 omówiono wyniki badań korelacji azymutalnych pomiędzy dżetem najbardziej do przodu a rozproszonym elektronem, zmierzonych w układzie laboratoryjnym. Pokazane zostaną przekroje czynne w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem a dżetem do przodu, $d\sigma/d\Delta\phi$, dla różnych odległości Y w rapidity pomiędzy nimi, gdzie $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$. Różniczkowy przekrój czynny w funkcji Y jest także dyskutowany. Zmierzono również korelacje

azymutalne między dżetem do przodu i rozproszonym elektronem, dla próbki danych z dżetem do przodu oraz dżetem wyprodukowanym w obszarze centralnym. Wszystkie przekroje czynne w funkcji $\Delta\phi$ są także przedstawione w postaci znormalizowanych rozkładów kształtu, $1/\sigma d\sigma/d\Delta\phi$, z normalizacją do całkowitego przekroju czynnego w danym przedziale Y .

Zmierzone przekroje czynne są porównane z przewidywaniami trzech programów MC opartych na różnych modelach QCD. Przewidywania programów RAPGAP i DJANGO/ARIADNE obliczono przy użyciu rozkładu partonów w protonie dla parametryzacji HERAPDF1.0 [104]. Parametryzacja tych rozkładów PDF jest wynikiem dopasowania NLO DGLAP do inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów DIS, otrzymanych we wspólnej analizie eksperymentów H1 i ZEUS dla pełnej próbki danych z okresu HERA I. Przewidywania programu CASCADE otrzymano dla dwóch nieprzecałkowanych rozkładów gluonów: set A0 [105] i set 2 [106]. Rozkłady set A0 uzyskano uwzględniając w funkcji rozszczepień gluonów jedynie człony osobliwe, natomiast dla rozkładów set 2, uwzględniono zarówno człony osobliwe jak i nieosobliwe.

Na rysunkach przewidywania programu RAPGAP ze standardową ewolucją DGLAP są oznaczone jako RAPGAP, przewidywania programu CASCADE opartego na równaniu ewolucji CCFM opisano jako CASCADE, natomiast przewidywania programu DJANGO/ARIADNE oznaczono skrótem CDM.

8.3.1 Inkluzywne przekroje czynne w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} i x_{fwdjet}

Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} , w obszarze przestrzeni fazowej zdefiniowanej w kolumnie 1 i 2 tabeli 7.2, są przedstawione na rysunku 8.16.

Przewidywania programu RAPGAP ze standardową ewolucją typu DGLAP znajdują się poniżej zmierzonych przekrojów czynnych we wszystkich badanych zmiennych, szczególnie dla małych wartości x i Q^2 oraz w obszarze dużych η_{fwdjet} . Nieco lepszy opis dla większych wartości x można wytłumaczyć tym, że ze względu na coraz mniejszą różnicę pomiędzy x oraz x_{fwdjet} , przestrzeń fazowa dostępna dla emisji wyższych rzędów zmniejsza się. Zmierzone przekroje czynne są najlepiej opisane przez model CDM z kaskadą partonową nieuporządkowaną w pędach poprzecznych, jednakże i w tym przybliżeniu przewidywania znajdują się poniżej danych dla najmniejszych wartości x , Q^2 i $p_{t,fwdjet}$ oraz dużych wartości η_{fwdjet} . Przewidywania modelu MC CASCADE (set 2) są powyżej przewidywań programu RAPGAP dla najmniejszych wartości x , Q^2 oraz $p_{t,fwdjet}$, jednak także nie opisują pomiarów w tym obszarze. Dla większych wartości tych zmiennych uzyskuje się podobny opis danych jak w modelu CDM.

Na rysunku 8.17 inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu są porównane z przewidywaniami programu CASCADE z dwiema nieprzecałkowanymi funkcjami rozkładu gluonów: set A0 oraz set 2. Przewidywania CASCADE przy użyciu rozkładów set 2 znajdują się poniżej zmierzonych przekrojów czynnych dla małych wartości x i Q^2 oraz dużych wartości η_{fwdjet} . Opis danych poprawia się dla mniejszych wartości η_{fwdjet} oraz większych wartości x i Q^2 . Odmiennych przewidywań dostarcza CASCADE przy wyborze rozkładu A0; dane są lepiej opisane dla najmniejszych wartości x , natomiast są poniżej przewidywań dla większych wartości x .

Porównanie zmierzonych przekrojów czynnych z przewidywaniami opartymi na różnych modelach QCD, prowadzi zgodnie z oczekiwaniami do podobnych wniosków, jak te zawarte w rozdziale 4. Pomiar przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu faworyzuje te modele, w których mechanizm ewolucji QCD prowadzi do rozwoju kaskady partonowej nieuporządkowanej w pędzie

poprzecznym. Obszary przestrzeni fazowej najbardziej czułe na efekty wykraczające poza standardową ewolucję DGLAP, w zakresie najmniejszych wartości x i Q^2 oraz dużych wartości η_{fwdjet} , nie są jednak poprawnie opisane przez żaden z modeli.

Na rysunku **8.18** różniczkowy przekrój czynny w funkcji zmiennej x zmierzony w tej pracy dla danych z roku 2000 porównano z przekrojem czynnym $d\sigma/dx$ opublikowanym przez eksperyment H1 dla danych z roku 1997 [18]. Próbki danych z roku 1997 i 2000 były selekcjonowane przy użyciu dwóch różnych trygerów, programy analizy były niezależne. W obu analizach pęd poprzeczny dżetu do przodu jest powyżej 3.5 GeV, pozostałe warunki wyboru są takie same jak te zawarte w kolumnie 1 i 2 tabeli **7.2**. Do przekrojów czynnych zmierzonych w tej pracy dla energii wiązki protonowej równej 920 GeV zastosowano poprawkę, która przeskalowała je do energii 820 GeV odpowiadającej opublikowanym wynikom. Poprawki na energię zostały wyznaczone przy użyciu generatora DJANGO/ARIADNE dla każdego przedziału zmiennej x , są prawie niezależne od wartości tej zmiennej i ich średnia wartość wynosi 1.3. Uzyskano bardzo dobrą zgodność przekrojów czynnych opublikowanych w pracy [18] i zmierzonych w ramach tej analizy, co stanowi zadowalający test jej poprawności.

8.3.2 Korelacje azymutalne

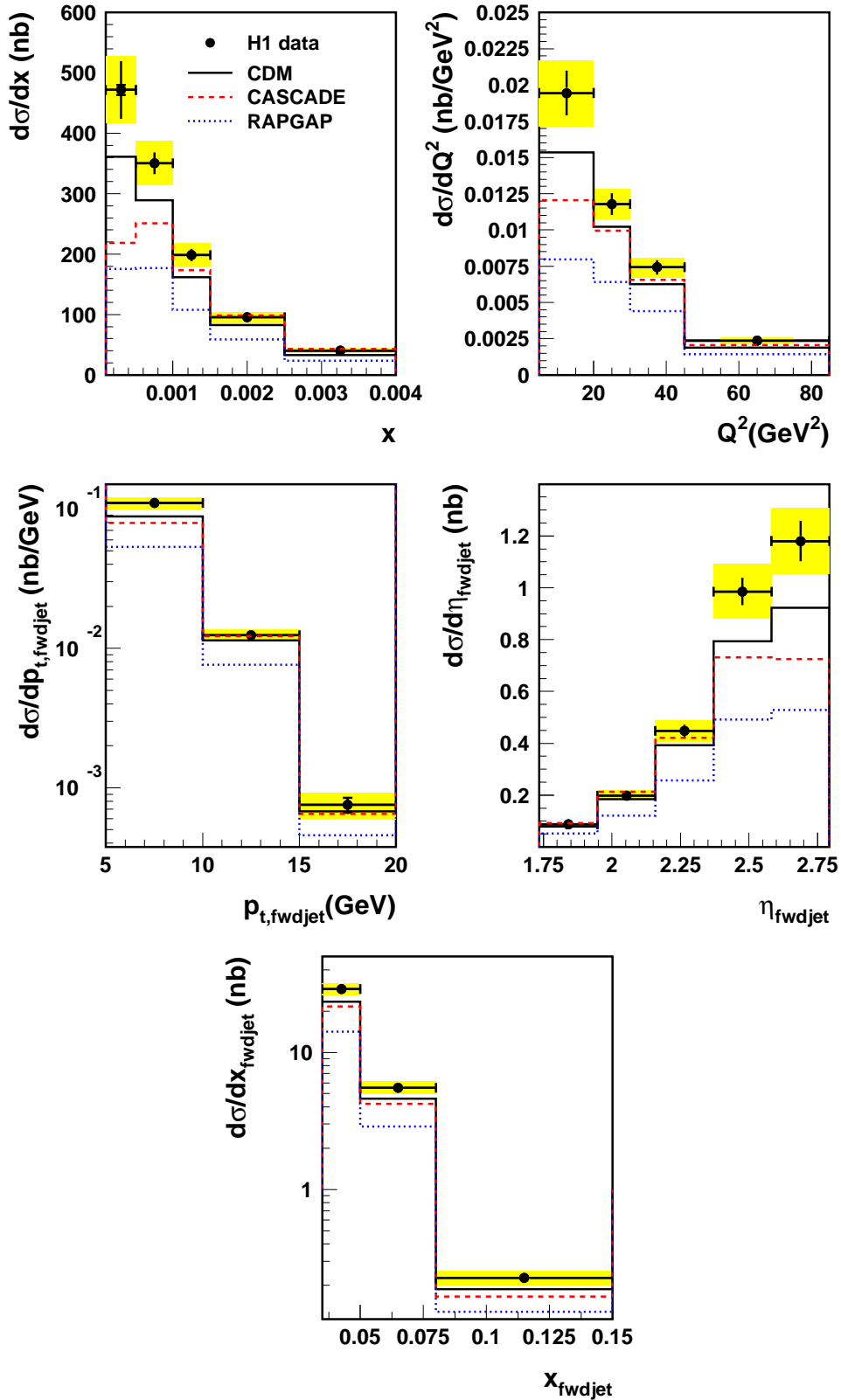
Przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu $d\sigma/d\Delta\phi$

Na rysunku **8.19** przedstawiono różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ pomiędzy rozproszonym elektronem oraz dżetem najbardziej do przodu, w trzech przedziałach odległości w rapidity Y między nimi. Przestrzeń fazowa analizy jest zdefiniowana w kolumnie 1 i 4 tabeli **7.2**. Odległość w rapidity Y między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu wyraża się wzorem $Y = \ln(x_{fwdjet}/x)$ i w analizowanym obszarze przestrzeni fazowej jest silnie skorelowana z x . Pierwszy przedział Y , $2.0 < Y < 3.4$, odpowiada największym wartościom zmiennej x -Bjorkena, w tym obszarze średnia wartość $\langle x \rangle = 0.0024$. Kolejne przedziały Y , $3.4 < Y < 4.25$ i $4.25 < Y < 5.75$, są skorelowane z mniejszymi wartościami x , średnie wartości x w tych przedziałach wynoszą odpowiednio $\langle x \rangle = 0.0012$ i $\langle x \rangle = 0.00048$. Na przedstawionych rozkładach wyraźnie widać, że dla większych wartości Y , czyli w obszarze mniejszych x , dżet do przodu jest mniej skorelowany z rozproszonym elektronem. Przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ w trzecim przedziale Y robi się płaski.

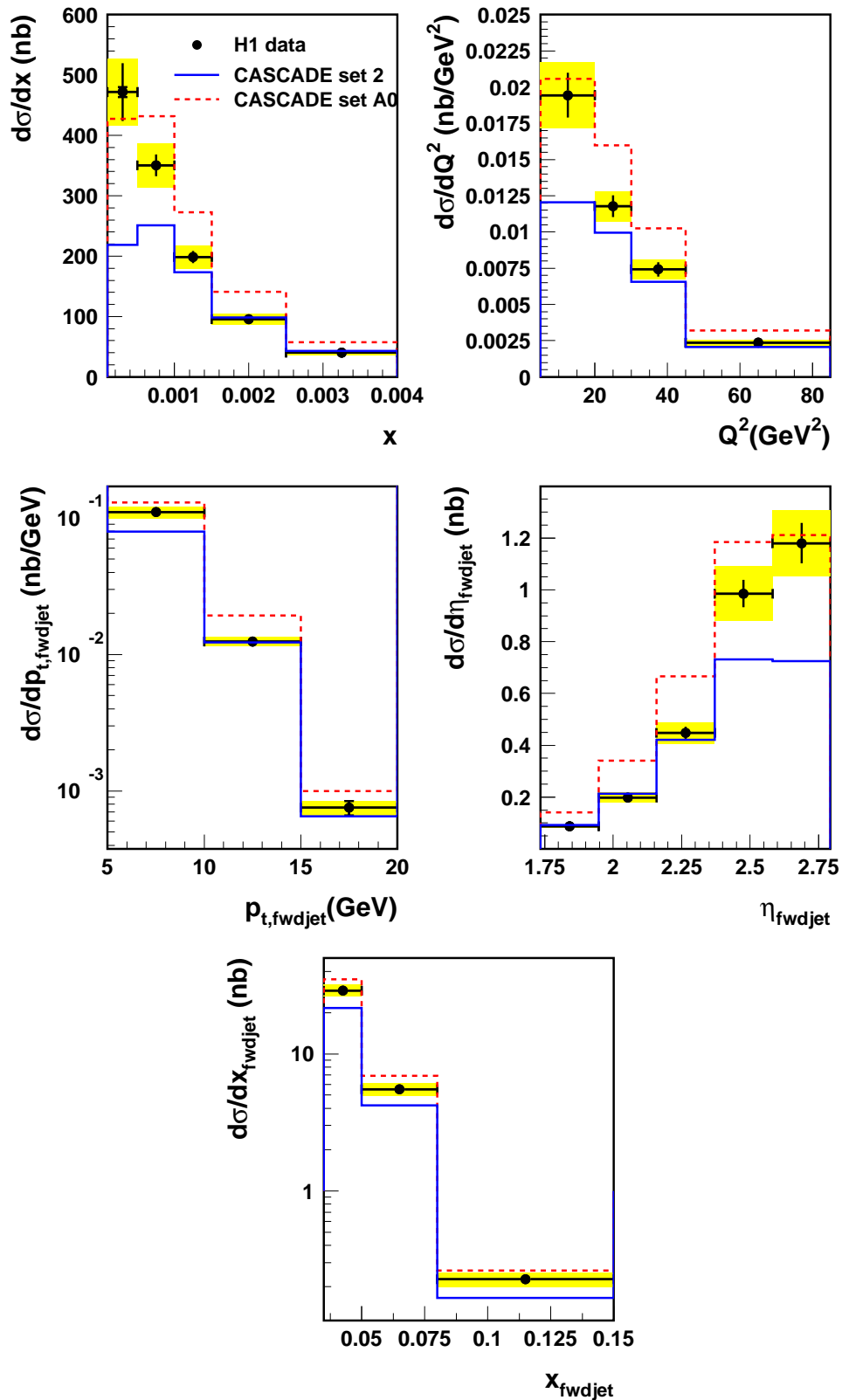
Zmierzone przekroje czynne są porównane z przewidywaniami różnych programów MC. W całym zakresie Y najlepszego opisu danych dostarcza model CDM z nieuporządkowaną w pędach poprzecznych kaskadą partonową. Przewidywania programu CASCADE opartego na równaniu ewolucji CCFM, przy zastosowaniu nieprzećkałkowanego rozkładu gluonów A_0 , znajdują się powyżej danych dla dużych wartości $\Delta\phi$, w dwóch niższych przedziałach Y . Dla największych wartości zmiennej Y , obliczenia CASCADE dostarczają równie dobrego opisu danych jak model CDM. Przewidywania programu RAPGAP ze standardową ewolucją DGLAP znajdują się systematycznie poniżej zmierzonych przekrojów czynnych, zwłaszcza dla największych wartości zmiennej Y .

W dolnej części rysunku **8.19** zmierzone znormalizowane przekroje czynne, $1/\sigma d\sigma/d\Delta\phi$, są porównane z przewidywaniami różnych programów MC poprzez wyznaczenie stosunku R , zdefiniowanego wzorem:

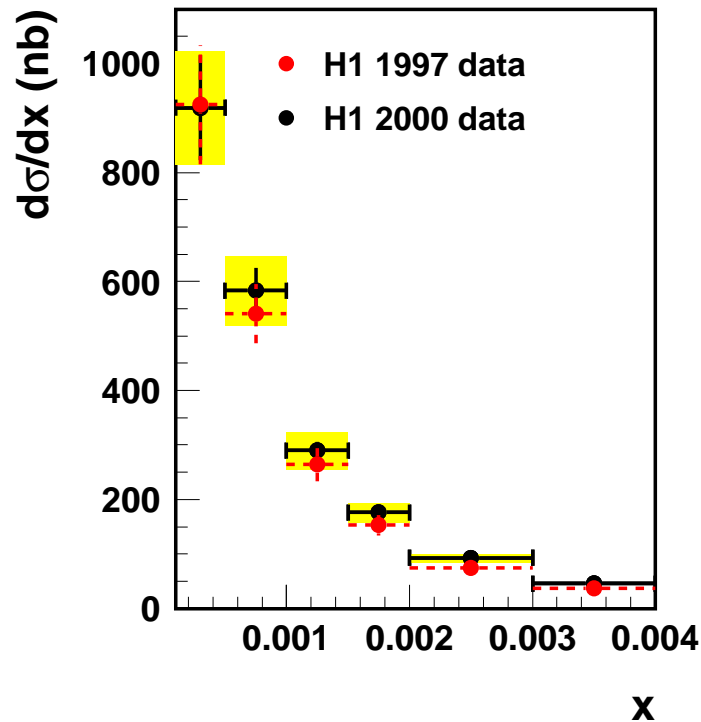
$$R = \frac{1}{\sigma^{MC}} \frac{d\sigma^{MC}}{d\Delta\phi} / \frac{1}{\sigma^{data}} \frac{d\sigma^{data}}{d\Delta\phi} \quad (8.8)$$



Rysunek 8.16: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} . Dla błędów pomiarowych zaznaczono niepewności statystyczne, które mieszczą się w punktach doświadczalnych oraz wkład od dodanych w kwadracie niepewności systematycznych, bez uwzględnienia przyczynku od niepewności hadronowej skali energetycznej. Niepewności pomiarów wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej zaznaczono w postaci żółtego paska wokół punktów doświadczalnych. Dane są porównane z przewidywaniami trzech modeli QCD.



Rysunek 8.17: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} . Dane są porównane z przewidywaniami programu CASCADE opartego na ewolucji CCFM, przy wyborze dwóch nieprzecałkowanych gęstości gluonów: A0 i set 2. Pozostałe szczegóły znajdują się w opisie rysunku 8.16.



Rysunek 8.18: Porównanie przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu w funkcji x -Bjorkena zmierzony w tej analizie (H1 2000 data) i wcześniejszych pomiarów (H1 1997 data) opublikowanych przez eksperyment H1 [18].

Ten sposób prezentacji pozwala na porównanie kształtów rozkładów w $\Delta\phi$ przewidzianych przez różne modele QCD oraz porównanie danych z tymi modelami.

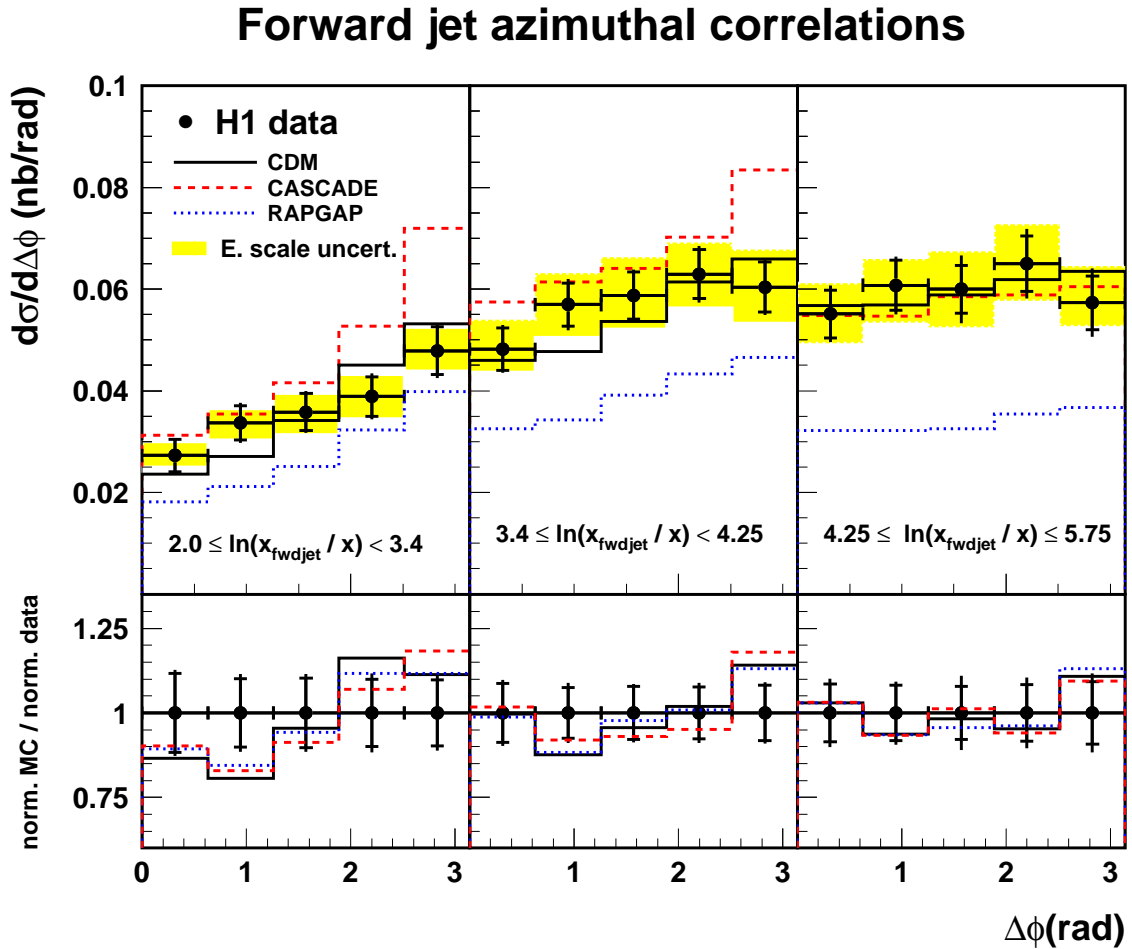
W analizowanym obszarze przestrzeni fazowej kształt rozkładów w $\Delta\phi$ jest dobrze opisany przez wszystkie trzy programy MC i dlatego ta obserwacja nie pozwala na poszukiwanie sygnatur ewolucji innej niż DGLAP. Należy podkreślić, że kształt rozkładów w $\Delta\phi$ nie zależy od wyboru funkcji rozkładu partonów. Sprawdzono to dla próbek danych generowanych przez RAPGAP i CDM przy użyciu parametryzacji CTEQ6L, CTEQ6M i HERAPDF1.0 dla funkcji rozkładu partonów. Konkluzja, że dekorelacja między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu nie zależy od typu ewolucji początkowej kaskady partonowej jest wynikiem nowym i zaskakującym. Brak takiej zależności możnaby wytłumaczyć w prosty sposób, gdyby w analizowanym obszarze przestrzeni fazowej liczba emitowanych twardych gluonów z początkowej kaskady partonowej była ograniczona i źródłem dżetów do przodu były głównie partony pochodzące z elementów macierzowych QCD pierwszego rzędu.

W tej pracy przy użyciu modelu RAPGAP, zbadano jaka jest korelacja pomiędzy partonami i dżetami zrekonstruowanymi z obserwowanych hadronów. Stwierdzono, że wraz ze wzrostem odległości w rapidity Y , udział dżetów do przodu pochodzących z twardych emisji kaskady partonowej jest coraz większy; w dwóch wyższych przedziałach Y jest on na poziomie (70-80)%. Ponadto zauważono, że kształt rozkładów w $\Delta\phi$ dla poszczególnych przedziałów Y niewiele się zmienia, jeżeli początkowa kaskada partonowa zostanie wyłączona, co pokazano na rysunku 8.20. Z przeprowadzonych badań można wywnioskować, że dekorelacja pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu wynika głównie z kinematyki procesu i przestrzeni fazowej dostępnej dla pro-

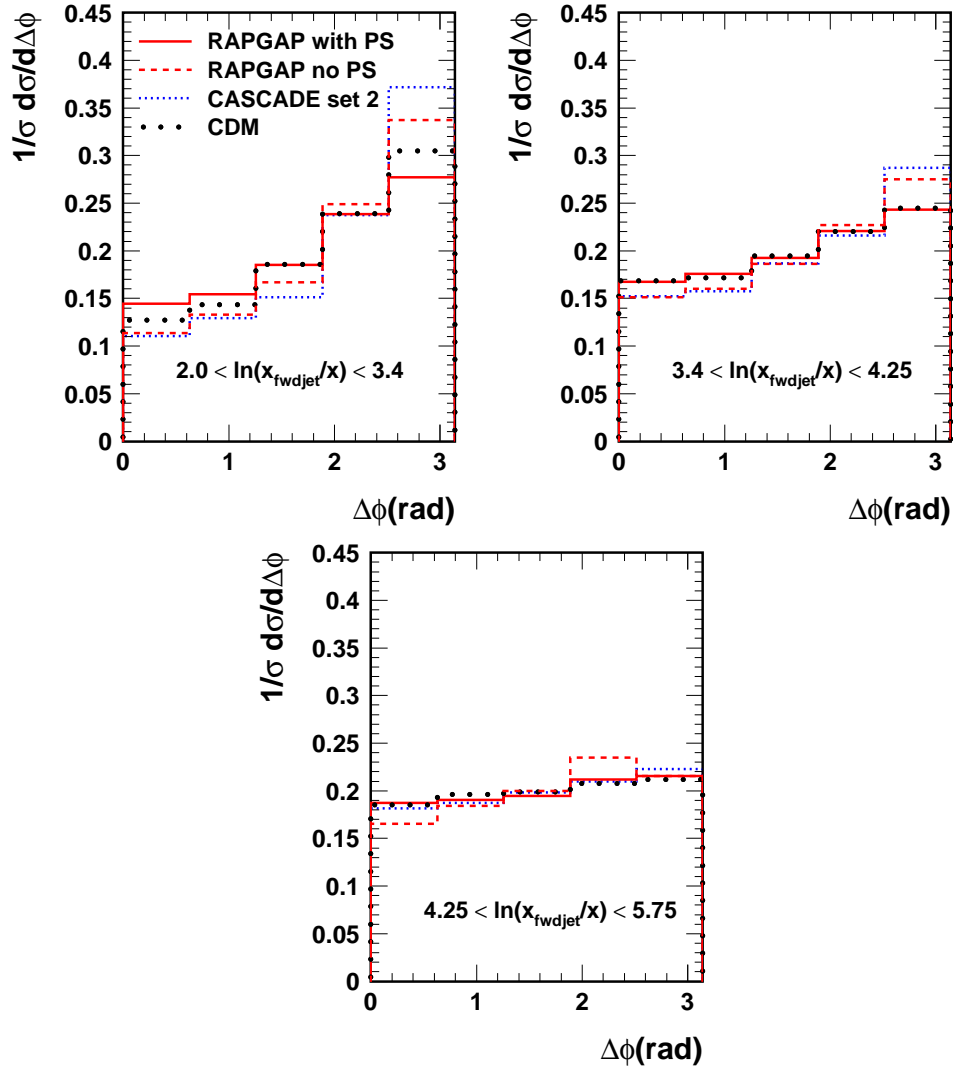
dukcji dżetu do przodu, ściśle powiązanych z odległością w rapidity Y . Sama wielkość przekroju czynnego $d\sigma/d\Delta\phi$ obliczona w modelu RAPGAP znacząco rośnie, jeżeli początkowa kaskada partonowa zostanie włączona. Wzrost ten nie jest jednak wystarczający i przewidywania modelu RAPGAP, opartego na ewolucji DGLAP, pokazują rosnący deficyt produkcji dżetów do przodu wraz z rosnącym Y , w porównaniu z danymi i dwoma pozostałymi modelami.

Na rysunku **8.21** te same różniczkowe przekroje czynne zostały porównane z przewidywaniami programu CASCADE z dwiema nieprzełączanymi funkcjami rozkładu gluonów, set A0 oraz set 2. Program CASCADE z użyciem tych dwóch rozkładów gluonów daje całkiem różne przewidywania dla zmierzonych przekrojów czynnych we wszystkich przedziałach Y . Przewidywania CASCADE z rozkładem gluonów A0 poprawnie opisują zmierzone przekroje czynne, oprócz obszaru dużych wartości $\Delta\phi$ w dwóch niższych przedziałach Y . Przewidywania CASCADE z rozkładem set 2 nie są zgodne z danymi, szczególnie dla większych wartości Y , gdzie oszacowany przekrój czynny jest zbyt mały. Kształt rozkładów w $\Delta\phi$ jest poprawnie opisany przez obliczenia z rozkładem A0 i dla małych Y wykazuje pewną czułość na wybór nieprzełączanej funkcji rozkładu gluonów. Podsumowując, uzyskane wyniki sugerują, że dane z HERA dotyczące korelacji azymutalnych dżetów do przodu mogą pomóc w wyznaczeniu nieprzełączanych gęstości gluonów w ramach formalizmu CCFM.

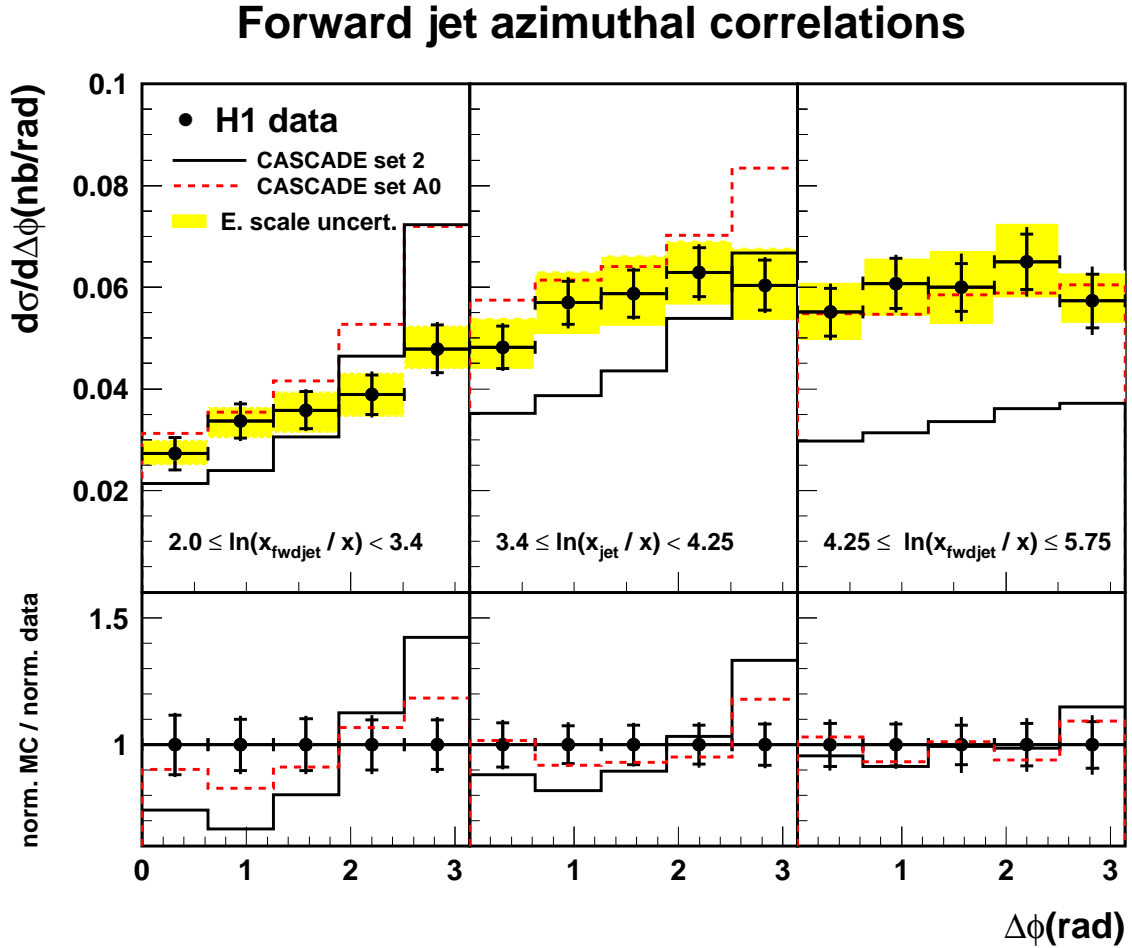
Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/dY$ w funkcji odległości w rapidity Y jest pokazany na rysunku **8.22**. Model CDM daje bardzo dobry opis danych w całym zakresie Y . Przewidywania programu RAPGAP znajdują się poniżej zmierzonego przekroju czynnego w całym analizowanym obszarze, ale zbliżają się do danych dla małych Y . Przewidywania programu CASCADE z funkcją rozkładu A0 znajdują się powyżej zmierzonego przekroju czynnego za wyjątkiem obszaru dużych Y . Podsumowując, dla większych odległości w rapidity Y , co odpowiada mniejszym wartościom x , przewidywania modeli z kaskadami partonowymi nieuporządkowanymi w pędach poprzecznych (CDM oraz CASCADE) dobrze opisują dane.



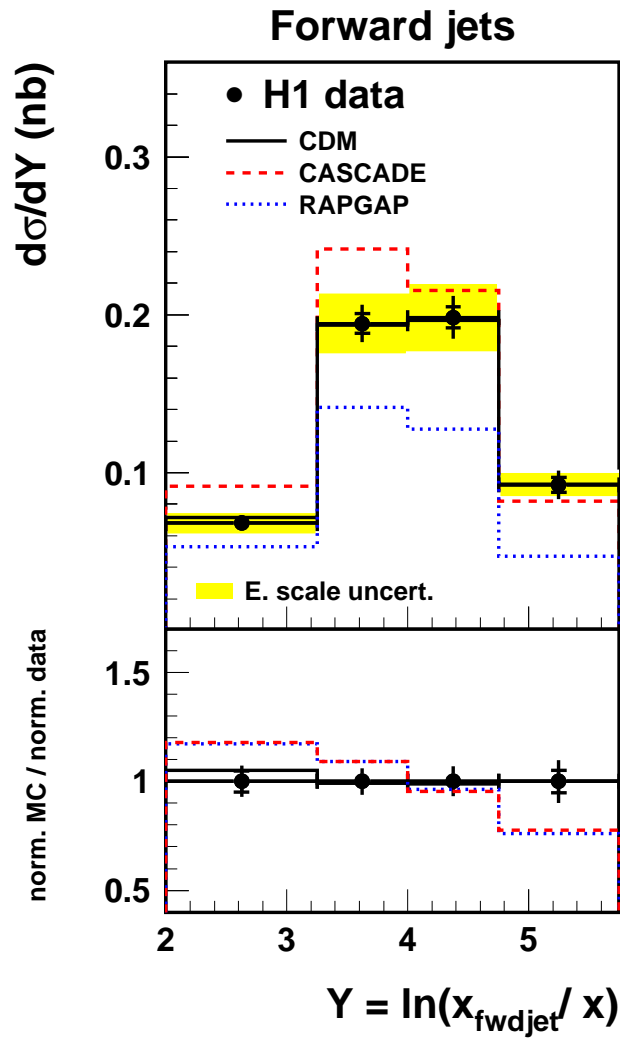
Rysunek 8.19: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu w trzech przedziałach odległości w rapidity $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$. Dla błędów pomiarowych zaznaczono niepewności statystyczne oraz wkład od dodanych w kwadracie niepewności systematycznych, bez uwzględnienia przyczynku od niepewności hadronowej skali energetycznej. Niepewności pomiarów wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej zaznaczono w postaci żółtego paska wokół punktów doświadczalnych. W dolnej części rysunku pokazano stosunek znormalizowanych przekrojów czynnych otrzymanych dla przewidywań MC i danych. Dane są porównane z przewidywaniami trzech modeli QCD. Normalizacja rozkładów z danymi odpowiada $R=1$.



Rysunek 8.20: Znormalizowany przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu w trzech przedziałach odległości w rapidity $Y = \ln(x_{fwdjet}/x)$, otrzymany dla różnych modeli QCD. Dla programu RAPGAP pokazano obliczenia zarówno z włączoną (RAPGAP with PS) jak i wyłączoną (RAPGAP no PS) początkową kaskadą partonową.



Rysunek 8.21: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu w trzech przedziałach odległości w rapidity $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$. Dane są porównane z przewidywaniami programu CASCADE opartego na ewolucji CCFM, przy wyborze dwóch nieprzećalkowanych gęstości gluonów: A0 i set 2. Pozostałe szczegóły znajdują się w opisie rysunku 8.19.



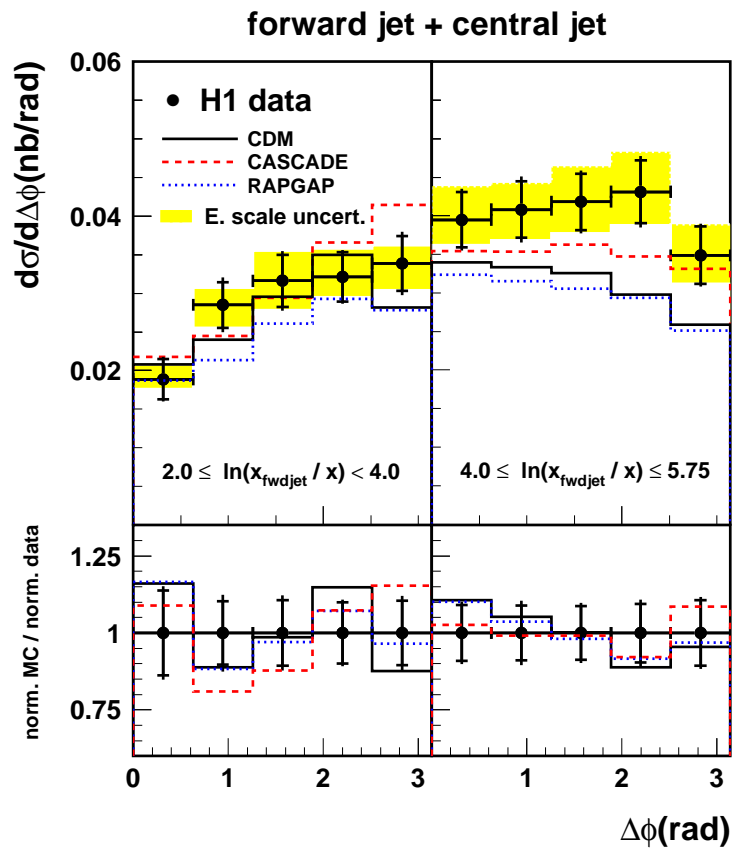
Rysunek 8.22: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji odległości w rapidity $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. Dane są porównane z przewidywaniami trzech modeli QCD. Pozostałe szczegóły znajdują się w opisie rysunku 8.19.

Dżet do przodu i dżet w obszarze centralnym

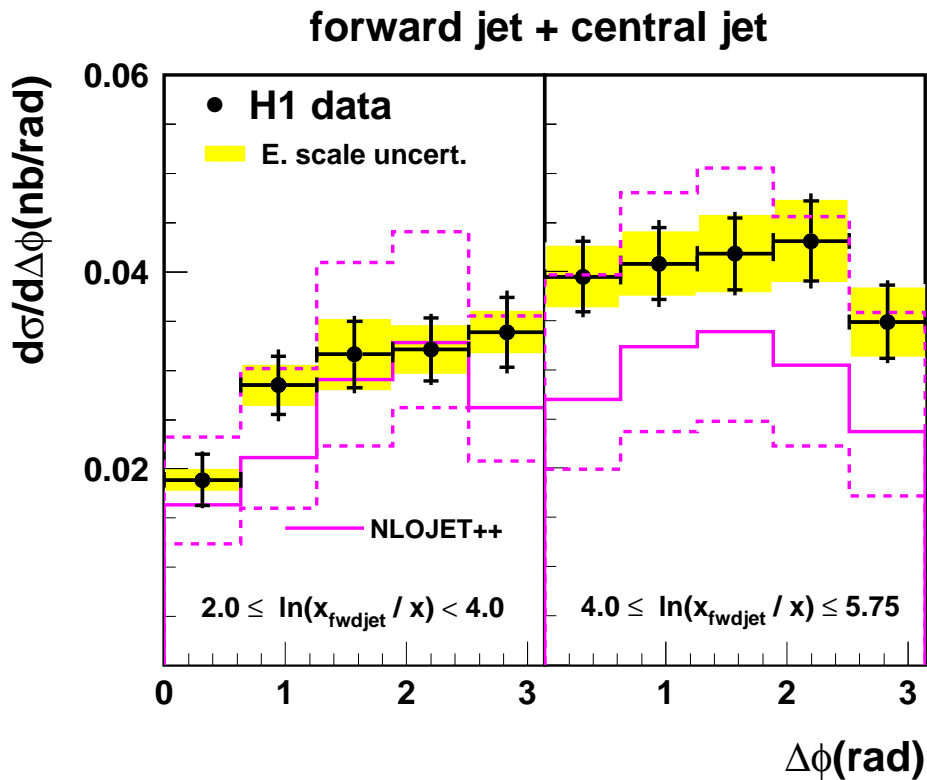
Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ na produkcję dżetu do przodu i dżetu w obszarze centralnym detektora H1 jest przedstawiony na rysunku **8.23**. Przekrój czynny został zmierzony w dwóch przedziałach odległości w rapidity Y : $2.0 < Y < 4.0$ i $4.0 < Y < 5.75$. Dla mniejszych Y model CDM poprawnie opisuje zmierzone przekroje czynne. W obszarze większych Y przewidywania wszystkich modeli są poniżej danych: oszacowanie CASCADE z rozkładem gluonów A0 są najbliższe danych, obliczenia RAPGAP i CDM są poniżej zmierzonych przekrojów czynnych, ale mieszczą się w granicach dwóch standardowych odchyień. Rozkłady kształtów w $\Delta\phi$, podobnie jak w przypadku próbki danych tylko z selekcją dżetu do przodu, nie są czułe na różne mechanizmy ewolucji QCD.

Na rysunku **8.24** porównano zmierzone przekroje czynne z obliczeniami perturbacyjnej QCD w rzędzie następnym do wiodącego dla produkcji dwóch dżetów, $O(\alpha_s^2)$, przy użyciu programu NLOJET++. Obliczenia wykonano korzystając z rozkładu partonów w protonie CTEQ6.6 [107], przy wyborze skali renormalizacji i faktoryzacji $\mu_r = \mu_f = \sqrt{(p_{T,av}^2 + Q^2)}/2$, gdzie $p_{T,av}$ jest średnim pędem poprzecznym dżetu do przodu i dżetu w obszarze centralnym w danym przypadku. Obliczone partonowe przekroje czynne są przemnożone przez poprawki hadronowe w celu porównania z pomiarami. Poprawki hadronowe oszacowano metodą "przedział-przez-przedział" przy użyciu modelu RAPGAP, wyznaczając stosunek przekroju czynnego dla dżetów zrekonstruowanych ze stabilnych hadronów do przekroju czynnego na poziomie partonowym. Dla badanej topologii dżetu do przodu i dżetu w obszarze centralnym, poprawki hadronowe są w zakresie 0.90-0.97 dla mniejszych wartości Y oraz w zakresie 1.03-1.08 dla większych Y . Niepewności przewidywań programu NLOJET++, ze względu na brakujące poprawki wyższych rzędów, są oszacowane w konwencjonalny sposób poprzez równoczesną zmianę skali renormalizacji i faktoryzacji o czynnik 2 lub 1/2.

Na rysunku **8.24** duże niepewności teoretyczne sięgające do 40%, związane ze zmianą skali μ_r i μ_f , są zaznaczone liniami przerywanymi wokół nominalnego przewidywania NLO DGLAP. Główny przyczynik do niepewności teoretycznej pochodzi od skali renormalizacji. Dla mniejszych Y zmierzone przekroje czynne są bliskie oszacowaniom NLO. Dla większych Y dane są powyżej przewidywań NLO, ale w zakresie dużych niepewności teoretycznych. Duże niepewności teoretyczne związane ze zmianą skali wskazują, że w badanym obszarze przestrzeni fazowej należałoby uwzględnić poprawki jeszcze wyższych rzędów. Potwierdzają to również duże czynniki σ_{NLO}/σ_{LO} , które osiągają wartość bliską 4 dla mniejszych Y i są w zakresie 7-9 dla większych Y .



Rysunek 8.23: Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu w dwóch przedziałach odległości w rapidity $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$ dla podpróbki danych z dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym. Dane są porównane z przewidywaniami trzech modeli QCD. Pozostałe szczegóły znajdują się w opisie rysunku 8.19.



Rysunek 8.24: Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu w dwóch przedziałach odległości w rapidity $Y = \ln(x_{\text{fwdjet}}/x)$, dla podpróbki danych z dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym. Dane są porównane z przewidywaniami NLO DGLAP otrzymanymi przy użyciu programu NLOJET++. Linia przerywaną zaznaczono niepewności obliczeń teoretycznych oszacowane metodą opisaną w rozdziale 8.3.2.

ROZDZIAŁ 9

PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono pomiary przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton z dżetem o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowanym w kierunku do przodu tzn. pod małym kątem względem kierunku protonu. Analizę wykonano w obszarze małych wartości Q^2 dla próbki danych o scałkowanej świetlności $\mathcal{L}_{int} \approx 37\text{pb}^{-1}$, zebranej przez eksperyment H1 na zderzaczu HERA. Zmierzono inkluzywne przekroje czynne w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} . Po raz pierwszy w sposób systematyczny zbadano korelacje azymutalne pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem produkowanym najbardziej do przodu. Dane zostały porównane z przewidywaniami kilku modeli QCD, opartych na różnych mechanizmach ewolucji kaskady partonowej.

Inkluzywne przekroje czynne w funkcji zmiennych x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} oraz x_{fwdjet} są najlepiej opisane przez model kolorowych dipoli CDM z kaskadą partonową nieuporządkowaną w pędach poprzecznych. Jednak dla najmniejszych wartości x -Bjorkena, Q^2 , $p_{t,fwdjet}$ oraz x_{fwdjet} a także dla największych wartości η_{fwdjet} , przewidywania tego modelu znajdują się poniżej danych. Przewidywania programu RAPGAP ze standardową ewolucją typu DGLAP znacząco niedoszacowują zmierzone przekroje czynne. Program CASCADE oparty na ewolucji CCFM dostarcza bardzo różnych przewidywań w zależności od wyboru parametryzacji dla nieprzełączanych rozkładów gluonów i badanego obszaru przestrzeni fazowej. Przedstawione wyniki potwierdzają konkluzje wcześniejszych pomiarów dżetów do przodu.

Zmierzono również różniczkowe przekroje czynne oraz rozkłady kształtu w funkcji różnicy w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ oraz w funkcji odległości w rapidity Y , między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. Badanie korelacji azymutalnych przeprowadzono w różnych obszarach odległości w rapidity pomiędzy rozproszonym elektronem i dżetem do przodu, zarówno dla próbki danych z dżetem do przodu, jak i dla podpróbki z dodatkowym dżetem produkowanym w obszarze centralnym detektora.

Pomiary przekrojów czynnych pokazują, że dla dużych odległości w rapidity, które odpowiadają małym wartościom x -Bjorkena, emisje partonów nieuporządkowane w pędach poprzecznych stają się ważne. Modele QCD, które generują nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę partonową, takie jak CDM oraz CASCADE lepiej opisują zmierzone przekroje czynne niż program RAPGAP oparty na ewolucji DGLAP. Z przedstawionych obserwacji wynika, że w analizowanym obszarze przestrzeni fazowej przekroje czynne $d\sigma/d\Delta\phi$ oraz $d\sigma/dY$ są czułe na efekty fizyki “małych x ” i pozwalają rozróżnić pomiędzy różnymi schematami ewolucji QCD. Przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ dla próbki danych z dżetem do przodu oraz dżetem w obszarze centralnym porównano z

obliczeniami NLO DGLAP. Dla małych wartości Y zmierzone przekroje czynne są bliskie przewidywaniom NLO, natomiast dla większych wartości Y dane znajdują się powyżej obliczeń NLO, ale w zakresie dużych niepewności teoretycznych. Duże niepewności związane ze zmianą skali renormalizacji wskazują na konieczność uwzględnienia poprawek wyższych rzędów w obliczeniach pQCD.

Z porównania znormalizowanych przekrojów czynnych $1/\sigma d\sigma/d\Delta\phi$ z modelami QCD wynika, że wbrew oczekiwaniom kształt rozkładów w $\Delta\phi$ nie jest czuły na mechanizm ewolucji kaskady partonowej. Dane są poprawnie opisane zarówno przez modele generujące nieuporządkowaną jak i uporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD. Jest to nowy i ciekawy wynik doświadczalny. Z przeprowadzonych studiów MC wynika, że dekorelacja w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu wynika głównie z kinematyki procesu, ściśle powiązanej z odległością w rapidity między nimi.

DODATEK A

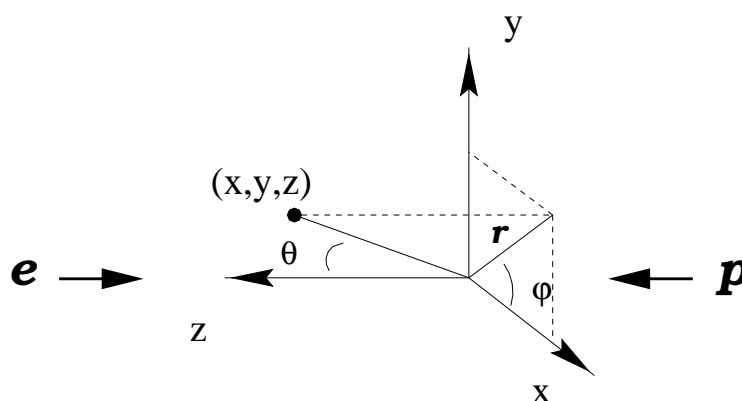
UKŁADY ODNIESIENIA

Przypadki zderzeń ep można badać w różnych układach odniesienia. Poniżej przedstawione zostaną układ laboratoryjny, hadronowy układ środka masy oraz układ Breita. Czteropęd bozonu pośredniczącego jest oznaczony $q = (E_\gamma, \vec{q})$ a czteropęd początkowego protonu jest oznaczony $P = (E_p, \vec{P})$.

Układ laboratoryjny

Laboratoryjny układ odniesienia (rysunek A-1) na zderzaczu HERA jest prawoskrętnym układem kartezjańskim spoczywającego detektora. Oś z jest wyznaczona przez przeciwbieżnie poruszające się wiązki elektronów i protonów. Dodatni kierunek osi z odpowiada kierunkowi poruszania się początkowego protonu i jest zdefiniowany jako “kierunek do przodu”. Początek układu współrzędnych znajduje się w nominalnym punkcie oddziaływania. Oś x jest skierowana ku środkowi pierścienia HERA, natomiast oś y ku górze. Kąt biegunowy θ jest zdefiniowany względem dodatniego kierunku osi. Kąt azymutalny ϕ znajduje się w płaszczyźnie (x,y) , prostopadłej do kierunku ruchu wiązek, i jest zdefiniowany względem dodatniego kierunku osi x .

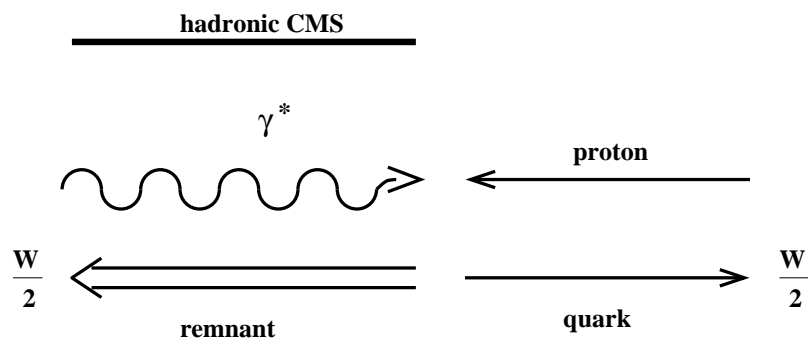
Przy opisie rozpraszania ep w układzie laboratoryjnym pęd poprzeczny rozproszonego elektronu jest równoważony przez pęd poprzeczny końcowego stanu hadronowego, co maskuje efekty QCD. Z tego względu do badania końcowych stanów hadronowych lepiej jest wybrać układ odniesienia w którym wirtualny foton i początkowy proton są współliniowe.



Rysunek A-1: Układ laboratoryjny na zderzaczu HERA.

Hadronowy układ środka masy

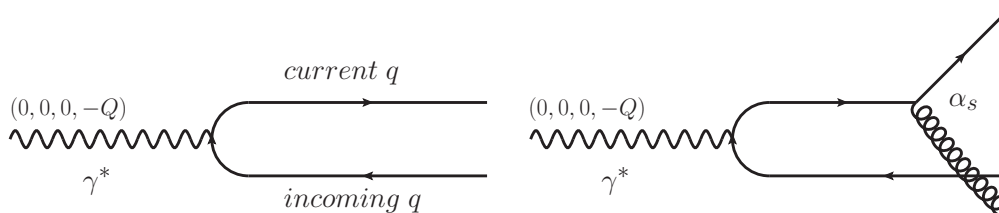
W hadronowym układzie środka masy (hCMS - *hadronic center-of-mass system*) dodatni kierunek osi z jest wyznaczony kierunkiem wirtualnego fotonu. Hadronowy układ środka masy jest zdefiniowany warunkiem $\vec{q} + \vec{P} = \vec{0}$. Masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego wyraża się wzorem $W^2 = (P + q)^2$. W modelu QPM (rysunek A-2) kwark w protonie o czteropędzie xP podczas twardego zderzenia absorbuje wirtualny foton, zyskuje czteropęd $(xP + q)$ i rozprasza się do tyłu. Resztki protonu mają czteropęd $(1 - x)P$ i poruszają się w kierunku początkowego protonu. Energia zarówno rozproszonego kwarka jak i resztek protonu jest równa $W/2$. Rozproszony kwark jest współliniowy z wirtualnym fotonem, w związku z czym jego pęd poprzeczny jest równy 0. Procesy wyższych rzędów generowane w perturbacyjnej QCD prowadzą do pojawienia się w stanie końcowym partonów o niezerowym pędzie poprzecznym. Dlatego obecność w hadronowym układzie środka masy cząstek lub też dżetów o dużym pędzie poprzecznym jest sygnaturą promieniowania QCD.



Rysunek A-2: Rozpraszanie $\gamma^* p$ dla procesu QPM w hadronowym układzie środka masy.

Układ Breita

Układ Breita jest zdefiniowany warunkiem $2x\vec{P} + \vec{q} = \vec{0}$, gdzie x oznacza zmienną x -Bjorkena. Podobnie jak w układzie laboratoryjnym dodatni kierunek osi z jest wyznaczony przez kierunek początkowego protonu. W modelu QPM kwark biorący udział w twardej oddziaływaniu nie zmienia energii po zaabsorbowaniu wirtualnego fotonu a jedynie zmienia kierunek na przeciwny (rysunek A-3). Czteropęd kwarka wchodzącego do oddziaływania jest równy $P_{in} = (Q/2, 0, 0, Q/2)$, natomiast czteropęd kwarka rozproszonego jest równy $P_{out} = (Q/2, 0, 0, -Q/2)$. Podobnie jak w przypadku układu hCMS pojawienie się promieniowania QCD skutkuje obecnością partonów o dużym pędzie poprzecznym w stanie końcowym. Układ hCMS oraz układ Breita są związane podłużną transformacją Lorentza.



Rysunek A-3: Rozpraszanie $\gamma^* p$ dla procesu QPM oraz procesu QCD Comptona w układzie Breita.

DODATEK B

TABELE Z WARTOŚCIAMI PRZEKROJÓW CZYNNYCH

x range	$d\sigma/dx$ [nb]	δ_{stat} [nb]	δ_{syst1} [nb]	δ_{syst2} [nb]
0.0001 – 0.0005	471.8	± 8.0	± 55.3	± 47.0
0.0005 – 0.001	350.4	± 5.4	± 36.8	± 17.4
0.001 – 0.0015	198.7	± 4.2	± 19.1	± 9.1
0.0015 – 0.0025	95.6	± 2.1	± 9.2	± 4.7
0.0025 – 0.004	40.2	± 1.1	± 4.0	± 1.9
Q^2 range	$d\sigma/dQ^2$ [nb/GeV ²]	δ_{stat} [nb/GeV ²]	δ_{syst1} [nb/GeV ²]	δ_{syst2} [nb/GeV ²]
5.0 – 20.0	0.0194	± 0.0002	± 0.0023	± 0.0015
20.0 – 30.0	0.0118	± 0.0002	± 0.0011	± 0.0007
30.0 – 45.0	0.0074	± 0.0001	± 0.0007	± 0.0005
45.0 – 85.0	0.0023	± 0.0001	± 0.0002	± 0.0001
$p_{t,fwdjet}$ range	$d\sigma/dp_{t,fwdjet}$ [nb/GeV]	δ_{stat} [nb/GeV]	δ_{syst1} [nb/GeV]	δ_{syst2} [nb/GeV]
5.0 – 10.0	0.1101	± 0.0010	± 0.0113	± 0.0061
10.0 – 15.0	0.0124	± 0.0003	± 0.0012	± 0.0007
15.0 – 20.0	0.0007	± 0.0001	± 0.0001	± 0.00005
η_{fwdjet} range	$d\sigma/d\eta_{fwdjet}$ [nb]	δ_{stat} [nb]	δ_{syst1} [nb]	δ_{syst2} [nb]
1.74 – 1.95	0.087	± 0.004	± 0.007	± 0.005
1.95 – 2.16	0.198	± 0.006	± 0.020	± 0.010
2.16 – 2.37	0.448	± 0.010	± 0.042	± 0.022
2.37 – 2.58	0.985	± 0.014	± 0.104	± 0.051
2.58 – 2.79	1.180	± 0.017	± 0.127	± 0.076
x_{fwdjet} range	$d\sigma/dx_{fwdjet}$ [nb]	δ_{stat} [nb]	δ_{syst1} [nb]	δ_{syst2} [nb]
0.035 – 0.05	29.02	± 0.31	± 2.96	± 1.78
0.05 – 0.08	5.51	± 0.09	± 0.58	± 0.27
0.08 – 0.15	0.23	± 0.01	± 0.03	± 0.01

Tablica **B-1**: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji x , Q^2 , $p_{t,fwdjet}$, η_{fwdjet} , x_{fwdjet} pokazane na rysunkach **8.16** oraz **8.17**. Podano błędy statystyczne δ_{stat} , niepewności systematyczne wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej δ_{syst1} oraz pozostałe niepewności systematyczne δ_{syst2} omówione w rozdziale 8.2.

$\Delta\phi$ range [rad]	$d\sigma/d\Delta\phi$ [nb/rad]	δ_{stat} [nb/rad]	δ_{syst1} [nb/rad]	δ_{syst2} [nb/rad]
$2.0 \leq Y < 3.4$				
0.0 – 0.6283	0.0273	± 0.0032	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0027 \\ 0.0022 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0013 \\ 0.0013 \end{smallmatrix}$
0.6283 – 1.2566	0.0337	± 0.0034	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0028 \\ 0.0033 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0019 \\ 0.0018 \end{smallmatrix}$
1.2566 – 1.8850	0.0358	± 0.0037	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0036 \\ 0.0044 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0022 \\ 0.0018 \end{smallmatrix}$
1.8850 – 2.5133	0.0389	± 0.0038	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0044 \\ 0.0044 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0023 \\ 0.0026 \end{smallmatrix}$
2.5133 – 3.1416	0.0479	± 0.0047	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0046 \\ 0.0039 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0027 \\ 0.0025 \end{smallmatrix}$
$3.4 \leq Y < 4.25$				
0.0 – 0.6283	0.0482	± 0.0042	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0058 \\ 0.0045 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0021 \\ 0.0023 \end{smallmatrix}$
0.6283 – 1.2566	0.0569	± 0.0043	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0061 \\ 0.0064 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0028 \\ 0.0026 \end{smallmatrix}$
1.2566 – 1.8850	0.0587	± 0.0046	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0075 \\ 0.0066 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0023 \\ 0.0021 \end{smallmatrix}$
1.8850 – 2.5133	0.0629	± 0.0048	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0063 \\ 0.0066 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0026 \\ 0.0031 \end{smallmatrix}$
2.5133 – 3.1416	0.0604	± 0.0049	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0073 \\ 0.0071 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0023 \\ 0.0027 \end{smallmatrix}$
$4.25 \leq Y < 5.75$				
0.0 – 0.6283	0.0551	± 0.0047	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0060 \\ 0.0058 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0029 \\ 0.0032 \end{smallmatrix}$
0.6283 – 1.2566	0.0608	± 0.0050	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0052 \\ 0.0067 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0026 \\ 0.0029 \end{smallmatrix}$
1.2566 – 1.8850	0.0600	± 0.0047	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0074 \\ 0.0074 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0046 \\ 0.0048 \end{smallmatrix}$
1.8850 – 2.5133	0.0650	± 0.0054	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0077 \\ 0.0073 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0042 \\ 0.0041 \end{smallmatrix}$
2.5133 – 3.1416	0.0573	± 0.0053	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0057 \\ 0.0046 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0042 \\ 0.0041 \end{smallmatrix}$
Y range	$d\sigma/dY$ [nb]	δ_{stat} [nb]	δ_{syst1} [nb]	δ_{syst2} [nb]
2.00 – 3.25	0.0679	± 0.0033	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0075 \\ 0.0077 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0030 \\ 0.0031 \end{smallmatrix}$
3.25 – 4.00	0.1944	± 0.0063	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0211 \\ 0.0200 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0083 \\ 0.0087 \end{smallmatrix}$
4.00 – 4.75	0.1982	± 0.0067	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0225 \\ 0.0234 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0104 \\ 0.0104 \end{smallmatrix}$
4.75 – 5.75	0.0923	± 0.0048	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0097 \\ 0.0083 \end{smallmatrix}$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0072 \\ 0.0073 \end{smallmatrix}$

Tablica **B-2**: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu $d\sigma/d\Delta\phi$ w trzech przedziałach Y (rysunek **8.19**) oraz $d\sigma/dY$ (rysunek **8.22**). Podano błędy statystyczne δ_{stat} , niepewności systematyczne wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej δ_{syst1} oraz pozostałe niepewności systematyczne δ_{syst2} omówione w rozdziale 8.2.

$\Delta\phi$ range [rad]	$d\sigma/d\Delta\phi$ [nb/rad]	δ_{stat} [nb/rad]	δ_{syst1} [nb/rad]	δ_{syst2} [nb/rad]
$2.0 \leq Y < 4.0$				
0.0 – 0.6283	0.0189	± 0.0026	$\pm_{0.0013}^{0.0019}$	$\pm_{0.0011}^{0.0013}$
0.6283 – 1.2566	0.0285	± 0.0029	$\pm_{0.0029}^{0.0023}$	$\pm_{0.0019}^{0.0020}$
1.2566 – 1.8850	0.0316	± 0.0034	$\pm_{0.0038}^{0.0039}$	$\pm_{0.0019}^{0.0019}$
1.8850 – 2.5133	0.0321	± 0.0032	$\pm_{0.0027}^{0.0036}$	$\pm_{0.0013}^{0.0013}$
2.5133 – 3.1416	0.0339	± 0.0035	$\pm_{0.0034}^{0.0023}$	$\pm_{0.0021}^{0.0021}$
$4.0 \leq Y < 5.75$				
0.0 – 0.6283	0.0395	± 0.0036	$\pm_{0.0033}^{0.0043}$	$\pm_{0.0019}^{0.0016}$
0.6283 – 1.2566	0.0408	± 0.0036	$\pm_{0.0039}^{0.0034}$	$\pm_{0.0022}^{0.0022}$
1.2566 – 1.8850	0.0418	± 0.0037	$\pm_{0.0041}^{0.0046}$	$\pm_{0.0018}^{0.0018}$
1.8850 – 2.5133	0.0431	± 0.0041	$\pm_{0.0044}^{0.0052}$	$\pm_{0.0022}^{0.0022}$
2.5133 – 3.1416	0.0349	± 0.0037	$\pm_{0.0037}^{0.0040}$	$\pm_{0.0017}^{0.0017}$

Tablica B-3: Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/d\Delta\phi$ w dwóch przedziałach Y dla próbki danych z dżetem do przodu i dodatkowym dżetem w obszarze centralnym, przedstawione na rysunku 8.23. Podano błędy statystyczne δ_{stat} , niepewności systematyczne wynikające z niepewności hadronowej skali energetycznej δ_{syst1} oraz pozostałe niepewności systematyczne δ_{syst2} omówione w rozdziale 8.2.

BIBLIOGRAFIA

- [1] H. Geiger i E. Marsden, Proc. Roy. Soc. London **82** (1909) 495; E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine **21** (1911) 669.
- [2] V. Gribov, L. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory.*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 and 675.
- [3] L. Lipatov, *The parton model and perturbation theory.*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94.
- [4] G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language.*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
- [5] Y. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [6] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, *Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory.*, Sov. Phys. JETP **44** (1976) 443.
- [7] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, *The Pomernanchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories.*, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199.
- [8] I. I. Balitsky, L. N. Lipatov, *The Pomernanchuk Singularity in Quantum Chromodynamics.*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822.
- [9] M. Ciafaloni, *Coherence Effects in Initial Jets at Small q^{*2}/s .*, Nucl. Phys. **B296** (1988) 49.
- [10] S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *QCD Coherence in Initial State Radiation.*, Phys. Lett. **B234** (1990) 339.
- [11] S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *Small x Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD.*, Nucl. Phys. **B336** (1990) 18.
- [12] S. Catani, M. Ciafaloni, F. Hautmann, *High-energy factorization and small x heavy flavor production.*, Nucl. Phys. **B366** (1991) 135.
- [13] G. Marchesini, *QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x.*, Nucl. Phys. **B445** (1995) 49.
- [14] A. H. Mueller, *Parton distributions at very small x values.*, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **18C** (1990) 125.

- [15] A. H. Mueller, *Jets at LEP and HERA.*, J. Phys. **G17** (1991) 1443.
- [16] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA.*, Phys. Lett. **B356** (1995) 118.
- [17] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Forward jet and particle production at HERA.*, Nucl. Phys. **B538** (1999) 3.
- [18] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Forward jet production in deep inelastic scattering at HERA.*, Eur. Phys. J. **C46** (2006) 27.
- [19] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Measurement of the $E_{T,jet}^2/Q^2$ dependence of forward jet production at HERA.*, Phys. Lett. **B474** (2000) 223.
- [20] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Forward jet production in deep inelastic ep scattering and low- x parton dynamics at HERA.*, Phys. Lett. **B632** (2006) 13.
- [21] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Forward-jet production in deep inelastic ep scattering at HERA.*, Eur. Phys. J. **C52** (2007) 515.
- [22] F. D. Aaron *et al.*, *Three- and Four-jet Production at Low x at HERA.*, Eur. Phys. J. **C54** (2008) 389.
- [23] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA.*, Phys. Lett. **B356** (1995) 118, [hep-ex/9506012].
- [24] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurements of transverse energy flow in deep inelastic scattering at HERA.*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 595, [hep-ex/9907027].
- [25] M. Kuhlen, *A New method to probe the low x parton dynamics at HERA.*, Phys. Lett. **B382** (1996) 441, [hep-ph/9606246].
- [26] C. Adloff *et al.*, *Measurement of charged particle transverse momentum spectra in deep inelastic scattering.*, Nucl. Phys. **B485** (1997) 3, [hep-ex/9610006].
- [27] R. Polifka, *Measurement of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section with a Leading Proton at HERA.*, in Proc. of 19th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, April 11-15, 2011.
- [28] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], Phys. Lett. **B568** (2003) 205, [hep-ex/0306013].
- [29] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. **C26** (2003) 389, [hep-ex/0205081]; D. Szuba [ZEUS collaboration], Int. J. Mod. Phys. **A20** (2005) 436.
- [30] R. Enberg, J. R. Forshaw, L. Motyka i G. Poludniowski, *Diffractive photoproduction of vector mesons at large momentum transfer*, in Proc. of the 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14-18 Apr 2004, [hep-ph/0407328].
- [31] H. Abramowicz, A. Caldwell, *HERA Collider Physics*, Rev. Mod. Phys. **71**(1999)1275.
- [32] R. Devenish, A. M. Cooper-Sarkar, *Deep Inelastic Scattering*, Oxford Univ. Press, 2004.

- [33] E. D. Bloom *et al.* [SLAC-MIT Collaboration], *High-Energy Inelastic $e p$ Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930;
M. Breidenbach *et al.* [SLAC-MIT Collaboration], *Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935;
J. I. Friedman, *Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model.*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 615;
H. W. Kendall, *Deep inelastic scattering: Experiments on the proton and the observation.*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 597;
R. E. Taylor, *Deep inelastic scattering: The Early years.*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 573.
- [34] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum.*, Phys. Rev. **179** (1969) 1547.
- [35] R. P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415;
R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, New York, 1972.
- [36] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross-sections at HERA.*, Eur. Phys. J. **C30** (2003) 1, [hep-ex/0304003].
- [37] J. Collins, D. Soper, G. Sterman, *Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering.*, Nucl. Phys. **B261** (1985) 104.
- [38] S. Catani, M. Ciafaloni i F. Hautmann, *GLUON CONTRIBUTIONS TO SMALL x HEAVY FLAVOR PRODUCTION.*, Phys. Lett. **B242** (1990) 97.
- [39] V. S. Fadin i L. N. Lipatov, *BFKL pomeron in the next-to-leading order approximation*, Phys. Lett. **B429** (1998) 127, [hep-ph/9802290].
- [40] G. Camici i M. Ciafaloni, *Energy Scale(s) and Next-to-leading BFKL Equation*, Phys. Lett. **B430** (1998) 349, [hep-ph/9803389].
- [41] M. Ciafaloni, D. Colferai, G. P. Salam, A. M. Stařto, *Renormalisation group improved small- x Green's function*, Phys. Rev. **D68** (2003) 114003.
- [42] G. Altarelli, R. D. Ball i S. Forte, *Perturbatively Stable Resummed Small x Evolution Kernels*, Nucl. Phys. **B742** (2006) 1, [hep-ph/0512237].
- [43] J. R. Forshaw i A. Sabio Vera, *QCD coherence and jet rates in small x deep inelastic scattering.*, Phys. Lett. **B440** (1998) 141, [hep-ph/9806394].
- [44] B. R. Webber, *Jet rates in deep inelastic scattering at small x .*, Phys. Lett. **B444** (1998) 81, [hep-ph/9810286].
- [45] G. Salam, *Soft emissions and the equivalence of BFKL and CCFM final states.*, JHEP **9903** (1999) 009, [hep-ph/9902324].
- [46] J. Andersen *et al.* [The Small x Collaboration], *Small x phenomenology: Summary and status.*, Eur. Phys. J. **C35** (2004) 67, [hep-ph/0312333].
- [47] G. Gustafson, *Dual Description of a Confined Color Field.*, Phys. Lett. **B175** (1986) 453.
- [48] G. Gustafson, U. Pettersson, *Dipole Formulation of QCD Cascades.*, Nucl. Phys. **B306** (1988) 746.

- [49] B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad, *Gluon Splitting In The Color Dipole Cascades.*, Nucl. Phys. **B339** (1990) 393.
- [50] L. Lönnblad, *Rapidity gaps and other final state properties in the color dipole model for deep inelastic scattering.*, Z. Phys. **C65** (1995) 285.
- [51] A. H. Mueller, *Soft gluons in the infinite momentum wave function and the BFKL pomeron.*, Nucl. Phys. **B415** (1994) 373.
- [52] L. Lönnblad, *Photon radiation in the dipole model and in the Ariadne program.*, talk at the 10th International Workshop on Photon-Photon Collisions - PHOTON '95, Sheffield, UK, 8 - 13 Apr 1995.
- [53] H. Jung, L. Jonsson, H. Kuster, *Resolved photon processes in DIS and small x dynamics.*, [hep-ph/9805396].
- [54] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, *A General Model for Jet Fragmentation.*, Z. Phys. **C20** (1983) 317.
- [55] B. Andersson, *The Lund model*, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 7 (1997) 1-471.
- [56] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, *A Probability Measure On Parton And String States.*, Nucl. Phys. **B264** (1986) 29.
- [57] R. D. Field and S. Wolfram, *A QCD Model for $e^+ e^-$ Annihilation.*, Nucl. Phys. **B213** (1983) 65.
- [58] B. R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference.*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.
- [59] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, B. R. Webber, *The K -perpendicular clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions*, Phys. Lett. **B285** (1992) 291.
- [60] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, *Longitudinally invariant $K(t)$ clustering algorithms for hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B406** (1993) 187.
- [61] G. F. Sterman and S. Weinberg, *Jets from Quantum Chromodynamics*, Phys.Rev.Lett.**39** (1977) 1436.
- [62] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, *Parton Showers In Leptonproduction Events.*, Z. Phys. **C37** (1988) 465.
- [63] T. Sjöstrand, *A Model for Initial State Parton Showers.*, Phys. Lett. **B157** (1985) 321.
- [64] H. Jung, *Hard diffractive scattering in high-energy $e p$ collisions and the Monte Carlo generator RAPGAP*, Comp. Phys. Comm. **86** (1995) 147.
- [65] L. Lönnblad, *ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

- [66] H. Jung, *CCFM prediction on forward jets and f_2 : parton level predictions and a new hadron level monte carlo generator CASCADE*, in Proc. of the Workshop on Monte Carlo generators for HERA physics, eds. A. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelman, and H. Jung, p. 75. DESY, Hamburg, 1999, [hep-ph/9908497].
- [67] B. Andersson *et al.*, Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [68] G. Ingelman, *LEPTO version 6.1: The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepto - nucleon scattering.*, In Proc. of Workshop on Physics at HERA, Hamburg, Germany, 29-30 Oct 1991.
- [69] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and $e^+ e^-$ Physics: Jetset Version 6.2.*, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.
- [70] T. Sjöstrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.*, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [71] A. Kwiatkowski *et al.*, *HERACLES: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: version 1.0.*, Comp. Phys. Comm. **69** (1992) 155.
- [72] S. Catani, M. H. Seymour, *A General Algorithm for Calculating Jet Cross Sections in NLO QCD.*, Nucl. Phys. **B485** (1997) 291, [hep-ph/9605323].
- [73] D. Gradenz, *DISASTER++ Version 1.0*, [hep-ph/9710244].
- [74] G. Kramer, B. Pötter, *Low Q^2 Jet Production at HERA in Next-to-Leading Order QCD.*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 665, [hep-ph/9804352].
- [75] B. Pötter, *JetViP 2.1: the hbook version*, Comp. Phys. Comm. **133** (2000) 105, [hep-ph/9911221].
- [76] Z. Nagy, Z. Trocsanyi, *Multi-jet cross sections in deep inelastic scattering at next-to-leading order.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082001, [hep-ph/0104315].
- [77] K. Kwieciński, A. D. Martin, P. J. Sutton, *Deep-inelastic events containing a measured jet as a probe of QCD behaviour at small x .*, Phys. Rev. **D46** (1992) 921.
- [78] J. Kwieciński, A. Martin, J. Outhwaite, *Small x QCD effects in DIS with a forward jet or a forward π^0 .*, Eur. Phys. J. **C9** (1999) 611, [hep-ph/9903439].
- [79] G. Kramer, B. Pötter, *Forward jet production at small x in next-to-leading order QCD.* Phys. Lett. **B453** (1999) 295, [hep-ph/9901314].
- [80] J. Pumplin *et al.*, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **0207** (2002) 012, [hep-ph/0201195].
- [81] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Forward π^0 meson production at HERA.*, Phys. Lett. **B462** (1999) 440, [hep-ex/9907030].
- [82] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Forward π^0 production and associated transverse energy flow in deep-inelastic scattering at HERA.*, Eur. Phys. J. **C36** (2004) 441.
- [83] J. Bartels *et al.*, *Associated Jet Production at HERA*, Phys. Lett. **B 384** (1996) 300.

- [84] A. Sabio Vera and F. Schwennsen, *The Azimuthal Decorrelation of Forward Jets in Deep Inelastic Scattering*, Phys. Rev. **D 77** (2008) 014001.
- [85] A. H. Mueller i H. Navelet, *An Inclusive Minijet Cross-Section and the Bare Pomeron in QCD*, Nucl. Phys. **B282** (1987) 727.
- [86] V. Del Duca i C. R. Schmidt, *Dijet production at large rapidity intervals*. Phys. Rev. **D49** (1994) 4510, [hep-ph/9311290];
BFKL versus $O(\alpha_s^3)$ corrections to large rapidity dijet production, Phys. Rev. **D51** (1995) 2150, [hep-ph/9407359].
- [87] D. Colferai, F. Schwennsen, L. Szymanowski, S. Wallon, *First complete NLL BFKL calculation of Mueller Navelet jets at LHC.*, PoS ICHEP2010 (2010) 126.
- [88] I. Milcewicz-Mika, *Measurement of the Azimuthal Correlation between the Scattered Electron and the most Forward Jet in Deep-Inelastic Scattering at HERA*, in Proc. of 19th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, April 11-15, 2011.
- [89] I. Abt *et al* [H1 Collaboration], *The H1 detector at HERA.*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.
- [90] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *The H1 liquid argon calorimeter system.*, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 460.
- [91] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeters.*, Nucl. Instrum. Meth. A **344** (1994) 492.
- [92] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations.*, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 499.
- [93] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons.*, Nucl. Instrum. Meth. A **350** (1994) 57.
- [94] R.D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group], *The H1 lead / scintillating fiber calorimeter.*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.
- [95] T. Nicholls *et al.* [H1 SPACAL Group], *Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector.*, Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 149.
- [96] R.D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group], *Hadronic response and e/π separation with the H1 lead / fiber calorimeter.*, Nucl. Instrum. Meth. A **382** (1997) 395.
- [97] A. Glazov, *Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 detector at HERA.*, Ph.D. Thesis, Berlin University (1998).
- [98] R. Engel, *Photoproduction within the two component dual parton model. 1. Amplitudes and cross-sections.*, Z. Phys. **C66** (1995) 203.
- [99] R. Engel, J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high-energies.*, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

- [100] S. Bentvelsen, J. Engelen and P. Kooijman, *Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA*, in Proc. of the Workshop on Physics at HERA. Vol. 1, edited by W. Buchmüller and G. Ingelman, page 23, Hamburg, 1991, DESY, NIKHEF-H-92-02.
- [101] U. Bassler, G. Bernardi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA : the Σ Method*, Nucl. Instrum. Meth. A **361** (1995) 197.
- [102] U. Bassler, G. Bernardi, *Structure Function Measurements and Kinematic Reconstruction at HERA.*, Nucl. Instrum. Meth. A **426** (1999) 583.
- [103] C. Adloff *et al.*, *Diffraction dissociation in photoproduction at HERA.*, Z. Phys. C **74** (1997) 221.
- [104] F. Aaron, H. Abramowicz *et al.* [H1 and ZEUS Collaboration], *Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive e^+p Scattering Cross Sections at HERA*. JHEP **1001** (2010) 109.
- [105] H. Jung, *Un-integrated PDFs in CCFM.*, in Proc. of 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14-18 Apr 2004, [arXiv:hep-ph/0411287].
- [106] M. Hansson and H. Jung, *Status of CCFM: Unintegrated gluon densities.*, in Proc. of 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2003), St. Petersburg, Russia, 23-27 Apr 2003, [arXiv:hep-ph/0309009].
- [107] H.L. Lai *et al.*, *Uncertainty induced by QCD coupling in the CTEQ global analysis of parton distributions.*, Phys.Rev.**D82** (2010) 054021, [hep-ph/1004.4624].

PODZIĘKOWANIA

Chciałabym serdecznie podziękować mojej promotorce dr hab. Lidii Görlich, za wszelką pomoc i wsparcie, którego mi udzieliła podczas prowadzenia analizy i cierpliwość w trakcie pisania rozprawy.

Dziękuję również całej krakowskiej grupie H1, w tym prof. Jackowi Turnauowi, dr hab. Grażynie Nowak oraz dr hab. Stanisławowi Mikockiemu za życzliwość, wieloletnią współpracę i wiele cennych rad których mi udzielili.

W szczególny sposób pragnę podziękować mojemu mężowi Grzegorzowi za niekończącą się cierpliwość i podnoszenie na duchu w chwilach zwątpienia.