

Raport Nr 1984/PH

**Końcowe stany hadronowe
w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektron-proton
w obszarze małych wartości x -Bjorkena
na akceleratorze HERA**

Lidia Maria Görlich

Rozprawa habilitacyjna - Habilitation Thesis

**The Hadronic Final State in Deep Inelastic ep Scattering
at Low Bjorken- x at HERA**

Abstract:

The electron-proton collider HERA with centre of mass system energy of about 300 GeV has extended the available kinematic regime in deep inelastic scattering to low values of Bjorken- x ($10^{-5} - 10^{-3}$) and made possible studies of the QCD dynamics in this region. The processes in which partons carry a very small fraction of the proton momentum may show deviations from the standard DGLAP dynamics and it is believed that their correct description is provided by the BFKL evolution formalism. Low x phenomena have been initially studied with the HERA data on F_2 structure function and later with more exclusive measurements of the hadronic final state. In this report recent results of these studies and especially dedicated measurements of jets and π^0 mesons, produced close to the proton remnant, are reviewed. The data are used to discriminate between QCD models with different parton evolution approximations. For completeness, measurements at e^+e^- and $p\bar{p}$ colliders sensitive to the BFKL dynamics are also described.

Spis treści

1	Wprowadzenie	5
2	Głęboko nieelastyczne rozpraszanie ep	11
2.1	Kinematyka rozpraszania elektron - proton	11
2.2	Przekrój czynny	13
2.3	Prosty model kwarkowo-partonowy	14
2.4	QCD i ulepszony model partonowy	18
2.4.1	Faktoryzacja w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym	19
2.4.2	Równania ewolucji DGLAP	22
2.4.3	Funkcje rozszczepień	25
2.4.4	Funkcje struktury F_2 i F_L	27
2.5	Fizyka małych x	29
2.5.1	Ewolucja DGLAP dla małych x	31
2.5.2	Ewolucja BFKL	32
2.5.3	Równanie ewolucji CCFM	39
2.5.4	Procesy z rozwiniętym fotonem	42
2.5.5	Saturacja partonowa	43
3	Fizyka małych wartości x-Bjorkena na HERA	47
3.1	Aparatura doświadczalna	48
3.1.1	Akcelerator HERA	48
3.1.2	Eksperymenty H1 i ZEUS	49
3.1.3	Detektor H1	51
3.2	Modele QCD i analityczne obliczenia pQCD	53
3.2.1	Symulacje Monte Carlo	53
3.2.2	Perturbacyjne obliczenia QCD	57
3.3	Pomiar funkcji struktury protonu F_2	58
3.4	Końcowe stany hadronowe	66
3.4.1	Przepływ energii poprzecznej	66
3.4.2	Rozkłady pędu poprzecznego	68

3.4.3	Inkluzywna produkcja dwóch dżetów w procesach DIS	71
3.4.4	Produkcja dżetu do przodu	75
3.4.5	Produkcja mezonów π^0 do przodu	87
3.5	Perspektywy badań na HERA II	96
3.6	Podsumowanie badań na akceleratorze HERA	98
4	Dynamika BFKL w oddziaływaniach $h-h$ i e^+e^-	101
4.1	Produkcja dżetów z dużym odstępem w rapidity	102
4.2	Fizyka małych x na zderzaczach LHC	106
4.3	Hadronowy przekrój czynny w oddziaływaniach $\gamma^*\gamma^*$	113
5	Przyszłość eksperymentów DIS	119
6	Podsumowanie	127
A	Układy odniesienia	131
B	Algorytmy do szukania dżetów	135
C	Testy dynamiki QCD	139
	Literatura	144

Rozdział 1

Wprowadzenie

Od prawie stu lat analiza procesów rozproszeniowych jest standardową metodą badania wewnętrznej struktury materii i oddziaływań pomiędzy jej składnikami. Pomiary cząstek α o początkowej energii ok. 1 MeV rozproszonych pod dużymi kątami na jądrach cienkich folii ze złota, wykonane w roku 1909 przez Geigera i Marsdena w Manchesterze oraz ich interpretacja przez Rutherforda, doprowadziły do odkrycia jądra atomowego [1]. Eksperymenty elastycznego rozpraszania elektronów na nukleonach, zapoczątkowane w latach pięćdziesiątych ubiegłego wieku przez Hofstadtera, pozwoliły na wyznaczenie elastycznych czynników kształtu protonu, opisujących przestrzenny rozkład jego ładunku elektrycznego i momentu magnetycznego. W kolejnych latach, badania głęboko nieelastycznego rozpraszania (*Deep Inelastic Scattering, DIS*) leptonów na nukleonach umożliwiły sondowanie struktury protonu na bardzo małych odległościach i miały znaczący wpływ na rozwój nowoczesnej teorii oddziaływań silnych, chromodynamiki kwantowej (*Quantum Chromodynamics, QCD*).

Ważnym wydarzeniem w historii fizyki cząstek elementarnych było ogłoszenie w roku 1968 wyników pomiarów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów o energii ok. 20 GeV na protonach, uzyskanych w stanfordzkim centrum akceleratora liniowego (*Stanford Linear Accelerator Center, SLAC*) [2]. W przeprowadzonym tam eksperymencie zmierzono inkluzywny przekrój czynny na proces $e + p \rightarrow e + X$ w obszarze kinematycznym $1 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$ i $0.1 \leq x \leq 0.8$, gdzie $Q^2 = -q^2$ jest zdefiniowanym dodatnio kwadratem przekazu czteropędu od elektronu do protonu, x definiuje bezwymiarową zmienną skalowania Bjorkena określoną wzorem $x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$, P oznacza czteropęd początkowego protonu. Inkluzywny przekrój czynny można sparametryzować za pomocą dwóch funkcji struktury protonu, F_1 i F_2 , zależnych od zmiennych kinematycznych Q^2 i x . Zmierzony przekrój czynny był duży i otrzymane z niego funkcje struktury protonu, wyznaczone dla ustalonych wartości x -Bjorkena, pokazywały brak lub bardzo słabą zależność od Q^2 . Takie zachowanie funkcji struktury, zwane skalowaniem, było wprawdzie przewidziane przez Bjorkena dla asymptotycznych wartości Q^2 ($Q^2 \rightarrow \infty$) [3], niemniej sam wynik doświadczalny był zaskakujący. Zdziwiająca była, że skalowanie zachodzi już dla mierzonych w eksperymencie wartości Q^2 oraz fakt, że otrzymane funkcje struktury są tak różne od zera. W analogicznym obszarze Q^2 , analiza elastycznego rozpraszania elektron-proton wskazywała bowiem na bardzo szybki spadek elastycznych czynników kształtu protonu wraz ze wzrostem Q^2 .

Interpretacja fizyczna potwierdzonego doświadczalnie skalowania Bjorkena została niedługo później przedstawiona przez Feynmana w zaproponowanym przez niego prostym modelu

kwarkowo-partonowym (*Quark Parton Model, QPM*) [4, 5]. W modelu tym elektrony rozpraszają się elastycznie na pojedynczych, punktowych i bezmasowych składnikach protonu zwanych partonami. Partony są swobodne, tzn. nie oddziałują ze sobą i proces zachodzi niekoherentnie. W modelu QPM skalowanie funkcji struktury wynika bezpośrednio z rozpraszania elektronu na punktowych i swobodnych partonach. W układzie nieskończonego pędu protonu, w którym składowa podłużna jego pędu dąży do nieskończoności, zmienna skalowania x jest interpretowana jako ułamek pędu protonu uniesiony przez parton, na którym rozproszył się elektron. Istnieje też prosta zależność pomiędzy funkcjami struktury protonu i funkcjami gęstości partonów, które określają prawdopodobieństwo znalezienia w protonie partonu unoszącego ułamek x jego pędu podłużnego. Porównanie przewidywań modelu QPM z wynikami klasycznych eksperymentów DIS na stałej tarczy, z wiązkami elektronowymi w SLAC-u oraz wiązkami mionowymi i neutrinowymi w Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych CERN i Fermilabie (*Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL*), pozwoliło utożsamić partony z kwarkami i antykwarkami, posiadającymi ułamkowy ładunek elektryczny, spin $\frac{1}{2}$ oraz dodatkową liczbę kwantową zwaną kolorem.

Późniejsze dane eksperymentalne w powiązaniu z pędową regułą sum wskazywały na konieczność uwzględnienia w protonie dodatkowych, nie oddziałujących słabo ani elektromagnetycznie składników, zidentyfikowanych następnie z gluonami. Poważnym koncepcyjnym problemem prostego modelu QPM było niewystępowanie w naturze swobodnych i izolowanych kwarków, świadczące o dużej sile ich wzajemnego oddziaływania, prowadzącej do uwięzienia kwarków w hadronach. Z drugiej strony interpretacja danych głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na hadronach zakładała, że kwarki wewnątrz protonu zachowują się jak swobodne cząstki. Bardziej precyzyjne pomiary funkcji struktury, przeprowadzone w szerszym zakresie zmiennych x i Q^2 , wykazały również odstępstwa od skalowania Bjorkena. Prostą model QPM wymagał modyfikacji mających głębokie uzasadnienie w chromodynamice kwantowej.

Chromodynamika kwantowa [6, 7, 8], współczesna teoria oddziaływań silnych stanowi podstawę naszego rozumienia oddziaływań pomiędzy kwarkami i gluonami. Teoria ta w sposób ilościowy opisuje w rachunku zaburzeń tzw. procesy twarde, w których partony oddziałują przy dużych przekazach czteropędu, czyli zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga na małych odległościach. QCD jest kwantową teorią pola z cechowaniem nieabelowym opartą na grupie symetrii $SU(3)$ koloru, w której nośnikami sił między kolorowymi kwarkami jest osiem bezmasowych, obojętnych elektrycznie i naładowanych kolorowo gluonów o spinie 1. Podstawową cechą oddziaływań QCD jest asymptotyczna swoboda, szczególna własność teorii pola z cechowaniem nieabelowym (czyli tzw. teorii Yanga-Millsa), która została w sposób ścisły udowodniona przez Grossa, Politzera i Wilczka w 1973 roku [7, 8]. To właśnie odkrycie asymptotycznej swobody w teoriach Yanga-Millsa, wyróżnione w roku 2004 Nagrodą Nobla, było kluczowe w powstaniu QCD. Własność ta polega na tym, że siła oddziaływania pomiędzy kwarkami i gluonami maleje dla coraz większych przekazów czteropędu, czyli na coraz mniejszych odległościach, oraz rośnie dla dużych odległości. Uzasadnione jest więc założenie zmodyfikowanego przez QCD modelu partonowego, w którym składnikami protonu są zarówno kwarki jak i gluony, że na odległościach mniejszych niż typowy rozmiar hadronu (~ 1 fm) partony zachowują się jak bardzo słabo oddziałujące cząstki. Z założenia tego wynika skalowanie funkcji struktury oraz jego słabe, logarytmiczne łamanie, które można obliczyć w rachunku zaburzeń. Precyzyjne pomiary funkcji struktury protonu w szerokim zakresie wartości Q^2 i x , przyniosły ilościowe potwierdzenie przewidywanej przez QCD zależności funkcji

struktury od Q^2 i w sposób znaczący przyczyniły się do akceptacji QCD jako teorii oddziaływań silnych. Na dużych odległościach siła oddziaływania pomiędzy kwarkami i gluonami rośnie, uniemożliwiając ich wydostanie się z hadronu w postaci swobodnych cząstek. Fenomen uwięzienia koloru nie jest do końca zrozumiany i nie został ściśle udowodniony. Dotyczy on długozasięgowych efektów oddziaływań silnych i wymaga innych niż perturbacyjne metod obliczeniowych. Pokłada się nadzieje, że obliczenia w ramach teorii z cechowaniem na sieci zaproponowanej niezależnie przez Wilsona i Poliakowa [9], pozwolą na wyznaczenie widma mas i własności hadronów bezpośrednio z chromodynamiki kwantowej.

W wyniku wzajemnego przenikania się idei teoretycznych i obserwacji doświadczalnych uzyskanych w reakcjach DIS coraz lepiej rozumiano bogatą, dynamiczną strukturę protonu, która ujawnia się w tych procesach. Kwarki, które w okresie poprzedzającym pierwsze eksperymenty rozpraszania głęboko nieelastycznego i powstanie QCD traktowano jedynie jako obiekty matematyczne, służące w zapachowej symetrii $SU(3)$ do klasyfikacji hadronów i wyjaśnienia ich statycznych własności, uzyskały status rzeczywistych składników protonu. Zgodne z przewidywaniami QCD, potwierdzone doświadczalnie w procesach DIS odstępstwo od dokładnego skalowania Bjorkena oraz "obserwacja" partonów w postaci dżetów cząstek produkowanych w wysokoenergetycznych procesach zderzeń, pozwoliły uwierzyć w fizyczną realność kwarków i gluonów.

Akcelerator HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*), jedyny na świecie zderzacz elektronów i protonów znajdujący się w niemieckim ośrodku naukowym DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*) w Hamburgu, umożliwił kontynuację badań struktury materii w procesach rozproszeniowych i wpłynął na pogłębienie wiedzy o oddziaływaniach, którym podlegają tworzące ją fundamentalne składniki. Duża energia w układzie środka masy zderzających się cząstek, wynosząca ok. 300 GeV czyli ponad 10 razy więcej niż w poprzednich eksperymentach na stałej tarczy, pozwala na analizę oddziaływań ep w bardzo szerokim zakresie zmiennych kinematycznych Q^2 i x , w tym także w obszarach dotychczas niezbadanych. Duże wartości Q^2 dostępne na HERA oznaczają, że struktura protonu jest sondowana do odległości rzędu 10^{-18} m i w tym zakresie badania potwierdzają punktową strukturę jego składników. Ponadto HERA umożliwiła badanie procesów DIS przy bardzo małych wartościach x -Bjorkena, sięgających do $x \approx 10^{-6}$.

Dla małych wartości x -Bjorkena, gdy elektron rozprasza się na protonie poprzez wymianę wirtualnego fotonu, energia w układzie środka masy γ^*p jest duża, a tym samym otwiera się duża przestrzeń fazowa dla kaskad gluonowych wymienianych między protonem i fotonem. W tym obszarze kinematycznym, proste wyobrażenie procesu ep jako krótkotrwałego oddziaływania wirtualnego fotonu z prawie swobodnym kwarkiem z protonu przestaje być słuszne. Kwark, z którym oddziaływał wirtualny foton pochodzi z kaskady partonowej, zainicjowanej przez parton w protonie o dużym pędzie podłużnym. Rozwój takiej kaskady, będącej wynikiem kolejnych rozszczepień partonów, głównie gluonów, jest opisywany przez równania ewolucji QCD. Mechanizm procesów z długimi kaskadami partonów stanowi ważną i szeroką tematykę badawczą na HERA, komplementarną do studiów na zderzaczach $p\bar{p}$ i e^+e^- .

QCD jest skomplikowaną teorią, dlatego też jej perturbacyjne obliczenia dotyczące rozwoju kaskady partonowej opierają się na różnych przybliżeniach, w zależności od tego w jakim obszarze przestrzeni fazowej analizowany jest proces DIS. W szerokim zakresie zmiennych kinematycznych, w szczególności dla dużych wartości Q^2 , ewolucja partonów podlega standardowym równaniom ewolucji Dokshitzera-Gribova-Lipatova-Altarellego-Parisiego (DGLAP) [10, 11]. To przybliżenie dostarczyło zadowalającego opisu wielu pomiarów eks-

perymentalnych, zarówno dla oddziaływań lepton-hadron jak i dla procesów badanych na zderzaczach hadron-hadron. Dla małych wartości x -Bjorkena oczekujemy jednak, że teoretycznie poprawny opis rozwoju kaskady partonowej powinien wynikać z równania ewolucji Balitskiego-Fadina-Kuraeva-Lipatova (BFKL) [12]. Uogólnieniem równań DGLAP i BFKL jest równanie ewolucji Ciafaloni-Cataniego-Fioranigo-Marchesiniego (CCFM) [13].

Cechą charakterystyczną kaskady kwarkowo-gluonowej w ewolucji DGLAP jest silne uporządkowanie pędów poprzecznych emitowanych partonów. W kolejnych procesach rozszczepień pędy poprzeczne partonów rosną od skali określonej przez pierwszy emitowany parton do wartości granicznej, zdefiniowanej przez skalę Q^2 twardego procesu. Ewolucja BFKL wyróżnia się brakiem uporządkowania pędów poprzecznych emitowanych gluonów. Przybliżenia DGLAP i BFKL są przykładami dwóch skrajnych wyborów związanych z uporządkowaniem pędów poprzecznych kaskady partonowej. Ważnym zagadnieniem w badaniu wysokoenergetycznych zderzeń ep na HERA jest poszukiwanie odstępstw od przewidywań standardowej ewolucji DGLAP i poszukiwanie obserwabli czułych na efekty fizyki "małych x ".

Dynamikę QCD przy małych wartościach x badano w oparciu o różnorodne pomiary. Jednym z najważniejszych wyników eksperymentalnych pierwszego okresu działania zderzacza HERA (1992-2000) jest precyzyjny pomiar funkcji struktury F_2 , która przy ustalonym Q^2 rośnie silnie dla malejących wartości zmiennej x -Bjorkena. Takie zachowanie funkcji struktury F_2 jest zgodne z przewidywaniami ewolucji BFKL, jednakże poprawny opis danych uzyskano również przy użyciu równań ewolucji DGLAP w przybliżeniu niewiodących logarytmów. W ogólności pomiar F_2 jest zbyt inkluzywny, aby rozstrzygnąć czy alternatywny do ewolucji DGLAP rozwój kaskady gluonowej daje przyczynek do przekroju czynnego.

Oczekuje się, że pomiary końcowych stanów hadronowych odzwierciedlających strukturę kinematyczną kaskady partonowej mogą rozróżnić pomiędzy różnymi mechanizmami ewolucji QCD. W szczególności pomiary procesów DIS z dżetami lub pojedynczymi cząstkami o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowanymi w kierunku bliskim resztek protonu (tzw. kierunek do przodu), powinny być czułe na dynamikę QCD. Parametry dżetów/cząstek do przodu są tak dobrane, że standardowa ewolucja DGLAP jest tłumiona, natomiast przeszczerzeń fazowa dla ewolucji BFKL jest duża, tak że pomiar ten stanowi dobrą sygnaturę dynamiki BFKL na zderzaczach HERA.

Dynamikę QCD dla długich kaskad partonowych można również badać w oddziaływaniach e^+e^- i hadron-hadron. Za złotą sygnaturę dynamiki BFKL uważa się hadronowy przekrój czynny w oddziaływaniach dwufotonowych, który został zmierzony w eksperymentach na wielkim zderzaczach elektronów i pozytonów LEP (*Large Electron Positron Collider*) w CERN-ie. Obserwabłą czułą na dynamikę BFKL jest inkluzywny przekrój czynny na produkcję dwóch dżetów z dużym odstępem w rapidity, produkowanych w wysokoenergetycznych zderzeniach $p\bar{p}$. Pomiary tego procesu zostały przeprowadzone w Fermilabie.

Na wielkim zderzaczach hadronów LHC (*Large Hadron Collider*), który rozpocznie pracę w CERN-ie w 2007 roku, duża energia w układzie środka masy zderzających się protonów ($\sqrt{s} = 14$ TeV) umożliwi analizę procesów generowanych przez partony przy bardzo małych wartościach x , rzędu $10^{-7} - 10^{-6}$. Należą do nich m.in. produkcja par Drelli-Yana o małej masie niezmienniczej oraz produkcja pary dżetów o podobnej kinematyce. LHC jest akceleratorem o energii w układzie środka masy najbliższej zakresowi promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokiej energii powyżej 10^{19} eV. Pomiar na LHC strumienia energii dla cząstek

wiodących, produkowanych do przodu, pozwoli na ulepszenie modeli rozwoju kaskad hadronowych w wielkich pękach atmosferycznych. Rozkłady cząstek wiodących w wielkich pękach atmosferycznych są czułe na wartości x -Bjorkena rzędu $x \approx 10^{-10}$.

Głównym przedmiotem niniejszej rozprawy jest testowanie dynamiki QCD w obszarze małych wartości x -Bjorkena w pomiarach końcowych stanów hadronowych produkowanych w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep na akceleratorze HERA. Wyniki badań eksperymentów H1 i ZEUS na HERA w tej dziedzinie są omówione w rozdziale 3.4, dodatek C zawiera opatrzone komentarzem spis najważniejszych publikacji. Jak już wspomniano dużą rolę w studiach końcowych stanów hadronowych odgrywają pomiary dżetów i cząstek do przodu. Tematyka ta jest szczegółowo przedstawiona w rozdziałach 3.4.4 i 3.4.5.

Plan rozprawy jest następujący. W rozdziale 2, po zdefiniowaniu zmiennych kinematycznych służących do opisu głęboko nieelastycznego rozpraszania ep na HERA (podrozdział 2.1), przedstawiono teoretyczny opis tego procesu w prostym modelu kwarkowo-partonowym (podrozdział 2.3) oraz w ulepszonym modelu partonowym, uwzględniającym wynikające z QCD oddziaływania kwarków i gluonów (podrozdział 2.4). W podrozdziale 2.5 poświęconemu formalizmowi teoretycznemu fizyki małych x , omówiono równania ewolucji DGLAP dla małych x (podrozdział 2.5.1) oraz równanie ewolucji BFKL (podrozdział 2.5.2). Dyskusja równania CCFM znajduje się w podrozdziale 2.5.3. Kolejne podrozdziały zawierają omówienie procesów DIS, w których wirtualny foton zachowuje się jak obiekt składający się z kwarków i gluonów (podrozdział 2.5.4) oraz wprowadzenie do saturacji partonowej (podrozdział 2.5.5). W rozdziale 3 zebrano wyniki pomiarów z HERA, ważne dla testów dynamiki QCD w obszarze małych wartości x . Rozdział ten rozpoczyna się krótkim opisem aparatury doświadczalnej (podrozdział 3.1) i omówieniem symulacji Monte Carlo oraz obliczeń perturbacyjnej QCD, używanych do interpretacji danych z HERA (podrozdział 3.2). Wyniki inkluzywnych pomiarów funkcji struktury protonu F_2 są przedstawione w podrozdziale 3.3, dyskusja pomiarów końcowych stanów hadronowych znajduje się w podrozdziale 3.4. Podrozdziały 3.5 i 3.6 zawierają rozważania dotyczące planowanych analiz w oparciu o dane zebrane na HERA II oraz konkluzje wynikające z dotychczasowych pomiarów w obszarze małych wartości x -Bjorkena. Badanie dynamiki BFKL w oddziaływaniach hadron-hadron i e^+e^- jest omówione w rozdziale 4. Plany przyszłych eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton-hadron, ze szczególnym uwzględnieniem tematyki małych x , zostały przedstawione w rozdziale 5. Rozprawę kończy podsumowanie. Do rozprawy dołączono dodatek A definiujący układy odniesienia używane w opisie procesów DIS, dodatek B dotyczący algorytmów do szukania dżetów oraz dodatek C zawierający spis najważniejszych publikacji eksperymentów H1 i ZEUS nt. studiów dynamiki QCD w obszarze małych x .

Rozdział 2

Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektron - proton

2.1 Kinematyka rozpraszania elektron - proton

Proces rozpraszania elektronu na protonie

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

w którym elektron¹ o czteropędzie k zderza się z protonem o czteropędzie P i w stanie końcowym obserwujemy rozproszony elektron o czteropędzie k' i produkowany stan hadronowy X , jest przedstawiony na diagramie rysunku 2.1. Oddziaływanie zachodzi poprzez prąd neutralny (*Neutral Current, NC*); padający elektron oddziałuje z protonem w wyniku wymiany wirtualnego fotonu γ lub neutralnego bozonu pośredniczącego Z^0 o czteropędzie $q = k - k'$. Czteropęd końcowego stanu hadronowego wynosi $P_X = P + q$. Zakładamy, że proces zachodzi w obszarze kinematycznym, w którym wymiana wirtualnego fotonu jest dominująca i możemy zaniedbać przyczynki od wymiany Z^0 .

Do opisu kinematyki procesu (2.1) używa się kilku zmiennych kinematycznych, będących niezmiennikami transformacji Lorentza. Wirtualność wymienianego fotonu jest zdefiniowana przez kwadrat przekazu czteropędu w wierzchołku leptonowym i zgodnie z konwencją używaną w procesach DIS jest określona jako liczba dodatnia:

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

Wymieniany foton jest sondą badającą wewnątrz protonu z przestrzenną zdolnością rozdzielczą Δr określoną wzorem:

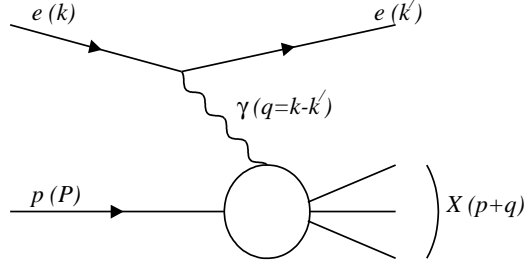
$$\Delta r \sim \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0.197}{\sqrt{Q^2}} [\text{GeV fm}]. \quad (2.3)$$

Inne zmienne kinematyczne służące do opisu rozpraszania ep na akceleratorze HERA są następujące:

$$s = (k + P)^2 \simeq 4E_p E_e, \quad (2.4)$$

¹Termin elektron odnosi się zarówno do elektronów jak i pozytonów.

²Proces rozpraszania elektronu na protonie zachodzący poprzez wymianę naładowanego bozonu pośredniczącego W , w którym rozproszony lepton w stanie końcowym jest neutrinem, jest oddziaływaniem z prądem naładowanym (*Charged Current, CC*).



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

gdzie E_e i E_p są energiami wiązki elektronowej i protonowej, definiuje kwadrat energii w układzie środka masy zderzenia ep ;

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (2.5)$$

jest zmienną skalowania Bjorkena, która w prostym modelu kwarkowo-partonowym (patrz podrozdział 2.3) i w układzie nieskończonego pędu protonu, definiuje ułamek pędu protonu uniesiony przez uderzony kwark;

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}, \quad 0 \leq y \leq 1, \quad (2.6)$$

w układzie spoczywającego protonu określa część energii początkowego elektronu przekazaną protonowi. Zmienna y jest również związana z kątem rozpraszania leptonu w układzie środka masy lepton-kwark.

Ponieważ

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

to przy ustalonej wartości s , tylko dwie z wymienionych zmiennych kinematycznych są niezależne i wystarczają do opisu inkluzywnego rozpraszania ep .

Masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego, która równocześnie definiuje energię w układzie środka masy wirtualnego fotonu i protonu, jest zazwyczaj oznaczana przez W i wynosi:

$$W^2 = P_X^2 = (P + q)^2 \approx Q^2 \frac{1-x}{x}. \quad (2.8)$$

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

Proces rozpraszania ep , w którym masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego jest o wiele większa niż masa protonu, $W^2 \gg m_p^2$, nosi nazwę procesu nieelastycznego. Termin rozpraszanie głęboko nieelastyczne oznacza, że $Q^2 \gg m_p^2$. Klasyczny proces DIS jest reakcją całkowicie inkluzywną czyli wyśrednioną po wszystkich końcowych stanach hadronowych.

Do wyznaczenia jego przekroju czynnego, a tym samym uzyskania informacji o strukturze protonu, wystarczy detekcja rozproszonego leptonu. Pomiar energii oraz kąta rozpraszania końcowego elektronu jednoznacznie wyznacza kinematykę procesu.

2.2 Przekrój czynny

Przekrój czynny dla oddziaływań DIS, $ep \rightarrow eX$, można wyrazić w postaci

$$\sigma \sim L_{\alpha\beta} W^{\alpha\beta}. \quad (2.9)$$

We wzorze (2.9) $L_{\alpha\beta}$ oznacza leptonowy tensor opisujący oddziaływanie między elektronem i wymienianym wirtualnym bozonem. Hadronowy tensor $W^{\alpha\beta}$ odpowiada oddziaływaniu wirtualnego bozonu z protonem. Dla małych wartości Q^2 , znacznie mniejszych od kwadratu masy bozonu Z^0 , $Q^2 \ll m_Z^2$, proces głęboko nieelastycznego rozpraszania ep jest zdominowany przez wymianę jednofotonową. W elektrodynamice kwantowej wierzchołek elektron-foton jest dobrze zdefiniowany i leptonowy tensor $L_{\alpha\beta}$ jest całkowicie obliczalny. Korzystając z niezmienniczości lorentzowskiej i zachowania prądu, hadronowy tensor $W^{\alpha\beta}$ można wyrazić poprzez dwie funkcje związane ze strukturą protonu. Różniczkowy przekrój czynny dla reakcji $ep \rightarrow eX$ wyraża się wówczas następującym wzorem:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.10)$$

Przekrój czynny (2.10) ma charakterystyczną zależność od $\frac{1}{Q^4}$ znaną ze wzoru na rozpraszanie Rutherforda, wynikającą z wymiany bezmasowego fotonu. Proporcjonalność do kwadratu elektromagnetycznej stałej sprzężenia, α_{em}^2 , jest również związana z wymianą fotonu. Funkcje struktury $F_i(x, Q^2)$ parametryzują strukturę protonu "widzianą" przez wirtualny foton. Funkcje struktury protonu są wyznaczane bezpośrednio z pomiaru przekroju czynnego w eksperymencie, wartości zmiennych kinematycznych Q^2 i x można obliczyć z pomiaru rozproszonego elektronu.

Przekrój czynny na oddziaływanie leptonów z nukleonami można również przedstawić w postaci splotu strumienia wirtualnych fotonów z przekrojem czynnym na absorpcję wirtualnego fotonu przez nukleon. Przekroje czynne na absorpcję poprzecznie i podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów³, σ_T i σ_L , oraz całkowity przekrój czynny $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}$, są związane z funkcjami struktury protonu następującymi zależnościami:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2(1-x)} 2xF_1 \quad (2.11)$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2(1-x)} F_L \quad (2.12)$$

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

³Fotony rzeczywiste są spolaryzowane poprzecznie, natomiast polaryzacja wirtualnego fotonu może być zarówno poprzeczna jak i podłużna.

We wzorach (2.11 - 2.13) strumień wirtualnych fotonów został zdefiniowany przy użyciu konwencji Handa [14]. Założono również, że wartość Q^2 jest dostatecznie duża, aby pominąć człony z masą nukleonu. Podłużna funkcja struktury protonu F_L jest zdefiniowana wzorem:

$$F_L = F_2 - 2xF_1. \quad (2.14)$$

Uwzględniając relację (2.14) różniczkowy przekrój czynny wyrażony wzorem (2.10) można zapisać w postaci:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2(x, Q^2) + \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right]. \quad (2.15)$$

Ponieważ przekroje czynne σ_L i σ_T są zdefiniowane dodatnio, ze wzorów (2.12-2.13) wynika zależność $0 \leq F_L(x, Q^2) \leq F_2(x, Q^2)$. Dla wartości $y < 0.5$ przekrój czynny na proces DIS jest zdominowany przez człon zawierający $F_2(x, Q^2)$, ponieważ można zaniedbać proporcjonalny do y^2 wkład od podłużnej funkcji struktury protonu.

2.3 Prosty model kwarkowo-partonowy

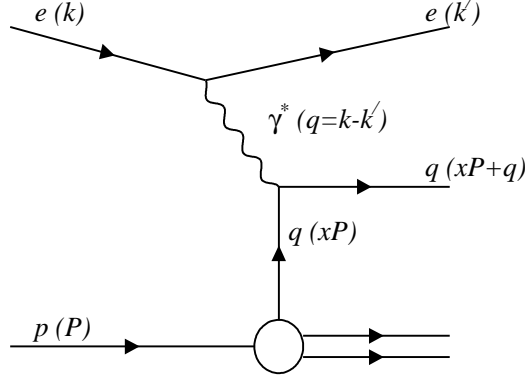
W historycznym eksperymencie głęboko nieelastycznego rozpraszania ep przeprowadzonym w SLAC-u w latach sześćdziesiątych odkryto, że przy ustalonych wartościach x -Bjorkena funkcja struktury protonu F_2 bardzo słabo zależy od Q^2 [2]. Wyniki pomiarów zespołu SLAC-MIT kierowanego przez Friedmana, Kendalla i Taylora⁴ zostały po raz pierwszy przedstawione w roku 1968 na konferencji "rochesterskiej" w Wiedniu. Prawie w tym samym czasie skalowanie funkcji struktury F_1 i F_2 zostało przewidziane przez Bjorkena [3] w oparciu o rachunki algebry prądów Gell-Manna. Bjorken pokazał, że dla ustalonych wartości x , w granicy kinematycznej $Q^2 \rightarrow \infty$, $2P \cdot q \rightarrow \infty$ funkcje struktury spełniają zależności:

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x), \quad F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x). \quad (2.16)$$

Model partonowy zaproponowany następnie przez Feynmana pozwolił bardzo intuicyjnie wyjaśnić skalowanie funkcji F_i . Feynman argumentował, że brak zależności funkcji struktury od Q^2 oznacza, że za dynamikę procesu odpowiada rozpraszanie na swobodnych i punktowych obiektach. Odkrycie skalowania funkcji struktury protonu i jego interpretacja są porównywalne z wagą odkrycia jądra atomowego przez Rutherforda i współpracowników, w wyniku pomiarów rozpraszania cząstek α pod dużymi kątami. W procesach DIS, pomiary rozpraszania elektronów pod dużymi kątami powoli odkryły punktowe składniki nukleonu (utożsamione później z kwarkami i gluonami), dzięki własności skalowania funkcji struktury. Gdyby ładunek elektryczny protonu był rozłożony równomiernie, oczekivalibyśmy że rozpraszanie pod dużymi kątami będzie zachodzić bardzo rzadko i funkcje struktury protonu będą szybko malały wraz ze wzrostem Q^2 .

W prostym modelu kwarkowo-partonowym [4, 5] interpretacja rozpraszania głęboko nieelastycznego jest szczególnie bliska naszej intuicji. W tym modelu proton składa się z partonów: trzech kwarków walencyjnych uud , określających jego liczby kwantowe oraz par kwark-antkwark, tzw. kwarków morza, będących wynikiem kwantowych fluktuacji. Przy dużych

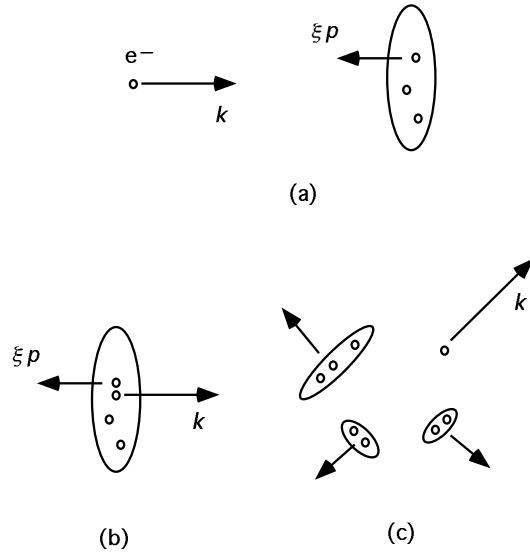
⁴Friedman, Kendall i Taylor otrzymali Nagrodę Nobla w roku 1990 za badania procesów DIS przeprowadzone w SLAC-u w latach sześćdziesiątych.



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 γ^* o czteropędzie q . W wyniku absorpcji γ^* , rozproszony kwark zwany też kwarkiem prądowym (*current quark*), uzyskuje czteropęd $xP + q$.

wartościach Q^2 , oddziaływanie ep można przedstawić jako sumę niekoherentnych, elastycznych rozproszeń elektronu zachodzących poprzez wymianę jednofotonową na swobodnych i punktowych partonach (rysunek 2.2). Dla rozpraszania przy skali Q , morze zawiera te zapachy kwarków dla których $m_q \ll Q$, gdzie m_q jest masą kwarka.

Rozważmy proces rozpraszania w układzie nieskończonego pędu protonu, zwanym też układem Bjorkena, w którym partony niosą ułamek ξ pędu podłużnego p protonu i w którym można zaniedbać ich masy i pędy poprzeczne. W układzie Bjorkena proton podlega zarówno dylatacji czasu jak i skróceniu Lorentza. Podłużny rozmiar protonu ulega skróceniu o czynnik $\frac{m_p}{p}$ w porównaniu z jego rozmiarem w układzie spoczynkowym i cząstka przypomina spłaszczony dysk. Rysunek 2.3a przedstawia układ elektron-proton przed zderzeniem. Można założyć, że partony o ograniczonym rozmiarze poprzecznym są rozmieszczone równomiernie na dysku i ich liczba na jednostkę podłużnej przestrzeni fazowej $\frac{d\xi}{\xi}$ jest raczej mała. W wyniku relatywistycznej dylatacji czasu wzajemne oddziaływania partonów ulegają spowolnieniu. Czasy życia partonów, zdeterminowane fluktuacjami na kwarki morza ulegają wydłużeniu, $\tau_{parton} \sim \frac{k_l}{k_t^2}$, gdzie k_l i k_t są odpowiednio pędem podłużnym i poprzecznym partonu. Czas oddziaływania elektronu z partonem, określony przez czas życia wirtualnego fotonu, jest proporcjonalny do $\frac{1}{Q^2}$; jest on krótki w porównaniu z długim czasem życia partonów, ponieważ $Q^2 \gg k_t^2$. Miarą czasu oddziaływania elektronu z partonem jest również jego czas przejścia przez nukleon. Ze względu na skrócenie Lorentza podłużnego rozmiaru protonu, czas ten jest krótki w porównaniu ze skalą czasu charakterystyczną dla wzajemnych oddziaływań partonów. W konsekwencji, w krótkim czasie sondowania struktury protonu przez wirtualny foton, zarówno zmiany gęstości partonów jak i ich pędów są zaniedbywalne. Dlatego też przy ustalonym Q^2 , wirtualny foton oddziałuje z "zamrożonym" rozkładem partonów wewnątrz



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

protonu. Rozumowanie to uzasadnia, dlaczego rozważany proces ep można przedstawić jako sumę niespójnych rozproszeń na swobodnych partonach.

Proces twardego rozpraszania między elektronem i partonem przez wymianę wirtualnego fotonu następuje, gdy elektron zbliży się do partonu na bardzo małą odległość w kierunku poprzecznym, rzędu $\Delta r \sim \frac{1}{Q}$. Przy założeniu równomiernego rozkładu partonów na dysku, prawdopodobieństwo znalezienia dodatkowego partonu mogącego uczestniczyć w twardym procesie jest tłumione przez czynnik geometryczny $\frac{1/Q^2}{\pi R^2}$, gdzie R jest promieniem protonu. Warunek ten zapewnia, że elektron rozprasza się na jednym kwarku, niezależnie od pozostałych. Proces rozpraszania elektronu na jednym z partonów jest pokazany na rysunku 2.3b. W dłuższej skali czasowej zachodzi proces hadronizacji, w którym uderzony kwark wraz z pozostałymi składnikami protonu tworzy końcowy stan hadronowy (rysunek 2.3c). Taka korelacja czasowa zapewnia niezależność procesu rozpraszania od procesu hadronizacji.

Przedstawiony czasowo-przestrzenny obraz oddziaływania DIS w układzie nieskończonego pędu protonu uzasadnia podstawowe założenia modelu QPM. Wynikają one ze skrócenia Lorentza i relatywistycznej dylatacji czasu życia wewnętrznych stanów protonu oraz długiej skali czasowej procesu hadronizacji. Oddziaływania w stanie początkowym pomiędzy partonami, odpowiedzialne za siły wiązania w protonie, charakteryzują się długą skalą czasową i są niezależne od zachodzącego w bardzo krótkim czasie procesu twardego. Oddziaływania w stanie końcowym, prowadzące do powstania końcowych stanów hadronowych, mają miejsce w długiej skali czasowej po zajściu twardego procesu i również są od niego niezależne. Podsumowując bardziej obrazowo, w krótkim czasie oddziaływania foton "widzi" proton w postaci chmury swobodnych i prawie punktowych partonów, których rozkład wewnątrz protonu jest zamrożony.

W modelu QPM różniczkowy przekrój czynny dla procesu $ep \rightarrow eX$ jest sumą przekrojów czynnych σ_{ei} na elastyczne rozpraszanie *elektron-kwark* i , ważoną prawdopodobieństwem $f_i(\xi)$ znalezienia w protonie partonu i unoszącego ułamek ξ jego pędu podłużnego

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_i \int_0^1 d\xi f_i(\xi) \frac{d^2\sigma_{ei}}{dx dQ^2}, \quad (2.17)$$

gdzie wskaźnik i przebiega po zapachach kwarków. Funkcje $f_i(\xi)$ noszą nazwę funkcji gęstości partonów. Wzór (2.17) 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, wyrażoną poprzez funkcje gęstości partonów $f_i(\xi)$.

W modelu QPM istnieje bardzo prosta zależność między funkcją struktury protonu F_2 i funkcjami gęstości partonów :

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x) = x \sum_q e_q^2 f_i(x) = x \sum_q e_q^2 [q(x) + \bar{q}(x)]. \quad (2.18)$$

We wzorze (2.18) e_q jest ładunkiem kwarka wyrażonym w jednostkach ładunku elektronu, $xq(x)$ i $x\bar{q}(x)$ definiują funkcje rozkładu partonów (*Parton Distribution Function, PDF*) odpowiednio dla kwarków i antykwarków.

Funkcja struktury F_2 wykazuje własność skalowania; zależy ona tylko od jednej bezwymiarowej zmiennej x i jest niezależna od Q^2 . W układzie nieskończonego pędu protonu, zdefiniowana we wzorze (2.5) zmienna skalowania Bjorkena x , uzyskuje interpretację ułamka pędu podłużnego protonu uniesionego przez kwark, który brał udział w procesie rozpraszania. Jak już wspomniano skalowanie F_2 wynika z rozpraszania elektronów na punktowych i swobodnych partonach. Gdyby wzajemne oddziaływania partonów były znaczące, gęstości partonów zależałyby od Q^2 , ponieważ ze zmianą wirtualności fotonu zmieniałyby się szybko ich rozkład w wyniku kwantowych fluktuacji na kwarki morza.

Model QPM przewiduje, że

$$F_L(x, Q^2) = 0 \quad \rightarrow \quad F_2 = 2xF_1 \quad (2.19)$$

Zależność (2.19) zwana jest również regułą Callana-Grossa [15]. Wynika ona stąd, że ze względu na zachowanie skrętności zabroniona jest absorpcja podłużnie spolaryzowanego wirtualnego fotonu przez bezmasową cząstkę o spinie $\frac{1}{2}$, co powoduje że $\sigma_L = 0$. Zależność (2.19) przestaje być prawdziwa, jeżeli kwarki są masywne lub/i posiadają niezerowy pęd poprzeczny.

W SLAC-u przeprowadzono pierwsze pomiary stosunku

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \simeq \frac{F_L}{2xF_1}, \quad (2.20)$$

które pokazały, że jego wartość jest bardzo mała [16], zgodnie z regułą Callana-Grossa. Pomiar ten wykazał, że punktowe naładowane składniki protonu mają spin równy $1/2$. W połączeniu z innymi faktami doświadczalnymi pozwoliło to utożsamić partony z kwarkami, postulowanymi wcześniej przez Gell-Manna i Zweiga [17] składnikami hadronów o ułamkowym ładunku elektrycznym. W modelu kwarkowym Gell-Manna i Zweiga kwarki traktowano jednak jako obiekty matematyczne, służące w spektroskopii hadronów do klasyfikacji cząstek w ramach zapachowej symetrii $SU(3)$. Odkrycia w SLAC-u i ich interpretacja w modelu QPM wskazywały, że kwarki rzeczywiście istnieją.

2.4 Chromodynamika kwantowa i ulepszony model partonowy

W prostym modelu kwarkowo-partonowym fizyczny obraz oddziaływania DIS jest bliski naszej intuicji, ale zbyt uproszczony i należy go zmodyfikować w oparciu o wynikającą z QCD wiedzę, dotyczącą oddziaływania kwarków poprzez wymianę gluonów⁵. W ramach QCD podstawowe założenia modelu partonowego są konsekwencją asymptotycznej swobody oraz faktoryzacji procesów krótko i długozasięgowych.

Chromodynamika kwantowa jest kwantową teorią pola z cechowaniem nieabelowym opartą na grupie cechowania SU(3) koloru, z bozonowymi polami cechowania i fermionowymi polami kwarkowymi. Zarówno kwarki jak i kwanty pola, osiem bezmasowych gluonów, są obdarzone ładunkiem kolorowym. Możliwość oddziaływania ze sobą kwantów pola chromodynamicznego jest cechą charakterystyczną dla nieabelowej teorii pola, powodującą nietypową (w porównaniu z elektrodynamiką kwantową) zależność stałej sprzężenia od przekazu czteropędu. Efektywna biegnąca stała sprzężenia oddziaływań silnych, $\alpha_s(Q^2)$, opisująca siłę oddziaływania między kwarkami i gluonami, maleje z rosnącym Q^2 . Ta własność QCD powodująca, że siła oddziaływania między kwarkami maleje przy dużych przekazach czteropędu czyli na małych odległościach, nosi nazwę asymptotycznej swobody. Odkrycie w 1973 roku przez Grossa i Wilczka [7] oraz niezależnie przez Politzera [8] asymptotycznej swobody w teoriach z cechowaniem nieabelowym ugruntowało znaczenie QCD jako teorii oddziaływań silnych. Asymptotyczna swoboda w QCD stanowi uzasadnienie założenia modelu kwarkowo-partonowego, że w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania kwarki są swobodne.

W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń (*Leading Order, LO*) zależność stałej sprzężenia chromodynamiki kwantowej od skali energii, zgodnie z równaniem grupy renormalizacji [21], wyraża się wzorem

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad b_0 = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad (2.21)$$

gdzie dodatni współczynnik b_0 jest określony przez liczbę aktywnych zapachów n_f i Λ_{QCD} jest wolnym parametrem o wymiarze masy ($\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV). Biegnąca stała sprzężenia $\alpha_s(Q^2)$, a tym samym Λ_{QCD} , są wyznaczone z pomiarów eksperymentalnych. Wzór (2.21) odzwierciedla własność asymptotycznej swobody QCD: $\alpha_s \rightarrow 0$ gdy $Q^2 \rightarrow \infty$. Dla małych wartości efektywnej stałej sprzężenia, $\alpha_s(Q^2) \ll 1$, amplitudy rozpraszania dla procesów twardych mogą być obliczane w rachunku zaburzeń. Stała sprzężenia jest wówczas parametrem rozwinięcia tych amplitud w szereg potęgowy. Dla małych wartości Q^2 , $Q^2 \rightarrow \Lambda_{QCD}^2$, efektywna stała sprzężenia jest duża, co odpowiada nieperturbacyjnemu obszarowi uwięzienia koloru, w którym kwarki i gluony są silnie związane w hadronach. Hadrony są singletami grupy SU(3) koloru; bariony tworzą neutralne kolorowo stany związane trzech kwarków, natomiast mezony są stanami związanymi pary kwark- antykwark [17]. Uwięzienie koloru tłumaczy dlaczego kolorowe kwarki i gluony nie są bezpośrednio obserwowane.

W ulepszonym przez QCD modelu QPM partonami są zarówno kwarki jak i gluony. Ponieważ stała sprzężenia $\alpha_s(Q^2)$ nie jest ściśle równa zeru, a jedynie dąży do tej wartości asymptotycznie dla $Q^2 \rightarrow \infty$, partonów nie można traktować jako całkowicie swobodnych i należy uwzględnić ich wzajemne oddziaływania. W konsekwencji, zależność pomiędzy funkcjami struktury i funkcjami rozkładu kwarków, która w oryginalnym modelu QPM jest bardzo

⁵Wprowadzeniem do zagadnień omawianych w rozdziale 2.4 i 2.5 są np. prace [18, 19, 20]

prosta (por. wzory (2.18) i (2.19)), staje się bardziej skomplikowana.

W prostym modelu QPM skalowanie funkcji struktury w kinematycznej granicy Bjorkena jest związane z założeniem, że pęd poprzeczny partonów w układzie nieskończonego pędu protonu jest mały. Założenie to przestaje być prawdziwe, jeśli uwzględnimy przewidzianą przez QCD emisję twardych gluonów przez kwarki. Kwark może wypromieniować gluon i uzyskać duży pęd poprzeczny k_t z prawdopodobieństwem, które dla dużych k_t jest proporcjonalne do $\alpha_s \frac{dk_t^2}{k_t^2}$. Dla rosnących Q^2 struktura protonu jest sondowana na coraz mniejszych odległościach i czułość wirtualnego fotonu na efekty QCD rośnie. Może się on np. rozpraszać na kwarkach morza, powstałych z rozszczepienia gluonu ($g \rightarrow q\bar{q}$) wypromieniowanego przez jeden z kwarków walencyjnych. Ze wzrostem Q^2 następuje emisja coraz większej liczby gluonów, które z kolei rozszczepiają się na pary gluonów lub pary kwarków morza. Liczba partonów unoszących pęd protonu rośnie i dlatego można oczekiwać zarówno mniejszego prawdopodobieństwa "zobaczenia" przez elektromagnetyczną sondę kwarka walencyjnego z dużym x , jak i wzrostu gęstości gluonów i kwarków morza przy małych wartościach x . W konsekwencji, wraz ze wzrostem Q^2 funkcja struktury F_2 dla dużych x maleje, natomiast dla małych x rośnie. W ulepszonym przez QCD modelu partonowym równania ewolucji umożliwiają obliczenie efektów łamania skalowania Bjorkena. Funkcja struktury F_2 wykazuje słabą logarytmiczną zależność od Q^2 , zgodnie z danymi eksperymentalnymi.

2.4.1 Faktoryzacja w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym

W chromodynamice kwantowej twierdzenie o faktoryzacji procesów krótko i długozasięgowych w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym zostało ściśle udowodnione przez Collinsa, Sopera i Stermana [22].

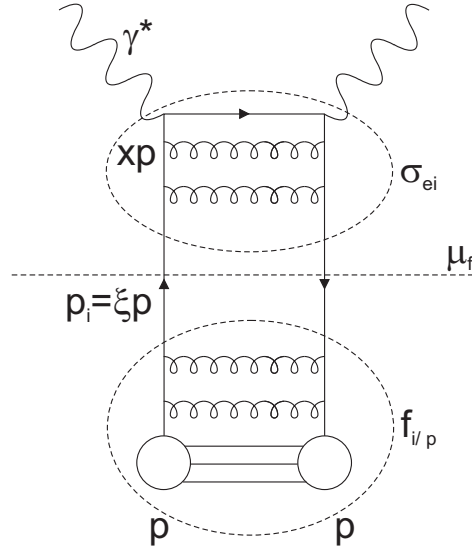
Pozwala ono przedstawić przekrój czynny na rozpraszanie ep jako splot początkowej gęstości partonów i w protonie, $f_{i/p}$, oraz obliczalnego w rachunku zaburzeń przekroju czynnego na rozpraszanie elektronu na partonie, σ_{ei} (rysunek 2.4).

Symbolicznie przekrój czynny σ_{ep} można zapisać w postaci:

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

W obliczeniach partonowego przekroju czynnego σ_{ei} należy uwzględnić oprócz diagramu w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń, istniejącego również w prostym modelu QPM grafu Borna ($\gamma^* q \rightarrow q$, rysunek 2.2), również przyczynki od diagramów wyższych rzędów. Procesy przyczyniające się do poprawek wyższych rzędów są związane z wypromieniowaniem gluonów przez kwarki, kreacją par $q\bar{q}$ przez gluony oraz rozszczepieniem gluonów na pary gg . Procesy te prowadzą do powstawania kaskad partonowych. Kaskada QCD ze stanu początkowego jest zainicjowana przez parton w protonie przed jego oddziaływaniem z wirtualnym fotonem. Kaskada partonowa ze stanu końcowego pochodzi z rozproszonego kwarka, po jego oddziaływaniu z fotonem.

Na rysunku 2.5 przedstawiono procesy w rzędzie $O(\alpha_s)$, które należy uwzględnić w ulepszonym modelu partonowym. W procesie fuzji bozonowo-gluonowej (*Boson Gluon Fusion*, *BGF*) gluon rozszczepia się na parę kwarków o dużych pędach poprzecznych, po czym jeden z kwarków absorbuje wirtualny foton. Proces ten odpowiada produkcji dwóch dżetów kwarkowych w stanie końcowym, $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$. W procesie QCD rozpraszania Comptona (*QCD*



Rysunek 2.4: Faktoryzacja w procesie DIS. ”Drabina gluonowa” między protonem i wirtualnym fotonem jest podzielona na dwie części z linią podziału wyznaczoną przez skalę faktoryzacji μ_f . Skala faktoryzacji μ_f służy do rozdzielania krótko i długozasięgowych efektów w oddziaływaniu ep . Miękkie gluony o wirtualności poniżej skali określonej przez μ_f dają wkład do funkcji gęstości partonów $f_{i/p}$, poprawki promienne związane z twardymi gluonami są włączone do przekroju czynnego σ_{ei} .

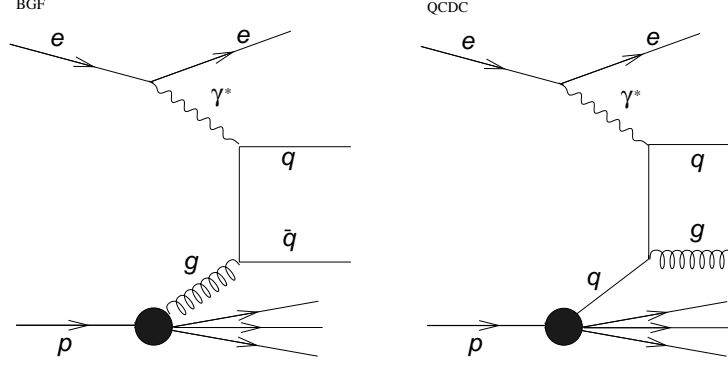
Compton, QCDC) emisja gluonu przez kwark w stanie początkowym poprzedza absorpcję fotonu lub rozproszony kwark (zwany także kwarkiem prądowym) wypromieniowuje gluon. W procesie QCDC powstaje dżet kwarkowy i dżet gluonowy, $\gamma^*q \rightarrow qg$.

W perturbacyjnej QCD (pQCD) w obliczeniach procesów wyższych rzędów pojawiają się diagramy pętlowe, jak również całki po przestrzeni fazowej, prowadzące do rozbieżności rachunków. Osobliwości w nadfiolecie, związane z grafami pętlowymi, są usunięte przez procedurę renormalizacji prowadzącą do biegnącej stałej sprzężenia oddziaływań silnych. Rozbieżności w podczerwieni, wynikające z emisji miękkich gluonów z pędem $k \rightarrow 0$, są kasowane przez poprawki wirtualne do procesów, które takiej emisji nie zawierają. Rozbieżności współliniowe lub inaczej masowe (*collinear or mass singularities*), które pojawiają się w wyniku rozszczepienia partonu w stanie końcowym na dwa bezmasowe partony o równoległych pędach, również kasują się dla inkluzywnych procesów DIS.

Rozbieżności współliniowe w stanie początkowym (związane np. z procesami QCDC i BGF) podlegają odpowiedniej procedurze renormalizacji, która w efekcie prowadzi do ich wchłonięcia w definicję funkcji gęstości partonów i w konsekwencji do zależności tych funkcji od skali faktoryzacji μ_f . Analogicznie, partonowy przekrój czynny σ_{ei} po usunięciu rozbieżności również zależy od skali faktoryzacji μ_f :

$$\sigma_{ep} = \sum_i [f_{i/p}(\mu_f^2) \otimes \sigma_{ei}(\mu_f^2)]. \quad (2.23)$$

Skala faktoryzacji μ_f służy do rozdzielania efektów krótkozasięgowych, odpowiadających pro-



Rysunek 2.5: Proces głęboko nieelastycznego rozpraszania ep zachodzący przez fuzję bozonowo-gluonową (lewy diagram) i rozpraszanie QCD Comptona (prawy diagram).

cesom twardego rozpraszania elektron-parton, od efektów długozasięgowych określających wewnętrzną dynamiczną strukturę protonu, ujawniającą się w oddziaływaniu DIS. Jeżeli wirtualność partonu w kaskadzie ze stanu początkowego jest poniżej skali określonej przez μ_f to wówczas daje on wkład do rozkładu partonów, jeżeli jest wyższa to parton jest uwzględniany w obliczeniach przekroju czynnego na proces twarde (rysunek 2.4). Wybór skali faktoryzacji μ_f jest dowolny, przy spełnionym warunku $\mu_f \gg \Lambda_{QCD}$.

Twierdzenie o faktoryzacji w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym pozwala zapisać funkcję F_2 w następującej postaci:

$$F_2(Q^2, x) = \sum_i \int_x^1 d\xi C_{2,i}(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu_r^2}, \frac{\mu_f^2}{\mu_r^2}, \alpha_s(\mu_r^2)) f_{i/p}(\xi, \mu_f, \mu_r^2) + O(\frac{\Lambda_{QCD}^2}{Q^2}). \quad (2.24)$$

Zapis (2.24) odpowiada standardowej faktoryzacji współliniowej (*collinear factorization*). We wzorze (2.24) μ_r i μ_f definiują odpowiednio skalę renormalizacji i faktoryzacji, które często są równe ale nie jest to regułą. Wskaźnik i przebiega po wszystkich partonach: kwarkach, antykwarkach i gluonach. Funkcje współczynnیکowe $C_{2,i}$, opisujące twarde rozpraszanie elektron-parton zachodzące poprzez wymianę wirtualnego fotonu, są obliczalne w pQCD w postaci szeregów potęgowych z parametrem rozwinięcia α_s :

$$C_{2,i}(z, \alpha_s) = C_{2,i}^{(0)} + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{2,i}^{(1)}(z) + (\frac{\alpha_s}{2\pi})^2 C_{2,i}^{(2)}(z) + \dots, \quad z = \frac{x}{\xi}. \quad (2.25)$$

Funkcje współczynnیکowe $C_{2,i}$ są niezależne od typu hadronu, tzn. są takie same dla procesów DIS na protonie i neutronie. Zależność $C_{2,i}$ od zmiennej x -Bjorkena i ułamka pędu

uderzonego partonu poprzez stosunek $z = x/\xi$ jest ważną własnością faktoryzacji, ponieważ pozwala obliczyć funkcje współczynnikowe na poziomie partonowym bez odniesienia do pędu początkowego hadronu. Ponadto funkcje współczynnikowe zależą od skal renormalizacji i faktoryzacji.

Funkcje gęstości partonów $f_{i/h}$, będące uogólnieniem gęstości partonów w prostym modelu QPM, są charakterystyczne dla danego typu hadronu i zależą od skali faktoryzacji μ_f . Równocześnie są uniwersalne tzn. charakteryzują dany typ hadronu niezależnie od rozważanego twardego procesu. Dla zadanej skali takie same funkcje $f_{i/h}$ opisują procesy typu lepton - hadron i hadron - hadron. Funkcje gęstości partonów wyznaczamy doświadczalnie, ponieważ nie potrafimy ich wyliczyć w pQCD z pierwszych zasad, ze względu na zależność od długodystansowych nieperturbacyjnych efektów oddziaływań silnych. Mierząc ich rozkład dla danej skali μ_0 potrafimy natomiast przewidzieć ich postać dla dowolnej skali μ , o ile obie skale μ_0 i μ są dostatecznie duże, aby zapewnić małe stałe sprzężenia $\alpha_s(\mu_0^2)$ i $\alpha_s(\mu^2)$.

We wzorze (2.24) poprawki $O(\frac{\Lambda_{QCD}^2}{Q^2})$ odpowiadają wkładom od wyższych twistów, wynikającym z oddziaływań uderzonego partonu z resztkami protonu [23]. Przyczynki te są tłumione przez odwrotności potęg twardej skali Q^2 . Wkłady od wyższych twistów mogą być znaczące dla dużych wartości x i małych wartości Q^2 , odpowiadających małej energii W w hadronowym układzie środka masy γ^*p [19]. Efekty od wyższych twistów mogą być także ważne w obszarze bardzo małych wartości x , szczególnie w analizie podłużnej funkcji struktury F_L [24].

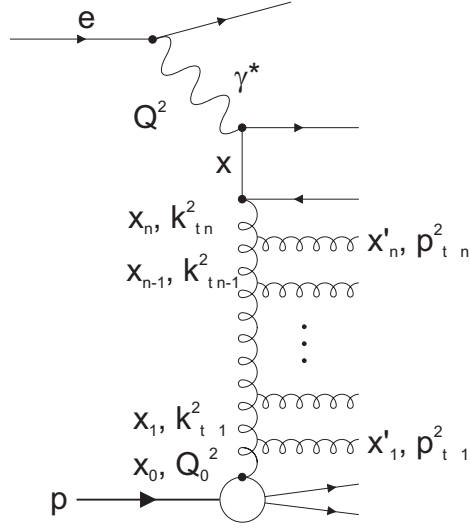
2.4.2 Równania ewolucji DGLAP

Podobnie jak przekrój czynny na rozpraszanie ep , funkcja struktury F_2 jest obserwabłą i nie może zależeć od dowolnego wyboru skali faktoryzacji μ_f :

$$\mu_f^2 \frac{dF_2(x, Q^2)}{d\mu_f^2} = 0. \quad (2.26)$$

Dlatego w wyrażeniu (2.24) określającym F_2 , zależność od skali μ_f funkcji współczynnikowych $C_{2,i}$ jest zniesiona przez odpowiednią zależność od tej samej skali funkcji gęstości partonów $f_{i/h}$. Zależność rozkładu partonów od skali jest opisana w pQCD przez równania ewolucji, przy których wyprowadzaniu należałoby uwzględnić wszystkie możliwe grafy Feynmana dające wkłady do partonowego przekroju czynnego σ_{ei} . Stopień komplikacji takich rachunków powoduje, że można je przeprowadzić jedynie stosując pewne przybliżenia, ograniczające przestrzeń fazową na radiację partonów w stanie początkowym. Różne przybliżenia w obliczeniach pQCD charakteryzują się odmienną dynamiką kaskady partonowej ze stanu początkowego i różnym zakresem stosowalności w zmiennych kinematycznych Q^2 i x .

W pQCD przy wyprowadzaniu równań ewolucji efektywnie sumuje się diagramy drabinkowe odpowiadające emisji wielu gluonów, przedstawione na rysunku 2.6. Diagramy z wygenerowaną radiacyjnie drabiną partonową stanowią dominujący typ diagramów dla cechowania, w którym gluon posiada tylko dwa fizyczne stany polaryzacji poprzecznej (np. cechowanie aksjalne, *axial gauge*). Na rysunku 2.6 składowe podłużne pędu partonów są zdefiniowane przez stosunek energii E_i/E_p , w układzie w którym pęd protonu jest duży. Pędy podłużne (poprzeczne) partonów wymienianych w kanale t są oznaczone przez x_i (k_{ti}), pędy podłużne (poprzeczne) emitowanych partonów wynoszą x'_i (p_{ti}).



Rysunek 2.6: Diagram drabinkowy przedstawiający kaskadę QCD ze stanu początkowego, będącą wynikiem emisji wielu gluonów z linii gluonowej.

W przybliżeniu prowadzącym do równań ewolucji DGLAP sumuje się diagramy drabinkowe charakteryzujące się silnym uporządkowaniem wirtualności partonów wymienianych w kanale t i wynikającym stąd uporządkowaniem ich pędów poprzecznych

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

Parton z największym pędem poprzecznym oddziałuje z wirtualnym fotonem. Warunek (2.27) powoduje również silne uporządkowanie pędów poprzecznych emitowanych partonów $p_{t,i} \ll p_{t,i+1}$. Z zasady zachowania energii i pędu ($x_i = x_{i+1} + x'_{i+1}$) wynika uporządkowanie pędów podłużnych:

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

Radiacja gluonów kreuje niezerowy pęd poprzeczny partonów wymienianych w kanale t ; każda emisja daje przyczynek proporcjonalny do $\alpha_s \int \frac{dk_t^2}{k_t^2}$. Oznacza to, że wkład do funkcji struktury od diagramu drabinkowego o n szczeblach wynosi:

$$\alpha_s^n \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dk_{nt}^2}{k_{nt}^2} \cdots \int_{Q_0^2}^{k_{2t}^2} \frac{dk_{2t}^2}{k_{2t}^2} \int_{Q_0^2}^{k_{1t}^2} \frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2} = \frac{\alpha_s^n}{n!} \ln^n \frac{Q^2}{Q_0^2}. \quad (2.29)$$

Duże logarytmy w Q^2 wynikają z wycalkowania po uporządkowanych pędach poprzecznych partonów wymienianych w kanale t . W każdym rzędzie n duże logarytmy $\ln(Q^2/Q_0^2)$ kompensują malejącą logarytmicznie z Q^2 silną stałą sprzężenia α_s , $\alpha_s^n \ln^n(Q^2/Q_0^2) \sim 1$. Dlatego też, aby otrzymać skończony wynik w rozwinięciu perturbacyjnym należy wysumować wszystkie diagramy z n rozciągającym się do ∞ . Przedstawiony schemat obliczeń nosi nazwę przybliżenia wiodących logarytmów (*Leading Log Approximation, LLA*), ponieważ każdej potędze n w α_s towarzyszy taka sama potęga w $\ln(Q^2/Q_0^2)$. Obliczenia w przybliżeniu LLA są

poprawne dla dużych wartości Q^2 i niezbyt małych wartości x , zdefiniowanych warunkiem $\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ll \alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$. Przybliżenie LLA nazywane jest również przybliżeniem współliniowym (*collinear approximation*). Zarówno wirtualności jak i pędy poprzeczne partonów wymienianych w kanale t są zaniedbywalne w porównaniu z twardą skalą Q^2 określoną przez wirtualność fotonu. Partony możemy więc traktować jako bezmasowe i poruszające się w tym samym kierunku (współliniowo) co proton.

Przy wyborze skali $\mu_r = \mu_f = \mu$ różniczkowo-całkowe równania DGLAP, opisujące ewolucję w μ^2 rozkładu partonów $f(x, \mu^2)$, można zapisać symbolicznie:

$$\frac{\partial f}{\partial \ln \mu^2} \sim \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} (P \otimes f), \quad (2.30)$$

$$P \otimes f = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P\left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(\mu^2)\right) f(\xi, \mu^2). \quad (2.31)$$

Dla danego x , rozkłady f odpowiadają gęstości partonów (kwarków lub gluonów) w protonie wycalkowanej po pędzie poprzecznym k_t do wartości μ . P oznacza odpowiednie funkcje rozszczepień (*splitting function*) Altarellego-Parisiego [10].

Dla typowego wyboru skali $\mu_r = \mu_f = Q$, zależność gęstości kwarków i gluonów od skali opisana jest następującymi równaniami [10, 11]:

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} [P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(Q^2)\right) q_i(\xi, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(Q^2)\right) g(\xi, Q^2)], \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial g_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \sum_i \frac{d\xi}{\xi} [P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(Q^2)\right) q_i(\xi, Q^2) + P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(Q^2)\right) g(\xi, Q^2)]. \quad (2.33)$$

q_i i g oznaczają odpowiednio gęstości kwarków i gluonów. Sumowanie po i przebiega po wszystkich aktywnych kwarkach i antykwarkach. P_{ba} są funkcjami rozszczepień Altarellego-Parisiego.

Przy zaniedbaniu mas kwarków zmiana gęstości partonów wraz z Q^2 zależy jedynie od stosunku pędów podłużnych $\frac{x}{\xi}$. W równaniach (2.32-2.33) całkowanie po ξ jest ograniczone do obszaru $x \leq \xi \leq 1$. Wynika to stąd, że dla skali Q^2 parton sondowany przez wirtualny foton ma ułamkowy pęd podłużny x , który jest wynikiem rozszczepień partonów-rodziców o większym pędzie podłużnym.

Klasyczna interpretacja równań ewolucji ma charakter probabilistyczny. W układzie nieskończonego pędu protonu, gęstości kwarków i gluonów, $q(x, Q^2)$ i $g(x, Q^2)$, określają prawdopodobieństwo znalezienia w protonie przez sondę o wirtualności Q^2 , kwarka lub gluonu niosącego ułamek x jego pędu oraz będącego poza powłoką masy nie więcej niż to definiuje skala Q^2 . Równania ewolucji opisują jak w wyniku emisji partonów opisanej przez funkcje rozszczepień zmienia się to prawdopodobieństwo wraz ze zmianą Q^2 , czyli przestrzennej zdolności rozdzielczej sondy. Funkcje rozszczepień $P_{ba}(z)$ są miarą prawdopodobieństwa znalezienia w partonie typu a partonu typu b , z ułamkiem pędu podłużnego z partonu rodzica i

kwadratem pędu poprzecznego o wiele mniejszym niż Q^2 . Prawdopodobieństwo rozszczepienia partonu a na partony b i c ($a \rightarrow bc$), unoszące odpowiednio części z i $(1-z)$ jego pędu, jest określone na jednostkę $\ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$ i wynosi $\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ba}(z)$. Probabilistyczna interpretacja równań ewolucji jest prawdziwa jedynie w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń (LO DGLAP) i taki intuicyjny obraz fizyczny nie może być zastosowany do poprawek wyższych rzędów.

Równania ewolucji DGLAP pozwalają na wyznaczenie gęstości kwarków i gluonów dla dowolnej skali Q^2 , jeżeli znany jest ich rozkład dla początkowej skali Q_0^2 . W perturbacyjnej QCD nie potrafimy jednak obliczyć gęstości partonów dla zadanej skali z pierwszych zasad. W eksperymentach DIS standardowa metoda wyznaczenia rozkładów PDF jest następująca. Zależność od x rozkładów PDF jest parametryzowana przy użyciu gładkich funkcji analitycznych dla pewnej początkowej skali Q_0^2 . Następnie w ramach formalizmu NLO DGLAP dokonuje się ich ewolucji do wartości Q^2 , dla których zmierzono inkluzyny przekrój czynny i porównuje z danymi. Procedura minimalizacji pozwala wyznaczyć funkcje PDF dla $Q^2 > Q_0^2$ i $x > x_{min}$. Początkowa skala Q_0^2 powinna znajdować się w obszarze stosowalności perturbacyjnej QCD, x_{min} odpowiada minimalnej wartości x dostępnej w eksperymencie. Obecnie najczęściej używa się rozkładów PDF otrzymanych przez dwa zespoły teoretyczne, CTEQ (*Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD*) [25] i MRST (*PDF global fitting team Martin-Roberts-Stirling-Thorne*) [26]⁶. Grupy te wykorzystują pomiary z wielu różnych eksperymentów, przy czym wkład danych z eksperymentów DIS jest dominujący. Precyzyjne wyznaczenie funkcji rozkładu partonów jest ważne nie tylko dla zrozumienia struktury protonu. Wszelkie obliczenia przekrojów czynnych dla procesów badanych na zderzaczach hadronowych, zarówno w ramach jak i poza Modelem Standardowym, wymagają znajomości tych rozkładów.

2.4.3 Funkcje rozszczepień

Funkcje Altarellego-Parisiego $P_{ba}(z)$ opisują procesy rozszczepień partonów przedstawione na rysunku 2.7. Są one zależne od partonowych zapachów a i b , natomiast nie zależą od typu hadronu uczestniczącego w procesie zderzenia.

Funkcje Altarellego-Parisiego wyrażają się w postaci szeregów potęgowych z parametrem rozwinięcia α_s :

$$P_{q_i q_j}(z, \alpha_s) = \delta_{ij} P_{qq}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q_i q_j}^{(1)}(z) + \dots \quad (2.34)$$

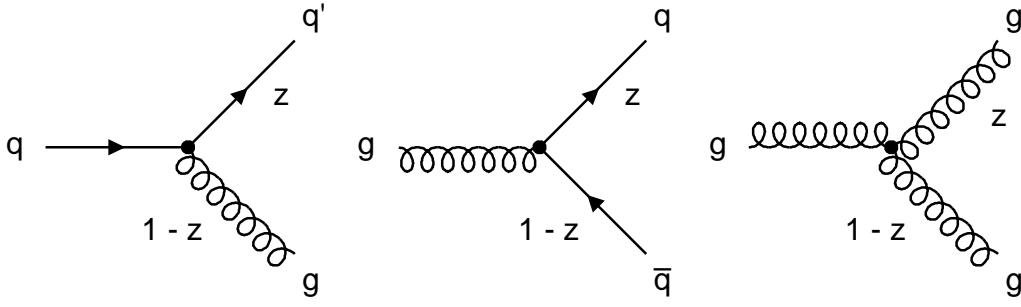
$$P_{qg}(z, \alpha_s) = P_{qg}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg}^{(1)}(z) + \dots \quad (2.35)$$

$$P_{gq}(z, \alpha_s) = P_{gq}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gq}^{(1)}(z) + \dots \quad (2.36)$$

$$P_{gg}(z, \alpha_s) = P_{gg}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gg}^{(1)}(z) + \dots \quad (2.37)$$

Czynnik δ_{ij} przy wiodącym członie rozwinięcia $P_{q_i q_j}$ wynika z zachowania zapachu kwarka dla pojedynczego wierzchołka kwark - gluon. Zmiana zapachu kwarka jest związana z poprawkami wyższego rzędu, których struktura zapachowa jest nietrywialna.

⁶W cytowanych pracach dokładnie przedstawiono metody wyznaczania rozkładów PDF przez grupy CTEQ i MRST.



Rysunek 2.7: Procesy rozszczepień partonów odpowiadające funkcjom rozszczepień Altarellego-Parisiego. Diagramy przedstawiają kolejno (od lewej do prawej strony) wypromieniowanie gluonu przez kwark: $q \rightarrow q'g$ (P_{qq}, P_{gq}), rozszczepienie gluonu na parę kwark-antykwar: $g \rightarrow q\bar{q}$ (P_{qg}), rozszczepienie gluonu na parę gluonów: $g \rightarrow gg$ (P_{gg}).

Z niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego oraz niezależności od zapachu Lagranżjanu QCD wynikają następujące zależności:

$$P_{q_i q_j} = P_{\bar{q}_i \bar{q}_j} \quad (2.38)$$

$$P_{q_i \bar{q}_j} = P_{\bar{q}_i q_j} \quad (2.39)$$

Funkcje rozszczepień P_{qg} i P_{gq} nie zależą od zapachu kwarka i są takie same dla kwarków i antykwarków; $P_{qg} = P_{\bar{q}g}$ oraz $P_{gq} = P_{g\bar{q}}$.

W wiodącym rzędzie funkcje rozszczepień dla procesów $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow gq$, $g \rightarrow q\bar{q}$ oraz $g \rightarrow gg$ wyrażają się wzorami [10]:

$$\begin{aligned} P_{qq}^{(0)}(z) &= \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right] = P_{gq}^{(0)}(1-z), \\ P_{gq}^{(0)}(z) &= \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right] = P_{qq}^{(0)}(1-z), \\ P_{qg}^{(0)}(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] = P_{gg}^{(0)}(1-z), \\ P_{gg}^{(0)}(z) &= 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{33-2n_f}{6} \delta(1-z) = P_{gg}^0(1-z), \end{aligned} \quad (2.40)$$

gdzie n_f jest liczbą aktywnych zapachów kwarkowych.

Osobliwości podczerwone $1/(1-z)$ występujące we funkcjach rozszczepień P_{qq} i P_{gg} , związane z emisją miękkich gluonów dla $z \rightarrow 1$, są kasowane przez poprawki wirtualne do grafów, które takich emisji nie zawierają. Technicznie osobliwości te są regularyzowane przy pomocy tzw. "przepisu +". Człony $1/(1-z)$ są zastąpione przez rozkłady $1/(1-z)_+$, gdzie rozkład "+" jest zdefiniowany tak, że całka z tego rozkładu z dowolną gładką funkcją $\phi(z)$ wynosi

$$\int_0^1 \frac{\phi(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 \frac{\phi(z) - \phi(1)}{1-z}, \quad (2.41)$$

oraz $1/(1-z)_+ = 1/(1-z)$ dla $0 \leq z < 1$. P_{qq} i P_{gg} zawierają również dodatkowe człony proporcjonalne do funkcji $\delta(1-z)$. Funkcje rozszczepień P_{qg} odpowiadające procesom $g \rightarrow q\bar{q}$ nie posiadają osobliwości podczerwonych.

2.4.4 Funkcje struktury F_2 i F_L

Równania ewolucji DGLAP pozwalają obliczyć zależność rozkładów partonów od Q^2 , a tym samym także ewolucję w Q^2 funkcji struktury protonu F_2 (por. wzór 2.24). Znając wejściowy rozkład partonów w funkcji x dla początkowej skali Q_0^2 , można przewidzieć $F_2(x, Q^2)$ dla większych wartości Q^2 , w tym również w obszarze uprzednio niezbadanym. Porównanie przewidywań pQCD z wynikami pomiarów funkcji struktury protonu F_2 , otrzymanymi z głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na nukleonach w eksperymentach na stałej tarczy [27], stanowiło jeden z pierwszych i najważniejszych testów chromodynamiki kwantowej. Zależność F_2 od Q^2 , zmierzona dla ustalonych wartości x -Bjorkena, potwierdziła doświadczalnie przewidziane przez pQCD logarytmiczne łamanie skalowania Bjorkena.

W ogólności funkcje struktury można przedstawić w postaci szeregów potęgowych z parametrem rozwinięcia α_s . Szeregi te zawierają zarówno człony proporcjonalne do $\ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$ jak i do $\ln \frac{1}{x}$. W rzędzie wiodącym standardowej ewolucji DGLAP (LO DGLAP) następuje resumacja wkładów logarytmicznych $(\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$ (patrz podrozdział 2.4.2). W rzędzie następnym do wiodącego NLO DGLAP (*Next-to-Leading Order*) sumowane są człony $\alpha_s (\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q_0^2})^{n-1}$ [28, 29], które pojawiają się gdy pędy poprzeczne dwóch sąsiednich partonów wymienianych w kanale t nie są silnie uporządkowane lecz porównywalne, co powoduje utratę czynnika $\ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$. W ostatnich latach przeprowadzono obliczenia poprawek w rzędzie następnym do niewiodącego NNLO DGLAP (*Next-to-Next-to-Leading Order*) dla funkcji struktury F_1 , F_2 i F_3 [30].

Gęstości partonów, funkcje rozszczepień oraz funkcje współczynnیکowe są zależne od schematów renormalizacji i faktoryzacji, które należy zdefiniować przy obliczaniu poprawek wyższych rzędów. Jako schematu renormalizacji używa się powszechnie schematu zmodyfikowanego minimalnego odjęcia (*Modified Minimal Subtraction Scheme, \overline{MS}*). Poza najniższym rzędem rachunku zaburzeń występują niejednoznaczności związane z separacją funkcji współczynnیکowych opisujących twarde rozpraszanie od funkcji rozkładu partonów (patrz podrozdział 2.4.1). Wybór i konsyistentne stosowanie schematu faktoryzacji pozwala uniknąć tych problemów. Przy wyborze schematu faktoryzacji korzysta się ze schematów DIS [31] lub \overline{MS} [32], które różnią się tym jak osobliwości związane z wyższego rzędu poprawkami gluonowymi są absorbowane do funkcji rozkładu partonów. W schemacie DIS, blisko związanym z pomiarem eksperymentalnym, wszystkie poprawki wyższych rzędów do funkcji struktury F_2 są absorbowane w funkcje rozkładu kwarków i antykwarków. Przy wyborze skali $\mu_r = \mu_f = Q$, wyrażenie na F_2 ma taką samą strukturę jak w prostym modelu QPM (por. wzór (2.18)):

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)], \quad (2.42)$$

gdzie sumowanie po i przebiega po aktywnych kwarkowych zapachach. Funkcja struktury F_2 wyraża się poprzez gęstości kwarków i antykwarków, których rozmiar dla danego x jest większy niż $\frac{1}{Q}$. W praktyce częściej stosuje się schemat \overline{MS} , wywodzący się z metody regularyzacji wymiarowej 't Hoofta i Veltmana, który np. jest standardowo używany do wyznaczania rozkładów PDF z pomiarów funkcji struktury F_2 na akceleratorze HERA. W tym schemacie

postać funkcji struktury F_2 wyrażona wzorem (2.42) jest prawdziwa jedynie w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń.

W rzędzie wiodącym LO DGLAP łamanie skalowania F_2 , pochodzące od procesów QCDC i BGF (rysunek 2.5), można zapisać symbolicznie:

$$\frac{\partial F_2}{\partial \ln Q^2} \propto \alpha_s [P_{qg} \otimes g + P_{qq} \otimes F_2], \quad (2.43)$$

gdzie P_{qg} i P_{qq} są odpowiednimi funkcjami rozszczepień, g oznacza funkcję gęstości gluonów. Dla dużych wartości x można pominąć pierwszy człon wyrażenia (2.43), ponieważ w tym obszarze gęstość gluonów jest zaniedbywalna i wówczas z zależności (2.43) wyznacza się bezpośrednio silną stałą sprzężenia α_s . Dla małych wartości x człon z rozkładem gluonów jest dominujący i dlatego w tym obszarze $xg(x, Q^2)$ można oszacować pośrednio ze zmiany F_2 wraz z Q^2 [33]:

$$xg(x) \approx \frac{\partial F_2(x/2, Q^2)}{\partial \ln Q^2}. \quad (2.44)$$

Łamanie skalowania funkcji struktury F_2 w obszarze kinematycznym HERA pozwoliło na wyznaczenie funkcji rozkładu gluonów w dotychczas niezbadanym zakresie x , $10^{-4} \lesssim x \lesssim 10^{-2}$. Precyzyjne metoda wyznaczenia gęstości gluonów bazuje na globalnym dopasowaniu rozkładów PDF do danych DIS przy użyciu formalizmu NLO DGLAP. Dzięki HERA dokonał się bardzo duży postęp wiedzy dotyczącej rozkładów gluonów, niemniej pozostają one najmniej poznanymi spośród rozkładów PDF.

Bezpośredni, niezależny od modelu pomiar podłużnej funkcji struktury F_L byłby niezależnym testem rozkładu gluonów w obszarze małych x , szczególnie przy małych Q^2 [34, 35]. W prostym modelu QPM podłużna funkcja struktury F_L jest równa zero (patrz podrozdział 2.3). W ulepszonym modelu partonowym oddziaływania kwarków i gluonów prowadzą do niezerowych pędów poprzecznych partonów i logarytmicznego łamania skalowania Bjorkena. Procesy te powodują również, że reguła Callana-Grossa przestaje być prawdziwa i w obszarze małych wartości x -Bjorkena funkcja struktury $F_L(x, Q^2)$ staje się znacząca. W wiodącym rzędzie $O(\alpha_s)$ funkcja F_L jest bezpośrednio związana z funkcją rozkładu gluonów $xg(x, Q^2)$ [36]:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} x^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi^3} \left[\frac{16}{3} F_2(\xi, Q^2) + 8(\Sigma e_q^2) \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \xi g(\xi, Q^2) \right]. \quad (2.45)$$

Dla małych x , prawa strona zależności (2.45) jest zdominowana przez rozkład gluonów $xg(x, Q^2)$. Bezpośrednia relacja między F_L i rozkładem gluonów zostaje zachowana przy włączeniu poprawek rzędu α_s^2 [37] a także α_s^3 [38], przynajmniej powyżej $Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$. Dlatego też pomiar F_L pozwoliłby na znaczące ograniczenie niepewności związanych z pośrednim wyznaczaniem gęstości gluonów w obszarze małych wartości x ($10^{-4} - 10^{-3}$). Przewidywania wynikające z dotychczasowych dopasowań QCD wskazują, że funkcja struktury F_L jest bardzo mała dla małych wartości x i Q^2 . Obliczenia F_L oparte na parametryzacjach CTEQ i MRST różnią się nawet o czynnik dwa, uważa się również że wkład od wyższych twistów lub/i resumacja "małych x " może znacząco wpływać na przewidywania. W analizach włączających pomiary dżetów z dużymi pędami poprzecznymi na Tevatronie [39], funkcja F_L przyjmuje niefizyczne

ujemne wartości dla $x < 2 \cdot 10^{-4}$ już dla $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Bezpośredni pomiar F_L byłby więc ważnym testem dynamiki QCD w obszarze małych x .

Pomiar F_L jest trudny i jak dotąd nie został wykonany na HERA w obszarze bardzo małych wartości x . Wymaga on pomiaru inkluzywnego przekroju czynnego dla różnych wartości y przy ustalonych wartościach x i Q^2 (por. wzór (2.15)), co można uzyskać poprzez zmianę energii w układzie środka masy ep , np. poprzez obniżenie energii wiązki protonowej lub/i leptonowej. Ze względu na optymalizację błędów systematycznych pomiaru, dla kinematyki ep na HERA preferowaną metodą jest redukcja energii protonów [40]. Niedawno podjęto decyzję, że w ciągu trzech ostatnich miesięcy działania HERA zostaną zarejestrowane zderzenia ep przy energii $E_p = 460 \text{ GeV}$. Szacuje się, że całkowita świetłość zebranej próbki danych wyniesie $L \approx 10 \text{ pb}^{-1}$. Pozwoli to na precyzyjny pomiar F_L w obszarze kinematycznym $5 \leq Q^2 \leq 40 \text{ GeV}^2$ i $x = (0.1 - 0.4) \cdot 10^{-3}$. Pomiar F_L stanowi wyzwanie eksperymentalne, ponieważ wymaga wyznaczenia inkluzywnego przekroju czynnego dla dużych wartości y , a tym samym detekcji rozproszonych leptonów o małej energii ($E'_e \geq 3 \text{ GeV}$). W tym obszarze kinematycznym tło od procesów fotoprodukcji⁷ jest bardzo duże.

2.5 Fizyka małych x

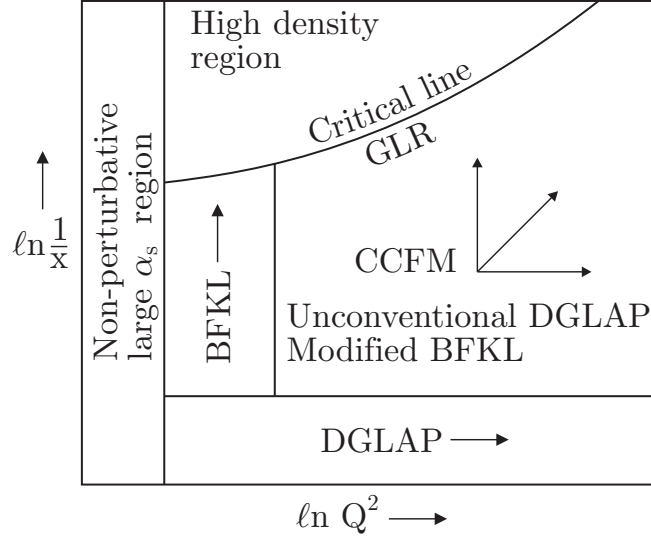
W obszarze małych wartości x , odpowiadającym dużym energiom w hadronowym układzie środka masy W_{γ^*p} (por. wzór (2.8)), przestrzeń fazowa dla kaskad gluonowych wymienianych między protonem i wirtualnym fotonem jest duża. Dlatego też, ograniczenie się w teoretycznym opisie eksperymentalnych pomiarów do kilku policzalnych członów perturbacyjnego rozwinięcia może okazać się niewystarczające i konieczna jest resumacja wiodących wkładów logarytmicznych wszystkich rzędów. W rozdziale 2.4.2 przedstawiono schemat resumacji odpowiadający przybliżeniu DGLAP, możliwe są jednak i inne strategie.

Na HERA poprawny opis funkcji struktury F_2 przy użyciu standardowej ewolucji DGLAP jest uzasadniony w obszarze średnich wartości x , gdzie jedyną dużą skalą w procesie DIS jest Q^2 . Dla małych wartości x , Q^2 nie jest jednak duże i formalizm perturbacyjny może wymagać modyfikacji w tych obszarach przestrzeni fazowej, dla których $\ln Q^2 \ll \ln \frac{1}{x}$. Dla małych x w obliczeniach pQCD pojawiają się przyczynki od dużych logarytmów $\alpha_s \ln \frac{1}{x}$, których resumacja może być ważna do uzyskania stabilnych perturbacyjnie rozwiązań. W tym rozdziale zostaną przedstawione przybliżenia pQCD biorące pod uwagę te efekty i opierające się na liniowych równaniach ewolucji BFKL i CCFM.

Obszar stosowalności równań ewolucji DGLAP, BFKL i CCFM, w zależności od zmiennych kinematycznych x i Q^2 , jest schematycznie przedstawiony na rysunku 2.8.

Procesów przy bardzo małych wartościach Q^2 , dla których α_s jest duża, nie potrafimy opisać w formalizmie perturbacyjnej QCD. Ze względu na korelację małego x z dużą energią W_{γ^*p} , w obszarze dużych wartości $1/x$ i małych wartości Q^2 (oznaczonym na rysunku "Non-perturbative large α_s region") może mieć zastosowanie formalizm Reggego, używany do opisu przekrojów czynnych w wysokoenergetycznych zderzeniach hadron-hadron i foton-hadron. W okresie poprzedzającym powstanie QCD, teoria Reggego [41] bazująca na analitycznych własnościach macierzy rozpraszania, była akceptowaną teorią oddziaływań silnych. Teoria ta, opisująca dwuciałowe procesy rozproszeniowe przez wymianę tzw. trajektorii Reggego z uwzględnieniem trajektorii Pomeronu, dostarczyła zadawalające fenomenologicznego opisu

⁷Proces, w którym wymieniany foton jest prawie rzeczywisty ($Q^2 \approx 0$) nosi nazwę procesu fotoprodukcji.



Rysunek 2.8: Obszary stosowalności różnych równań ewolucji w płaszczyźnie $\ln Q^2 - \ln(1/x)$.

oddziaływań hadronowych w obszarze średnich energii. Na HERA małe wartości x -Bjorkena przy Q^2 w obszarze perturbacyjnym, $W_{\gamma^*p}^2 \gg Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, odpowiadają *granicy Reggego* dla rozpraszania głęboko nieelastycznego. W granicy tej procesy DIS są podobne do miękkich procesów hadronowych, ze względu na zależność między energią i masą niezmienniczą wirtualnego fotonu. W przeciwieństwie do miękkich procesów hadronowych można je jednak opisać w pQCD, ponieważ $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ i stała sprzężenia α_s jest mała. W granicy kinematyki Reggego własności amplitud rozpraszania i funkcji rozkładu gluonów wynikają z równania ewolucji BFKL.

Dane z HERA wskazują, że obszar małych wartości x -Bjorkena charakteryzuje się silnym wzrostem gęstości gluonów. Gęste układy partonowe są opisywane w chromodynamice kwantowej przez nieliniowe równania ewolucji, które oprócz procesów produkcji gluonów uwzględniają również zjawisko saturacji partonowej, będące wynikiem rekombinacji gluonów (patrz podrozdział 2.5.5). Na rysunku 2.8 linia krytyczna, oznaczona "Critical line - GLR", wyznacza na płaszczyźnie $\ln \frac{1}{x} - \ln Q^2$ obszar, w którym gęstość gluonów jest tak duża, że należy uwzględnić ich wzajemne oddziaływania. Linia krytyczna definiuje skalę saturacji $Q_s(x)$, zależną od zmiennej x . Dla wartości $Q^2 \gg Q_s^2$ efekty saturacji partonowej są zaniedbywalne i można stosować liniowe równania ewolucji DGLAP, BFKL lub CCFM. Dla wartości $Q^2 \ll Q_s^2$ należy uwzględnić nieliniowe efekty saturacji partonowej. Skala saturacji Q_s rośnie dla malejących x .

Zakres stosowalności standardowej ewolucji DGLAP, zachodzącej w zmiennej Q^2 , odpowiada wartościom Q^2 powyżej pewnej wartości minimalnej i średnim x . W tym formalizmie sumowane są wkłady $\alpha_s \ln(Q^2/Q_0^2)$, pochodzące od emisji partonowych silnie uporządkowanych w pędzie poprzecznym. Poniżej linii krytycznej i powyżej obszaru DGLAP, rozciąga się obszar stosowalności równań BFKL i CCFM. Równanie BFKL (patrz podrozdział 2.5.2) wynika z resumacji wiodących logarytmów $\alpha_s \ln \frac{1}{x}$ i opisuje ewolucję w zmiennej x . Równanie

CCFM, omówione w podrozdziale 2.5.3, opiera się na warunku uporządkowania kąтового emitowanych gluonów i jest uogólnieniem równań DGLAP i BFKL.

2.5.1 Ewolucja DGLAP dla małych x

Dla dużych Q^2 i małych x ($Q^2 \rightarrow \infty$, $x \rightarrow 0$), funkcję rozkładu gluonów można wyznaczyć z równań ewolucji DGLAP w przybliżeniu podwójnie wiodących logarytmów (*Double Leading Logarithm Approximation, DLLA*). W obszarze małych wartości x zachowanie gęstości partonów jest uwarunkowane zachowaniem funkcji rozszczepień $P_{ba}(z)$ w granicy $z \rightarrow 0$. W wiodącym rzędzie (por. wzory (2.40)) najbardziej osobiwe są funkcje rozszczepień $P_{gq}^{(0)}$ i $P_{gg}^{(0)}$:

$$P_{gq}^{(0)} \rightarrow \frac{8}{3z}, \quad P_{gg}^{(0)} \rightarrow \frac{6}{z}, \quad P_{qq}^{(0)} \rightarrow \frac{4}{3}, \quad P_{qg}^{(0)} \rightarrow \frac{1}{2}. \quad (2.46)$$

Oznacza to, że dla małych x ewolucja DGLAP jest zdominowana przez produkcję gluonów i w konsekwencji w tym obszarze kinematycznym gęstość gluonów jest o wiele większa niż gęstości kwarków. Jeżeli założymy, że dla bardzo małych x tylko gluony uczestniczą w ewolucji i w równaniu (2.33) zaniedbamy człony zawierające gęstości kwarków, to wówczas równanie ewolucji DGLAP dla rozkładu gluonów redukuje się do postaci:

$$\frac{\partial g_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \simeq \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{gg}^{(0)}\left(\frac{x}{\xi}\right) g(\xi, Q^2), \quad (2.47)$$

gdzie $P_{gg}^{(0)}$ można przybliżyć wzorem $P_{gg}^{(0)} \simeq \frac{6}{z}$. W przybliżeniu DLLA, w którym zarówno pędy poprzeczne jak i podłużne gluonów wymienianych w kanale t są silnie uporządkowane, $Q^2 \gg k_{Tn}^2 \gg \dots \gg k_{T1}^2 \gg Q_0^2$ oraz $x \ll x_{n-1} \ll \dots \ll x_1 \ll x_0$, równanie (2.47) można rozwiązać analitycznie. W tym przybliżeniu sumowane są tylko wkłady $[\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}]^n$, w których wiodące logarytmy $\ln \frac{1}{x}$ występują łącznie z wiodącymi logarytmami $\ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$. Duże przyczynki od logarytmów $\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$ wynikają z całkowania po uporządkowanych pędach podłużnych i poprzecznych gluonów. Przybliżenie DLLA jest uzasadnione w obszarze, w którym człony DLLA dominują nad pozostałymi,

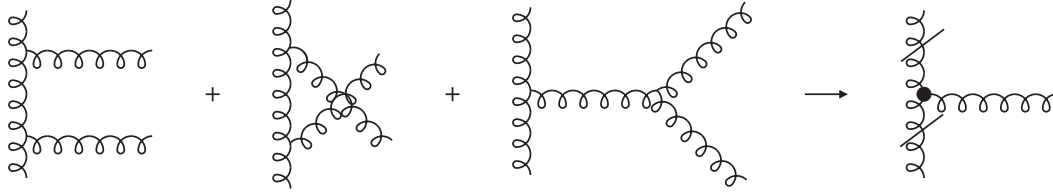
$$1 \gtrsim \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \gg \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x}, \quad (2.48)$$

$$1 \gtrsim \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \gg \alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}. \quad (2.49)$$

Asymptotyczna postać funkcji rozkładu gluonów wyraża się wzorem [42]:

$$xg(x, Q^2) \sim \exp\left(2 \left[\frac{3\alpha_s}{\pi} \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \right]^{\frac{1}{2}}\right). \quad (2.50)$$

Dla bardzo małych x gęstość gluonów rośnie wraz ze wzrostem Q^2 . Dla $x \rightarrow 0$ funkcja rozkładu gluonów xg rośnie szybciej niż jakakolwiek potęga $\ln \frac{1}{x}$, szybkość wzrostu zależy od "długości ewolucji" od początkowej skali Q_0^2 do Q^2 . Rosnąca liczba partonów niekoniecznie oznacza, że będą się one przekrywać, ponieważ w ewolucji DGLAP efekt wzrostu liczby gluonów jest głównie związany ze sondowaniem coraz mniejszych rozmiarów poprzecznych protonu. Dla małych x wzrost gęstości gluonów warunkuje wzrost funkcji struktury F_2 .



Rysunek 2.9: Elementy składające się w ewolucji BFKL na zreggeizowane gluony i efektywne wierzchołki Lipatova.

2.5.2 Ewolucja BFKL

Uważa się, że dla bardzo wysokich energii rozwój kaskady partonowej ze stanu początkowego w obszarze małych wartości x -Bjorkena podlega równaniu ewolucji BFKL [12]. Równanie to zostało wyprowadzone prawie 30 lat temu, aby w ramach perturbacyjnej QCD opisać wysokoenergetyczne rozpraszanie hadronów. Równanie BFKL znajduje zastosowanie w analizie procesów, które są równocześnie procesami twardymi i zachodzą przy asymptotycznie dużych energiach. Jedno z najważniejszych fenomenologicznych zastosowań tego formalizmu odnosi się do studiów funkcji struktury protonu w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na nukleonie przy małych wartościach x -Bjorkena.

Przybliżenie BFKL jest stosowane w obszarze kinematyki Reggego, kiedy w procesie rozpraszania energia w układzie środka masy jest o wiele większa niż przekaz czteropędu, $W^2 \gg Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$. Obszar stosowalności równania BFKL jest określony przez warunek

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \leq 1. \quad (2.51)$$

W obliczeniach uwzględnia się diagramy drabinkowe charakteryzujące się silnym uporządkowaniem pędów podłużnych gluonów, $x_0 \gg \dots x_i \gg x_{i+1} \gg x$, natomiast brak jest uporządkowania w pędzie poprzecznym k_t . W konsekwencji amplitudy rozpraszania i funkcja rozkładu gluonów są obliczane w pQCD poprzez wysumowanie wiodących logarytmów $(\alpha_s \ln \frac{1}{x})^n \approx (\alpha_s \ln \frac{W^2}{Q^2})^n$, niezależnie od wartości $\ln Q^2$. Resumacja BFKL uwzględnia pełną zależność od Q^2 , ponieważ wkłady od diagramów drabinkowych zawierają całki po pełnym zakresie pędów poprzecznych k_t gluonów, a nie tylko po obszarze z silnym uporządkowaniem w k_t , tak jak w przypadku ewolucji DGLAP (por. wzór (2.29)). Faktycznie sumuje się diagramy o strukturze drabinkowej, które są efektywną reprezentacją wielu grafów Feynmana, z których większość ma strukturę niedrabinkową. Pionowe elementy drabiny składają się z tak zwanych *zreggeizowanych gluonów* wymienianych w kanale t , które sprzęgają się do "prostych" szczelbi gluonowych poprzez efektywne wierzchołki Lipatova, tak jak przedstawiono na rysunku 2.9 [19]. Szczelble zreggeizowanych gluonów konstruuje się z trzech podstawowych elementów: "prostych" szczelbi, skrzyżowanych linii gluonowych oraz rozszczepionych szczelbi. Diagramy uwzględniające bardziej skomplikowane skrzyżowane szczelble gluonowe lub linie kwarkowe dają wkłady do poprawek wyższych rzędów. Reggeizacja wymienianych gluonów wynika ze sumowania w granicy wysokoenergetycznej poprawek wirtualnych do wymiany pojedynczego gluonu w kanale t , przy zachowaniu amplitudy wymiany w stanie kolorowego oktetu [43].

Fizyczny obraz ewolucji BFKL

W tym podrozdziale zostanie omówiony intuicyjny obraz ewolucji BFKL, przedstawiony przez Muellera w pracy [44]. Istotnym elementem tego przybliżenia jest rozwój kaskady BFKL od partonów o dużym pędzie podłużnym do partonów o małym pędzie podłużnym. Ponadto ewolucja zachodzi przy ustalonej wartości przekazu czteropędu, czyli w ograniczonych przestrzennie rozmiarach poprzecznych protonu, $\Delta x_t^2 \approx \frac{1}{Q^2}$. Mówiąc bardziej obrazowo, znajdujący się w protonie "nieubrany" kwark lub gluon o dużym pędzie podłużnym otacza się chmurą gluonów o małych pędach podłużnych.

Rozważmy układ nieskończonego pędu gluonu rodzica o pędzie podłużnym p , który rozszczepia się na dwa gluony o pędach podłużnych $(p - k_1)$ i k_1 , przy warunku $k_1 \ll p$. Prawdopodobieństwo wypromieniowania miękkiego gluonu wynosi

$$dP_1 = \frac{\alpha_s C_A}{\pi} \frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2} \frac{dk_1}{k_1}, \quad (2.52)$$

gdzie C_A jest czynnikiem kolorowym i k_{1t} jest pędem poprzecznym miękkiego gluonu. Wzór (2.52) jest analogiczny do wyrażenia opisującego wypromieniowanie miękkiego fotonu przez elektron, w którym stała struktury subtelnej została zamieniona przez stałą sprzężenia silnego oraz uwzględniono czynnik kolorowy C_A . Przy założeniu, że wszystkie emitowane gluony mają ustalony pęd poprzeczny określony przez skalę Q , możemy we wzorze (2.52) człon $\frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2}$ zastąpić przez stałą c . Definiując rapidity wypromieniowanego gluonu przez jego kąt emisji θ względem partonu rodzica

$$y_1 = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \approx \ln \frac{2k_1}{k_{1t}}, \quad (2.53)$$

otrzymujemy $dy_1 = \frac{dk_1}{k_1}$, co pozwala przekształcić wyrażenie (2.52) do postaci:

$$dP_1 = c \frac{\alpha_s C_A}{\pi} dy_1. \quad (2.54)$$

Prawdopodobieństwo emisji miękkiego gluonu jest małe, ze względu na obecność we wzorze (2.54) stałej sprzężenia $\alpha_s(Q^2)$. Jest także wprost proporcjonalne do dostępnej podłużnej przestrzeni fazowej. Z zależności (2.54) wynika, że dla przedziału rapidity

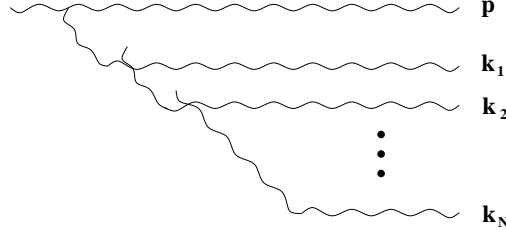
$$\Delta y_1 = \left(c \frac{\alpha_s C_A}{\pi} \right)^{-1}, \quad (2.55)$$

prawdopodobieństwo rozszczepienia gluonu rodzica na dwa gluony wynosi 1.

Czas życia fluktuacji odpowiadającej rozszczepieniu gluonu o pędzie podłużnym p na gluony o pędach podłużnych $(p - k_1)$ i k_1 , można przybliżyć czasem życia miękkiego gluonu τ_1 , wynikającym z fluktuacji jego energii ΔE_1

$$\Delta E_1 \approx \frac{k_{1t}^2}{2k_1}, \quad (2.56)$$

$$\tau_1 \approx \frac{1}{\Delta E_1} \approx \frac{2k_1}{k_{1t}^2} \approx \frac{2k_1}{Q^2}. \quad (2.57)$$



Rysunek 2.10: Kaskada gluonowa odpowiadająca równaniu ewolucji BFKL. Emisja gluonu k_N następuje koherently z uprzednio wypromieniowanych gluonów, które charakteryzują się większymi pędami i dłuższymi czasami życia.

Można założyć, że kolejny gluon o pędzie podłużnym $k_2 \ll k_1$ jest wypromieniowany z dwóch gluonów o pędach podłużnych $(p - k_1, k_1) \approx (p, k_1)$, które można potraktować jako swobodne w krótkim czasie emisji gluonu k_2 , ze względu na zależność $\tau_2 \ll \tau_1$.

Powyższe rozważania można uogólnić na emisję N gluonów. Zgodnie ze wzorem (2.57) czas życia każdej kolejnej fluktuacji i jest określony wzorem $\tau_i \approx \frac{2k_i}{Q^2}$. Dla kaskady gluonowej, w której pędy podłużne kolejno emitowanych miękkich gluonów są coraz mniejsze ($k_{i+1} \ll k_i$), każda kolejna fluktuacja ma coraz krótszy czas życia:

$$\tau_1 \gg \tau_2 \gg \dots \gg \tau_N. \quad (2.58)$$

Taka zależność czasowa powoduje, że w krótkim czasie emisji gluonu i , uprzednio wypromieniowane gluony $(1, \dots, i-1)$ są "zamrożone" w przestrzeni pędów podłużnych i współrzędnych poprzecznych. Gluon i jest emitowany koherently przez uprzednio wypromieniowane gluony. Rysunek 2.10 jest ilustracją takiego procesu dla kaskady składającej się z N gluonów. Gluon i jest wypromieniowany z obszaru o rozmiarze poprzecznym proporcjonalnym do $1/k_{i1}^2 \sim 1/Q^2$. Można założyć, że uprzednio wyemitowane gluony zajmują powierzchnię porównywalną z $1/Q^2$ i dlatego każdy gluon i jest wypromieniowany tylko przez pewną część tych gluonów.

Prawdopodobieństwo emisji gluonu i jest określone wzorem

$$dP_i \approx \frac{\alpha_s}{\pi} C_{eff} dy_i, \quad (2.59)$$

gdzie C_{eff} jest efektywnym ładunkiem kolorowym gluonów, które widzi gluon i . Przy założeniu przypadkowego rozkładu ładunków kolorowych gluonów, prawdopodobieństwo emisji gluonu i wynosi

$$dP_i = c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi} i dy_i, \quad (2.60)$$

gdzie c_1 jest stałą. Ze wzoru (2.60) wynika, że aby nastąpiła emisja gluonu i konieczny jest przedział rapidity

$$\Delta y_i = (c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi})^{-1} \frac{1}{i}. \quad (2.61)$$

Całkowity przedział rapidity wymagany dla emisji N gluonów jest określony wzorem

$$Y = \sum_{i=1}^N \Delta y_i = \left(c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi}\right)^{-1} \sum_{i=1}^N \frac{1}{i} = \left(c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi}\right)^{-1} \ln N. \quad (2.62)$$

Ze wzoru (2.62) można otrzymać wyrażenie na całkowitą liczbę gluonów wyemitowanych w przedziale rapidity Y

$$N(Y) = e^{c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi} Y}. \quad (2.63)$$

Liczba wypromieniowanych gluonów rośnie eksponencjalnie wraz z przedziałem rapidity. Ta własność jest cechą charakterystyczną ewolucji BFKL.

Przedstawiony obraz fizyczny oddaje jakościowo mechanizm ewolucji BFKL. Emisja kolejnych miękkich gluonów jest związana z fluktuacjami ładunków kolorowych poprzednio wyemitowanych gluonów. Kolejne, uporządkowane w czasie emisje gluonów odpowiadają przyczynkom od wiodących logarytmów energii w układzie środka masy. Tak jak w dokładnym równaniu BFKL następuje resumacja członów, w których każdej potędze α_s towarzyszy taka sama potęga rapidity, $(\alpha_s Y)^n$, co w rezultacie prowadzi do zależności (2.63). Resumacja członów $\alpha_s Y$ jest równoważna resumacji wkładów logarytmicznych $\alpha_s \ln \frac{W^2}{Q^2}$.

Jeżeli funkcję rozkładu gluonów $xg(x, Q^2)$ wyrazimy poprzez $\frac{dN}{dY}$ i skorzystamy z relacji $Y \sim \ln \frac{1}{x}$, otrzymamy ze wzoru (2.63) wyrażenie na $xg(x, Q^2)$

$$\frac{dN}{dy} \sim xg(x, Q^2), \quad (2.64)$$

$$xg(x, Q^2) \sim x^{-c_1 \frac{\alpha_s C_A}{\pi}}. \quad (2.65)$$

Wynikająca z intuicyjnego obrazu ewolucji BFKL zależność funkcji rozkładu gluonów od x jest zgodna z analitycznym rozwiązaniem równania BFKL w przybliżeniu wiodących logarytmów w $\ln \frac{1}{x}$ i przy ustalonej wartości α_s (por. wzór 2.69). Dla obliczonej analitycznie w przybliżeniu LO BFKL wartości $c_1 = 4 \ln 2$ oraz dla wartości czynnika kolorowego $C_A = 3$ i $\alpha_s = 0.20$, otrzymujemy potęgową postać funkcji rozkładu gluonów,

$$xg(x, Q^2) \sim x^{-\lambda}, \quad (2.66)$$

ze współczynnikiem $\lambda \approx 0.5$. Przewidziany przez ewolucję LO BFKL silny wzrost gęstości gluonów dla malejących wartości x jest większy niż ten wynikający ze wzoru (2.50) dla przybliżenia DLLA. Gluony powstające w wyniku ewolucji BFKL będą się przekrywać przestrzenie w o wiele większym stopniu niż w ewolucji DGLAP. Dla dostatecznie dużego przedziału rapidity ($\ln 1/x$), liczba gluonów znajdujących się w ograniczonych przestrzennie rozmiarach poprzecznych protonu może być tak duża, że uwidocznią się efekty nasycenia partonowego (patrz podrozdział 2.5.5).

Równanie ewolucji BFKL

Równanie BFKL opisujące ewolucję w zmiennej x niewycalkowanej funkcji rozkładu gluonów (*unintegrated gluon distribution function*) $f(x, k_t^2)$ dane jest wyrażeniem

$$\frac{\partial f(x, k_t^2)}{\partial \ln \frac{1}{x}} = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_t^2 \int_0^\infty \frac{dk_t'^2}{k_t'^2} \left[\frac{f(x, k_t'^2) - f(x, k_t^2)}{|k_t'^2 - k_t^2|} + \frac{f(x, k_t^2)}{\sqrt{4k_t'^4 + k_t^4}} \right] = K \otimes f, \quad (2.67)$$

gdzie K oznacza jądro BFKL. Niewycalkowana po k_t funkcja rozkładu gluonów $f(x, k_t^2)$ jest związana ze standardową funkcją rozkładu gluonów relacją:

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk_t^2}{k_t^2} f(x, k_t^2). \quad (2.68)$$

Równanie (2.67) opisuje jak zmienia się rozkład gluonów zdefiniowany dla początkowej wartości x_0 , w wyniku ewolucji do mniejszych wartości x , przy założeniu braku ewolucji w zmiennej Q^2 . Funkcje $f(x, k_t^2)$ można wyznaczyć dla dowolnie małych x , jeżeli dla początkowej wartości x_0 znane są dla wszystkich k_t^2 .

Dla ustalonej stałej sprzężenia α_s równanie BFKL można rozwiązać analitycznie i w przybliżeniu wiodących logarytmów (LO BFKL) w obszarze małych wartości x jego rozwiązanie wyraża się wzorem

$$f(x, k_t^2) \sim (k_t^2)^{\frac{1}{2}} \frac{\left(\frac{x}{x_0}\right)^{-\lambda_{BFKL}}}{\sqrt{2\pi\lambda'' \ln\left(\frac{x_0}{x}\right)}} \exp\left(-\frac{\ln^2(k_t^2/\bar{k}_t^2)}{2\lambda'' \ln(x_0/x)}\right), \quad (2.69)$$

gdzie

$$\lambda_{BFKL} = \frac{3\alpha_s}{\pi} 4 \ln 2, \quad (2.70)$$

$\lambda'' = \frac{3\alpha_s}{\pi} 28\zeta(3)$ i funkcja zeta Riemana $\zeta(3) \approx 1.202$, parametr \bar{k}_t ma pochodzenie nieperturbacyjne. Niewycalkowana funkcja rozkładu gluonów wykazuje charakterystyczną potęgową zależność $x^{-\lambda_{BFKL}}$, modulowaną przez czynnik $(\ln(\frac{1}{x}))^{-\frac{1}{2}}$. Wartość λ_{BFKL} dla typowej wartości $\alpha_s \sim 0.20$ wynosi $\lambda_{BFKL} \approx 0.5$.

Równanie BFKL zostało wyprowadzone dla asymptotycznie wysokich energii. Nie uwzględnia ono ograniczeń w przestrzeni fazowej dostępnej dla kaskady BFKL, wynikających z zasady zachowania energii i pędu, które należy wziąć pod uwagę w eksperymentach na współczesnych zderzaczach. Takie ograniczenia mają istotny wpływ na fenomenologiczne przewidywania rachunków BFKL [45].

Dla małych x zachowanie funkcji struktury F_2 jest ściśle związane z gęstością gluonów, ponieważ kwarki morza do których sprzęga się wirtualny foton powstają w wyniku rozszczepienia dominujących w tym obszarze kinematycznym gluonów. W formalizmie BFKL funkcję struktury F_2 można obliczyć korzystając z twierdzenia o faktoryzacji k_t [46]

$$F_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \int \frac{dk_t^2}{k_t^4} f\left(\frac{x}{z}, k_t^2\right) F_2^{(0)}(z, k_t^2, Q^2). \quad (2.71)$$

Funkcja struktury F_2 faktoryzuje się na niewycalkowaną po k_t funkcję rozkładu gluonów f wynikającą z drabiny BFKL oraz wkład $F_2^{(0)}$, wyznaczony przez element macierzyowy poza powłoką masy (zależny od k_t) dla procesu $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$, w którym foton o wirtualności Q^2

rozprasza się na gluonie mającym ułamek pędu podłużnego z i pęd poprzeczny k_t [47]. Faktoryzacja k_t zezwala, aby partony wchodzące do elementu macierzowego dla procesu twardego znajdowały się poza powłoką masy, w przeciwieństwie do standardowej faktoryzacji współliniowej, w której wszystkie wejściowe partony są bezmasowe (por. wzór (2.24)). Potęgowy wzrost funkcji rozkładu gluonów dla malejących wartości x generuje taką samą zależność od x funkcji struktury F_2 , jak np. pokazano w [47]

$$xg(x) \propto x^{-\lambda} \Rightarrow F_2 \propto x^{-\lambda}, \quad \lambda \approx 0.5. \quad (2.72)$$

Przewidziany przez ewolucję LO BFKL wzrost funkcji struktury F_2 dla malejących x jest zbyt silny, aby poprawnie opisać wyniki eksperymentalne z akceleratora HERA. Wiarygodne porównanie z danymi wymaga uwzględnienia poprawek niewiodących do równania BFKL. Obliczenia NLO BFKL dla ustalonej stałej sprzężenia α_s zostały wykonane przez Fadina i Lipatova [48] oraz Camiciego i Ciafalonię [49] w roku 1998, czyli po około 20 latach od wyprowadzenia równania BFKL. Niewiodące poprawki logarytmiczne składają się z członów proporcjonalnych do $\alpha_s(\alpha_s \log \frac{1}{x})^n$, czyli są tłumione przez α_s w porównaniu z odpowiednimi członami rozwinięcia LO BFKL. Niewiodące poprawki są bardzo duże i prowadzą do wartości λ o wiele mniejszych niż dla rozwiązania LO BFKL. W konsekwencji obliczenia NLO BFKL są również niezgodne z danymi, a nawet dla procesów z dwoma różnymi skalami poprzecznymi prowadzą do ujemnych wartości przekroju czynnego [50]. W ostatnich latach opracowano wiele teoretycznych metod, które pomogły zrozumieć fizyczną przyczynę niestabilności perturbacyjnych obliczeń NLO BFKL oraz zaproponowano rozwiązania opierające się na modelowaniu i resumacji poprawek wyższych rzędów. Przybliżenie LO BFKL z warunkami konsystencji (*consistency constraints*), wynikającymi z zasady zachowania energii i pędu, zawiera dużą część poprawek NLO i prowadzi do bardziej wiarygodnych przewidywań. Podejście takie zostało zastosowane zarówno w rachunkach analitycznych [51] jak i w programach Monte Carlo [52, 53, 54, 55]. Wśród metod bazujących na reorganizacji szeregu perturbacyjnego szczególnie obiecująca jest resumacja poprawek wszystkich rzędów związanych z osobliwościami współliniowymi [56] oraz resumacja small- x [57].

W ogólności stosowanie równania BFKL do opisu danych eksperymentalnych napotyka na następujące problemy :

- łamanie warunku unitarności,
- dyfuzja pędu poprzecznego do obszaru podczerwonego,
- równanie BFKL nie uwzględnia zasady zachowania energii i pędu,
- duże poprawki niewiodące.

Na zakończenie uwaga dotycząca wyprowadzenia równania BFKL, które można wykonać na wiele sposobów. Jednym z najprostszych, również koncepcyjnie, jest podejście przy użyciu modelu dipolowego Muellera dla wysokoenergetycznego rozpraszania onium-onium w granicy dużych wartości N_c , gdzie N_c jest liczbą kolorów [58]. Wysokoenergetyczny stan onium składa się z ciężkiej pary kwark-antykwarek i dużej liczby miękkich gluonów. W granicy dużego N_c taki stan można rozpatrywać jako układ kolorowych dipoli, ponieważ każdy gluon zachowuje się jak para kwark-antykwarek. W obrazie dipolowym przekrój czynny na wysokoenergetyczne rozpraszanie onium-onium wyraża się poprzez iloczyn liczby dipoli w każdym ze stanów

onium i niezależnego od energii przekroju czynnego na rozpraszanie dipol-dipol, zachodzącego poprzez wymianę dwóch gluonów. Silny wzrost gęstości dipoli wraz z energią w funkcji falowej onium przekłada się na silny wzrost z energią przekroju czynnego na rozpraszanie onium-onium, analogicznie jak w przybliżeniu BFKL. Formalizm rozwinięty przez Muellera prowadzi do dipolowej wersji równania BFKL. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie *ep* przy małych wartościach x -Bjorkena można również rozpatrywać w obrazie dipolowym. Podejście to pozwala na naturalne powiązanie inkluzywnych i dyfrakcyjnych procesów DIS, jak również dostarcza ogólnego formalizmu dla badań saturacji partonowej w obszarze małych wartości x [59].

Łamanie warunku unitarności

Dla małych x głęboko nieelastyczne rozpraszanie *ep* można przedstawić jako rozpraszanie wirtualnego fotonu na protonie przy energii $W = \sqrt{s_{\gamma^*p}} \approx \sqrt{\frac{Q^2}{x}}$. Całkowity przekrój czynny na proces γ^*p wyraża się poprzez funkcję struktury F_2 wzorem (2.13)

$$\sigma_{\gamma^*p}^{tot}(W^2, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2). \quad (2.73)$$

Wynikający z przewidywań LO BFKL potęgowy wzrost funkcji struktury F_2 z malejącym x , a tym samym z energią, przekłada się więc na taką samą zależność od energii całkowitego przekroju czynnego $\sigma_{\gamma^*p}^{tot}$

$$F_2 \propto x^{-\lambda} \propto s^\lambda \Rightarrow \sigma_{\gamma^*p}^{tot} \propto s^\lambda, \quad \lambda \approx 0.5. \quad (2.74)$$

Potęgowa zależność przekroju czynnego od energii jest również zachowana w przybliżeniu niewiodących logarytmów. Takie zachowanie przekroju czynnego jest niezgodne z ograniczeniem Froissarta-Martina [60], wynikającym z warunku unitarności macierzy rozpraszania, które dopuszcza co najwyżej logarytmiczny wzrost z energią hadronowego przekroju czynnego:

$$\sigma^{tot}(s) \leq c \ln^2\left(\frac{s}{s_0}\right). \quad (2.75)$$

We wzorze (2.75) stała normalizacyjna c jest powiązana z zasięgiem oddziaływania, $c = \frac{\pi}{m_\pi^2} \approx 60$ mb, natomiast s_0 jest wolnym parametrem. Mechanizmem prowadzącym do spowolnienia potęgowego wzrostu przekroju czynnego z energią jest saturacja partonowa. Zjawisko to jest generowane perturbacyjnie i polega na uwzględnieniu w ewolucji QCD procesów rekombinacji gluonów, wówczas gdy ich gęstość jest bardzo duża. W konsekwencji prowadzi to do osłabienia wzrostu gęstości gluonów, a tym samym ograniczenia wzrostu przekroju czynnego z energią. Proces ten zostanie omówiony w rozdziale 2.5.5.

Dyfuzja pędu poprzecznego

Przy wyprowadzaniu równania BFKL nie zakłada się uporządkowania w pędzie poprzecznym w łańcuchu gluonowym, jednakże rozwiązanie tego równania prowadzi do charakterystycznej struktury w k_t . Wraz z ewolucją do coraz mniejszych wartości x następuje dyfuzja pędu poprzecznego do obszaru podczerwonego i nadfioletowego. Nieprzecalkowana funkcja

rozkładu gluonów $f(x, k_t^2)$ wyrażona wzorem (2.69) ma gaussowski rozkład w zmiennej $\ln k_t^2$. Dla malejących wartości x szerokość tego rozkładu rośnie jak $\sqrt{\ln(x_0/x)}$, gdzie $\sqrt{\ln(x_0/x)}$ jest miarą "długości ewolucji BFKL". Dyfuzja do małych k_t powoduje pewną trudność w stosowaniu równania BFKL, ponieważ wkraczamy w obszar podczerwony, w którym nie można stosować perturbacyjnej QCD. Aby uniknąć tych problemów wprowadza się parametr obcięcia w pędzie poprzecznym (*infrared cutoff*), który ogranicza całkowanie po k_t do obszaru perturbacyjnego ($k_t > k_{cutoff}$), a następnie bada się zależność teoretycznych przewidywań od wartości tego parametru.

Perturbacyjny Pomeron

W teorii Reggego [41] zależność od energii całkowitego hadronowego przekroju czynnego w granicy wysokoenergetycznej wyraża się wzorem

$$\sigma_{tot} \approx const \cdot s^{\alpha_P(0)-1}, \quad (2.76)$$

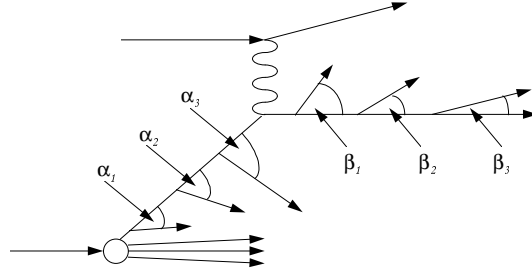
gdzie $\alpha_P(0)$ jest interceptem wymienianej trajektorii Reggego o liczbach kwantowych próżni (izospin $I=0$, parzystość ładunkowa $C=+1$, parzystość przestrzenna $P=+1$), zwanej Pomeronem. W ramach teorii Reggego nie można jednak przewidzieć parametrów trajektorii Pomeronu. Intercept Pomeronu został wyznaczony z fenomenologicznej analizy, w której badano zależność energetyczną całkowitych przekrojów czynnych zmierzonych w oddziaływaniach hadron-hadron i foton-hadron [61]. Jego wartość jest bliska jedności i mieści się w granicach $\alpha_P(0) \approx 1.081 - 1.094$. Tą słabą zależność od energii całkowitego przekroju czynnego określa się w literaturze jako wynikającą z wymiany "miękkiego" Pomeronu (*soft Pomeron*).

W chromodynamice kwantowej zależność od energii całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie wirtualnego fotonu na protonie w granicy wysokoenergetycznej, która odpowiada bardzo małym wartościom x , jest dana przez równanie BFKL. W tym formalizmie Pomeron jest neutralnym kolorowo obiektem o liczbach kwantowych próżni, składającym się z zreggeizowanych gluonów. Całkowity przekrój czynny $\sigma_{\gamma^*p}^{tot}$ rośnie silnie z energią, intercept Pomeronu wynikający z obliczeń LO BFKL (por. wzory (2.74) i (2.76)) wynosi $\alpha_P(0) = 1 + \lambda \approx 1.5$. Dlatego też perturbacyjny Pomeron nazywany jest "twardym" Pomeronem (*hard Pomeron*) lub Pomeronem BFKL.

2.5.3 Równanie ewolucji CCFM

Równanie ewolucji CCFM [13] jest uogólnieniem równań DGLAP i BFKL. Dla asymptotycznie wysokich energii w obszarze małych wartości x , równanie CCFM jest równoważne równaniu BFKL, natomiast dla dużych x i dla dużych Q^2 wykazuje podobieństwo do ewolucji DGLAP. Takie zachowanie związane jest z sumowaniem w równaniu CCFM zarówno dużych logarytmów $(\alpha_s \ln \frac{1}{x})^n$ jak i $(\alpha_s \ln \frac{1}{1-x})^n$. W przybliżeniu wiodących logarytmów przewidywania dotyczące wielkości inkluzywnych, otrzymane przy użyciu równań CCFM i BFKL są takie same. W pracach [62] pokazano, że w przybliżeniu wiodących logarytmów również opisy końcowych stanów partonowych wynikających z ewolucji BFKL i CCFM są równoważne.

Równanie CCFM uwzględnia efekty kwantowo-mechanicznej interferencji stanów partonowych w kaskadzie partonowej QCD ze stanu początkowego. Destruktywna interferencja stanów partonowych ogranicza przestrzeń fazową dostępną dla emisji miękkich gluonów, prowadząc do uporządkowania kąтового (*angular ordering*) emitowanych gluonów, zarówno w



Rysunek 2.11: Ilustracja uporządkowania kąтового w kaskadzie partonowej ze stanu początkowego i końcowego.

obszarze dużych jak i małych wartości x . Kąty emisji miękkich gluonów, wyznaczone względem kierunku początkowego protonu, rosną w kierunku wierzchołka oddziaływania wirtualnego fotonu z kwarkiem. Maksymalny kąt emisji jest zdefiniowany przez box kwarkowy twardego rozpraszania ($\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$, *hard scattering quark box*), produkującego parę kwark-antkwark. Należy nadmienić, że w rozwoju kaskady partonowej w stanie końcowym, pochodzącej z rozproszonego kwarka po jego oddziaływaniu z fotonem, efekty koherencji stanów partonowych prowadzą do uporządkowania odpowiadającego malejącym kątom emisji, zdefiniowanym względem kierunku partonu-rodzica. Rysunek 2.11 ilustruje uporządkowanie kątowe emisji partonowych dla kaskady QCD ze stanu początkowego i końcowego. Ewolucje DGLAP i BFKL można potraktować jako dwa graniczne przypadki uporządkowania kąтового. W przybliżeniu DGLAP kąty emisji miękkich gluonów $\alpha \sim p_t/p_l$ wzrastają, ponieważ rosną ich pędy poprzeczne p_t ; natomiast w ewolucji BFKL kąty emisji rosną, gdyż pędy podłużne wypromieniowanych gluonów $p_l \propto x$ maleją, a ich pędy poprzeczne pozostają w przybliżeniu stałe.

W kaskadzie partonowej przedstawionej na rysunku 2.6 każdy kolejny proces rozszczepienia $k_{i-1} \rightarrow k_i p_i$, gdzie p (k) jest czteropędem emitowanego gluonu (gluonu propagatora), jest opisany przez funkcję rozszczepienia. Oryginalna funkcja rozszczepienia CCFM dla procesu $g \rightarrow gg$ dana jest wyrażeniem

$$\bar{P}_{gg}(z_i, q_i^2, k_{ti}^2) = \frac{\bar{\alpha}_s(q_i^2(1-z_i)^2)}{1-z_i} + \frac{\bar{\alpha}_s(k_{ti}^2)}{z_i} \Delta_{NS}(z_i, q_i^2, k_{ti}^2), \quad (2.77)$$

gdzie $\bar{\alpha}_s = \frac{3\alpha_s}{\pi}$, zmienna rozszczepienia wynosi $z_i = \frac{x_i}{x_{i-1}}$ i Δ_{NS} jest czynnikiem postaci nie-Sudakowa. q jest przeskalowanym pędem poprzecznym emitowanego gluonu

$$q_i = \frac{p_{ti}}{1-z_i}. \quad (2.78)$$

Funkcja rozszczepienia CCFM wyrażona wzorem (2.77) różni się od P_{gg} dla ewolucji DGLAP (por. wzór (2.40)) tym, że uwzględnia tylko człony osobliwe dla $z \rightarrow 1$ i $z \rightarrow 0$. Dodatkowy czynnik Δ_{NS} , charakterystyczny zarówno dla ewolucji CCFM jak i BFKL, resumeuje

poprawki wirtualne posiadające osobliwości podczerwone, związane z wymianą miękkich gluonów. Czynniki postaci nie-Sudakowa regularyzuje osobliwość w $\frac{1}{z}$ ($\Delta_{NS}/z_i \rightarrow 0$ dla $z_i \rightarrow 0$), można go zaniedbać dla skończonych wartości x i w granicy $x \rightarrow 1$. Dla uproszczenia skala renormalizacji w biegnącej stałej sprzężenia $\alpha_s(\mu_r)$ jest różna dla członów z dużym i małym z .

Dla bardzo dużych energii funkcja P_{gg} jest zdominowana przez wyrazy proporcjonalne do $\frac{1}{z}$, uwzględnienie członów nieosobliwych postaci $z(1-z)$ oraz konsystentne użycie poprawnej skali $\mu_r = p_t$ stanowi efekty niewiodące. Jednakże dla energii dostępnych we współczesnych zderzaczach, takie modyfikacje mają znaczący wpływ na przewidywania [63, 45].

Warunek uporządkowania kąтового wyraża się w ewolucji CCFM wzorem

$$q_i > z_{i-1}q_{i-1} \equiv \alpha_i > \alpha_{i-1} \quad (2.79)$$

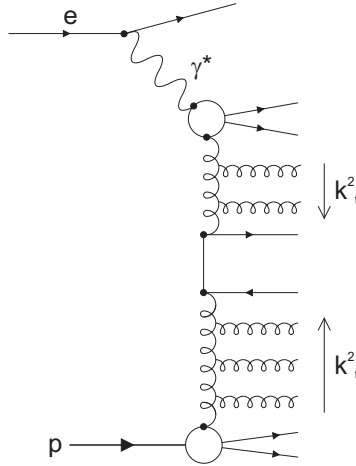
Dla dużych wartości z , odpowiadających średnim i dużym wartościom x , warunek (2.79) sprowadza się do uporządkowania pędów poprzecznych emitowanych gluonów, tak jak w ewolucji DGLAP. Dla bardzo małych wartości x , dla których dominują małe wartości z , uporządkowanie pędów poprzecznych nie występuje, analogicznie jak w ewolucji BFKL. W obszarze małych wartości x ewolucja CCFM charakteryzuje się także dyfuzją pędu poprzecznego do obszaru nieperturbacyjnego, podobnie jak ewolucja BFKL, jednakże jej zakres jest mniejszy.

Równanie ewolucji CCFM dla niewycalkowanej funkcji rozkładu gluonów $A(x, k_t, \bar{q})$ można zapisać w postaci równania całkowego [64, 65, 66]

$$A(x, k_t, \bar{q}) = A^{(0)}(x, k_t, \bar{q}) + \int_x^1 dz \int \frac{d^2q}{\pi q^2} \Theta(\bar{q} - zq) \Delta_S(\bar{q}, zq) \bar{P}_{gg}(z, q, k_t) A\left(\frac{x}{z}, |\vec{k}_t + (1-z)\vec{q}|, q\right), \quad (2.80)$$

gdzie funkcja schodkowa (*step function*) Θ jest odpowiedzialna za warunek uporządkowania kąтового, człon $A^{(0)}$ jest wkładem nieperturbacyjnym. Czynniki postaci Sudakowa Δ_S resumuje poprawki wirtualne z osobliwościami podczerwonymi, wynikającymi z emisji miękkich gluonów. Uporządkowanie kątowe wprowadza dodatkową twardą skalę \bar{q} , związaną z maksymalnym kątem emisji gluonów, i dlatego niewycalkowana funkcja rozkładu gluonów $A(x, k_t, \bar{q})$ jest również od niej zależna. Rozkład $A(x, k_t, \bar{q})$ definiuje dla twardej skali \bar{q} , prawdopodobieństwo znalezienia gluonu z ułamkiem pędu podłużnego x i z pędem poprzecznym k_t . W obszarze bardzo małych wartości x , warunek uporządkowania kąтового nie wprowadza żadnych ograniczeń na pędy poprzeczne gluonów i rozkład A jest równoważny niezależnej od skali \bar{q} gęstości gluonów wynikającej z równania BFKL (por. wzór (2.67)).

Wbudowana w równanie CCFM zależność od dwóch skali, pędu poprzecznego k_t oraz twardej skali \bar{q} , powoduje że równanie jest bardzo skomplikowane matematycznie i w konsekwencji jest badane głównie metodami numerycznymi. Stosując pewne przybliżenia można rozwiązać równanie CCFM (pół)analitycznie dla dużych i średnich wartości x , czyli w obszarze stosowalności przybliżenia DGLAP [45]. Możliwe jest również analityczne rozwiązanie dla małych wartości x , przy nałożeniu odpowiednich ograniczeń (*consistency constraints*) na przestrzeń fazową dostępną dla emisji gluonów [51, 67]. Pozwala to uwzględnić dominujące wkłady od niewiodących poprawek BFKL. W ewolucji CCFM nieprzecalkowany rozkład gluonów $A(x, k_t, \bar{q})$ można przedstawić w postaci członów odpowiadających procesom kolejnych rozgałęzień (*branching processes*) o charakterze probabilistycznym, co jest szczególnie dogodne dla generacji przypadków Monte Carlo.



Rysunek 2.12: Głęboko nieelastyczne rozpraszanie ep zachodzące przez oddziaływanie rozwiniętego fotonu z partonem w protonie charakteryzuje się pewnym stopniem nieuporządkowania w płaszczyźnie poprzecznej kaskady QCD.

2.5.4 Procesy z rozwiniętym fotonem

W głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep , wirtualny foton emitowany przez początkowy elektron jest sondą badającą strukturę protonu i zazwyczaj uczestniczy bezpośrednio w procesie twardego rozpraszania, sprzęgając się punktowo do kwarków wieńczących kaskadę partonową. Taki proces nosi nazwę oddziaływania z bezpośrednim fotonem (*direct photon interaction*). Jeżeli jednak pęd poprzeczny partonu w kaskadzie QCD jest o wiele większy niż wirtualność fotonu, $k_t^2 \gg Q^2$, to wówczas parton jest sondą badającą strukturę fotonu.

Podobnie jak rzeczywisty foton w procesie fotoprodukcji, wirtualny foton w oddziaływaniu DIS może ujawniać swoją strukturę hadronową i fluktuować na parę kwark-antykwarok o liczbach kwantowych fotonu ($\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$) lub w obszarze małych wartości Q^2 na mezon wektorowy. Czas życia takiej fluktuacji można obliczyć z zasady nieoznaczoności i w układzie spoczynkowym protonu wyraża się on wzorem $t_f = \frac{2E_\gamma}{m_{q\bar{q}}^2 + Q^2}$, gdzie E_γ jest energią fotonu i $m_{q\bar{q}}$ jest masą układu kwark-antykwarok. Ze wzrostem wirtualności fotonu czas życia fluktuacji na parę $q\bar{q}$ maleje i foton zachowuje się jak obiekt punktowy.

Dla dużych energii wirtualnego fotonu, odpowiadających małym wartościom x badanym na HERA, czas życia fluktuacji γ^* jest duży i można go przybliżyć wzorem $t_f \approx \frac{1}{2m_p x}$ [68]. Foton może więc fluktuować na parę $q\bar{q}$, która przeżyje do momentu oddziaływania z protonem. Oddziaływanie, w którym wirtualny foton najpierw fluktuuje na układ partonów, czyli ujawnia/”rozwija” swoją strukturę partonową i następnie jeden z partonów w fotonie uczestniczy w procesie twardego rozpraszania na partonie z protonu, nazywamy procesem z rozwiniętym fotonem (*resolved photon interaction*). Twarde procesy hadronowe, w których uczestniczą partonowe składniki wirtualnego fotonu można obliczyć w perturbacyjnej QCD, bez wprowadzania funkcji rozkładu partonów dla fotonu. W fenomenologicznym opisie koncepcja funkcji rozkładu partonów wirtualnego fotonu jest jednak bardzo użyteczna [69]. Gęstości partonów w fotonie podlegają równaniom ewolucji podobnie jak gęstości partonów w protonie. Wkład do przekroju czynnego od procesów z rozwiniętym fotonem może być znaczący w obszarze,

w którym parton jest czuły na strukturę fotonu, co odpowiada warunkowi $k_t^2 \gg Q^2$, ponieważ wtedy poprzeczne rozmiary fotonu $R_\gamma \sim 1/\sqrt{Q^2}$ są większe niż poprzeczna długość fali odpowiadającej partonowi $\lambda_t \sim 1/k_t$. Unikalną zaletą zderzacza HERA jest możliwość wyboru oddziaływań DIS zainicjowanych przez wirtualne fotony o hadronowej lub punktowej strukturze, w zależności od ich wirtualności.

Na rysunek 2.12 przedstawiono oddziaływanie rozwiniętego fotonu z partonem w protonie. Zarówno struktura wirtualnego fotonu jak i protonu "rozwijają się" w postaci uporządkowanej w pędzie poprzecznym kaskady partonowej, opisanej przez równania ewolucji DGLAP. Strzałkami zaznaczono w jakim kierunku rośnie pęd poprzeczny emitowanych gluonów w kaskadach QCD zainicjowanych przez partony w protonie i w fotonie. Mechanizm ten wprowadza pewien stopień nieuporządkowania w pędzie poprzecznym w łańcuchu partonowym pomiędzy fotonem i protonem.

2.5.5 Saturacja partonowa

Ze względu na warunek unitarności (patrz porozdział 2.5.2), przewidziany przez równanie BFKL potęgowy wzrost gęstości gluonów dla malejących wartości x , $xg \sim x^{-\lambda}$, nie może być nieograniczony. Gdy gęstość gluonów w protonie jest bardzo duża należy uwzględnić ich wzajemne oddziaływanie. Mechanizmem prowadzącym do osłabienia wzrostu gęstości gluonów jest proces ich rekombinacji, $gg \rightarrow g$. Zjawisko to nosi nazwę saturacji partonowej.

Rozważmy jakie warunki powinny być spełnione, aby proces saturacji partonowej odgrywał istotną rolę [70]. W układzie nieskończonego pędu protonu $xg(x, Q^2)$ definiuje liczbę gluonów n_g o rozmiarze poprzecznym $\sim \frac{1}{Q}$, na jednostkę rapidity ($\ln 1/x$) (por. wzór (2.64)). Przekrój czynny na proces rekombinacji gluonów, zachodzący przy skali Q^2 , wyraża się wzorem $\sigma_{gg} \sim \alpha_s(Q^2)/Q^2$. Przy założeniu jednorodnego rozkładu gluonów w protonie można oczekiwać, że efekty saturacji partonowej zaczną odgrywać rolę, jeżeli całkowity przekrój czynny na procesy rekombinacji gluonów będzie porównywalny z rozmiarem poprzecznym protonu

$$n_g \sigma_{gg} \sim \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} xg(x, Q^2) \sim \pi R^2. \quad (2.81)$$

Dla promienia protonu $R \sim 0.8$ fm i $Q^2 \sim 10$ GeV² wynikająca ze wzoru (2.81) gęstość gluonów wynosi $xg \sim 2000$. Z pomiarów na HERA wynika, że tak wysokie gęstości gluonów nie występują dla małych wartości x dostępnych na tym akceleratorze. Jeżeli jednak gluony są skupione w ograniczonych przestrzennie obszarach protonu (*hot spots*), np. wokół kwarków walencyjnych, to wówczas efekty saturacji partonowej mogą odgrywać rolę już przy mniejszych średnich gęstościach gluonów.

Po raz pierwszy efekty saturacji partonowej zostały uwzględnione przez Gribova, Levina i Ryskina, którzy zmodyfikowali równanie ewolucji DGLAP w przybliżeniu DLLA poprzez wprowadzenie ujemnego członu nieliniowego, proporcjonalnego do kwadratu funkcji rozkładu gluonów [71]. Równanie Gribova-Levina-Ryskina (GLR) dla funkcji rozkładu gluonów dane jest wyrażeniem

$$\frac{\partial xg(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2 \partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{81\alpha_s^2}{16Q^2 R^2} (xg(x, Q^2))^2. \quad (2.82)$$

Pierwszy człon po prawej stronie równania (2.82) odpowiada standardowej ewolucji DGLAP

w przybliżeniu DLLA, zachodzącej przy warunku $\alpha_s \ln(1/x) \ln Q^2 \sim 1$. Drugi, ujemny człon nieliniowy jest odpowiedzialny za rekombinację gluonów i powoduje tłumienie silnego wzrostu gęstości gluonów, generowanego dla małych x przez człon liniowy.

Prace Gribova, Levina i Ryskina zapoczątkowały intensywny rozwój badań dynamiki gęstych układów partonowych. Równanie Balitskiego-Kovchegova (BK), które jest uogólnieniem równania BFKL, uwzględnia procesy związane z rekombinacją gluonów i opisuje saturację partonową [72]. Równanie to jest nieliniowym równaniem ewolucji w granicy dużego N_c na amplitudę rozpraszania dipola kwark-antykwar na hadronie. Część liniowa równania BK jest równoważna dipolowej wersji równania BFKL dla rozpraszania pojedynczego dipola [58], natomiast człon nieliniowy uwzględnia koherentne rozpraszanie wielu dipoli na hadronie.

Gęste układy partonowe opisywane są również w alternatywnym modelu kondensatu kolorowego szkła (*Color Glass Condensate, CGC*) [73], który dostarczył szeregu przewidywań szczególnie dla procesów oddziaływań relatywistycznych ciężkich jąder. W rozpraszaniu na jądrach można oczekiwać wzmocnienia efektów saturacyjnych, ponieważ tarcza jądrowa już w stanie początkowym charakteryzuje się wysoką gęstością partonową, ze względu na dużą liczbę nukleonów w jądrze. Kondensat kolorowego szkła stanowi nowy, uniwersalny rodzaj materii, którą można badać jedynie w procesach rozpraszania przy bardzo wysokiej energii. Uważa się, że w granicy wysokoenergetycznej fizyczny obraz hadronów i jąder różni się jakościowo w porównaniu z ich własnościami przy mniejszych energiach. Uniwersalność oznacza tutaj niezależność od typu hadronu inicjującego kreację tej materii.

Model CGC przewiduje istnienie nowego stanu materii partonowej w stanie nasycenia, charakteryzującego się dużą gęstością partonów i małą stałą sprzężenia silnego. Stan ten jest opisywany przy użyciu klasycznych kolorowych pól QCD i ich źródeł. Nazwa kondensat kolorowego szkła pochodzi stąd, że materia ta wykazuje podobieństwo do szkła spinowego [74]. Tworzą ją oddziałujące kolorowe gluony, których gęstość jest bardzo duża i których pędy są bliskie pewnemu charakterystycznemu pędowi, definiującemu skalę saturacji, co odpowiada wielokrotnemu obsadzeniu danego stanu kwantowego, w analogii do kondensatu bozonowego. Gluony z pędem poprzecznym poniżej skali saturacji znajdują się w stanie nasycenia. Ze względu na szczególną zależność skali saturacji $Q_s(x, A)$ od energii (a tym samym od x) oraz od liczby nukleonów A , $Q_s^2 \propto A^{\frac{1}{3}}(1/x)^\lambda$ z $\lambda \simeq 0.3$ [75], obszar kinematyczny odpowiadający saturacji partonowej będzie się powiększał wraz z malejącym x i dla coraz cięższych jąder.

Dane z HERA są zgodne z hipotezą CGC dla skali saturacji protonu $Q_s \approx 1$ GeV w obszarze $x \simeq 10^{-4}$, ale nie stanowi to jeszcze dowodu na istnienie kondensatu kolorowego szkła. Oprócz wyników z HERA eksperymentalna ewidencja na poparcie hipotezy CGC obejmuje pomiary na Zderzaczu Relatywistycznych Ciężkich Jonów (*Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC*) w Brookhaven National Laboratory [76]:

- Geometryczne skalowanie w obszarze saturacji partonowej polegające na tym, że całkowity przekrój czynny na rozpraszanie wirtualnego fotonu na protonie zależy tylko od jednej zmiennej, będącej stosunkiem wirtualności fotonu i skali saturacji, $\sigma^{\gamma^*p} \sim F(Q^2/Q_s^2(x))$. W pracy [77] pokazano, że dla HERA takie skalowanie zachodzi dla $x < 0.01$.
- Poprawny opis zmierzonej na HERA funkcji struktury protonu F_2 , w obszarze $x \leq 10^{-2}$ i $0.045 \leq Q^2 \leq 45$ GeV², przy użyciu formalizmu dipolowego dla funkcji falowej wirtualnego fotonu oraz zastosowaniu funkcji rozkładu gluonów wynikających z teorii CGC [78].

- Ilościowy opis zjawiska granicznej fragmentacji (*limiting fragmentation*) [79] w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jąder [80, 81]. Na zderzaczach RHIC zmierzono rozkłady pseudorapidity cząstek naładowanych produkowanych w zderzeniach Au-Au przy kilku energiach w układzie środka masy nukleon-nukleon ($19.6 < \sqrt{s_{NN}} < 200$ GeV) [82, 83, 84]. Rozkłady $dN_{ch}/d\eta'$ wyznaczono w funkcji $\eta' = \eta - \eta_{beam}$, gdzie η' definiuje pseudorapidity cząstki przesunięte o rapidity wiązki $\eta_{beam} = \ln \sqrt{s_{NN}}/m_p$, co w przybliżeniu odpowiada transformacji rozkładów do układu spoczynkowego jednego ze zderzających się jąder. Maksymalny zasięg pseudorapidity wynosi $|\eta| = 5.4$. Dane charakteryzujące się tą samą centralnością zderzenia są zgodne z hipotezą granicznej fragmentacji: w obszarze bliskim $\eta' \sim 0$ rozkłady są uniwersalne, niezależne od energii w układzie środka masy. Wraz ze wzrostem energii obszar skalowania poszerza się poza wartości pseudorapidity bliskie η_{beam} .
- Zgodność obliczeń CGC z rozkładami krotności w funkcji centralności i rapidity, zmierzonymi w zderzeniach Au-Au na zderzaczach RHIC [85].
- W eksperymentach na RHIC główną sygnaturą CGC są inkluzywne rozkłady pędu poprzecznego hadronów produkowanych w kierunku do przodu w zderzeniach deuteron-Au [86]. Dane potwierdzają przewidzianą w teorii CGC tendencję osłabienia przekroju czynnego na produkcję hadronów w przednim obszarze rapidity w oddziaływaniach deuteron-jądro w porównaniu z oddziaływaniami proton-proton [87]. Brak akceptacji dla dużych wartości rapidity jest jednak ograniczeniem tych pomiarów.

Interpretacja powyższych pomiarów w ramach formalizmu CGC jest obiecująca, jednakże inne modele teoretyczne również opisują poszczególne obserwabie. Jednoznaczna ewidencja kondensatu kolorowego szkła wymaga dalszych badań procesów rozproszonych na protonach i ciężkich jądrach o różnej liczbie atomowej, przy mniejszych wartościach x , a wypadku fizyki do przodu w poszerzonym zakresie rapidity. Badania takie będą możliwe na zderzaczach LHC i eRHIC.

Istnieje również wiele fenomenologicznych modeli uwzględniających efekty saturacyjne, opartych na formalizmie kolorowych dipoli. W szczególności model Golca-Biernata i Wüsthoffa (model GBW) [88], który zapoczątkował interpretację danych z HERA z uwzględnieniem saturacji partonowej, znalazł szerokie zastosowanie w opisie inkluzywnych i dyfrakcyjnych procesów DIS.

Oprócz precyzyjnych pomiarów funkcji struktury F_2 w obszarze małych x , obserwacja znaczącego udziału procesów dyfrakcyjnych (na poziomie 10 %) w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym należy do najciekawszych wyników z pierwszego okresu działania HERA. W procesie dyfrakcyjnym proton pozostaje nienaruszony lub jest wzbudzony do stanu rezonansowego o takich samych liczbach kwantowych, $ep \rightarrow eXp$. Obecność nienaruszonego protonu wskazuje, że oddziaływanie zachodzi poprzez wymianę między wirtualnym fotonem i protonem w stanie początkowym, obiektu nie posiadającego ładunku kolorowego, w minimalnej konfiguracji będącego układem dwóch partonów. W konsekwencji charakterystyczną cechą dyfrakcyjnych przypadków DIS jest przerwa w rapidity pomiędzy protonem i systemem hadronów w stanie końcowym. Obserwacja dużego inkluzywnego przekroju czynnego na procesy dyfrakcyjne mogłaby świadczyć, że zachodzą one w wyniku skorelowanej wymiany wielu gluonów. Takich koherentnych efektów, odpowiedzialnych również za zjawisko saturacji partonowej, można oczekiwać dla małych x , w obszarze dużych gęstości partonowych.

Model GBW dobrze ilustruje zjawisko saturacji partonowej i pomimo swojej prostoty (tylko trzy parametry) poprawnie opisuje całkowity przekrój czynny σ_{γ^*p} dla wartości $x < 0.01$, z fotoprodukcją włącznie, oraz wykazuje własność skalowania geometrycznego. Uwzględnienie saturacji pozwala poprawnie przewidzieć stosunek dyfrakcyjnego przekroju czynnego do całkowitego dla procesów DIS, który zgodnie z danymi jest słabo zmienną funkcją x i Q^2 . Jest to ważnym wynikiem tego podejścia. W modelu GBW zgodność z danymi z HERA uzyskuje się przy prostej parametryzacji skali saturacji, $Q_s^2(x) = (1 \text{ GeV}^2) \cdot (x_0/x)^\lambda$, gdzie $\lambda = 0.288$ i $x_0 = 3.04 \cdot 10^{-4}$.

Rozdział 3

Fizyka małych wartości x -Bjorkena na akceleratorze HERA

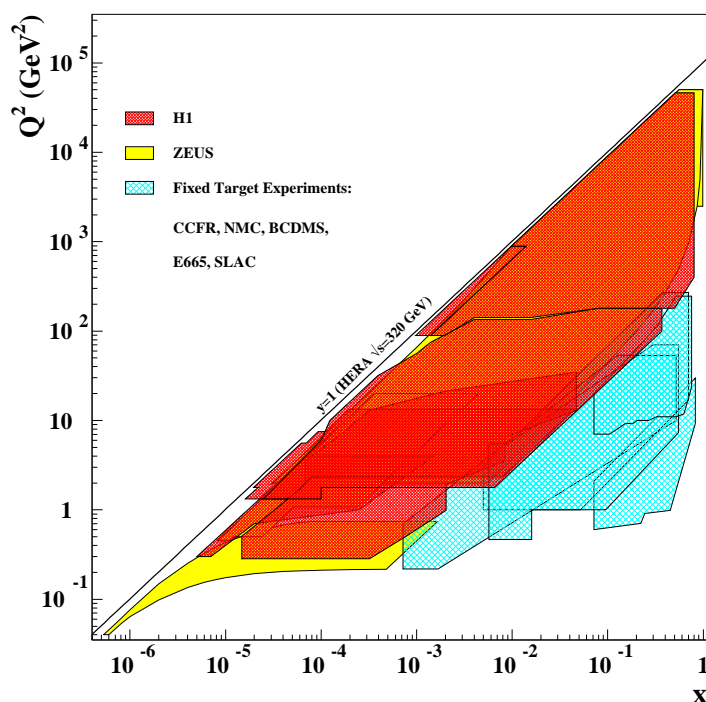
Obszary kinematyczne w zmiennych $Q^2 - x$ dostępne dla pomiarów głęboko nieelastycznego rozpraszania *lepton - nukleon* w eksperymentach H1 i ZEUS na akceleratorze HERA i w eksperymentach na stałej tarczy [27, 19] są przedstawione na rysunku 3.1. Na HERA duża energia w układzie środka masy zderzających się cząstek ($\sqrt{s} \simeq 300 - 319$ GeV) pozwala na badanie oddziaływań *ep* zarówno dla bardzo dużych wartości Q^2 jak i dla małych wartości x . Istnieje kinematyczna korelacja między wartościami x i Q^2 , $Q^2 = xys$; duże wartości x są osiągalne dla dużych Q^2 , natomiast obszar małych x odpowiada małym Q^2 .

Akcelerator HERA umożliwił analizę procesów DIS w dotychczas niezbadanym obszarze kinematycznym małych wartości x -Bjorkena ($10^{-5} - 10^{-3}$) i wartości Q^2 rzędu kilku GeV^2 , umożliwiającą interpretację danych w ramach perturbacyjnej QCD. Proces DIS przy małym x odpowiada rozpraszaniu przy dużej energii w układzie środka masy γ^*p i dlatego pomiary w tym obszarze kinematycznym są ściśle związane z testowaniem QCD w granicy wysokoenergetycznej. Dla małych x , kwark z którym oddziaływał wirtualny foton, pochodzi z kaskady partonowej zainicjowanej przez parton o dużym pędzie podłużnym. Można oczekiwać, że dla malejących x liczba gluonów w kaskadzie QCD będzie rosła. Dlatego też, wiarygodne porównanie pomiarów z przewidywaniami teoretycznymi wymaga uwzględnienia poprawek wyższych rzędów w rozwinięciu perturbacyjnym. Fizyka małych x to także badania gęstych układów partonowych, zdominowanych przez gluony i kwarki morza, dla których mogą się pojawić efekty saturacji partonowej, prowadzące do osłabienia wzrostu gęstości partonów.

Badanie obszaru małych wartości x -Bjorkena jest związane z wieloma istotnymi pytaniami dotyczącymi dynamiki QCD:

- dla jakiego zakresu zmiennych $Q^2 - x$ stosowanie równań ewolucji DGLAP jest uzasadnione i czy obserwujemy w danych znaczące odstępstwa od ich przewidywań ?
- czy obserwujemy na HERA efekty związane z ewolucją BFKL ?
- czy obserwujemy na HERA efekty saturacji partonowej ?

Eksperymenty H1 i ZEUS wykonały wiele pomiarów czułych na dynamikę kaskady partonowej, dla których opis danych jest zgodny z przewidywaniami standardowej ewolucji DGLAP [89-95]. W poszukiwaniu odstępstw od tego przybliżenia badano zarówno tak inkluzywną



Rysunek 3.1: Obszary kinematyczne w zmiennych $Q^2 - x$ dostępne pomiarom w eksperymentach DIS na stałej tarczy (CCFR, NMC, BCDMS, E665, SLAC) i na HERA(H1, ZEUS).

obserwabę jak funkcja struktury protonu F_2 , jak i bardziej ekskluzywne procesy związane z końcowymi stanami hadronowymi.

3.1 Aparatura doświadczalna

3.1.1 Akcelerator HERA

Akcelerator HERA w DESY jest pierwszym na świecie zderzaczem elektronów (lub pozytonów) i protonów. Wiązki elektronów i protonów są przyspieszane w dwóch oddzielnych pierścieniach znajdujących się w tunelu o obwodzie 6.3 km. W pierścieniu protonowym zastosowano magnesy nadprzewodzące chłodzone ciekłym helem i wytwarzające pole magnetyczne o indukcji B równej 4.7 T. Maksymalna energia wiązki protonowej jest określona przez promień pierścienia i wartość B . Pierścień elektronowy jest wyposażony w konwencjonalne magnesy o indukcji B równej 0.17 T. Energia elektronów jest ograniczona dostępną energią przy częstościach radiowych, którą należy doprowadzić aby skompensować straty wynikłe z promieniowania synchrotronowego. Zderzające się wiązki mają strukturę pęczków, maksymalna liczba pęczków w każdej wiązce wynosi 210. Czas pomiędzy przecięciami dwóch kolejnych pęczków wynosi 96 ns. Wiązki elektronów i protonów zderzają się przeciwbieżnie w dwóch punktach oddziaływania, w których umieszczono wielofunkcyjne detektory H1 i ZEUS.

HERA rozpoczęła regularne zbieranie danych w roku 1992. Początkowa energia wiązki elektronowej wynosząca 26.7 GeV, została w roku 1994 zwiększona do 27.5 GeV. Energia

wiązki protonowej wynosząca początkowo 820 GeV, w roku 1998 wzrosła do 920 GeV. Energia w układzie środka masy zderzenia ep ($\sqrt{s} \simeq \sqrt{4E_e E_p}$) wynosiła odpowiednio 300 lub 319 GeV. Pierwszy etap działania zderzacza, HERA I, obejmuje lata 1992-2000. W tym czasie dla pojedynczego pęczka uzyskano natężenie prądu elektronowego rzędu 60 mA oraz natężenie prądu protonowego rzędu 160 mA, średnia uzyskana świetlnosc wyniosła $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Każdy z eksperymentów zarejestrował dane *pozyton-proton* o całkowitej świetlności ok. 120 pb^{-1} oraz dane *elektron-proton* o całkowitej świetlności ok. 20 pb^{-1} .

W latach 2001/2002 nastąpiła modyfikacja zderzacza mająca na celu ok. czterokrotny wzrost jego świetlności. Umożliwi to przede wszystkim precyzyjne studia procesów DIS w obszarze dużych wartości Q^2 , gdzie statystyka danych z okresu HERA I jest ograniczona. Wzrost świetlności uzyskano głównie w wyniku zmniejszenia rozmiarów poprzecznych wiązek w punkcie oddziaływania. Wymagało to zainstalowania w obydwóch eksperymentach w pobliżu punktu oddziaływania ogniskujących magnesów kwadrupolowych, co ograniczyło akceptancję przypadków DIS przy małych Q^2 . Zgodnie z planami HERA II uzyskała maksymalną świetlnosc $5.1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Polaryzacja poprzeczna wiązek leptonowych przy użyciu nowych rotatorów spinu jest rzędu 30-40%. Oczekuje się, że do końca działania w połowie roku 2007, HERA II dostarczy danych o całkowitej świetlności conajmniej 200 pb^{-1} dla zderzeń e^+p i 210 pb^{-1} dla zderzeń e^-p .

3.1.2 Eksperymenty H1 i ZEUS

Detektory H1 i ZEUS pozwalają na identyfikację i precyzyjny pomiar rozproszonego elektronu oraz końcowych stanów hadronowych dla szerokiej klasy procesów w oddziaływaniach ep^1 . W obu eksperymentach standardowy dla zderzacza układ detektorów składa się z komór śladowych otoczonych przez kalorymetry, elektromagnetyczny i hadronowy. Duża różnica w energii wiązek powoduje, że większość cząstek jest produkowana w kierunku protonu, co prowadzi do dużych gęstości cząstek i energii w tym obszarze. W konsekwencji oba eksperymenty mają asymetryczne detektory, charakteryzujące się w kierunku do przodu większą segmentacją i większą głębokością kalorymetrów. Ten obszar jest również wyposażony w układy detektorów mionowych.

Eksperymenty H1 i ZEUS różnią się przede wszystkim technologią głównych kalorymetrów oraz wielkością cewek nadprzewodzących wytwarzających pole magnetyczne, w którym ulegają odchyleniu tory cząstek naładowanych, co pozwala na pomiar ich pędu. Eksperyment ZEUS ma cewkę nadprzewodzącą o średnicy 2 m wytwarzającą pole magnetyczne o indukcji 1.43 T, główny kalorymetr znajduje się na zewnątrz cewki. Kalorymetr H1 jest umiejscowiony wewnątrz cewki nadprzewodzącej o średnicy 6 m, wytwarzającej pole magnetyczne o indukcji 1.15 T. Kompensujący uranowo-scyntylacyjny kalorymetr (*Uranium-scintillator calorimeter, UCAL*) eksperymentu ZEUS, charakteryzujący się jednakową odpowiedzią detektora dla elektronów i hadronów o tej samej energii ($e/h = 1$), posiada bardzo dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą dla hadronów. Jego wysoka czasowa zdolność rozdzielcza, wynosząca poniżej 1 ns dla depozytów energii powyżej 4.5 GeV, wykorzystywana jest do odrzucania tła. Kalorymetr UCAL pokrywa szeroki zakres kątowy w obszarze do przodu, centralnym i do tyłu. Niekompensujący kalorymetr z ciekłego argonu (*Liquid Argon calorimeter, LAr*) eksperymentu H1 wyróżnia się dużą segmentacją poprzeczną i podłużną oraz dobrą zdolnością rozdzielczą dla pomiaru energii elektromagnetycznej. Na zewnątrz głównych kalorymetrów oba eksperymenty-

¹Definicje układów odniesienia używanych na HERA znajdują się w dodatku A.

ty posiadają żelazne jarzmo zamykające pole magnetyczne i zawierające detektory służące do identyfikacji mionów oraz pomiaru upływu energii z głównych kalorymetrów. Obszary akceptancji oraz zdolności rozdzielcze dla głównych detektorów śladowych oraz kalorymetrów H1 i ZEUS zebrano w tabeli 3.1. Dokładniejsze informacje można znaleźć w publikacjach [96, 97].

eksperyment	H1		ZEUS
det. śladów	do przodu		do przodu
akceptancja	5°-25°		7.5°-28°
σ_{p_T}/p_T	0.02 · p_T / $\sin \theta$		
det. śladów	centralny	tylny	centralny
akceptancja	25°-155°	151°-177.5°	15°-164°
σ/p_T	< 0.01 · p_T		0.0058 · p_T
kalorymetry	LAr	SpaCal	UCAL
akceptancja	4°-154°	153°-177.5°	2.6°-176°
σ_E/E (elektrony)	12%/√ E ⊕ 1%	7.5%/√ E ⊕ 1%	18%/√ E ⊕ 1%
σ_E/E (hadrony)	50%/√ E ⊕ 2%	≈ 30%/√ E	35%/√ E ⊕ 1%

Tabela 3.1: Obszary akceptancji w kącie biegunowym oraz zdolności rozdzielcze głównych składowych detektorów H1 i ZEUS. Energia E i pęd poprzeczny p_t są wyrażone w GeV.

W okresie działania HERA I dokonano wielu aparaturowych modyfikacji, które polepszyły identyfikację i pomiar rozproszonego elektronu oraz poszerzyły zakres akceptancji detektorów o obszar bliski osi wiązek. W eksperymencie ZEUS zainstalowano mały wolframowo-scyntylicyjny kalorymetr BPC (*Beam Pipe Calorimeter*) wspomagany przez krzemowe detektory śladowe BPT (*Beam Pipe Tracker*), co pozwoliło na pomiar rozproszonych elektronów pod bardzo małymi kątami (15-43 mrad). Eksperyment H1 został wyposażony w centralne (*Central Silicon Tracker, CST*) i tylne (*Backward Silicon Tracker, BST*) detektory krzemowe, pozwalające na precyzyjny pomiar wierzchołków wtórnych. W obszarze do tyłu zainstalowano kalorymetry o wysokiej zdolności rozdzielczej, SpaCal (*Spaghetti Calorimeter*) i VLQ (*Very Low Q^2 Calorimeter*). W obu eksperymentach w kierunku protonu dodano detektory protonów i neutronów, służące do pomiaru procesów dyfrakcyjnych.

Krótką odległość czasowa między kolejnymi zderzeniami (96 ns) oraz duża częstość przypadków tła, generowanych przez oddziaływania protonów z resztkami gazu w rurze akceleratora oraz przez oddziaływania protonów ze ścianami rury, wymagają wielopoziomowych układów wyzwalań (trygerów). W obu eksperymentach na pierwszym poziomie trygera zastosowano potokową metodę magazynowania danych (*pipeline*), umożliwiającą zarówno redukcję czasu martwego jak i wydłużenie czasu decyzji do ok. 2.4 μ s w eksperymencie H1 i 4.4

μs w eksperymencie ZEUS. Tryger pierwszego poziomu jest trygerem aparturowym i pracuje synchronicznie z częstością zderzeń wiązek. Trygery wyższych poziomów na HERA są zazwyczaj asynchroniczne. Najwyższy poziom trygera jest całkowicie programowalny (*software trigger*) i do podjęcia decyzji o akceptacji przypadku wykorzystuje szybką wersję programu rekonstrukcji przypadków, liczonego na farmie dedykowanych procesorów. Wielopoziomowy układ wyzwalań pozwala na redukcję początkowej częstości zdarzeń, wynoszącej kilkaset kHz do częstości kilkunastu Hz, odpowiadającej zapisowi przypadków na dysk.

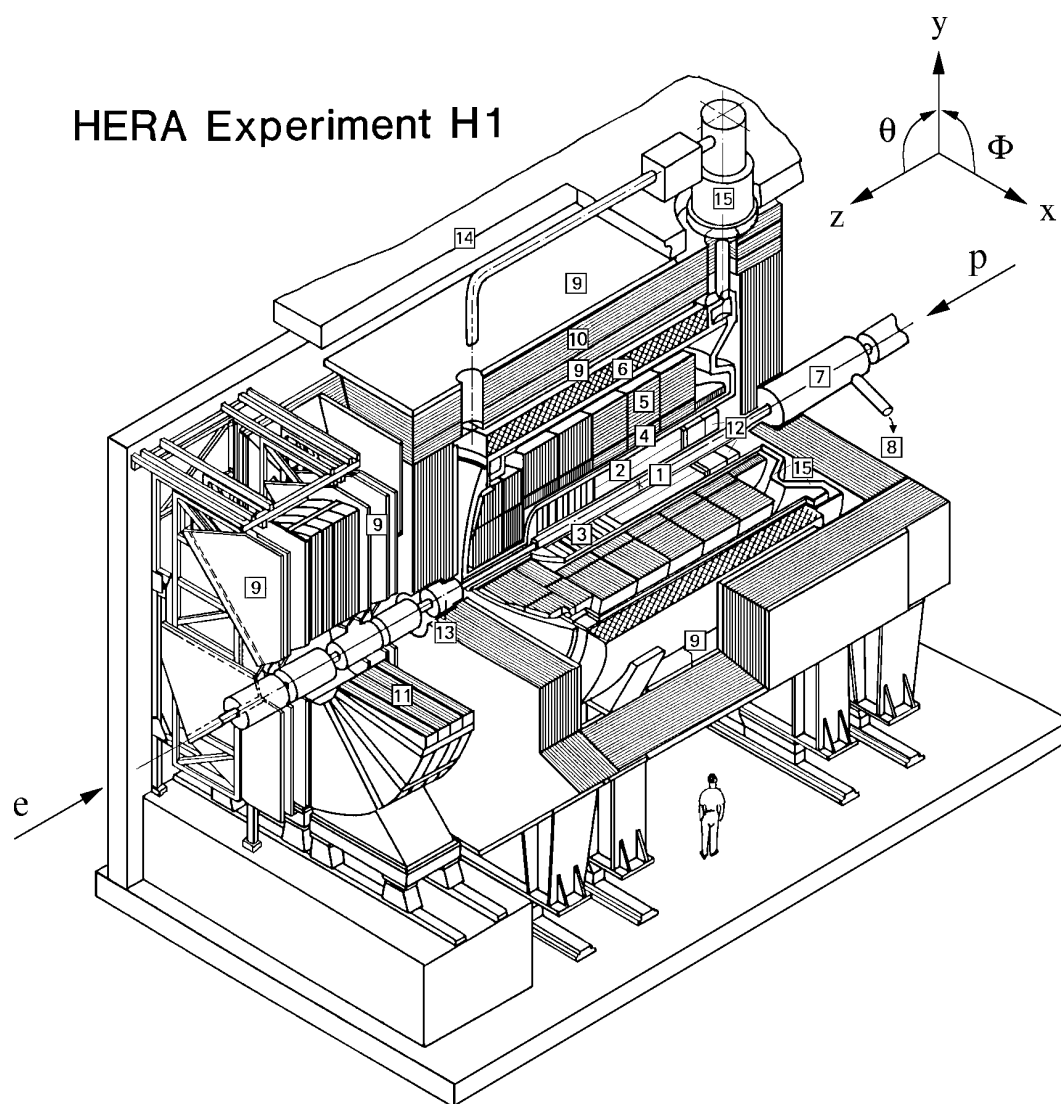
Na HERA do pomiaru świetlności wykorzystuje się proces hamowania elektronu w polu elektromagnetycznym protonu, zwany procesem Bethego-Heitlera (tzw. bremsstrahlung), $ep \rightarrow e'\gamma p$. Przekrój czynny na ten proces jest duży i znany teoretycznie z dużą dokładnością. Fotony o bardzo małym kącie emisji ($\theta_\gamma \leq 0.5$ mrad) względem osi wiązki elektronowej są rejestrowane w kalorymetrze elektromagnetycznym, umieszczonym w odległości 107 m (103 m) od nominalnego punku oddziaływania eksperymentu ZEUS (H1). Świetlność wyznacza się rejestrując tylko fotony o energii powyżej kilku GeV lub mierząc elektron i foton w koincydencji, tak jak w eksperymencie H1 w okresie HERA I. Błąd systematyczny pomiaru świetlności jest typowo poniżej 2%.

W dalszej części rozprawy zostaną omówione elementy detektora H1 istotne dla pomiaru rozproszonego elektronu i końcowych stanów hadronowych.

3.1.3 Detektor H1

Schemat detektora H1 wraz z przyjętym układem współrzędnych jest przedstawiony na rysunku 3.2. Cząstki naładowane są mierzone w detektorach śladów składających się z części centralnej [2] i przedniej [3], pokrywających łącznie obszar kąta biegunowego pomiędzy 5° i 155° oraz pełny zakres w kącie azymutalnym. Centralny detektor śladów o akceptancji $25^\circ < \theta < 155^\circ$ składa się z komór dryfowych służących do precyzyjnego pomiaru śladów cząstek oraz z komór proporcjonalnych. Komory proporcjonalne dzięki szybkiej odpowiedzi czasowej, o czasowej zdolności rozdzielczej lepszej niż odległość czasowa dwóch kolejnych zdarzeń, dostarczają informacji dla układu wyzwalań. Przedni detektor śladów stanowi również kombinację komór dryfowych oraz proporcjonalnych i pokrywa obszar kąta biegunowego między 5° i 25° . Nie zaznaczona na rysunku tylna komora dryfowa (*Backward Drift Chamber, BDC*) o akceptancji $151^\circ < \theta < 177.5^\circ$, umieszczona tuż przed tylnym kalorymetrem [12], służy do identyfikacji rozproszonego elektronu i precyzyjnego pomiaru jego kierunku. Na rysunku 3.2 nie zaznaczono znajdujących się najbliżej rury akceleratora centralnego i tylnego detektora krzemowego.

Układ detektorów śladowych jest otoczony elektromagnetycznym [4] i hadronowym [5] kalorymetrem z ciekłego argonu o akceptancji $4^\circ < \theta < 154^\circ$. Kalorymetr LAr służy do pomiaru końcowych stanów hadronowych oraz rozproszonego elektronu dla wartości $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Aby zminimalizować zarówno ilość nieaktywnego materiału przed kalorymetrem jak i jego rozmiary i wagę, kalorymetr jest umieszczony w kriostacie [15] znajdującym się wewnątrz cewki nadprzewodzącej. Technologia ciekłego argonu zapewnia stabilność działania detektora, jego łatwą kalibrację, jednorodność odpowiedzi oraz możliwość dużej segmentacji. Elektromagnetyczna część z ołowiem jako absorbentem ma głębokość od 20 do 30 dróg radiacyjnych, rosnącą w kierunku do przodu. W części hadronowej absorbentem jest nierdzewna stal. Całkowita głębokość obu części w obszarze $4^\circ < \theta < 128^\circ$ zmienia się od 4.5 do 8 dróg oddziaływania, rosnąc w kierunku do przodu. Kalorymetr charakteryzuje się dużą seg-



Rysunek 3.2: 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 (1.15 T), [7] magnes kompensujący, [8] helowy system chłodzenia dla [7], [9] komory mionowe, [10] żelazne jarzmo magnesu, [11] przedni spektrometr mionowy, [12] tylny kalorymetr (SpaCal), [13] kalorymetr miedziano-krzemowy (PLUG), [14] betonowa osłona, [15] kriostat.

mentacją podłużną i poprzeczną. Elektromagnetyczna część zawiera od 3 do 4 podłużnych segmentów, natomiast w części hadronowej znajduje się od 4 do 6 podłużnych segmentów. Rozmiary komórek kalorymetru są pomiędzy 10 i 100 cm² w części elektromagnetycznej oraz pomiędzy 50 i 2000 cm² w części hadronowej. Liczba kanałów elektroniki odczytu wynosi ok. 45000.

Duża segmentacja części elektromagnetycznej kalorymetru umożliwia precyzyjny pomiar kąta oraz zapewnia odrzucanie e/π na poziomie mniejszym niż 10^{-3} . Kalibracja modułów kalorymetru została przeprowadzona na wiązkach testowych w CERN-ie i wynosi $\sigma_E/E \approx 0.12/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.01$ dla elektronów oraz $\sigma_E/E \approx 0.50/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.02$ dla naładowanych pionów [96]. Aby dla niekompensującego kalorymetru z ciekłego argonu ($e/h = 1.1-1.25$) uzyskać jednakową odpowiedź detektora dla elektronów i naładowanych pionów o tej samej energii, stosuje się programowalne metody ważenia wykorzystujące różnice w rozwoju elektromagnetycznej i hadronowej składowej dla kaskady zainicjowanej przez hadron. Niepewność hadronowej skali energetycznej wynosi 2-4% [98], natomiast niepewność elektromagnetycznej skali energetycznej wynosi 2%, oprócz obszaru do przodu gdzie jest równa 3% [99].

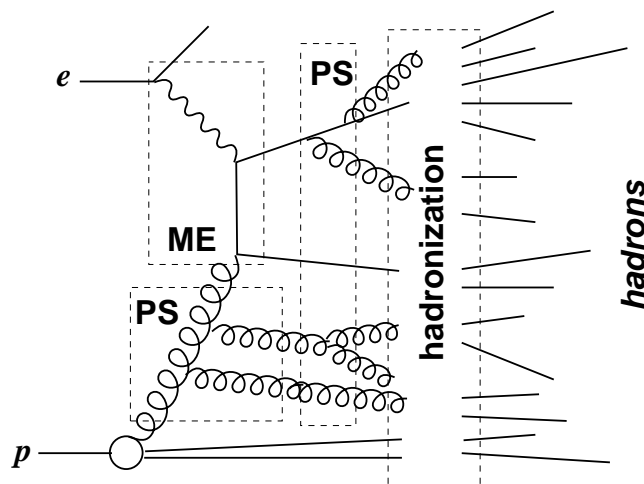
W tylnym obszarze, ważnym dla pomiaru małych Q^2 ($< 100 \text{ GeV}^2$), znajduje się kalorymetr SpaCal zbudowany z ołowiu i włókien scyntylacyjnych, składający się z części elektromagnetycznej i hadronowej. Pokrywa on zakres kątowy $153^\circ < \theta < 177.5^\circ$ i służy do pomiaru energii rozproszonego elektronu oraz strumienia energii hadronowej. Część elektromagnetyczna ma głębokość 28 dróg radiacyjnych, całkowita głębokość części elektromagnetycznej i hadronowej wynosi dwie drogi oddziaływania. Energetyczna zdolność rozdzielcza dla elektronów wynosi $\sigma_E/E \approx 0.07/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.01$ [100], natomiast energia hadronów jest mierzona ze zdolnością rozdzielczą $\sigma_E/E \approx 0.30/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [101]. Niepewność skali energetycznej wynosi 1% dla elektronów i 7% dla hadronów [102]. Niepewność pomiaru kąta biegunowego rozproszonego elektronu, uzyskana przy użyciu informacji z kalorymetru SpaCal, BDC i zrekonstruowanego wierzchołka przypadku, jest równa 0.5 mrad. Wysoka czasowa zdolność rozdzielcza kalorymetru SpaCal, poniżej 1 ns dla obu modułów detektora, jest wykorzystywana w układzie wyzwalania.

W przedniej części detektora H1 kalorymetr LAr uzupełnia kalorymetr miedziano-krzemowy PLUG [13] pokrywający kąt $0.7 < \theta < 3.3$. Jego energetyczna zdolność rozdzielcza dla hadronów wynosi $\sigma_E/E \approx 150\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [96].

3.2 Fenomenologiczne modele QCD i analityczne obliczenia pQCD

3.2.1 Symulacje Monte Carlo

Generatory Monte Carlo, których fizyczne podstawy opierają się na modelach QCD, symulują przypadki oddziaływań DIS i dostarczają pełnej informacji w formie czteropędów dla wszystkich cząstek w stanie końcowym, zarówno na poziomie partonowym jak i hadronowym. Generatory MC dostarczają teoretycznych przewidywań dla obserwabli mierzonych w eksperymentach, co jest szczególnie ważne w tych obszarach przestrzeni fazowej, w których obliczenia w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń nie istnieją albo nie mogą być zastosowane. Programy te pozwalają również oszacować poprawki hadronizacyjne, używane w porównaniach z analitycznymi lub numerycznymi perturbacyjnymi obliczeniami na poziomie parto-



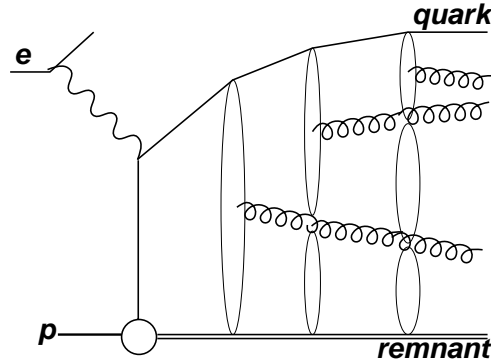
Rysunek 3.3: Schemat działania generatora przypadków ep . Przykładowo przedstawiono oddziaływanie, w którym element macierzowy ME (*matrix element*) odpowiada procesowi BGF. Kaskady partonowe ze stanu początkowego i końcowego są oznaczone przez PS (*parton showers*). Partonowy stan końcowy w nieperturbacyjnym procesie hadronizacji materializuje się w postaci obserwowanych hadronów.

nowym. Przy pomocy generatorów MC, w połączeniu z pełną symulacją detektora, wyznacza się także poprawki detektorowe uwzględniające akceptancję i zdolność rozdzielczą aparatury, służące do odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego.

W generacji przypadków ep bazującej na koncepcji kaskady partonowej można wyróżnić trzy etapy przedstawione schematycznie na rysunku 3.3:

- Dokładne obliczenie elementu macierzowego QCD w rzędzie wiodącym dla procesu twardego rozpraszania partonów $2 \rightarrow 2$.
- Symulację kaskady partonowej ze stanu początkowego.
W stanie początkowym wirtualność partonu inicjującego kaskadę QCD staje się coraz bardziej przestrzennopodobna² z każdym, kolejnym procesem emisji rzeczywistego lub czasowopodobnego gluonu. Przestrzennopodobny parton pojawiający się na końcu kaskady stanowi parton wejściowy dla procesu twardego rozpraszania, opisanego elementem macierzowym.
- Modelowanie stanu końcowego, na które składa się symulacja kaskady partonowej ze stanu końcowego i nieperturbacyjny proces hadronizacji.
Każdy emitowany parton o czasowopodobnej wirtualności (jak również rozproszony kwark) może zainicjować kaskadę, w której w wyniku kolejnych rozszczepień jego wirtualność maleje aż do osiągnięcia pewnej minimalnej wartości. Wówczas następuje symulacja procesu hadronizacji.

²Wirtualność partonu jest *przestrzennopodobna* (*czasowopodobna*), jeżeli kwadrat jego czteropędu spełnia zależność $k^2 < 0$ ($k^2 > 0$).



Rysunek 3.4: Emisja gluonów z kolejno powstających kolorowych dipoli w modelu CDM.

W kaskadzie partonowej zainicjowanej przez początkowy kwark lub gluon i opartej na równaniach ewolucji DGLAP w przybliżeniu wiodących logarytmów, symuluje się emisję partonów w kolejnych procesach rozgałęzień, których prawdopodobieństwo jest powiązane z odpowiednimi funkcjami rozszczepień Altarellego-Parisiego [103]. Koncepcja kaskady partonowej pozwala na uwzględnienie dominujących członów rozwinięcia perturbacyjnego we wszystkich rzędach α_s , a tym samym na modelowanie procesów wyższych rzędów. Standardowe programy symulacyjne z kaskadą partonową typu DGLAP generują efektywnie nieważone przypadki MC stosując metodę ewolucji do tyłu [104]. Termin ten oznacza, że najpierw generuje się proces twardego rozpraszania. Następnie rozwój początkowej kaskady partonowej jest symulowany od procesu twardego do wierzchołka protonowego, a dla procesów z rozwiniętym fotonem również w kierunku wierzchołka leptonowego. Ta metoda zapobiega odrzucaniu przypadków w sytuacji, gdy najpierw jest symulowana początkowa kaskada partonowa, po czym okazuje się, że generacja twardego procesu nie jest możliwa ze względów kinematycznych.

Inny mechanizm rozwoju kaskady partonowej zastosowano w modelu kolorowych dipoli CDM (*Color Dipole Model*) [105]. Model CDM, w przeciwieństwie do koncepcji kaskady partonowej w przybliżeniu wiodących logarytmów, nie rozróżnia między kaskadą w stanie początkowym i końcowym. Zakłada się natomiast, że promieniowanie QCD rozpoczyna się od kolorowego dipola utworzonego między rozproszonym kwarkiem i resztką protonu. Emisje kolejnych gluonów odbywają się z dipoli powstałych między nowo utworzonymi i pozostałymi ładunkami kolorowymi (rysunek 3.4). Proces tworzenia nowych dipoli i emisja kolejnych gluonów powtarzają się, aż do wyczerpania dostępnej energii. Zakłada się, że dipole emitują gluony niezależnie. Kolejne gluony są emitowane z coraz mniejszymi pędami poprzecznymi, jednakże bez uporządkowania w rapidity. Jeżeli końcową konfigurację gluonów uporządkujemy w rapidity, stracimy uporządkowanie w pędzie poprzecznym. Podobny brak uporządkowania w pędzie poprzecznym jest charakterystyczny dla ewolucji BFKL.

W studiach procesów DIS na HERA wykorzystuje się przewidywania następujących programów Monte Carlo: LEPTO [106], RAPGAP [107], ARIADNE [108], HERWIG [109], CASCADE [54, 110] i LDCMC [53].

LEPTO opisuje twarde procesy partonowe przez elementy macierzowe QCD rzędu $O(\alpha_s)$. Kaskady partonowe ze stanu początkowego i końcowego są symulowane w przybliżeniu wiodących logarytmów w oparciu o równania ewolucji DGLAP. Hadronizacja jest wykonana przy użyciu modelu strun LUND [111] znajdującego się w programie JETSET [112, 113].

RAPGAP podobnie jak LEPTO zawiera elementy macierzowe QCD rzędu $O(\alpha_s)$ dla procesów z bezpośrednim fotonem, w połączeniu z kaskadami partonowymi symulowanymi przy użyciu funkcji rozszczepień DGLAP. Dodatkowo RAPGAP symuluje procesy z rozwiniętym fotonem, w których uwzględnia się partonową strukturę wirtualnego fotonu. Hadronizacja jest wykonana w oparciu o model strun LUND znajdujący się w programie JETSET.

ARIADNE stanowi implementację modelu CDM. W ARIADNE grafy QCDC są uwzględnione przez mechanizm emisji gluonów z kolorowych dipoli, ale wymagają poprawek, tak aby ich udział był zgodny z wkładem elementu macierzowego QCDC w rzędzie wiodącym. Przypadki BGF, które nie występują w modelu CDM, są uwzględnione przez dodanie odpowiednich elementów macierzowych QCD w rzędzie wiodącym. Następnie emisja kolejnych gluonów odbywa się z kolorowych dipoli. Hadronizacja jest wykonana w oparciu o model strun LUND znajdujący się w programie JETSET.

HERWIG symuluje procesy z bezpośrednim i rozwiniętym fotonem w obszarze średnich wartości Q^2 . Twarde procesy są obliczane przy użyciu elementów macierzowych QCD w rzędzie wiodącym. HERWIG modeluje kaskadę partonową ze stanu początkowego i końcowego w oparciu o równania ewolucji DGLAP. Emisja w stanie końcowym charakteryzuje się uporządkowaniem kątowym, natomiast kaskada ze stanu początkowego jest uporządkowana w $E \cdot \theta$, gdzie E i θ oznaczają energię i kąt wypromieniowanego partonu. Hadronizacja jest wykonana przy użyciu modelu klastrów [114].

CASCADE jest generatorem przypadków opartym na formalizmie CCFM. Pierwsza próba zastosowania równania CCFM do generacji końcowych stanów partonowych w oparciu o program SMALLX [115], w którym kaskada partonowa w stanie początkowym jest symulowana od protonu do procesu twardego, napotkała na trudności związane z dużymi fluktuacjami wag przypisywanych generowanym przypadkom. Znaczący postęp został dokonany wraz z pojawieniem się programu CASCADE, zawierającego elementy macierzowe QCD poza powłoką masy w połączeniu z ewolucją do tyłu początkowej kaskady partonowej, bazującej na równaniu ewolucji CCFM. W obliczeniach CASCADE w łańcuchu kaskady QCD ze stanu początkowego uwzględnia się tylko gluony. W symulacji używa się nieprześlakowanych gęstości gluonów, otrzymanych w wyniku dopasowania opartego na ewolucji CCFM do inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów DIS, zmierzonych przez eksperymenty H1 i ZEUS w latach 1994 i 1996/1997. Program umożliwia wybór pomiędzy nieprześlakowanymi gęstościami gluonów, otrzymanymi przy uwzględnieniu w funkcjach rozszczepień P_{gg} tylko członów osobliwych i rozkładami wynikającymi z dodania również członów nieosobliwych [45]. Hadronizacja jest wykonana przy użyciu modelu strun LUND znajdującego się w programie PYTHIA [113]. Równanie ewolucji CCFM zostało również zaimplementowane w programie generacyjnym **LDCMC**, opartym na modelu LDC (*Linked Dipole Chain*) [116]. W tym formalizmie przededefiniowano warunki określające radiację ze stanu początkowego i końcowego.

Programy LEPTO, ARIADNE i RAPGAP umożliwiają również badanie efektów promieniowania QED w stanie początkowym i końcowym poprzez sprzężenie z programem **HERACLES** [117], uwzględniającym poprawki elektromagnetyczne pierwszego rzędu dla oddziaływań *ep*.

3.2.2 Perturbacyjne obliczenia QCD

Rachunki NLO QCD dla dżetowych obserwabli

Obliczenia QCD w ramach standardowej ewolucji DGLAP w rzędzie następnym do wiodącego, dla wolnych od rozbieżności podczerwonych obserwabli (*infrared safe observables*³) związanych z dżetami, można wykonać przy użyciu kilku programów, które w większości umożliwiając zastosowanie różnych warunków selekcji, wybór funkcji rozkładu partonów, wartości α_s lub skal renormalizacji i faktoryzacji, a także algorytmu do szukania dżetów. Programy NLO obliczają poprawki w rzędzie następnym do wiodącego dla konfiguracji dwóch lub trzech dżetów produkowanych w procesach DIS i dostarczają przewidywań dla obserwabli na poziomie partonowym. Rachunki NLO QCD są wiarygodne dla dużych skal energii lub dużych kątów rozpraszania.

Programy NLO(α_s^2) opisujące produkcję dwóch dżetów, **DISENT** [118], **DISASTER** [119] oraz **JETVIP** [120, 121] dają porównywalne wyniki [122, 121, 123]. Wszystkie programy obliczają przekrój czynny na poziomie partonowym dla procesów DIS z punktowym wirtualnym fotonem, w rzędzie wiodącym LO(α_s^1) i następnym do wiodącego NLO(α_s^2). JETVIP uwzględnia dodatkowo poprawki NLO dla procesów z rozwiniętym fotonem i korzysta z funkcji struktury wirtualnego fotonu. Koncepcja rozwiniętego wirtualnego fotonu jest przybliżeniem pozwalającym na uwzględnienie wkładów od poprawek wyższych rzędów (NNLO) do procesów z bezpośrednim fotonem. **NLOJET++** [123] jest jedynym generatorem pozwalającym na obliczenia przekroju czynnego dla konfiguracji 3 dżetów w rzędzie następnym do wiodącego NLO(α_s^3). Pomiar dżetów przedstawione w tym rozdziale są porównane z przewidywaniami programów DISENT i NLOJET++.

Rachunki NLO QCD dla inkluzywnej produkcji hadronów z dużym p_t

Ostatnio trzy zespoły teoretyczne przeprowadziły obliczenia przekroju czynnego na produkcję hadronów z dużym pędem poprzecznym w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep , w oparciu o przybliżenie DGLAP z uwzględnieniem poprawek QCD rzędu $O(\alpha_s^2)$ [124, 125, 126, 127, 128]. Produkcja pojedynczych hadronów w procesach DIS umożliwia testowanie perturbacyjnej QCD oraz faktoryzacji, pozwalającej przedstawić zmierzony przekrój czynny w postaci splotu partonowego przekroju czynnego z funkcjami rozkładu partonów w protonie (i w fotonie, jeżeli uwzględnia się procesy z rozwiniętym fotonem) i z funkcjami fragmentacji. Przewidywania teoretyczne zależą więc od obliczalnego w perturbacyjnej QCD partonowego przekroju czynnego oraz uniwersalnych, nieperturbacyjnych rozkładów wejściowych. W studiach teoretycznych zbadano również zależność przewidywań od skal renormalizacji, faktoryzacji i fragmentacji.

Uwzględnienie wkładów NLO(α_s^2) generuje nowe topologie partonów i dodatkowe procesy twardego rozpraszania. W rzędzie wiodącym człony opisujące twarde rozpraszanie odpowiadają wymianie kwarka, natomiast w przybliżeniu NLO pojawiają się procesy z wymianą gluonu, które są szczególnie ważne w obszarze do przodu [124]. Procesy z wymianą gluonu przyczyniają się do dużych poprawek niewiodących i są interpretowane jako człony Borna

³Obserwabla wolna od rozbieżności w podczerwieni nie zmienia swojej wartości, jeżeli jeden z obiektów stanu końcowego (parton, cząstka, skupisko energii w kalorymetrze) rozszczepia się współliniowo na dwa lub więcej obiektów, lub kiedy miękki obiekt jest dodany do stanu końcowego.

(czyli procesy w najniższym rzędzie) drabiny BFKL.

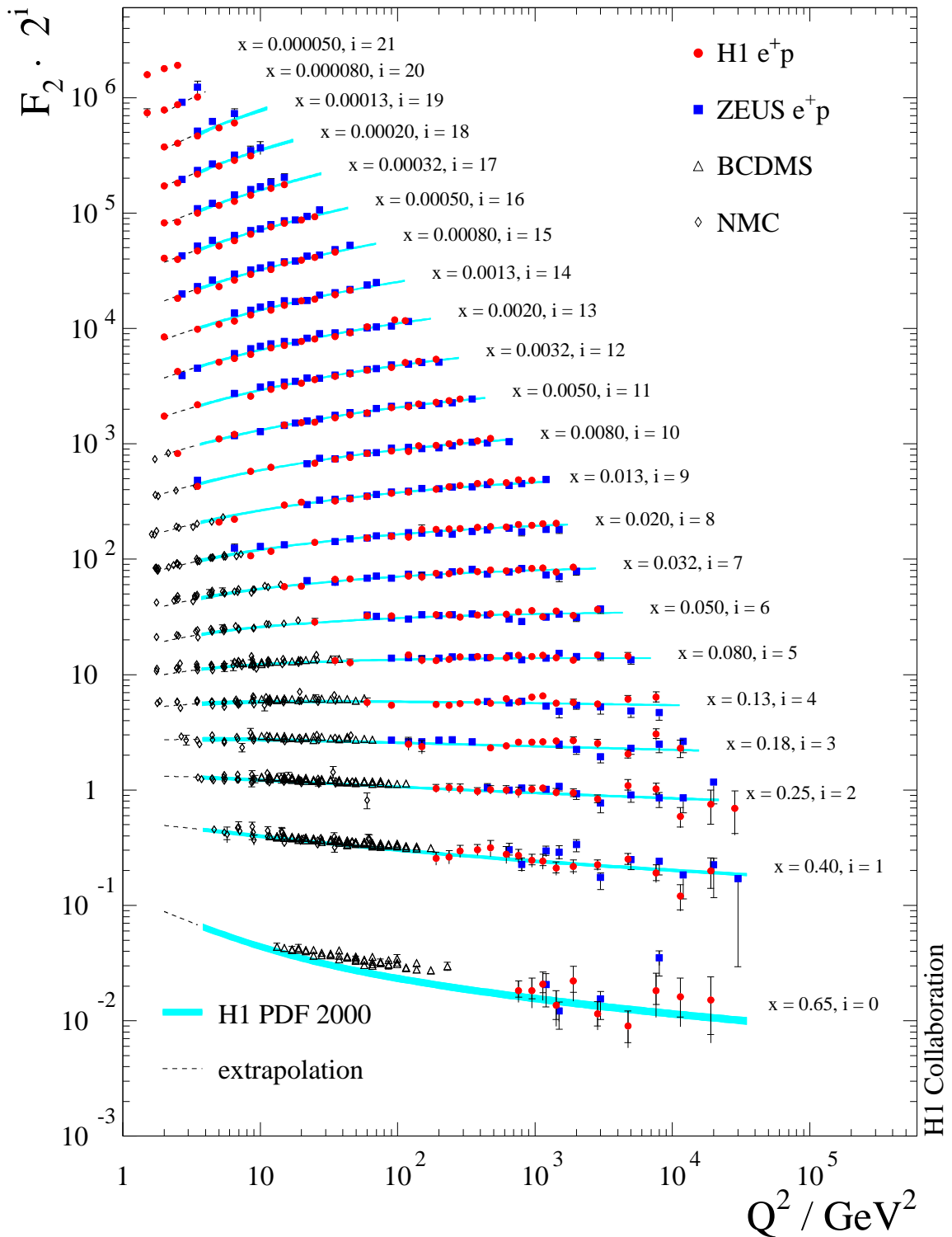
W perturbacyjnych rachunkach przedstawionych w pracach [125, 126] uwzględniono poprawki NLO zarówno dla procesów z bezpośrednim jak i rozwiniętym fotonem. Wkłady od rozwiniętego fotonu zostały otrzymane przy użyciu funkcji struktury wirtualnego fotonu w przybliżeniu NLO i zawierają obliczone w rzędzie niewiodącym elementy macierzowe dla procesów z rozwiniętym fotonem. W dwóch pozostałych analizach poprawki NLO(α_s^2) obliczono dla procesów z bezpośrednim fotonem [127, 128]. Przewidywania NLO(α_s^2) otrzymane w tych trzech niezależnych analizach zostały porównane z wynikami eksperymentu H1 dotyczącymi produkcji mezonów π^0 pod małymi kątami, przedstawionymi w rozdziale 3.4.5.

Rachunki oparte na zmodyfikowanym równaniu LO BFKL

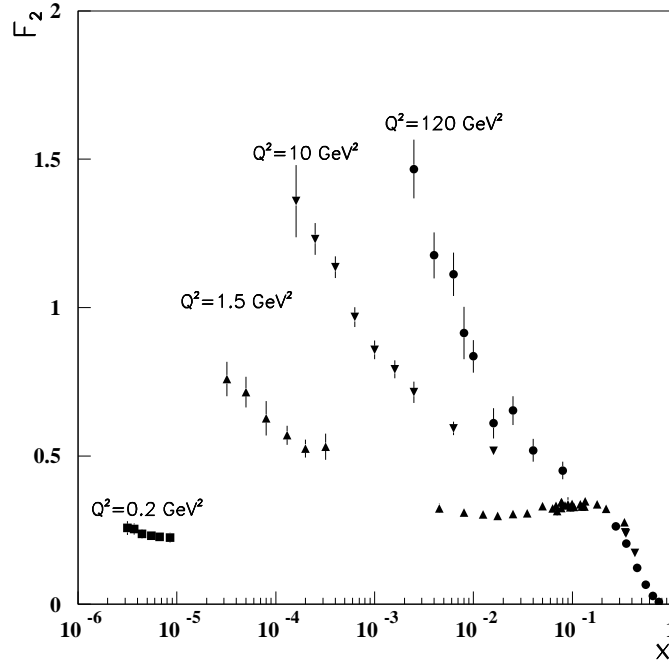
W pracy [129] przedstawiono obliczenia przekrojów czynnych na produkcję dżetów oraz mezonów π^0 do przodu w oparciu o zmodyfikowane równanie ewolucji LO BFKL. W tej analizie emisja rzeczywistych gluonów jest ograniczona do obszaru kinematycznego dozwolonego przez warunki konsystencji [51]. Wynikają one z żądania, by wirtualność gluonów wymienianych w łańcuchu BFKL była wyznaczona głównie przez ich pędy poprzeczne. Zastosowanie warunków konsystencji pozwala uwzględnić znaczącą część niewiodących poprawek $\log(\frac{1}{x})$ do równania BFKL, łącznie z tymi które wynikają z zasady zachowania energii i pędu. W obliczeniach można używać różnych parametryzacji funkcji rozkładu partonów w protonie oraz zmieniać skalę dla silnej stałej sprzężenia α_s i parametr obciążenia podczerwonego. Porównanie z danymi na produkcję dżetów do przodu wymaga zastosowania poprawek hadronizacyjnych do przewidywań na poziomie partonowym. Obliczony przekrój czynny na produkcję mezonów π^0 pod małymi kątami jest splotem funkcji rozkładu partonów w protonie, partonowego przekroju czynnego i funkcji fragmentacji [130].

3.3 Pomiar funkcji struktury protonu F_2

Precyzyjne pomiary funkcji struktury protonu F_2 w szerokim zakresie zmiennych kinematycznych należą do podręcznikowych wyników otrzymanych na zderzaczu HERA. Na rysunku 3.5 jest pokazana zależność funkcji struktury F_2 od Q^2 , zmierzona dla ustalonych wartości x w eksperymentach H1 [131, 93] i ZEUS [132, 91] oraz we wcześniejszych eksperymentach na stałej tarczy, BCDMS [133] i NMC [134]. F_2 oznacza tutaj elektromagnetyczną funkcję struktury, wynikającą z wymiany wirtualnego fotonu, która została otrzymana z pomiarów inkluzywnego przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie lepton-nukleon zachodzące przez prądy neutralne, po odjęciu poprawek związanych z wymianą Z^0 i interferencją między Z^0 i γ^* . Przyczynki od Z^0 uwzględnia się dla wartości Q^2 większych od kwadratu masy Z^0 , $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$. Funkcja struktury F_2 jest zmierzona w bardzo szerokim zakresie zmiennych kinematycznych, pokrywającym cztery rzędy wielkości w Q^2 , od 1 GeV^2 do 30000 GeV^2 , oraz pięć rzędów wielkości w x , od $0.63 \cdot 10^{-5}$ do 0.65 . Pomiary eksperymentów H1 i ZEUS, jak również eksperymentów na stałej tarczy, są ze sobą zgodne. Poza obszarem dużych wartości x -Bjorkena, gdzie błędy pomiarowe są duże, precyzja danych z HERA jest na poziomie 2-3 %. Dla wartości Q^2 poniżej 1000 GeV^2 błędy systematyczne są większe niż statystyczne. Błędy systematyczne wynikają głównie z niepewności absolutnej skali energetycznej i niepewności pomiaru świetlności.



Rysunek 3.5: Zależność funkcji struktury protonu F_2 od Q^2 , zmierzona dla ustalonych wartości x w eksperymentach na HERA i w eksperymentach na stałej tarczy (BCDMS, NMC).



Rysunek 3.6: Zależność funkcji struktury protonu F_2 od x , zmierzona w eksperymentach H1 i ZEUS oraz w eksperymentach na stałej tarczy, dla wybranych wartości Q^2 między 0.2 i 120 GeV^2 [135]. Punkty doświadczalne z eksperymentów na stałej tarczy odpowiadają $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$ i $x > 10^{-3}$. Wzrost F_2 z malejącym x zależy silnie od Q^2 .

Zależność F_2 od Q^2 jest ilustracją łamania skalowania Bjorkena. Na rysunku 3.5 skalowanie funkcji struktury obserwujemy jedynie dla przedziałów x w zakresie 0.13-0.18. Poza tym obszarem występuje łamanie skalowania. Dla dużych wartości x , F_2 maleje ze wzrostem Q^2 , natomiast dla małych x , F_2 rośnie ze wzrostem Q^2 . W obydwóch przypadkach zależność od Q^2 jest w przybliżeniu logarytmiczna, zgodnie z przewidywaniami perturbacyjnej QCD w przybliżeniu LO DGLAP (por. wzór 2.43). Silne łamanie skalowania dla małych x wskazuje, że gęstość gluonów w tym obszarze jest duża i rośnie dla malejących x . Naniesione krzywe są wynikiem dopasowania NLO DGLAP do danych H1 dla procesów z prądem neutralnym i naładowanym, przy $Q^2 \geq 3 \text{ GeV}^2$ [131]. W przeważającym obszarze przestrzeni fazowej obserwujemy bardzo dobrą zgodność danych z HERA i z eksperymentów na stałej tarczy z obliczeniami standardowej ewolucji DGLAP w przybliżeniu niewiodących logarytmów. Jedynie dla największych wartości x , obliczenia QCD nie opisują poprawnie pomiarów z eksperymentów na stałej tarczy. Należy jednak pamiętać, że analiza danych ze stałej tarczy jest uwikłana w przyczynki od wyższych twistów, istotne w obszarze dużych x i średnich Q^2 , jak również niepewności związane z poprawkami jądrowymi. Wysoka precyzja danych z HERA pozwoli w niedługim czasie na analizę NNLO QCD inkluzywnych przekrojów czynnych, opartą na formalizmie przedstawionym w pracach [30].

Jednym z najważniejszych wyników eksperymentalnych pierwszego okresu działania HERA jest precyzyjny pomiar funkcji struktury F_2 , wskazujący że dla małych x ($x < 0.01$) i przy

ustalonym Q^2 , rośnie ona szybko dla malejących wartości x . Rysunek 3.6 pokazuje, że wzrost F_2 z malejącym x zależy od Q^2 ; jest on silniejszy dla większych wartości Q^2 . Wzrost Q^2 powoduje, że poprzeczne rozmiary protonu są sondowane na coraz mniejszych odległościach. Liczba kwarków i antykwarków w protonie widzianych przez elektromagnetyczną sondę rośnie tym bardziej z malejącym x , im lepsza jest przestrzenna zdolność rozdzielcza wirtualnego fotonu.

Silny wzrost F_2 wraz z malejącym x można uzyskać zarówno w przybliżeniu podwójnie wiodących logarytmów DLLA dla równań DGLAP jak i w ewolucji BFKL (por. podrozdziały 2.5.1 i 2.5.2). Perturbacyjna QCD nie definiuje jednak skali w x lub Q^2 , dla której taki efekt mógłby się pojawić. Poprzednie pomiary w eksperymentach na stałej tarczy, ograniczone do wartości $x > 10^{-3}$, wskazywały na bardzo słabą zależność F_2 od x . Dane z eksperymentów na stałej tarczy są przedstawione na rysunku 3.6 dla $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$. Dlatego też pierwsze wyniki doświadczalne z HERA pokazujące silny wzrost F_2 dla małych x [136], już przy stosunkowo małych wartościach Q^2 rzędu 15 GeV^2 , przedstawione w roku 1993 na konferencji "Phenomenology Workshop on HERA Physics" w Durham, wywołały wielkie zainteresowanie i zaskoczenie.

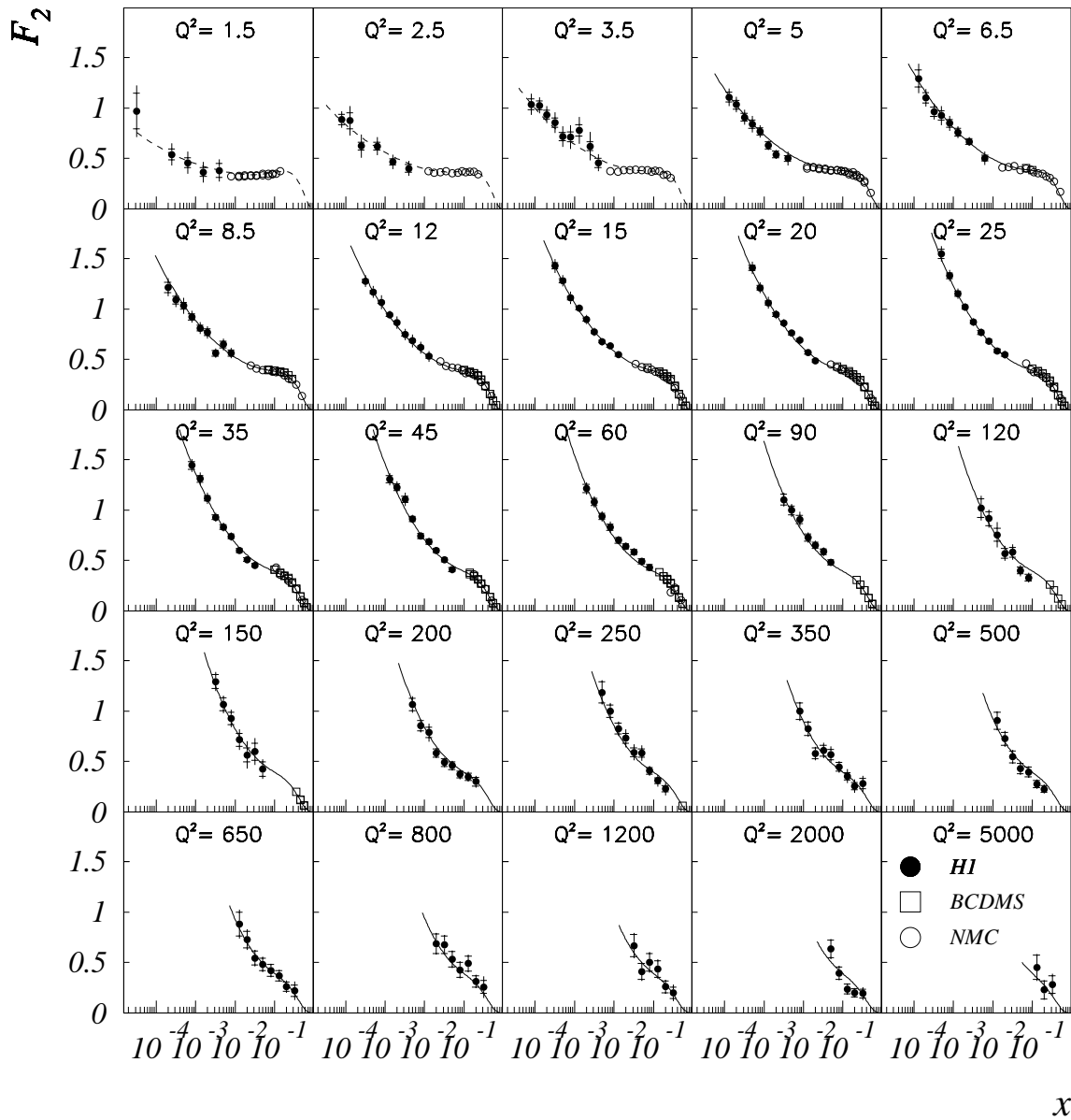
W okresie poprzedzającym działanie HERA początkowa skala dla standardowej ewolucji DGLAP była definiowana w obszarze, który uzasadniał użycie perturbacyjnych obliczeń, $Q_0^2 \gtrsim 4 \text{ GeV}^2$. Droga ewolucji w Q^2 od 4 do 15 GeV^2 nie jest wystarczająca, aby z konwencjonalnego, nieosobliwego, wejściowego rozkładu gluonów, $xg(x, Q_0^2)$, wygenerować silną zależność F_2 od x . Poprawny opis danych z HERA uzyskano jednak stosunkowo szybko obniżając w przewidywaniach GRV [137] początkową skalę do wartości $Q_0^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$. Niezależnie zgodność z danymi otrzymano w obliczeniach, które zakładały że w obszarze małych x dynamika QCD jest opisana przez równanie ewolucji BFKL [47, 138]. Brak jednoznacznej interpretacji zachowania F_2 dla małych x wskazywał, że identyfikacja efektów BFKL w inkluzywnych pomiarach będzie trudna.

Rysunek 3.7 przedstawia zmierzoną w eksperymencie H1 zależność funkcji struktury F_2 od x , dla wybranych wartości Q^2 pomiędzy 1.5 i 5000 GeV^2 , wraz z krzywymi będącymi wynikiem dopasowania opartego na przybliżeniu NLO DGLAP [139]. Na rozkładach dla wartości Q^2 poniżej 200 GeV^2 , zaznaczono punkty doświadczalne z eksperymentów BCDMS [133] i NMC [134]. Obserwujemy dobry opis danych łącznie z obszarem najmniejszych wartości $Q^2 \approx 1.5 \text{ GeV}^2$. Sukces perturbacyjnej QCD dla tak małych wartości Q^2 stanowił pewne zaskoczenie i zainicjował wiele badań w obszarze, w którym oczekujemy przejścia od perturbacyjnego do nieperturbacyjnego formalizmu QCD.

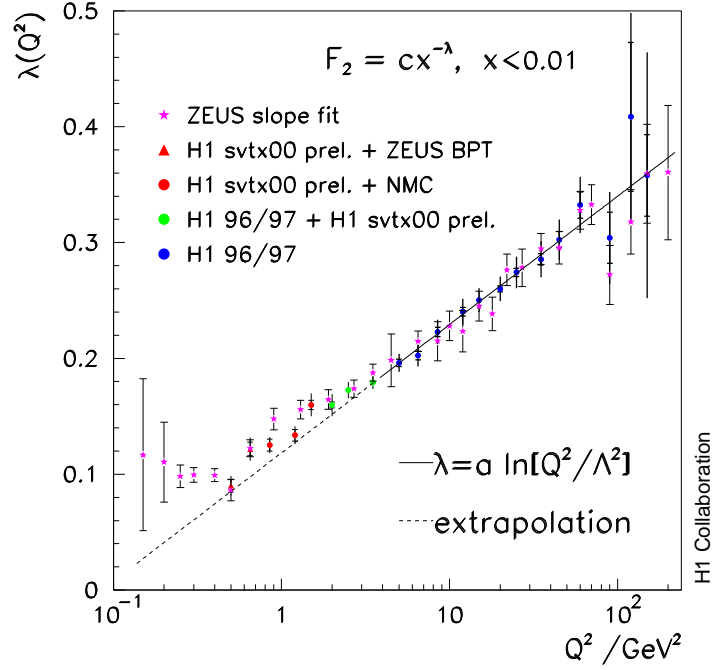
Zachowanie F_2 dla małych x można badać wyznaczając dla funkcji struktury pochodną logarymiczną w x dla ustalonej wartości Q^2

$$\lambda(x, Q^2) = - \left(\frac{\partial \ln F_2(x, Q^2)}{\partial \ln x} \right)_{Q^2}. \quad (3.1)$$

Analiza tej wielkości została zaproponowana w pracy [140] w celu poszukiwania efektów saturacji partonowej. Precyzyjne pomiary F_2 w eksperymencie H1 pozwoliły na wyznaczenie pochodnej $(\partial \ln F_2 / \partial \ln x)_{Q^2}$ dla Q^2 między 0.5 i 150 GeV^2 , co pozwoliło stwierdzić że w tym obszarze jest ona niezależna od x dla wartości $x \lesssim 0.01$ [141, 142]. Takie zachowanie potwierdza, że w obszarze małych x i dla ustalonego Q^2 , zachodzi potęgowa zależność F_2 od x , $F_2 \sim x^{-\lambda}$, przewidziana w ewolucji BFKL i w przybliżeniu DLLA ewolucji DGLAP.



Rysunek 3.7: Zależność funkcji struktury protonu $F_2(x, Q^2)$ od x dla wybranych wartości Q^2 między 1.5 i 5000 GeV^2 , zmierzona w eksperymencie H1 oraz w eksperymentach na stałej tarczy BCDMS i NMC.



Rysunek 3.8: Zależność wykładnika potęgowego λ od Q^2 , otrzymana z dopasowania formuły $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}$ do pomiarów funkcji struktury protonu dla wartości $x < 0.01$. Linia prosta odpowiada parametryzacji, w której $\lambda(Q^2)$ rośnie logarytmicznie z Q^2 .

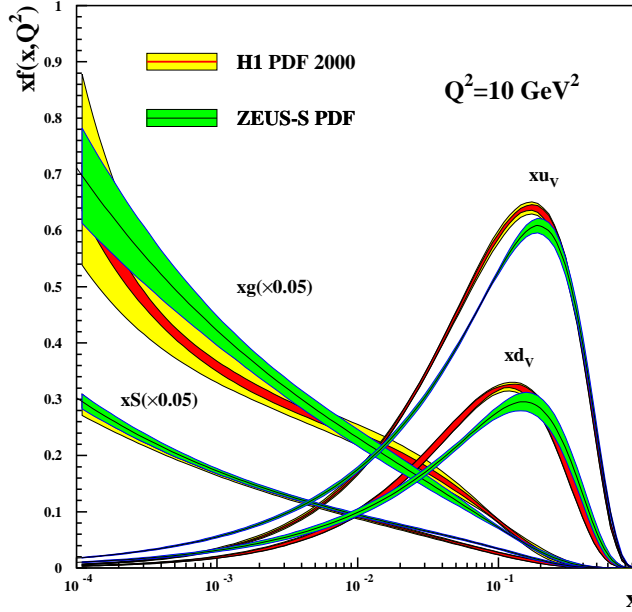
Tym samym dla ustalonego Q^2 , F_2 rośnie monotonicznie wraz z malejącym x i do najmniejszych wartości x zmierzonych na HERA nie zaobserwowano, aby ten wzrost był tłumiony. Osłabienie wzrostu F_2 świadczyłoby o osłabieniu wzrostu gęstości gluonów i kwarków morza wraz z malejącym x i mogłoby wskazywać na nieliniowe efekty oddziaływania partonów [71]. Ponadto pomiar pochodnej (3.1) w funkcji Q^2 dla różnych wartości x wskazuje, że rośnie ona logarytmicznie z Q^2 i może być przedstawiona jako niezależna od x funkcja $\lambda(Q^2)$.

Z pomiarów $\lambda(x, Q^2)$ wynika więc, że dla małych x funkcję struktury F_2 można sparametryzować w postaci

$$F_2(x, Q^2) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}. \quad (3.2)$$

Dopasowanie wyrażenia (3.2) do funkcji struktury F_2 zmierzonej w eksperymentach H1 [141, 142] i ZEUS [143], pozwala na wyznaczenie współczynników $c(Q^2)$ i $\lambda(Q^2)$. W eksperymencie ZEUS poszerzenie zakresu małych x było możliwe dzięki danym zebranych w obszarze $0.0045 < Q^2 < 0.65 \text{ GeV}^2$, przy użyciu śladowego detektora krzemowego BPT i kalorymetru elektromagnetycznego BPC, znajdujących się bardzo blisko rury akceleratora w kierunku początkowego leptonu. W eksperymencie H1 precyzyjne pomiary w obszarze $0.35 < Q^2 < 3.5 \text{ GeV}^2$ uzyskano dzięki danym zebranych w roku 2000, dla punktu oddziaływania przesuniętego 70 cm w kierunku protonu (*shifted vertex data*). Przesunięcie wierzchołka oddziaływania pozwala na detekcję mniejszych kątów rozpraszania elektronu, a tym samym umożliwia analizę w obszarze małych wartości Q^2 i x .

Zależność λ od Q^2 , będąca wynikiem dopasowania parametryzacji (3.2) do danych eksperymentów H1 i ZEUS oraz eksperymentu NMC na stałej tarczy, jest pokazana na rysunku 3.8.



Rysunek 3.9: Funkcje rozkładu partonów otrzymane w wyniku dopasowania NLO DGLAP do inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów DIS zmierzonych na HERA

Dla wartości $Q^2 \gtrsim 2 - 3 \text{ GeV}^2$, λ rośnie liniowo z $\ln Q^2$ od wartości ~ 0.1 do wartości w zakresie 0.3-0.4 dla $Q^2 \approx 100 \text{ GeV}^2$. Zależność od Q^2 wyraża się wzorem $\lambda(Q^2) = a \cdot \ln[Q^2/\Lambda^2]$. Współczynnik $c(Q^2)$ jest w przybliżeniu stały i wynosi $c \sim 0.18$. Takie zachowanie wykładnika λ i współczynnika c jest zgodne z przewidywaniami pQCD opartymi na przybliżeniu DGLAP.

Dla wartości $Q^2 \lesssim 1 \text{ GeV}^2$, zależność $\lambda(Q^2)$ od Q^2 przestaje być logarytmiczna i wykładnik dąży do stałej wartości, $\lambda \rightarrow 0.08$. W teorii Reggego wykładnik λ jest związany z interceptem Pomeronu, $\lambda = \alpha_P(0) - 1$. Wartość $\lambda \sim 0.08$ jest zgodna z interceptem miękkiego Pomeronu wynikającym z energetycznej zależności całkowitego przekroju czynnego dla procesów hadron-hadron i procesów fotoprodukcji [61, 144]. Dla większych wartości Q^2 , w obszarze gdzie λ zależy logarytmicznie od Q^2 , partony są odpowiednimi stopniami swobody. Zmiana tego zachowania zachodzi w obszarze, w którym nieperturbacyjne efekty uwięzienia koloru zaczynają odgrywać znaczącą rolę, dla skali odległości rzędu $\sim 0.3 \text{ fm}$. Następuje wówczas przejście do hadronowych stopni swobody. Badanie przejścia od perturbacyjnego do nieperturbacyjnego obszaru chromodynamiki kwantowej jest ważne dla zrozumienia zjawiska uwięzienia koloru.

Silny wzrost F_2 dla małych x jest wynikiem wzrostu gęstości kwarków morza powiązanego ze wzrostem gęstości gluonów w tym obszarze kinematycznym. Na rysunku 3.9 przedstawiono otrzymane w eksperymentach H1 i ZEUS rozkłady kwarków walencyjnych, kwarków morza i gluonów w funkcji x dla wartości $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [145]. Rozkłady partonów są wynikiem dopasowania NLO DGLAP do zmierzonych inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów

DIS zmierzonych na HERA. Zgodnie z oczekiwaniami rozkłady kwarków walencyjnych są znaczące dla większych wartości x . Obszar małych wartości x ($x < 0.01$) jest zdominowany przez rozkłady gluonów, a tym samym kwarków morza, ponieważ w perturbacyjnej QCD kwarki morza są generowane w procesach rozszczepień gluonów.

Rozkłady kwarków morza i gluonów dla małych x zostały wyznaczone głównie dzięki przeprowadzonym na HERA pomiarom odpowiednio funkcji struktury F_2 i łamania skalowania ($dF_2/d\ln Q^2$). W niektórych analizach rozkład gluonów jest typu walencyjnego a nawet staje się ujemny dla $x \leq 0.005$ i $Q^2 \leq 2 \text{ GeV}^2$ [91, 143, 146], co pociąga za sobą bliską zeru lub nawet ujemną podłużną funkcję struktury F_L . O ile ujemne wartości nie będącej obserwabłą gęstości gluonów mogą być przedmiotem dyskusji, ujemne wartości F_L są niefizyczne, ponieważ jest to wielkość zdefiniowana dodatnio. Istnieje jednak wątpliwość, czy formalizm NLO DGLAP jest poprawny dla małych wartości Q^2 , nie tylko ze względu na zbyt małą skalę jak na użycie metody perturbacyjnej. Na HERA małe wartości Q^2 odpowiadają małym x i dlatego w tym obszarze efekty związane z resumacją członów $\ln(1/x)$, ewentualnie poprawki saturacyjne, mogą być ważne.

Jak już wspomniano dane z HERA pozwoliły na wyznaczenie rozkładów kwarków morza i gluonów dla małych x . Ograniczeniem dotychczasowych dopasowań rozkładów PDF, łącznie z globalnymi analizami grup CTEQ i MRST korzystających ze światowych pomiarów DIS, był brak wkładów od obserwabli bezpośrednio czułych na gęstość gluonów dla dużych x . Aby rozwiązać ten problem w analizach CTEQ i MRST uwzględniono inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów o dużym pędzie poprzecznym, zmierzone w oddziaływaniach hadronowych przez eksperymenty D0 [147] i CDF [148] w Fermilabie. Ostatnio eksperyment ZEUS wyznaczył rozkłady PDF w analizie, w której oprócz inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów DIS dla danych z HERA I, użyto również danych z okresu 1996-1997 dotyczących inkluzywnej produkcji dżetów w procesach DIS oraz danych dotyczących produkcji dwóch dżetów w fotoprodukcji [149]. Włączenie do analizy obserwabli dżetowych z tego samego eksperymentu pozwoliło zmniejszyć niepewności rozkładu gluonów w obszarze średnich i dużych x . Planowana wspólna analiza eksperymentów H1 i ZEUS dla pełnej próbki danych z HERA I i HERA II, wpłynie na dalszy wzrost precyzji wyznaczenia rozkładu gluonów dla dużych x . Dżetowe próbki danych wpłyną również na rozkłady PDF dla małych wartości x , ponieważ poprzez reguły sum są one związane z rozkładami przy dużych x .

Poprawny opis silnego wzrostu F_2 dla małych x w formalizmie DGLAP mógłby wskazywać, że w badanym obszarze kinematycznym preferowany jest mechanizm ewolucji początkowej kaskady partonowej charakteryzujący się silnym uporządkowaniem pędów poprzecznych. Teoretyczne przewidywania zależą jednakże zarówno od efektów perturbacyjnych opisujących rozwój kaskady QCD, jak i efektów nieperturbacyjnych związanych z wyborem funkcji rozkładu partonów w protonie dla początkowej skali Q_0 . Pomiar F_2 , polegający na rejestracji rozproszonego elektronu i wyśredniowaniu po wszystkich końcowych stanach hadronowych, nie jest dostatecznie czuły na efekty dynamiki partonowej przewidziane w obszarze małych x . F_2 jest zbyt inkluzywną obserwabłą, aby rozstrzygnąć między różnymi mechanizmami ewolucji QCD. Oczekuje się natomiast, że obserwabli związane z końcowymi stanami hadronowymi odzwierciedlającymi kinematykę kaskady partonowej, dadzą lepszy wgląd w dynamikę QCD dla małych x .

3.4 Końcowe stany hadronowe

Dla małych wartości x -Bjorkena parton sondowany przez wirtualny foton pochodzi z łańcucha kolejnych rozgałęzień partonów, zainicjowanego przez parton w protonie o dużym pędzie podłużnym. W ewolucji BFKL/CCFM, ze względu na brak uporządkowania kaskady QCD w pędzie poprzecznym, można oczekiwać w układzie hCMS⁴ wzrostu emisji twardych gluonów w obszarze centralnym i w kierunku do przodu. Kaskada partonowa materializuje się w postaci końcowego stanu hadronowego, dostępnego pomiarowi eksperymentalnemu, co pozwala na badanie dynamiki rządzącej jej rozwojem.

Pomiary końcowych stanów hadronowych w procesach DIS na HERA, które mogłyby być czułe na efekty związane z ewolucją BFKL lub CCFM obejmują :

- przepływ energii poprzecznej,
- rozkłady pędu poprzecznego cząstek naładowanych,
- korelację azymutalną pomiędzy dwoma najbardziej energetycznymi dżetami,
- produkcję dżetów i pojedynczych cząstek pod małymi kątami,
- produkcję wielu dżetów.

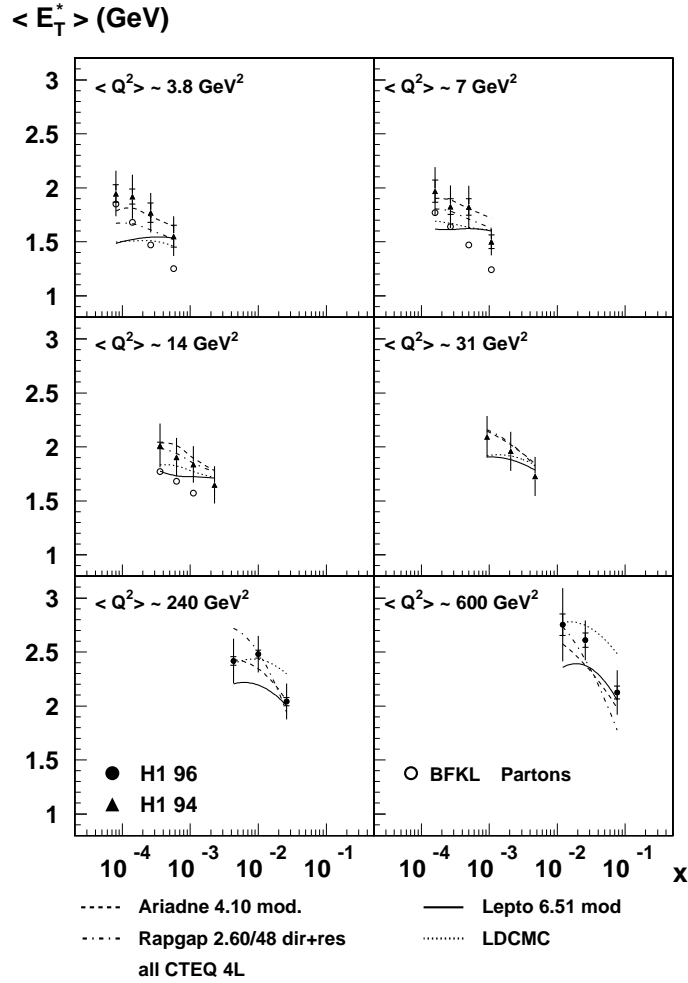
Dynamikę BFKL można również testować w procesach dyfrakcyjnych zachodzących poprzez wymianę kolorowego singletu i charakteryzujących się obecnością twardej skali. Badanie natury wymienianego obiektu jest możliwe w ramach różnych formalizmów QCD. Ze względu na złożoność zagadnienia ta klasa procesów nie będzie omawiana w niniejszej rozprawie. Wspomnimy jedynie, że dyfrakcyjna produkcja mezonów wektorowych w oddziaływaniach ep przy dużym przekazie czteropędu $|t|$ w wierzchołu protonowym była proponowana jako proces, w którym efekty QCD przewidziane przez równanie ewolucji BFKL mogą być widoczne [150, 151]. W perturbacyjnej QCD procesy dyfrakcyjne można opisać poprzez wymianę dwóch oddziałujących gluonów o liczbach kwantowych próżni. Przeprowadzone na HERA pomiary dyfrakcyjnej fotoprodukcji mezonów wektorowych ($\rho, \phi, J/\Psi$) dla dużych $|t|$ [152, 153] są poprawnie opisane przez rachunki BFKL, łącznie z obszarem największych wartości $|t| \approx 20 - 30 \text{ GeV}^2$ [154]. Studia na HERA przyczyniły się do ponownego zainteresowania dyfrakcją, która uprzednio była badana głównie w miękkich procesach w oddziaływaniach hadron-hadron i miały istotny wpływ na jej zrozumienie w ramach QCD.

3.4.1 Przepływ energii poprzecznej

Pomiar średniej energii poprzecznej E_T^* w obszarze centralnym układu hCMS⁵, w oparciu o wczesne dane z HERA, wskazuje na jej wzrost dla małych wartości x [155, 156]. Na rysunku 3.10 przedstawiono zależność $\langle E_T^* \rangle$ od x , dla różnych obszarów Q^2 i w zakresie pseudorapidity $-0.5 < \eta^* < 0.5$, zmierzoną w eksperymencie H1 [156]. Wybór centralnego obszaru w pseudorapidity wynika stąd, że jest on mniej czuły na partony pochodzące z twardego procesu, co pozwala badać dynamikę kaskady QCD ze stanu początkowego i ciągle znajduje

⁴Definicje układów odniesienia używanych na HERA znajdują się w dodatku A.

⁵Wszystkie wielkości wyznaczone w hadronowym układzie środka masy hCMS są oznaczone *.



Rysunek 3.10: Zależność średniej energii poprzecznej E_T^* od x zmierzona w centralnym obszarze pseudorapidity ($-0.5 < \eta^* < 0.5$) dla różnych wartości Q^2 . Punkty doświadczalne z eksperymentu H1 są porównane z czterema modelami Monte Carlo opartymi na QCD i analitycznymi rachunkami BFKL.

się w obszarze akceptancji detektora H1. Ponieważ dla ustalonego Q^2 , W_{γ^*p} rośnie jak x maleje, zachowanie danych odpowiada wzrostowi średniej energii poprzecznej wraz z energią w układzie środka masy γ^*p .

Modele Monte Carlo, zarówno z uporządkowaną (LEPTO) jak i nieuporządkowaną w płaszczyźnie poprzecznej kaskadą partonową (RAPGAP dir + res⁶, ARIADNE, LDCMC), opisują w sposób zadawalający dane w przeważającym obszarze przestrzeni fazowej. Model LEPTO oparty na ewolucji DGLAP, jak również model LDCMC oparty na ewolucji CCFM, nie opisują jednak kształtu rozkładów w x dla najmniejszych wartości Q^2 ($\langle Q^2 \rangle \sim 3.8 \text{ GeV}^2$). Analityczne rachunki BFKL na poziomie partonowym [157] przewidują poprawną zależność

⁶Zapis RAPGAP dir + res oznacza, że w modelu RAPGAP uwzględniono procesy z bezpośrednim i rozwiniętym fotonem.

$\langle E_T^* \rangle$ od x . Trudno byłoby jednak interpretować pomiar tej obserwabli jako sygnaturę ewolucji BFKL, ze względu na duże niepewności modelowe związane z hadronizacją [158], jak również brak poprawek wyższych rzędów w obliczeniach teoretycznych.

W eksperymencie H1 zmierzono również przepływ energii poprzecznej w hadronowym układzie środka masy w funkcji pseudorapidity, dla różnych obszarów Q^2 i x (rysunek 3.11)[156]. Średnie wartości Q^2 pokrywają zakres od 3.2 GeV² do 70 GeV², średnie wartości x rozciągają się od $0.08 \cdot 10^{-3}$ do $7 \cdot 10^{-3}$.

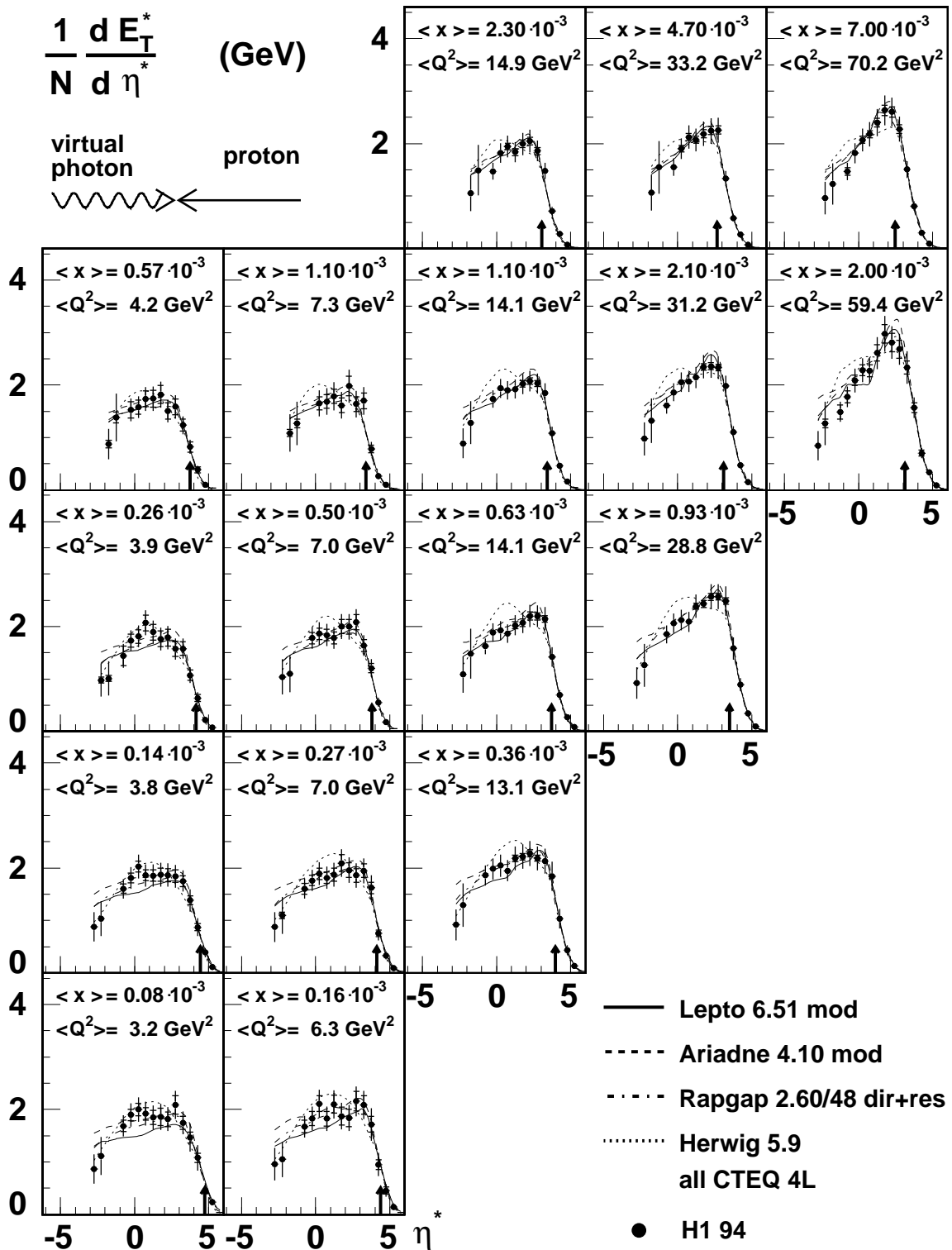
Przepływ energii poprzecznej stanowi globalną charakterystykę końcowego stanu hadronowego i w głównej mierze opiera się na pomiarze kalorymetrycznym. Obserwabla ta jest zdefiniowana przez rozkład $1/N dE_T^*/d\eta^*$, gdzie N jest całkowitą liczbą przypadków DIS w zadanym obszarze kinematycznym i $dE_T^*/d\eta^*$ jest sumą energii poprzecznych na jednostkę pseudorapidity wszystkich cząstek w tym obszarze, oprócz rozproszonego elektronu. Średnia energia poprzeczna na przypadek i na jednostkę pseudorapidity wynosi około 2 GeV. W obszarze centralnym, dla małych wartości x i Q^2 ($Q^2 < 10$ GeV²), jej rozkład jest płaski. Wraz ze wzrostem Q^2 ($Q^2 > 10$ GeV²) w przepływie E_T^* widoczne jest maksimum, przesunięte w kierunku wirtualnego fotonu. Pomiar energii poprzecznej w kierunku bliskim resztkom protonu został wykonany przy użyciu znajdującego się blisko rury akceleratora kalorymetru PLUG i odpowiadają mu dwa punkty doświadczalne dla najmniejszych wartości η^* , obciążone dużymi błędami systematycznymi. Rozkłady doświadczalne poprawione do poziomu hadronowego zostały porównane z czterema modelami QCD, ARIADNE, HERWIG, LEPTO i RAPGAP. W obszarze najmniejszych wartości Q^2 i x , najlepszy opis danych uzyskano przy użyciu modeli RAPGAP(dir +res) i ARIADNE, charakteryzujących się brakiem uporządkowania w pędzie poprzecznym kaskady QCD.

Dotychczasowe pomiary przepływu energii poprzecznej miały znaczący wpływ na modelowanie mechanizmów produkcji hadronów w procesach ep . Duża zależność od efektów hadronizacji nie pozwoliła jednakże na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków co do preferowanego schematu ewolucji partonów.

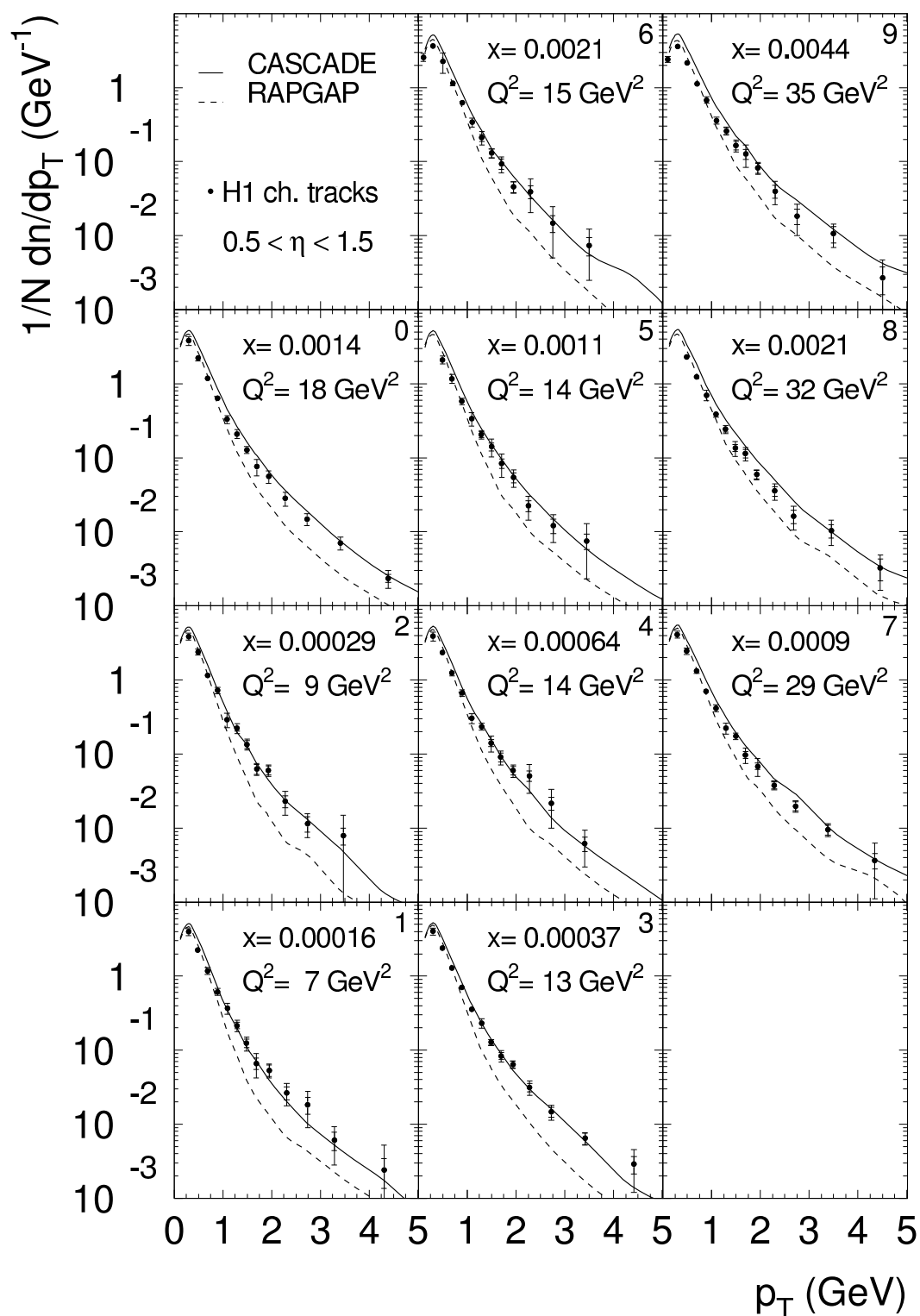
3.4.2 Rozkłady pędu poprzecznego

W pracy [159] pokazano, że pomiary pędu poprzecznego pojedynczych cząstek potrafią rozróżnić czy produkowana energia poprzeczna jest generowana głównie w wyniku emisji twardych partonów czy też w procesie hadronizacji. Pędy poprzeczne kreowane w procesie hadronizacji są ograniczone, natomiast emisja twardych partonów powinna odzwierciedlać się w twardym ogonie widma p_t . W badaniach przy użyciu różnych modeli MC stwierdzono, że w obszarze dużych wartości p_t rozkłady są czułe na dynamikę emisji partonów i wykazują słabą zależność od modelu hadronizacji.

Na rysunku 3.12 przedstawiono rozkłady pędu poprzecznego cząstek naładowanych zmierzono w eksperymencie H1 dla przypadków DIS w obszarze kinematycznym $3 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 70 \text{ GeV}^2$ [160]. Pomiaru dokonano w układzie hCMS w zakresie pseudorapidity $0.5 < \eta < 1.5$. Punkty doświadczalne porównano z przewidywaniami modeli CASCADE i RAPGAP, bazujących na różnych schematach ewolucji partonów oraz korzystających z modelu strun LUND do modelowania procesu hadronizacji. Przewidywania modelu CASCADE, opartego na równaniu ewolucji CCFM, opisują dobrze dane w całym obszarze przestrzeni fazowej [54]. Równie dobrą zgodność z danymi można otrzymać przy użyciu modelu CDM (nie pokazano). Dla małych wartości x i Q^2 , przewidywania modelu RAPGAP bazującego na standardowej ewo-



Rysunek 3.11: Przepływ energii poprzecznej $1/N dE_T^*/d\eta^*$ w układzie hCMS dla różnych wartości x i Q^2 zmierzony w eksperymencie H1. Punkty doświadczalne są porównane z czterema modelami Monte Carlo opartymi na QCD.



Rysunek 3.12: Rozkłady pędu poprzecznego cząstek naładowanych w układzie hCMS dla różnych wartości x i Q^2 , zmierzone w eksperymencie H1. Punkty doświadczalne są porównane z przewidywaniami dwóch modeli Monte Carlo: CASCADE opartego na równaniu ewolucji CCFM oraz RAPGAP bazującego na równaniach ewolucji DGLAP.

lucji DGLAP są znacząco poniżej danych dla dużych pędów poprzecznych ($p_t > 1$ GeV). Podobne wnioski wynikają z porównania z innymi modelami (LEPTO, HERWIG) opartymi na formalizmie DGLAP (nie pokazano).

Analiza rozkładu pędów poprzecznych wskazuje, że dla małych x emisja twardych partonów jest większa, niż to wynika z modeli opartych na kaskadzie partonowej DGLAP w przybliżeniu wiodących logarytmów. Bardzo dobra zgodność pomiarów z przewidywaniami modelu CASCADE i CDM może świadczyć o istotnym wkładzie efektów BFKL do procesów przy małym x .

3.4.3 Inkluzywna produkcja dwóch dżetów w procesach DIS

W rzędzie wiodącym $LO(\alpha_s)$, produkcja dwóch dżetów w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep zachodzi w procesie fuzji bozonowo-gluonowej ($\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$) oraz przez rozpraszanie QCD Comptona ($\gamma^*q \rightarrow q'g$) (rysunki 2.5). Oprócz zależności od α_s , proces BGF jest czuły na rozkład gluonów w protonie, natomiast proces QCDC zależy od funkcji rozkładu kwarków. Dla dużych Q^2 dominują procesy QCDC. Ponieważ w tym obszarze najbardziej znaczące są rozkłady kwarków walencyjnych u i d , które są dobrze znane, pomiar częstości produkcji dżetów pozwala na wyznaczenie α_s . W obszarze małych wartości x dominują procesy BGF. Dlatego też analiza przypadków dwudżetowych umożliwia wyznaczenie standardowych gęstości gluonów w ramach przybliżenia DGLAP, jak również badanie nieprzecałkowanych funkcji rozkładu gluonów, jeżeli proces jest rozpatrywany w formalizmie BFKL/CCFM. Procesy wyższych rzędów powodują, że rozróżnienie między procesami BGF i QCDC nie jest jednoznaczne.

Można oczekiwać, że w obliczeniach przekroju czynnego na produkcję dwóch dżetów wkłady od konfiguracji partonów nie występujących w schemacie DGLAP będą ważne. Obserwabłą szczególnie czułą na efekty dynamiki małych x jest odległość w kącie azymutalnym, $\Delta\phi^*$, pomiędzy dwoma najbardziej twardymi dżetami zrekonstruowanymi w układzie hCMS [161, 162, 163]. W przybliżeniu LO DGLAP wirtualny foton i parton inicjujący proces twardego rozpraszania mają zaniedbywalne pędy poprzeczne, co w konsekwencji prowadzi do produkcji w stanie końcowym dwóch partonów o separacji $\Delta\phi^* \approx 180^\circ$ (konfiguracja back-to-back). Poprawki QCD wyższych rzędów w stanie początkowym lub końcowym powodują, że pędy poprzeczne partonów w stanie końcowym nie są zrównoważone i tym samym pojawia się dekorelacja w kącie azymutalnym, $\Delta\phi^* < 180^\circ$.

W schemacie BFKL i CCFM udział przypadków z małą separacją $\Delta\phi^*$ może być większy niż w przybliżeniu DGLAP. Wynika to z braku uporządkowania w pędzie poprzecznym początkowej kaskady partonowej, co prowadzi do dużych wartości k_t partonów inicjujących twarde procesy, a tym samym znaczącej produkcji dwóch dżetów o niezrównoważonych pędach poprzecznych. W tych przybliżeniach pęd poprzeczny wejściowego gluonu w elemencie macierzowym BGF jest niezerowy już w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń.

W eksperymencie H1 zmierzono inkluzywną produkcję dwóch dżetów w procesach DIS dla małych x ($10^{-4} < x < 10^{-2}$) i małych Q^2 ($5 < Q^2 < 100$ GeV²) [164]. W analizie użyto danych zebranych w latach 1996-1997 o całkowitej świetlności 21 pb⁻¹. Dżety zostały zrekonstruowane w układzie hCMS przy użyciu inkluzywnego algorytmu k_t i schematu rekombinacji E_t ⁷. Zastosowano asymetryczne cięcia na minimalną energię poprzeczną dżetów ($E_{t,1}^* \geq 7$

⁷Algorytmy do szukania dżetów zostały przedstawione w dodatku B.

GeV, $E_{t,2}^* \geq 5$ GeV), aby ograniczyć przestrzeń fazową do obszaru, gdzie przewidywania NLO dla konfiguracji dwóch dżetów są wiarygodne [165, 166].

Różniczkowe przekroje czynne w funkcji x i Q^2 oraz innych obserwabli związanych z dżetami zostały porównane z przewidywaniami programu DISENT w rzędzie $O(\alpha_s)$ i $O(\alpha_s^2)$, po zastosowaniu poprawek na hadronizację. W obliczeniach użyto skali renormalizacji μ_r^2 równej średniej z kwadratu energii poprzecznej w układzie hCMS dwóch najbardziej twardych dżetów oraz skali faktoryzacji μ_f^2 określonej przez średnią z kwadratu energii poprzecznej dżetów w badanej próbce danych. Dla funkcji rozkładu partonów zastosowano parametryzację CTEQ6M i CTEQ6L [25], odpowiednio dla rachunków NLO i LO. W badanym obszarze przestrzeni fazowej zmierzone przekroje czynne są poprawnie opisane w formalizmie DGLAP w przybliżeniu następnym do wiodącego. Duża różnica pomiędzy przewidywaniami w rzędzie wiodącym $O(\alpha_s)$ i następnym do wiodącego $O(\alpha_s^2)$, jak również ciągle duża niepewność wynikająca ze zmiany skali renormalizacji w rachunkach NLO, wskazują na konieczność poprawek wyższych rzędów, szczególnie dla małych wartości x i małych wartości Q^2 .

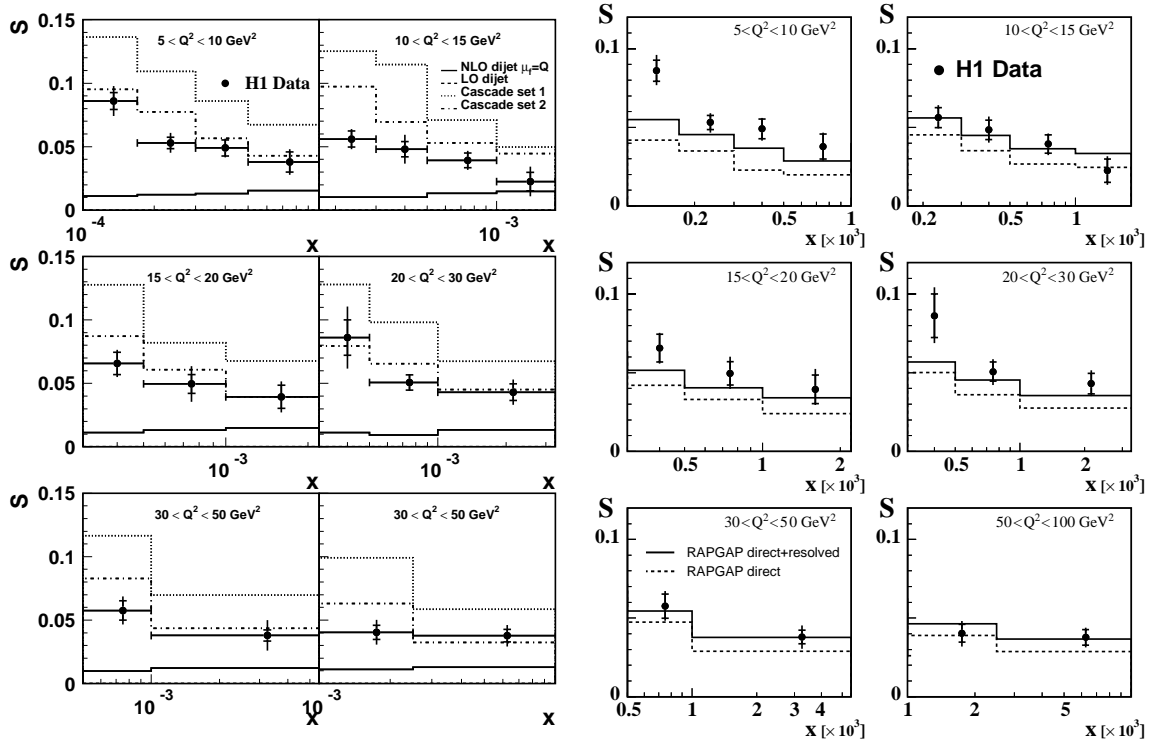
Badanie dekorelacji azymutalnej poprzez pomiar przekroju czynnego na produkcję dwóch najbardziej twardych dżetów z małą separacją $\Delta\phi^*$ jest trudny eksperymentalnie, głównie ze względu na duże migracje wynikające z ograniczonej hadronowej energetycznej zdolności rozdzielczej. Aby uniknąć tych problemów zmierzono wielkość zaproponowaną w pracy [161], będącą stosunkiem liczby przypadków z dwoma dżetami z azymutalną separacją $\Delta\phi^* < \alpha$ do wszystkich przypadków z dwoma dżetami:

$$S = \frac{\int_0^\alpha N_{dijet}(\Delta\phi^*, x, Q^2) d\Delta\phi^*}{\int_0^{180^\circ} N_{dijet}(\Delta\phi^*, x, Q^2) d\Delta\phi^*}, \quad (3.3)$$

Na rysunku 3.13 przedstawiono rozkład S w funkcji x dla różnych przedziałów Q^2 , przy wyborze parametru $\alpha = 120^\circ$. Zmierzona wartość S jest rzędu 5% i rośnie dla malejących wartości x . Wzrost S jest najbardziej znaczący dla najmniejszych wartości Q^2 , odpowiadających najmniejszym wartościom x .

Przewidywania NLO(α_s^2) dla produkcji dwóch dżetów, otrzymane przy użyciu programu DISENT przy wyborze skali faktoryzacji $\mu_f = Q$ są na poziomie 1%, kilka standardowych odchyłeń poniżej danych. Dodatkowo nie pokazują one wzrostu S dla malejących wartości x . Efektywnie rachunki te odpowiadają rzędowi wiodącemu dla obserwabli S . Dodatkowa emisja twardego gluonu w obliczeniach rzędu $O(\alpha_s^3)$, przy użyciu programu NLOJET++ dla konfiguracji trzech dżetów, prowadzi do lepszej zgodności z danymi (nie pokazano), niemniej w obszarze najmniejszych wartości Q^2 również nie opisuje wzrostu S dla malejących x . Podobny poziom zgodności z danymi jak w NLOJET++ można uzyskać w modelu RAPGAP, uwzględniając zarówno procesy z bezpośrednim jak i rozwiniętym fotonem, przy wyborze stosunkowo dużej skali renormalizacji i faktoryzacji $\mu_r^2 = \mu_f^2 = Q^2 + 4p_t^{*2}$, gdzie p_t^* jest pędem partonu produkowanego w twardym procesie.

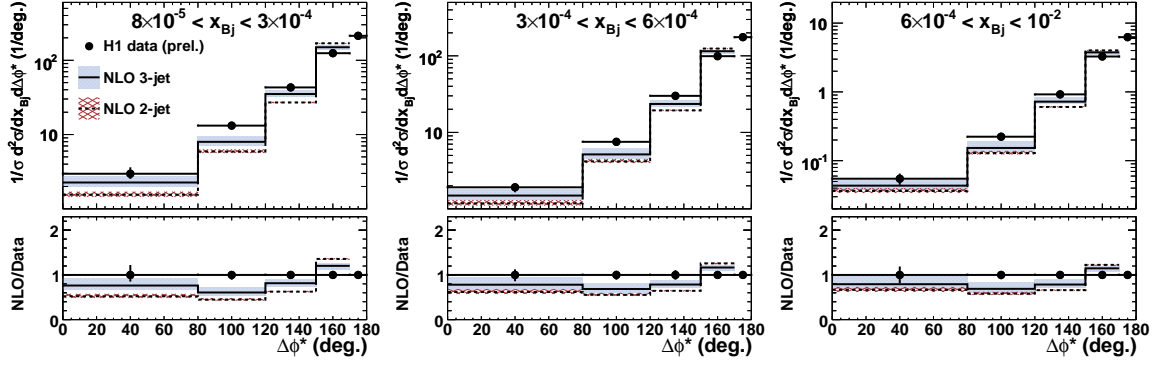
Pomiar S pozwala na wybór bardziej uniwersalnego nieprzepełnianego rozkładu gluonów. Ilustrują to na rysunku 3.13 przewidywania modelu CASCADE dla dwóch nieprzepełnianych rozkładów gluonów, set 1 i set 2. Przewidywania te różnią się znacząco między sobą. Rozkłady set 2 zostały uzyskane uwzględniając w funkcji rozszczepień dla ewolucji CCFM zarówno człony osobliwe jak i nieosobliwe, dla rozkładów set 1 uwzględniono tylko człony oso-



Rysunek 3.13: Stosunek S liczby przypadków z małą separacją w kącie azymtulanym ($\Delta\phi^* < 120^\circ$) między dwoma dżetami o największym pędzie poprzecznym do całkowitej liczby przypadków dwudżetowych, zmierzony w eksperymencie H1 w funkcji x i Q^2 . Pomiar są porównane z obliczeniami NLO(α_s^2) programu DISENT oraz przewidywaniami modeli Monte Carlo CASCADE i RAPGAP.

bliwie. Przewidywania CASCADE przy użyciu rozkładów set 1 znajdują się powyżej danych, natomiast te oparte na rozkładach set 2 opisują dane zadowalająco.

Ostatnio eksperyment H1 przedstawił wstępne pomiary korelacji azymtulaných dla przypadków dwudżetowych w procesach DIS, oparte na danych o większej świetlności ($L_{int} = 64.3 \text{ pb}^{-1}$) zebranych w latach 1999-2000 [167]. Analizę przeprowadzono w obszarze kinematycznym $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ i $0.1 < y < 0.7$, przy podobnej selekcji dżetów jak w pracy [164]. Wyznaczono różniczkowe przekroje czynne na produkcję dwóch dżetów, $d^2\sigma/dxd\Delta\phi^*$ i $d^2\sigma/dQ^2d\Delta\phi^*$, w funkcji odległości w kącie azymtulanym $\Delta\phi^*$ między nimi i odpowiednio w przedziałach x i Q^2 . Punkty doświadczalne porównano z przewidywaniami w rzędzie następnym do wiodącego dla produkcji dwóch (NLO(α_s^2)) i trzech dżetów (NLO(α_s^3)) przy użyciu programu NLOJET++, przy takim samym wyborze skali renormalizacji i faktoryzacji $\mu_r = \mu_f = (E_{t,1}^* + E_{t,2}^*)/2$. Przewidywania NLO(α_s^2) znajdują się znacząco poniżej danych. Bliżej danych są obliczenia NLO (α_s^3), które efektywnie stanowią przybliżenie NLO dla pomiarów korelacji azymtulaných. Także i w tej analizie przewidywania dla $\Delta\phi^* < 150^\circ$ znajdują się systematycznie poniżej danych, jednak są z nimi zgodne w zakresie dużych niepewności związanych z wyborem skali. Teoretyczne niepewności są oszacowane przez równoczesną zmianę skali renormalizacji i faktoryzacji, w wyniku ich zmniejszenia lub zwiększenia o czynnik dwa.

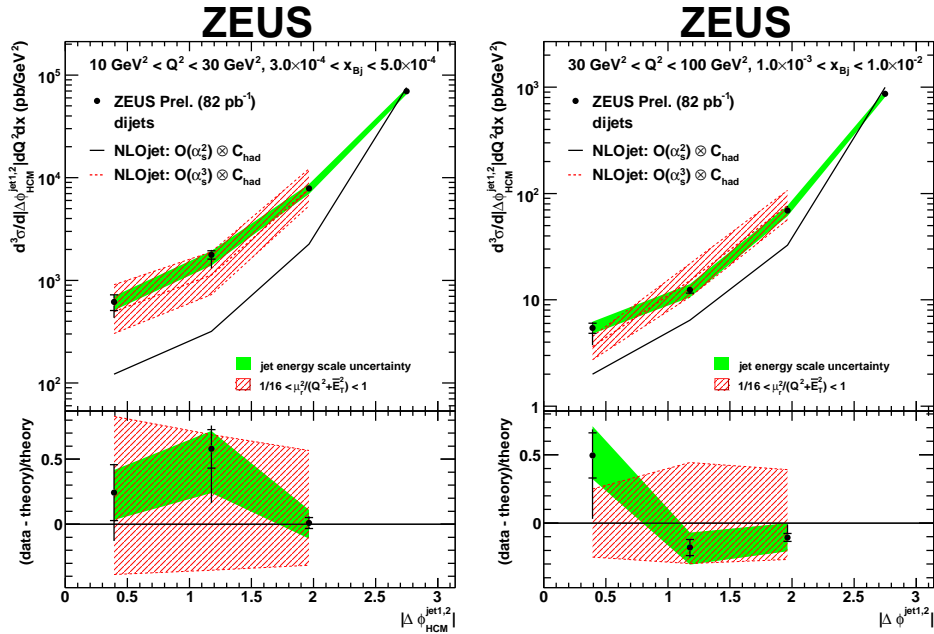


Rysunek 3.14: Wstępne wyniki eksperymentu H1 dotyczące przekrojów czynnych na produkcję dwóch dżetów w funkcji odległości w kącie azymutalnym $\Delta\phi^*$ między nimi, dla trzech przedziałów x -Bjorkena. W każdym przedziale x przekroje czynne są znormalizowane do obserwowanego przekroju czynnego. Punkty doświadczalne są porównane z przewidywaniami NLO dla produkcji dwóch (NLO 2-jet) i trzech dżetów (NLO 3-jet), uzyskanymi przy użyciu programu NLOJET++.

Normalizując zmierzone przekroje czynne do obserwowanego przekroju czynnego (*visible cross section*), w obszarze gdzie przewidywania NLO są wiarygodne ($0 < \Delta\phi^* < 170^\circ$), można uzyskać częściowe zniesienie niepewności związanych ze zmianą skali. Na rysunku 3.14 przedstawiono tak znormalizowane przekroje czynne $1/\sigma d^2\sigma/dx d\Delta\phi^*$ w funkcji $\Delta\phi^*$ i w trzech przedziałach x . Z porównania z przewidywaniami NLO wynika, że obliczenia uwzględniające oprócz produkcji dwóch twardych partonów dodatkową emisję zarówno jednego ($O(\alpha_s^2)$) jak i dwóch partonów ($O(\alpha_s^3)$), nie opisują rozkładów doświadczalnych.

Eksperyment ZEUS przedstawił również wstępne wyniki dotyczące produkcji dwóch i trzech dżetów w procesach DIS w obszarze małych wartości x -Bjorkena, zdefiniowanym przez $10^{-4} < x < 10^{-2}$, $10 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ i $0.1 < y < 0.7$ [168]. Analiza opiera się na danych o całkowitej świetlności $L_{int} = 82.2 \text{ pb}^{-1}$ zebranych w latach 1998-2000. Dżety zostały zrekonstruowane w układzie hCMS przy użyciu inkluzywnego algorytmu k_t . Zastosowano także asymetryczne cięcia na minimalną energię poprzeczną dżetów ($E_{t,1}^* \geq 7 \text{ GeV}$, $E_{t,2(3)}^* \geq 5 \text{ GeV}$). Przekroje czynne na produkcję dwóch dżetów w funkcji Q^2 i x oraz w funkcji zmiennych związanych z dżetami, takich jak energia poprzeczna E_t^* i pseudorapidity dżetu η_{jet}^{LAB} , porównano z rachunkami programu NLOJET++. Program ten, którego standardowo używa się do obliczeń przekroju czynnego na produkcję trzech dżetów w rzędzie wiodącym i następnym do wiodącego, dostarcza również przewidywań w rzędzie $O(\alpha_s^2)$ dla konfiguracji dwudżetowej. W niektórych obszarach przestrzeni fazowej program NLOJET++ można używać do obliczeń przekrojów czynnych na produkcję dwóch dżetów w rzędzie $O(\alpha_s^3)$. Obliczenia wykonano przy takim samym wyborze skali renormalizacji i faktoryzacji $\mu_r^2 = \mu_f^2 = (\bar{E}_t^{*2} + Q^2)/4$, gdzie \bar{E}_t^* jest średnią energią poprzeczną dwóch dżetów o największej E_t^* . Zależność przekrojów czynnych na produkcję dwóch dżetów od Q^2 , x i zmiennych dżetowych E_t^* i η_{jet}^{LAB} , jest poprawnie opisana przez obliczenia pQCD w rzędzie $O(\alpha_s^2)$.

W poszukiwaniu odstępstw od standardowej dynamiki DGLAP zmierzono korelacje azymutalne między dwoma dżetami o największej energii poprzecznej. Ich miarą jest potrójnie różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/dQ^2 dx d|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}|$, przedstawiony na rysunku 3.15 w funkcji



Rysunek 3.15: Wstępne wyniki eksperymentu ZEUS dotyczące przekrojów czynnych na produkcję dwóch dżetów $d\sigma/dQ^2 dx d|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}|$ w funkcji $|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}|$ dla dwóch przedziałów (x, Q^2) . Dane są porównane z przewidywaniami NLO(α_s^2) i NNLO(α_s^3) programu NLOJET++ po uwzględnieniu poprawek na hadronizację.

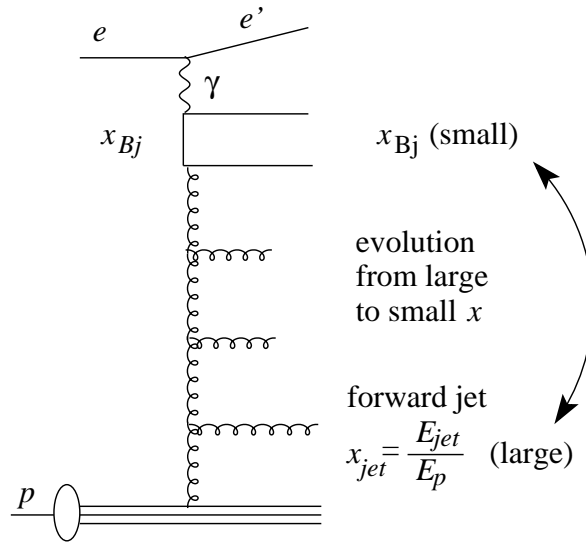
$|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}|$ dla różnych przedziałów Q^2 i x . Porównanie z przewidywaniami pQCD pokazuje, że w obszarze małych wartości $|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}|$ ⁸ konieczne jest uwzględnienie poprawek wyższych rzędów $O(\alpha_s^3)$. Wkłady te zwiększają przewidywania pQCD o rząd wielkości i w zakresie dużych niepewności teoretycznych wynikających ze zmiany skali renormalizacji opisują dane.

Wyniki eksperymentów H1 i ZEUS dotyczące korelacji azymutalnych między dwoma dżetami pokazują, że w teoretycznym opisie tej obserwabli w ramach standardowej dynamiki DGLAP, poprawki wyższych rzędów $O(\alpha_s^3)$ są bardzo ważne. Różny poziom zgodności przewidywań programu NLOJET++ ze zmierzonymi przekrojami czynnymi wynika stąd, że w eksperymencie H1 z danymi porównywane są obliczenia NLO(α_s^3) dla produkcji trzech dżetów, natomiast w eksperymencie ZEUS uwzględnia się poprawki NNLO(α_s^3) dla produkcji dwudżetowej. Różny wybór skali renormalizacji i faktoryzacji wpływa na oszacowanie niepewności teoretycznych.

3.4.4 Produkcja dżetu do przodu

Pomiar przekroju czynnego dla procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania z dżetem do przodu, zaproponowany przez Muellera [169, 170], stanowi klasyczną sygnaturę dynamiki BFKL na zderzaczu HERA. Analiza polega na wyborze przypadków DIS w obszarze małych wartości x , które zawierają dżet o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym, produkowany

⁸Obliczenia NNLO(α_s^3) dla próbki dwudżetowej przy użyciu programu NLOJET++ zostały wykonane dla $|\Delta\phi_{HCM}^{jet1,2}| < 135^\circ$.



Rysunek 3.16: Diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania ep z produkcją dżetu do przodu. Na rysunku zaznaczono ewolucję w ułamkowym pędzie podłużnym, x , od dużych wartości x_{jet} do małych wartości x -Bjorkena.

w kierunku resztek protonu. Diagram przedstawiający rozpraszanie ep z produkcją dżetu do przodu przedstawiono na rysunku 3.16. Pęd poprzeczny dżetu $p_{t,jet}$ i jego ułamkowa energia $x_{jet} = E_{jet}/E_p$, zdefiniowana jako stosunek energii dżetu do energii protonu mierzonych w układzie laboratoryjnym, spełniają następujące założenia:

- $p_{t,jet}^2 \approx Q^2$,
- $x_{jet} \gg x$.

Pierwszy warunek tłumaczy przyczynki od standardowej ewolucji DGLAP z kaskadą QCD o silnie uporządkowanych pędach poprzecznych. Wystarczająco duże wartości pędu poprzecznego minimalizują również dyfuzję w p_t do obszaru podczerwonego. Żądanie dużych wartości zmiennej x_{jet}/x zapewnia natomiast dużą separację w rapidity między dżetem do przodu i dżetem prądowym (*current jet*), a tym samym dużą przestrzeń fazową dla emisji BFKL między nimi. W ewolucji BFKL ze względu na brak uporządkowania kaskady QCD w pędzie poprzecznym można oczekiwać, że produkcja partonów z dużym p_t blisko kierunku protonu będzie większa niż w ewolucji DGLAP. W obliczeniach przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu wkłady od dużych logarytmów $\alpha_s \ln(x_{jet}/x)$ są znaczące i ich resumacja przy użyciu równania BFKL prowadzi do wzrostu przekroju czynnego dla malejących wartości x :

$$\sigma_{BFKL}^{LO} \sim \exp\left(\lambda \ln \frac{x_{jet}}{x}\right). \quad (3.4)$$

Inkluzywne pomiary dżetów do przodu

Pierwsze pomiary przekroju czynnego na produkcję dżetów do przodu wykonane w eksperymentach H1 [171] i ZEUS [172] rzeczywiście pokazały jego szybki wzrost dla malejących

wartości x . Dżety były rekonstruowane w układzie laboratoryjnym przy użyciu algorytmu stożkowego⁹. Zmierzony przekrój czynny jest większy niż przewidywania modeli QCD opartych na przybliżeniu LO DGLAP. Uwzględnienie w obliczeniach wkładów zarówno od procesów z bezpośrednim jak i z rozwiniętym fotonem znacząco polepsza opis danych. Konkluzja taka wynika z porównania danych z przewidywaniami modelu RAPGAP(dir + res) [173] oraz z analizy NLO(α_s^2) przy użyciu programu JETVIP [174], przy czym rachunki NLO w znaczący sposób zależą od wyboru skali renormalizacji i faktoryzacji. Uwzględnienie w programie JETVIP poprawek NLO do procesów z rozwiniętym fotonem¹⁰, będących przybliżeniem efektów NNLO, prowadzi do podobnej zgodności z wynikami eksperymentalnymi jak model RAPGAP(dir+res).

Obliczenia analityczne uwzględniające część poprawek niewiodących do równania BFKL [129] oraz model Monte Carlo CASCADE oparty na równaniu ewolucji CCFM [54] również prowadzą do lepszej zgodności z danymi. Podsumowując, pierwsze analizy dżetów do przodu wskazywały, że identyfikacja efektów wynikających z dynamiki BFKL będzie trudna ze względu na przyczynki od procesów z rozwiniętym fotonem, jak również duże niepewności w obliczeniach QCD związane z wyborem skali.

Opublikowane ostatnio przez eksperymenty H1 i ZEUS wyniki z HERA I dotyczące produkcji dżetów do przodu stanowią zarówno kontynuację jak i poszerzenie poprzednich analiz. Współpraca ZEUS opublikowała wyniki dotyczące inkluzywnej produkcji dżetów do przodu w obszarze kinematycznym zdefiniowanym przez $Q^2 > 25 \text{ GeV}^2$ i $y > 0.04$ [176]. Analizę przeprowadzono na próbce danych zebranych w latach 1996-1997 o całkowitej świetności 38.7 pb^{-1} . Dżety zostały zrekonstruowane w układzie laboratoryjnym przy użyciu inkluzywnego algorytmu k_t . Następnie zastosowano cięcia kinematyczne mające zdefiniować przestrzeń fazową dostępną dla ewolucji BFKL. Aby ograniczyć przypadki typu QPM z pojedynczym dżetem oraz zwiększyć przestrzeń fazową na produkcję wielu dżetów, selekcja danych opiera się na następujących warunkach:

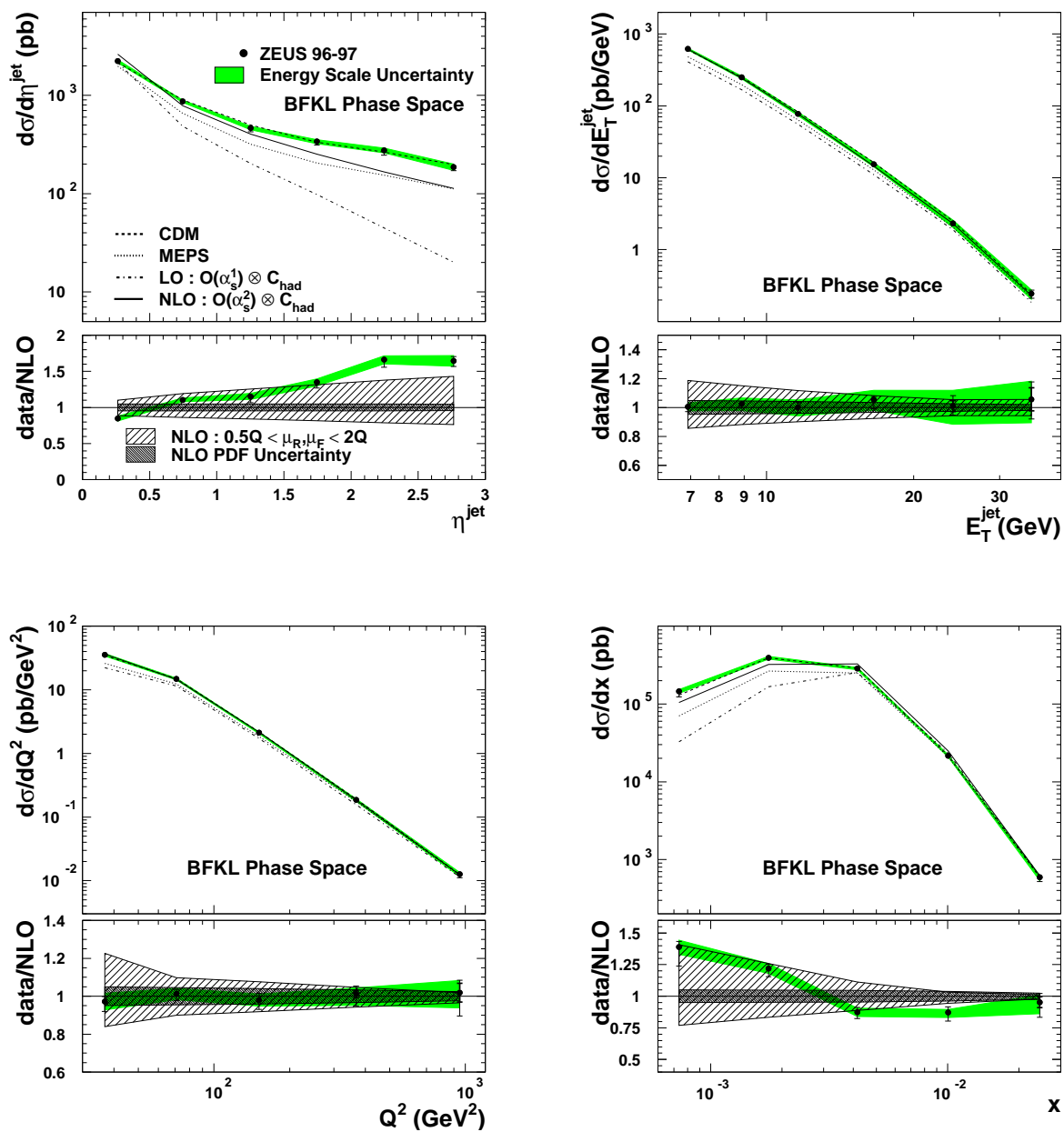
- ograniczenie aby kąt hadronowy, odpowiadający kątowi biegunowemu bezmasowego kwarka prądowego w modelu QPM, znajdował się w tylnej części detektora ($\cos\gamma_h < 0$),
- żądanie przynajmniej jednego dżetu o energii poprzecznej $E_{t,jet}$ powyżej 6 GeV, znajdującego się w przedniej części detektora, w obszarze pseudorapidity $0 < \eta_{jet} < 3$.

Dodatkowo zastosowano cięcie $0.5 < E_{T,jet}^2/Q^2 < 2$ ograniczające przestrzeń fazową do obszaru, gdzie efekty związane z ewolucją DGLAP są tłumione, natomiast przyczynki od ewolucji BFKL powinny być duże.

Na rysunku 3.17 przedstawiono inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji η_{jet} , $E_{T,jet}$, Q^2 i x . Wyniki doświadczalne są porównane z wynikami obliczeń pQCD w rzędzie wiodącym LO(α_s^1) i niewiodącym LO(α_s^2), otrzymanymi przy użyciu programu DISENT, przy wyborze skali renormalizacji $\mu_r = Q$ i po zastosowaniu poprawek na hadronizację. Obliczenia przeprowadzono korzystając z rozkładów partonów w protonie CTEQ6 [25]. W dolnej części każdego rozkładu pokazany jest stosunek zmierzonego przekroju czynnego do wartości obliczonej teoretycznie (DATA/NLO) oraz niepewności teoretyczne

⁹Rekonstrukcja dżetów przy użyciu algorytmu stożkowego jest przedstawiona w dodatku B.

¹⁰W pracy [175] pokazano, że poprawki NLO do procesów z rozwiniętym fotonem przy użyciu programu JETVIP są niestabilne i w kolejnych analizach program ten nie był stosowany. W nowej poprawionej wersji programu JETVIP rozwiązano ten problem.



Rysunek 3.17: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu zmierzone w eksperymencie ZEUS w funkcji η^{jet} , E_T^{jet} , Q^2 i x .

wynikające z niepewności funkcji rozkładu partonów oraz ze zmiany skali renormalizacji i faktoryzacji. Niepewności wynikające ze zmiany skali są oszacowane w konwencjonalny sposób poprzez zmniejszenie lub zwiększenie skali renormalizacji/faktoryzacji o czynnik dwa. Obliczenia NLO(α_s^2) opisują poprawnie zmierzone przekroje czynne dla rozkładów w Q^2 i $E_{T,jet}$. Dla małych wartości x oraz w kierunku do przodu ($\eta_{jet} > 1$), przewidywania znajdują się poniżej danych. W tych obszarach poprawki NLO są duże i czynnik NLO/LO osiąga wartość bliską pięć dla $\eta_{jet} \approx 3$. Dla małych x i dużych η_{jet} znaczący wzrost przekroju czynnego w analizie NLO(α_s^2) jest związany z przyczynkami od diagramów z wymianą gluonu w kanale t . Duże niepewności teoretyczne wynikające głównie ze zmiany skali renormalizacji, sięgające do 50 % w niektórych obszarach przestrzeni fazowej, wskazują na potrzebę uwzględnienia poprawek wyższych rzędów w obliczeniach teoretycznych. Na rysunku 3.17 przedstawione są również przewidywania modelu CDM, które opisują dobrze zmierzone przekroje czynne. Przewidywania modelu LEPTO, oznaczone jako MEPS, są o wiele poniżej danych, szczególnie dla małych x i dużych η_{jet} .

Kolejne nowe pomiary dżetów do przodu zostały przedstawione zarówno przez współpracę H1 [177] jak i ZEUS [178]. W obu analizach dżety są rekonstruowane przy użyciu inkluzywnego algorytmu k_t w układzie Breita, co powoduje że przypadki typu QPM z pojedynczym dżetem odpowiadającym kwarkowi prądowemu są kinematycznie zabronione. Cięcia związane z wyborem przypadków DIS oraz z selekcją dżetów są przedstawione w tabeli 3.2.

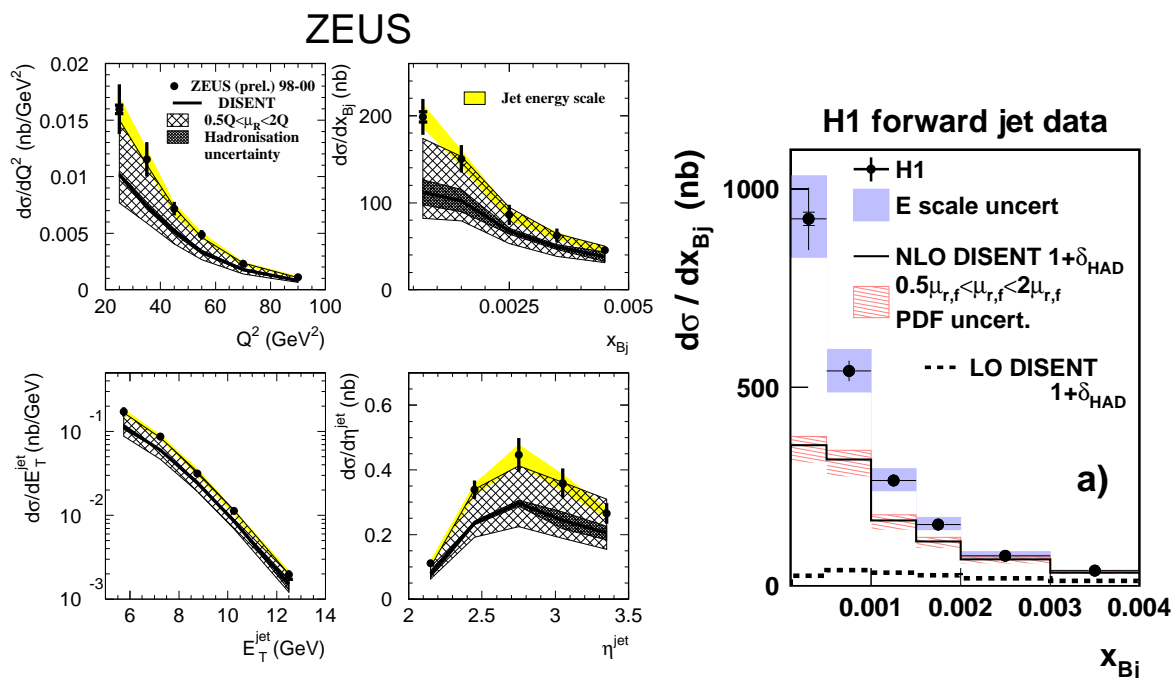
eksperyment	Q^2 [GeV ²]	x	E_T^2/Q^2	η_{jet}	$p_{T,jet}$ [GeV]	x_{jet}
H1 13.7pb ⁻¹	5-85	0.0001-0.004	0.5-5.0	1.7-2.8	> 3.5	> 0.035
ZEUS 82 pb ⁻¹	20-100	0.0004-0.005	0.5-2.0	2.0-3.5	> 5.0	> 0.036

Tabela 3.2: Warunki wyboru przypadków DIS z dżetami do przodu w eksperymentach H1 i ZEUS

Mniejsze wartości Q^2 dostępne w analizie H1 pozwalają na pomiary przy mniejszych wartościach x -Bjorkena. Cięcia $E_{T,jet}^2/Q^2$ jest bardziej restrykcyjne w przypadku eksperymentu ZEUS. Współpraca ZEUS poszerzyła również obszar rekonstrukcji dżetów do wartości $\eta_{jet} = 3.5$, dzięki kalorymetrowi FPC (*Forward Plug Calorimeter*) zainstalowanemu w przedniej części detektora w latach 1998-2000.

Na rysunku 3.18 przedstawiono inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu w funkcji Q^2 , x , $E_{T,jet}$ i η_{jet} otrzymane przez współpracę ZEUS. Pomiary są porównane z przewidywaniami pQCD w rzędzie niewiodącym NLO(α_s^2), otrzymanymi przy użyciu programu DISSENT przy wyborze skali renormalizacji $\mu_r = Q$. Przewidywania teoretyczne są poniżej danych doświadczalnych, jednakże opisują pomiary w zakresie niepewności teoretycznych wynikających ze zmiany skali renormalizacji. Duże niepewności teoretyczne związane ze standardową zmianą skali renormalizacji ($0.5Q < \mu_r < 2Q$) wskazują na to, że w tej analizie poprawki wyższych rzędów mogą być istotne.

Na rysunku 3.18 przedstawiono także inkluzywny przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu w funkcji x otrzymany przez współpracę H1. Punkty doświadczalne są porównane z wynikami obliczeń pQCD w rzędzie wiodącym LO(α_s^1) i niewiodącym NLO(α_s^2), otrzymanymi przy pomocy programu DISSENT. Obliczenia zostały przeprowadzone dla rozkładu partonów w protonie odpowiadającego parametryzacji CTEQ6M [25]. W rachunkach skala

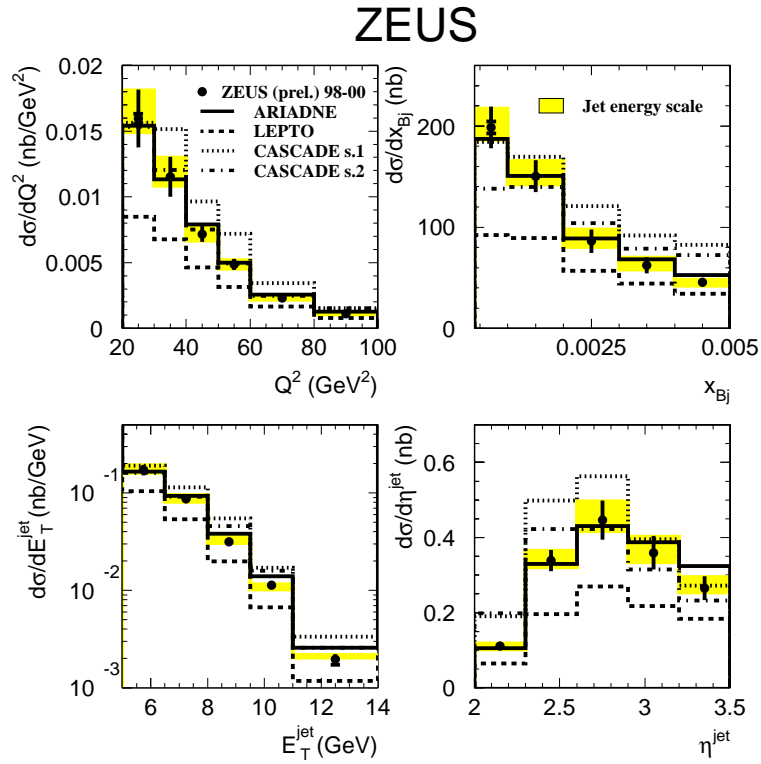


Rysunek 3.18: Inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w poszerzonym zakresie pseudorapidoty zmierzone w eksperymencie ZEUS w funkcji Q^2 , x , E_T^{jet} i η_{jet} (rysunek po lewej stronie). Przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu w funkcji x zmierzony w eksperymencie H1 (rysunek po prawej stronie). W obu eksperymentach różniczkowe przekroje czynne na poziomie hadronowym są porównane z przewidywaniami NLO(α_s^2) programu DISENT po uwzględnieniu poprawek na hadronizację.

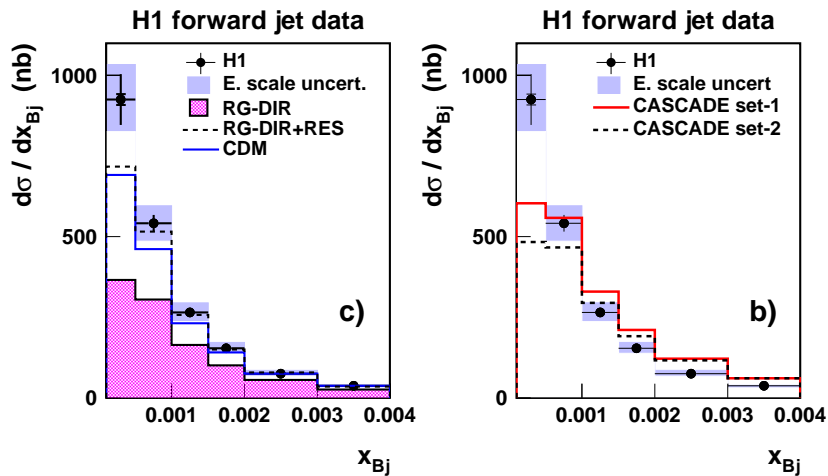
renormalizacji jest określona poprzez średnią wartość kwadratu pędu poprzecznego dżetów z elementu macierzowego, $\mu_r^2 = \langle p_{t,dijets}^2 \rangle$, natomiast skala faktoryzacji jest zdefiniowana przez średnią wartość kwadratu pędu poprzecznego wszystkich dżetów do przodu znajdujących się w badanej próbce danych, $\mu_f^2 = \langle p_{t,jet}^2 \rangle$. Niepewności teoretyczne są oszacowane przez równoczesną zmianę (zmniejszenie lub zwiększenie o czynnik dwa) skali renormalizacji i faktoryzacji. Przewidywania w rzędzie niewiodącym opisują dane o wiele lepiej niż w rzędzie wiodącym; dla małych wartości x obserwujemy różnicę jednego rzędu wielkości pomiędzy obliczeniami LO i NLO. Takie zachowanie związane jest z tym, że w rzędzie wiodącym produkcja dżetów do przodu jest tłumiona przez kinematykę. Pomimo lepszej zgodności z pomiarami, przewidywania NLO(α_s^2) są jednak o czynnik około 2 poniżej danych dla małych wartości x . Lepszy opis dla większych wartości x wynika stąd, że przestrzeń fazowa dostępna dla emisji wyższego rzędu zmniejsza się.

Konkluzje eksperymentów H1 i ZEUS wynikające z pomiaru dżetów do przodu i analizy NLO(α_s^2) wydają się być niezgodne. Należy jednak pamiętać, że główna różnica w opisie NLO(α_s^2) pomiędzy obu eksperymentami wynika z odmiennego wyboru skali renormalizacji, co w konsekwencji prowadzi do znacząco różnego oszacowania niepewności teoretycznych.

Wyniki doświadczalne przedstawione na rysunku 3.18 są ponownie pokazane na rysunkach 3.19 i 3.20, tym razem w porównaniu z różnymi modelami Monte Carlo. Przewidywania



Rysunek 3.19: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji Q^2 , x , E_T^{jet} i η_{jet} zmierzone w eksperymencie ZEUS w porównaniu z przewidywaniami kilku modeli Monte Carlo opartych na QCD.



Rysunek 3.20: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję dżetu do przodu w funkcji x zmierzone w eksperymencie H1 w porównaniu z przewidywaniami kilku modeli Monte Carlo opartych na QCD.

modeli zawierających element macierzy QCD rzędu $O(\alpha_s)$ i kaskadę partonową opartą na równaniach DGLAP, uwzględniających tylko procesy z bezpośrednim fotonem (LEPTO, RG-DIR) znajdują się o wiele poniżej zmierzonych przekrojów czynnych. Z analizy H1 wynika, że uwzględnienie dodatkowych procesów z rozwiniętym fotonem (RG-DIR + RES) poprawia zgodność z pomiarami. Dla najmniejszych wartości x , w obszarze gdzie efekty związane z dynamiką BFKL mogłyby być istotne, opis danych jest jednak nadal niezadowolający. Przekroje czynne zmierzone w eksperymencie ZEUS są najlepiej opisane przez model CDM z kaskadą partonową o nieuporządkowanych pędach poprzecznych.

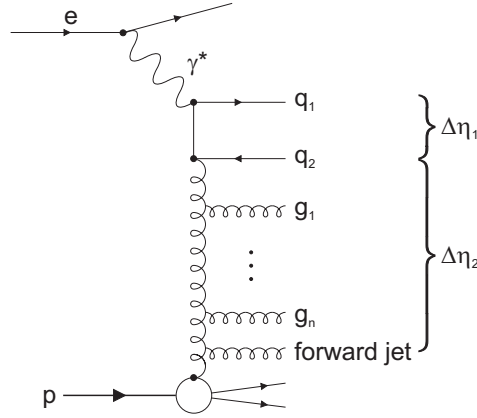
Przewidywania modelu Monte Carlo CASCADE opartego na równaniu ewolucji CCFM nie opisują poprawnie kształtu rozkładów w zmiennej x i η_{jet} . Na rysunkach 3.19 i 3.20 przedstawiono obliczenia dla dwóch nieprzełączanych rozkładów gluonów, set 1 i set 2. W rozkładzie set1 uwzględniono tylko człony osobliwe dla funkcji rozszczepień gluonów, natomiast w rozkładzie set2 wzięto również pod uwagę człony nieosobliwe [45]. Problemy modelu CASCADE z opisem danych mogą wynikać zarówno z zastosowanych parametryzacji dla nieprzełączanych rozkładów gluonów, jak i z braku wkładów od kaskad zainicjowanych przez kwarki, a także brakujących rozszczepień gluonów na pary $q\bar{q}$.

Stowarzyszona produkcja dżetu do przodu

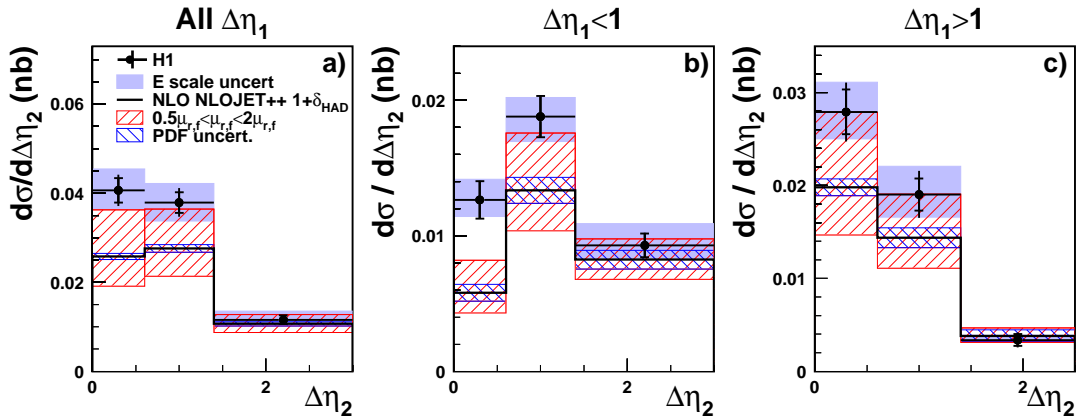
Współpraca H1 przeprowadziła również bardziej ekskluzywną analizę przypadków zawierających oprócz dżetu do przodu dwa dodatkowe dżety [177]. Wszystkie dżety mają pędy poprzeczne powyżej 6 GeV i są uporządkowane w pseudorapidity zgodnie z relacją $\eta_{fwdjet} > \eta_{jet2} > \eta_{jet1} > \eta_e$, gdzie η_e oznacza pseudorapidity rozproszonego elektronu. Przekrój czynny został zmierzony w dwóch przedziałach $\Delta\eta_1$ jako funkcja $\Delta\eta_2$, gdzie $\Delta\eta_1 = \eta_{jet2} - \eta_{jet1}$ jest odległością w pseudorapidity między dwoma dodatkowymi dżetami, natomiast $\Delta\eta_2 = \eta_{fwdjet} - \eta_{jet2}$ jest odległością w pseudorapidity pomiędzy dżetem do przodu i bliższym mu dodatkowym dżetem. Jedynie kierunek dżetu do przodu będącego blisko osi protonu jest ograniczony w przestrzeni rapidity. Kierunki dwóch dodatkowych dżetów są wyznaczone poprzez warunki $\Delta\eta_1$ i $\Delta\eta_2$.

Na rysunku 3.21 przedstawiono diagram dla przypadku zawierającego dżet do przodu oraz dwa dodatkowe twarde dżety, q_1 i q_2 . Dla małych wartości $\Delta\eta_1$ i dużych wartości $\Delta\eta_2$ przestrzeń fazowa dla ewolucji w x między dwoma twardymi dżetami z boxu kwarkowego (q_1 i q_2) a dżetem do przodu jest duża. Małe wartości $\Delta\eta_2$ odpowiadają topologii, dla której jeden lub oba dodatkowe dżety mogą być inicjowane przez emisję gluonów bliskich w rapidity dżetowi do przodu. Dla dużych wartości $\Delta\eta_1$ ewolucja BFKL jest możliwa pomiędzy obu twardymi dżetami. Tak więc wybór różnych wartości $\Delta\eta$ pozwala na selekcję przypadków o różnych topologiach i badanie łamania uporządkowania w pędzie poprzecznym dla różnych obszarów kaskady partonowej pomiędzy wirtualnym fotonem i dżetem do przodu.

Na rysunku 3.22 przedstawiono przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu oraz dwóch dodatkowych dżetów w porównaniu z przewidywaniami NLO uzyskanymi przy użyciu programu NLOJET++. Dla dominujących w obszarze małych x procesów zainicjowanych przez gluony, program ten oblicza poprawki NLO dla stanu końcowego składającego się z dżetu gluonowego oraz dwóch twardych dżetów partonowych pochodzących od pary $q\bar{q}$ z boxu kwarkowego, uwzględniając emisję dodatkowego gluonu. Odpowiada to obliczeniom w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń α_s^3 , zawierającym człony $\log(1/x)$ w pierwszym rzędzie



Rysunek 3.21: Diagram przedstawiający produkcję dżetu do przodu i dwóch dodatkowych dżetów z dużym pędem poprzecznym. Dodatkowe dżety mogą pochodzić od pary $q_1 q_2$ z boxu kwarkowego (tak jak zaznaczono na rysunku) lub od gluonów z kaskady partonowej.



Rysunek 3.22: Przekrój czynny dla przypadków zawierających dżet do przodu i dwa dodatkowe twarde dżety w funkcji odległości w rapidity między dżetem do przodu i bliższym mu w rapidity dodatkowym dżetem, $\Delta\eta_2$ [177]. Rozkłady są pokazane dla pełnej próbki danych oraz dla dwóch zakresów odległości w rapidity między dwoma dodatkowymi dżetami, $\Delta\eta_1 < 1$ i $\Delta\eta_1 > 1$. Dane są porównane z obliczeniami w rzędzie niewiodącym NLO(α_s^3) dla produkcji trzech dżetów, otrzymanymi przy użyciu programu NLOJET++, po uwzględnieniu poprawek na hadronizację.

α_s . Obliczenia są zgodne z pomiarami, jeżeli dwa dodatkowe dżety są produkowane w obszarze centralnym detektora, co odpowiada dużym wartościom $\Delta\eta_2$. Im bardziej do przodu są produkowane dodatkowe dżety tym większe jest prawdopodobieństwo, że źródłem jednego z nich lub nawet obydwóch są emitowane gluony a nie kwarki z boxu kwarkowego¹¹. W analizie NLOJET++ prawdopodobieństwo, że dżet pochodzący od miękkiego dodatkowego gluonu spełni warunki selekcji dla pędu poprzecznego jest małe, co prowadzi do gorszego opisu danych dla małych wartości $\Delta\eta_2$. W szczególności przewidywania NLO(α_s^3) nie opisują rozkładów doświadczalnych dla małych wartości $\Delta\eta_1$ i $\Delta\eta_2$, czyli dla przypadków z wszystkimi trzema dżetami w przedniej części detektora. Przypadki odpowiadające takiej konfiguracji dżetów są tłumione w obliczeniach NLOJET++.

Konkluzje tej analizy zostały potwierdzone przez wstępne wyniki eksperymentu H1 dotyczące produkcji conajmniej trzech dżetów w procesach DIS przy małych x , oparte na próbie danych o całkowitej świetlności 44.2 pb^{-1} zarejestrowanych w latach 1999-2000 [179]. Dżety zostały zrekonstruowane przy użyciu inkluzywnego algorytmu k_t w układzie hCMS. Przekroje czynne wyznaczono na poziomie partonowym przy następujących warunkach kinematycznych: $10^{-4} < x < 10^{-2}$, $5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $E_{t,jet}^* > 4 \text{ GeV}$ i $-1 < \eta_{jet} < 2.5$.

Produkcję dżetów badano w różnych obszarach przestrzeni fazowej, łącznie z najbardziej czułym na dynamikę partonów obszarem do przodu. Żądano obecności dżetu do przodu zgodnie z warunkami selekcji poprzedniej analizy: $\theta_{jet} < 20^\circ$ i $x_{jet} > 0.035$. Dodatkowo wymagano, aby dwa pozostałe dżety znajdowały się w obszarze centralnym ($-1 < \eta_{jet} < 1$) lub tylko jeden z nich był w obszarze centralnym, natomiast drugi był produkowany bardziej do przodu ($\eta_{jet} > 1$).

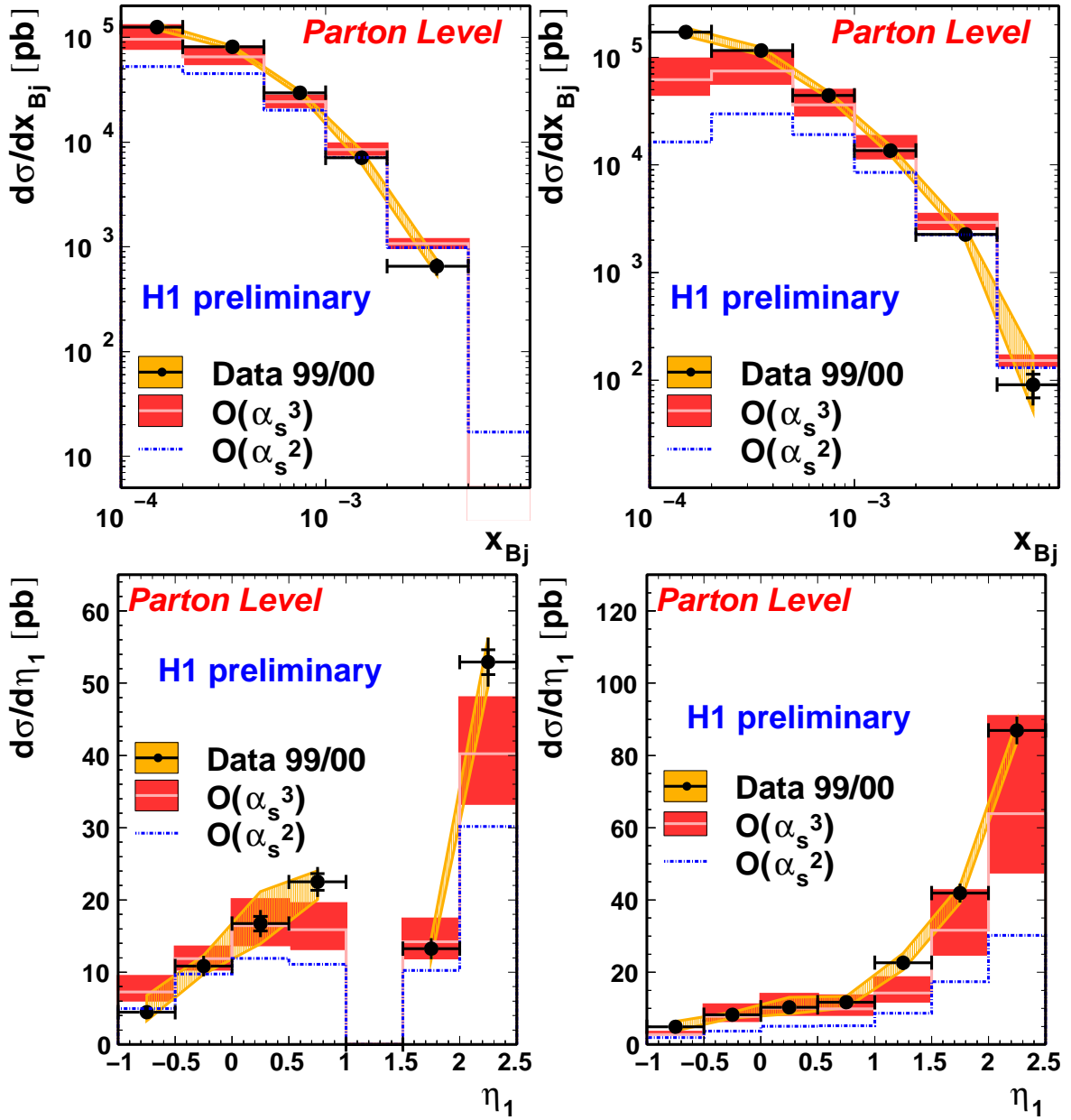
Na rysunku 3.23 przedstawiono różniczkowy przekrój czynny na poziomie partonowym na produkcję trzech dżetów w zmiennej x -Bjorkena i pseudorapidity wiodącego dżetu¹² dla tak wybranych próbek danych, w porównaniu z obliczeniami NLOJET++ w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń LO(α_s^2) i NLO(α_s^3). Przewidywania NLO są zgodne z pomiarami dla próbki danych "jet do przodu + dwa centralne dżety", w szczególności w obszarze małych x i dużych rapidity wkład od diagramów $O(\alpha_s^3)$ znacząco polepsza opis danych. Jak już wspomniano można oczekiwać, że dżety do przodu są głównie wynikiem emisji gluonów, natomiast dżety w obszarze centralnym pochodzą głównie z procesu twardego rozpraszania. Dlatego też dla konfiguracji "dwa dżety do przodu + dżet centralny", wkład od diagramów rzędu $O(\alpha_s^3)$, uwzględniających oprócz procesu twardego rozpraszania emisję dwóch gluonów, powinien być istotny. Z rozkładów 3.23 wynika, że dla małych x przewidywania NLO dla tych przypadków redukują niezgodność obliczeń LO z danymi o czynnik około 3, niemniej nadal pozostają one o czynnik około 3.5 poniżej punktów doświadczalnych.

Przedstawione na rysunku 3.22 przekroje czynne dla próbki danych "dżet do przodu + dwa dodatkowe dżety" są ponownie pokazane na rysunku 3.24, teraz w porównaniu z różnymi modelami Monte Carlo. Najlepszą zgodność z danymi uzyskano przy pomocy modelu CDM. Przewidywania modeli z kaskadą partonową typu DGLAP, uwzględniających tylko procesy z bezpośrednim fotonem (RG-DIR) jak również przyczynki od procesów z rozwiniętym fotonem (RG-DIR+RES), znajdują się poniżej zmierzonych przekrojów czynnych.

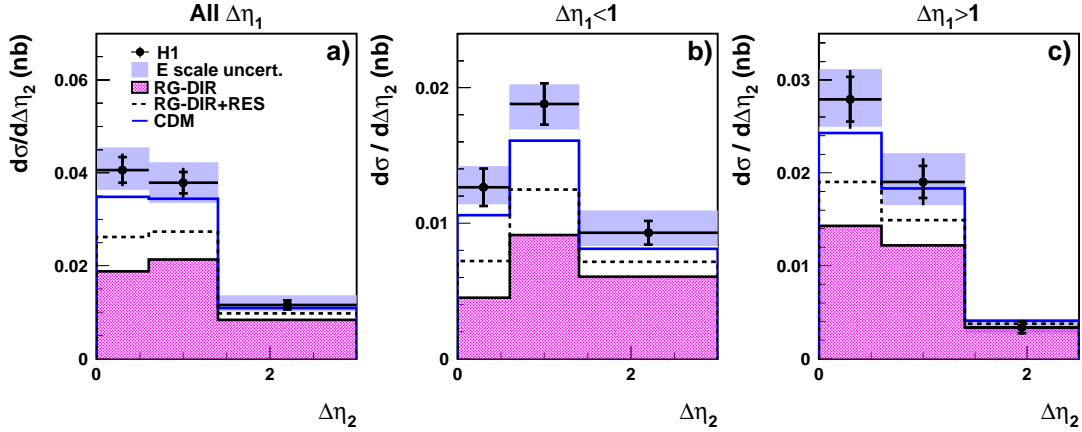
Modele CDM i RG-DIR+RES dostarczają podobnych przewidywań dla inkluzywnych pomiarów dżetów do przodu. Bardziej ekskluzywny pomiar konfiguracji "dżet do przodu + dwa

¹¹Taki skład partonowy badanej próbki danych wynika również z analizy MC przy użyciu modelu CDM.

¹²Dżetem wiodącym jest dżet o największej energii poprzecznej E_t^* .



Rysunek 3.23: Różniczkowe przekroje czynne na poziomie partonowym na produkcję trzech dżetów w zmiennej x -Bjorkena i w pseudorapidity wiodącego dżetu [179]. Rozkłady po lewej stronie odpowiadają próbce danych z dwoma dżetami w obszarze centralnym. Rozkłady po prawej stronie odpowiadają próbce danych z dwoma dżetami w obszarze do przodu. Pomiary są porównane z obliczeniami w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń $LO(\alpha_s^2)$ i $NLO(\alpha_s^3)$ przy użyciu programu NLOJET++.



Rysunek 3.24: Przekrój czynny dla przypadków zawierających dżet do przodu i dwa dodatkowe twarde dżety w funkcji odległości w rapidity między dżetem do przodu i bliższym mu w rapidity dodatkowym dżetem, $\Delta\eta_2$ [177]. Rozkłady są pokazane dla pełnej próbki danych oraz dla dwóch zakresów odległości w rapidity między dwoma dodatkowymi dżetami, $\Delta\eta_1 < 1$ i $\Delta\eta_1 > 1$. Dane są porównane z przewidywaniami modeli RAPGAP DIR, RAPGAP DIR+RES i CDM.

„dodatkowe dżety” pozwala stwierdzić, że dane preferują taki sposób łamania uporządkowania pędów poprzecznych jakiego dostarcza model CDM i dynamika kaskady partonowej opiera się na innym mechanizmie łamania uporządkowania w p_t niż ten obecny w modelu z rozwiniętym fotonem.

Z badań produkcji trzech dżetów w procesach DIS, zawierających dżet/dżety do przodu wynika, że w obszarze małych x nieuporządkowana w pędzie poprzecznym emisja gluonów odgrywa dużą rolę. Potwierdzają to zarówno przewidywania pQCD w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^3), zawierające człony $\propto \alpha_s \ln(1/x)$, jak i zadawalający opis danych w przeważającym obszarze przestrzeni fazowej w modelu CDM.

Saturacja partonowa w produkcji dżetu do przodu

Ciekawym teoretycznie problemem jest porównanie ewentualnych efektów nasycenia partonowego dla procesów z jedną i dwoma twardymi skalami. Analiza funkcji struktury F_2 charakteryzuje się jedną twardą skalą rozpraszania głęboko nieelastycznego, natomiast przykładem procesu z dwoma skalami jest produkcja dżetu do przodu ($p_{t,jet} \sim Q \gg \Lambda_{QCD}$). W pracy [180] podjęto próbę interpretacji danych z HERA przy użyciu modelu saturacyjnego opartego na formalizmie GBW. Uzyskano zadowalający opis inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję dżetu do przodu zmierzonych w eksperymentach H1 [171] i ZEUS [172], zarówno dla parametryzacji ze słabymi jak i silnymi efektami saturacji partonowej. Rozwiązanie ze słabą saturacją prowadzi do skali saturacji zgodnej z danymi dla funkcji struktury F_2 [88], co świadczyłoby o istnieniu uniwersalnej skali saturacji. Rozwiązanie odpowiadające silnym efektom saturacyjnym mogłoby wskazywać, że skala saturacji jest większa dla procesów z dwoma twardymi skalami. Wyniki z HERA nie pozwalają rozróżnić, która konkluzja jest poprawna. Badania produkcji dżetów Muellera-Naveleta na LHC (por. rozdział 4.2) pozwoli-

łyby stwierdzić czy efekty nasycenia odgrywają większą rolę w procesach z dwoma twardymi skalami.

3.4.5 Produkcja mezonów π° do przodu

Analiza procesów DIS dla małych x z pojedynczymi cząstkami o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym produkowanymi pod małymi kątami stanowi uzupełnienie badań dżetów do przodu. W tym pomiarze dżet do przodu jest identyfikowany poprzez wysokoenergetyczny obiekt swojej fragmentacji. W analogii do analizy dżetów do przodu selekcja pojedynczych cząstek¹³ o kwadracie pędu poprzecznego rzędu Q^2 , $p_t^2 \approx Q^2$, tłumie przyczynki od standardowej ewolucji DGLAP, natomiast wybór ułamkowej energii $x_\pi = E_\pi/E_p$ o wiele większej niż x -Bjorkena, $x_\pi \gg x$, zwiększa przestrzeń fazową dla efektów BFKL.

Eksperymentalnie identyfikacja pojedynczych cząstek jest łatwiejsza niż rekonstrukcja dżetów, która zależy od wyboru algorytmu do szukania dżetów. Cząstki można zmierzyć pod mniejszymi kątami, bliżej kierunku początkowego protonu, niż ma to miejsce dla dżetów, które posiadają pewien rozmiar przestrzenny. W ogólności pozwala to na badanie dłuższych kaskad partonowych. Wadą pomiaru pojedynczych cząstek jest o wiele mniejszy przekrój czynny niż dla produkcji dżetów do przodu, również interpretacja wyników w większym stopniu zależy od efektów fragmentacji. Pomiar dżetów i pojedynczych cząstek różnią się także błędami systematycznymi wynikającymi z różnych niepewności eksperymentalnych.

Przekrój czynny dla procesu DIS z neutralnym pionem π° do przodu,

$$e + p \rightarrow e + \pi^\circ + X, \quad (3.5)$$

został obliczony w roku 1996 z uwzględnieniem resumacji poprawek logarytmicznych $\log(1/x)$ w ramach formalizmu BFKL przez J. Kwiecińskiego *et al.* [181]. Publikacja kończyła się konkluzją, że obserwabla ta stanowi dobrą sygnaturę dynamiki BFKL na akceleratorze HERA. Pierwsze pomiary energetycznych cząstek do przodu zostały opublikowane przez współpracę H1 w pracy [171]. Pokazano, że rozkłady w zmiennej x -Bjorkena zgadzają się co do kształtu dla cząstek naładowanych i mezonów π° . Ze względu na trudności eksperymentalne związane z rekonstrukcją śladów w przednich detektorach śladowych, kolejna analiza H1 w której wyznaczono przekroje czynne na produkcję cząstek do przodu, została ograniczona do mezonów π° [182].

Pomiary wskazywały, że model bazujący na elemencie macierzowym QCD rzędu $O(\alpha_s)$ i kaskadzie partonowej opartej na funkcjach rozszczepień DGLAP, znacząco niedoszacowuje przekroje czynne dla małych wartości x . Rachunki wprowadzające pewien stopień nieuporządkowania w pędzie poprzecznym kaskady partonowej poprzez włączenie procesów z rozwiniętym fotonem, będących przybliżeniem poprawek w rzędzie niewiodącym $O(\alpha_s^2)$, dostarczają lepszego opisu danych. Również analityczne obliczenia BFKL w rzędzie wiodącym, uwzględniające poprawki wyższych rzędów przez wprowadzenie ograniczeń kinematycznych na emisję gluonów, prowadziły do lepszej zgodności z danymi.

Brak jednoznacznej konkluzji pozwalającej stwierdzić, czy w badanym obszarze przestrzeni fazowej obowiązuje dynamika BFKL czy też wystarczający jest opis NLO DGLAP, jak sugerowałyby rachunki uwzględniające procesy z rozwiniętym fotonem, był jedną z głównych

¹³W oznaczeniach przyjęto, że selekcjonowaną cząstką jest mezon π .

motywacji przeprowadzenia nowego pomiaru mezonów π^0 do przodu [183]. Otrzymane wyniki zostały uzyskane dla próbki danych o 3.5 krotnie większej statystyce niż w poprzedniej analizie [182]. Pozwoliło to na bardziej precyzyjny pomiar inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję mezonów π^0 , dla większej liczby przedziałów w zmiennych x , Q^2 oraz w pędzie poprzecznym i energii mezonu π^0 . Ponadto po raz pierwszy zmierzono przepływ energii poprzecznej dla przypadków DIS zawierających mezon π^0 do przodu. Pomiar ten stanowi dodatkową charakterystykę końcowego stanu hadronowego i pozwala na badanie jak kompensowany jest pęd poprzeczny mezonu π^0 w stowarzyszonej z nim kaskadzie partonowej.

Selekcja przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania

W analizie użyto danych eksperymentalnych o całkowitej świetlności 21.2 pb^{-1} zebranych w eksperymencie H1 w latach 1996-1997, kiedy HERA zderzała pozytony o energii 27.5 GeV z protonami o energii 820 GeV.

Przypadki DIS są selekcjonowane przez elementy układu wyzwalania wykorzystujące informację o depozytach energii w elektromagnetycznej części kalorymetru SPACAL i żądające odpowiedniej krotności cząstek naładowanych w centralnym detektorze śladowym. Dla przypadków wzbogaconych o mezony π^0 wydajność układu wyzwalania, wyznaczona z próbki danych akceptowanych przez niezależny tryger, leży pomiędzy 60% i 80%. Głównym źródłem niewydajności trygera jest odrzucanie przez układ wyzwalania przypadków o liczbie śladów w centralnym detektorze śladowym mniejszej niż trzy. Dane eksperymentalne są poprawione na niewydajność trygera poprzez przypisanie odpowiedniej wagi każdemu wybranemu przypadkowi DIS.

Następnie wybór przypadków rozpraszania głęboko nieelastycznego opiera się na identyfikacji rozproszonego pozytonu w elektromagnetycznej części kalorymetru SPACAL. Rozproszony pozyton jest rekonstruowany jako najbardziej energetyczne skupisko depozytów energii w tym kalorymetrze. Pomiar energii i kąta biegunowego rozproszonego elektronu pozwala na obliczenie zmiennych kinematycznych Q^2 i y ; zmienna x -Bjorkena wyraża się wzorem $x = Q^2/(ys)$. Wybór przypadków, dla których energia pozytonu jest powyżej 10 GeV a jego kąt biegunowy leży w granicach $156^\circ < \Theta_e < 177^\circ$, pozwala na rekonstrukcję leptonu w obszarze optymalnej wydajności i akceptancji detektora. Końcowa próbka danych jest zdefiniowana przez następujące cięcia kinematyczne:

$$\begin{aligned} 0.1 < y < 0.6, \\ 2 < Q^2 < 70 \text{ GeV}^2. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Zmienna x -Bjorkena pokrywa zakres dwóch rzędów wielkości w obszarze

$$4 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}. \tag{3.7}$$

Ograniczony zasięg zmiennej y zapewnia, że zmienne kinematyczne są wyznaczone w obszarze, w którym metoda elektronowa daje małe błędy systematyczne i poprawki radiacyjne QED, związane z wypromieniowaniem fotonu przez początkowy elektron, są stosunkowo małe. Równocześnie cząstki pochodzące z fragmentacji kwarka prądowego dla przypadków typu QPM są rejestrowane w centralnej części detektora, a nie w jego przedniej części. Ograniczenie nałożone na maksymalną wartość y redukuje również tło od przypadków fotoprodukcji z

$Q^2 \approx 0$, dla których jedna z cząstek końcowego stanu hadronowego jest mylnie zidentyfikowana jako elektron w kalorymetrze SPACAL.

Dodatkowe cięcia powodują dalszą redukcję tła pochodzącego od oddziaływań wiązek z resztkami gazu w rurze akceleratora, procesów fotoprodukcji i procesów, w których wysokoenergetyczny foton jest wypromieniowany z początkowego elektronu. Dla każdego przypadku oblicza się wielkość $\sum_j (E_j - p_{z,j})$, gdzie E_j i $p_{z,j}$ są odpowiednio energią i pędem podłużnym cząstki i sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach rejestrowanych w detektorze. Z prawa zachowania energii i pędu podłużnego wynika, że wielkość ta jest równa podwojonej energii wiązki leptonowej, jeżeli wszystkie cząstki danego przypadku są rejestrowane i dokładnie zmierzone w detektorze. Wynikający stąd warunek redukcji tła ma postać $35 \text{ GeV} < \sum_j (E_j - p_{z,j}) < 70 \text{ GeV}$. Dodatkowo żądano, aby współrzędna z zrekonstruowanego wierzchołka oddziaływania znajdowała się w maksymalnej odległości 35 cm od nominalnego punktu oddziaływania.

Selekcja mezonów π°

Wysoka granulacja kalorymetru argonowego eksperymentu H1 pozwala na pomiar mezonów π° produkowanych pod małymi kątami względem kierunku początkowego protonu. Pomiar ten jest trudny eksperymentalnie ze względu na dużą krotność i dużą gęstość energii cząstek produkowanych w tym obszarze przestrzeni fazowej. Mezony π° są identyfikowane poprzez swój główny kanał rozpadu $\pi^\circ \rightarrow 2\gamma$, w oparciu o metodę użytą we wcześniejszych pracach [171, 182, 184].

Wymaga się, aby kąt biegunowy mezonu π° był w zakresie $5^\circ < \Theta_\pi < 25^\circ$. Tak zdefiniowany kierunek do przodu w układzie laboratoryjnym odpowiada obszarowi centralnemu w hadronowym układzie środka masy γ^*p , $-1.25 \lesssim \eta_\pi^* \lesssim 2.0$, gdzie η_π^* oznacza pseudorapidity π° . Ułamkowa energia pionu zmierzona w układzie laboratoryjnym spełnia warunek $x_\pi = E_\pi/E_p > 0.01$, natomiast jego pęd poprzeczny wyznaczony w układzie hCMS jest powyżej 2.5 lub 3.5 GeV. Czynniki Lorentza dla transformacji do układu hCMS obliczono przy użyciu zmiennych kinematycznych rozproszonego elektronu, kierunek protonu definiuje ujemną oś z^* tego układu.

Dla wysokoenergetycznego mezonu π° kąt rozlotu fotonów będących produktami jego rozpadu jest mały i dlatego nie potrafimy rozdzielić ich depozytów energii w kalorymetrze, tylko rekonstruujemy je jako jedno skupisko energii. Standardowa metoda identyfikacji mezonów π° poprzez rekonstrukcję masy niezmienniczej dwóch niezależnie zmierzonych fotonów nie może więc być zastosowana. Metoda analizy polega na identyfikacji skupiska energii pochodzącego od kaskady elektromagnetycznej zainicjowanej przez mezon π° i odwikłaniu zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego przy użyciu poprawek detektorowych.

Dokładna analiza podłużnego i poprzecznego kształtu depozytów energii pozwala na rozróżnienie między elektromagnetycznymi i hadronowymi kaskadami. Metoda ta wykorzystuje bardzo zwartą strukturę kaskady elektromagnetycznej, w przeciwieństwie do kaskady zainicjowanej przez hadron, która charakteryzuje się większym rozmiarem przestrzennym. Rekonstrukcja danych z kalorymetru argonowego jest tak zoptymalizowana, aby cała energia kaskady elektromagnetycznej była przypisana do jednego skupiska energii [96]. Dla skupiska energii będącego kandydatem na mezon π° żądano spełnienia następujących warunków:

- conajmniej 90% całkowitego depozytu energii powinno się znajdować w elektromagne-

tycznej części kalorymetru,

- co najmniej 50% całkowitego depozytu energii powinno się znajdować w tzw. gorącym rdzeniu (*hot core*) składającym się z kilku sąsiadujących ze sobą komórek kalorymetru, w tym także z komórki w której depozyt energii jest największy [185],
- poprzeczny rozmiar kaskady wyrażony poprzez poprzeczne momenty kaskady obliczone względem jej osi głównej [185] powinien być mniejszy niż 4 cm [182],
- różnica depozytów energii w drugim i czwartym podłużnym module kalorymetru elektromagnetycznego, będąca miarą podłużnego rozmiaru kaskady, powinna wynosić co najmniej 40% całkowitego depozytu energii [182].

Po zastosowaniu opisanych powyżej cięć otrzymano około 5500 (2000) przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania ep wzbogaconych o mezony π^0 do przodu, dla selekcji $p_{T,\pi}^* > 2.5$ (3.5) GeV. Analiza Monte Carlo przy użyciu pełnej symulacji detektora H1 dla przypadków DIS generowanych przez modele LEPTO 6.51 i ARIADNE 4.10 pozwoliła na wyznaczenie wydajności identyfikacji mezonów π^0 na ok. 45% i oszacowanie czystości wyselekcjonowanej próbki na ok. 80%.

Duża liczba cząstek produkowanych w przedniej części detektora powoduje częste nakładanie się kaskady zainicjowanej przez π^0 na kaskadę pochodzącą od innego hadronu, co w efekcie zakłóca elektromagnetyczną sygnaturę skupiska pochodzącego od rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ i prowadzi do spadku wydajności na identyfikację mezonu π^0 . Głównym źródłem zanieczyszczenia próbki są kaskady hadronowe o charakterystykach zbliżonych do kaskad elektromagnetycznych oraz oddziaływania wtórne naładowanych hadronów w materiale nieaktywnym przedniej części detektora H1.

Tło od wysokoenergetycznych fotonów nie pochodzących z rozpadu π^0 , będące wynikiem produkcji szybkich fotonów (*prompt photon production*) jest zanedbywalne, ponieważ częstość zachodzenia tego procesu jest niska [186]. Tło pochodzące od elektronów i mezonów η rozpadających na dwa fotony, oszacowane na podstawie analizy Monte Carlo przy użyciu modeli LEPTO i ARIADNE, jest poniżej 4%. Również niepewności związane z częstością produkcji mezonów π^0 i η w modelach Monte Carlo mają znikomy wpływ na zmierzone przekroje czynne. Dane doświadczalne zostały poprawione na tło nie pochodzące od mezonów π^0 przy pomocy poprawek uzyskanych przy użyciu modeli LEPTO i ARIADNE. Tło pochodzące od procesów fotoprodukcji oszacowane przy użyciu modelu PHOJET jest zanedbywalne.

Poprawki doświadczalne i błędy systematyczne

Analiza obejmuje pomiar inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję mezonów π^0 do przodu w procesach DIS oraz studia przepływu energii poprzecznej stowarzyszonej z produkowanym mezonem π^0 . Energia poprzeczna jest obliczana z depozytów energii cząstek w kalorymetrze LAr i SPACAL z uwzględnieniem informacji z centralnego detektora śladowego, zgodnie ze standardową procedurą H1 przedstawioną w pracy [187].

Wszystkie obserwabla są odwikłane do poziomu hadronowego poprzez zastosowanie poprawek detektorowych oraz poprawek radiacyjnych QED, przy użyciu metody odwikłania "przedział przez przedział" (*bin-by-bin unfolding procedure*). Poprawki detektorowe uwzględniają efekty związane z akceptancją detektora, migracją zmiennych kinematycznych w procesie rekonstrukcji przypadków oraz wydajność i czystość identyfikacji mezonu π^0 . Poprawki są

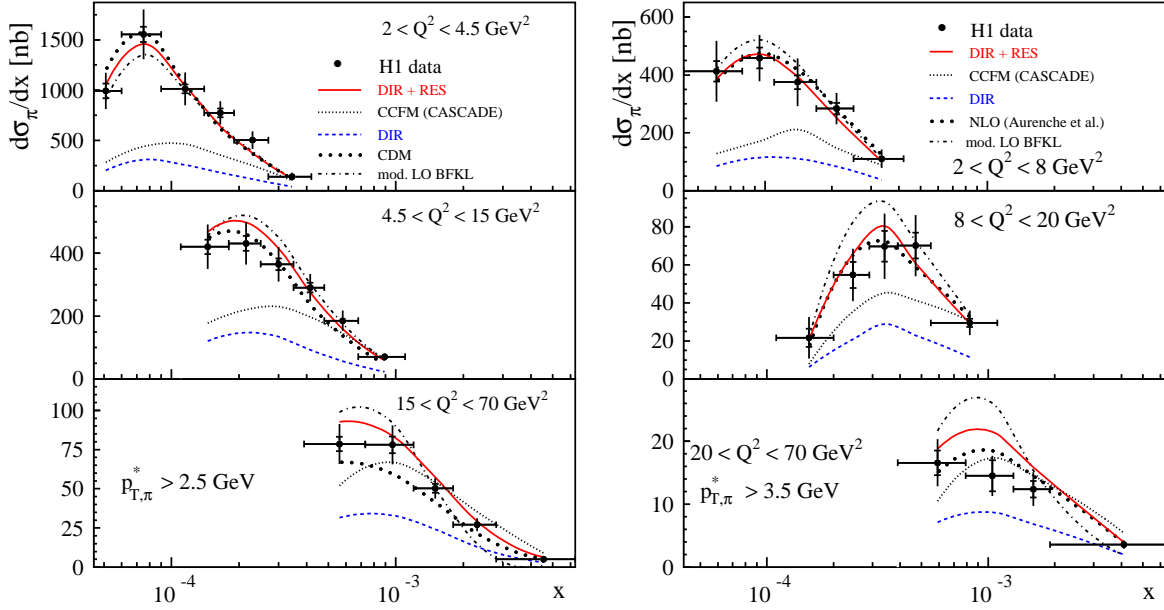
obliczane przy użyciu próbek danych generowanych przez modele LEPTO 6.51 i ARIADNE 4.10, z zastosowaniem pełnej symulacji detektora H1. Na poziomie detektorowym symulowane przypadki przechodzą przez taki sam łańcuch analiz jak dane zarejestrowane w eksperymencie. Końcowe poprawki są wynikiem uśrednienia poprawek otrzymanych dla LEPTO i ARIADNE i ich typowe wartości wynoszą w przybliżeniu 1.5.

Błędy systematyczne zmierzonych przekrojów czynnych i rozkładów energii są bardziej znaczące niż błędy statystyczne. Przykładowo dla rozkładów w zmiennej x -Bjorkena błąd systematyczny wynosi 15% (15-25 %) w porównaniu z błędem statystycznym na poziomie 5% (10%) dla próbki danych z $p_{T,\pi}^* > 2.5$ GeV ($p_{T,\pi}^* > 3.5$ GeV). Dla rozkładów w zmiennej x_π w pojedynczych przedziałach błąd systematyczny przekracza 30 %. Obliczając błąd systematyczny uwzględniono następujące źródła niepewności eksperymentalnych: zależność modelową poprawek detektorowych i radiacyjnych, zmianę warunków selekcji i identyfikacji mezonów π° , niepewności elektromagnetycznej skali energetycznej dla przedniej części kalorymetru LAr (3%) i kalorymetru SPACAL (1%), niepewności hadronowej skali energetycznej kalorymetrów LAr (4%) i SPACAL (7%), niepewność pomiaru kąta biegunowego rozproszonego elektronu (0.5 mrad) oraz niepewność wyznaczenia wydajności układu wyzwalania. Uwzględniono również niepewność pomiaru świetlności prowadzącą do 1.5 % błędu w pomiarze przekroju czynnego. Największy wkład do błędu systematycznego mają błędy wynikające z zależności modelowej poprawek detektorowych (5-10%) oraz zmian warunków selekcji i identyfikacji mezonów π° (5-10%). W komplementarnym pomiarze dżetów do przodu błąd systematyczny pochodzący od niepewności hadronowej skali energetycznej jest największy i wynosi ok. 12%.

Przekroje czynne na produkcję mezonów π°

Inkluzywne przekroje czynne na produkcję mezonów π° pod małymi kątami są wyznaczone w obszarze kinematycznym $2 < Q^2 < 70$ GeV², $0.1 < y < 0.6$, $5^\circ < \Theta_\pi < 25^\circ$, $x_\pi > 0.01$ i $p_{T,\pi}^* > 2.5$ GeV lub $p_{T,\pi}^* > 3.5$ GeV. Zmienna x -Bjorkena pokrywa zakres $4 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}$.

Na rysunku 3.25 przedstawiono inkluzywne przekroje czynne na produkcję mezonów π° do przodu w funkcji x -Bjorkena, dla różnych obszarów Q^2 i dla selekcji $p_{T,\pi}^* > 2.5$ GeV oraz $p_{T,\pi}^* > 3.5$ GeV. Dane doświadczalne są porównane z przewidywaniami kilku modeli, różniących się dynamiką początkowej kaskady partonowej. Podobnie jak dla procesów z dżetami do przodu, przewidywania modelu RAPGAP z kaskadą partonową typu DGLAP uwzględniającego tylko procesy z bezpośrednim fotonem (oznaczone DIR), znajdują się o wiele poniżej zmierzonych przekrojów czynnych. Największe odchylenia obserwujemy dla najmniejszych wartości x . Uwzględnienie dodatkowych procesów z rozwiniętym fotonem (DIR + RES), prowadzi do poprawnego opisu danych. W obliczeniach użyto stosunkowo dużych wartości dla skali renormalizacji i faktoryzacji, $\mu_r^2 = \mu_f^2 = \mu^2 = Q^2 + 4p_t^2$, gdzie p_t jest pędem poprzecznym partonów produkowanych w twardym procesie. Taki wybór skali oznacza, że udział procesów z rozwiniętym fotonem jest znaczący. Przewidywania modelu RAPGAP(DIR + RES) poprawiają również opis inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu, z tym że dla małych x jego przewidywania są nadal poniżej punktów doświadczalnych, jak przedstawiono na rysunku ???. Pomiar dżetów do przodu preferuje jednak inny wybór skali, $\mu^2 = Q^2 + p_t^2$. Niepewność przewidywań modelu RAPGAP wynikająca z wyboru skali jest duża, dla wartości skali $\mu^2 = Q^2 + p_t^2$ otrzymano redukcję o ok. 30% przewidywań dla rozkładów π° przedstawionych na rysunku 3.25. Niepewności wynikające z zastosowania różnych funkcji rozkładu partonów są o wiele mniejsze. Różnice przewidywań dla funkcji struktury



Rysunek 3.25: Inkluzywny przekrój czynny na produkcję mezonów π^0 do przodu w funkcji x -Bjorkena w różnych przedziałach Q^2 , dla $p_{T,\pi}^* > 2.5$ GeV (lewy rysunek) i $p_{T,\pi}^* > 3.5$ GeV (prawy rysunek). Dane są porównane z przewidywaniami kilku modeli Monte Carlo opartych na QCD i z analitycznymi obliczeniami w ramach przybliżenia DGLAP i BFKL.

fotonu SAS-1D i SAS-2D [188] są rzędu 4%. Zamiana funkcji struktury protonu CTEQ6M na CTEQ5M prowadzi do niepewności między 1% i 7%.

Rachunki przy użyciu modelu CASCADE¹⁴ opartego na równaniu ewolucji CCFM znajdują się o wiele poniżej punktów doświadczalnych dla małych wartości x i Q^2 . Przewidywania te zbliżają się do danych dla dużych wartości Q^2 . Dla przypadków DIS z dżetami do przodu ten sam model nie opisuje poprawnie kształtu rozkładów w zmiennych x -Bjorkena i η_{jet} (rysunek ??). Różnice w opisie procesów z produkcją mezonów π^0 do przodu pomiędzy modelami RAPGAP i CASCADE mogą wynikać z odmiennej struktury partonowej dżetów produkowanych w obu modelach. W modelu CASCADE produkowane są głównie dżety do przodu będące wynikiem fragmentacji gluonów, natomiast w modelu RAPGAP udział dżetów zainicjowanych przez kwarki jest znaczący. Spektrum cząstek z fragmentacji dżetów kwarkowych jest twardsze niż w przypadku fragmentacji dżetów gluonowych. Dlatego też w modelu RAPGAP produkcja mezonów π^0 do przodu spełniających warunki selekcji na pęd poprzeczny jest bardziej obfita.

Obliczenia przy użyciu modelu CDM są zgodne z rozkładami dla $p_{T,\pi}^* > 2.5$ GeV. Przewidywania tego modelu są jednak powyżej danych (nie pokazano) dla najmniejszych wartości x i Q^2 , dla rozkładów z $p_{T,\pi}^* > 3.5$ GeV.

Analityczne rachunki w oparciu o zmodyfikowane równanie BFKL, oznaczone mod. LO BFKL, opisują poprawnie dane dla mniejszych wartości Q^2 , zarówno dla rozkładów z $p_{T,\pi}^* > 2.5$

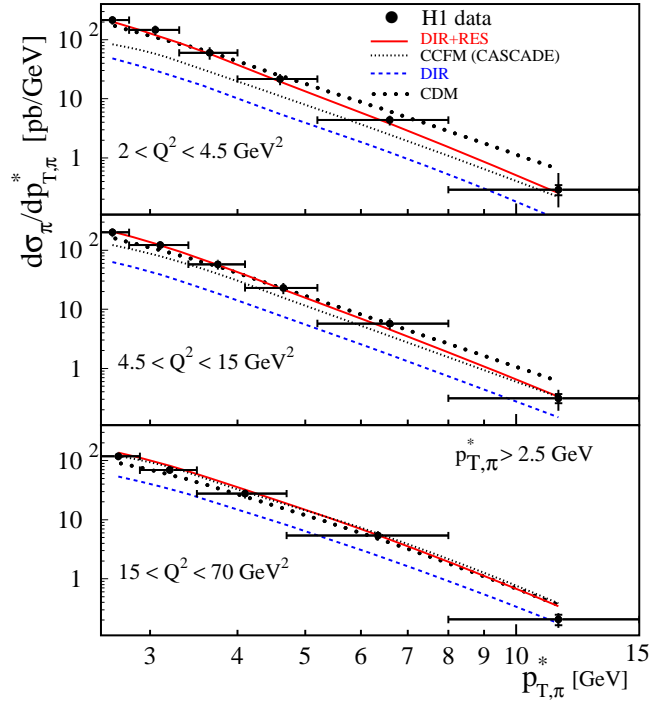
¹⁴W obliczeniach użyto nieprzecełkowanych funkcji rozkładu gluonów odpowiadających parametryzacji set1.

GeV, jak i $p_{t,\pi}^* > 3.5$ GeV. Dla większych wartości Q^2 , szczególnie w obszarze mniejszych x , przewidywania BFKL są powyżej wyników doświadczalnych. W tych rachunkach absolutna normalizacja przekroju czynnego jest bardzo czuła na wybór skali dla stałej sprzężenia silnego α_s , a także wartość parametru obcięcia w obszarze podczerwonym. Przewidywania pokazane na rysunku 3.25 otrzymano dla skali α_s równej kwadratowi pędu poprzecznego emitowanych partonów, p_t^2 , oraz dla parametru obcięcia równego 0.5 GeV^2 . Wybór innych wartości dla tych parametrów prowadzi do przewidywań znacznie przewyższających zmierzone przekroje czynne, przy zachowaniu kształtu rozkładów [129]. W obliczeniach użyto bardziej aktualnych funkcji fragmentacji π° [189] w porównaniu z wynikami przedstawionymi we wcześniejszej pracy [182], co doprowadziło do lepszej zgodności z pomiarami.

Dla rozkładów z $p_{t,\pi}^* > 3.5$ GeV pokazano również obliczenia NLO(α_s^2), uwzględniające w najniższym rzędzie wkłady od procesów BFKL i procesów z rozwiniętym fotonem [124]. Te przewidywania opisują dobrze zmierzone przekroje czynne przy wyborze skali renormalizacji, faktoryzacji i fragmentacji równym $\mu^2 = (Q^2 + p_{t,\pi}^{*2})/2$, gdzie $p_{t,\pi}^*$ jest pędem poprzecznym mezonu π° do przodu w układzie hCMS. Ten sam zespół teoretyczny obliczył również inkluzywne przekroje czynne na produkcję π° do przodu, uwzględniając partonową strukturę wirtualnego fotonu oraz poprawki NLO zarówno dla procesów z bezpośrednim jak i rozwiniętym fotonem, przy wyborze skali $\mu^2 = Q^2 + p_{t,\pi}^{*2}$ [126]. Otrzymano zgodność z danymi i mniejsze niepewności teoretyczne związane ze zmianą skali niż w przypadku, kiedy procesy z rozwiniętym fotonem uwzględniono tylko w rzędzie wiodącym. Wynika to stąd, że poprawki NLO dla procesów z rozwiniętym fotonem odpowiadają częściowo przybliżeniu następnemu do niewiodącego NNLO QCD.

Wyniki eksperymentu H1 są również w zgodności z obliczeniami w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^2) innych autorów, analizami Daleo *et al.* [127] i Kniehl *et al.* [128]. Przewidywania te opisują poprawnie zmierzone przekroje czynne w przeciwieństwie do obliczeń w rzędzie wiodącym, LO(α_s), które są o wiele poniżej danych. Dla małych wartości x i Q^2 , poprawki rzędu $O(\alpha_s^2)$ są duże i w obszarze do przodu prowadzą do dużych czynników NLO/LO, co jest związane z otwieraniem się nowych kanałów, jak np. $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}g$. Należy podkreślić, że w wymienionych trzech analizach NLO(α_s^2) uzyskano zadawalający opis zmierzonych inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję π° w funkcji x , Q^2 , $p_{T,\pi}^*$ i x_π . Poprawny opis danych w obszarze małych wartości x -Bjorkena, przez przewidywania pQCD w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń $O(\alpha_s^2)$ w ramach formalizmu DGLAP, jest bardzo ciekawym wynikiem. Sugeruje on, że charakterystyczna dla równania ewolucji BFKL resumacja wkładów logarytmicznych $\alpha_s \ln(1/x)$ nie jest konieczna i dynamika QCD związana ze standardową ewolucją DGLAP jest wystarczająca do opisu produkcji cząstek do przodu na akceleratorze HERA. Z ostateczną konkluzją należy jednak poczekać, ponieważ duże czynniki NLO/LO oraz duże niepewności teoretyczne związane ze zmianą skali renormalizacji i faktoryzacji wskazują, że wiarygodna interpretacja danych do przodu wymaga jednak uwzględnienia efektów NNLO.

Na rysunku 3.26 przedstawiono przekrój czynny $d\sigma_\pi/dp_{T,\pi}^*$ w funkcji $p_{T,\pi}^*$ dla różnych przedziałów Q^2 . Przekrój czynny spada szybko dla rosnących wartości pędu poprzecznego mezonu π° i kształt rozkładów jest w przybliżeniu dobrze opisany przez modele Monte Carlo. Przewidywania modelu RAPGAP uwzględniającego procesy z bezpośrednim i rozwiniętym fotonem są w zgodności z danymi. Obliczenia biorące pod uwagę tylko procesy z bezpośrednim fotonem są wszędzie poniżej danych, chociaż zbliżają się do pomiarów dla rosnących wartości Q^2 . Model oparty na równaniu CCFM źle opisuje dane dla małych wartości Q^2 ,



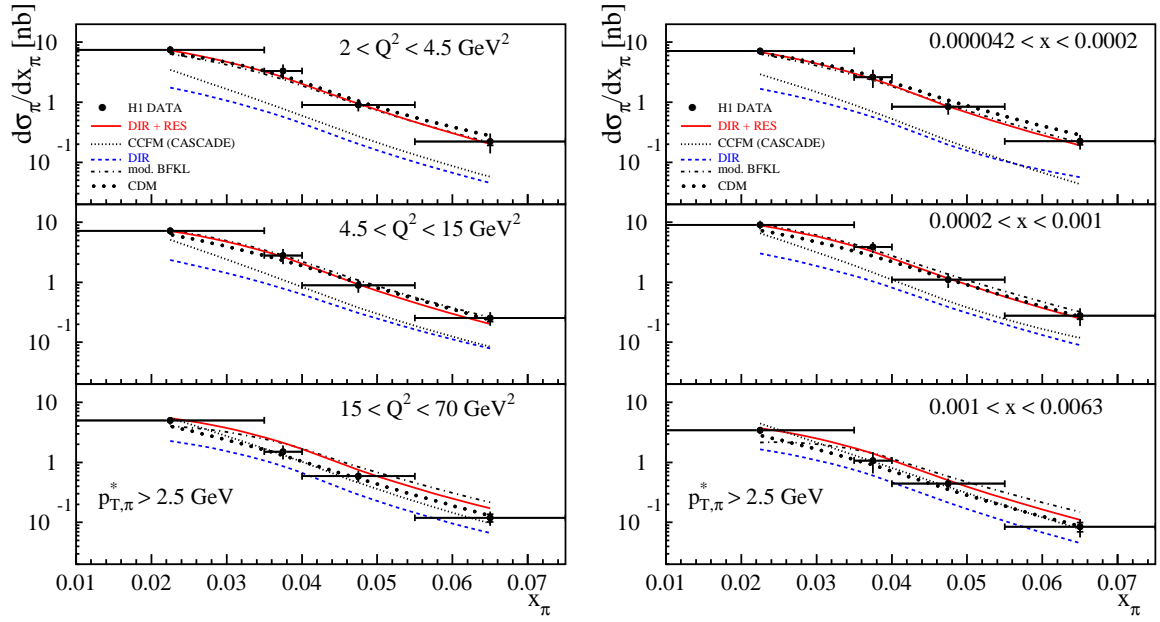
Rysunek 3.26: Inkluzywny przekrój czynny na produkcję mezonów π^0 do przodu w funkcji $p_{T,\pi}^*$ w trzech przedziałach Q^2 .

lepszą zgodność obserwujemy dla dużych Q^2 . Model CDM przewiduje zbyt twarde rozkład pędu poprzecznego dla produkowanych mezonów π^0 .

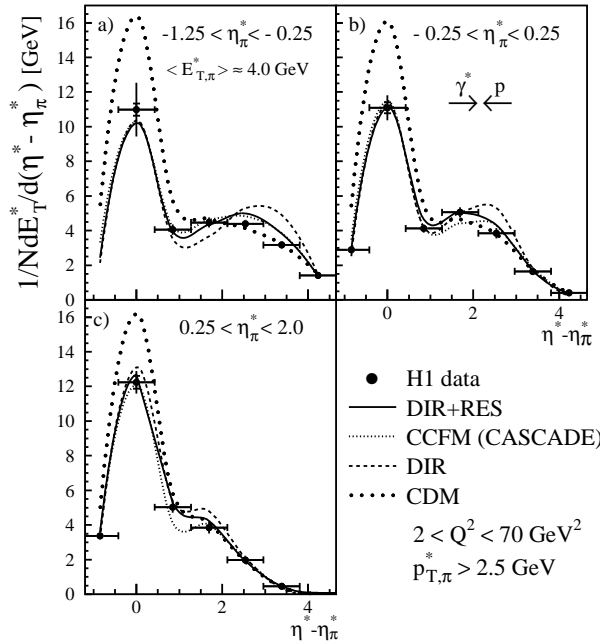
Na rysunku 3.27 przedstawiono przekrój czynny $d\sigma_{\pi}/dx_{\pi}$ w funkcji x_{π} dla trzech przedziałów Q^2 oraz niezależnie dla trzech przedziałów x -Bjorkena. Przekrój czynny spada dla rosnących wartości x_{π} i jego kształt nie zależy silnie od przedziału x lub Q^2 . Podobnie jak dla poprzednich rozkładów przewidywania modelu uwzględniającego tylko procesy z bezpośrednim fotonem są poniżej danych i zbliżają się do nich ze wzrostem Q^2 . Obliczenia modeli CDM i RAPGAP(DIR + RES), a także rachunki BFKL opisują zadawalająco dane. Model oparty na równaniu CCFM jest zgodny z danymi tylko dla największych wartości Q^2 i x .

Przepływ energii poprzecznej

Przepływ energii poprzecznej w funkcji pseudorapidity jest dodatkową charakterystyką końcowego stanu hadronowego, czułą na emisję cząstek o dużych i małych pędach poprzecznych. Interpretacja dotychczasowych pomiarów energii poprzecznej zależy od tego jak modeluje się zarówno perturbacyjną ewolucję QCD jak i miękkie procesy nieperturbacyjne odpowiedzialne za hadronizację [155, 156]. Przepływ energii poprzecznej stowarzyszonej z produkowanym mezonem π^0 stanowi obserwabę pozwalającą na badanie kompensacji pędu poprzecznego cząstki do przodu w wyniku rozwoju kaskady QCD. Ta obserwabla może być czuła na stopień uporządkowania pędu poprzecznego w kaskadzie partonowej, odmienny dla różnych mecha-



Rysunek 3.27: Inkluzywny przekrój czynny na produkcję mezonów π° do przodu w funkcji x_π w trzech przedziałach Q^2 (lewy rysunek) oraz w trzech przedziałach x (prawy rysunek).



Rysunek 3.28: Przepływ energii poprzecznej dla przypadków z mezonem π° do przodu w funkcji odległości w pseudorapidity od mezonu π° . Rozkłady wyznaczono dla trzech przedziałów pseudorapidity π° , od bliskich kierunkowi protonu (rysunek a) do bardziej odległych (rysunek c).

nizmów ewolucji QCD. Można oczekiwać, że pomimo wpływu procesów nieperturbacyjnych zmierzone rozkłady pozwolą na badanie dynamiki QCD.

Przeływ energii poprzecznej dla przypadków z mezonem π^0 do przodu definiujemy jako średnią energię poprzeczną produkowaną na przypadek i na jednostkę odległości w pseudorapidity od mezonu π^0 , zmierzoną w układzie hCMS, $\frac{1}{N}dE_T^*/d(\eta^* - \eta_\pi^*)$. N jest całkowitą liczbą przypadków, E_T^* określa sumę energii poprzecznych wszystkich cząstek, $E_T^* = \sum_i E_{Ti}^*$, gdzie energia poprzeczna cząstki i wyraża się poprzez jej energię E_i^* i kąt biegunowy θ_i^* wzorem $E_{Ti}^* = E_i^* \sin \theta_i^*$. Rozkład energii poprzecznej, zawierający również energię poprzeczną mezonu π^0 , jest przedstawiony na rysunku 3.28 w funkcji odległości w pseudorapidity od mezonu π^0 , $\Delta\eta^* = \eta^* - \eta_\pi^*$. Jeżeli przypadek zawiera więcej niż jedno π^0 do przodu, wybiera się mezon o większym pędzie poprzecznym. Rozkłady są pokazane dla trzech przedziałów pseudorapidity π^0 , od bliskich kierunkowi protonu (rysunek 3.28a) do bardziej odległych (rysunek 3.28c). Duża energia poprzeczna w pobliżu mezonu π^0 , pochodząca od dżetu zawierającego tę cząstkę, jest kompensowana w przyległym obszarze centralnym.

Model CDM przewiduje zbyt dużą produkcję energii poprzecznej w pobliżu mezonu π^0 , która wynika ze zbyt twardego rozkładu pędu poprzecznego π^0 przedstawionego na rysunku 3.26. Pozostałe modele opisują poprawnie obszar bliski mezonowi π^0 i różnią się w przewidywaniach dla obszaru centralnego. Różnice między modelami odzwierciedlają strukturę kinematyczną kaskady partonowej.

Model zawierający tylko procesy z bezpośrednim fotonem przewiduje bardziej długi zasięg kompensację pędu poprzecznego π^0 , widoczną szczególnie na rozkładach 3.28a i 3.28b, wynikającą z uporządkowania pędów poprzecznych w kaskadzie QCD. Dla modeli bez uporządkowania w pędzie poprzecznym, kompensacja pędu poprzecznego π^0 zachodzi w pobliżu cząstki do przodu. Obliczenia uwzględniające zarówno procesy z bezpośrednim jak i rozwiniętym fotonem opisują dobrze dane w całym obszarze przestrzeni fazowej. W modelu CCFM kompensacja pędu poprzecznego π^0 zachodzi w dużym stopniu w obszarze pomiędzy mezonem π^0 i resztką protonu (nie pokazano), niedostępnym pomiarowi. Niewątpliwie poszerzenie zakresu akceptancji w pseudorapidity dla pomiarów dżetów/cząstek produkowanych pod małymi kątami pozwoliłoby na lepszy wgląd w mechanizm ewolucji QCD.

3.5 Perspektywy badań na HERA II

Oczekuje się, że całkowita świetlność dostarczona przez HERA II do końca zbierania danych w 2007 roku wyniesie ok. 500 pb^{-1} . Ponad czterokrotnie większa świetlność niż dla okresu HERA I umożliwi pomiary oparte na danych o dużej statystyce i dodatkowych obserwacjach, które pogłębią nasze zrozumienie mechanizmu rozpraszania głęboko nieelastycznego przy małych wartościach x -Bjorkena.

Modyfikacja zderzacza związana ze wzrostem świetlności ograniczyła akceptancję przypadków DIS dla małych Q^2 . Zmienione warunki akceptancji i trygerowania pozwalają na badanie obszaru kinematycznego dla $Q^2 > 20\text{-}30 \text{ GeV}^2$. Dla większych wartości Q^2 selekcja dżetów pod małymi kątami z większym pędem poprzecznym $p_{t,jet}$ i większą energią ułamkową x_{jet} niż w poprzednich analizach, przy zachowaniu dużej wartości x_{jet}/x , pozwoliłaby na wzrost precyzji pomiarów. Rekonstrukcja dżetów o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym jest bardziej wiarygodna. Można oczekiwać, że pomiary będą miały mniejsze błędy systematyczne wynikające z poprawek na akceptancję i z niepewności hadronowej skali energetycznej kalo-

rymetru. Dla większych wartości Q^2 wkład od procesów z rozwiniętym fotonem powinien być mniej znaczący, co ułatwiłoby interpretację wyników. Precyzyjne pomiary przekroju czynnego w funkcji dodatkowych zmiennych $p_{t,jet}^2/Q^2$, x_{jet}/x , $\cos \gamma_h$ pozwoliłyby na lepszy wgląd w dynamikę kaskady QCD.

Pomiary dżetów/cząstek do przodu wskazują, że w fenomenologicznym opisie danych udział procesów z rozwiniętym fotonem jest istotny. Dlatego też oprócz procesu twardego rozpraszania, zainicjowanego przez partony z fotonu i protonu, mogłoby zachodzić dodatkowe oddziaływanie między resztkami fotonu i protonu. Przypadki o takiej topologii odpowiadałyby rozproszeniom wielokrotnym. Ocena wkładu od zderzeń wielokrotnych do przekroju czynnego na produkcję dżetów/cząstek do przodu byłaby istotna dla dalszych badań w tej dziedzinie. Analiza metodą Monte Carlo pokazała, że przyczynek rozproseń wielokrotnych do produkcji dżetów do przodu jest znaczący i może być mierzalny [190].

Badania struktury partonowej dżetów do przodu w oparciu o analizę kształtu dżetów [191] mogą dostarczyć dodatkowych informacji o dynamice QCD przy małych wartościach x -Bjorkena. Z obliczeń NLO(α_s^2) dla produkcji mezonów π^0 do przodu wynika, że wkład do przekroju czynnego od dżetów kwarkowych jest na poziomie 30% [192]. Wynik ten sugerowałby, że w produkcji dżetów do przodu przyczynek od dżetów zainicjowanych przez kwarki też może być znaczący. Eksperymentalne oszacowanie wielkości tego wkładu byłoby ważne dla dalszego rozwoju modeli QCD.

Innym testem dynamiki BFKL mógłby być pomiar przekroju czynnego na produkcję dżetów do przodu w funkcji odległości w kącie azymutalnym $\Delta\phi$ między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu, gdzie $\Delta\phi$ jest zdefiniowane w układzie laboratoryjnym [193]. Rachunki BFKL przewidują, że dla dużej odległości w rapidity pomiędzy dżetem do przodu i dżetem prądowym przekrój czynny jest niezależny od $\Delta\phi$. Efekt ten jest wynikiem emisji gluonów między obu dżetami. Obliczenia w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń $O(\alpha_s^2)$, uwzględniające procesy prowadzące do produkcji trzech partonów w stanie końcowym ($e+g \rightarrow e+q\bar{q}+g$, $e+q \rightarrow e+q\bar{q}+q$), wskazują na korelację azymutalną między rozproszonym elektronem i dżetem do przodu. W tych przewidywaniach przekrój czynny posiada maksimum dla $\Delta\phi = \pi/2$, jednakże wraz ze wzrostem parametru ewolucji $\eta = \log(x_{jet}/x)$ ta korelacja słabnie. Dotychczasowe pomiary korelacji azymutalnych przy użyciu danych o ograniczonej statystyce nie są konkluzywne [171] i wskazane byłoby ponowienie tych badań i znalezienie dodatkowych obserwacji, pozwalających na lepsze rozróżnienie między różnymi mechanizmami ewolucji QCD.

W pracy [186] zbadano proces głęboko nieelastycznego rozpraszania z izolowanym wysokoenergetycznym fotonem produkowanym pod małym kątem, który w analogii do produkcji dżetu do przodu stanowi dobrą sygnaturę dynamiki BFKL. Proces ten posiada zarówno zalety jak i wady w porównaniu z pomiarem dżetu do przodu. Eksperymentalnie identyfikacja fotonu powinna być łatwiejsza niż rekonstrukcja dżetu, która jest zależna od algorytmu do szukania dżetów. Czysty pomiar fotonu jest możliwy dla mniejszych kątów i mniejszych wartości pędu poprzecznego niż dla dżetów. Teoretyczne obliczenia przekroju czynnego są niezależne od modelu hadronizacji. Jednakże przekrój czynny na produkcję fotonu do przodu jest o czynnik rzędu $\alpha_{em}/2\pi$ mniejszy niż przekrój czynny na produkcję dżetu do przodu. Statystykę doświadczalnej próbki danych ogranicza także warunek izolacji fotonu, konieczny w celu zmniejszenia tła pochodzącego od rozpadów mezonów π^0 , pochodzących z fragmentacji resztek protonu lub z fragmentacji dżetu kwarkowego. W pomiarze eksperymentalnym żąda się, aby energia w stożku izolacyjnym określonym względem kierunku fotonu stanowiła

jedynie kilka procent energii fotonu.

Uwzględniając dynamikę BFKL autorzy wyznaczyli przekrój czynny na produkcję fotonów do przodu, który charakteryzuje się silnym wzrostem dla malejących wartości x -Bjorkena. W obliczeniach zastosowano warunek izolacji fotonu oraz wzięto pod uwagę akceptancję detektorów na HERA. Dla fotonów o energii powyżej 5 GeV i kącie biegunowym powyżej 5° , obliczony przekrój czynny w obszarze $20 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$ jest 3.5 krotnie większy niż wartość przewidywana w formalizmie DGLAP. W tym obszarze dla całkowitej świetlności przewidzianej dla HERA I + II w zakresie $500\text{-}700 \text{ pb}^{-1}$, oszacowania BFKL przewidują około 150 przypadków, a więc stosunkowo mało. Sam pomiar jest eksperymentalnie trudny, głównie ze względu na duże tło od mezonów π° , niemniej proces może okazać się mierzalny.

3.6 Podsumowanie badań na akceleratorze HERA

Nowy obszar kinematyczny małych wartości x -Bjorkena dostępny na HERA umożliwił testowanie dynamiki QCD dla długich kaskad partonowych. Procesem szczególnie czułym na mechanizm ewolucji partonowej jest produkcja w oddziaływaniach DIS dżetów i cząstek pod małymi kątami, stanowiąca ważną tematykę naukową eksperymentów H1 i ZEUS w ciągu ostatnich 10 lat.

Studia na HERA pokazują, że przewidywania oparte na formalizmie DGLAP w rzędzie wiodącym są o wiele poniżej zmierzonych przekrojów czynnych na produkcję dżetów i cząstek do przodu. Uwzględnienie w obliczeniach procesów z rozwiniętym fotonem znacząco polepsza zgodność z danymi. Pomiar eksperymentalny w dużym stopniu stymulował rachunki pQCD uwzględniające poprawki wyższych rzędów. W niektórych obszarach przestrzeni fazowej przewidywania w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^2) opisują poprawnie dane, jednakże poprawki wyższych rzędów wydają się być konieczne do otrzymania lepszej zgodności i redukcji niepewności teoretycznych. W szczególności należy podkreślić dobrą zgodność obliczeń NLO DGLAP z pomiarami mezonów π° do przodu. Zmodyfikowane rachunki BFKL w rzędzie wiodącym, uwzględniające część poprawek wyższych rzędów, mają problemy z interpretacją danych dla wyższych wartości Q^2 .

Model CDM generujący nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę partonową, podobnie jak w schemacie ewolucji BFKL, jest zgodny z danymi w dużym obszarze przestrzeni fazowej. Model CASCADE oparty na równaniu ewolucji CCFM nie opisuje poprawnie kształtu rozkładów i wymaga dalszej modyfikacji.

Podsumowując, pomimo dużego postępu zarówno w pomiarach eksperymentalnych jak i obliczeniach teoretycznych, żaden z obecnych modeli nie odtwarza w pełni wszystkich charakterystyk dżetów i cząstek do przodu.

Należy jednak nadmienić, że badania na HERA mają też i pewne ograniczenia. Po pierwsze, energia dostępna w układzie środka masy γ^*p jest jeszcze daleka od obszaru asymptotycznego, co ogranicza liczbę gluonów emitowanych w kaskadzie. B. Andersson *et al.* [194] oszacowali, że liczba emitowanych gluonów z pędem poprzecznym $p_t > 1.5 \text{ GeV}$ skaluje się jak $\ln(x_{jet}/x)/2$. Dla dostępnej przestrzeni fazowej warunek ten ogranicza do 3-4 liczbę twardej gluonów w kaskadzie. Prawdopodobnie jest to zbyt krótka kaskada, by stosowały się do niej asymptotyczne wzory dla dynamiki BFKL. Uwzględnienie w obliczeniach BFKL zasady zachowania energii i pędu prowadzi do ograniczeń kinematycznych związanych z emisją gluonów, redukując efekty BFKL i czułość na rozróżnienie między różnymi mechanizmami

ewolucji. Drugim ograniczeniem wpływającym na długość badanej kaskady partonowej jest akceptancja detektorów w kierunku do przodu, pozwalająca na pomiary jedynie do zakresu pseudorapidity 3.5. Decyzja zakończenia działania akceleratora HERA w roku 2007 przekreśliła plany poszerzenia akceptancji do przodu do 6 jednostek w pseudorapidity [195, 196], co umożliwiłoby lepszy wgląd w dynamikę QCD dla małych x .

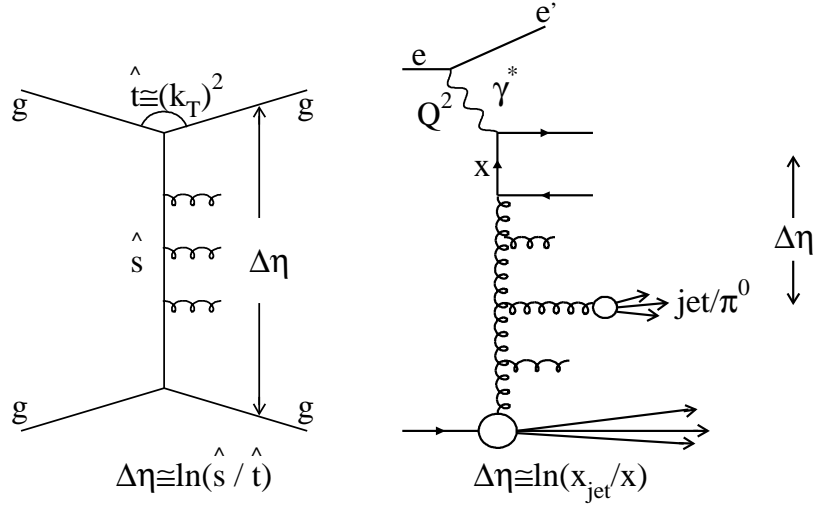
Rozdział 4

Badanie dynamiki BFKL w oddziaływaniach hadron-hadron i e^+e^-

Omówiony w poprzednim rozdziale inkluzywny proces rozpraszania głęboko nieelastycznego w obszarze małych wartości x -Bjorkena czy też produkcja dżetów/cząstek do przodu należą do szerszej klasy procesów, pozwalających na testowanie dynamiki BFKL. W ogólności w wysokoenergetycznym oddziaływaniu dwóch obiektów $h_1 + h_2 \rightarrow h_3 + h_4 + X$, często występuje więcej niż jedna skala energetyczna charakteryzująca reakcję. Teoretyczne przekroje czynne dla procesów z dwoma dużymi i odmiennymi skalami zawierają zazwyczaj duże logarytmy, pojawiające się we wszystkich rzędach perturbacyjnego rozwinięcia w α_s . Oprócz wymienionych uprzednio procesów, do tej klasy należą:

- oddziaływanie $\gamma^*\gamma^*$ dla podwójnie znakowanych przypadków, $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \text{hadrony}$,
- produkcja dwóch dżetów z dużym odstępem w rapidity w oddziaływaniach $p\bar{p}$.

Przekrój czynny na produkcję dżetów do przodu zawiera duże logarytmy $\log(x_{jet}/x)$, będące miarą odległości w rapidity między dżetem do przodu i dżetem prądowym. Dla podwójnych dżetów w oddziaływaniach $p\bar{p}$ duże logarytmy są również związane z odstępem w rapidity między dżetami, $\Delta\eta \simeq \log(\hat{s}/|\hat{t}|)$, gdzie \hat{s} oznacza kwadrat energii w partonowym układzie środka masy i $|\hat{t}|$ jest rzędu kwadratu energii poprzecznej dżetów (rysunek 4.1). Aby otrzymać wiarygodne przewidywania dla przekroju czynnego należy dokonać resumacji wkładów z dużymi logarytmami we wszystkich rzędach perturbacyjnego rozwinięcia przy pomocy równania BFKL. W granicy wysokoenergetycznej, $\hat{s} \gg |\hat{t}|$, w przybliżeniu BFKL zakłada się, że proces rozpraszania zachodzi głównie poprzez wymianę gluonów w kanale t , co prowadzi do powstania długiej kaskady partonowej. W tym rozdziale zostaną przedstawione pomiary obserwabli pozwalające na badanie takich kaskad w oddziaływaniach $hadron - hadron$ i e^+e^- .



Rysunek 4.1: Diagramy przedstawiające produkcję dwóch dżetów z dużym odstępem w rapidity w oddziaływaniach hadron-hadron (lewy rysunek) i produkcję dżetu/π⁰ do przodu w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep (prawy rysunek).

4.1 Produkcja dżetów z dużym odstępem w rapidity w oddziaływaniach $p\bar{p}$

Analiza dżetów do przodu w oddziaływaniach ep była inspirowana ideą Muellera i Naveleta badania dwóch dżetów z dużym odstępem w rapidity pomiędzy nimi, produkowanych w wysokoenergetycznych zderzeniach hadron-hadron [197]. Dla takiej topologii można oczekiwać długiej kaskady partonowej pomiędzy dwoma dżetami, jak przedstawiono na rysunku 4.1. Pomiary inkluzywnych przekrojów czynnych dla tego procesu oraz korelacji azymutalnych w funkcji odstępów w rapidity między dżetami były sugerowane jako obiecujące testy dynamiki BFKL [197, 198].

Duża energia w układzie środka masy ($\sqrt{S} = 1800$ GeV) oraz pomiar separacji w rapidity między dwoma dżetami rozciągający się do $\Delta\eta \approx 6$, umożliwiają badanie mechanizmu ewolucji QCD na zderzaczach protonów i antyprotonów Tevatron w Fermilabie. Eksperyment D0 zmierzył inkluzywny przekrój czynny na produkcję dwóch dżetów w funkcji x_1 , x_2 , i Q^2 [199]. Zmienne kinematyczne zostały wyznaczone z parametrów dżetów zrekonstruowanych najbardziej do przodu (najbliżej kierunku protonu) i najbardziej do tyłu (najbliżej kierunku antyprotonu). Ułamki pędu protonu i antyprotonu, x_1 i x_2 , uniesione przez dwa oddziałujące partony są dane wzorami

$$x_{1,2} = \frac{2E_{t_{1,2}}}{\sqrt{S}} \exp(\pm\bar{\eta}) \cosh\left(\frac{\Delta\eta}{2}\right), \quad (4.1)$$

gdzie E_{t_1} (E_{t_2}) i η_1 (η_2) oznaczają energię poprzeczną i pseudorapidity dżetu produkowa-

nego najbardziej do przodu (do tyłu), $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 \geq 0$ i $\bar{\eta} = \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}$.

Q^2 definiuje przekaz pędu do procesu twardego i wyraża się wzorem :

$$|\hat{t}| = Q^2 = E_{t_1} E_{t_2}. \quad (4.2)$$

Wzór (4.1) jest prawdziwy dla procesu dwuciałowego, kiedy w stanie końcowym znajdują się tylko dwa dżety.

Przekrój czynny σ na produkcję dwóch dżetów faktoryzuje się na partonowy przekrój czynny $\hat{\sigma}$ i funkcje rozkładu partonów $P(x_{1,2}, Q^2)$ w protonie i antyprotonie

$$\sigma = x_1 P(x_1, Q^2) x_2 P(x_2, Q^2) \hat{\sigma}. \quad (4.3)$$

Jeżeli kwadrat energii w partonowym układzie środka masy $\hat{s} = x_1 x_2 S$ jest o wiele większy niż kwadrat przekazu pędu, $\hat{s} \gg Q^2$, to wówczas w przybliżeniu BFKL w wyniku resumacji wiodących logarytmów $\alpha_s \ln(\frac{\hat{s}}{Q^2})$ otrzymuje się partonowy przekrój czynny w postaci :

$$\hat{\sigma}_{BFKL} \propto \exp(\lambda \ln \frac{\hat{s}}{Q^2}) \propto \exp(\lambda \Delta\eta). \quad (4.4)$$

Przybliżenie $\Delta\eta \simeq \ln(\hat{s}/Q^2)$ prawdziwe dla dużych wartości $\Delta\eta$ ($\Delta\eta \gg 1$) można otrzymać z zależności (4.1).

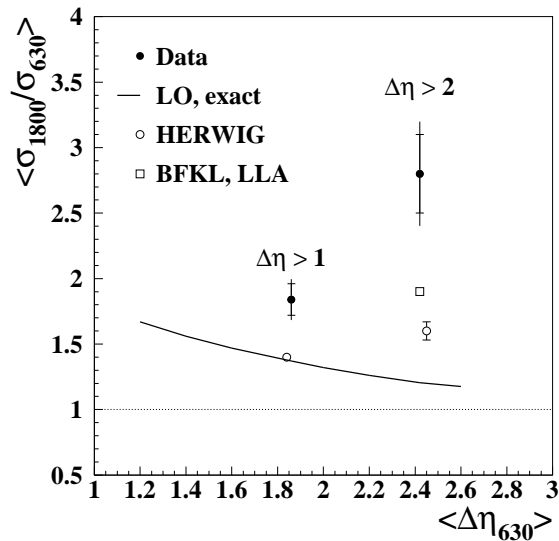
Partonowy przekrój czynny rośnie eksponencjalnie wraz ze wzrostem odległości w rapidity między dwoma dżetami. Ewidencja efektów BFKL wymagałaby więc pomiarów dla dużych wartości $\Delta\eta$. Dużą separację w rapidity można uzyskać dla małych energii poprzecznych dżetów i dużych wartości \hat{s} . Dla zderzacza o ustalonej energii w hadronowym układzie środka masy S , duże \hat{s} osiąga się przez wybór dużych ułamkowych pędów partonów $x_{1,2}$. Taka konfiguracja jest jednak niekorzystna, ponieważ przewidziany w ewolucji BFKL eksponencyjny wzrost przekroju czynnego jest kompensowany przez funkcje rozkładu partonów, które silnie maleją dla rosnących x . Zderzacz o zmiennej energii pozwala rozwiązać ten problem; wzrost \hat{s} można wówczas uzyskać dla ustalonych wartości x_i , poprzez wzrost energii w hadronowym układzie środka masy. Dlatego też Mueller i Navelet zaproponowali, aby zmierzyć przekrój czynny na produkcję dwóch dżetów w funkcji S i dla ustalonych wartości x_i . Wpływ funkcji rozkładu partonów na hadronowy przekrój czynny jest wtedy zminimalizowany.

W eksperymencie D0 pomiar został przeprowadzony w obszarze kinematycznym $E_{t_i} > 20$ GeV, $|\eta_i| < 3$ oraz $400 < Q^2 < 1000$ GeV². Modyfikując oryginalny pomysł Muellera i Naveleta zmierzono stosunek przekrojów czynnych dla dwóch energii w układzie środka masy $\sqrt{S_A} = 1800$ GeV i $\sqrt{S_B} = 630$ GeV oraz dla takich samych wartości x_1, x_2 i Q^2 :

$$R = \frac{\sigma(\sqrt{S_A})}{\sigma(\sqrt{S_B})} = \frac{\hat{\sigma}(\Delta\eta_A)}{\hat{\sigma}(\Delta\eta_B)} = \frac{\exp(\lambda(\Delta\eta_A - \Delta\eta_B))}{\sqrt{\Delta\eta_A/\Delta\eta_B}} \quad (4.5)$$

Stosunek hadronowych przekrojów czynnych R jest niezależny od funkcji rozkładu partonów i wyraża się poprzez stosunek partonowych przekrojów czynnych, co pozwala na bezpośredni test dynamiki BFKL. Ponadto pomiar R prowadzi do kasowania się niektórych niepewności eksperymentalnych.

Na rysunku 4.2 przedstawiono stosunek R w funkcji średniej odległości w rapidity między dżetami $\langle \Delta\eta \rangle$ dla $\sqrt{S_B} = 630$ GeV. Dla dużych wartości $\langle \Delta\eta \rangle$ przekrój czynny na produkcję dwóch dżetów wzrasta prawie trzykrotnie przy wzroście energii z 680 GeV do 1800

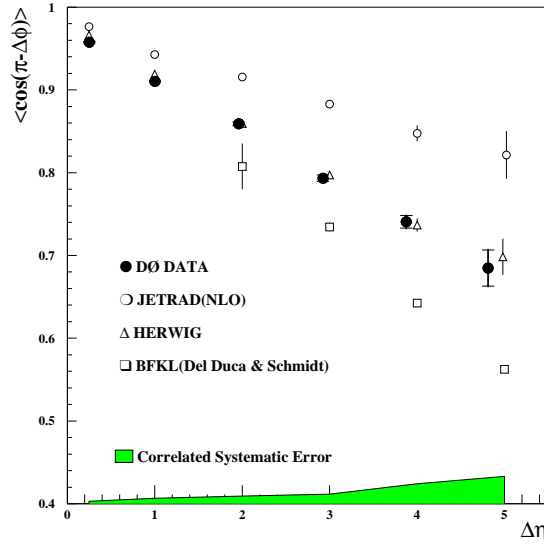


Rysunek 4.2: Zmierzony w eksperymencie D0 stosunek przekrojów czynnych na produkcję dwóch dżetów w oddziaływaniach $p\bar{p}$ przy energii $\sqrt{S} = 1800$ GeV i 630 GeV. Pomiar wykonano dla dwóch próbek danych: z odstępem w rapidity między dwoma dżetami $\Delta\eta > 1$ i $\Delta\eta > 2$.

GeV, co odzwierciedla się w dużej wartości współczynnika $\lambda = 0.65 \pm 0.07$. Obliczenia QCD w rzędzie wiodącym $LO(\alpha_S^2)$ (opisane jako LO, exact) przewidują asymptotyczny spadek R do jedności dla rosnących wartości $\Delta\eta$ [200]. Rachunki LO BFKL (oznaczone BFKL, LLA) przewidują współczynnik $\lambda = 0.45$ dla $\alpha_S(20 \text{ GeV})=0.17$ [200]. Największą wartość dla λ , $\lambda = 0.6$, uzyskano przy użyciu modelu Monte Carlo HERWIG.

W pracy Andersen *et al.* [201] zwrócono uwagę, że interpretacja wyników współpracy D0 wymaga dokładniejszej analizy teoretycznej, ze względu na różnice w definicji przekroju czynnego w eksperymencie i oryginalnej pracy Muellera i Naveleta. Dodatkowy warunek na górną granicę przekazu pędu Q^2 oraz inna niż w standardowej analizie rekonstrukcja ułamkowych pędów x_i przy użyciu wzoru (4.1), uwzględniającego jedynie kinematykę dla procesu dwuciałowego, wymagają modyfikacji wzoru Muellera-Naveleta na przekrój czynny. Różnice w odniesieniu do oryginalnego projektu mogą być zaniedbane jedynie w obszarze asymptotycznym, dla dużych S i dużych $\Delta\eta$, który nie jest osiągnięty na Tevatronie. Ponadto taki sam warunek na minimalną energię poprzeczną obu dżetów powoduje, że w obliczeniach przekroju czynnego w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń (NLO) pojawiają się niezwiązane z dynamiką BFKL duże logarytmy, tzw. logarytmy Sudakova. Ich obecność utrudnia oszacowanie wkładu od logarytmów BFKL do stosunku przekrojów czynnych R . Bardziej wiarygodny test dynamiki BFKL wymagałby pomiaru z asymetrycznymi cięciami na energię poprzeczną dżetów.

W eksperymencie D0 zmierzono również korelacje w kącie azymutalnym między dwoma dżetami w funkcji odległości w rapidity pomiędzy nimi [202]. Obliczenia QCD w rzędzie wiodącym $LO(\alpha_S^2)$ przewidują różnicę 180° w kącie azymutalnym (konfiguracja back-to-back) między oboma dżetami oraz równoważenie się ich pędów poprzecznych. Poprawki wyższych rzę-



Rysunek 4.3: Zależność średniej wartości $\cos(\pi - \Delta\phi)$ od $\Delta\eta$ jest miarą korelacji azymutalnych między dwoma dżetami produkowanymi w oddziaływaniach $p\bar{p}$. Pomiary eksperymentu D0 porównano z przewidywaniami programu Monte Carlo HERWIG, obliczeniami w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^3) i analitycznymi obliczeniami LO BFKL.

dów związane z emisją dodatkowych gluonów w obszarze rapidity między dżetami prowadzą do osłabienia tej korelacji. Obserwacja ta jest także czuła na przyczynki od ewolucji BFKL.

Na rysunku 4.3 przedstawiono zależność średniej wartości $\cos(\pi - \Delta\phi)$ od $\Delta\eta$, gdzie $\Delta\phi$ oznacza odstęp w kącie azymutalnym między dżetami, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Można oczekiwać, że wartość $\langle \cos(\pi - \Delta\phi) \rangle$ będzie malała ze wzrostem $\Delta\eta$, co wynika ze wzrostu przestrzeni fazowej na emisję dodatkowych gluonów. Pomiary eksperymentu D0 potwierdzają tę zależność.

Dane są dobrze opisane przez Monte Carlo HERWIG. Jest rzeczą ciekawą, że ten generator przypadków bazujący na elemencie macierzowym LO QCD i kaskadzie partonowej DGLAP w przybliżeniu wiodących logarytmów opisuje korelacje kątowe i przewiduje poprawnie zachowanie przekroju czynnego dla rosnących wartości $\Delta\eta$. HERWIG, uwzględniający efekty koherencji partonowej dla kaskady w stanie początkowym i końcowym, może zawierać te człony przybliżenia BFKL, które są istotne dla tych obserwacji. Obliczenia NLO(α_s^3) przy użyciu programu Monte Carlo JETRAD [203] prowadzą dla dużych wartości $\Delta\eta$ do słabszej dekorelacji niż w danych. Z kolei rachunki LO BFKL wprowadzające do formalizmu efektywną rapidity [198] przewidują zbyt dużą dekorelację azymutalną. Należy jednak pamiętać, że rachunki BFKL w rzędzie wiodącym nie uwzględniają zasady zachowania energii i pędu, która dla energii w Fermilabie może mieć znaczący wpływ na teoretyczne przewidywania. Późniejsze prace teoretyczne, uwzględniające część poprawek niewiodących wynikających z zasady zachowania energii i pędu, prowadzą do lepszej zgodności z danymi [52, 204].

Na Tevatronie dynamikę BFKL badano również w procesach dyfrakcyjnych, rejestrując przypadki o charakterystycznej topologii "dżet - przerwa w rapidity - dżet" [205, 206]. Da-

ne są zadawalająco opisane w modelu, w którym twarde procesy zachodzą poprzez wymianę drabiny gluonowej będącej singletem koloru i opisanej równaniem ewolucji BFKL [207]. W obliczeniach uwzględniono poprawki niewiadome oraz zmienioną definicję odległości w rapidity między dżetami, biorąc pod uwagę skończoną energię dostępną w zderzeniu.

Podsumowując wyniki badań na Tevatronie należy stwierdzić, że nie są one tak konkluzywne jak początkowo oczekiwano. Zarówno wzrost energii w układzie środka masy jak i poszerzenie zakresu pomiarów w rapidity pozwoliłyby na lepszy wgląd w mechanizm ewolucji QCD. Takie warunki zapewni wielki zderzacz protonów LHC.

4.2 Fizyka małych x na zderzacz LHC

Pomiar funkcji rozkładu partonów

Na zderzacz LHC, który rozpocznie zbieranie danych w roku 2007, energia w układzie środka masy zderzających się protonów wyniesie $\sqrt{s} = 14$ TeV¹. Tak duża energia umożliwi pomiary czułe na funkcje rozkładu partonów w protonie dla bardzo małych x , sięgających do $x \sim 10^{-7}$. Na rysunku 4.4 przedstawiono w płaszczyźnie $x - Q^2$ obszary kinematyczne dostępne badaniom na LHC, HERA i w eksperymentach na stałej tarczy. Dla produkowanych obiektów o masie M ($Q = M$) zaznaczono linie odpowiadające w układzie środka masy stałym wartościom pseudorapidity y .

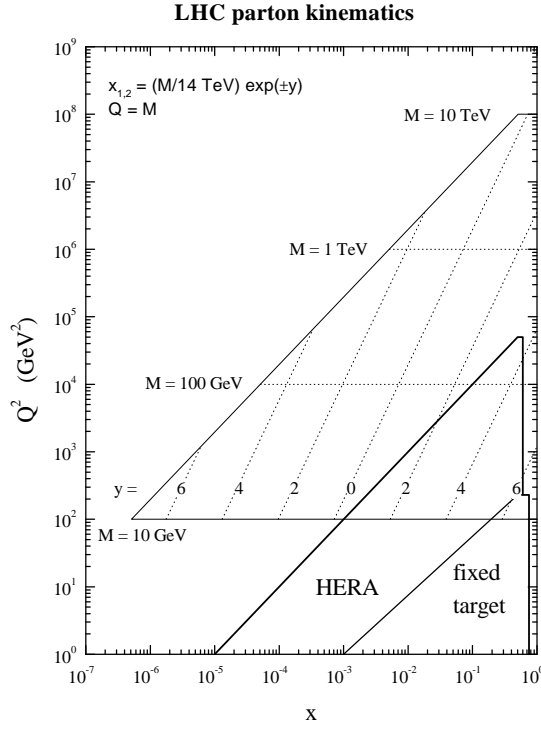
Jeżeli w oddziaływaniu pp jest produkowany stan o masie M i rapidity y , ułamkowe pędy partonów biorących udział w twardej procesie $p_1 + p_2 \rightarrow M \rightarrow p_3 + p_4$, zdefiniowane jako części pędów początkowych protonów, spełniają relacje:

$$x_1 \sim \frac{M}{\sqrt{s}} e^{+y}, \quad x_2 \sim \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (4.6)$$

Z rysunku 4.4 wynika, że dla stanów o masie poniżej 500 GeV przynajmniej jeden z partonów będzie miał $x < 10^{-3}$, czyli będzie się znajdował w obszarze gdzie gęstość kwarków morza i gluonów jest duża. Na LHC pomiary następujących twardej procesów mogą dostarczyć informacji o rozkładach kwarków i gluonów dla bardzo małych wartości x :

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow l^+ + l^- + X && \text{produkcja par Drella – Yana} \\ p + p &\rightarrow jet_1 + jet_2 + X && \text{produkcja pary dżetów} \\ p + p &\rightarrow jet + \gamma + X && \text{produkcja dżetu i fotonu} \\ p + p &\rightarrow Q + \bar{Q} + X && \text{produkcja ciężkich kwarków} \\ p + p &\rightarrow W^\pm(Z) + X && \text{produkcja bozonów pośredniczących} \\ p + p &\rightarrow \gamma + \gamma + X && \text{produkcja pary fotonów} \end{aligned} \quad (4.7)$$

¹Program badań na LHC obejmuje również zderzenia relatywistycznych ciężkich jąder (Pb+Pb). W porównaniu ze studiami na RHIC nastąpi wzrost energii w układzie środka masy nukleon-nukleon od 200 GeV do 5.5 TeV.



Rysunek 4.4: Płaszczyzna kinematyczna w zmiennych x i Q^2 dla produkcji stanu o masie M i rapidity y w oddziaływaniach proton-proton na zderzaczu LHC. Dla porównania pokazano obszary kinematyczne dostępne na HERA i w eksperymentach DIS na stałej tarczy.

W obszarze kinematycznym LHC przekroje czynne na te procesy są duże, najmniejsze wartości x są dostępne w produkcji par Drella-Yana o małej masie niezmienniczej ($M_{\mu^+\mu^-} = 5 \text{ GeV}$, $x \approx 3 \cdot 10^{-7}$) [208]. Proces Drella-Yana, któremu w rzędzie wiodącym odpowiadają reakcje $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ lub $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$, ma ponadto bardzo prostą sygnaturę eksperymentalną. Analiza danych wymaga jednakże redukcji tła pochodzącego z rozpadów cząstek składających się z ciężkich kwarków.

Masa niezmiennicza pary leptonów wyraża się poprzez ułamkowe pędy $x_{1,2}$ początkowych kwarków wzorem $M_{ll}^2 \approx x_1 x_2 s$. Jeżeli jedna z wartości $x_{1,2}$ jest duża (np. $x > 0.1$), obszar bardzo małych wartości x wpływa na przekrój czynny na produkcję par Drella-Yana z małą masą niezmienniczą. Jak widać z rysunku 4.4 obszar małych x i małych mas odpowiada dużym wartościom rapidity pary leptonów i dlatego można oczekiwać, że końcowe leptony będą produkowane głównie do przodu [209].

W pozostałych reakcjach (4.7) kinematyka produkcji stanów końcowych jest podobna. W ogólności sondowanie małych wartości x w tych reakcjach wymaga asymetrycznej konfiguracji ułamkowych pędów początkowych partonów biorących udział w twardym procesie, $x_1 \gg x_2$ (lub $x_2 \gg x_1$). Aby uzyskać małą masę niezmienniczą produkty twardego procesu powinny mieć również względnie małe pędy poprzeczne p_t , co jest uwarunkowane kinematyczną nierównością $x_1 x_2 \geq \frac{4p_t^2}{s}$.

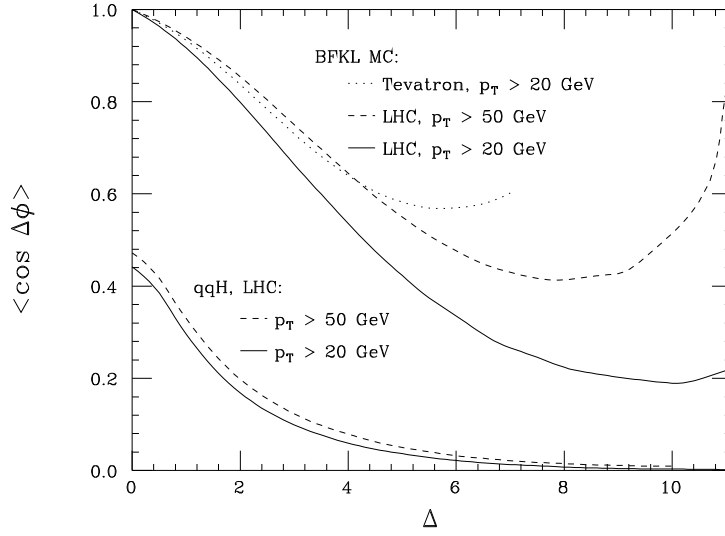
Z powyższych rozważań wynika, że na LHC pomiar procesów generowanych przez partony przy bardzo małych wartościach x rzędu $10^{-6} - 10^{-7}$, czyli w obszarze gdzie efekty saturacji partonowej mogą odgrywać dużą rolę, stawia wysokie wymagania detektorom:

- Dobra akceptancja w szerokim zakresie rapidity, łącznie z obszarem dużych wartości y sięgającym do $|y| = 7 - 8$.
- Wysoka kątowna zdolność rozdzielcza i precyzja wyznaczenia pędu poprzecznego, pozwalająca na rekonstrukcję dżetów/cząstek o małym pędzie poprzecznym w obszarze do przodu.
- Identyfikacja pod małymi kątami fotonów, elektronów, mionów i cząstek składających się z ciężkich kwarków, co pozwoliłoby na dopasowanie wkładów od różnych początkowych partonów do przekroju czynnego, a tym samym wyznaczenie gęstości zarówno kwarków jak i gluonów.

Pomiary dżetów Muellera - Naveleta

W porównaniu z Tevatronem na LHC wzrost energii w układzie środka masy będzie prawie ośmiokrotny. Można oczekiwać, że umożliwi to lepsze rozróżnienie pomiędzy dynamiką BFKL i DGLAP w procesie inkluzywnej produkcji pary dżetów z dużym odstępem w rapidity (por. rozdział 4.1). Również dla tego pomiaru rekonstrukcja dżetów z małym pędem poprzecznym, produkowanych pod małymi kątami jest bardzo ważna, ponieważ pozwoli na badanie dużych odstępów w rapidity, a tym samym długich kaskad partonowych. W analogii do badań na Tevatronie, pomiar przekrojów czynnych na produkcję pary dżetów wymagałby zebrania danych przy różnych energiach (por. wzór (4.5)). Program zderzeń protonów przy niższych energiach w zakresie $\sqrt{s} = 2 - 14$ TeV i dużej świetlności ($> 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) jest możliwy [209]. Jego realizacja pozwoliłaby między innymi na pomiar czułego na dynamikę BFKL stosunku przekrojów czynnych przy różnych energiach na produkcję dżetów Muellera-Naveleta, w zależności od odstepu w rapidity między nimi.

Inną obserwabłą zależną od dynamiki QCD jest korelacja azymutalna między obu dżetami. Na rysunku 4.5 przedstawiono średnią wartość $\cos \Delta\phi$ dla pary dżetów w funkcji odległości w rapidity między nimi, przewidzianą przez model Monte Carlo oparty na dynamice BFKL z uwzględnieniem zasady zachowania energii i pędu oraz biegnącej stałej sprzężenia silnego [52]. Dla odstepu w rapidity $\Delta y = 0$ dżety są całkowicie skorelowane w kącie azymutalnym. Wraz ze wzrostem Δy obserwujemy efekt dekorelacji, będący wynikiem emisji dodatkowych gluonów między parą dżetów, po czym dla coraz większych wartości Δy widać ponowną tendencję do korelacji. Takie zachowanie przy dużych wartościach Δy wynika z uwzględnienia zasady zachowania energii i pędu. Dla zadanej wartości progowej na pęd poprzeczny dżetów istnieje graniczna wartość Δy , dla której emisja dodatkowych gluonów jest niemożliwa ze względów kinematycznych i w stanie końcowym znajdują się tylko dwa skorelowane dżety. Efekty dekorelacji kątowej są większe dla mniejszych wartości na progowy pęd poprzeczny dżetów, ponieważ wówczas przestrzeń fazowa na emisję dodatkowych gluonów jest większa. Dla porównania pokazano przewidywania korelacji kątowej dla pary dżetów z $p_t > 20$ GeV produkowanych w Tevatronie. Można zauważyć, że dla mniejszej energii zderzenia dostępny zakres w Δy jest mniejszy, a ponadto dla dużych Δy efekt dekorelacji jest mniejszy niż na LHC.



Rysunek 4.5: Korelacja azymutalna między parą dżetów w zależności od odstępów w rapidity między nimi, przewidziana dla oddziaływań $p\bar{p}$ w Tevatronie ($\sqrt{S}=1.8$ TeV) i dla oddziaływań pp na LHC ($\sqrt{S}=14$ TeV). Obliczenia wykonano przy użyciu modelu Monte Carlo opartego na dynamice BFKL, z uwzględnieniem zasady zachowania energii i pędu oraz bieżącej stałej sprzężenia α_s . Dolne krzywe są przewidywaniami dla procesu produkcji Higgsa, $qq \rightarrow qqH$.

W dolnej części rysunku 4.5 przedstawiono rozkłady dla procesu produkcji bozonu Higgsa poprzez fuzję bozonów pośredniczących WW lub ZZ , $q + q \rightarrow q + q + H$. W tym procesie bozony pośredniczące, wypromieniowane przez kwarki w stanie początkowym, anihilują tworząc cząstkę Higgsa. Taki mechanizm produkcji może być ważny w poszukiwaniach ciężkiego Higgsa, $M_H \sim 1$ TeV, ponieważ jego częstość jest porównywalna z częstością "standardowego" procesu $gg \rightarrow H$. Topologia przypadków odpowiada produkcji dwóch kwarkowych dżetów do przodu, stowarzyszonych z Higgsem w obszarze centralnym. Ze względu na wymianę w kanale t kolorowego singletu, w obszarze między dżetami nie ma emisji dodatkowych miękkich gluonów, które mogłyby powodować efekt dekorelacji. Jednak sama produkcja Higgsa prowadzi do dekorelacji azymutalnej stowarzyszonych z nim dżetów. Dekorelacja ta jest większa niż w przypadku dżetów Muellera-Naveleta.

Eksperymenty na LHC będą także mierzyły wszelką aktywność hadronową w obszarze między dżetami Muellera-Naveleta. W tym pomiarze charakterystyką końcowych stanów hadronowych jest krotność i widmo energetyczne mini-dżetów, czyli dżetów z pędem poprzecznym powyżej pewnej skali energetycznej μ , gdzie $\mu^2 \ll Q^2$. Przewidywania dla tych obserwabli są również czułe na dynamikę QCD.

Pomiary dżetów Muellera-Naveleta wymagają detekcji pary dżetów produkowanych pod małymi kątami i mających względnie małe pędy poprzeczne, w zakresie 20-100 GeV. Z eksperymentalnego punktu widzenia trygerowanie takich przypadków na LHC jest trudne. Gdyby udało się zdefiniować efektywny tryger dla tej klasy przypadków, produkcja pary dżetów z dużym odstępem w rapidity mogłaby być ważnym testem dynamiki BFKL na nowym hadronowym zderzaczu.

Fizyka promieniowania kosmicznego w obszarze obciążenia GZK

Badanie na LHC produkcji cząstek dla dużych wartości x -Feynmana² rejestrowanych w kierunku do przodu, będzie ważne dla interpretacji danych promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach powyżej 10^{19} eV. Jak dotąd nie znamy źródeł promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach, mechanizmu jego przyspieszania, widma energetycznego i składu. Standardowymi kandydatami na cząstki pierwotnego promieniowania kosmicznego w tym zakresie energii są protony lub cięższe jądra, ewentualnie fotony. Istnieją rozbieżności pomiędzy wynikami eksperymentów AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*) [210] i HiRes (*High Resolution Fly's Eye*) [211], co do występowania przypadków powyżej obciążenia Greisena-Zatsepina-Kuzmina (GZK) [212], $E_{GZK} \approx 6 \cdot 10^{10}$ GeV, będącego wynikiem oddziaływania cząstek o skrajnie wysokich energiach z fotonami tła mikrofalowego. Obecnie eksperymenty te dysponują największymi statystykami w tym obszarze energii. Wyniki eksperymentu AGASA nie wskazują na istnienie obciążenia GZK w zmierzonym widmie energetycznym, natomiast dane eksperymentu HiRes są zgodne z jego sygnaturą. Statystyczna znaczącość tej rozbieżności dla energii powyżej 10^{20} eV jest na poziomie $2-3\sigma$ [213]. Oczekuje się, że w niedługim czasie problem ten zostanie wyjaśniony przez eksperyment Pierre Auger Observatory [214].

Cząstki pierwotnego promieniowania kosmicznego oddziałują z jądrami w atmosferze i produkują cząstki wtórne, tworzące wielkie pęki atmosferyczne rejestrowane przez naziemne detektory. Energia, rodzaj i kierunek pierwotnej cząstki inicjującej kaskadę są określane z charakterystyk wielkich pęków atmosferycznych przy użyciu technik Monte Carlo. Zrozumienie własności oddziaływań cząstek o bardzo wysokiej energii z atmosferą ma podstawowe znaczenie w tej metodzie. Precyzyjne wyznaczenie parametrów cząstek inicjujących kaskadę jest konieczne, aby wyjaśnić jakie jest źródło pierwotnego promieniowania kosmicznego i mechanizm jego przyspieszania. Jednak pomiary strumienia i składu promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach są obciążone dużymi niepewnościami, zarówno ze względu na małą statystykę zarejestrowanych kaskad jak i dużą zależność ich interpretacji od założeń modelowych. Różne modele wielorodnej produkcji cząstek w oddziaływaniach hadronowych dostarczają różnych przewidywań w obszarze energii GZK. Dla niższych energii pomiędzy 10^{15} i 10^{19} eV, różne modele rozwoju wielkich pęków atmosferycznych prowadzą do odmiennego składu chemicznego promieniowania pierwotnego.

Charakterystyki wielkich pęków atmosferycznych w granicy E_{GZK} są głównie określone poprzez rozkłady cząstek wiodących ($x_F \geq 10^{-2}$), produkowanych do przodu przy bardzo małych wartościach x , sięgających do $x \sim 10^{-10}$. W tym obszarze kinematycznym efekty nieliniowe związane z saturacją partonową mogą być znaczące [215].

Modele opisujące rozwój wielkich pęków atmosferycznych są obciążone wieloma systematycznymi niepewnościami, wynikającymi głównie z braku danych akceleratorowych dotyczących produkcji cząstek do przodu przy bardzo wysokich energiach. Różnice między modelami są również spowodowane brakiem znajomości przekrojów czynnych na oddziaływanie hadronów z powietrzem. Większość modeli zakłada skalowanie rozkładów cząstek wiodących wraz z energią. Rozkłady te są dopasowane do danych przy niższych energiach i ich zmiana przy wyższych energiach wynika głównie z zasady zachowania energii i pędu, jako że pierwotna

² x -Feynmana odpowiada podłużnemu pędowi cząstki przeskalowanemu przez jego kinematycznie dozwoloną wartość maksymalną, $x_F = p_z/p_z^{max}$.

energia rozkłada się na cząstki wiodące i rosnącą liczbę cząstek wtórnych. To założenie jest zgodne ze skąpyimi danymi na temat produkcji cząstek wiodących aż do energii dostępnych na HERA ($\sim 2 \cdot 10^{13}$ eV) [216].

W pracy [215] pokazano jednak, że dla skrajnie wysokich energii uwzględnienie zjawiska saturacji partonowej zmieni znacząco rozkłady cząstek wiodących. Dla tej skali energetycznej rozpraszanie zachodzi w granicy czarnego dysku (*Black Disk Limit, BDL*), czyli całkowitej saturacji kiedy gluony "wypełniają" całkowicie wnętrze tarczy jądrowej i prawdopodobieństwo oddziaływania pocisku (hadronu lub fotonu) z tarczą jest bliskie jedności. W obrazie dipolowym odpowiada to rozpraszaniu małego dipola na tarczy hadronowej z przekrojem czynnym porównywalnym z geometrycznym przekrojem czynnym $\sim \pi R_A^2$, czyli na czarnym dysku którego promień R_A rośnie wraz z energią. W granicy BDL wiodące partony pocisku w wyniku propagacji w silnym polu gluonowym jądra uzyskują duże, przypadkowe pędy poprzeczne, co prowadzi do utraty ich koherencji i niezależnej fragmentacji. W rezultacie, w granicy energetycznej GZK powoduje to obcięcie rozkładów wiodących hadronów w zmiennej x -Feynmana w porównaniu z oddziaływaniami przy niższych energiach. Oznacza to, że produkcja cząstek do przodu będzie tłumiona i cząstki wtórne nie będą przenikać tak głęboko do atmosfery. Uwzględnienie tych efektów w modelach używanych obecnie do interpretacji danych może przesunąć dopasowanie składu chemicznego promieniowania kosmicznego w pobliżu obcięcia GZK w kierunku lżejszych elementów.

LHC jest zderzaczem o energii w układzie środka masy najbliższej zakresowi energetycznemu promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokiej energii. W układzie ze spoczywającą tarczą protonową energia początkowego protonu wynosiłaby $1 \cdot 10^{17}$ eV. W promieniowaniu kosmicznym takich przypadków rejestrujemy ok. $10^4 \text{ km}^{-2}\text{rok}^{-1}$, na LHC można oczekiwać ponad 10^7 zderzeń w ciągu jednego dnia. Dane z LHC umożliwią wyznaczenie całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie pp oraz rozkładów x -Feynmana dla cząstek wtórnych produkowanych w oddziaływaniach pp i pA , zarówno w obszarze centralnym jak i do przodu. Pomiar całkowitego przekroju czynnego pp pozwoli przy użyciu przybliżenia Gribova-Glaubera oszacować przekrój czynny na oddziaływanie protonów z powietrzem. Wraz z pomiarami strumienia energii w kierunku do przodu wpłynie to znacząco na ulepszenie modeli rozwoju kaskad hadronowych w wielkich pękach atmosferycznych. Powiększenie obszaru akceptancji eksperymentów na LHC o duże wartości pseudorapidity jest kluczowe dla tego programu.

Aparatura doświadczalna

Badania dynamiki BFKL i procesów przy małym x , jak również pomiary strumienia energii dla cząstek wiodących wymagają detekcji cząstek i dżetów w szerokim zakresie rapidity, łącznie z obszarem do przodu. Akceptancja eksperymentów ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [217] i CMS (*Compact Muon Solenoid*) [218] na LHC pokrywa obszar w pseudorapidity odpowiadający $|\eta| < 2.5$ dla pomiarów w detektorach śladowych i $|\eta| < 5$ dla pomiarów kalorymetrycznych. Szacuje się, że niepewności systematyczne w pomiarze leptonów i fotonów o dużym pędzie poprzecznym (powyżej 20 GeV) wyniosą $\pm 1\%$ dla $|\eta| \leq 2.5$, natomiast duża wydajność i precyzja kątowna w rekonstrukcji dżetów jest możliwa dla pędów poprzecznych dżetów większych niż 30 GeV i $|\eta| \leq 4.5$ [219].

Planowane jest poszerzenie obszaru akceptancji głównego detektora CMS poprzez połącze-

nie w jeden system akwizycji danych i trygerowania z układem detektorów eksperymentu TOTEM [220]. Eksperyment TOTEM będzie mierzył elastyczny i całkowity przekrój czynny na oddziaływanie pp . Jego aparatura składa się z detektorów typu rzymski garnek (*Roman Pot, RP*) do pomiaru rozproszonych protonów w elastycznych i dyfrakcyjnych oddziaływaniach pp oraz dwóch detektorów śladowych o akceptancji w zakresie $3 < |\eta| < 5$ i $5.3 < |\eta| < 6.5$ do pomiaru cząstek naładowanych w procesach nieelastycznych.

Detektory TOTEM RP będą umiejscowione w odległości ± 147 m i ± 220 m od nominalnego punktu oddziaływania. Każdy z nich będzie się składał z dwóch jednostek, wyposażonych w przesuwające się platformy (jedną z przesuwem poziomym i dwie z przesuwem pionowym), zawierające paskowe detektory krzemowe (*Silicon Strip Detectors*). Znakowanie rozproszonych protonów w tych detektorach umożliwi badanie w eksperymencie CMS szerokiej klasy procesów dyfrakcyjnych, powiązanych z fizyką "małych- x ".

Planuje się również dodanie do układu detektorów CMS-TOTEM wolframowo-kwarcowego (*tungsten/quartz-fibre calorimeter*) kalorymetru CASTOR [221], składającego się z części elektromagnetycznej i hadronowej, pokrywającego obszar pseudorapidity $5.4 < |\eta| < 6.7$. Dołączenie do głównego detektora CMS kalorymetru CASTOR oraz detektorów śladowych eksperymentu TOTEM umożliwi detekcję elektronów, fotonów i dżetów w poszerzonym zakresie pseudorapidity do $|\eta| \leq 7$. W eksperymencie CMS rozwijany jest również projekt budowy detektora, składającego się ze stacji RP i kalorymetru hadronowego, który pozwoliłby na poszerzenie zakresu rapidity do $|\eta| \sim 11$. Umożliwiłoby to badanie dynamiki partonów w dotychczas niezbadanym obszarze przestrzeni fazowej, dla wartości x rzędu 10^{-8} .

W eksperymencie ATLAS trwają prace nad projektem dodania detektorów RP w odległości ± 220 m od nominalnego punktu oddziaływania, w celu rejestracji przypadków dyfrakcyjnych. Ponadto w budowie jest detektor LUCID [222], służący do monitorowania pomiaru świetlności. LUCID jest cylindrycznym licznikiem Czerenkova z odczytem przy pomocy włókien kwarcowych, zbudowanym wokół rury akceleratora w pobliżu punktu oddziaływania. Licznik ten, którego akceptancja w rapidity wynosi $5.2 < \eta < 6.2$, będzie prawdopodobnie również służył do znakowania protonów w celu identyfikacji procesów dyfrakcyjnych.

W fazie studiów i projektowania jest program FP420 (*Forward Protons 420 m*) dotyczący umieszczenia detektorów mierzących rozproszone protony w odległości ± 420 m od nominalnego punktu oddziaływania w eksperymencie ATLAS i/lub CMS [223]. Rozważana jest instalacja wysokiej precyzji krzemowych detektorów śladowych oraz detektorów o wysokiej czasowej zdolności rozdzielczej (rzędu 5 ps) do rozróżniania wierzchołków badanych przypadków. Program ten jest dedykowany badaniom centralnej ekskluzywnej podwójnie dyfrakcyjnej produkcji lekkiego Higgsa o masie w zakresie 114-130 GeV, $p + p \rightarrow p + H + p$ [224]. Charakterystyczną sygnaturą tego procesu są przerwy w rapidity między produkowanym centralnie Higgsem i protonami rozproszonymi pod bardzo małymi kątami. Dla Higgsa w Modelu Standardowym sygnałowym kanałem rozpadu jest $H \rightarrow b\bar{b}$. Precyzyjny pomiar rozproszonych protonów w detektorach FP420 oraz rekonstrukcja w obszarze centralnym dwóch dżetów, znakowanych jako dżety z kwarkiem b , stanowi na LHC obiecującą metodę odkrycia lekkiego bozonu Higgsa i wyznaczenia jego liczb kwantowych.

W roku 2004 komitet LHC zaakceptował projekt nowego eksperymentu LHCf, mającego na celu pomiar fotonów i neutralnych pionów produkowanych pod bardzo małymi kątami [225]. Pomiar przekroju czynnego na produkcję mezonów π^0 w tym obszarze jest ważny dla interpretacji danych promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach. Jak dotąd

najwyższa energia w badaniach akceleratorowych dla takiego pomiaru, przeprowadzonego w eksperymencie UA7 w zakresie rapidity $\eta = 5 - 7$, wynosiła $E = 10^{14}$ eV [226]. Eksperyment LHCf będzie się składał z dwóch niezależnych detektorów umieszczonych w odległości 140 m od nominalnego punktu oddziaływania eksperymentu ATLAS. Jego lokalizacja pozwoli na detekcję cząstek neutralnych, cząstki naładowane będą odchylane przez pole magnetyczne. Obydwa detektory są elektromagnetycznymi kalorymetrami o głębokości 54 dróg radiacyjnych, zbudowanymi z naprzemiennych płyt wolframowych i plastikowych scyntylatorów. Do pomiaru współrzędnych przestrzennych kaskady elektromagnetycznej jeden z detektorów będzie miał zainstalowane włókna scyntylacyjne, drugi natomiast będzie zawierał krzemowe detektory paskowe. Ze względu na zagrożenie detektorów zniszczeniami radiacyjnymi eksperyment LHCf będzie zbierał dane w okresach, kiedy światłość akceleratora nie będzie przekraczać $L = 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

4.3 Inkluzywny hadronowy przekrój czynny w oddziaływa- niach $\gamma^*\gamma^*$

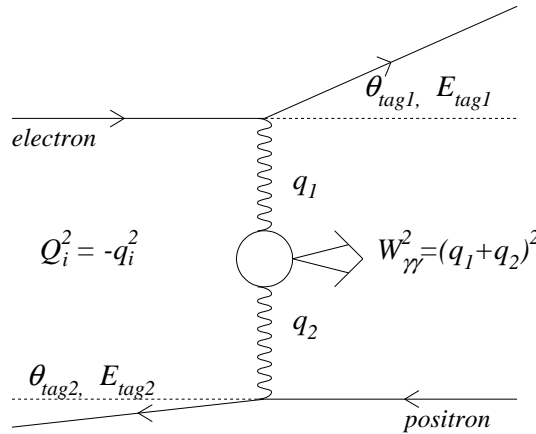
Pomiar przekroju czynnego dla procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \text{hadrony}$, w którym oba rozproszone elektrony³ są rejestrowane w detektorze pod małymi kątami, pozwala na badanie dynamiki oddziaływania dwóch fotonów o dużej wirtualności. Kinematyka procesu jest wyznaczona przez energie (E_i) i kąty rozpraszania (θ_i) znakowanych cząstek, jak przedstawiono na rysunku 4.6. Wirtualności wypromieniowanych fotonów są zdefiniowane wzorami $Q_i^2 = -q_i^2 = -(p_i - p'_i)^2$, gdzie $p_i(p'_i)$ oznacza czteropęd leptonu w stanie początkowym (końcowym). Kwadrat masy niezmienniczej wirtualnych fotonów wyraża się wzorem $W_{\gamma^*\gamma^*}^2 = (q_1 + q_2)^2$. Dla porównywalnych wirtualności obu fotonów, $Q_1^2 \approx Q_2^2$, proces $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrony}$ można przedstawić w postaci diagramu drabinkowego z wymianą wielu gluonów pomiędzy dipolami $q\bar{q}$ sprzęgającymi się do każdego z wirtualnych fotonów (rysunek 4.7 - multigluon exchange). Resumacja diagramów tego typu jest opisana przez równanie ewolucji BFKL.

Pomiar hadronowego przekroju czynnego $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ na zderzaczach e^+e^- od dawna był uważany za bardzo dobry test dynamiki BFKL [227, 228, 229], a nawet nazywa się go złotą sygnaturą BFKL. Zaletą procesu $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrony}$ jest to, że dla dużych wirtualności fotonów, $Q_i^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, obliczenia przekroju czynnego są całkowicie perturbacyjne. Rachunki są niezależne od efektów nieperturbacyjnych, które trzeba uwzględnić dla procesów z rzeczywistymi fotonami, ze względu na ich hadronową naturę. Ponadto jeżeli wirtualności obu fotonów są porównywalne, $Q_1^2 \approx Q_2^2$, standardowa ewolucja DGLAP między wirtualnymi fotonami jest tłumiona i wówczas pomiar przekroju czynnego $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ stanowi bardzo czysty test dynamiki BFKL.

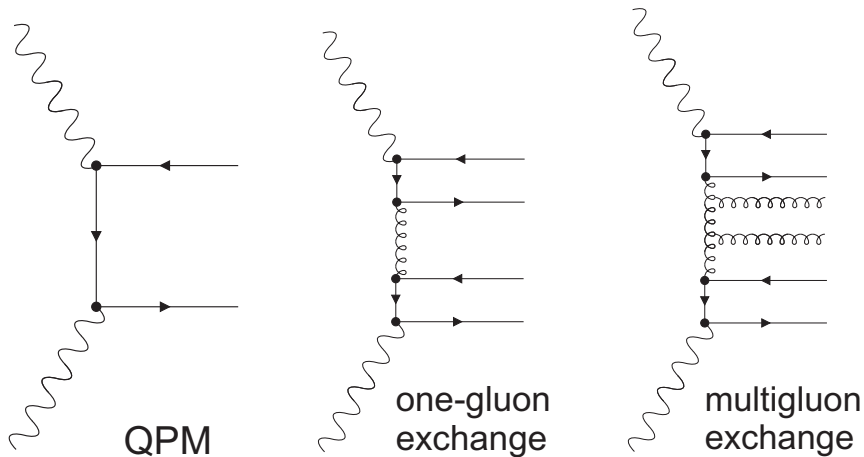
Jeżeli masa niezmiennicza $W_{\gamma^*\gamma^*}$ jest duża, natomiast wirtualność Q_i^2 jednego z fotonów jest względnie mała, $W_{\gamma^*\gamma^*}^2 \gg Q_i^2$, wyrażenie na przekrój czynny zawiera duże logarytmy $Y = \ln(W_{\gamma^*\gamma^*}^2 / \sqrt{Q_1^2 Q_2^2})$. W obliczeniach BFKL w przybliżeniu wiodących logarytmów resumacja tych członów prowadzi do następującego wzoru na przekrój czynny:

$$\sigma_{\gamma^*\gamma^*} \propto \exp \ln \frac{W^2}{\sqrt{Q_1^2 Q_2^2}} = \exp(\lambda Y). \quad (4.8)$$

³Termin elektron oznacza zarówno elektron jak i pozyton.



Rysunek 4.6: Zmienne kinematyczne opisujące proces dwufotonowy z dwoma znakowanymi rozproszonymi elektronami $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-hadrony$.

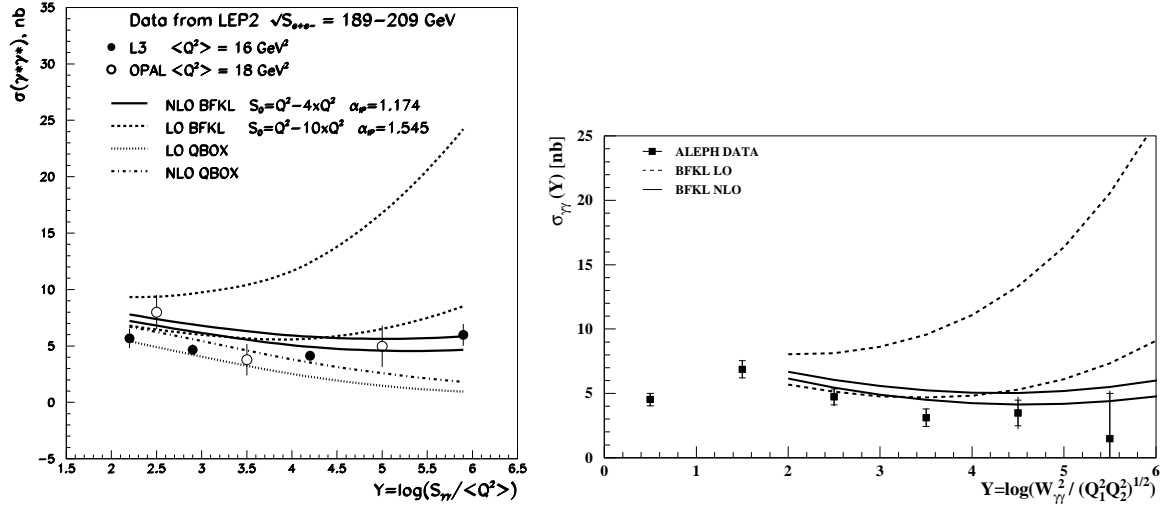


Rysunek 4.7: Przykłady diagramów dających wkłady do procesu dwufotonowego $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrony$: $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ (QPM), diagram z wymianą jednego gluonu i diagram z wymianą wielu gluonów.

Zmienna kinematyczna Y jest miarą długości kaskady partonowej. W przybliżeniu LO BFKL można oczekiwać silnego wzrostu $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ dla dużych wartości Y [227, 230, 228]. Uwzględnienie poprawek niewiodących (NLO BFKL) wpływa na redukcję przekroju czynnego w tym obszarze [231].

Inkluzywny hadronowy przekrój czynny $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ został zmierzony we wszystkich czterech eksperymentach L3, OPAL, DELPHI i ALEPH na LEP II, przy energiach w układzie środka masy zderzających się leptonów w zakresie $\sqrt{S_{ee}} = 189-209$ GeV.

Współpraca L3 zmierzyła przekroje czynne w obszarze kinematycznym $4 < Q_i^2 < 44$ GeV², $W_{\gamma^*\gamma^*} > 5$ GeV, $E_e > 40$ GeV i $30 < \theta_e < 66$ mrad, gdzie E_e i θ_e oznaczają odpowiednio energię i kąt biegunowy elektronów w stanie końcowym [232]. Dla małych Y , $2 \leq Y \leq 5$, wyniki pomiarów są zgodne z przewidywaniami w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń LO

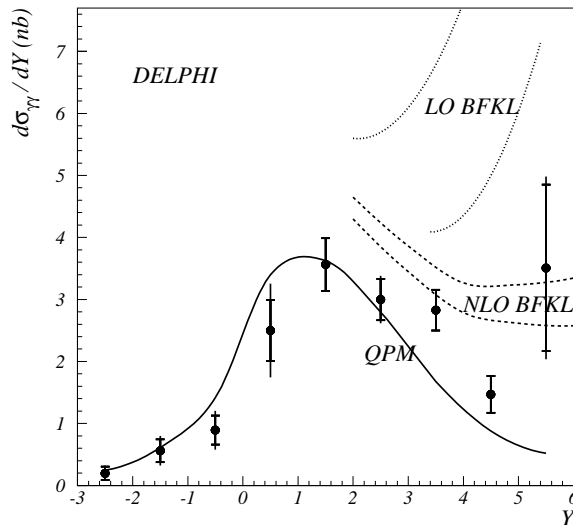


Rysunek 4.8: Zależność od energii całkowitego przekroju czynnego na proces dwufotonowy $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrony}$, zmierzona w eksperymentach L3 i OPAL (lewy rysunek) i w eksperymencie ALEPH (prawy rysunek). Dane są porównane z przewidywaniami modelu QPM oraz z obliczeniami LO BFKL i NLO BFKL. Dwie krzywe odpowiadające rachunkom BFKL odpowiadają różnym wyborom skali Reggego (S_0). Wkład od diagramu QPM jest uwzględniony w przewidywaniach LO i NLO BFKL.

i NLO dla procesu $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ [233], natomiast dla największych Y , $5 \leq Y \leq 7$, obliczenia są poniżej danych o 3-4 standardowe odchylenia. Autorzy wyciągają stąd wniosek, że ta niezgodność może wskazywać na udział procesów z rozwiniętym fotonem lub efekty BFKL.

Współpraca OPAL zmierzyła przekroje czynne w obszarze kinematycznym $W_{\gamma^*\gamma^*} > 5$ GeV, $E_e > 0.4E_{beam}$, $34 < \theta_e < 55$ mrad oraz dla średniej wartości Q^2 równej 17.9 GeV^2 [234]. W oryginalnej pracy zmierzone przekroje czynne są poprawnie opisane w całym zakresie Y przez obliczenia w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń [233], zarówno w przybliżeniu LO jak i NLO, natomiast rachunki z resumacją LO BFKL [230] przewidują za duży przekrój czynny.

Na rysunku 4.8 (lewy rysunek) przedstawiono zależność przekroju czynnego $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ od Y , zmierzoną w eksperymentach L3 i OPAL [231]. Dla dużych Y przewidywania w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń odpowiadające wkładowi od boxu kwarkowego (diagram QPM na rysunku 4.7) i poprawkom QCD rzędu $O(\alpha_s)$ do tego diagramu, oznaczone LO QBOX i NLO QBOX, są poniżej danych L3 o 3 standardowe odchylenia [233]. Zmierzone przekroje czynne są również porównane z obliczeniami LO BFKL i NLO BFKL, w których zastosowano procedurę Brodsky-Lepage-Mackenzie [235] do ustalenia skali renormalizacji [236]. Przewidywania LO BFKL charakteryzują się dużą niepewnością teoretyczną wynikającą ze zmiany skali Reggego, co uniemożliwia wiarygodne porównanie z danymi. Przewidywania NLO BFKL mają o wiele mniejsze niepewności teoretyczne i opisują dane w sposób zadawalający. Przedstawione w pracy [237] rachunki BFKL, uwzględniające część poprawek niewiodących poprzez zastosowanie zasady zachowania energii i pędu w kaskadzie partonowej (consistency constraints), są również w zgodzie z danymi (nie pokazano). Na rysunku 4.8 (prawy rysunek) przedstawiono



Rysunek 4.9: Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma_{\gamma\gamma}/Y$ dla reakcji $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrony}$ zmierzony w eksperymencie DELPHI. Dane są porównane z przewidywaniami modelu QPM (krzywa pełna) oraz z obliczeniami LO BFKL i NLO BFKL (krzywe przerywane). Dwie krzywe odpowiadające rachunkom BFKL odpowiadają zmianie skali Reggego między Q^2 (górna krzywa) i $4Q^2$ (dolna krzywa). Wkład od diagramu QPM jest uwzględniony w przewidywaniach LO i NLO BFKL.

również zależność $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ od Y , zmierzoną w eksperymencie ALEPH w obszarze kinematycznym $E_e > 0.3E_{beam}$, $0.35 < \theta_e < 155$ mrad i $W_{\gamma^*\gamma^*} > 3$ GeV [238]. Zmierzone przekroje czynne są porównane z analitycznymi obliczeniami LO BFKL i NLO BFKL [239]. Podobnie jak dla danych z eksperymentów L3 i OPAL nie obserwuje się silnego wzrostu przekroju czynnego wraz z Y , przewidzianego w przybliżeniu LO BFKL. Natomiast obliczenia NLO BFKL są bliższe w kształcie i normalizacji do punktów doświadczalnych.

W eksperymencie DELPHI zmierzono $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ w obszarze kinematycznym $10 < Q_i^2 < 200$ GeV², $W_{\gamma^*\gamma^*} > 2$ GeV i $\theta_e > 38$ mrad [240]. Na rysunku 4.9 dane są porównane z przewidywaniami modelu QPM oraz obliczeniami LO BFKL [230] i NLO BFKL [239]. Dwie krzywe dla przewidywań BFKL odpowiadają zmianie skali Reggego między Q^2 (górna krzywa) i $4Q^2$ (dolna krzywa). Zmierzone przekroje czynne znajdują się poniżej przewidywań BFKL w rzędzie wiodącym. W rzędzie niewiodącym przewidziany wzrost przekroju czynnego dla dużych wartości Y jest słabszy niż w rzędzie wiodącym, co prowadzi do lepszej zgodności z pomiarami. Dla wartości Y powyżej 4 teoretyczny przekrój czynny rośnie z Y , poniżej tej wartości zachowanie $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ jest zgodne z wkładem QPM.

Energia dostępna na zderzacz LEP jest zbyt mała, aby badać obszar dużych wartości Y , w którym efekty wynikające z dynamiki BFKL mogą być znaczące. Wzrost energii w układzie środka masy $\gamma^*\gamma^*$ na planowanym międzynarodowym liniowym zderzacz e^+e^- ($\sqrt{S_{ee}} \simeq 500$ GeV) umożliwi badanie dłuższych kaskad partonowych w procesach dwufotonowych. Przewidywany wkład od efektów BFKL do przekroju czynnego $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ jest duży i mierzalny

[241, 242], niemniej sam pomiar będzie trudny eksperymentalnie, ze względu na konieczność detekcji elektronów o stosunkowo małej energii ($E_e > 20 - 30$ GeV), produkowanych pod bardzo małymi kątami rzędu 20-30 mrad.

Rozdział 5

Przyszłość eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton-hadron

W lipcu 2007 roku zakończy się zbieranie danych na zderzacz HERA, w którym elektrony o energii 27.5 GeV oddziałują z protonami o energii 920 GeV. Te parametry odpowiadają największej jak dotąd energii w układzie środka masy systemu lepton-hadron uzyskanej w akceleratorze, $\sqrt{s} \approx 319$ GeV. Maksymalna świetlność osiągnięta na tym zderzacz wynosi $L = 5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Projekty dalszych badań, związane również z przekształceniem HERA w zderzacz elektronów i jąder [243], nie będą realizowane.

W tym rozdziale zostaną przedstawione plany innych laboratoriów, dotyczące pomiarów głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton-hadron, ze szczególnym uwzględnieniem tematyki małych x . Nowe projekty są przygotowywane w ośrodkach naukowych Stanów Zjednoczonych, CEBAF (*Continous Electron Beam Accelerator Facility*) w Laboratorium Jeffersona (JLAB) i RHIC w Narodowym Laboratorium w Brookhaven. Ostatnio powrócono również do studiów nad zderzaniem wiązek elektronów (pozytonów) z wiązkami hadronowymi na LHC.

Projekt JLAB 12

Projekt laboratorium JLAB zwiększenia maksymalnej energii wiązki elektronowej z 6 do 12 GeV [244] został już zatwierdzony, zakończenie przebudowy akceleratora charakteryzującego się bardzo wysoką świetlnością ($L = 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) jest planowane w latach 2012-2013. W naświetlaniach zapewniono użycie zarówno niespolaryzowanych jak i spolaryzowanych wiązek i tarczy. Program badań na stałej tarczy przy energii w układzie środka masy ok. 5.1 GeV jest dedykowany pomiarom procesów DIS w obszarze małych wartości Q^2 i bardzo dużych wartości x . Badania te pogłębią zrozumienie struktury nukleonów i jąder w obszarze kwarków walencyjnych. Pozwolą również na wyznaczenie wkładów od kwarków i gluonów do spinu protonu. W dalszej perspektywie rozważa się konstrukcję zderzacza elektronów i lekkich jonów (*Electron Light Ion Collider, ELIC*) z uwzględnieniem polaryzacji obu wiązek, który będzie pracował przy energii w układzie środka masy w granicach 20-65 GeV [245]. Projekt ELIC zakłada uzyskanie wysokiej świetlności rzędu $8 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, możliwej przy zastosowaniu technologii "odzyskiwania energii" w procesie przyspieszania elektronów w liniowym akcele-

ratorze (*energy recovery technology*).

Projekt eRHIC

W laboratorium BNL prowadzone są studia nad konstrukcją zderzacza elektronów i protonów/relatywistycznych jąder eRHIC [246]. W urządzeniu tym będzie można używać wiązek spolaryzowanych elektronów (pozytonów) o energii 5-10 GeV (10 GeV) oraz wiązek spolaryzowanych protonów o energii w zakresie 50-250 GeV, co pozwoli na pomiary w obszarze $\sqrt{s} = 30 - 100$ GeV. Dostępne będą również wiązki lekkich i ciężkich jąder, np. wiązki jonów Au o energii w zakresie 10.8 -100 GeV/nukleon. Możliwa będzie także polaryzacja deuteronu lub ^3He .

Główne założenia projektu przewidują, że elektrony przyspieszone w liniaku do docelowej energii będą wstrzyknięte do pierścienia magazynującego i następnie w jednym z obszarów oddziaływań będą się zderzać z wiązką jonów, krążącą w niezależnym pierścieniu. Ta opcja, tzw. rozwiązanie "pierścień-pierścień", przewiduje świetlność $L = 10^{32} - 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dla oddziaływań ep i $L = 10^{30} - 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dla oddziaływań eA . Alternatywne rozwiązanie z przyspieszaniem elektronów w nadprzewodzącym liniaku z zastosowaniem technologii "odyskiwania energii", pozwoliłoby na uzyskanie znacząco wyższej świetlności, $L \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dla procesów ep oraz $L \sim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dla procesów eA . Założenia konfiguracji "liniak-pierścień" stanowią jednak duże wyzwanie technologiczne i wymagają dalszych badań. Jeżeli projekt eRHIC zostanie zatwierdzony, to wówczas jego harmonogram przewiduje zakończenie prac konstrukcyjnych około roku 2016.

Wprawdzie energia zderzenia na eRHIC będzie o czynnik 3-10 mniejsza niż na HERA, zaletą przyszłego urządzenia będzie możliwość jej zmiany w zakresie $\sqrt{s} = 30 - 100$ GeV, polaryzacja protonów i deuteronów (lub ^3He), dostępność wiązek ciężkich jąder i wysoka świetlność. Lista ważnych pomiarów na eRHIC jest długa [247], w tym krótkim opisie zostaną wymienione tylko niektóre.

Badania struktury nukleonów w spolaryzowanym rozpraszaniu ep i en , będą stanowić uzupełnienie aktualnych pomiarów na RHIC dla spolaryzowanych wiązek protonowych. Wyznaczenie spinowych funkcji struktury protonu i neutronu w obszarze małych wartości x -Bjorkena pozwoli na test spinowej reguły sum Bjorkena. Można oczekiwać lepszego zrozumienia spinowej struktury protonu dzięki precyzyjnym pomiarom składowych spinu nukleonu: składowej gluonowej i pochodzących od różnych zapachów składowych kwarkowych. Spodziewamy się również, że wkład od orbitalnego momentu pędu do spinu nukleonu zostanie oszacowany z uogólnionych rozkładów partonów (*Generalized Parton Distributions, GPD*) zmierzonych np. w procesie głęboko wirtualnego rozpraszania Comptona, $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ (*Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS*).

Pomiary inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na jądrach umożliwią wyznaczenie jądrowych funkcji rozkładu kwarków i gluonów. Rozkłady te są słabo znane dla małych wartości x i Q^2 . W szczególności, w porównaniu z precyzyjnymi pomiarami gęstości gluonów w protonie, głównie dzięki danym z HERA, wiedza dotycząca jądrowych rozkładów gluonów jest bardzo skromna. Rozpraszanie na ciężkich jądrach umożliwi komplementarne do HERA badania gęstych układów partonowych. Na HERA obszar dużych gęstości gluonowych odpowiada małym wartościom x , ponieważ gęstość gluonów rośnie szybko z malejącym x . W zderzeniu elektronu z ciężkim

jądrem, początkowy lepton poruszając się w materii jądrowej już przy większych wartościach x "widzi" gęsty układ partonów, wynikający z przekrywania się nukleonów w jądrze. Porównanie charakterystyk procesów ep i eA będzie uzupełnieniem dotychczasowego programu badań materii partonowej w warunkach ekstremalnych, wytworzonych w oddziaływaniach relatywistycznych ciężkich jąder. Jednym z aspektów tych badań jest poszukiwanie sygnatur uniwersalnego stanu nasyconej materii gluonowej, kondensatu kolorowego szkła CGC (por. rozdział 2.5.5). Na eRHIC będzie można testować przewidywania teorii CGC dotyczące zachowania inkluzyjnego przekroju czynnego wraz ze zmianą liczby atomowej A .

Procesem ekskluzywnym pozwalającym wyznaczyć wielkość poprawek saturacyjnych jest elastyczna, dyfrakcyjna produkcja mezonów wektorowych i fotonów, $e(p)A \rightarrow e(p)AV$ [248]. Z pomiarów przekroju czynnego na te procesy w funkcji t można wyliczyć element macierzy rozpraszania S w zależności od parametru zderzenia, co pozwala oszacować skalę saturacji dla protonu/jąder oraz wyznaczyć jej zależność od energii. Badania te wymagają precyzyjnego pomiaru pędu i energii mezonów wektorowych/fotonów w szerokim zakresie rapidity, jak również znakowania rozproszonych protonów.

W trakcie opracowania jest projekt wielofunkcyjnego detektora ELECRon-A [249]. Bardzo zaawansowany jest projekt drugiego detektora [250], dedykowanego głównie badaniom inkluzyjnego przekroju czynnego dla małych i dużych wartości x -Bjorkena, który umożliwi również pomiary bardziej ekskluzywnych procesów. Cechą wyróżniającą ten detektor byłaby wysoka precyzja pomiaru i akceptancja w kierunku początkowego hadronu (do przodu) i w kierunku początkowego leptonu (do tyłu). Pozwoliłoby to na realizację programu fizycznego, który by uzupełnił zakres kinematyczny dostępny badaniom w eksperymentach H1 i ZEUS. Wprawdzie obszar kinematyczny w zmiennych x - Q^2 na eRHIC nie będzie tak duży jak na HERA, ponieważ wartości zmiennych $1/x$ i Q^2 będą o rząd wielkości mniejsze niż w DESY, to planowana wysoka świetlnosc zderzacza warunkuje precyzyjne pomiary wielu obserwabli w niespolaryzowanym głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep :

- Możliwość zmiany energii w układzie środka masy ($\sqrt{s} = 30 - 100$ GeV) pozwoli na bezpośredni pomiar podłużnej funkcji struktury F_L . Pomiar ten jest szczególnie ważny w obszarze małych wartości x i Q^2 ($Q^2 < 10$ GeV²), gdzie dotychczasowe niepewności teoretyczne i eksperymentalne są duże (por. rozdział 2.4.4).
- Precyzyjny pomiar funkcji struktury F_2 dla małych wartości x w obszarze $0.05 < Q^2 < 5$ GeV² pozwoliłby na lepsze zrozumienie przejścia od partonowych do hadronowych stopni swobody w opisie przekroju czynnego na oddziaływanie γ^*p (por. rozdział 3.3). Precyzja danych z HERA w obszarze przejścia ($Q^2 \approx 0.5 - 1.0$ GeV²) nie jest tak wysoka jak w innych obszarach. Ten zakres Q^2 odpowiada bowiem takiej lokalizacji rozproszonego elektronu, dla której akceptancja detektorów H1 i ZEUS jest bardzo ograniczona.
- Pomiar dżetów/cząstek do przodu (por. rozdział 3.4.4) w poszerzonym zakresie rapidity do wartości $\eta \approx 5$ w porównaniu z $\eta = 3.5$ dla HERA jako test dynamiki QCD dla małych wartości x .
- Pomiar F_2 dla dużych wartości $x \approx 1$. Ze względu na ograniczoną akceptancję w kierunku do przodu, eksperymenty na HERA mogą mierzyć przypadki DIS dla dużych x tylko w obszarze bardzo dużych wartości Q^2 , a tym samym z niezbyt dużą statystyką. Planowany detektor umożliwiłby precyzyjne pomiary dla dużych x przy znacznie mniejszych

wartościach Q^2 . Pomiary mogłyby być wykonane przy użyciu danych o świetlności $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$ do wartości $x = 0.9$ i dla $Q^2 < 250 \text{ GeV}^2$, w dotychczas niezbadanym obszarze przestrzeni fazowej. Obszar dużych wartości x jest ważny dla bilansu pędu składników protonu, poprzez reguły sum wpływa również na gęstości partonów wyznaczone dla małych x .

- Badania ekskluzywnej produkcji mezonów wektorowych i procesów DVCS w szerokim zakresie energii W_{γ^*p} i dla wartości $|t| \leq 1.5 \text{ GeV}^2$, gdzie t oznacza kwadrat przekazu czteropędu w wierzchołku hadronowym. Te pomiary pozwolą wyznaczyć uogólnione rozkłady partonów, jak również będą precyzyjnym studium zależności produkcji końcowych stanów hadronowych od energii

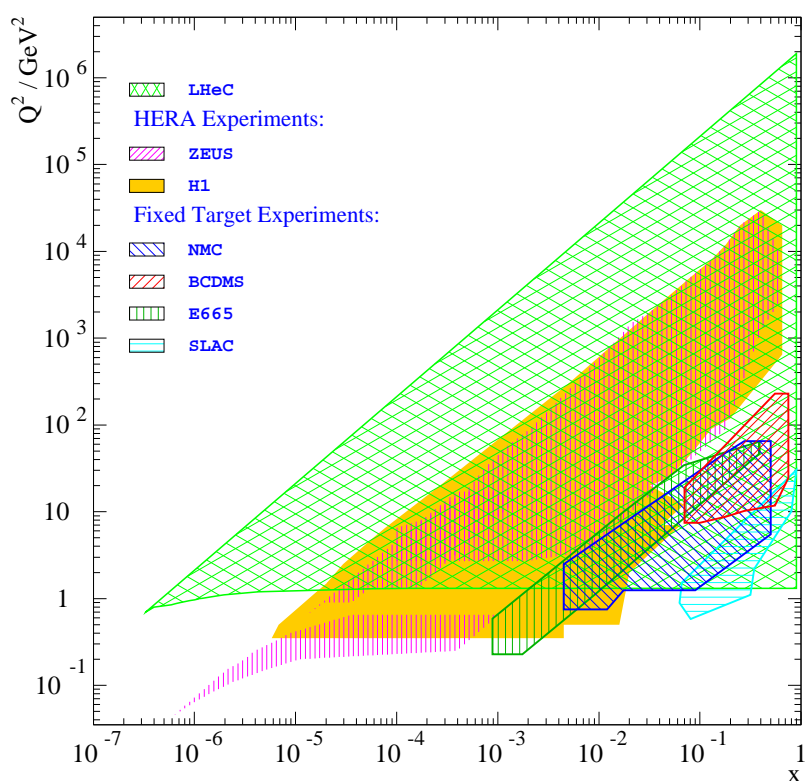
Projekt LHeC

Projekt LHeC (*Large Hadron Electron Collider*) [251] zakłada budowę w tunelu LHC dodatkowego pierścienia do przyspieszania elektronów (pozytonów) do energii 70 GeV. Wiązka ta zderzałaby się z jedną z protonowych wiązek LHC przy energii $\sqrt{s} = 1.4 \text{ TeV}$. Rozważa się również rejestrację zderzeń eD i eA . Dla proponowanej konfiguracji "pierścień-pierścień" świetlnosc zderzacza mogłaby osiągnąć wartość $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, zbieranie danych odbywałoby się równocześnie w LHC i LHeC.

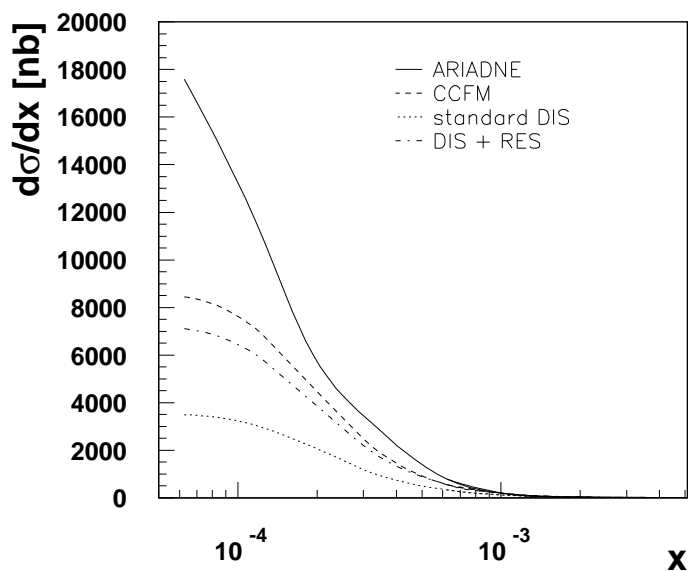
Wysoka energia w układzie środka masy ep pozwoliłaby na badanie procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton-hadron dla wartości Q^2 powyżej 10^6 GeV^2 i bardzo małych wartości x -Bjorkena, sięgających do $x \approx 3 \cdot 10^{-7}$. Dla porównania na rysunku 5.1 pokazano obszar kinematyczny w zmiennych $x-Q^2$ dostępny pomiarom na stałej tarczy, HERA i LHeC. Połączona analiza inkluzywnych przekrojów czynnych dla procesów z prądem neutralnym i naładowanym zmierzonych na HERA i LHeC, umożliwiłaby wyznaczenie z dużą dokładnością funkcji rozkładu kwarków i gluonów w protonie w bardzo szerokim zakresie zmiennych Q^2 i x . Precyzyjny pomiar gęstości partonów dla skali energetycznej LHC jest bardzo ważny, ponieważ przy poszukiwaniu sygnatur nowej fizyki wpływa bezpośrednio na oszacowanie tła pochodzącego od standardowych procesów QCD. Użycie wiązek relatywistycznych ciężkich jonów pozwoliłoby na studia partonowej struktury jąder w obszarze bardzo małych wartości x rzędu 10^{-6} , niedostępnym na innych planowanych urządzeniach (ELIC i eRHIC), które będą pracować przy niższej energii ($\sqrt{s} \leq 100 \text{ GeV}$).

W badaniach końcowych stanów hadronowych poszerzenie zakresu kinematycznego w obszarze małych x powinno dać lepszy wgląd w mechanizm ewolucji QCD. Dla przykładu na rysunku 5.2 pokazano przewidywania dla przekroju czynnego na produkcję dżetu do przodu w funkcji x , przy wyborze minimalnego kąta biegunowego dżetu $\theta_{jet} = 1^\circ$ i $0.5 < p_{t,jet}^2/Q^2 < 2$ [252] (por. rozdział 3.4.4). Rachunki oparte na standardowej ewolucji DGLAP oznaczono "standard DIS". Przedstawiono również obliczenia modeli generujących nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD. Monte Carlo ARIADNE jest implementacją modelu CDM, CASCADE opiera się na ewolucji CCFM, natomiast RAPGAP (oznaczony DIR + RES) używa przybliżenia DGLAP i dodatkowo uwzględnia procesy z rozwiniętym fotonem. Na HERA pomiary dżetów do przodu są ograniczone do wartości $x > 10^{-4}$, tymczasem jak widać z rysunku 5.2 znaczące różnice między modelami występują dopiero dla mniejszych wartości x .

Można oczekiwać, że pomiary na LHeC w zakresie bardzo małych x pozwolą na jednoznaczną obserwację efektów saturacji partonowej. Jak dotąd interpretacja danych z HERA



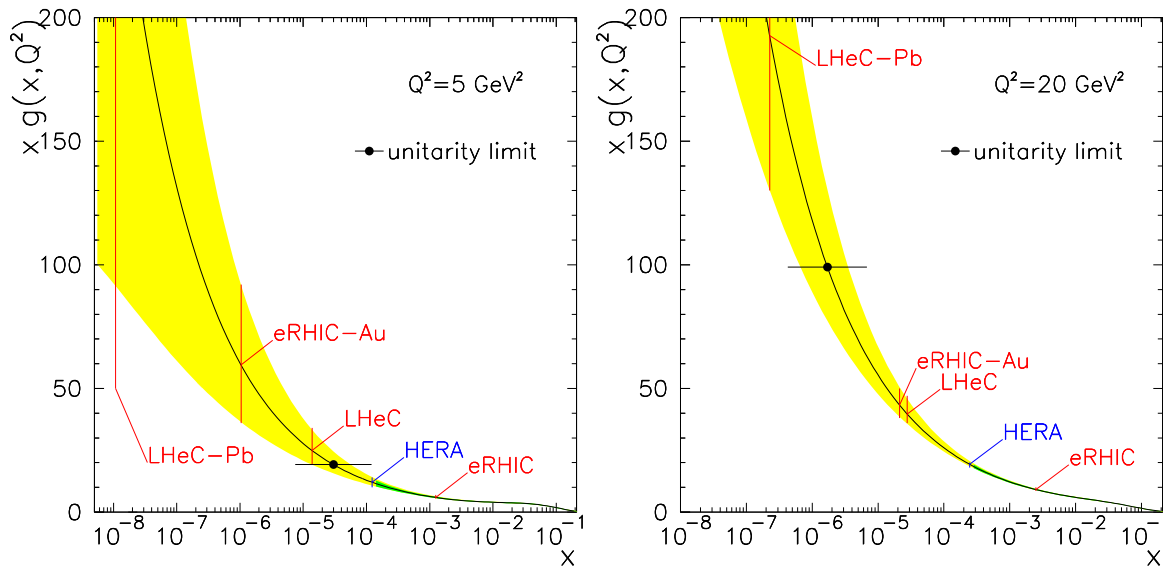
Rysunek 5.1: Obszary kinematyczne w zmiennych $Q^2 - x$ dostępne pomiarom w eksperymentach DIS na stałej tarczy, na HERA i na rozważanym zderzaczach elektronów i protonów LHeC.



Rysunek 5.2: Przewidywania przekroju czynnego $d\sigma/dx$ na produkcję dżetu do przodu na LHeC w różnych modelach opartych na QCD. Znaczące różnice między modelami wynikające z odmiennej dynamiki QCD uwidaczniają się dla najmniejszych wartości x -Bjorkena.

nie wskazuje, że uwzględnienie perturbacyjnej rekombinacji gluonów jest konieczne do ich opisu, dlatego też pomiary w poszerzonym zakresie x są szczególnie ciekawe. W tym aspekcie obiecujące jest badanie gęstych układów partonowych dla procesów rozproszeniowych na ciężkich jądrach, ponieważ gęstość gluonów w jądrach jest wzmocniona przez czynnik $\propto A^{\frac{1}{3}}$. Jednoznaczna ewidencja saturacji w rozpraszaniu ep na LHeC byłaby ważna dla interpretacji oddziaływań eA i AA , ponieważ pozwoliłaby odróżnić efekty saturacyjne od efektów jądrowych (głównie cieniowania jądrowego) w tych procesach.

Na rysunku 5.3 przedstawiono funkcję rozkładu gluonów $xg(x, Q^2)$ wyznaczoną z dopasowania NLO DGLAP do danych eksperymentu H1. Rozkłady dla $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ i $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ są ekstrapolowane z dostępnemu pomiarowi obszarze x -Bjorkena powyżej 10^{-4} do wartości $10^{-8} - 10^{-7}$. Dla malejących x rozkład gluonów nie powinien rosnać poza granicę wynikającą z warunku unitarności, której oszacowania są rzędu $Q^2/\alpha_s^2(Q^2)$ [253].



Rysunek 5.3: Funkcja rozkładu gluonów $xg(x, Q^2)$ wyznaczona w analizie QCD w przybliżeniu NLO DGLAP dla danych w obszarze x -Bjorkena powyżej 10^{-4} z eksperymentu H1 ekstrapolowana do o wiele mniejszych wartości x . Rozkłady pokazano dla dwóch wartości Q^2 , $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ (lewy rysunek) i $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ (prawy rysunek). Na rysunkach zaznaczono granicę unitarności oraz zakres w zmiennej x dostępny pomiarom na eRHIC, HERA i LHeC. Zaznaczony obszar odpowiada niepewności wyznaczenia rozkładów $xg(x, Q^2)$, która w tym obszarze kinematycznym wynika głównie z niepewności teoretycznych.

Na rysunku 5.3 zaznaczono granicę unitarności oraz zakres w zmiennej x dostępny pomiarom na eRHIC, HERA i LHeC. Duża energia w układzie środka masy zderzających się cząstek powoduje, że w oddziaływaniu ep dostępne wartości x na LHeC są o wiele mniejsze niż na HERA. W rozpraszaniu na jądrach ePb osiągalne wartości x na LHeC byłyby znacząco mniejsze niż dla procesów eAu na eRHIC. Na LHeC poszerzenie zakresu kinematycznego pozwala na badania poza granicą unitarności przy mniejszym Q^2 w rozpraszaniu ep i przy większym Q^2 w rozpraszaniu ePb .

Użycie wiązek relatywistycznych ciężkich jąder jest szczególnie uzasadnione dla testów per-

turbacyjnej QCD w obszarze bardzo dużych gęstości partonowych odpowiadających granicy czarnego dysku. Przy tej samej energii w układzie środka masy γ^* -tarcza, granica czarnego dysku będzie osiągnięta wcześniej w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na ciężkich jądrach niż w procesie ep . Wkłady do przekroju czynnego od rozpraszania na brzegach nukleonu, które pozostają "szare" (gęstość partonów jest tutaj mniejsza) są istotne nawet dla bardzo dużych energii. Te peryferyczne efekty są tłumione w przypadku rozpraszania na ciężkich jądrach.

W granicy BDL przewidywania dla wielu obserwabli są jakościowo różne w porównaniu z przewidywaniami standardowej ewolucji DGLAP w przybliżeniu wiodących twistów [254]. Dla malejących x zależność jądrowej funkcji struktury od $1/x$ jest słabsza niż w przewidywaniach DGLAP, $F_2^A \propto R_A^2 Q^2 \ln 1/x$. W przypadku funkcji struktury nukleonu zależność od x jest porównywalna z przybliżeniem DGLAP. Badanie różnic w zależności od x jądrowej funkcji struktury i funkcji struktury nukleonu może być obiecującą metodą identyfikacji obszaru BDL. Dla końcowych stanów hadronowych sygnaturami BDL są wzrost inkluzywnego dyfrakcyjnego przekroju czynnego do wartości bliskiej połowie całkowitego przekroju czynnego stowarzyszony z produkcją przypadków dwudżetowych, bardziej miękkie rozkłady wiodących hadronów (por. rozdział 4.2) oraz słabo zależny od Q^2 przekrój czynny na ekskluzywną produkcję mezonów wektorowych. Ponieważ efekty związane z granicą BDL zależą od liczby atomowej A , planowane są pomiary wymienionych obserwabli w funkcji A . Powyżej zostały omówione tylko procesy związane z fizyką małych x . Bardziej kompletny przegląd tematyki badawczej na LHeC znajduje się w pracy [251]. Projekt wymaga dalszych intensywnych studiów dotyczących programu fizycznego, modyfikacji akceleratora i budowy detektora. "List Intencyjny" do Komitetu LHC jest planowany na rok 2009.

Rozdział 6

Podsumowanie

W rozprawie przedstawiono wyniki badań głęboko nieelastycznego rozpraszania ep dla małych wartości x -Bjorkena na zderzaczu HERA. W dotychczas niezbadanym obszarze kinematycznym bardzo małych x , poniżej wartości zmierzonych w eksperymentach na stałej tarczy ($x < 0.001$), eksperymenty na HERA odkryły zaskakujący wzrost funkcji struktury protonu F_2 , tym silniejszy im większy jest przekaz czteropędu. Takie zachowanie funkcji struktury F_2 jest konsekwencją wzrostu gęstości gluonów i kwarków morza w protonie wraz ze wzrostem energii zderzenia, a tym samym dla malejących x . W rozważanym obszarze kinematycznym rośnie przestrzeń fazowa na emisję gluonów i procesy DIS charakteryzują się długimi kaskadami partonowymi.

W perturbacyjnej QCD opis długich przestrzennopodobnych kaskad partonowych w wysokoenergetycznym rozpraszaniu ep jest o wiele bardziej skomplikowany niż w przypadku czasowopodobnych kaskad w oddziaływaniach e^+e^- . Perturbacyjne obliczenia opierają się na różnych przybliżeniach, które determinują strukturę kinematyczną początkowej kaskady partonowej. Dla większych wartości Q^2 i niezbyt małych x , uzasadniona jest interpretacja danych DIS przy użyciu standardowych równań ewolucji DGLAP, w rzędzie wiodącym prowadzących do resumacji członów $\alpha_s \ln(Q^2)$. Dla średnich przekazów czteropędu, w granicy asymptotycznie wysokich energii czyli dla bardzo małych x , powinny się ujawnić nowe efekty dynamiczne związane z rozwojem kaskady QCD, charakterystyczne dla ewolucji BFKL. Oznacza to, że w perturbacyjnym rozwinięciu pojawią się duże logarytmy $\alpha_s \ln(1/x)$, których resumacji można dokonać przy użyciu równania ewolucji BFKL. Perturbacyjna QCD nie definiuje jednak skali ani w x ani w Q^2 , przy której uwzględnienie tych efektów jest konieczne. Przybliżenia DGLAP i BFKL opierają się na dwóch skrajnych wyborach dotyczących uporządkowania pędów poprzecznych w kaskadzie partonowej. Ewolucja DGLAP wyróżnia się silnym uporządkowaniem pędów poprzecznych emitowanych partonów, natomiast w emisji BFKL pędy poprzeczne gluonów są dowolne. Równanie CCFM oparte na kątowym uporządkowaniu emisji partonowych jest uogólnieniem równań DGLAP i BFKL.

W teoretycznej części rozprawy omówiono liniowe równania ewolucji DGLAP, BFKL i CCFM stosowane w opisie głęboko nieelastycznego rozpraszania ep przy małych wartościach x -Bjorkena. Przedstawiono również tematykę saturacji partonowej. Zjawisko to zachodzi dla dostatecznie dużej gęstości gluonów i polega na perturbacyjnej rekombinacji partonów, prowadzącej do osłabienia wzrostu gęstości gluonów. Uwzględnia się je poprzez wprowadzenie członów nieliniowych do liniowych równań ewolucji. Ta tematyka jest ważna zarówno dla

interpretacji danych DIS przy małych x , jak i w badaniach materii jądrowej o dużej gęstości produkowanej w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jąder. Jak dotąd nie ma jednoznacznej konkluzji, czy saturacja partonowa została zaobserwowana w procesach na zderzaczach HERA i RHIC. Należy jednak podkreślić, że zmierzony na HERA wzrost F_2 dla małych x , odzwierciedlający wzrost gęstości gluonów, przyczynił się do rozwoju teoretycznych metod w tej dziedzinie.

W doświadczalnej części rozprawy przedstawiono wyniki przeprowadzonych na HERA pomiarów dla procesów DIS przy małych wartościach x -Bjorkena, dotyczących funkcji struktury F_2 i końcowych stanów hadronowych. Ważnym aspektem tych badań jest poszukiwanie nowych efektów dynamiki QCD, wykraczających poza standardową ewolucję DGLAP. Początkowo wydawało się, że silny wzrost F_2 dla malejących x wskazuje na dominację dynamiki BFKL w tym obszarze kinematycznym. Szybko zrozumiano jednak, że inkluzywny pomiar funkcji struktury protonu F_2 nie pozwala rozróżnić pomiędzy różnymi schematami ewolucji QCD. Wynika to stąd, że w teoretycznym opisie inkluzywnego procesu DIS odgrywają rolę zarówno perturbacyjne jak i nieperturbacyjne efekty QCD, których separacja nie jest jednoznaczna. Dlatego też na HERA rozpoczęto poszukiwanie sygnatur ewolucji BFKL/CCFM również w pomiarach końcowych stanów hadronowych, w takich obszarach przestrzeni fazowej w których przyczynki od standardowej ewolucji DGLAP są tłumione.

W rozprawie szczególnie dokładnie omówiono produkcję dżetów i cząstek pod małymi kątami o tak dobranych parametrach, że efekty wynikające ze standardowej ewolucji DGLAP są zminimalizowane, natomiast przestrzeń fazowa dla ewolucji BFKL jest duża. Proces ten stanowi klasyczną sygnaturę dynamiki BFKL w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym. Należy jednak pamiętać, że z eksperymentalnego punktu widzenia ograniczeniami w badaniach na HERA są akceptancja detektorów w kierunku do przodu oraz dostępna przestrzeń fazowa na emisję gluonów, uwarunkowana energią zderzających się wiązek elektronów i protonów.

Zmierzone przekroje czynne na produkcję dżetów i cząstek do przodu są o wiele powyżej przewidywań LO DGLAP, czego można oczekiwać ponieważ proces ten jest kinematycznie tłumiony w rzędzie wiodącym. Obliczenia NLO DGLAP są w lepszej zgodności z danymi, chociaż dla najmniejszych wartości x produkcja dżetów do przodu nie jest również poprawnie opisana. Na uwagę zasługuje natomiast zgodność przewidywań NLO DGLAP z pomiarami mezonów π^0 do przodu. W tych rachunkach duże niepewności teoretyczne przewidywań wskazują na to, że poprawki wyższych rzędów NNLO mogą być ważne. Przy odpowiednim wyborze skali obliczenia analityczne LO BFKL z warunkami konsystencji, będące przybliżeniem rachunków NLO BFKL, opisują poprawnie dane w przeważającym obszarze przestrzeni fazowej. Wymienione analizy pokazują, że w opisie kaskady partonowej dla małych x istotne są poprawki wyższych rzędów, które łamią uporządkowanie w pędzie poprzecznym charakterystyczne dla przybliżenia LO DGLAP.

O tym, że procesy łamiące uporządkowanie w p_t są ważne świadczą również przewidywania programów Monte Carlo generujących nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD. W ogólności te przewidywania, bazujące na modelu kolorowych dipoli CDM, modelu z rozwiniętym fotonem czy też uwzględnieniu ewolucji CCFM w implementacji programu CASCADE, są bliżej danych niż obliczenia LO DGLAP. Poziom zgodności z pomiarami jest jednak różny. Zależy on zarówno od procesu i od badanego obszaru przestrzeni fazowej, jak i od mechanizmu łamania uporządkowania w p_t .

Pomiary obserwabli czułych na dynamikę BFKL w oddziaływaniach hadron-hadron i e^+e^-

są uzupełnieniem programu badań na HERA. W rozprawie przedstawiono pomiary dżetów Muellera-Naveleta w oddziaływaniach $p\bar{p}$ w Fermilabie i hadronowego przekroju czynnego w oddziaływaniach dwufotonowych na zderzacz LEP. Podobnie jak na HERA, drabina partonowa w tych procesach nie jest dostatecznie długa, aby jednoznacznie zidentyfikować efekty związane z dynamiką BFKL.

Można oczekiwać, że pomiary na LHC dzięki dużej energii w układzie środka masy zderzających się protonów oraz szerokiej akceptancji detektorów w rapidity pozwolą lepiej zrozumieć fizykę małych x . Niezależnie bowiem od poszukiwań bozonu Higgosa i cząstek supersymetrycznych, LHC będzie w dużej mierze zderzaczem umożliwiającym jakościowe testy perturbacyjnej QCD w granicy bardzo wysokich energii. Na LHC tematyka związana z fizyką małych x jest bogata i obejmuje m.in. pomiar dżetów Muellera-Naveleta, wyznaczanie funkcji rozkładu partonów dla bardzo małych x i badanie produkcji cząstek przy dużych wartościach x -Feynmana, ważne dla interpretacji promieniowania kosmicznego w pobliżu obciążenia GZK. Poszerzenie zakresu kinematycznego pozwoli na pomiary procesów generowanych przez partony przy bardzo małych wartościach x , rzędu $10^{-6} - 10^{-7}$ przy skali kilku GeV^2 , w obszarze gdzie efekty saturacji partonowej mogą odgrywać dużą rolę. Przewiduje się, że dla małych x efekty nasycenia partonów zostaną wzmocnione dla oddziaływań ciężkich jąder, ze względu na nakładanie się funkcji falowych gluonów pochodzących z różnych nukleonów. Na LHC poszukiwanie takich efektów będzie możliwe dzięki zderzeniom Pb-Pb. Należy zauważyć, że zdobyta na HERA wiedza dotycząca dynamiki QCD, funkcji rozkładu partonów, saturacji partonowej będzie szczególnie ważna w poszukiwaniach na LHC sygnałów nowej fizyki przy skali kilku TeV, ponieważ umożliwi oszacowanie standardowego tła od procesów QCD. Wpływ studiów na HERA na fizykę LHC jest rozważany w serii warsztatów CERN-DESY Workshop 2004-2005-2006-2007 "Implication of HERA for LHC Physics".

Podsumowując powyższe rozważania należy podkreślić rolę pomiarów na HERA¹ i współpracę eksperymentatorów z fizykami teoretykami dotyczącą ich interpretacji. Fizyka małych x została zapoczątkowana na zderzacz HERA przez odkrycie silnego wzrostu funkcji struktury protonu F_2 dla malejących x , będącego odzwierciedleniem szybkiego wzrostu gęstości gluonów w tym obszarze kinematycznym. Ze względu na zależność F_2 zarówno od wejściowych rozkładów partonów jak i od efektów ewolucji QCD, inkluzyny pomiar tej obserwabli okazał się niewystarczający w poszukiwaniach sygnatur wykraczających poza standardową dynamikę DGLAP. Dlatego też rozpoczęto pomiary obserwabli związanych z końcowymi stanami hadronowymi, czułych na dynamikę kaskady partonowej. W perturbacyjnej QCD opis dynamiki procesów przy małych wartościach x , charakteryzujących się długimi kaskadami partonowymi, jest skomplikowany i ściśle związany ze zrozumieniem oddziaływań silnych w granicy wysokoenergetycznej. Dzięki współdziałaniu teorii i eksperymentu, pomiary przeprowadzone na HERA pozwoliły lepiej zrozumieć procesy DIS w obszarze małych x i w znaczący sposób wpłynęły na rozwój modeli teoretycznych i metod obliczeniowych w tej dziedzinie. W badaniach dżetów i pojedynczych cząstek, postęp w rachunkach w rzędzie następnym do wiodącego w ramach standardowego przybliżenia DGLAP i faktoryzacji współliniowej był stymulowany wynikami pomiarów doświadczalnych. Z dotychczasowych analiz wynika, że w opisie końcowych stanów hadronowych przy małych x nawet poprawki w rzędzie następnym do niewiodącego mogą być ważne. Rozwinięto również alternatywny sposób interpretacji danych, bazujący na dynamice BFKL/CCFM i faktoryzacji k_t , który dla wielu procesów stanowi prostszą i bardziej ekonomiczną metodę opisu. Formalizm ten może okazać się bardzo ważny

¹Krótkie podsumowanie pomiarów na HERA ważnych dla fizyki małych x znajduje się w dodatku C.

w obszarze kinematycznym wykraczającym poza zakres energii na HERA i wymaga dalszych studiów. Należy mieć nadzieję, że duże zainteresowanie teoretyków fizyką małych x oraz perspektywy nowych pomiarów na wysokoenergetycznych zderzaczach wyłonią spójny fizyczny obraz zjawisk zachodzących w tym obszarze.

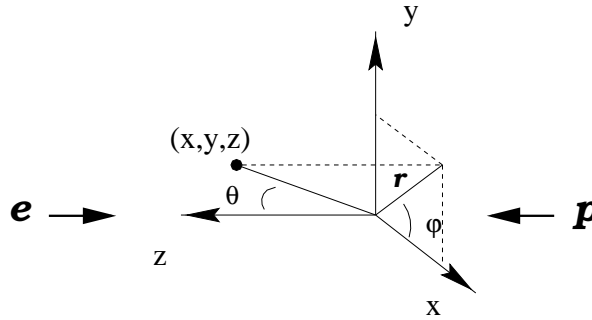
Dodatek A

Układy odniesienia

Proces rozpraszania ep można rozpatrywać w różnych układach odniesienia. W tym dodatku zostanie przedstawiony układ laboratoryjny, hadronowy układ środka masy oraz układ Breita. Czteropęd wirtualnego fotonu i początkowego protonu są oznaczone odpowiednio $q = (E_{\gamma^*}, \vec{q})$ i $P = (E_p, \vec{P})$.

Układ laboratoryjny

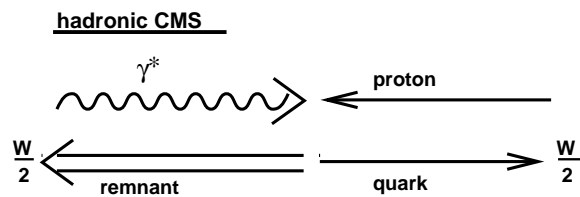
Układ laboratoryjny na HERA jest zdefiniowany przez układ spoczywającego detektora, rejestrującego zderzenia przeciwbieżnych wiązek elektronów i protonów (rysunek A.1). Dodatni kierunek osi z jest wyznaczony przez kierunek wiązki protonowej, początek układu współrzędnych znajduje się w nominalnym punkcie oddziaływania. Oś x jest skierowana ku środkowi pierścienia HERA, oś y ku górze. Często używa się sferycznego układu współrzędnych, w którym kąt biegunowy θ i kąt azymutalny ϕ są zdefiniowane odpowiednio w płaszczyznach (y, z) i (x, y) , tak że $\theta = 0^\circ$ odpowiada dodatniemu kierunkowi osi z i $\phi = 0^\circ$ wyznacza dodatni kierunek osi x . Dla cząstek relatywistycznych często zamiast kąta θ używa się pseudorapidity $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Dla cząstki o masie m i energii E , przy spełnionym warunku $E \gg m$, pseudorapidity η jest równoważne rapidity $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, gdzie p_z jest składową z pędu cząstki. Kierunek odpowiadający dodatnim wartościom pseudorapidity ($\eta > 0$) nosi nazwę kierunku do przodu.



Rysunek A.1: Laboratoryjny układ odniesienia na HERA.

Przy opisie oddziaływania ep w układzie laboratoryjnym pęd poprzeczny rozproszonego elektronu jest równoważony przez pęd poprzeczny końcowego stanu hadronowego. Ta korelacja między rozproszonym leptonem i układem hadronów, wynikająca z zasady zachowania pędu, maskuje efekty QCD, które mogłyby się uwidocznić w topologii przypadków. Z tego względu studia hadronów w stanie końcowym lepiej jest prowadzić w układzie, w którym wirtualny foton i początkowy proton są współliniowe.

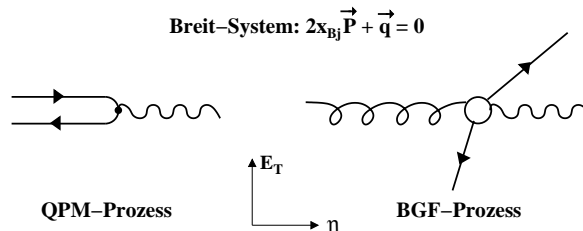
Hadronowy układ środka masy



Rysunek A.2: Rozpraszanie γ^*p dla procesu QPM w hadronowym układzie środka masy.

Hadronowy układ środka masy (*hadronic center-of-mass system, hCMS*) jest zdefiniowany przez warunek $\vec{q} + \vec{P} = \vec{0}$. Dodatni kierunek osi z jest zdefiniowany przez kierunek wirtualnego fotonu (lub kierunek początkowego protonu). Masa niezmiennicza końcowego układu hadronów wyraża się wzorem $W^2 = (P+q)^2$. W modelu QPM kwark w protonie o czteropędzie xP , gdzie x oznacza zmienną x -Bjorkena, w wyniku absorpcji wirtualnego fotonu uzyskuje czteropęd $(xP+q)$ i rozprasza się do tyłu. Resztki protonu mają czteropęd $(1-x)P$ i poruszają się w kierunku początkowego protonu (rysunek A.2). Energia rozproszonego kwarka i resztek protonu są równe i wynoszą $W/2$. Rozproszony kwark jest współliniowy z wirtualnym fotonem i jego pęd poprzeczny jest równy zero. Procesy wyższych rzędów generowane w pQCD prowadzą do pojawienia się w stanie końcowym partonów o pędach poprzecznych różnych od zera. Dlatego też w układzie hCMS cząstki lub dżety o dużym pędzie poprzecznym stanowią sygnaturę promieniowania QCD.

Układ Breita



Rysunek A.3: Rozpraszanie γ^*p dla procesu QPM oraz fuzji bozonowo-gluonowej (LO BGF) w układzie Breita.

Układ Breita jest zdefiniowany przez warunek $2x\vec{P} + \vec{q} = \vec{0}$, gdzie x oznacza zmienną x -Bjorkena. Standardowo dodatni kierunek osi z jest wyznaczony przez kierunek początkowego protonu, pęd wirtualnego fotonu leży wówczas wzdłuż ujemnej osi z . W modelu QPM kwark w stanie początkowym w wyniku absorpcji wirtualnego fotonu nie zmienia swojej energii i jest rozproszony do tyłu z pędem przeciwnym do początkowego (rysunek A.3). W procesie nie ma przekazu energii; energia wirtualnego fotonu jest równa zero i jego czteropęd jest przestrzenniepodobny $q = (E_{\gamma^*}, \vec{q}) = (0, 0, 0, -Q)$. Przy zaniedbaniu masy i pędu poprzecznego kwarka czteropęd fotonu w stanie początkowym wynosi $p_{in} = (Q/2, 0, 0, Q/2)$, natomiast po rozproszeniu jest równy $p_{out} = (Q/2, 0, 0, -Q/2)$. Resztki protonu mają czteropęd $(\frac{(1-x)Q}{2x}, 0, 0, \frac{(1-x)Q}{2x})$, czyli poruszają się w kierunku początkowego protonu z pędem $\frac{(1-x)Q}{2x}$. Podobnie jak w przypadku układu hCMS, procesy QCD rzędu $O(\alpha_s)$ (i powyżej) prowadzą do pojawienia się partonów o dużym pędzie poprzecznym. Przykładowo, dla procesów QCD w rzędzie wiodącym, LO QCDC i BGF, pędy poprzeczne dwóch partonów w stanie końcowym równoważą się, co prowadzi do pojawienia się dwóch dżetów o dużym i zbalansowanym pędzie poprzecznym na poziomie hadronowym. Układy hCMS i Breita są związane poprzez podłużną transformację Lorentza.

Dodatek B

Algorytmy do szukania dżetów

W zderzeniach cząstek wysokich energii wśród hadronów produkowanych w stanie końcowym można wyróżnić skolimowane przestrzennie strumienie cząstek o dużej energii, czyli dżety. Pomiary dżetów pozwalają na badanie oddziaływań kwarków i gluonów oraz testowanie przewidywań perturbacyjnej QCD. Często używa się określenia, że dżety są "ślądami" kwarków i gluonów produkowanych w twardych procesach zachodzących na bardzo małych odległościach. Ten etap oddziaływania można opisać przy użyciu perturbacyjnej QCD. W kolejnej fazie wyprodukowane partony inicjują końcową kaskadę kwarkowo-gluonową i ostatecznie w wyniku procesów z małym przekazem pędu przekształcają się w hadrony. Hadronizacja jest procesem nieperturbacyjnym zachodzącym przy większych odległościach, związanym z uwięzieniem partonów w polu sił koloru. Pędy poprzeczne hadronów pochodzących z fragmentacji wysokoenergetycznych kwarków i gluonów są ograniczone i dlatego można oczekiwać, że hadrony w dżecie będą skolimowane wokół kierunku pierwotnych partonów. Jednak przypisanie dżetu hadronowego do pojedynczego pierwotnego kwarka lub gluonu nie zawsze jest jednoznaczne, ponieważ kwarki i gluony są obdarzone ładunkiem kolorowym, natomiast hadrony są neutralne kolorowo. Przy odpowiedniej definicji obserwabli związanych z dżetami można jednak zminimalizować wpływ efektów długozasiegowych i uzyskać wgląd w dynamikę procesów krótkozasiegowych. Jakościowe porównanie wyników pomiarów i przewidywań pQCD wymaga precyzyjnej definicji dżetu zarówno w analizie doświadczalnej jak i w obliczeniach teoretycznych.

Dżet rekonstruujemy przy użyciu algorytmu, który definiuje warunki połączenia obiektów bliskich w przestrzeni fazowej w dżet i określa jak czteropęd dżetu wyrazić poprzez parametry jego składników. Obiektami tworzącymi dżety mogą być np. partony, hadrony lub depozyty energii w kalorymetrze. Do najważniejszych wymagań stawianych algorytmom do szukania dżetów należy zaliczyć:

- Uwzględnienie odmiennej topologii przypadków dla różnego typu oddziaływań: w zderzeniach e^+e^- wszystkie cząstki pochodzą z procesu twardego, w procesach ep i pp ze względu na obecność hadronu/hadronów w stanie początkowym należy dodatkowo wziąć pod uwagę promieniowanie w stanie początkowym i obecność resztek protonu/protonów. W oddziaływaniach hadronowych tylko ograniczona liczba cząstek w stanie końcowym jest stowarzyszona z twardym procesem.
- Definicja dżetu powinna być wolna od rozbieżności podczerwonych i współliniowych. Oznacza to, że dżetowe obserwabli nie zmieniają wartości w wyniku emisji miękkiego par-

tonu/cząstki oraz zastąpienia pary współliniowych partonów/cząstek przez pojedynczy parton/cząstkę o czteropędzie równym sumie ich czteropędów.

- Korelacja między dżetami na poziomie hadronowym i dżetami na poziomie partonowym.
- Małe poprawki na hadronizację jak również małe niepewności związane z tymi poprawkami, umożliwiające wiarygodne porównanie pomiarów z przewidywaniami teoretycznymi. Dla przekroju czynnego poprawki na hadronizację są oszacowane poprzez stosunek $\sigma_{hadron}^{MC}/\sigma_{parton}^{MC}$, gdzie σ^{MC} jest przekrojem czynnym na poziomie hadronowym/partonowym uzyskanym przy użyciu programu Monte Carlo.
- Dla procesów ep i pp niezmienniczość względem transformacji Lorentza wzdłuż osi z wyznaczonej przez kierunek protonu.
- Dla oddziaływań hadronowych i procesów DIS definicja dżetu powinna umożliwiać faktoryzację osobliwości współliniowych w stanie początkowym do uniwersalnych funkcji rozkładu partonów.
- Słaba zależność od skali renormalizacji/faktoryzacji.

Rozróżniamy dwie główne klasy algorytmów do szukania dżetów: grupującą energie obiektów w geometrycznych stożkach zdefiniowanych w przestrzeni rapidity i kąta azymutalnego oraz szukającą skupisk cząstek przy użyciu pędów. W dalszej części zostaną omówione definicje dżetów dla każdej z tych klas używane w procesach ep i pp .

Algorytm stożkowy

Każda cząstka w przypadku jest opisana 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. W algorytmie stożkowym [255] cząstki o energii poprzecznej powyżej energii progowej, $E_t > E_t^{cut}$, dają początek skupiskom energii. Wokół kierunku każdej cząstki inicjującej $(\phi_{cone}, \eta_{cone})$ w przestrzeni $\eta - \phi$ zdefiniowany jest stożek o promieniu R . Wszystkie cząstki o energii poprzecznej $E_t < E_t^{cut}$ i odległości od osi stożka mniejszej niż R ($\sqrt{(\eta_{cone} - \eta_i)^2 + (\phi_{cone} - \phi_i)^2} < R$) są przypisane do tego stożka i tworzą dżet. Typowe wartości R wynoszą 0.7 -1.0. Następnie oś dżetu jest wybrana metodą iteracyjną w taki sposób, aby suma energii poprzecznych obiektów wewnątrz stożka była maksymalna. Zrekonstruowany dżet jest zdefiniowany jako bezmasowy. Jego energia poprzeczna i kierunek są obliczone z parametrów cząstek wewnątrz stożka zgodnie ze schematem rekombinacji E_t :

$$E_{t,jet} = \sum_{i \in \text{stożek}} E_{ti}, \quad (\text{B.1})$$

$$\eta_{jet} = \frac{1}{E_{t,jet}} \sum_{i \in \text{stożek}} E_{ti} \eta_i, \quad (\text{B.2})$$

$$\phi_{jet} = \frac{1}{E_{t,jet}} \sum_{i \in \text{stożek}} E_{ti} \phi_i, \quad (\text{B.3})$$

Ta sama procedura jest powtórzona dla wszystkich cząstek inicjujących. Na końcu, aby dokonać separacji dżetów produkowanych w twardym procesie od resztek protonu, żąda się minimalnej energii poprzecznej dżetu, $E_{t,jet} > E_{t,jet}^{min}$. Algorytm stożkowy jest algorytmem inkluzywnym, ponieważ może się zdarzyć, że część obiektów nie zostanie przypisana do żadnego dżetu.

Jednym z problemów algorytmu stożkowego jest brak jednoznacznie zdefiniowanej metody szukania maksimum E_t w stożku wokół osi dżetu. Ponadto występują niejednoznaczności związane z zachodzącymi na siebie stożkami; należy określić warunki ich połączenia lub zdefiniować sposób przypisania wspólnych obiektów do różnych dżetów. Zazwyczaj łączy się dwa zachodzące na siebie dżety, jeżeli część ich całkowitej energii w obszarze przekrywania znajduje się powyżej pewnego progu. W przeciwnym wypadku rozdziela się te dżety. Energia na krańcach stożków zależy wówczas od sposobu rozdzielania obu dżetów. Z powyższych rozważań wynika, że definicja dżetu w algorytmie stożkowym nie jest precyzyjna i w praktyce poszczególne eksperymenty rozwinęły własne algorytmy. Wprowadzało to duże niepewności przy porównaniu z obliczeniami QCD. Aby uzyskać lepszą zgodność między pomiarami i przewidywaniami teoretycznymi, w obliczeniach na poziomie partonowym wprowadzano dodatkowy parametr R_{sep} . Dwa dżety partonowe były łączone w jeden, jeżeli ich odległość w przestrzeni $\eta - \phi$ była mniejsza niż $R_{sep} \cdot R$. Dodatkowo okazało się, że niektóre z wersji algorytmu stożkowego nie są bezpieczne w podczerwieni [256]. Efekt taki występuje w obliczeniach NNLO QCD dla inkluzywnej produkcji jednego/dwóch dżetów w oddziaływaniach $p\bar{p}$. Odzwierciedleniem tego problemu jest duża niepewność związana ze zmianą skali renormalizacji w przewidywaniach NLO QCD dla produkcji dwóch dżetów w procesach DIS.

Algorytm stosuje się zazwyczaj w układzie hCMS lub w układzie Breita. W ostatnich latach algorytmy stożkowe, które były głównie/często używane w oddziaływaniach $p\bar{p}$, są zastępowane zgodnie z sugestiami teoretyków przez algorytmy k_t .

Inkluzywny podłużnie niezmienniczy algorytm k_t

Każda cząstka w przypadku jest opisana 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. Schemat logiczny szukania skupisk cząstek jest następujący [257]:

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

Schemat rekombinacji definiuje jak obliczyć czteropęd p_{ij} nowej cząstki powstającej z połączenia dwóch cząstek o czteropędach p_i i p_j . Oprócz wymienionego schematu rekombinacji

E_t (wzory B.1-B.3) najczęściej stosuje się schemat p_t i schemat E . W schemacie rekombinacji p_t stosuje się takie same wzory jak w omówionym uprzednio schemacie E_t , przy czym energia poprzeczna jest zastąpiona przez pęd poprzeczny występujący jako wielkość skalarna. Dla bezmasowych cząstek wejściowych oba schematy są identyczne. W obu schematach połączone cząstki i końcowe dżety są bezmasowe. W schemacie E czteropęd połączonej cząstki jest równy sumie czteropędów jej składników, $p_{ij} = p_i + p_j$. W tym schemacie połączone cząstki i końcowe dżety posiadają masę.

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

Podłużnie niezmienniczy algorytm k_t jest wolny od problemów występujących w algorytmie stożkowym [258]:

- Każda cząstka w stanie końcowym jest przypisana tylko do jednego dżetu i dlatego nie są potrzebne dodatkowe metody obliczeniowe dla rozwiązania problemu przekrywających się dżetów, tak jak w przypadku algorytmu stożkowego.
- Algorytm jest wolny od rozbieżności podczerwonych i współliniowych we wszystkich rzędach obliczeń pQCD.
- Rozkład energii poprzecznej wewnątrz dżetu charakteryzuje się wyraźnie wyodrębnionym jądrem wzdłuż osi dżetu, natomiast w algorytmie stożkowym jest tendencja do grupowania miękkich cząstek na brzegach stożka. Dlatego przy zastosowaniu algorytmu k_t uzyskuje się lepszą zdolność rozdzielczą przy rekonstrukcji masy niezmienniczej ciężkich cząstek przy użyciu dżetów.
- Przy zastosowaniu algorytmu k_t w odpowiednim układzie (np. w układzie Breita) otrzymuje się przekroje czynne na produkcję dżetów charakteryzujące się własnością faktoryzacji.
- Ten sam algorytm jest stosowany na poziomie partonowym, hadronowym i detektorowym.
- Zazwyczaj poprawki detektorowe, poprawki na hadronizację i niepewności związane ze zmianą skali renormalizacji/faktoryzacji są mniejsze niż dla algorytmu stożkowego.

Niedogodnością algorytmu jest skomplikowana struktura dżetów w przestrzeni $\eta - \phi$, co może utrudniać oszacowanie niektórych poprawek doświadczalnych. Jednak prawdziwym problemem jest czas obliczeń, który w klasycznym algorytmie k_t dla układu N cząstek skaluje się jak N^3 . Ostatnio opracowano nową wersję podłużnie niezmienniczego algorytmu k_t , którego czas obliczeń jest rzędu $N \ln N$ [259]. Pozwoli to na zastosowanie tego algorytmu dżetowego dla procesów badanych na Tevatronie, na zderzaczach ciężkich jonów i w przyszłości na LHC, które charakteryzują się dużą krotnością produkowanych cząstek.

Dodatek C

Testy dynamiki QCD w obszarze małych wartości x -Bjorkena na HERA

Ten dodatek zawiera spis najważniejszych publikacji dotyczących studiów dynamiki QCD w procesach DIS w obszarze małych wartości x -Bjorkena na HERA. Opisowi pomiarów poszczególnych obserwacji przeprowadzonych w eksperymentach H1 i ZEUS towarzyszy krótki komentarz.

Pomiary funkcji struktury F_2

- I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 515
Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA
- S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B470** (1996) 3
A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA
- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C21** (2001) 33
Deep-inelastic ep scattering at low x and determination of α_s
- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B520** (2001) 183
On the rise of the proton structure function F_2 towards low x
- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C30** (2003) 1
Measurement and QCD analysis of neutral current and charged current cross sections at HERA
- M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B316** (1993) 412
Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA
- S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C21** (2001) 443
Measurement of the neutral current cross section and F_2 structure function for deep inelastic e^+p scattering at HERA

- S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Rev.* **D67** (2003) 012007
A ZEUS next-to-leading order QCD analysis of data on deep inelastic scattering

Już pierwsze pomiary funkcji struktury protonu F_2 oparte na danych zebranych w roku 1992 w eksperymentach H1 i ZEUS na HERA pokazały, że w obszarze małych wartości x -Bjorkena ($x < 0.01$) i przy ustalonym Q^2 , rośnie ona szybko z malejącym x . Ten wzrost został potwierdzony przez kolejne bardziej precyzyjne pomiary, oparte na danych o wielokrotnie większej statystyce. Wzrost F_2 z malejącym x zależy od Q^2 i jest silniejszy dla większych wartości Q^2 . Zarówno rachunki perturbacyjnej QCD w przybliżeniu NLO DGLAP jak i przewidywania oparte na dynamice BFKL opisują takie zachowanie funkcji struktury F_2 . F_2 jest zbyt inkluzywną obserwabłą i jej pomiar nie pozwala rozróżnić w jakim stopniu efekty związane ze standardową ewolucją DGLAP lub ewolucją BFKL/CCFM przyczyniają się do wzrostu F_2 dla małych x . Bardziej czuлыми na różnice między różnymi schematami ewolucji QCD mogą okazać się pomiary końcowych stanów hadronowych w procesach DIS. Pomiary przy mniejszym Q^2 pokazują, że wzrost F_2 z malejącym x jest słabszy, niemniej sama tendencja wzrostu utrzymuje się do wartości ok. 0.65 GeV². Pomiary przy małych wartościach Q^2 umożliwiają badanie przejścia od nieperturbacyjnego do perturbacyjnego obszaru QCD.

Pomiary końcowych stanów hadronowych

Przepływ energii poprzecznej

- S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B356** (1995) 118
Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA
- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 595
Measurement of transverse energy flow in deep-inelastic scattering at HERA

W eksperymencie H1 zmierzono średnią energię poprzeczną w układzie środka masy γ^*p w funkcji x oraz przepływ energii poprzecznej $1/N dE_T^*/d\eta^*$ dla różnych wartości x i Q^2 . Oczekuje się, że dla kaskady partonowej ze stanu początkowego nieuporządkowanej w pędzie poprzecznym średnia energia w obszarze między resztkami protonu i kwarkiem prądowym będzie większa niż w przypadku kaskady QCD z uprządkowaną w p_t emisją partonów. Duża zależność obserwabli związanych z energią poprzeczną od efektów hadronizacji nie pozwala na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków co do preferowanego schematu ewolucji partonów.

Rozkłady pędu poprzecznego

- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B485** (1997) 3
Measurement of charged particle transverse momentum spectra in deep inelastic scattering

W eksperymencie H1 zmierzono rozkłady pędu poprzecznego cząstek naładowanych w układzie środka masy γ^*p dla różnych wartości x i Q^2 . Dla tej obserwabli, w odróżnieniu od

pomiarów energii poprzecznej, zależność od efektów hadronizacji jest mniejsza. Analiza H1 wskazuje, że w kaskadzie QCD emisja twardych partonów jest większa niż to wynika z modeli opartych na kaskadzie partonowej DGLAP w przybliżeniu wiodących logarytmów. Bardzo dobry opis danych uzyskano przy użyciu modelu CASCADE bazującego na równaniu ewolucji CCFM.

Produkcja dżetów i cząstek do przodu

Przypadki DIS w obszarze małych wartości x -Bjorkena, zawierające dżet o dużej energii i dużym pędzie poprzecznym ($p_{t,jet}^2 \approx Q^2$) produkowany pod małym kątem względem kierunku protonu, były mierzone w obydwóch eksperymentach H1 i ZEUS na HERA. Dla takich przypadków oczekuje się tłumienia wkładów od standardowej ewolucji DGLAP, charakteryzującej się silnym uporządkowaniem pędów poprzecznych partonów emitowanych w łańcuchu między początkowym protonem i wirtualnym fotonem. W alternatywnym przybliżeniu BFKL lub CCFM, ze względu na brak uporządkowania kaskady QCD w pędzie poprzecznym, produkcja partonów z dużym p_t blisko kierunku protonu będzie większa niż w ewolucji DGLAP.

- S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B356** (1995) 118
Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA
- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B538** (1999) 3
Forward jet and particle production at HERA
- J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 239
Forward jet production in deep-inelastic scattering at HERA
- J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B4746** (2000) 223
Measurement of the $E_{t,jet}^2/Q^2$ dependence of forward jet production at HERA

Pierwsze badania dżetów do przodu pokazały, że zmierzone przekroje czynne są o wiele większe niż przewidywania modeli QCD opartych na przybliżeniu LO DGLAP. Dane są o wiele lepiej opisane przez obliczenia uwzględniające koncepcję rozwiniętego wirtualnego fotonu, zastosowaną w programie Monte Carlo RAPGAP oraz w programie obliczającym poprawki NLO QCD dla przypadków dwudżetowych JETVIP. W programie JETVIP uwzględnienie poprawek NLO dla procesów z rozwiniętym fotonem pozwala oszacować poprawki NNLO do procesów z bezpośrednim fotonem. Zmodyfikowane obliczenia LO BFKL z warunkami konsystencji, uwzględniające dużą część poprawek niewiodących oraz model Monte Carlo CASCADE oparty na równaniu ewolucji CCFM także prowadzą do lepszej zgodności z danymi.

- A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 27
Forward jet production in deep-inelastic scattering at HERA
- S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B632** (2006) 13
Forward jet production in deep-inelastic ep scattering and low- x parton dynamics at HERA
- ZEUS Collaboration, XXII International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy, 2005, abstract 278, "Inclusive Jet Production in Extended Pseudorapidity Range in DIS"

Kolejne analizy dżetów do przodu są oparte na większych próbkach danych z okresu HERA I. W obydwóch eksperymentach inkluzywne przekroje czynne na produkcję dżetów do przodu są porównane z przewidywaniami pQCD w utalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^2), otrzymanymi przy użyciu programu DISSENT. W analizie eksperymentu ZEUS przewidywania teoretyczne są poniżej danych doświadczalnych, jednakże opisują pomiary w zakresie dużych niepewności teoretycznych. W analizie H1 przewidywania NLO(α_s^2) są o czynnik około 2 poniżej danych dla małych wartości x . Różnice w interpretacji danych między eksperymentami wynikają głównie z odmiennego wyboru skali renormalizacji, prowadzącego do znacząco różnego oszacowania niepewności teoretycznych. Programy Monte Carlo generujące nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD, bazujące na modelu kolorowych dipoli CDM i modelu z rozwiniętym photonem (RAPGAP), dostarczają podobnych przewidywań dla inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję dżetów do przodu. Przeprowadzona przez eksperyment H1 analiza bardziej ekskluzywnego procesu, w którym produkcja dżetu do przodu jest stowarzyszona z produkcją dwóch dodatkowych dżetów pokazuje, że dane preferują sposób łamania uporządkowania w p_t obecny w modelu CDM. Pewnym zaskoczeniem okazały się przewidywania modelu CASCADE, opartego na równaniu ewolucji CCFM, które nie opisują poprawnie kształtu rozkładów m.in. w zmiennej x .

- C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B462** (1999) 444
Forward π° -meson production at HERA,
- A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C36** (2004) 441
Forward π° production and associated transverse energy flow in deep-inelastic scattering at HERA,

Dobra energetyczna zdolność rozdzielcza oraz wysoka granulacja elektromagnetycznej części kalorymetru z ciekłego argonu eksperymentu H1 umożliwiła pomiar przypadków DIS zawierających mezony π° do przodu. Konkluzje wynikające z pomiarów dżetów i cząstek do przodu są zgodne. Przewidywania oparte na formalizmie DGLAP w rzędzie wiodącym są o wiele poniżej zmierzonych przekrojów czynnych. Porównanie z modelami Monte Carlo różniącymi się dynamiką początkowej kaskady QCD wskazuje, że procesy łamiące uporządkowanie w p_t są ważne. Jednak model CASCADE bazujący na dynamice CCFM, który z założenia powinien poprawnie opisywać zarówno obszar kinematyczny odpowiadający dynamice DGLAP jak i BFKL, znacząco niedoszacowuje przekroje czynne dla małych wartości x i Q^2 . W pracy z roku 2004, w której oprócz przekrojów czynnych zmierzono przepływ energii poprzecznej stowarzyszonej z cząstką do przodu, najlepszy opis danych uzyskano w modelu uwzględniającym procesy z rozwiniętym fotonem. Zmierzone przekroje czynne na produkcję π° do przodu są zgodne, w ramach dużych niepewności teoretycznych, z obliczeniami w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^2), wykonanymi przez trzy zespoły teoretyczne. Jest to bardzo ciekawy wynik, który mógłby wskazywać, że obliczenia w ramach standardowej ewolucji DGLAP są wystarczające. Z ostateczną konkluzją należy jednak poczekać do uwzględnienia w analizie cząstek do przodu poprawek NNLO.

Produkcja dwóch i większej liczby dżetów w procesach DIS

Odstępstw od standardowej ewolucji DGLAP poszukuje się również badając inkluzywną produkcję dwóch dżetów w procesach DIS przy małym x . Obserwabłą szczególnie czułą na

efekty dynamiki małych x jest odległość w kącie azymutalnym w hadronowym układzie środka masy γ^*p między dwoma najbardziej twardymi dżetami. W rzędzie wiodącym przybliżenia DGLAP separacja między dwoma partonami w stanie końcowym, pochodzącymi z twardego procesu, wynosi 180° . Poprawki wyższych rzędów powodują efekt dekorelacji. W schemacie BFKL i CCFM udział przypadków z małą separacją w kącie azymutalnym między dwoma dżetami może być większy niż w przybliżeniu DGLAP.

- A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C33** (2004) 477
Inclusive dijet production at low Bjorken- x in deep inelastic scattering
- H1 Collaboration, contribution to the XIV International Workshop on Deep Inelastic Scattering, DIS2006, April 20-24, Tsukuba, Japan
Azimuthal correlations in dijet events from deep inelastic electron-proton scattering at HERA
- ZEUS Collaboration, contribution to the 33³³ International Workshop on International Conference on High Energy Physics, July 26-august 2, 2006, Moscow, Russia
Multijet production at low- x in deep inelastic scattering at HERA

Pomiary korelacji azymutalnych w eksperymencie H1 porównano z przewidywaniami w rzędzie następnym do wiodącego dla produkcji dwóch i trzech dżetów, odpowiednio przy użyciu programu DISSENT/NLOJET++ i NLOJET++. Przewidywania NLO(α_s^2) znajdują się znacząco poniżej danych, bliżej danych są przewidywania NLO(α_s^3), ale i one nie opisują poprawnie rozkładów doświadczalnych. W eksperymencie ZEUS przekroje czynne na produkcję dwóch dżetów z małą separacją w kącie azymutalnym są zgodne z przewidywaniami pQCD przy uwzględnieniu poprawek NNLO(α_s^3).

- H1 Collaboration, contribution to the XIV International Workshop on Deep Inelastic Scattering, DIS2006, April 20-24, Tsukuba, Japan
Threejet production in deep inelastic e-p scattering and low- x parton dynamics at HERA

Wstępne wyniki współpracy H1 dotyczące produkcji trzech dżetów w procesach DIS przy małym x porównano z przewidywaniami programów Monte Carlo, generujących nieuporządkowaną w pędzie poprzecznym kaskadę QCD. O ile model uwzględniający procesy z rozwiniętym fotonem niedoszacowuje zmierzone przekroje czynne, zadawalający opis danych uzyskano w oparciu o model CDM. Najważniejszym wynikiem tej analizy jest jednak zgodność przewidywań pQCD w ustalonym rzędzie rachunku zaburzeń NLO(α_s^3) uzyskanych przy użyciu programu NLOJET++ z pomiarami m.in. dla próbki danych "jet do przodu + dwa centralne dżety". Dla topologii "dwa dżety do przodu + dżet centralny" obliczenia NLO(α_s^3) prowadzą do znacząco większych przekrojów czynnych w porównaniu z obliczeniami LO(α_s^2), niemniej w obszarze małych x przewidywania teoretyczne są nadal poniżej danych.

Literatura

- [1] H. Geiger i E. Marsden, *Proc. Roy. Soc. London* **82** (1909) 495;
E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21** (1911) 669.
- [2] E. D. Bloom *et al.* [SLAC-MIT Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930;
M. Breidenbach *et al.* [SLAC-MIT Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935;
J. I. Friedman, H. W. Kendall i R. E. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **63** (1991) 573, 597, 615.
- [3] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.
- [4] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415;
R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, New York, 1972.
- [5] J. D. Bjorken i E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [6] H. Fritzsche, M. Gell-Mann i H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.
- [7] D. J. Gross i F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.
- [8] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.
- [9] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2445;
K. G. Wilson, *The origins of lattice gauge theory*, hep-lat/0412043.
- [10] G. Altarelli i G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [11] V. N. Gribov i L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438 i 675;
L. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 94;
G. Altarelli i G. Parisi, ref [10];
Y. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641.
- [12] E. Kuraev, L. N. Lipatov i V. S. Fadin, *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 199;
I. I. Balitsky i L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822.
- [13] M. Ciafaloni, *Nucl. Phys.* **B296** (1988) 49,
S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, *Phys. Lett.* **B234** (1990) 339;
S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, *Nucl. Phys.* **B336** (1990) 18.
- [14] L. N. Hand, *Phys. Rev.* **129** (1963) 1834.
- [15] C. G. Callan, Jr., i D. J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156.
- [16] E. Riordan, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 561.

- [17] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214;
G. Zweig, CERN preprint TH401 (1964)
- [18] A. D. Martin, *Structure functions and small x physics*, Durham preprint DTP/93/66,
Lectures given at the XXI International Meeting on Fundamental Physics, Miraflores
de la Sierra, Madrid, 1993.
- [19] R. Devenish, A. M. Cooper-Sarkar, *Deep Inelastic Scattering*, Oxford Univ. Press, 2004.
- [20] CTEQ Collaboration, *Handbook of perturbative QCD*
- [21] C. G. Callan, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1541;
K. Symanzik, *Comm. Math. Phys.* **18** (1970) 227.
- [22] J. C. Collins, D. E. Soper i G. Sterman, *Nucl. Phys.* **B261** (1985) 104;
Perturbative Quantum chromodynamics, Ed. A. H. Mueller, World Scientific, 1989.
- [23] B. Badełek i J. Kwieciński, *Rev. Mod. Phys.* **68** (1996) 445 [hep-ph/9408318].
- [24] J. Bartels, K. Golec-Biernat i K. Peters, *Eur. Phys. J.* **C17** (2000) 121
[hep-ph/0003042].
- [25] J. Pumplin *et al.*, *JHEP* **0207** (2002) 012 [hep-ph/0201195].
- [26] A. D. Martin *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C14** (1998) 463 [hep-ph/9803445].
- [27] A. M. Cooper-Sarkar, R. C. E. Devenish i A. De Roeck, *Int. J. Mod. Phys.* **A13** (1998)
3385 [hep-ph/9712301].
- [28] G. Curci, W. Furmański i R. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B175** (1980) 27.
- [29] R. K. Ellis, W. J. Stirling i B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge Univ.
Press, 1996.
- [30] E. B. Zijlstra i W. L. van Neerven, *Nucl. Phys.* **B383** (1992) 525
S. Moch i J. A. M. Vermaseren, *Nucl. Phys.* **B573** (2000) 853, [hep-ph/9912355];
S. Moch, J. A. M. Vermaseren i A. Vogt, *Nucl. Phys.* **B688** (2004) 101
[hep-ph/0403192];
A. Vogt, S. Moch i J. A. M. Vermaseren, *Nucl. Phys.* **B691** (2004) 129
[hep-ph/0404111].
- [31] G. Altarelli, R. K. Ellis i G. Martinelli, *Nucl. Phys.* **143** (1978) 521 [Erratum-ibid. **146**
(1978) 544].
- [32] G. 't Hooft M. J. G. Veltman, *Nucl. Phys.* **44** (1972) 189,
G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **61** (1973) 455,
W. A. Bardeen *et al.*, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 3998.
- [33] K. Prytz, *Phys. Lett.* **B311** (1993) 286.
- [34] J. Feltesse, *Measurement of the longitudinal proton structure function at low x at HE-
RA*, *Proc. of the Ringberg Workshop "New Trends in HERA Physics 2005"*, G. Grin-
dhammer, B. A. Kniehl, G. Kramer & W. Ochs, Eds, World Scientific, p370.

- [35] R. S. Thorne, *Importance of a measurement of $F_L(x, Q^2)$ at HERA*, *Proc. of the Ringberg Workshop "New Trends in HERA Physics 2005"*, G. Grindhammer, B. A. Kniehl, G. Kramer & W. Ochs, Eds, World Scientific, p359.
- [36] G. Altarelli i G. Martinelli, *Phys. Lett.* **B76** (1978) 89.
- [37] L. H. Orr i W. J. Stirling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1673.
- [38] S. Moch, J. A. M. Vermaseren i A. Vogt, *Phys. Lett.* **B606** (2005) 123 [hep-ph/0411112].
- [39] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1707 [hep-ex/0011036]; T. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev.* **D64** (2001) 012001 [Erratum-*ibid.* **D65** (2002) 039903], [hep-ex/0012013].
- [40] M. Klein, *On the future measurement of the longitudinal structure function*, XII International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS2004, Štrbske Pleso, 14-18 April, 2004, *Proc. DIS 2004*, D. Bruncko, J. Ferencei and P. Strizenec, Eds, Vol.1,p309.
- [41] P. D. B. Collins, *Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge Univ. Press (1977).
- [42] A. DeRujula *et al.*, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1649; R. D. Ball i F. Forte, *Phys. Lett.* **B335** (1994) 77 [hep-ph/9405320].
- [43] I. I. Balitsky, L. N. Lipatov i V. S. Fadin, *Proc. of Leningrad Winter School, Physics of Elementary Particles*, Leningrad 1979, p109.
- [44] A. H. Mueller, *Lectures given at NATO Advanced Study Institute: Frontiers in Particle Physics*, Cargese, 1-12 August, 1994.
- [45] J. Andersen *et al.* [The Small x Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C35** (2004) 67 [hep-ph/0312333].
- [46] S. Catani, M. Ciafaloni i F. Hautmann, *Phys. Lett.* **B242** (1990) 97; *Nucl. Phys.* **B366** (1991) 135.
- [47] A. J. Askew, J. Kwieciński, A. D. Martin i P. J. Sutton, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 3775; *ibid.* **D49** (1994) 4402 [hep-ph/9310261].
- [48] V. S. Fadin i L. N. Lipatov, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 127 [hep-ph/9802290].
- [49] G. Camici i M. Ciafaloni, *Phys. Lett.* **B430** (1998) 349 [hep-ph/9803389].
- [50] D. A. Ross, *Phys. Lett.* **B431** (1998) 161 [hep-ph/9804332].
- [51] J. Kwieciński, A. D. Martin i P. Sutton, *Z. Phys.* **C71** (1996) 585 [hep-ph/9602320].
- [52] L. H. Orr i W. J. Stirling, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 5875 [hep-ph/9706529].
- [53] H. Kharraziha i L. Lönnblad, *JHEP.* **9803** (1998) 006 [hep-ph/9709424].
- [54] H. Jung i G. P. Salam, *Eur. Phys. J.* **C19** (2001) 351 [hep-ph/0012143].
- [55] J. R. Andersen i W. J. Stirling, *JHEP* **0302** (2003) 018 [hep-ph/0301081].

- [56] G. P. Salam, *JHEP* **9807** (1998) 019 [hep-ph/9806482];
M. Ciafaloni i D. Colferai, *Phys. Lett.* **B452** (1999) 372 [hep-ph/9812366];
M. Ciafaloni, D. Colferai i G. P. Salam, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 114036
[hep-ph/9905566];
M. Ciafaloni *et al.*, *Phys. Rev.* **D68** (2003)114003 [hep-ph/0307188].
M. Ciafaloni D. Colferai, G. P. Salam i A. Staśto, *Phys. Rev.* **D68** (2003)114003
[hep-ph/0307188].
- [57] G. Altarelli, R. D. Ball i S. Forte, *Nucl. Phys.* **B599** (2001) 383 [hep-ph/0011270];
G. Altarelli, R. D. Ball i S. Forte, *Nucl. Phys.* **B674** (2003) 459 [hep-ph/0306156];
G. Altarelli, R. D. Ball i S. Forte, *Nucl. Phys.* **B742** (2006) 1 [hep-ph/0512237].
- [58] A. H. Mueller, *Nucl. Phys.* **B335** (1990) 115;
A. H. Mueller i B. Patel, *Nucl. Phys.* **B425** (1994) 471 [hep-ph/9403256].
- [59] K. Golec-Biernat, *Acta Phys. Pol.* **33** (2002) 2771;
G. Shaw, *Color dipole phenomenology, Proc. of the Ringberg Workshop "New Trends
in HERA Physics 2005"*, G. Grindhammer, B. A. Kniehl, G. Kramer & W. Ochs, Eds,
World Scientific, p43.
- [60] M. Froissart, *Phys. Rev.* **123** (1961) 1053;
A. D. Martin, *Phys. Rev.* **129** (1963) 1432.
- [61] A. Donnachie i P. V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B296** (1992) 227 [hep-ph/9209205];
J. R. Cudell *et al.*, *Soft pomeron intercept*, hep-ph/9712235.
- [62] J. R. Forshaw i A. Sabio Vera, *Phys. Lett.* **440** (1998) 141 [hep-ph/9806394];
B. R. Webber, *Phys. Lett.* **444** (1998) 81 [hep-ph/9810286];
G. Salam, *JHEP* **9903** (1999) 009 [hep-ph/9902324].
- [63] H. Jung, *Acta Phys. Pol.* **B33** (2002) 2995.
- [64] G. Marchesini, *Nucl. Phys.* **B445** (1995) 49 [hep-ph/9412327].
- [65] G. Bottazzi, G. Marchesini, G. P. Salam i M. Scorletti, *JHEP* **9812** (1998) 011
[hep-ph/9810546].
- [66] J. Kwiecinski, A. D. Martin i P. Sutton, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1445 [hep-ph/9503266].
- [67] B. Andersson, G. Gustafson, H. Kharraziha i J. Samuelsson, *Z. Phys.* **C71** (1996) 613.
- [68] B. L. Ioffe, *Phys. Lett* **30** (1968) 123;
H. Abramowicz, L. Frankfurt i M. Strikman, *Interplay of hard and soft physics in
small-x deep inelastic processes*, hep-ph/9503437.
- [69] J. Chyla i M. Tasevsky, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 114025 [hep-ph/9912514];
M. Krawczyk i A. Zembrzuski, *Phys. Rep.* **345** (2001) 265 [hep-ph/0011083].
- [70] A. H. Mueller i Jian-wei Qiu, *Nucl. Phys.* **B268** (1986) 427.
- [71] L. V. Gribov, E. M. Levin i M. G. Ryskin, *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 555;
Phys. Rep. **100** (1983) 1.

- [72] I. Balitsky, *Nucl. Phys.* **B463** (1996) 99 [hep-ph/9509348];
Y. V. Kovchegov, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 034008 [hep-ph/9901281].
- [73] Wprowadzenie do modelu CGC: E. Iancu i R. Venugopalan, *The color glass condensate and high energy scattering in QCD*, hep-ph/0303204.
- [74] G. Parisi i N. Surlas, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 744.
- [75] D. Triantafyllopoulos, *Nucl. Phys.* **B648** (2003) 293 [hep-ph/0209121].
- [76] L. McLerran, *The Color Glass Condensate in DIS and Heavy Ion Physics*, XII International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS2004, Štrbske Pleso, 14-18 April, 2004, *Proc. DIS 2004*, D. Bruncko, J. Ferencei and P. Strizenec, Eds, Vol.1, p161.
- [77] A. M. Staśto, K. Golec-Biernat i J. Kwieciński, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 596 [hep-ph/0007192].
- [78] E. Iancu, K. Itakura i S. Munier *Phys. Lett.* **B590** (2004) 199 [hep-ph/0310338].
- [79] J. Benecke *et al.*, *Phys. Rev.* **188** (1969) 2159.
- [80] J. Jalilian-Marian, *Phys. Rev.* **C70** (2004) 027902 [nucl-th/0212018].
- [81] F. Gelis, A. M. Staśto, R. Venugopalan, *Limiting fragmentation in hadron-hadron collisions at high energies*, hep-ph/0605087.
- [82] I. G. Bearden *et al.* [BRAHMS Collaboration], *Phys. Lett.* **B523** (2001) 227 [nucl-ex/0108016]; *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 202301 [nucl-ex/0112001];
I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 032301 [nucl-ex/0401025].
- [83] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 052303 [nucl-ex/0210015]; *Phys. Rev.* **C74** (2006) 021901 [nucl-ex/0509034].
- [84] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 062301 [nucl-ex/0502008]; *Phys. Rev.* **C73** (2006) 034906 [nucl-ex/0511026].
- [85] D. Kharzeev i E. Levin, *Phys. Lett.* **B523** (2001) 79 [nucl-th/0108006];
T. Hirano i Y. Nara, *Nucl. Phys.* **A743** (2004) 305 [nucl-th/0404039].
- [86] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 242303 [nucl-ex/0403005];
B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], *Phys. Rev.* **C70** (2004) 061901 [nucl-ex/0406017];
S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 082302 [nucl-ex/0411054];
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 152302 [nucl-ex/0602011].
- [87] D. Kharzeev, Y. Kovchegov i K. Tuchin, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 094013 [hep-ph/0307037]; *Phys. Lett.* **B599** (2004) 23 [hep-ph/0405045].

- [88] K. Golec-Biernat i K. Wüsthoff, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 014017, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 114023.
- [89] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Rev.* **D70** (2004) 052001 [hep-ex/0401003].
- [90] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B547** (2002) 164 [hep-ex/0208037].
- [91] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C23** (2002) 1 [hep-ex/0112029].
- [92] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Rev.* **D67** (2003) 012007 [hep-ex/0208023].
- [93] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C30** (2003) 1 [hep-ex/0304003].
- [94] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B542** (2002) 193 [hep-ex/0206029].
- [95] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B515** (2001) 17 [hep-ex/0106078].
- [96] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Instr. and Meth.* **A386** (1997) 310 i 348.
- [97] *The ZEUS Detector, Status Report 1993*, DESY (1993);
B. Foster *et al.* [ZEUS Collaboration], *Nucl. Instr. and Meth.* **A338** (1994) 254.
- [98] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Nucl. Instr. and Meth.* **A336** (1993) 499.
- [99] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Nucl. Instr. and Meth.* **A350** (1994) 57.
- [100] T. Nicholls *et al.* [H1 SPACAL Group], *Nucl. Instr. and Meth.* **A374** (1996) 149.
- [101] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group], *Nucl. Instr. and Meth.* **A382** (1996) 395.
- [102] 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) DESY-THESIS-1999-011.
- [103] M. Bengtsson i T. Sjöstrand, *Z. Phys.* **C37** (1988) 465.
- [104] T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B157** (1985) 321;
M. Bengtson, T. Sjöstrand i M. van Zijl, *Z. Phys.* **C32** (1986) 67;
G. Marchesini i B. Webber, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 461.
- [105] G. Gustafson i U. Petterson, *Nucl. Phys.* **306** (1988) 746;
G. Gustafson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 453;
B. Andersson, G. Gustafson i L. Lönnblad i U. Petterson, *Z. Phys.* **C43** (1989) 625;
B. Andersson, G. Gustafson i L. Lönnblad, *Nucl. Phys.* **B339** (1990) 393.
- [106] G. Ingelman, A. Edin i J. Rathsman, *Comp. Phys. Comm.* **101** (1997) 108 [hep-ph/9605286].
- [107] H. Jung, *Comp. Phys. Comm.* **86** (1995) 147;
informacje dotyczące aktualizacji programu RAPGAP: www.desy.de/~jung/rapgap

- [108] L. Lönnblad, *Comp. Phys. Comm.* **71** (1992) 15.
- [109] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour i L. Stanco, *Comp. Phys. Comm.* **67** (1992) 465.
- [110] H. Jung, *Comp. Phys. Comm.* **143** (2002) 100;
informacje dotyczące aktualizacji programu CASCADE: www.desy.de/~jung/cascade
- [111] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman i T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.
- [112] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74.
- [113] T. Sjöstrand *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **135** (2001) 238 [hep-ph/0010017].
- [114] R. D. Field i S. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 65;
B. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492.
- [115] G. Marchesini i B. R. Webber, *Nucl. Phys.* **B349** (1991) 617 [hep-ph/0010017];
Nucl. Phys. **B386** (1992) 215.
- [116] B. Andersson, G. Gustafson i J. Samuelsson, *Nucl. Phys.* **467** (1996) 443;
B. Andersson, G. Gustafson i H. Kharraziha, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 5543.
- [117] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger i H. J. Mohring, *Comp. Phys. Comm.* **69** (1992) 155.
- [118] S. Catani i M. Seymour, *Nucl. Phys.* **B485** (1997) 291, [Erratum-ibid. **B510** (1997) 503] [hep-ph/9605323].
- [119] D. Graduenz, *Disaster++*, version 1.0, hep-ph/9710244
- [120] G. Kramer i B. Pötter, *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 665 [hep-ph/9804352];
B. Pötter, *Comp. Phys. Comm.* **119** (1999) 45 [hep-ph/9806437];
- [121] B. Pötter, *Comp. Phys. Comm.* **133** (2000) 105 [hep-ph/9911221].
- [122] C. Duprel *et al.*, *Comparison of next-to-leading order calculations for jet cross sections in deep-inelastic scattering*, Proc. of DESY Workshop "Monte Carlo generators for HERA Physics", Hamburg, Germany, 1999, A. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelman & H. Jung, Eds, p142.
- [123] Z. Nagy i Z. Trocsanyi, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 082001 [hep-ph/0104315]
- [124] A. Aurenche, R. Basu, M. Fontannaz i R. M. Godbole, *Eur. Phys. J.* **C34** (2004) 277 [hep-ph/0312359].
- [125] M. Fontannaz, *Eur. Phys. J.* **C38** (2004) 297 [hep-ph/0410021].
- [126] A. Aurenche, R. Basu, M. Fontannaz i R. M. Godbole, *Eur. Phys. J.* **C42** (2005) 43 [hep-ph/0504008].
- [127] A. Daleo, D. de Florian i R. Sassot, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 034013 [hep-ph/0411212].
- [128] B. A. Kniehl, G. Kramer i M. Maniatis, *Nucl. Phys.* **B711** (2005) 345 [Erratum-ibid. **B720** (2005) 231] [hep-ph/0411300].

- [129] J. Kwieciński, A. Martin i J. Outhwaite, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 611 [hep-ph/9903439].
- [130] J. Binnewies, B. A. Kniehl i G. Kramer, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 4947 [hep-ph/9503464].
- [131] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C21** (2001) 33 [hep-ex/0012053]
- [132] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 427 [hep-ex/9905032];
J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 411 [hep-ex/9907010]
- [133] A. C. Benvenuti *et al.* [BCDMS Collaboration], *Phys. Lett.* **B223** (1989) 485.
- [134] M. Arneodo *et al.* [NMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B364** (1995) 107 [hep-ph/9509406].
- [135] H. Abramowicz i A. Caldwell, *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) 1275.
- [136] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 515;
M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B316** (1993) 412.
- [137] M. Gluck, E. Reya i A. Vogt, *Z. Phys.* **C53** (1992) 127.
- [138] A. D. Martin, *Low x phenomena*, hep-ph/9409311.
- [139] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B470** (1996) 3 [hep-ex/9603004].
- [140] H. Navelet, R. Peschanski i S. Wallon, *Mod. Phys. Lett.* **A9** (1994) 3393 [hep-ph/9402352].
- [141] P. Newman, *Deep inelastic lepton-nucleon scattering at HERA, Proc. of XXI International Symposium on Lepton Photon Interactions at High Energies*, 2003, Fermilab.
- [142] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B520** (2001) 183 [hep-ex/0108035].
- [143] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C7** (1999) 609 [hep-ex/9809005].
- [144] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Zeit. Phys. C* **69** (1995) 27 [hep-ex/9509001];
S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Nucl. Phys.* **B627** (2002) 3 [hep-ex/0202034].
- [145] E. Rizvi, *QCD fits to structure function measurements, Proc. of the International Europhysics Conference on High Energy Physics*, Aachen, Germany, 2003.
- [146] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling i R. S. Thorne, *Eur. Phys. J.* **C35** (2004) 325 [hep-ph/0308087];
J. Huston, J. Pumplin, D. Stump i W. K. Tung, *Stability of next-to-leading order global analysis and implications for hadron collider physics*, hep-ph/0502080.
- [147] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2451 [hep-ex/9807018].
- [148] T. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev.* **D64** (2001) 012001 [Erratum *ibid.* **D65** (2002) 039902] [hep-ex/0012013].
- [149] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C42** (2005) 1 [hep-ex/0503274].

- [150] J. R. Forshaw i M. G. Ryskin, *Z. Phys.* **C68** (1995) 137 [hep-ph/9501376].
- [151] J. Bartels, J. R. Forshaw, H. Lotter i M. Wüsthoff, *Phys. Lett.* **B375** (1996) 301 [hep-ph/9601201].
- [152] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B568** (2003) 205 [hep-ex/0306013].
- [153] 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.
- [154] R. Enberg, J. R. Forshaw, L. Motyka i G. Poludniowski, *Diffractional photoproduction of vector mesons at large momentum transfer*, hep-ph/0407328.
- [155] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett. B* **b356** (1995) 118 [hep-ex/9506012].
- [156] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 595 [hep-ex/9907027].
- [157] K. Golec-Biernat, J. Kwieciński, A. D. Martin i P. J. Sutton, *Phys. Lett.* **B335** (1994) 220 [hep-ph/9405400]; *Phys. Rev.* **D50** (1994) 217 [hep-ph/9403292].
- [158] A. Edin, G. Ingelman i J. Rathsman, *Phys. Lett.* **B366** (1996) 371 [hep-ph/9508386];
A. Edin, G. Ingelman i J. Rathsman, *Z. Phys.* **C75** (1997) 57 [hep-ph/9605281].
- [159] M. Kuhlen, *Phys. Lett.* **B382** (1996) 441 [hep-ph/9606246].
- [160] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B485** (1997) 3 [hep-ex/9610006].
- [161] A. Szczurek *et al.*, *Phys. Lett.* **B500** (2001) 254 [hep-ph/0011281].
- [162] A. J. Askew *et al.*, *Phys. Lett.* **B338** (1994) 92 [hep-ph/9407337].
- [163] J. R. Forshaw i R. G. Roberts, *Phys. Lett.* **B335** (1994) 494 [hep-ph/9403363];
J. Kwieciński, A. Martin i A. Staśto, *Phys. Lett.* **B459** (1999) 644 [hep-ph/9904402].
- [164] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C33** (2004) 477 [hep-ex/0310019].
- [165] M. Klasen i G. Kramer, *Phys. Lett.* **B366** (1996) 385 [hep-ph/9508337].
- [166] S. Frixione i G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* **B507** (1997) 315 [hep-ph/9707345].
- [167] *Azimuthal correlations in dijet events from deep inelastic electron-proton scattering at HERA*, contribution of the H1 Collaboration to XIV International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2006), April 20-24, 2006, Tsukuba, Japan.
- [168] *Multijet production at low- x in deep inelastic scattering at HERA*, contribution of the ZEUS Collaboration to 33th International Conference on HEP, July 26 - August 2, 2006, Moscow, Russia.
- [169] A. H. Mueller, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **18C** (1990) 125.
- [170] A. H. Mueller, *J. Phys.* **G17** (1991) 1443.
- [171] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B538** (1999) 3 [hep-ex/9809028].

- [172] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 239 [hep-ex/9805016]; J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B474** (2000) 223 [hep-ex/9910043].
- [173] H. Jung, L. Jönsson i H. Küster, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 383 [hep-ph/9903306].
- [174] G. Kramer i B. Pötter, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 295 [hep-ph/9901314].
- [175] K. Sedlak, *Measurement od dijet production at low Q^2 at HERA*, Ph. D. Thesis, Academy of Sciences of the Czech Republic, Praha.
- [176] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B632** (2006) 13 [hep-ex/0502029].
- [177] A. Aktas *et al.* [H1 collaboration], *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 27 [hep-ex/0508055].
- [178] ZEUS Collaboration, *Inclusive Jet Production in Extended Pseudorapidity Range in DIS*, International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP2005), Lisboa, Portugal, abstract **362**;
P. Ryan [ZEUS Collaboration], *Forward jet production at HERA*, Proc. HEP2005.
- [179] *Threejet production in deep inelastic e-p scattering and low-x parton dynamics at HERA*, contribution of the H1 Collaboration to XIV International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2006), April 20-24, 2006, Tsukuba, Japan.
- [180] C. Marquet, R. Peschanski i C. Royon, *Phys. Lett.* **B599** (2004) 236 [hep-ph/0407011].
- [181] J. Kwieciński, S. C. Lang i A. Martin, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 1273 [hep-ph/9608355].
- [182] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B462** (1999) 440 [hep-ex/9907030].
- [183] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C36** (2004) 441 [hep-ex/0404009].
- [184] T. Wengler, *Measurement of π^0 -meson cross sections at low Bjorken-x in deep-inelastic ep collisions at $\sqrt{s} = 300$ GeV*, Ph.D. Thesis, Heidelberg University (1999) DESY-THESIS -1999-011.
- [185] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *Nucl. Instr. and Meth.* **A334** (1994) 492.
- [186] J. Kwieciński, S. C. Lang i A. D. Martin, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1874 [hep-ph/9603361].
- [187] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Z. Phys.* **C74** (1997) 221 [hep-ex/9702003].
- [188] T. Sjostrand i G. Schuler, *Phys. Lett.* **B376** (1996) 193 [hep-ph/9601282].
- [189] B. Kniehl, G. Kramer i B. Pötter, *Nucl. Phys.* **B597** (2001) 337 [hep-ph/0011155].
- [190] J. Turnau i L. Lönnblad *Forward Jets and Multiple Interactions*, Proceedings of CERN-DESY Workshop 2004/2005 on the implications of HERA for LHC physics, CERN-2005-014, A. De Roeck, H. Jung, Eds, p215.
- [191] G. Alexander *et al.* [OPAL Collaboration], *Z. Phys.* **C69** (1996) 543.
- [192] Fontannaz, private communication
- [193] J. Bartels *et al.*, *Phys. Lett.* **B384** (1996) 300 [hep-ph/9604272]; J. Bartels *et al.*, *Z. Phys.* **C76** (1997) 75 [hep-ph/9610450].

- [194] B. Andersson, G. Gustafson i J. Samuelsson, *Nucl. Phys.* **B463** (1996) 217.
- [195] H. Abramowicz *et al.*, *A New Experiment for the HERA collider. Expression of Interest*, 2003, MPP-2003-62.
- [196] T. Alexopoulos *et al.*, *Electron Deuteron Scattering with HERA, a Letter of Intent for an Experimental Programme with the H1 Detector*, DESY-03-194.
- [197] A. H. Mueller i H. Navelet, *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 727.
- [198] V. Del Duca i C. R. Schmidt, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4510 [hep-ph/9311290]; *Phys. Rev.* **D51** (1995) 2150 [hep-ph/9407359].
- [199] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5722 [hep-ex/9912032].
- [200] L. H. Orr i W. J. Stirling, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 135 [hep-ph/9801304].
- [201] J. Andersen *et al.*, *JHEP* **0102** (2001) 007 [hep-ph/0101180].
- [202] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 595 [hep-ex/9603010].
- [203] W. T. Giele, E. W. N. Glover i D. A. Kosower, *Nucl. Phys.* **B403** (1993) 633 [hep-ph/9302225]; *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 2019 [hep-ph/9403347].
- [204] J. Kwieciński, A. D. Martin, L. Motyka i J. Outhwaite, *Phys. Lett.* **B514** (2001) 355 [hep-ph/0105039].
- [205] B. Abbott *et al.*, [D0 Collaboration], *Phys. Lett.* **B440** (1998) 189.
- [206] F. Abe *et al.*, [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1156 [hep-ex/9809016].
- [207] R. Enberg, G. Ingelman i L. Motyka, *Phys. Lett.* **B524** (2002) 273 [hep-ph/0111090].
- [208] A. Ageev *et al.*, *J. Phys.* **G28** (2002) R117;
L. Alvero, J. C. Collins, M. Strikman i J. J. Whitmore, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 4063 [hep-ph/9710490].
- [209] A. De Roeck, *Acta Phys. Polon.* **33** (2002) 3591.
- [210] M. Takada *et al.* [AGASA Collaboration], *Astropart. Phys.* **19** (2003) 447 [astro-ph/0209422].
- [211] R. U. Abbasi *et al.* [HiRes Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 151101 [astro-ph/0208243].
- [212] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 478;
G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin *JETP Lett.* **4** (1966) 78.
- [213] D. De Marco, P. Blasi i A. V. Olinto, *Astropart. Phys.* **20** (2003) 53 [astro-ph/0301497].
- [214] J. W. Cronin, *Pierre Auger Observatory*, Proc. of 27th ICRC, Hamburg, Germany, **2** (2001)699; *Nucl. Phys. (Proc. Suppl)* **B138** (2005) 465 [astro-ph/0402487].
- [215] H. J. Drescher, A. Dumitru i M. Strikman, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 231801 [hep-ph/0408073].

- [216] R. Engel, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **75A** (1999) 62 [astro-ph/9811225].
- [217] Aktualne informacje nt. detektora ATLAS i odpowiednie referencje do literatury znajdują się na stronie internetowej eksperymentu, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/>
- [218] Aktualne informacje nt. detektora CMS i odpowiednie referencje do literatury znajdują się na stronie internetowej eksperymentu, <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- [219] A. Cooper-Sarkar *et al.*, *LHC final states and their potential experimental and theoretical accuracies*, Proceedings of CERN-DESY Workshop 2004/2005 on the implications of HERA for LHC physics, CERN-2005-014, A. De Roeck, H. Jung, Eds, p46.
- [220] TOTEM collaboration, TOTEM Technical design report, CERN-LHCC-2004-002, TOTEM-TDR-001 (2004); <http://www.cern.ch/totem>
- [221] A. Angelis i A. Panagiotou *J. Phys.* **G23** (1997) 2069.
- [222] ATLAS Collaboration, *ATLAS forward detectors for luminosity measurements and monitoring*, CERN/LHCC/2004-010, 22 March 2004.
- [223] M. G. Albrow *et al.*, *An R&D proposal of the FP420 project*, CERN-LHCC-2005-025, LHCC-I-015; <http://www.fp420.com>
- [224] A. Białas i P. V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B256** (1991) 540;
A. De Roeck *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C25** (2002) 391;
B. Cox, *A review of forward proton tagging at 420m at the LHC, and relevant results from the Tevatron and HERA*, AIP Conf. Proc. **753** (2005) 103 [hep-ph/0409144].
- [225] LHCf Collaboration (O. Adriani *et al.*), *Technical design report of the LHCf experiment: Measurements of photons and neutral pions in the very forward region of LHC*, CERN-LHCC-2006-004.
- [226] E. Pare *et al.*, *Phys. Lett.* **B242** (1990) 531.
- [227] J. Bartels, A. De Roeck i H. Lotter, *Phys. Lett.* **B389** (1996) 742 [hep-ph/9608401].
- [228] S. J. Brodsky, F. Hautmann i D. Soper, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 6957 [hep-ph/9706427].
- [229] A. Białas, W. Czyż i W. Florkowski, *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 683 [hep-ph/9705470].
- [230] J. Bartels, C. Ewerz, R. Staritzbichler, *Phys. Lett.* **B492** (2000) 56 [hep-ph/0004029].
- [231] S. J. Brodsky *et al.*, *JETP Lett.* **76** (2002) 249 [hep-ph/0207297].
- [232] P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], *Phys. Lett.* **B531** (2002) 39 [hep-ex/0111012].
- [233] M. Cacciari *et al.*, *JHEP* **102** (2001) 29 [hep-ph/0011368].
- [234] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C24** (2002) 17 [hep-ex/0110006].
- [235] S. J. Brodsky, G. P. Lepage i P. Mackenzie, *Phys. Rev.* **D28** (1983) 228.
- [236] S. J. Brodsky, V. Fadin, V. Kim, L. Lipatov i G. Pivovarov *JETP Lett.* **70** (1999) 155.

- [237] J. Kwieciński i L. Motyka, *Eur. Phys. J.* **C18** (2000) 343 [hep-ph/0010029].
- [238] A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration] *Study of hadronic final states from double tagged $\gamma\gamma$ events at LEP*, hep-ex/0305107.
- [239] V. Kim, L. Lipatov i G. Pivovarov, *The next-to-leading BFKL pomeron with optimal renormalization*, Proceedings of the International Conference on Elastic and Diffractive Scattering 1999, Protvino, Russia, V. A. Petrov and A. V. Prokudin, Eds, World Scientific, 2000, p237.
- [240] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 559 [hep-ex/0604039].
- [241] J. Kwieciński i L. Motyka, *Phys. Lett.* **B462** (1999) 203 [hep-ph/9905567].
- [242] J. Bartels *et al.*, *The $\gamma^*\gamma^*$ total cross section and the BFKL pomeron at 500 GeV e^+e^- collider*, hep-ph/9710500.
- [243] M. Arneodo *et al.*, *Nuclear beams at HERA*, hep-ph/9610423;
T. Alexopoulos *et al.*, *eD Scattering with H1, A Letter of Intent*, DESY 03-194;
H. Abramowicz *et al.*, *A new experiment for HERA*, MPP-2003-62.
- [244] R. Ent, *Report to NSAC Subcommittee*, BNL, June 2004,
<http://nsac2004.bnl.gov/pres/ent.pdf>
- [245] Y. Derbenev *et al.*, *Electron-Ion Collider at CEBAF: New Insights and Conceptual Progress*, Proc. EPAC 2004
- [246] Strona internetowa projektu eRHIC, <http://www.bnl.gov/cad/eRhic/>
- [247] A. Desphande *et al.*, *Study of the Fundamental Structure of Matter with an Electron-Ion Collider*, hep-ph/0506148.
- [248] S. Munier, A. M. Staśto i A. H. Mueller, *Nucl. Phys. B* **603** (2001) 427 [hep-ph/0102291];
T. Rogers *et al.*, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 074011 [hep-ph/0309099].
- [249] Strona internetowa detektora ELECTRON-A na zderzaczku eRHIC
<http://starmac.Ins.mit.edu/~erhic/electra/>
- [250] I. Abt *et al.*, *A Detector for forward physics at eRHIC, feasibility study*, hep-ex/0407053.
- [251] J. Dainton *et al.*, *Deep inelastic electron-nucleon scattering at the LHC*, DESY 06-006, hep-ex/0603016.
- [252] H. Jung i L. Lönnblad, *Small- x physics and forward jet production at THERA*, hep-ph/0105122.
- [253] The THERA Book, *ep Scattering at $\sqrt{s} \sim 1$ TeV*, DESY 01-123F, U. Katz, M. Klein, A. Levy and S. Schlenstedt, Eds, 2001.
- [254] L. Frankfurt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 192301 [hep-ph/0104154].

- [255] G. Sterman and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1436;
J. E. Huth *et al.*, Proceedings of the Summer Study on HEP, Snowmass, Colorado (1990), E. L. Berger, Eds, World Scientific, 1992.
- [256] W. T. Giele i W. B. Kilgore, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 7183 [hep-ph/9610433];
M. H. Seymour, *Nucl. Phys.* **B513** (1998) 269 [hep-ph/9707338].
- [257] S. Catani *et al.*, *Nucl. Phys.* **B406** (1992) 187 ;
S. D. Ellis i E. Soper, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3160 [hep-ph/9305266].
- [258] M. H. Seymour, *Jets in hadron collisions*, hep-ph/0007051;
S. V. Chekanov, *Jet algorithms: a minireview*, hep-ph/0211298.
- [259] M. Cacciari i G. P. Salam, *Phys. Lett* **B641** (2006) 57 [hep-ph/0512210].

Podziękowania

Zachowam we wdzięcznej pamięci profesora Krzysztofa Rybickiego (1938-2003), pod którego naukową opieką uczestniczyłam w eksperymentach w CERN-ie i w DESY oraz na którego mądre wsparcie i życzliwość zawsze mogłam liczyć.

Profesorowi Jackowi Turnauowi, który zachęcił mnie do badań w dziedzinie fizyki małych x , jestem wdzięczna za długoletnią naukową współpracę oraz wiele ciekawych filozoficzno - przyrodniczych dyskusji.

Moje rozumienie fizyki oddziaływań *elektron-proton* pogłębiło się dzięki cennym dyskusjom z profesorem Janem Kwiecińskim (1938-2003) i dr hab. Krzysztofem Golcem-Biernatem.

Dr hab. Grażynie Nowak dziękuję za życzliwe zainteresowanie w czasie pisania tej rozprawy i uważne przeczytanie jej roboczej wersji.

Moim koleżankom i kolegom z krakowskiej grupy H1: Elżbiecie Banaś, Antoniemu Cyzowi, Annie Falkiewicz, Leszkowi Hajdukowi, Ewelinie Łobodzińskiej, Januszowi Martyniakowi, Stanisławowi Mikockiemu, Izabeli Milcewicz-Mice, Grażynie Nowak i Jackowi Turnauowi, dziękuję serdecznie za wszystkie lata wspólnej pracy. Cieszę się, że jestem członkiem tak zgranego i koleżeńskiego zespołu.

Chociaż eksperyment H1 jest wielkim przedsięwzięciem fizyki cząstek elementarnych i uczestniczy w nim wiele osób, w grupie roboczej "*Hadronic Final State and QCD*" w której pracuję, udało się stworzyć tak przyjazną atmosferę jak w dawnych małych zespołach. Dziękuję i za nią i za owocną współpracę Günterowi Grindhammerowi, Hannesowi Jungowi, Dawidowi Milsteadowi i Eddiemu De Wolf.

Składam też podziękowania koleżankom i kolegom z Zakładu Oddziaływań Leptonów za miłą atmosferę pracy.

Moim najbliższymi dziękuję za to, że wierzyli że kiedyś jednak zakończę spisywanie tej rozprawy i że nasze codzienne rozmowy, mimo że mogły, nie dotyczyły tylko fizyki.