

POMIAR FUNKCJI STRUKTURY PROTONU  
W OBSZARZE MAŁYCH PRZEKAZÓW  
CZTEROPĘDU  $Q^2$  NA AKCELERATORZE  
HERA

Rozprawa habilitacyjna

Ewelina Maria Łobodzińska

Rodzicom moim poświęcam

# Spis treści

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Akcelerator HERA</b>	<b>13</b>
<b>3</b>	<b>Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na protonie.</b>	<b>16</b>
3.1	Model kwarkowo - partonowy . . . . .	19
3.2	QCD - ulepszony model partonowy . . . . .	20
3.3	Równania ewolucji DGLAP . . . . .	22
3.4	Równania ewolucji BFKL . . . . .	24
3.5	Wzrost $F_2$ dla małych $x$ . . . . .	25
3.6	Procesy QED . . . . .	28
3.7	Modele fenomenologiczne . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Detektory na akceleratorze HERA</b>	<b>31</b>
4.1	Układ odniesienia dla eksperymentów na HERA . . . . .	32
4.2	Detektor H1 . . . . .	32
4.2.1	Kalorymetr ciekłoargonowy . . . . .	33
4.2.2	Tylne detektory . . . . .	34
4.2.3	Kalorymetr spaghetti . . . . .	35
4.2.4	Tylna komora dryfowa . . . . .	36
4.2.5	Tylny krzemowy detektor śladów . . . . .	36
4.3	Detektor ZEUS . . . . .	37
4.4	System pomiaru świetlności . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych</b>	<b>41</b>
5.1	Metoda elektronowa . . . . .	41
5.2	Metoda hadronowa . . . . .	43
5.3	Metody mieszane . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Kalibracja i pozycjonowanie detektora</b>	<b>47</b>
6.1	Pozycjonowanie detektora . . . . .	47
6.1.1	Pozycjonowanie w stosunku do centralnego detektora śladowego	47
6.1.2	Pozycjonowanie przy użyciu zdarzeń QED Compton . . . . .	49
6.1.3	Pozycjonowanie BST . . . . .	50
6.2	Kalibracja . . . . .	51
6.2.1	Kalibracja detektora SpaCal . . . . .	52
6.2.2	Poprawka związana z miejscem uderzenia elektronu . . . . .	55
6.2.3	Poprawka na przerwy między supermodułami . . . . .	56
6.2.4	Poprawka radialna . . . . .	56
6.3	Kalibracja kalorymetru ciekłoargonowego . . . . .	56
6.3.1	Hadronowe stany końcowe . . . . .	57
6.3.2	Metoda Lagrange'a kalibracji kalorymetru ciekłoargonowego . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Dane użyte w omawianej analizie</b>	<b>61</b>

<b>8</b>	<b>Niepewności pomiarowe</b>	<b>63</b>
8.1	Niepewność statystyczna . . . . .	63
8.2	Niepewności systematyczne pomiaru świetlności . . . . .	64
8.3	Niepewności systematyczne - nieskorelowane . . . . .	64
8.4	Niepewności systematyczne - skorelowane . . . . .	64
8.5	Obliczenie niepewności całkowitej . . . . .	67
<b>9</b>	<b>Selekcja zdarzeń</b>	<b>68</b>
<b>10</b>	<b>Rozkłady kontrolne</b>	<b>73</b>
<b>11</b>	<b>Podstawy pomiaru przekroju czynnego i funkcji struktury</b>	<b>76</b>
11.1	Modele Monte Carlo . . . . .	76
11.1.1	DJANGO . . . . .	76
11.1.2	PHOJET . . . . .	77
11.1.3	PYTHIA . . . . .	77
11.1.4	HECTOR . . . . .	78
11.2	Symulacja detektora . . . . .	78
11.3	Poprawki radiacyjne . . . . .	78
11.4	Identyfikacja elektronu . . . . .	79
11.5	Podstawowe procesy tła . . . . .	81
11.5.1	Tło od fotoprodukcji . . . . .	81
11.6	Tło nie pochodzące z procesów $ep$ . . . . .	89
11.7	Wybór szerokości przedziałów pomiarowych . . . . .	94
11.8	Pomiar przekroju czynnego i wyznaczenie funkcji struktury protonu $F_2$	95
11.9	Pomiar podłużnej funkcji struktury protonu poprzez obniżenie energii wiązki protonowej . . . . .	96
11.10	Inne metody wyznaczenia podłużnej funkcji struktury protonu $F_L$ . . . . .	98
11.11	Procedura uśredniania wyników pomiaru $F_2$ . . . . .	101
<b>12</b>	<b>Pomiar przekroju czynnego i funkcji struktury protonu <math>F_2</math></b>	<b>103</b>
12.1	Pomiar przekroju czynnego i $F_2$ dla poszczególnych zbiorów danych w H1 i ZEUS . . . . .	103
12.2	Pomiar przekroju czynnego dla uwspólnionych danych z obu eksperymentów . . . . .	112
12.3	Pomiar funkcji struktury $F_2$ w obszarze dużych $x$ na HERA . . . . .	116
<b>13</b>	<b>Pomiar <math>R</math> i funkcji struktury <math>F_L</math></b>	<b>118</b>
13.1	Pomiar $R$ i $F_L$ w eksperymentach na stałej tarczy . . . . .	118
13.2	Wzrost $F_2$ z malejącym $x$ i wyznaczenie $R$ . . . . .	120
13.3	Wyznaczenie $F_L$ przy użyciu metody różniczkowej . . . . .	122
13.4	Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie ZEUS używając zdarzeń ISR . . . . .	125
13.5	Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie H1 z wykorzystaniem wiązki protonowej o obniżonej energii . . . . .	127

13.6	Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie ZEUS używając wiązki protonowej o obniżonej energii . . . . .	136
13.7	Pomiar $F_L^D$ dla zdarzeń dyfrakcyjnych . . . . .	142
<b>14</b>	<b>Podsumowanie pomiarów inkluzywnych przekrojów czynnych na HERA</b>	<b>150</b>
14.1	Pomiary funkcji struktury dla małych $Q^2$ . . . . .	150
14.2	Pomiar inkluzywnego przekroju czynnego i funkcji struktury dla dużych $Q^2$ . . . . .	153
14.3	Dopasowania QCD . . . . .	160
<b>15</b>	<b>Glossary</b>	<b>179</b>

# 1 Wstęp

Poznanie struktury materii od najdawniejszych czasów fascynowało filozofów. Leukippos i jego uczeń Demokryt z Abdery w V wieku przed Chrystusem wysunęli teorię budowy materii z małych niepodzielnych cząstek podstawowych nazwanych atomami (gr. “atomos” - niepodzielny). Teoria ta spotkała się z powszechną krytyką, nawet Archimedes uważał ją za kompletny absurd. Praktycznie dopiero prace Johna Daltona z początków XIX wieku sprawiły, że uczeni zainteresowali się teorią atomistyczną. Doświadczenia Rutherforda rozpraszające cząstki  $\alpha$  o energii 7 MeV na złotej folii stanowiły niejako pierwowzór eksperymentów rozpraszających głęboko nieelastycznie leptony na nukleonach. I jak Rutherford, dzięki swoim eksperymentom dostarczył informacji na temat wewnętrznej struktury atomu, tak rozpraszanie głęboko nieelastyczne pozwala opisać rozkład partonów w nukleonach, czyli wyznaczyć ich funkcję struktury. W głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonu na protonie struktura protonu jest testowana wirtualnym fotonem, lub elektroslabym bozonem ( $Z^0$  lub  $W^\pm$ ) niosącym kwadrat czteropędu mniejszy lub równy energii w środku masy ( $Q^2 \leq s$ ). Przekaz pędu jest odwrotnie proporcjonalny do odległości przestrzennej, jaką ten foton lub elektroslaby bozon może rozróżnić. Dzięki temu, eksperymenty wysokiej energii oparte na głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na protonach można traktować jako mikroskopy o nadzwyczajnej zdolności rozdzielczej.

Opisując doświadczenia rozpraszające leptony należy zacząć od eksperymentu przeprowadzonego w laboratorium w Stanford. W eksperymencie tym rozpraszano wiązkę elektronową o energii 400 MeV na jądrach atomowych złota, węgla, a później także wodoru i badano natężenie rozproszonych elektronów w zależności od kąta rozproszenia. Doświadczenie to od nazwiska fizyka, który go po raz pierwszy opisał w 1957 roku nosi nazwę doświadczenia Hofstadtera. Dostarczyło ono wielu ważnych informacji na temat budowy jąder atomowych oraz udowodniono w nim, że proton nie jest cząstką punktową. Dalsze zwiększanie energii elektronów dawało coraz głębsze spojrzenie w strukturę materii.

W 1968 roku podczas eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów o energii 20 GeV w SLAC, zauważono efekt podobny, jak w doświadczeniach Rutherforda i Hofstadtera, tzn. dużo rozproszonych elektronów pod dużymi kątami. Doprowadziło to do odkrycia wewnętrznej struktury protonu tzw. kwarków. Dalsze doświadczenia przyniosły nowe odkrycia. Badanie struktury protonu stało się jednym z największych wyzwań fizyki wysokich energii. Rozpędzanie leptonów do coraz wyższych energii pozwalało z coraz większą dokładnością śledzić rozkłady partonów w nukleonach. Po przełomowych odkryciach lat 60-tych w laboratorium SLAC kontynuowano badania nad strukturą materii dostarczając danych do pomiaru funkcji struktury protonu [1–4]. Seria eksperymentów badających głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $e - p$ ,  $e - d$  i  $e - n$  została przeprowadzona w latach 1970-1985. Generalnie dane ze SLAC dostarczyły pomiarów funkcji struktury  $F_2$  protonu i deuteronu w następującym obszarze przestrzeni fazowej określonej zmienną Bjorkena  $x$  i przekazem czteropędu  $Q^2$ :  $0.06 < x < 0.90$  oraz  $0.6 \leq Q^2 \leq 30 \text{ GeV}^2$ .

Po pionierskich eksperymentach ze SLAC, także inne ośrodki zaczęły badać

strukturę materii używając rozpraszania głęboko nieelastycznego. Warto wspomnieć niektóre z nich. BCDMS [5, 6] zbierał dane na akceleratorze SPS w CERN w latach 1978-1985. Używał wiązki muonowej i tarczy z ciekłego wodoru. Dane z tego eksperymentu pokrywają obszar przestrzeni fazowej:  $0.06 < x < 0.8$  i  $7 < Q^2 < 260 \text{ GeV}^2$ . NMC [7, 8] dostarczył dokładnego pomiaru funkcji struktury  $F_2$  protonu i deuteronu. Był on, podobnie jak BCDMS, usytuowany na wiązce akceleratora SPS. Zbierał dane dla wiązki muonowej o energii 90, 120, 200 i 280 GeV w latach 1986-1989 używając tarczy z ciekłego wodoru i ciekłego deuteronu. Obszar przestrzeni fazowej, w  $x$  i  $Q^2$ , pokrytej przez pomiary oparte na danych z NMC wynosi:  $0.002 < x < 0.6$  i  $0.5 < Q^2 < 75 \text{ GeV}^2$ .

Trzecim ośrodkiem badającym strukturę nukleonów był Fermilab (FNAL). Eksperyment E665 [9, 10] z tego laboratorium zbierał dane w latach 1987-88, 1990 i 1991-92 używając tarczy z ciekłego wodoru i deuteronu. Dane z E665 pokrywają obszar przestrzeni fazowej:  $0.0008 < x < 0.6$  i  $0.2 < Q^2 < 75 \text{ GeV}^2$ . Ze względu na bardzo małą wartość  $Q^2$  - pomiary z tego eksperymentu były bardzo ważne w testach modeli  $F_2$  dla  $Q^2 \rightarrow 0$ .

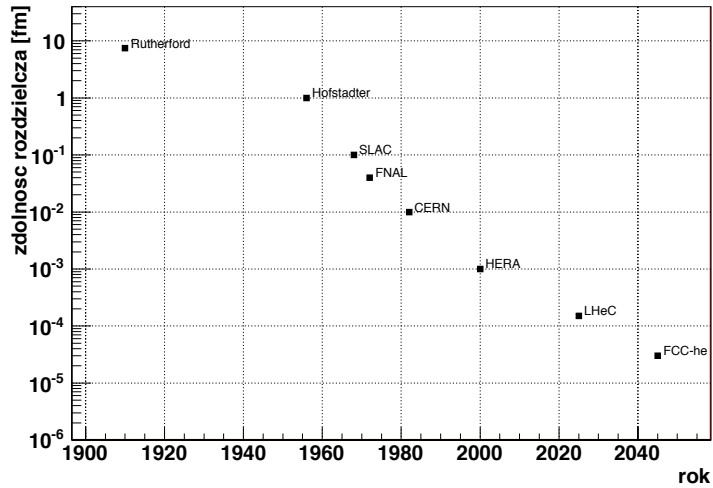
Jak wspomniano, eksperymenty głęboko nieelastycznie rozpraszające leptony na nukleonach stanowią mikroskopy o zdolności rozdzielczej tym większej, im większy jest przekaz czteropędu rozprazanego leptonu -  $Q^2$ . Dlatego też na przestrzeni dziesiątków lat starano się maksymalnie zwiększyć  $Q^2$  poprzez zwiększanie energii w środku masy. Zwieńczeniem tych wysiłków był akcelerator HERA [11] wybudowany w laboratorium DESY w Hamburgu w 1992 roku i kontynuujący swoją pracę do 2007 roku. Rysunek 1.1 pokazuje jak wzrastała zdolność rozdzielcza eksperymentów badających strukturę materii od eksperymentu Rutherforda do eksperymentów na HERA i jak może zwiększać się nadal w przypadku realizacji projektów nowych eksperymentów rozpraszania głęboko nieelastycznego. Zdolność rozdzielcza  $r$ , czyli skala przestrzenna w której próbkowany jest proton, liczona jest na podstawie przekazu czteropędu  $Q^2$ , jako:

$$r \approx c\hbar/Q = 0.2[fb]/Q[GeV]. \quad (1.1)$$

Akcelerator HERA zderzał wiązkę elektronową o energii 27.6 GeV z wiązką protonową o energii początkowo 820 GeV, a od 1998 roku 920 GeV. Dawało to energię w środku masy równą 318 GeV, czyli wielokrotnie większą, niż dostępna w eksperymentach ze stałą tarczą. Pozwalało to na rozszerzenie przestrzeni fazowej dostępnej dla pomiarów funkcji struktury o wiele rzędów wielkości w  $x$  i  $Q^2$ , czyniąc dostępnym dla pomiarów obszary o  $x$  tak małym jak  $10^{-6}$  i  $Q^2$  sięgającym  $\sim 50000 \text{ GeV}^2$ .

Rysunek 1.2 pokazuje pokrycie przestrzeni fazowej w  $x$  i  $Q^2$  przez pomiary funkcji struktury protonu w eksperymentach ze stałą tarczą, na zderzaczu HERA i w projektowanych przyszłych eksperymentach.

Naukowcy przystępujący do zbierania danych w eksperymentach na HERA, wzbogaceni doświadczeniami z eksperymentów ze stałą tarczą, precyzowali wiele celów i oczekiwań, które zostały zawarte m.in. w "Proceedings of the HERA workshop" i "Physics at HERA" podsumowujących konferencje na temat fizyki na HERA, które odbyły się odpowiednio w 1987 i 1991 roku w Hamburgu. Wiele miejsca poświęcono tam planowanym badaniom funkcji struktury protonu. Dyskutowano



Rysunek 1.1. Wzrost zdolności rozdzielczej eksperymentów badających strukturę materii dzięki zwiększaniu energii oddziaływujących cząstek. Zaznaczono eksperyment Rutherforda, Hofstadtera, eksperymenty ze SLAC, FNAL, CERN, HERA oraz planowane eksperymenty LHeC i FCC-he.

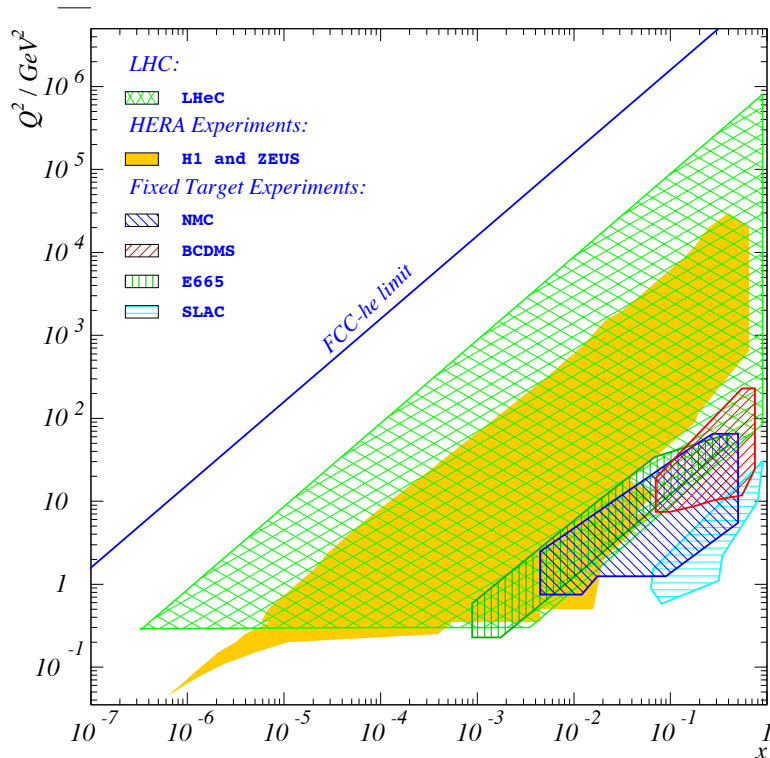
przewidywane zachowanie funkcji struktury  $F_2$  w obszarze małych  $x$ . Większość spodziewała się wzrostu  $F_2$  z malejącym  $x$ , gdyż takie zachowanie przewidywane było przez równania ewolucji DGLAP [12] i BFKL [13]. Niektórzy jednak, jak np. Donnachie i Landshoff utrzymywali, że dla najmniejszych  $x$  funkcja  $F_2$  pozostanie płaska. Zwolennicy wzrostu  $F_2$  dla małych  $x$  też nie byli zgodni, co do szybkości wzrostu  $F_2$ . Jedni spodziewali się bardzo ostrego wzrostu, jak  $x^{-0.5}$ , który przewidywany był przez równania BFKL, inni spodziewali się łagodniejszego wzrostu wynikającego z równań DGLAP. Wiele dyskusji dotyczyło równań ewolucyjnych, które powinny być stosowane w obszarze najmniejszego  $x$ . Chodziło o to, czy równania BFKL bazujące na sumowaniu wiodących członów w  $\ln 1/x$  są właściwsze dla tego obszaru, czy też równania DGLAP są wystarczające do opisu fizyki z HERA. Gribov sugerował obecność efektów, które wprowadzałyby nieliniowe człony do równań ewolucji, co w efekcie prowadziłoby do “wysycania” (saturacji) gęstości partonowych dla najmniejszych  $x$ . W tej sytuacji, ani równania BFKL ani DGLAP nie byłyby ważne w obszarze najmniejszych wartości  $x$ .

Dyskutowane były też pierwsze propozycje pomiaru podłużnej funkcji struktury protonu  $F_L$ . Krasny i Płaczek proponowali metodę opartą na wykorzystaniu zdarzeń o energii elektronu obniżonej na skutek emisji twardego fotonu jeszcze przed oddziaływaniem, zaś Cooper-Sarkar, Devenish i Lancaster proponowali pomiar używający obniżonej energii wiązki protonowej.

15 lat działalności HERA przyniosło odpowiedź na większość z tych pytań, rozstrzygnęło niepewności i zweryfikowało skuteczność proponowanych metod doświadczalnych.

Pierwsze dane z HERA pojawiły się w 1992 roku - pochodziły z dwóch pierwszych miesięcy działania eksperymentów. Była to niewielka próbka o świetlności zaledwie



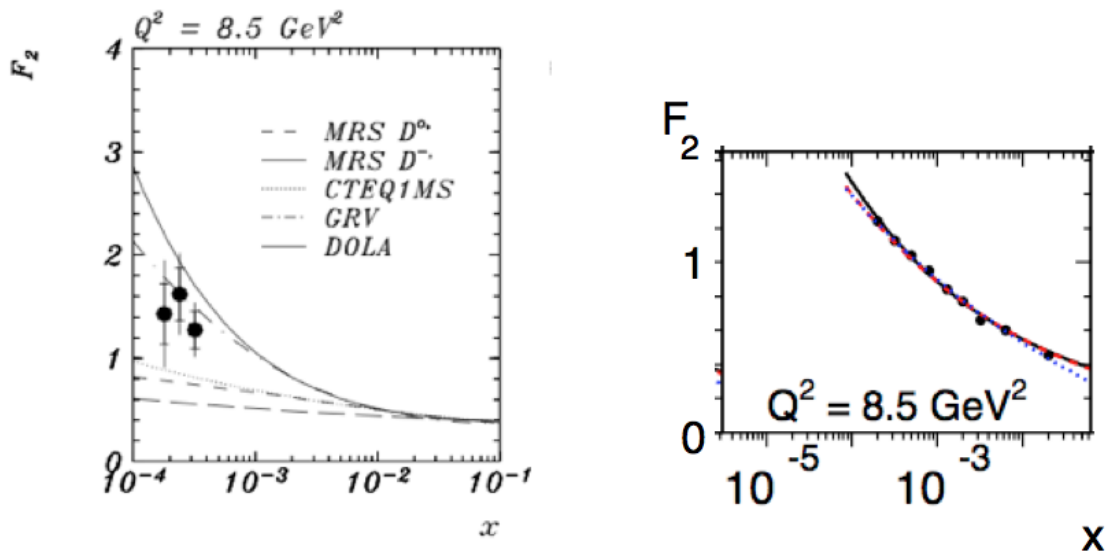


Rysunek 1.2. Pokrycie przestrzeni fazowej w  $x$  i  $Q^2$  poprzez pomiary  $F_2$  w różnych eksperymentach. Pokazane są główne eksperymenty ze stałą tarczą, eksperymenty z HERA, proponowany eksperyment LHeC oraz zakres kinematyczny dostępny dla proponowanego eksperymentu FCC-he.

$24.7 \text{ nb}^{-1}$ . Jednak już używając tych danych dostarczono pierwszych pomiarów funkcji struktury protonu z HERA [14, 15]. Były one obciążone znacznym błędem statystycznym i systematycznym. W miarę zwiększania statystyki danych i ciągłego doskonalenia technik eksperymentalnych, także precyzja pomiaru funkcji struktury protonu znacząco wzrastała. Dla porównania, na rys.1.3 zestawiono pomiary funkcji struktury protonu  $F_2$ , dla tego samego przedziału pomiarowego w  $Q^2$ , wykonane w oparciu o próbki danych z różnych okresów:

- rysunek po lewej stronie przedstawia  $F_2$  dla pierwszych danych z H1 zebranych w 1992 roku,
- rysunek po prawej stronie wykorzystuje połączone dane H1 z dedykowanych okresów w 1999 i 2000 roku.

Widać, jak bardzo wzrosła precyzja pomiaru i jak zwiększyło się pokrycie przestrzeni fazowej. Dodatkowo po zakończeniu działalności przez HERA pomiary z obu eksperymentów (H1 i ZEUS), ze wszystkich okresów zbierania danych, zostały zsypane razem i uśrednione używając specjalnie opracowanej do tego celu metody. Zaowocowało to zwiększoną statystyką i dalszym zmniejszeniem błędów systematycznych. Ostatecznie HERA może się poszczycić pomiarami inkluzywnego przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$  o dokładności rzędu 1.3% w znacznej części przestrzeni fazowej.



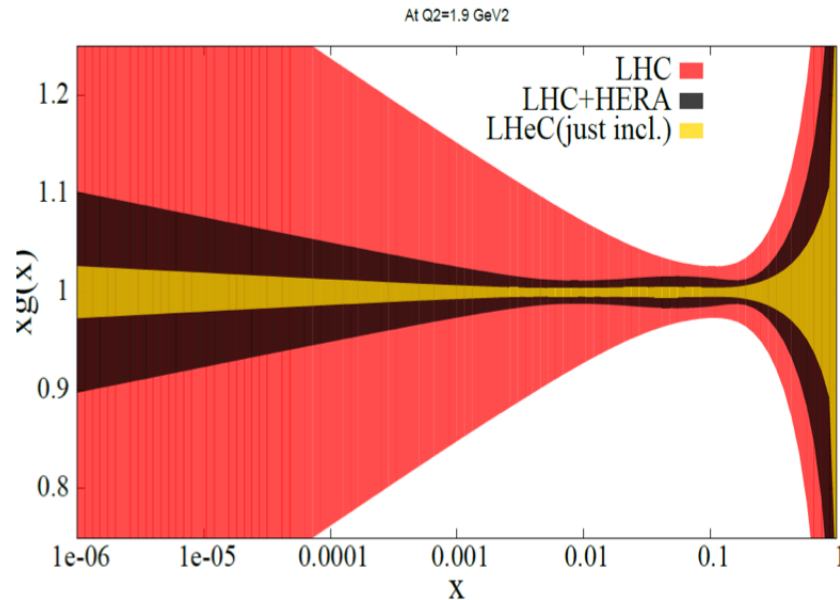
Rysunek 1.3. Porównanie dokładności pomiaru funkcji struktury protonu  $F_2$  dla danych z eksperymentu H1 z roku 1992 - rysunek lewy i danych z dedykowanych okresów lat 1999 i 2000 - rysunek prawy. Pokazano pomiar dla  $Q^2 = 8.5 \text{ GeV}^2$ . Na lewym rysunku krzywe przedstawiają przewidywania różnych dopasowań QCD. Na rysunku prawym linią ciągłą zaznaczono przewidywania modelu fraktalnego, a linią przerywaną modelu dipolowego. [14, 16]<sup>1</sup>

Przez cały czas swojej działalności oba eksperymenty próbowały także dostarczyć informacji na temat rozkładu gluonów w protonie poprzez pomiar podłużnej funkcji struktury protonu  $F_L$ . Próbowano wykonać tę analizę używając metody proponowanej przez Krasnego i Płaczka [17] tzn. używając elektronów o energii obniżonej na skutek emisji cząstki gamma - okazało się to jednak mało precyzyjne. Próbowano także wyznaczyć  $F_L$  z przekroju czynnego czyniąc pewne założenia o zachowaniu  $F_2$ . Zaś pod koniec działalności akceleratora udało się przeprowadzić bardziej precyzyjny pomiar obniżając energię oddziaływującej wiązki protonowej. Generalnie pomiar  $F_L$  ze względu na bardzo ograniczony okres zbierania danych o obniżonej energii nie osiągnął precyzji porównywalnej z precyzją pomiaru funkcji struktury  $F_2$ , jednak jest to najdokładniejszy pomiar  $F_L$ , jaki dotychczas przeprowadzono.

Dokładne wyznaczenie przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$  pozwala na wysokiej precyzji analizę QCD, wyznaczenie stałej sprzężenia silnego oraz wykonanie dopasowań funkcji rozkładów partonowych. Otrzymane w ten sposób rozkłady partonowe są używane w innych eksperymentach, w szczególności na akceleratorze LHC, gdzie do modelowania i przewidywania procesów fizycznych bardzo ważna jest znajomość struktury oddziaływujących cząstek.

<sup>1</sup>Liczba w kwadratowym nawiasie na końcu podpisu pod rysunkiem podaje źródło, z którego dany rysunek został zaczerpnięty.

Badania cząstek wytworzonych w procesie Drella-Yana w zderzeniach proton-proton na LHC mogą stanowić pewną kontynuację badań nad strukturą protonu wykonywanych na HERA przy użyciu rozpraszania głęboko nieelastycznego. Precyzyjne pomiary przekrojów czynnych na produkcję bozonów wektorowych lub dżetów dostarczają bowiem informacji o rozkładach partonów w protonie i razem z danymi z HERA mogą być użyte do dokładniejszego przewidywania funkcji gęstości partonowych. W szeregu publikacji eksperymentów na LHC [18–23] prezentowane są rysunki ilustrujące poprawę dokładności wyznaczenia funkcji rozkładów partonowych po wzbogaceniu przewidywań z HERA pomiarami z LHC. Warto jednak pamiętać, że to pomiary z HERA stanowią “kręgosłup” gęstości partonowych i bez danych z HERA pomiary z LHC byłyby ogromnie niedokładne. Rysunek 1.4 pokazuje z jaką dokładnością wyznaczana jest funkcja gęstości gluonowych w protonie w oparciu o dane z LHC i jak precyzja tego wyznaczenia wzrasta po uwzględnieniu danych z HERA.



Rysunek 1.4. Dokładność pomiaru funkcji gęstości gluonowych w funkcji zmiennej Bjorkena  $x$  dla przykładowego  $Q^2$ . Szeroką wstęgą zaznaczono niepewności dopasowania, gdyby użyte były wyłącznie dane z LHC. Czarna wstęga przedstawia dokładność pomiaru po wzbogaceniu danych z LHC pomiarami z HERA. Pokazano także przewidywaną precyzję jaką będzie można osiągnąć używając danych z planowanego eksperymentu LHeC (jasna wstęga). [24]

Eksperymenty z HERA odpowiedziały na wiele pytań stawianych przez chromodynamikę kwantową, dostarczyły bardzo wielu dokładnych pomiarów funkcji struktury protonu, dzięki czemu można było opisać rozkłady partonów w nukleonie. Mimo to pozostało wiele pytań na które HERA nie dała odpowiedzi i pomiarów, których na HERA nie udało się wykonać np. ze względu na zbyt małą energię w środku masy lub wykonano je ze zbyt małą precyzją np. ze względu na zbyt małą świetlność lub zbyt krótki okres zbierania danych dla określonej konfiguracji. Do takich pomiarów

należą: weryfikacja efektów wysycania się gęstości partonowych w obszarze małych wartości zmiennej Bjorkena  $x$ , pomiar rozkładu kwarków dziwnych w protonie, pomiar rozkładu kwarków szczytowych ( $t$ ) w protonie, rozkład gluonów dla małych i dużych wartości zmiennej Bjorkena  $x$  oraz dokładny pomiar podłużnej funkcji struktury protonu  $F_L$ . HERA pozwalała penetrować strukturę nukleonu ze zdolnością rozdzielczą rzędu  $10^{-3}$  fm. Obecnie rozważane są projekty eksperymentów, które mogłyby z jeszcze większą precyzją badać strukturę materii w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na nukleonach.

Projektem takiego eksperymentu jest LHeC [25]. Na LHeC wykorzystywana byłaby wiązka protonowa z akceleratora LHC, zaś wiązka elektronowa produkowana byłaby specjalnie na użytek tego eksperymentu. Elektrony przyspieszane byłyby przez serię akceleratorów liniowych do energii 60 GeV. LHeC badałoby rozpraszanie głęboko nieelastyczne z energią w środku masy sięgającą 1.3 TeV, czyli czterokrotnie wyższą niż na HERA. Dawałoby to zdolność rozdzielczą w penetrowaniu struktury materii rzędu  $10^{-4}$  fm - patrz rysunek 1.1. Jeszcze większą zdolność rozdzielczą można by uzyskać na planowanym akceleratorze FCC [26], gdzie rozważana jest także możliwość rozpraszania elektronów na hadronach, czyli FCC-he. Wiazka protonowa o energii 50 TeV byłaby zderzana z wiązką elektronową o energii 120 (175) GeV<sup>2</sup>, co dawałoby energię w środku masy 5 (6) TeV i zdolność rozdzielczą z jaką można by badać strukturę protonu  $\sim 10^{-5}$ fm - patrz rysunek 1.1.

Przy tak wysokiej zdolności rozdzielczej oraz bardzo dużej świetlności -  $10^{33}$  -  $10^{34}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>, czyli 2 rzędy wielkości wyższej niż na HERA, eksperymenty te mogłyby bardzo precyzyjnie wyznaczyć strukturę protonu. Można by zmierzyć rozkłady partonów, a zwłaszcza gluonów, w obszarze zmiennej Bjorkena  $x < 10^{-4}$ , czyli tam gdzie dotychczas nie były mierzone, a tylko ekstrapolowane za pomocą równań DGLAP. A jak wiadomo, taka ekstrapolacja jest obciążona znaczną niedokładnością, zwłaszcza że prawdopodobnie w tym obszarze równania DGLAP nie są już prawdziwe.

Struktura niniejszej pracy jest następująca: w drugim rozdziale omówiony zostanie akcelerator HERA - jedyny dotychczas akcelerator zderzający leptony z hadronami - jego budowa, świetlność i parametry zderzanych wiązek. Trzeci rozdział poświęcony zostanie aspektom teoretycznym związanym z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektronów na protonach i modelem teoretycznym opisującym to oddziaływanie. W czwartym rozdziale zostaną krótko omówione detektory eksperymentów H1 i ZEUS, poświęcając nieco więcej uwagi komponentom kluczowym dla pomiaru funkcji struktury protonu. Sposoby rekonstrukcji zmiennych kinematycznych opisane będą w rozdziale 5, a kalibracja tylnego detektora, używanego do pomiaru elektronu w eksperymencie H1 w rozdziale 6. W rozdziale 7 zostaną krótko omówione próbki danych użytych w analizach opisanych w tej pracy, a w rozdziale 8 wymienione zostaną główne źródła niepewności pomiarowych. W rozdziale 9 będzie wyjaśniona selekcja przypadków, zaś w rozdziale 10 pokazane zostaną rozkłady kontrolne dla analizowanych danych celem demonstarcji, iż poprawnie rozumiemy detektor i właściwie szacujemy niepewności pomiarowe. Rozdział 11 poświęcony zostanie

---

<sup>2</sup>Rozważana jest także energia 80 GeV przy spolaryzowanej wiązce.

wyjaśnieniu sposobu pomiaru przekroju czynnego, funkcji struktury protonu  $F_2$  i podłużnej funkcji struktury  $F_L$ . Zostaną w tym rozdziale zaprezentowane modele symulacji Monte Carlo użyte w omawianych analizach, omówione będą poprawki radiacyjne oraz podstawowe źródła tła i sposoby ich usuwania, a także wyjaśniona zostanie procedura uśredniania wyników pochodzących z różnych okresów pomiarowych i różnych eksperymentów. W rozdziale 12 przedstawione zostaną wyniki pomiaru przekroju czynnego i funkcji struktury. Główny nacisk będzie położony na prezentację wyników rozpraszania głęboko nieelastycznego z prądami neutralnymi w obszarze małych  $x$  i niskich  $Q^2$ <sup>3</sup>. Jednak wspomniane też zostaną inne pomiary mające związek z omawianymi wynikami, a które wydają się szczególnie interesujące np. pomiar funkcji struktury protonu  $F_2$  w obszarze dużych  $x$ , a także pomiar podłużnej funkcji struktury  $F_L$  w eksperymentach ze stałą tarczą i w procesach dyfrakcyjnych na HERA. Na koniec zamieszczone będzie podsumowanie - rozdział 14, w którym rozszerzony zostanie zakres prezentowanych wyników o krótkie sprawozdanie z ostatecznej analizy pomiaru przekroju czynnego na HERA. Analiza ta jest oparta na wszystkich dostępnych pomiarach z całego okresu działania tego akceleratora, z obu eksperymentów. Dotyczy pomiarów inkluzywnego przekroju czynnego na rozpraszanie głęboko nieelastyczne uwzględniając rezultaty z obszaru wysokiego  $Q^2$  zarówno dla prądów neutralnych, jak naładowanych. Przedstawione zostaną też najnowsze dopasowania QCD z HERA i wspomniana będzie możliwość dalszych prac nad strukturą protonu używając danych z LHC.

---

<sup>3</sup>Jako obszar niskiego  $Q^2$  rozumiemy takie przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania  $ep$ , gdzie elektron ulega rozproszeniu pod małym kątem i może być mierzony za pomocą tylnych detektorów (w przypadku H1 kalorymetru SpaCal). Jest to zwykle  $Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$ . O wysokim  $Q^2$  mówimy wówczas, gdy kąt rozproszenia elektronu jest większy i cząstka ta może być mierzona przez centralny kalorymetr. Zwykle jest to  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ . Obszar między niskim i wysokim  $Q^2$  nazywany jest obszarem przejściowego (lub średniego)  $Q^2$ . Elektron jest w tym obszarze mierzony w tylnym lub centralnym detektorze.

## 2 Akcelerator HERA

HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) był pierwszym, i jak na razie jedynym, akceleratorem zderzającym elektrony z protonami. Akcelerator ten zlokalizowany był w Hamburgu, w Niemczech. Pierwsze pochodzące z niego dane pojawiły się w roku 1992, akcelerator działał aż do czerwca 2007. Generalnie można wyróżnić dwie fazy w pracy tego urządzenia: HERA I trwająca do roku 2000 i HERA II rozpoczynająca się w roku 2002 i nazwana fazą wysokiej świetlności.

Mimo, iż zarówno akcelerator HERA, jak i pracujące na nim detektory zakończyły już swoją działalność, w niniejszej pracy będzie użyty czas terażniejszy dla podkreślenia ciągłej aktualności danych i wyników otrzymanych na tym akceleratorze.

Akcelerator HERA wraz z preakceleratorami, schematycznie przedstawiony na rys.2.1 składa się z dwóch podziemnych pierścieni o promieniu 6.3 km przystosowanych do rozpędzania elektronów i protonów. Część elektronowa pracuje zarówno dla elektronów, jak i dla pozytronów. Do roku 1998 wiązka protonowa była rozpędzana do energii 820 GeV, a później do 920 GeV. Elektrony w wiązce elektronowej mają energię 27.6 GeV, co daje dla protonów o energii 920 GeV energię w środku masy  $\sqrt{s} = 318$  GeV. Odpowiada to oddziaływaniu elektronów o energii około 50 TeV ze stałą tarczą. HERA poszerzyła zakres zmiennych kinematycznych  $x$  i  $Q^2$  charakteryzujący rozpraszanie elektronów na protonach o przeszło dwa rzędy wielkości w porównaniu do eksperymentów na stałej tarczy.

Wiązki elektronów i protonów na HERA przecinają się w dwóch punktach wokół których zbudowano detektory eksperymentów H1 i ZEUS. Pozostałe dwa eksperymenty pracujące na HERA: HERMES i HERA-B są eksperymentami ze stałą tarczą i wykorzystują tylko jedną z wiązek.

Zderzenia pęczków elektronowych i protonowych następują co 96 ns. Nie wszystkie pęczki zderzają się, niektóre z nich, zwane pęczkami pilotażowymi, przeznaczone są do badań systematyki i pomiarów tła, więc nie są skorelowane z pęczkami elektronowymi i przechodzą przez detektory bez kolizji.

Na etapie przejścia pęczków protonowych z preakceleratora PETRA do HERA zdarza się, że protony bardziej oddalone od centrum pęczka zostają oderwane tworząc pęczki poboczne tzw. satelity. Satelity oddalone są od głównego pęczka o 4.8 ns, czyli około 70 cm. Są one przyczyną zwiększonego tła oraz źródłem błędów przy pomiarach świetlności.

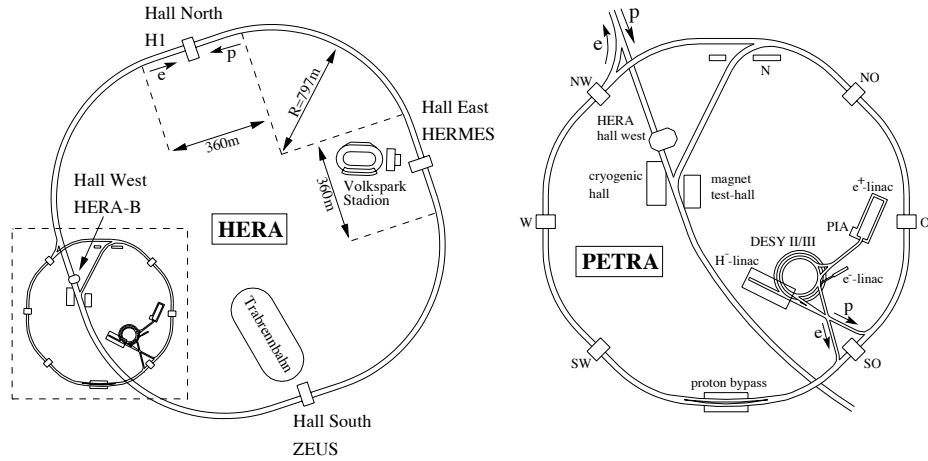
Praktycznie przez cały okres swojego działania - za wyjątkiem dwóch lat po modyfikacji obszaru interakcji w 2001, która wywołała niespodziewane problemy - akcelerator HERA pracował bardzo stabilnie i z dużą wydajnością. Oba eksperymenty (H1 i ZEUS) przez cały ten czas zbierały dane uzyskując w końcowej fazie efektywność 70-80%.

Wielkością charakteryzującą pracę akceleratora jest świetlność (angl. luminosity) definiowana jako:

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (2.1)$$

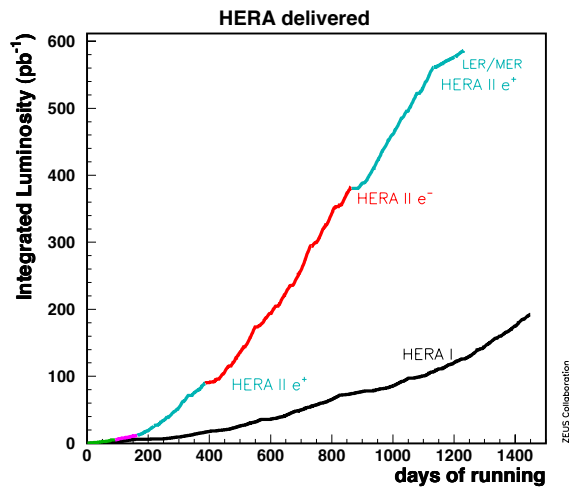
gdzie  $f$  - częstość obiegu,

$n$  - liczba pęczków we wiązce,  $N_i$  - liczba cząstek w każdym pęczku,  $A$  - przekrój



Rysunek 2.1. Akcelerator HERA w DESY (Hamburg, Niemcy) oraz schemat akceleratorów wstępnego przyspieszenia.

poprzeczny wiązki.



Rysunek 2.2. Światłość dostarczona przez akcelerator HERA w funkcji dni działania akceleratora. Okres niskiej światłości - HERA I (1992-2000), faza wysokiej światłości - HERA II (2003-2007). Pod koniec okresu HERA II - sesje o niskiej energii wiązki protonowej LER i pośredniej energii wiązki protonowej MER.

Rys.2.2 przedstawia światłość dostarczoną przez akcelerator HERA dla obu detektorów: H1 i ZEUS w funkcji dni pracy HERA. Przez cały okres działalności każdy z eksperymentów zebrał ok.  $0.5 \text{ fb}^{-1}$ . W pierwszej fazie swojej działalności zwanej HERA I (1992-2000), akcelerator pracował na niespolaryzowanej wiązce leptonowej. Były to głównie  $e^+$ . W fazie drugiej (2003-2007) światłość dostarczana przez HERA wzrosła znacznie, wiązka leptonowa była spolaryzowana. Mniej więcej połowa światłości dostarczonej przez HERA II pochodziła ze zderzeń  $e^-p$ . Działanie akceleratora HERA zostało zakończone sesjami zbierania danych o obniżonej energii

wiązki protonowej. Zebrano  $13 \text{ pb}^{-1}$  przy energii wiązki protonowej  $E_p = 460 \text{ GeV}$  (LER - low energy runs) i  $7 \text{ pb}^{-1}$  przy energii  $E_p = 575 \text{ GeV}$  (MER - middle energy runs). Sesje zbierania danych o obniżonej energii wiązki trwały zaledwie 3 miesiące. W warunkach HERA I zgromadzenie takiej ilości danych zajęłoby ok. 1 roku.

W tabeli 2.1 zostało zamieszczone zestawienie okresów działania akceleratora HERA.  $E_p$  oznacza energię wiązki protonowej,  $E_e$  energię wiązki elektronowej, a  $L_{int}^{e^+p}$ ,  $L_{int}^{e^-p}$  - scałkowaną świelność odpowiednio dla zderzeń pozyton-proton i elektron-proton.

	okres pracy	$E_p$ [GeV]	$E_e$ [GeV]	$L_{int}^{e^+p}$ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	$L_{int}^{e^-p}$ [ $\text{pb}^{-1}$ ]
HERA I	1992-2000	820 do 1998 920	27.6 27.6	120	15
HERA II	2002-2007	920	27.6	150	235
HERA II LER	26.3-1.6.2007	640	27.6	13	
HERA II MER	1.6.-30.6.2007	575	27.6	7	

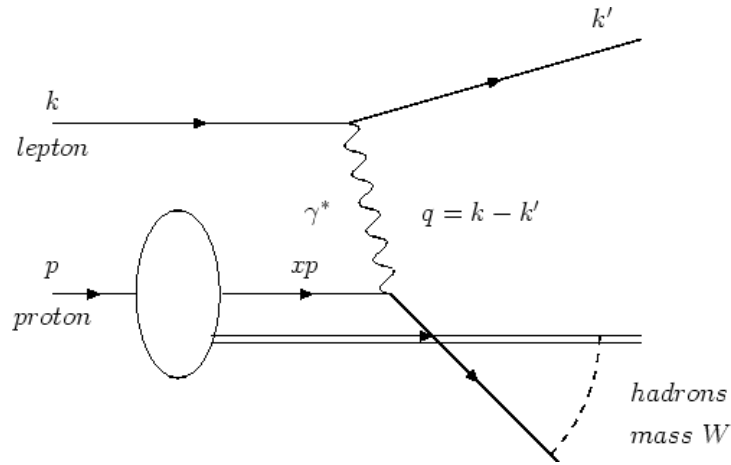
*Tabela 2.1. Okresy pracy akceleratora HERA.*

Dalsza praca HERA byłaby niewątpliwie bardzo korzystna dla fizyki badanej na tym akceleratorze, zwłaszcza, że akcelerator zdawał się być w szczytowej formie pod koniec swojej działalności. Były też projekty [27] rozpędzania deuteronów na HERA celem zbadania struktury neutronu w nowym obszarze kinematycznym. Nie doczekały się one jednak realizacji.



### 3 Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na protonie.

W procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania (deep inelastic scattering - DIS) elektronów<sup>4</sup> na protonie wchodzący elektron próbkuje strukturę protonu za pomocą bozonów pośredniczących:  $W^\pm$  (prąd naładowany) lub  $Z^0/\gamma^*$  (prąd neutralny). Dla procesów zachodzących poprzez prąd neutralny w obszarze  $Q^2$  znacznie mniejszym niż kwadrat masy bozonu  $Z$  - których dotyczy ta praca - wymieniany jest bozon  $\gamma^*$ , a w stanie końcowym obserwujemy rozproszony elektron. Wirtualność ( $Q^2$ ) wymienianego bozonu wiąże się ze zdolnością rozdzielczą ( $\sim 1/Q$ ) z którą badany jest proton. Dla  $Q^2$  znacznie większego niż kwadrat masy protonu ( $m_p$ ), proton może być widziany jako grupa niemal swobodnych składników - partonów. Jeden z partonów oddziałuje z elektronem, podczas gdy reszta (czyli tzw. resztki protonowe) porusza się dalej w sposób niezaburzony. Proces ten schematycznie zilustrowano na rys.3.1.



Rysunek 3.1. Diagram rozpraszania głęboko nieelastycznego elektronu na protonie w ujęciu modelu kwarkowo-partonowego.

Przyjmując oznaczenia jak na rysunku 3.1, gdzie  $k$  to czteropęd uderzającego elektronu,  $k'$  czteropęd rozproszonego elektronu, a  $p$  czteropęd protonu, definiujemy następujące zmienne kinematyczne:

- wirtualność bozonu pośredniczącego

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 > 0, \quad (3.1)$$

- energia bozonu pośredniczącego w układzie spoczynkowym protonu

$$\nu = q \cdot p / m_p, \quad (3.2)$$

<sup>4</sup>W niniejszej pracy "elektron" używany jest dla określenia zarówno elektronów ( $e^-$ ), jak pozytonów ( $e^+$ ), chyba że wyraźnie zaznaczono, że jest inaczej.

- ułamek energii oddziaływującego elektronu przekazany do protonu, w układzie spoczynkowym protonu

$$y = p \cdot q / (p \cdot k) \quad (3.3)$$

- zmienna Bjorkena; w modelu partonowym DIS reprezentuje ułamek pędu protonu niesiony przez uderzony kwark

$$x = Q^2 / (2q \cdot p) = Q^2 / (2m_p \nu), \quad (3.4)$$

- kwadrat masy niezmienniczej stanu końcowego hadronów

$$W^2 = (p + q)^2 = m_p^2 + Q^2(1 - x)/x \stackrel{m_p^2 \ll s}{\approx} sy - Q^2, \quad (3.5)$$

gdzie  $s$  to kwadrat energii w środku masy układu  $ep$ .

W tzw. inkluzywnym pomiarze rozpraszania głęboko nieelastycznego, w którym mierzymy jedynie czteropęd rozproszonego elektronu, proces jest całkowicie określony przez dwie spośród wyżej wymienionych zmiennych kinematycznych.

Trzy z powyższych zmiennych są ze sobą związane w następujący sposób (przy założeniu, że  $s \gg m_p^2$ ):

$$xys = Q^2 \quad (3.6)$$

Biorąc pod uwagę, iż zarówno  $x$ , jak  $y$  są ograniczone przez relację kinematyczną  $0 < x, y < 1$ , maksymalna wartość przekazu czteropędu  $Q_{max}^2 = s$ .

Wybierając  $x$  i  $Q^2$  jako zmienne niezależne możemy opisać przekrój czynny w następujący sposób:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Y_+}{xQ^4} \left( F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2) \right), \quad (3.7)$$

gdzie  $Y_+ = 1 + (1 - y)^2$ ,  $F_L$  jest podłużną, a  $F_2$  poprzeczną funkcją struktury protonu. Formuła (3.7) uwzględnia jedynie oddziaływanie elektromagnetyczne, tj. wymianę wirtualnego fotonu, gdyż jak wspomniano wcześniej wkład pochodzący od składowej elektrosłabej wiążący się z wymianą bozonu pośredniczącego  $Z$  jest zaniedbywalny w granicy  $Q^2 \ll M_Z^2$ .

W opisie rozpraszania DIS często posługujemy się wielkością  $\sigma_r$  zwaną zredukowanym przekrojem czynnym:

$$\sigma_r = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2). \quad (3.8)$$

Rozpraszanie elektronów na protonie można też przedstawić jako strumień wirtualnych fotonów oddziałujących z protonem. Ze względu na to, że fotony o  $Q^2 \neq 0$  mogą mieć podłużną lub poprzeczną polaryzację i zgodnie z konwencją używaną w [28, 29] wyrażenie na przekrój czynny przybiera formę:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \Gamma(y, Q^2) (\sigma_T(x, Q^2) - \epsilon(y) \sigma_L(x, Q^2)), \quad (3.9)$$

gdzie  $\sigma_T$  i  $\sigma_L$  oznaczają przekroje czynne na rozpraszanie poprzecznie i podłużnie spolaryzowanych fotonów, natomiast  $\Gamma = (\alpha^2 Y_+)/2\pi x Q^2(1-x)$  jest strumieniem fotonów, a  $\epsilon = 2(1-y)/Y_+$  reprezentuje polaryzację fotonu. Porównując równania (3.7) i (3.9) można znaleźć zależności między wprowadzonymi wcześniej funkcjami struktury i oddziaływaniem wirtualnych fotonów:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha} \cdot (\sigma_T(x, Q^2) + \sigma_L(x, Q^2)) \quad (3.10)$$

$$F_L(x, Q^2) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha} \cdot (\sigma_L(x, Q^2)) \quad (3.11)$$

Jak widać z równania (3.11), funkcja struktury  $F_L(x, Q^2)$  zawiera wyłącznie wkład od absorpcji podłużnie spolaryzowanych fotonów - stąd jej nazwa: podłużna funkcja struktury.

Wielkością używaną często jako miara rozpraszania foton - proton dla różnych polaryzacji jest funkcja  $R$  definiowana jako:

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)} \quad (3.12)$$

Zredukowany przekrój czynny można także wyrazić jako:

$$\sigma_r = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi^2\alpha} \sigma_{\gamma^*p}^{ef} \quad (3.13)$$

gdzie efektywny przekrój czynny na oddziaływanie wirtualnego fotonu z protonem wynosi

$$\sigma_{\gamma^*p}^{ef} = \sigma_T + \left[1 - \frac{y^2}{Y_+}\right] \sigma_L \quad (3.14)$$

Suma  $\sigma_L + \sigma_T$  jest nazywana całkowitym przekrojem czynnym na oddziaływanie wirtualnego fotonu z protonem, który często bywa wyrażany jako funkcja  $Q^2$  i masy niezmienniczej układu wirtualnego fotonu i protonu. Pełny i efektywny przekrój czynny na rozpraszanie wirtualnego fotonu na protonie różnią się znacząco tylko w obszarze dużego  $y$ .

W związku z tym, że  $\sigma_{L,T}(x, Q^2) > 0$ , zachodzi relacja:

$$0 \leq F_L(x, Q^2) \leq F_2(x, Q^2). \quad (3.15)$$

Z równania (3.8) wynika, że w związku z czynnikiem  $y^2/Y_+$  wkład do przekroju czynnego pochodzący od podłużnej funkcji struktury jest znaczący tylko dla dużych wartości zmiennej  $y$ . Oznacza to, że dla  $y < 0.5$ , w którym to obszarze znajduje się większość danych z HERA, pomiar przekroju czynnego jest niemal tożsamy z pomiarem funkcji  $F_2$ .

W granicy Bjorkena, tj. gdy  $Q^2$  i  $2p \cdot q \rightarrow \infty$  dla ustalonego  $x$  funkcje struktury zależą w przybliżeniu tylko od bezwymiarowej zmiennej  $x$ :

$$F_i(x, Q^2) \approx F_i(x). \quad (3.16)$$

Jest to słynne skalowanie Bjorkena [30], po raz pierwszy zaobserwowane w eksperymentach głęboko nieelastycznego rozpraszania w SLAC [31, 32]. Skalowanie Bjorkena znajduje naturalne wyjaśnienie w ramach modelu kwarkowo-partonowego wprowadzonego przez Feynmana w 1969 roku [33].

### 3.1 Model kwarkowo - partonowy

W modelu kwarkowo-partonowym (Quark-Parton Model - QPM) głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronu na protonie opisywane jest w tzw. układzie nieskończonego pędu protonu. W tym układzie proton porusza się bardzo szybko, tak że relatywistyczna dylatacja czasu spowalnia wzajemne oddziaływanie partonów. Sprawia to, że czas oddziaływania między wirtualnym fotonem i partonem ( $1/Q$ ) jest zdecydowanie krótszy, niż czas oddziaływania parton-parton. Innymi słowy można powiedzieć, że foton jest zaabsorbowany natychmiastowo przez dany kwark w protonie, albo że uderzony kwark wydaje się swobodny podczas krótkiego czasu oddziaływania z wirtualnym fotonem.

Z tego powodu oddziaływanie elektron-proton może być zapisane jako suma prawdopodobieństw rozproszenia na pojedynczych, swobodnych kwarkach:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_q \int_0^1 d(\xi) f_q(\xi) \left( \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right)_{eq}, \quad (3.17)$$

gdzie  $f_q(\xi)$  określa prawdopodobieństwo znalezienia w protonie partonu  $q$  niosącego ułamek pędu protonu  $\xi$ . Rozproszone i nierozproszone partony rekombinują później i formują hadrony. Procesy hadronizacji i rozpraszania zachodzą w różnej skali czasowej, więc mogą być traktowane jako niezależne.

W modelu QPM zarówno gluony, jak i kwarki są traktowane, w granicy wysokich energii, jako obiekty bezmasowe. W takim przybliżeniu, ułamek  $\xi$  pędu protonu niesiony przez uderzony kwark jest równy zmiennej Bjorkena  $x$ , gdyż warunek bezmasowości rozproszonych kwarków daje:

$$0 = (\xi p + q)^2 \quad \Rightarrow \quad \xi = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = x. \quad (3.18)$$

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elektron-hadron (3.17) zależy od założeń dotyczących natury partonu. Jeśli zidentyfikujemy partony z kwarkami, czyli składnikami protonu o spinie  $1/2$ , elementarny przekrój czynny przybierze formę:

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right)_{eq} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi), \quad (3.19)$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą struktury subtelnej, a  $e_q$  są ułamkowymi ładunkami kwarków. Należy podkreślić, że kwarki są traktowane tutaj jako elementarne, punktowe cząstki. Wstawiając (3.19) do (3.17) i porównując z (3.7) otrzymujemy następujące równania dla funkcji struktury:

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2 x f_q(x), \quad (3.20)$$

$$F_L(x) = 0. \quad (3.21)$$

Powyższe równania zawierają wyjaśnienie paru obserwacji z wczesnych eksperymentów, a mianowicie:

- Funkcje struktury protonu bezpośrednio wyznaczają rozkłady partonowe  $f(x)$ .

- Funkcje struktury demonstrują skalowanie Bjorkena tzn.  $F_2$  nie zależy od  $Q^2$ . Fakt ten jest efektem punktowej natury kwarków.
- Zachowanie skrętności (helicity) nie pozwala na absorpcję podłużnie spolaryzowanych fotonów w kwarkach tj. partonach o spinie połówkowym. W związku z tym podłużna funkcja struktury znika. Jest to znane jako relacja Callana-Grossa [34].

Obserwacje te odegrały ogromną rolę w naszym zrozumieniu struktury materii, w szczególności struktury protonu zbudowanego z punktowych cząstek o spinie połówkowym zwanych kwarkami. Jednak późniejsze eksperymenty wykazały, że zarówno skalowanie Bjorkena, jak i relacja Callana-Grossa zachodzą jedynie w przybliżeniu. Już w 1974 roku zaobserwowano [35] pierwsze przykłady łamania skalowania Bjorkena, a mianowicie okazało się, że tylko w okolicy  $x \sim 0.1$  nie ma zależności funkcji struktury od  $Q^2$ . Dla wartości mniejszych i większych obserwuje się, odpowiednio, logarytmiczny wzrost lub spadek  $F_2$ . Obalenie twierdzenia o znikaniu podłużnej funkcji struktury okazało się trudniejsze z powodu dość dużych wartości zmiennej  $x$  dostępnych dla ówczesnych eksperymentów na stałej tarczy. Dopiero, w 1990 pojawiły się pierwsze eksperymentalne dowody na niezerowość  $F_L$  [36].

Te znaczące eksperymentalne fakty, które nie mogły być już wyjaśnione w oparciu o model kwarkowo-partonowy znalazły swoje wytłumaczenie w ramach chromodynamiki kwantowej (QCD) [37–39], będącej obecnie fundamentalną teorią oddziaływań silnych.

### 3.2 QCD - ulepszony model partonowy

Jedną z kluczowych cech QCD jest tzw. biegnąca stała sprzężenia, czyli zależność stałej sprzężenia od  $Q^2$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + [\alpha_s(\mu^2)/6\pi](33/2 - n_f) \log(Q^2/\mu^2)}, \quad (3.22)$$

gdzie  $n_f$  jest liczbą zapachów<sup>5</sup>, a  $\mu^2$  określa punkt normalizacyjny, w którym stała sprzężenia została zmierzona. W przeciwieństwie do elektromagnetycznej stałej sprzężenia, stała sprzężenia QCD maleje ze wzrastającym  $Q^2$ . Z tego też wynika, że QCD jest “swobodna” dla bardzo dużych  $Q^2$  tzn.  $\alpha_s \rightarrow 0$  dla  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Zjawisko to noszące nazwę asymptotycznej swobody daje solidne podstawy teoretyczne dla modelu kwarkowo-partonowego, gdyż w procesie DIS mamy właśnie do czynienia z wysokim  $Q^2$ , czyli założenie o swobodnych kwarkach wydaje się jak najbardziej uzasadnione.

Perturbacyjna QCD może być użyta w celu wyliczenia zależności głęboko nieelastycznych funkcji struktury protonu od  $Q^2$ . Formuła (3.20) wynikająca z modelu kwarkowo-partonowego może być traktowana jako człon zerowego rzędu w perturbacyjnym rozwinięciu funkcji struktury protonu - rys.3.2a. W przybliżeniu pierwszego

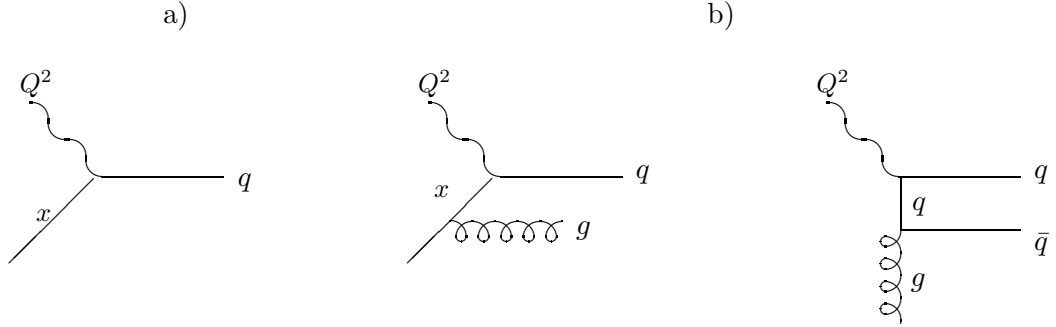
---

<sup>5</sup>Kwarki posiadają zestaw liczb kwantowych. Jedną z nich jest zapach (flavour) np. kwark s posiada zapach zwany dziwnością, S=-1.

rzędu trzeba dodać wkład od gluonów tj. procesów schematycznie przedstawionych na rys.3.2b. Po wysumowaniu nieskończonej liczby takich emisji, funkcja struktury  $F_2$  przybiera następującą postać:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=q, \bar{q}} e_i^2 x f_i(x, Q^2), \quad (3.23)$$

gdzie  $f_i$  reprezentują zależne od  $Q^2$  rozkłady kwarków i antykwarków w protonie.



Rysunek 3.2. Schematyczne diagramy przedstawiające partonowe podprocesy mające wkład do rozpraszania głęboko nieelastycznego: a) człon zerowego rzędu w  $\alpha_s$  - model kwarkowo-partonowy, b) człony pierwszego rzędu w  $\alpha_s$ .

Emisje QCD opisane powyżej prowadzą do równań Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [12]:

$$\frac{\partial f_i(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_j(\xi, Q^2) P_{ij} \left( \frac{x}{\xi} \right). \quad (3.24)$$

Równania te określają w jaki sposób rozkłady kwarków, antykwarków i gluonów ewoluują z  $Q^2$ , w momencie, gdy znane są dla jakiejś początkowej skali  $Q_{min}^2$ . Funkcje  $P_{ij}$  opisują prawdopodobieństwo znalezienia partonu  $i$  o ułamku pędu  $x$  wewnątrz partonu  $j$  o ułamku pędu  $\xi$ . Rozkłady partonowe są uniwersalne, co oznacza, że opisują kwarkowy (lub gluonowy) skład protonu w jakichkolwiek twardych oddziaływaniach, w jakich dany proton może brać udział.

Perturbacyjna QCD nie może dostarczyć warunków początkowych tj. rozkładów partonowych dla początkowej skali  $Q_{min}^2$ , potrzebnych do wyciągnięcia równań DGLAP. Te początkowe rozkłady partonowe pochodzą z eksperymentów DIS. Podstawowa procedura eksperymentalnego wyznaczenia rozkładów partonowych z pomiarów przekrojów czynnych na rozpraszanie głęboko nieelastyczne polega na:

- sparametryzowaniu zależności od  $x$  dla początkowych rozkładów gęstości partonowych  $f_i(x, Q^2)$  (gdzie  $i$  przebiega po wszystkich zapachach kwarków) dla niewielkiej (lecz jednocześnie wystarczająco wysokiej, by móc stosować perturbacyjną QCD) skali  $Q_{min}^2$ ,
- ewolucji początkowych rozkładów do wyższych wartości w  $Q^2$ , aby policzyć przekroje czynne lub funkcje struktury w mierzonych punktach  $(x, Q^2)$

- porównaniu wyników obliczeń z mierzonymi wartościami i dobór wolnych parametrów tak, by otrzymać jak najlepszą zgodność.

Tym sposobem QCD wprowadza do modelu partonowego łamanie skalowania. Funkcje struktury  $F_i(x, Q^2)$  nie są już tylko funkcjami  $x$ , lecz nabywają dodatkowo zależność logarytmiczną od  $Q^2$ . Na rys. 3.3 jest pokazany, w szerokim zakresie zmiennych  $x$  i  $Q^2$ , zbiór pomiarów zredukowanego przekroju czynnego (ściśle związanego z funkcją struktury  $F_2$  - patrz wzór (3.8)). Zaznaczono pomiary przekroju czynnego na rozpraszania  $e^+p$ , jak i  $e^-p$ . Wykorzystano zarówno dane z eksperymentów na HERA, jak i z doświadczeń na stałej tarczy. Można zauważyć skalowanie dla  $x \approx 0.1$ , czyli w obszarze gdzie zostało ono oryginalnie odkryte przez eksperyment SLAC-MIT [31, 32]. Poza tym obszarem, a zwłaszcza dla małych  $x$ , łamanie skalowania jest ewidentne.

Obraz fizyczny łamania skalowania mówi, że im wyższa wirtualność wymiennego fotonu, tym drobniejsze struktury wewnątrz protonu mogą być badane. Gdyby proton składał się wyłącznie z kwarków walencyjnych, zwiększanie wirtualności fotonu nie prowadziłoby do odkrywania żadnej dodatkowej struktury. W QCD proton modelowany jest jako obiekt o dużej wewnętrznej aktywności. Pary kwark-antykwar są tworzone i anihilowane w morzu gluonów. Dlatego też proton odkrywa swą bogatą strukturę jeśli jest próbkowany na małych odległościach, czyli przy dużych wartościach  $Q^2$ .

Dokładne wyznaczenie ewolucji funkcji struktury w  $x$  i  $Q^2$  wiąże się ze znacznymi problemami, dlatego też opracowano rozwiązania przybliżone. Generalnie można wyróżnić dwa modele: wspomniane wcześniej równania DGLAP i BFKL, które koncentrują się na ewolucji  $F_2(x, Q^2)$  odpowiednio w  $Q^2$  i  $x$ . Przybliżenie polega na tym, że równania te używają jedynie pewnych członów z pełnego rozwinięcia perturbacyjnej QCD, dlatego też mogą być stosowane tylko w pewnym obszarze przestrzeni fazowej.

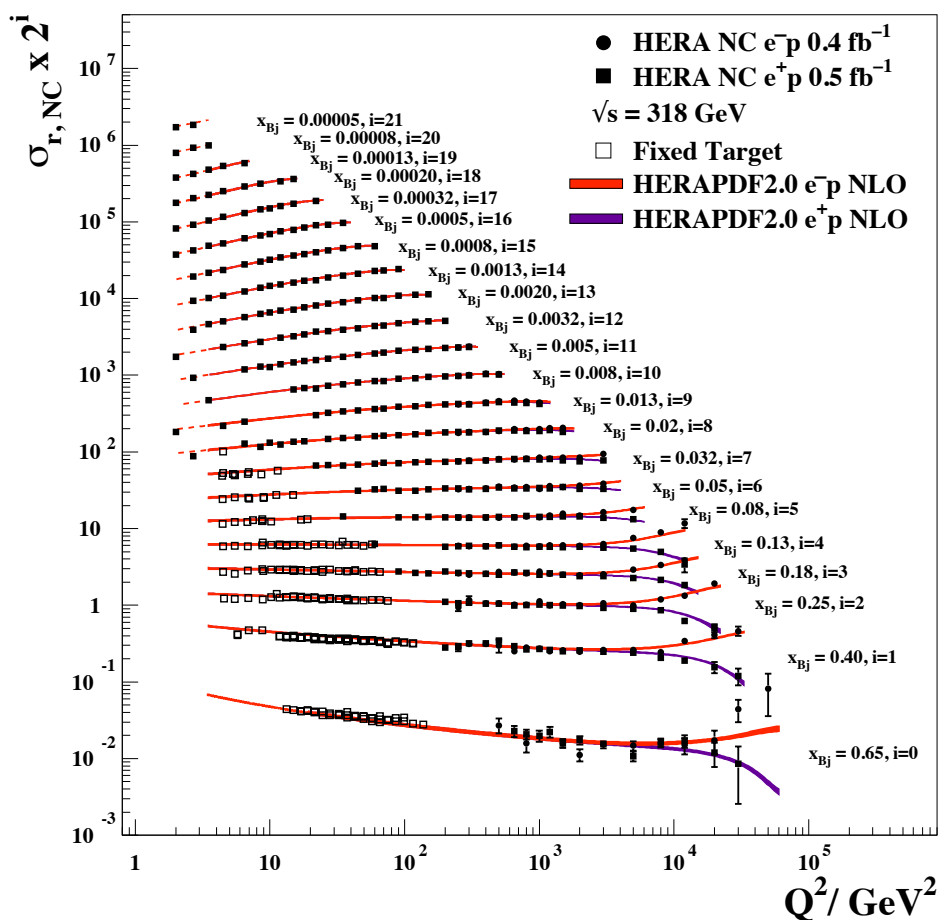
Inny model tzw. przybliżenie CCFM [41] próbuje połączyć cechy zarówno DGLAP, jak i BFKL. Dzięki temu dostarcza zadowalającego opisu wielu aspektów danych w szerokim obszarze kinematycznym.

### 3.3 Równania ewolucji DGLAP

Równania ewolucji DGLAP są tradycyjną już metodą wyznaczania gęstości partonowych w protonie. Równania te w najniższym rzędzie wysumowują wiodące potęgi w  $\log Q^2$ , tzn. dla każdego dodatkowego czynnika  $\alpha_s$  tylko wiodące człony w  $\log Q^2$  towarzyszące temu czynnikowi są zachowywane. Dokshitzer zauważył [42], że w cechowaniu aksjalnym<sup>6</sup> te wiodące logarytmy są generowane przez diagramy “drabinowe”, których przykład jest pokazany na rys. 3.4. Diagram ten, składający się z  $n$  szczebli gluonowych, odpowiada członowi  $(\alpha_s \log Q^2)^n$ . Charakterystyczną cechą

<sup>6</sup>Cechowanie aksjalne - to cechowanie, w którym gluon ma tylko dwie fizyczne polaryzacje. W takim cechowaniu nie jest potrzebny wkład od niefizycznych “duchów”, które generalnie byłyby wymagane celem kasowania komponenty gluonowej o skalarnej polaryzacji.

## H1 and ZEUS



Rysunek 3.3. Zredukowany przekrój czynny dla różnych  $x$  w funkcji  $Q^2$ . Pokazane są wyniki z eksperymentów na stałej tarczy i z HERA oraz dopasowanie HERAPDF2.0 NLO [40]. Linia przerywaną zaznaczono ekstrapolację tego dopasowania. Wartości zredukowanego przekroju czynnego dla poszczególnych  $x$  są przesunięte o  $2^i$  celem większej przejrzystości rysunku. [40]

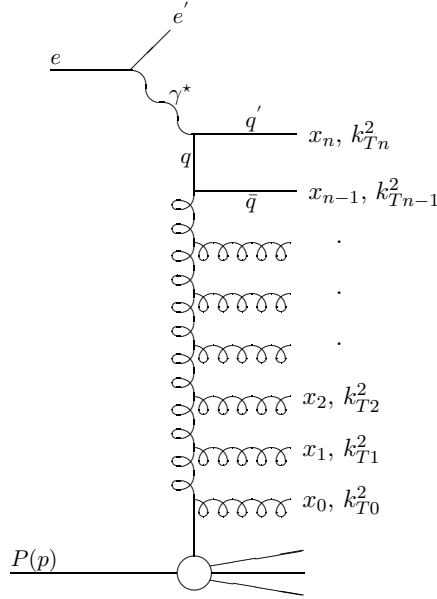


kaskady partonowej typu DGLAP jest silne uporządkowanie w pędzie poprzecznym:

$$Q^2 \gg k_{Tn}^2 \gg k_{Tn-1}^2 \gg \dots \gg k_{T1}^2 \quad (3.25)$$

oraz uporządkowanie w pędzie podłużnym:

$$x_n > x_{n-1} > \dots > x_1 > 0. \quad (3.26)$$



Rysunek 3.4.  $n$ -szczelbwy diagram drabinowy. Diagramy tego typu są sumowane w równaniach DGLAP i BFKL.

### 3.4 Równania ewolucji BFKL

Dla małych wartości parametru  $x$  partony są głównie gluonami, tak więc w tym obszarze główna uwaga koncentruje się na ewolucji gęstości gluonowych  $g(x, Q^2)$  w protonie. Dla dużych wartości  $Q^2$ ,  $g(x, Q^2)$  może być wyznaczona w przybliżeniu podwójnych, wiodących logarytmów dla równań DGLAP. Sprowadza się ono do wysumowania podwójnych logarytmicznych członów proporcjonalnych do  $(\alpha_s \log Q^2 \log 1/x)^n$ . Oznacza to sumowanie diagramów drabinowych, w których zarówno poprzeczne, jak i podłużne ułamkowe pędy gluonów są silnie uporządkowane tj.:

$$Q^2 \gg k_{Tn}^2 \gg k_{Tn-1}^2 \gg \dots \gg k_{T1}^2 \quad (3.27)$$

$$x_n \ll x_{n-1} \ll \dots \ll x_1 \quad (3.28)$$

Suma tych grafów daje następującą formułę:

$$xg(x, Q^2) \sim \exp \left[ 2 \left( \frac{3\alpha_s}{\pi} \log(Q^2) \log \left( \frac{1}{x} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.29)$$

Przybliżenie to nie bierze jednak pod uwagę wszystkich wiodących członów w obszarze małych  $x$ . Człony zawierające wiodące potęgi  $\log(1/x)$  bez towarzyszącego im członu wiodących potęg w  $\log Q^2$  są zanedbywane. Wydaje się, że w obszarze małych  $x$  i średnich  $Q^2$ , równanie BFKL jest właściwsze do wyznaczania gęstości partonowych. Równanie to sumuje wiodące człony typu  $\alpha_s \log 1/x$  przy zachowaniu pełnej zależności od  $Q^2$ . Nie wymaga się silnego uporządkowania charakterystycznego dla równań DGLAP. Całkowanie przeprowadzane jest po całej przestrzeni fazowej w  $k_T$ . Równanie BFKL można zilustrować sumowaniem drabinowych diagramów z rysunku 3.4, z tym że teraz kaskada gluonowa podlega silnemu uporządkowaniu w ułamkach pędu podłużnego:

$$x_n \ll x_{n-1} \ll \dots \ll x_1 \quad (3.30)$$

Suma tych diagramów prowadzi do następującej formy gęstości gluonowych:

$$xg(x, Q^2) \sim x^{-\alpha_p+1} \quad (3.31)$$

gdzie  $\alpha_p - 1 = 12\alpha_s/(\pi \log 2)$ . Efekty związane z biegnącą stałą sprzężenia i z wolno zmieniającymi się czynnikami logarytmicznymi zostały zanedbane. Dla typowej wartości  $\alpha_s \approx 0.2$  mamy  $\alpha_p - 1 \approx 0.5$  tak, więc silny wzrost funkcji gęstości gluonowych  $xg(x, Q^2)$  powinien być obserwowany dla  $x \rightarrow 0$ .

### 3.5 Wzrost $F_2$ dla małych $x$

Precyzyjne pomiary funkcji struktury protonu  $F_2$  w eksperymentach na HERA wykazały jej silny wzrost z malejącym  $x$  [43–45]. Zostało to wyjaśnione wzrastającą gęstością gluonów i kwarków morza w obszarze małych  $x$ . Jednak gęstości kwarkowe i gluonowe nie mogą rosnąć w nieskończoność. Dla bardzo małych wartości  $x$  spodziewane jest więc wysycenie tego wzrostu, gdyż w przeciwnym razie prowadziłby on do łamania unitarności. Wysycenie wzrostu okazuje się być, niestety, poza obszarem kinematycznym dostępnym na HERA.

Dane eksperymentalne, sięgające dużo poniżej  $x \sim 0.01$  sugerują silny potęgowy wzrost  $F_2$ . Może być on badany przy użyciu pochodnej  $F_2$  po  $\ln x$  przy ustalonym  $Q^2$ :

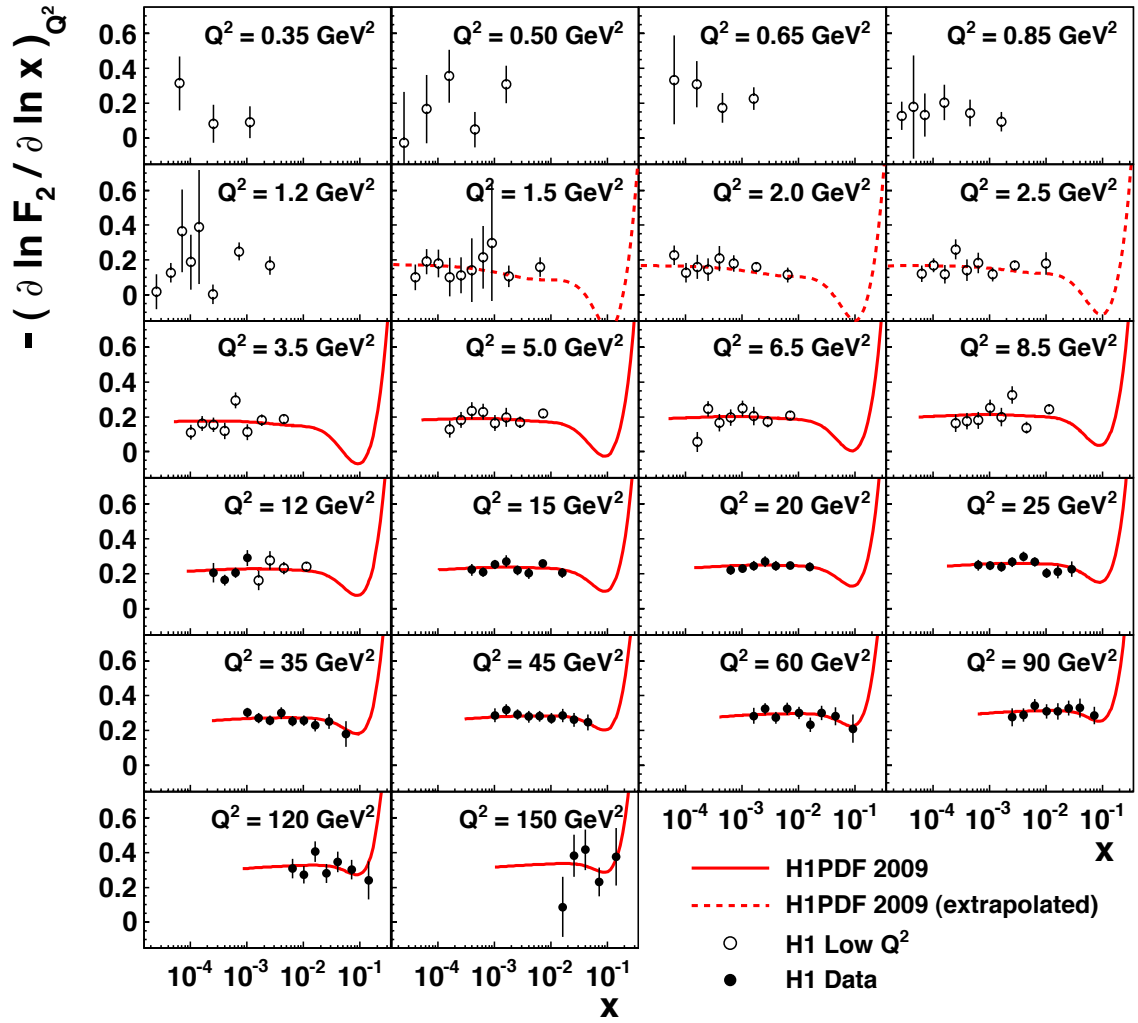
$$\lambda(x, Q^2) = - \left( \frac{\partial \ln F_2(x, Q^2)}{\partial \ln x} \right)_{fixed Q^2}. \quad (3.32)$$

Pomiar zmiennej  $\lambda$  pokazany został na rys. 3.5. W granicach błędu eksperymentalnego  $\lambda(x, Q^2)$  nie zależy od  $x$  dla  $x < 0.01$  i  $1.5 < Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$ . W związku z tym  $F_2$ , dla ustalonego  $Q^2$ , może być sparametryzowana w postaci:  $F_2 \sim x^{-\lambda}$ , czyli w formie podobnej do wynikającej z równań BFKL (3.31), choć te ostatnie nie przewidują wzrostu  $\lambda$  z  $Q^2$ . Wartość  $\lambda(x, Q^2)$  jest określona, przy użyciu danych H1, z pomiaru funkcji struktury dla  $x < 0.01$  i dopasowania w postaci:

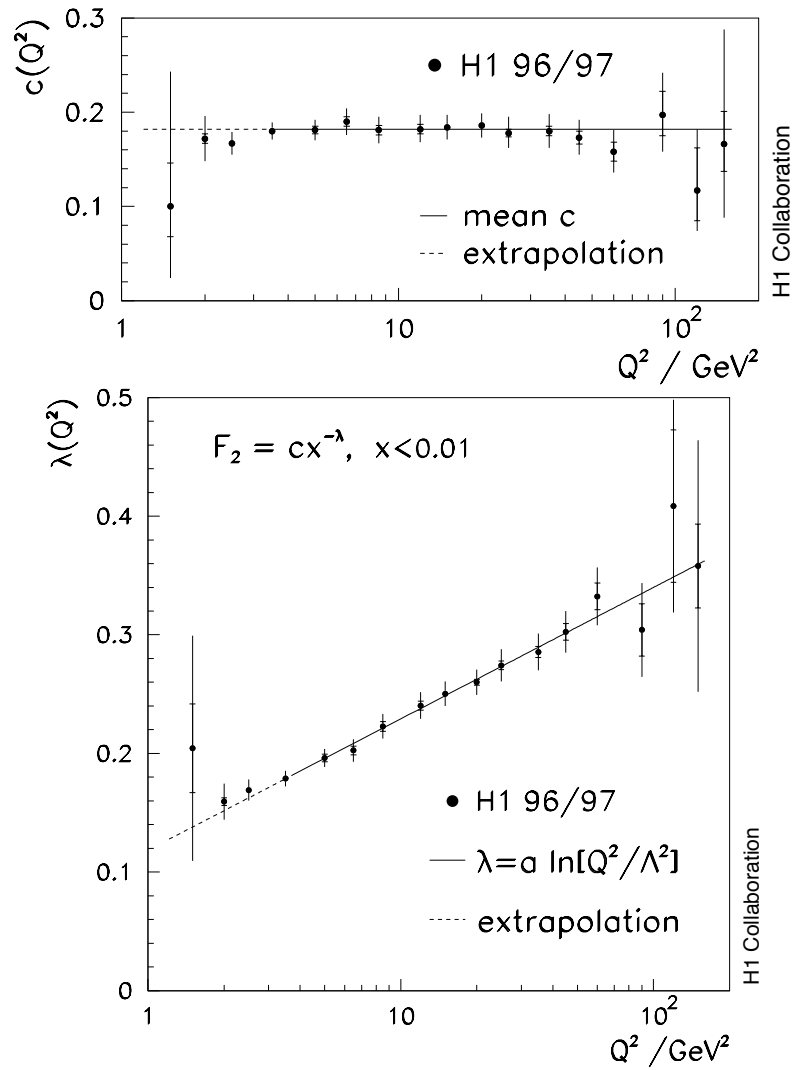
$$F_2(x, Q^2) = c(Q^2) \cdot x^{-\lambda(Q^2)}. \quad (3.33)$$

Wyniki pokazano na rys.3.6. Współczynnik  $c$  jest w przybliżeniu niezależny od  $Q^2$ , zaś  $\lambda(Q^2)$  wzrasta mniej więcej liniowo z  $\ln Q^2$ .

# H1 Collaboration



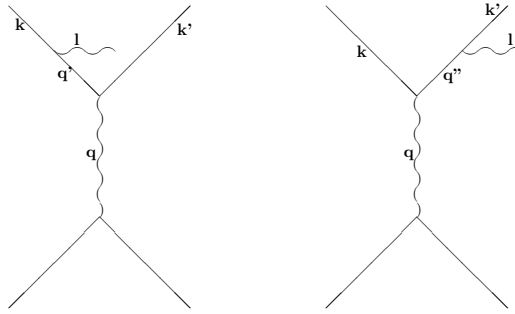
Rysunek 3.5. Pomiar pochodnej funkcji struktury  $\lambda(x, Q^2)$ . Linie ciągłe oznaczają dopasowanie NLO QCD przy użyciu danych H1. Linie kropkowane zostały użyte dla oznaczenia ekstrapolacji tego dopasowania poniżej  $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ . [43]



Rysunek 3.6. Wartość współczynnika  $c$  - górny rysunek - i funkcji  $\lambda(Q^2)$  - rysunek dolny otrzymanych z dopasowania funkcji  $F_2(x, Q^2) = c(Q^2) \cdot x^{-\lambda(Q^2)}$  do danych H1. Użyto pomiaru funkcji struktury dla  $x \leq 0.01$ . Linia ciągła odpowiada dopasowaniu w formie  $a \ln[Q^2/\Lambda^2]$  z wykorzystaniem danych H1 dla  $Q^2 > 3.5 \text{ GeV}^2$ . Linia przerywana odpowiada ekstrapolacji tego dopasowania do obszaru mniejszych  $Q^2$ . [43]

### 3.6 Procesy QED

Rozważając głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronu na protonie trzeba wziąć pod uwagę, że oprócz grafu przedstawionego na rys. 3.1 i poprawek QCD dyskutowanych wcześniej należy uwzględnić poprawki elektrodynamiki kwantowej (QED). Poprawki te, zwane poprawkami radiacyjnymi, oznaczają emisję rzeczywistego fotonu, wirtualne pętle fotonowe lub wymianę dodatkowego wirtualnego fotonu. Są one silnie tłumione przez stałą sprzężenia elektromagnetycznego ( $1/137$ ), jednak w niektórych obszarach przestrzeni fazowej są one znaczące lub wręcz dominujące. Na rys. 3.7 pokazano diagramy poprawek radiacyjnych wiodącego rzędu.



Rysunek 3.7. Poprawki najniższego rzędu do procesu  $ep \rightarrow eX\gamma$ , gdzie foton rzeczywisty został wyemitowany z elektronu (rysunek lewy) przed lub (rysunek prawy) po oddziaływaniu. Czteropęd początkowego elektronu oznaczono  $\mathbf{k}$ , końcowego  $\mathbf{k}'$ , a wyemitowanego rzeczywistego fotonu  $\mathbf{l}$ .  $\mathbf{q}'$  i  $\mathbf{q}''$  oznaczają odpowiednio czteropęd elektronu po wyemitowaniu fotonu w stanie początkowym i przed wyemitowaniem fotonu w stanie końcowym. Czteropęd propagatora fotonowego oznaczono  $\mathbf{q}$ .

Diagramy z rys.3.7 mogą reprezentować kilka różnych procesów:

- **radiacja z początkowego elektronu (Initial State Radiation - ISR)** -  $\mathbf{q}$  jest różne od zera, zaś  $\mathbf{q}' \simeq \mathbf{0}$ . W związku z tym foton jest wyemitowany prawie kolinearnie do początkowego elektronu. Sprawia to, że efektywna energia w środku masy jest obniżona, co powoduje zmianę przekroju czynnego, dlatego należy uwzględnić radiację QED poprzez odpowiednią poprawkę.
- **radiacja z końcowego elektronu (Final State Radiation - FSR)** - podobnie jak w przypadku ISR  $\mathbf{q}$  jest różne od zera, a  $\mathbf{q}'' \simeq \mathbf{0}$  i foton rzeczywisty biegnie współliniowo z elektronem, który go wyemitował. Fakt ten nie stanowi, jednak problemu przy pomiarze, gdyż foton jest najczęściej mierzony razem z elektronem, więc zdarzenie to nie różni się od nieradiacyjnych przypadków rozpraszania głęboko nieelastycznego.
- **zdarzenia QED Compton** - małe  $\mathbf{q}^2 \simeq \mathbf{0}$ ,  $\mathbf{q}'$  i  $\mathbf{q}''$  różne od zera, zarówno elektron, jak i foton rzeczywisty mają znaczący pęd poprzeczny i poruszają się niemal w przeciwnych kierunkach w płaszczyźnie azymutalnej. Proces ten jest

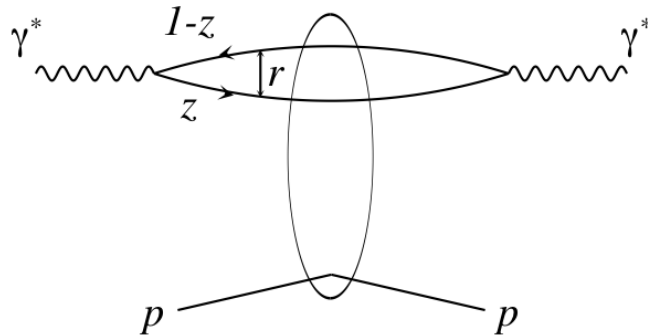
łatwy do zidentyfikowania, więc bywa używany do pozycjonowania detektora lub pomiaru przekroju czynnego na DIS dla bardzo małych  $Q^2$  [46].

- **zdarzenia, dla których  $q^2 \simeq 0$ ,  $q'^2 \simeq 0$  i  $q''^2 \simeq 0$ .** W tym wypadku elektron i foton są rozproszone pod bardzo małymi kątami i nie mogą być obserwowane w głównym detektorze. Dominującą elastyczną część tego procesu stanowią tzw. zdarzenia Bethgo-Heitlera [47]. Proces ten jest bardzo dobrze znany i obliczony z wysoką precyzją w ramach QED (niezależnie od struktury protonu). Dzięki temu może on być używany do pomiaru świetlności, jako proces referencyjny.

### 3.7 Modele fenomenologiczne

Dane analizowane na HERA rozciągają się do bardzo małych wartości  $x$  i małego  $Q^2$  ( $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ ). W tym obszarze perturbacyjna chromodynamika kwantowa nie może już być stosowana, więc formułowane są modele fenomenologiczne. Modele te opisują obszar przejściowy od fotoprodukcji do obszaru perturbacyjnego. Wiele z nich bazuje na fakcie, że rozpraszanie  $ep$  może być interpretowane jako oddziaływanie wirtualnego fotonu z protonem. Starają się odtwarzać zależność w zmiennej  $W$  przekroju czynnego na oddziaływanie wirtualnego fotonu z protonem. W obszarze fotoprodukcji zależność ta jest bardzo słaba, zaś w obszarze perturbacyjnym mamy ostry wzrost w kierunku rosnącego  $W$ .

Szczególnie interesujące są tzw. modele kolorowego dipola (ang. colour dipole model) np. [48–53]. Modele te mają fizyczną interpretację w układzie spoczynkowym protonu, zilustrowaną na rys. 3.8. W tym układzie czas życia dipola jest znacznie dłuższy niż czas oddziaływania z tarczą protonową. Dlatego też oddziaływanie to można opisać w trzech krokach: na początku wirtualny foton  $\gamma^*$  ulega kwantowej fluktuacji na parę kwark-antykwar, czyli kolorowy dipol - proces ten można opisać przez QCD. Później para  $q\bar{q}$  elastycznie rozprasza się na protonie, a w końcu następuje połączenie pary  $q\bar{q}$  i utworzenie wirtualnego fotonu. Amplituda całego procesu jest iloczynem amplitud tych trzech procesów składowych.



Rysunek 3.8. Ilustracja oddziaływania foton-proton w modelu dipolowym.

W modelu tym zarówno  $F_L$  jak i  $F_T = F_2 - F_L$  są opisane przez przekrój czynny

na rozpraszanie dipola  $\hat{\sigma}$  i podłużną lub poprzeczną funkcję falową fotonu. Kwadraty funkcji falowych podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych fotonów wynoszą odpowiednio:

$$W_L(z, r, Q^2) = \frac{6\alpha}{\pi^2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0(\epsilon r)^2 \quad (3.34)$$

$$W_T(z, r, Q^2) = \frac{3\alpha}{2\pi^2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 [(1-2z(1-z))\epsilon^2 K_1(\epsilon r) + m_i^2 K_0(\epsilon r)] \quad (3.35)$$

gdzie  $\epsilon^2 = m_i^2 + z(1-z)Q^2$ ,  $m_i(e_i)$  oznacza masę (ładunek) kwarku  $i$ ,  $K_0(u)$  i  $K_1(u)$  są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela,  $r$  jest przestrzenną separacją pary  $q\bar{q}$  (rozmiar dipola), zaś  $z$  oznacza podział ułamka energii między  $q$  i  $\bar{q}$ . W tym podejściu przekroje czynne  $\sigma_{L,T}$  otrzymuje się poprzez całkowanie po separacji  $r$ :

$$\sigma_{L,T}(x, Q^2) = \int d^2r \int_0^1 dz W_{L,T}(z, r, Q^2) \hat{\sigma}(x, r^2). \quad (3.36)$$

Poszczególne modele kolorowego dipola różnią się między sobą wyborem przekroju czynnego  $\hat{\sigma}$ . Dzięki pomiarom z HERA rozciągającym się do dużych  $y$  można zweryfikować przewidywania poszczególnych modeli dla obu funkcji struktury. W rozdziale 12 pokazane będą wyniki pomiaru funkcji struktury na HERA porównane z przewidywaniami oryginalnego modelu kolorowego dipola tzn. modelu Golca-Biernata i Wüsthoffa (GBW) [49] oraz nowszego modelu - Iancu, Itakury i Muniera (IIM) [52], stosującego w obszarze dużych gęstości partonowych podejście oparte na kondensacie kolorowego szkła (Colour Glass Condensate), a także modelu dipolowego Kowalskiego, Motyki i Watta (B-SAT) [53], który zawiera efekty saturacyjne zależne od parametru oddziaływania oraz ewolucję DGLAP gęstości partonowych, dzięki czemu dobrze przewiduje zachowanie danych w szerszym zakresie  $Q^2$ .

Innym modelem fenomenologicznym, który dobrze opisuje dane jest tzw. model fraktalny [54] oparty na obserwacji samopodobieństwa struktury protonu dla małych  $x$ . W obszarze małych wartości  $x$  funkcja struktury protonu  $F_2$  jest praktycznie w zupełności określona przez kwarki morza. QCD opisuje ich zachowanie poprzez emisję gluonów i podziały. Im wyższe  $Q^2$  tym intensywniejsze emisje i liczniejsze podziały mogą być obserwowane. Obserwacja samopodobieństwa struktury protonu dla małych  $x$  sprawia, że można się pokusić o opisanie struktury protonu w tym obszarze za pomocą fraktala. W modelu fraktalnym użyte są dwie skale  $1/x$  i  $1 + Q^2/Q_{min}^2$ . Łącznie z  $Q_{min}^2$  parametryzacja  $F_2$  w tym modelu zawiera pięć wolnych parametrów, które są określone przy wykorzystaniu wyników z eksperymentów H1 i ZEUS dla  $0.045 \leq Q^2 \leq 120 \text{ GeV}^2$  i  $6.2 \cdot 10^{-7} \leq x \leq 0.01$ .

## 4 Detektory na akceleratorze HERA

Detektory na akceleratorze HERA - H1 i ZEUS - pokrywają praktycznie przestrzeń  $4\pi$  wokół punktu interakcji. Stanowią one hermetyczną aparaturę działającą w polu magnetycznym  $1.16 T$  (H1) i  $1.43 T$  (ZEUS). Detektory te są cylindrycznie symetryczne wokół osi wiązek, jednak ze względu na dużą asymetrię energii zderzających się cząstek są asymetryczne tył-przód, w przeciwieństwie do detektorów na LEP, TEVATRON, czy LHC. Obszar przedni (wyznaczony przez kierunek biegu wiązki protonowej) musi być przystosowany do detekcji wysokoenergetycznych depozytów (bliskich energii wiązki protonowej) oraz zdarzeń o wysokiej krotności cząstek. Obszar tylny (wyznaczony przez kierunek wiązki elektronowej) musi rejestrować zdecydowanie mniejsze krotności cząstek o energii mniejszej lub porównywalnej z energią elektronów we wiązce.

Detektory te są zaprojektowane z myślą o pomiarze głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonie, z dużym  $Q^2$  i dużą energią produktów oddziaływania. Dlatego ogromną wagę przywiązano do właściwego zaprojektowania i wykonania kalorymetrów. H1 zdecydowało się na kalorymetr ciekłoargonowy ze względu na jego długą żywotność i niezmiennie precyzyjne działanie na przestrzeni długiego czasu. ZEUS wybrał kalorymetr kompensacyjny ze scyntylatorem, jako warstwą aktywną i uranem jako absorberem, by mieć jednakową odpowiedź na elektrony i piony (hadrony). Kalorymetr ten charakteryzuje się też wysoką czasową zdolnością rozdzielczą - poniżej 1 ns przy depozytach energii powyżej 4.5 GeV, co było wykorzystywane do odrzucania tła. Tylny obszar detektora, tzn. ten który odpowiedzialny jest za detekcję elektronów w zdarzeniach o  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ , ZEUS także wyposażył w kalorymetr uranowo-scyntylacyjny, natomiast H1 zdecydowało się na kalorymetr ołowiano-scyntylacyjny tzw. kalorymetr spaghetti. Dodatkowo kalorymetry uzupełnione zostały zespołem komór drutowych do pomiaru mionów i ogonów kaskad hadronowych.

Zarówno eksperyment H1 jak i ZEUS do pomiaru śladów cząstek używają cylindrycznych komór dryfowych. W przypadku H1 są to dwie koncentryczne komory, zaś ZEUS ma jedną dużą komorę dryfową. Oba eksperymenty są wyposażone w detektory do pomiaru śladów w obszarze przednim i tylnym. Z biegiem czasu oba detektory zostały też wzbogacone krzemowymi detektorami położonymi blisko osi wiązki, a służącymi do identyfikacji zdarzeń zawierających ciężkie kwarki. W obszarze tylnym detektory te są także pomocne w identyfikacji elektronów rozproszonych pod małymi kątami (zdarzenia o niskim  $Q^2$ ).

W okresie HERA I detektory H1 i ZEUS posiadały w obszarze tylnym urządzenia do pomiaru elektronów w zdarzeniach o bardzo małym  $Q^2$ . Po przejściu do HERA II urządzenia te zniknęły, w związku z zainstalowaniem w tym obszarze magnesów ogniskujących. Dokonano także innych zmian w samym detektorze, w efekcie których akceptancja na zdarzenia o małym  $Q^2$  znacznie się zmniejszyła.

Zarówno detektor H1 jak i detektor ZEUS dobrze spełniają zadania dla których zostały zaprojektowane. Konstrukcja tych detektorów jest generalnie podobna, jako że działają na tym samym akceleratorze i mierzą ten sam typ zdarzeń, jednak



szczególony budowy i rozwiązań technicznych są rznej. Jest to korzystne dla pomiarów fizycznych wykonanych przy użyciu tych detektorów, gdyż wyniki z ZEUS i H1 stánowić dla siebie wzajemnie niezależny test poprawności. Po zakończoniu dzialania HERA, kiedy podjęto prace nad ślęczeniem danych z obu eksperymentów większość bledw systematycznych (oprócz globalnej niepewności pomiaru świetlności) można było uznać za niezależne.

## 4.1 Układ odniesienia dla eksperymentów na HERA

Układ odniesienia, którego używa się w eksperymentach na HERA jest prawoskrętnym układem kartezjańskim o srodku w nominalnym punkcie oddziaływania i osi  $z$  skierowanej w kierunku biegu wiązki protonowej. Oś  $y$  jest pionowa,  $x$  jest skierowana w kierunku centrum HERA. Cześć detektora usytuowana po dodatniej stronie osi  $z$  nazywana jest obszarem przednim, za cześć przeciwna tzn. ta w kierunku wychodzącego elektronu nazwana jest cześcią tylną. O cześci detektora znajdującej się między cześcią przednią i tylną mówimy “obszar centralny”. Kąt biegunowy  $\Theta$  jest mierzony zgodnie z definicj osi  $z$ . W tej pracy zajmujemy się głównie pomiarem elektronów rozproszonych pod małymi kątami w stosunku do swojego oryginalnego kierunku, czyli z kątami  $\Theta \simeq 180^\circ$ .

## 4.2 Detektor H1

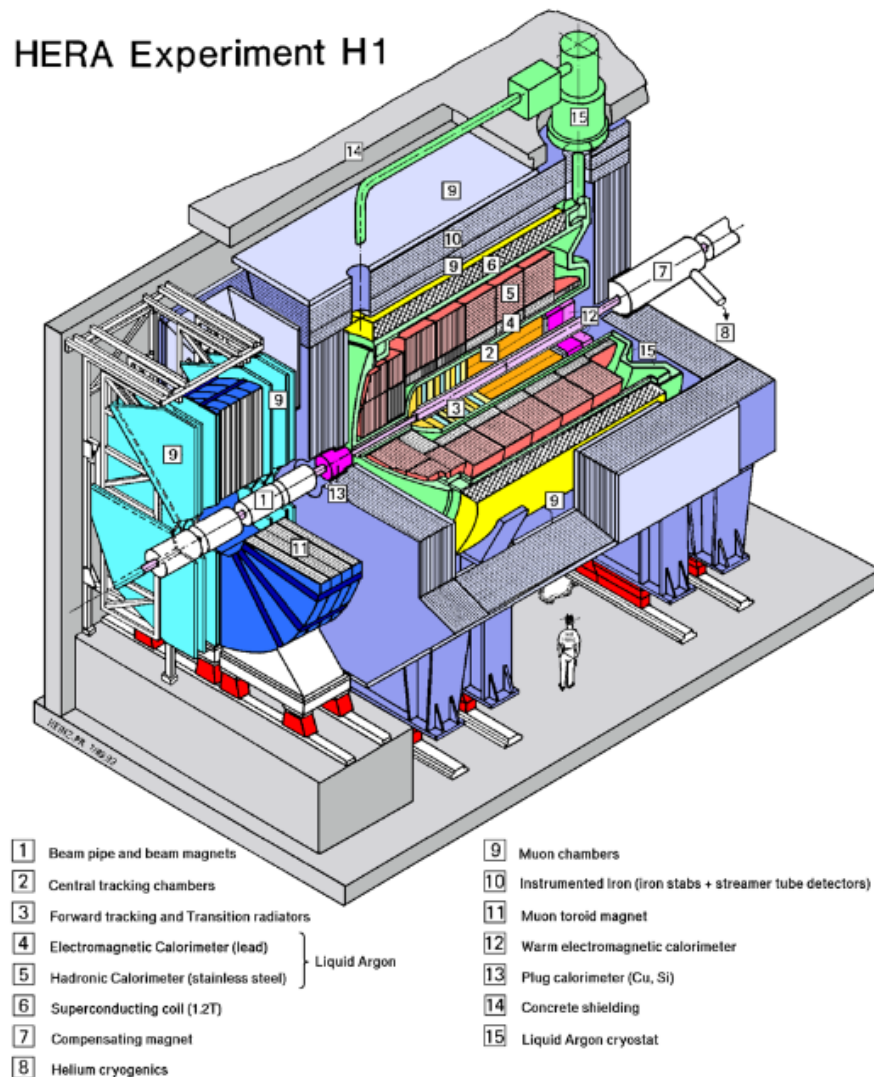
Schemat detektora H1 [55] zamieszczony jest na rys. 4.1. Jego główną komponent jest kalorymetr ciepoargonowy. Do pomiaru energii elektronu rozproszonego pod małym kątem służy tylny kalorymetr..

Ślady mierzone są najpierw w centralnym detektorze śladowym składającym się z trzech detektorów krzemowych umieszczonych relatywnie blisko wierzchołka oddziaływania: przednim (Forward Silicon Tracker - FST), centralnym (Central Silicon Tracker - CST) i tylnym (Backward Silicon Tracker - BST). Następnie - w kierunku wzrastjącego promienia detektora - mamy centralną wewnętrzną komorę proporcjonalną (Central Inner Proportional Chamber - CIP) i centralną komorę dżetow (Central Jet Chamber - CJC) dające pokrycie w kącie biegunowym  $15^\circ < \Theta < 165^\circ$ . Centralna komora dżetowa ma dwie koncentryczne cześci (CJC1 i CJC2) poprzedzone komorami dryfowymi: centralną wewnętrzną komor dryfową (Central Inner Z chamber - CIZ) usytuowaną po wewnętrznej stronie CJC i centralną zewnętrzną komorę dryfową (Central Outer Z chamber - COZ) oddzielającą dwie cześci komory dżetowej. Zdolność rozdzielcza CJC wynosi  $170 \mu\text{m}$  w płaszczyżnie  $r\phi$  i  $4 \text{ cm}$  w  $z$ , za dla CIZ i COZ zdolność rozdzielcza w  $z$  wynosi  $300 \mu\text{m}$ . Ślady w przednim obszarze detektora są mierzone za pomocą przedniego detektora śladów (Forward Track Detector - FTD) pokrywajcego kt biegunowy  $7^\circ < \Theta < 25^\circ$ , a zbudowanego z ukladu moduw komór dryfowych o różnej orientacji azymutalnej.

Detektory śladowe otacza kalorymetr, a następnie magnes nadprzewodzący dostrzegający pola magnetycznego o natężeniu  $1.16 T$ .

Do identyfikacji mionów używa się komór mionowych.

## HERA Experiment H1



Rysunek 4.1. Schemat detektora H1. [55]

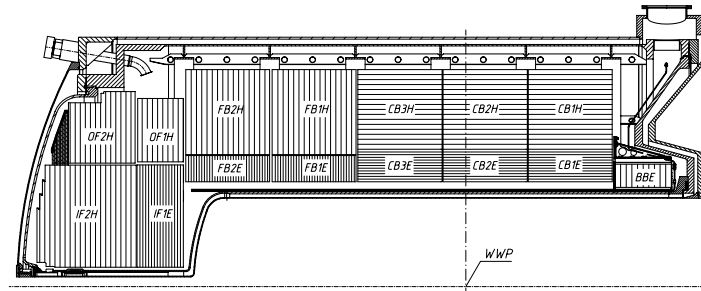
Cały detektor okryty jest pancierzem, który ma ochronić halę eksperymentalną przed radiacją.

Poniżej trochę bardziej szczegółowo zostanie omówiony kalorymetr ciekłoargonowy, tylny kalorymetr oraz tylne detektory śladowe. Są to komponenty kluczowe w pomiarze funkcji struktury i znajomość ich geometrii oraz konstrukcji jest pomocna w zrozumieniu metod kalibracji i metod identyfikacji elektronu omawianych w dalszej części tej pracy.

### 4.2.1 Kalorymetr ciekłoargonowy

Kalorymetr ciekłoargonowy (Liquid Argon Calorimeter LAr) zapewnia pomiar kalorymetryczny w szerokim zakresie kąta biegunowego tj.  $4^\circ < \Theta < 153^\circ$ . Jest on umieszczony wewnątrz magnesu nadprzewodzącego, więc pomiar energii nie jest

obciążony dużymi poprawkami na martwy materiał. Kalorymetr jest podzielony na część elektromagnetyczną i hadronową - rys. 4.2.



Rysunek 4.2. Kalorymetr ciekłoargonowy - przekrój podłużny. Nazwa poszczególnych sektorów odzwierciedla ich położenie: I - oznacza część wewnętrzną (inner), O - zewnętrzną (outer), F - przednią (forward), C - centralną, B - tylną (barrel). Ostatnia litera wskazuje, czy mamy do czynienia z elektromagnetyczną, czy hadronową częścią detektora. [55]

Do wyznaczenia energii, w obu częściach kalorymetru, używa się pomiaru strat jonizacyjnych w ciekłym argonie, w którym rozwija się kaskada. Jednak materiał bierny do rozwoju kaskady jest różny w obu przypadkach: w części elektromagnetycznej zastosowano ołów, a w części hadronowej stal nierdzewną. Kalorymetr składa się z ośmiu pierścieni, które podzielone są w kącie azymutalnym na osiem części zwanych oktantami. Cały kalorymetr umieszczony jest w potężnym kriostacie, co pozwala na utrzymanie w całej jego objętości stałej temperatury 90 K.

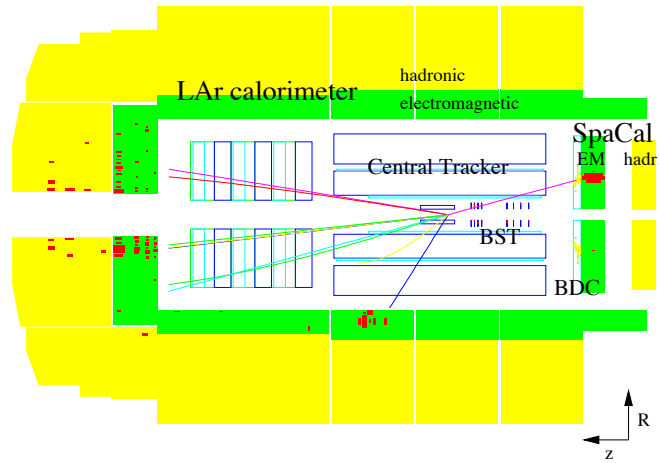
Głębokość elektromagnetycznej części kalorymetru wynosi 20-30 długości radiacyjnych dla elektronów i 1-1.4 długości oddziaływań jądrowych dla hadronów. Cały kalorymetr ma głębokość 5-8 długości oddziaływań jądrowych. Zdolność rozdzielcza elektromagnetycznej części kalorymetru wynosi  $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ <sup>7</sup>, a hadronowej  $\sigma/E \sim 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ . Kalorymetr ten jest niekompensujący, tzn. odpowiedź na hadrony jest mniejsza niż na elektrony i fotony. W związku z tym odpowiednio przeważa się sygnał z kalorymetru, celem uzyskania poprawnej skali energii dla hadronów.

#### 4.2.2 Tyłne detektory

Ze względów kinematycznych tyłne detektory są najważniejszymi częściami detektora H1 przy pomiarze rozpraszania głęboko nieelastycznego dla małych i średnich  $Q^2$ , tj.  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ . Jak widać na rys. 4.3 elektron rozpraszany jest pod małym kątem tj. w tylny obszar detektora. Rozproszony elektron widoczny jest jako klastery w tylnym kalorymetrze elektromagnetycznym (Spaghetti Calorimeter- SpaCal), gdzie mierzona jest jego energia. Kąt biegunowy rozproszonego elektronu może także być wyznaczany z położenia klastra, jednak bardziej dokładny pomiar uzyskuje się przy pomocy tylnej komory dryfowej (Backward Drift Chamber BDC) zamontowanej na przedniej części detektora SpaCal oraz tylnego detektora krzemowego

<sup>7</sup>Symbol  $\oplus$  oznacza dodawanie w kwadracie tj.  $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$ .

(Backward Silicon Tracker - BST). BST umożliwia dodatkowo pomiar wierzchołka oddziaływania.

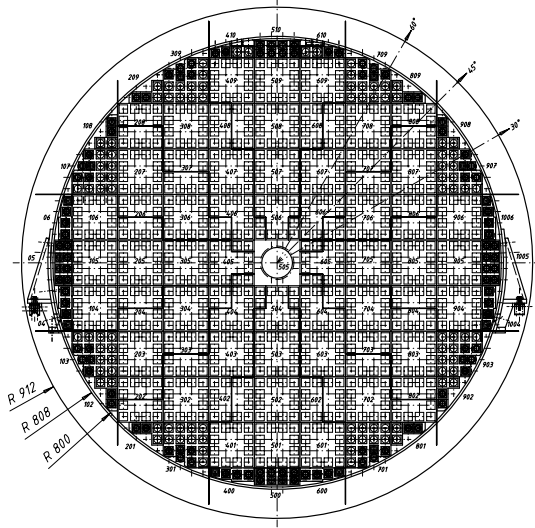


Rysunek 4.3. Typowe zdarzenie rozpraszania głęboko nieelastycznego dla prądów neutralnych i małego  $Q^2$ . Elektron mierzony jest przez BST, BDC i SpaCal.

### 4.2.3 Kalorymetr spaghetti

SpaCal [56] dostarcza dokładnego pomiaru energii i położenia rozproszonych elektronów, jak również informacji dla trygera elektronowego dla bieżącej selekcji zdarzeń. SpaCal pokrywa obszar kątowy  $153^\circ < \Theta < 177.5^\circ$ . Jego przednia część znajduje się w odległości 150 cm od wierzchołka interakcji ( $z = -150$  cm, w układzie współrzędnych H1). Detektor ten ma średnicę 160 cm i dzieli się na część elektromagnetyczną i hadronową o aktywnej długości 25 cm każda. Akceptancja hadronowej części jest zwiększona do  $178.7^\circ$  dzięki instalacji dodatkowej, małej części zwanej SpaCal-Plug. Elektromagnetyczna część kalorymetru SpaCal - której przekrój pokazany jest na rysunku 4.4 - składa się z 1192 cel o aktywnej objętości  $40.5 \times 40.5 \times 250$  mm<sup>3</sup> każda. Cele wykonane są z płytek ołowianych i włókien scyntylacyjnych o średnicy 0.5 mm. Uderzające cząstki rozwijają kaskadę w ołowiu i powodują scyntylację włókien. Wytworzone światło jest zbierane na jednym końcu włókien i za pomocą mikserów światła (light mixers) przesyłane do fotopowielaczy, gdzie jest mierzony. Stabilność pracy fotopowielaczy jest monitorowana przez specjalny system LED. Dobra czasowa zdolność rozdzielcza fotopowielaczy ( $< 1$  ns) pozwala odrzucić zdarzenia z tła nie pochodzącego ze zderzeń *ep*. Duża granulacja części elektromagnetycznej detektora SpaCal sprawia, że zdolność rozdzielcza dla pomiaru energii elektronów wynosi  $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$ . Przestrzenna zdolność rozdzielcza jako funkcja energii dla punktów uderzenia w środku celi wynosi w płaszczyźnie *xy*  $\sigma_{xy} = 4.4$  mm/ $\sqrt{E/GeV} \oplus 1$  mm.

Część hadronowa kalorymetru SpaCal składa się ze 136 cel o wymiarach  $120 \times 120 \times 250$  mm<sup>3</sup> co stanowi odpowiednik jednej długości oddziaływań jądrowych. Ta część detektora SpaCal jest używana do zgrubnego pomiaru energii hadronowej i do rozróżnienia między kaskadami elektromagnetycznymi i hadronowymi. Wypadkowa



Rysunek 4.4. Przekrój poprzeczny elektromagnetycznej części detektora SpaCal. [56]

zdolność rozdzielcza pomiaru energii hadronów rośnie liniowo z energią hadronów i wynosi  $\sigma/E = 30\%$  [57].

#### 4.2.4 Tylna komora dryfowa

BDC [58] jest cienką komorą dryfową umieszczoną z przodu kalorymetru SpaCal i mającą tę samą akceptancję kątową. Podzielona jest na 8 części z których każda składa się z czterech podwójnych warstw przesuniętych o  $11.5^\circ$  względem siebie. Anody są rozciągnięte prostopadłe do osi wiązki i przytwierdzone do brzegów sektorów dając w ten sposób możliwość dokładnego pomiaru kąta azymutalnego. Cele dryfowe mają szerokość 1 cm w obszarze wewnętrznym i 3 cm w obszarze zewnętrznym. W obszarze przejściowym między częścią wewnętrzną i zewnętrzną cele mają szerokość 2 cm. Pokrycie katowe BDC jest  $153^\circ < \Theta < 177.5^\circ$ . Przestrzenna zdolność rozdzielcza punktów pomiarowych<sup>8</sup> jest 0.3 mm, co daje zdolność rozdzielczą w kącie  $\Theta$  lepszą niż 0.5 mrad zakładając, że nie powstała kaskada w materiale między wierzchołkiem a BDC.

#### 4.2.5 Tylny krzemowy detektor śladów

BST składa się z ośmiu płaszczyzn zamontowanych prostopadłe do rury akceleratora. W kącie azymutalnym płaszczyzny te podzielone są na 16 sektorów. Położenie w zmiennej  $z$  jest takie by zapewnić jednorodną akceptancję w kącie  $\Theta$  :

$$z_{i+1} = z_i \sqrt[N]{\frac{r_{max}}{r_{min}}},$$

gdzie  $r_{min}=5.9$  cm, a  $r_{max}=12.0$  cm oznaczają wewnętrzny i zewnętrzny promień detektora, zaś  $N=8$  jest liczbą zainstalowanych płaszczyzn. Moduł BST2 znajdujący

<sup>8</sup>Punktem pomiarowym lub punktem uderzenia nazywamy zarejestrowane miejsce oddziaływania cząstki w części aktywnej detektora (angl. hit.)

się bliżej punktu oddziaływania zawiera cztery płaszczyzny, pierwsza z nich ma współrzędną  $z_1 = -35.8$  cm. BST1 składa się także z czterech płaszczyzn, ostatnia z których umieszczona jest dla  $z_{12} = -95.7$  cm. Akceptancja kątowna dla zdarzeń o nominalnym położeniu wierzchołka wynosi  $164^\circ < \Theta < 176^\circ$ , co oznacza możliwość rejestrowania zdarzeń o przekazie czteropędu między 2 i 100  $GeV^2$ . Każda płaszczyzna BST wyposażona jest w 16 modułów, nazwanych r-sensorami. Dzięki nim kąt biegunowy śladu i wierzchołek zdarzenia mogą być znalezione używając pomiaru jednej współrzędnej w polu magnetycznym. Ponadto każda płaszczyzna zawiera dodatkowe moduły krzemowe umieszczone w sektorze  $45^\circ < \phi < 67.5^\circ$ . Sensory te nazywano u-sensorami. Mierzą one uderzenia cząstek we współrzędnej  $u = r \sin \phi_u$ , gdzie  $\phi_u$  jest kątem azymutalnym wyznaczonym w stosunku do brzegu modułu. Informacja z tych sensorów pozwala na określenie zakrzywienia toru i identyfikację ładunku mierzonej cząstki, co jest pomocne w analizie tła od fotoprodukcji. Zdolność rozdzielcza w przypadku pojedynczych punktów uderzenia wynosi 20  $\mu m$  dla r-sensorów i 15  $\mu m$  dla u-sensorów. Dla zrekonstruowanych śladów najbardziej prawdopodobny stosunek sygnału do szumu wynosi 15 dla sensorów r i 30 dla sensorów u.

Więcej szczegółów na temat budowy i odczytu BST można znaleźć w [59] i [60]. W czasie przejścia od HERA I do HERA II detektor BST został zmieniony. Nowy detektor BST pozwalał na pełną przestrzenną rekonstrukcję punktu uderzenia.

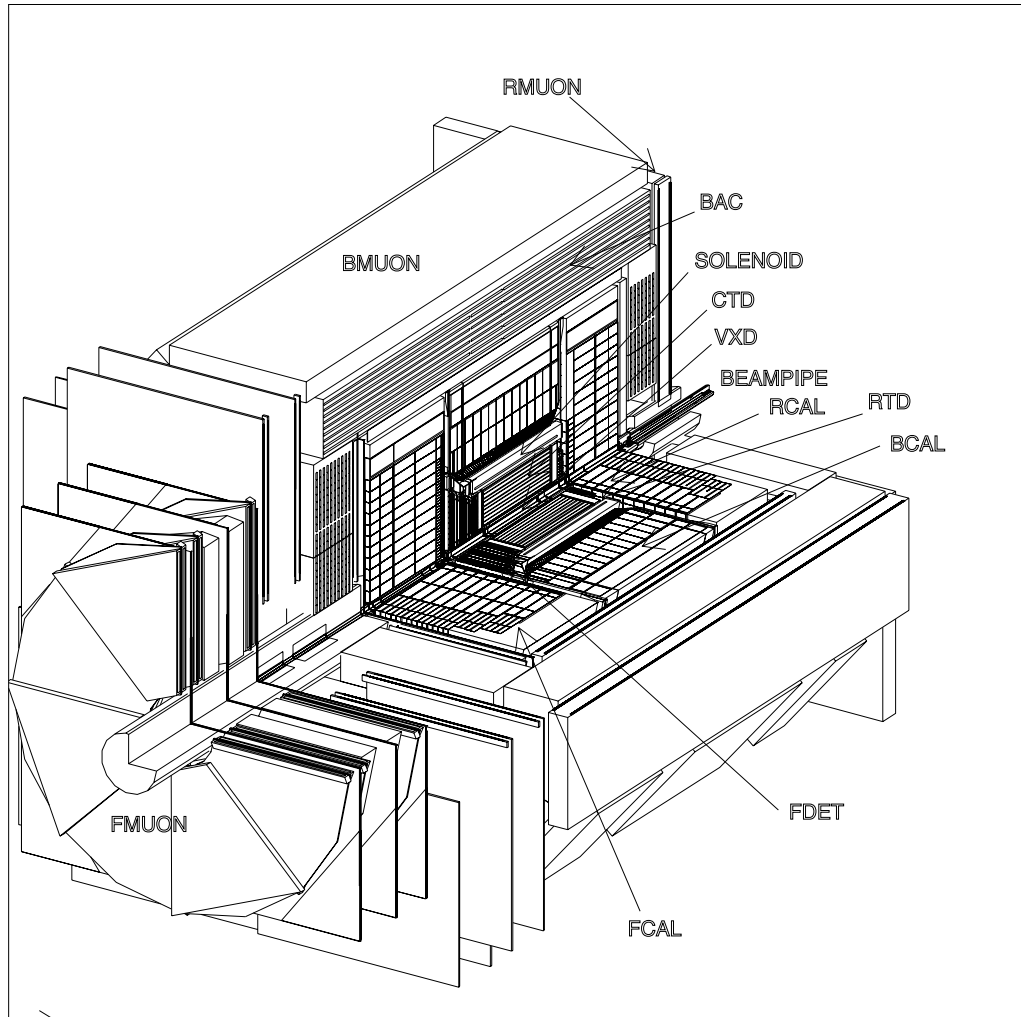
### 4.3 Detektor ZEUS

Schemat detektora ZEUS [61] przedstawiony został na rys. 4.5. Główną komponentą tego detektora jest kalorymetr uranowo-scyntylicyjny dzielący się na część centralną, przednią i tylną. Kalorymetr otoczony jest komorami mionowymi. Segmentacja kalorymetru w obszarze centralnym wynosi  $5 \times 20$   $cm^2$  dla części elektromagnetycznej i  $20 \times 20$   $cm^2$  w części hadronowej. Magnes umieszczony na zewnątrz kalorymetru (między kalorymetrem a detektorem śladów) dostarcza pola magnetycznego 1.43 T.

Detektor śladów składa się z dryfowej komory dżetowej w obszarze centralnym (CTD) i układu płaskich komór dryfowych w obszarze przednim (FTD) i tylnym (RTD). W czasie modernizacji detektora między okresem HERA I i HERA II obszar przedni został wyposażony w dodatkowe moduły do detekcji śladów tzw. straw tubes (STT), zaś wewnątrz CTD został dodany krzemowy detektor wierzchołka (micro vertex detector MVD).

W 1995 roku specjalny kalorymetr - tzw. kalorymetr wokół rury wiązki BPC (Beam Pipe Calorimeter) - został zainstalowany celem zwiększenia akceptancji detektora ZEUS na zdarzenia z elektronem rozproszonym pod bardzo małym kątem. W 1997 zainstalowano dodatkowo detektor śladów - BPT (Beam Pipe Tracker) z przodu tego kalorymetru celem wzbogacenia informacji kalorymetrycznej dokładnymi informacjami na temat śladów [62]. BPC to kalorymetr wolframowo-scyntylicyjny umieszczony w  $z = -293.7$  cm po obu stronach rury akceleratora, tzn. zaledwie 2937 mm od punktu oddziaływania. Obszar aktywny BPC wynosi  $12 \times 12.8$   $cm^2$  w płaszczyźnie  $xy$ , a w  $z$  24 długości radiacyjne. Zdolność rozdzielcza dla elektronów o energii 1-6 GeV jest  $\Delta E/E = 17\%/\sqrt{E[GeV]}$ . BPT jest krzemowym detektorem śladów. Posiada dwie płaszczyzny detektorowe o wymiarach  $6 \times 6 \times 0.03$   $cm^3$

do pomiaru współrzędnej  $x$ . Płaszczyzny te są ułożone dla  $z = -252$  cm i  $z = -279.1$  cm. Elektrony opuszczają rurę wiązki przez aluminiowe okienko o grubości 1.5 mm umieszczone w  $z = -249.8$  cm. Obszar pomiaru, to obszar w którym przekrywa się wyjście z okienka z akceptancją BPC i BPT.



*Rysunek 4.5. Schemat detektora ZEUS. RMUON - tylna komora mionowa, BMUON - centralna komora mionowa, FMUON- przednia komora mionowa, FCAL- przedni kalorymetr, FDET - przedni detektor śladów, BCAL - kalorymetr, RTD - tylny detektor śladów, RCAL - tylny kalorymetr, BEAMPIPE - rura wiązki, VXD - detektor wierzchołki, CTD - centralna komora dryfowa, SOLENOID- magnes, BAC - kalorymetr uzupełniający. [61]*

Celem podsumowania w poniższej tabeli zebrano akceptancję i zdolności rozdzielcze podstawowych komponent detektora ZEUS i porównano z parametrami analogicznych komponent detektora H1.

Warto zwrócić uwagę, że detektor H1 charakteryzuje się lepszą zdolnością rozdzielczą dla pomiaru elektronu, w szczególności w obszarze tylnym (czyli tam, gdzie

Tabela 4.1. Akceptancje w kącie biegunowym (w stopniach) i zdolności rozdzielcze (energia i pęd w GeV) ważniejszych składowych detektorów ZEUS i H1.

ZEUS det. śladów	przedni	centralny	tylni
akceptancja	7.5°-28°	15° - 164°	160° - 170° BPT 178° - 179.1°
$\sigma_{pT}/p_T$		0.0058 · $p_T$	
H1 det. śladów	przedni	centralny	tylni
akceptancja	5.°-25°	25° - 155°	153° - 177.5°
$\sigma_{pT}/p_T$	0.02 · $p_T / \sin \Theta$	< 0.01 · $p_T$	
ZEUS kal. uranowo-scynt. akceptancja		2.6° - 176.5°	BPC 178° - 179.1°
$\sigma_E/E$ (elektrony)		18% / $\sqrt{E} \oplus 1\%$	17% / $\sqrt{E} \oplus 1\%$
$\sigma_E/E$ (hadrony)		35% / $\sqrt{E} \oplus 1\%$	
H1 kalorymetr akceptancja		LAr 4° - 154°	SpaCal 153° - 177.5°
$\sigma_E/E$ (elektrony)		10% / $\sqrt{E} \oplus 1\%$	7% / $\sqrt{E} \oplus 1\%$
$\sigma_E/E$ (hadrony)		50% / $\sqrt{E} \oplus 2\%$	≈30% / $\sqrt{E}$

oczekujemy elektronu dla rozpraszania z małym  $Q^2$ ). Detektor eksperymentu ZEUS pozwala natomiast na dokładniejszy pomiar hadronów. Znalazło to odzwierciedlenie w wyborze metod rekonstrukcji kinematyki w obu eksperymentach (patrz rozdział5). Inna budowa detektora, prowadząca do innych metod rekonstrukcji sprawia też, że w ostatecznej analizie używającej wszystkich danych z obu eksperymentów mamy znaczną redukcję błędów systematycznych (patrz rozdział 12.2).

#### 4.4 System pomiaru świetłości

Świetność jest definiowana jako współczynnik proporcjonalności między liczbą mierzonych zdarzeń danego procesu (poprawionych na akceptancję, wydajność itp.) -  $N$ , a przekrojem czynnym na tenże proces  $\sigma$ .

$$N = L\sigma$$

Na HERA do wyznaczenia świetności używa się procesu Bethego-Heitlera ( $ep \rightarrow e\gamma p$ ). Przekrój czynny na produkcję zdarzeń Bethego-Heitlera jest duży i policzony z dokładnością do 0.5%.

System pomiaru świetności w eksperymentach na HERA ma za zadanie precyzyjny pomiar procesu Bethego-Heitlera. W związku z tym, że rozkład kątowy elektronów i fotonów jest silnie wypikowany w kierunku wiązki elektronowej, detektor do pomiaru świetności umieszczony jest daleko od punktu oddziaływania w kierunku tylnym, blisko linii wiązki.

Zarówno w H1 jak i w ZEUS zainstalowano kilka detektorów mierzących elektrony rozproszone pod bardzo małym kątem, bliskim 180° (tzw. taggerów elektro-nowych). Nie wszystkie działały przez cały czas trwania eksperymentu. W H1 były



takie detektory na 8 m, 33 m i 103 m, a w ZEUS na 6 m, 8 m, 35 m i 44 m. Do pomiaru fotonów oba eksperymenty są wyposażone w detektory fotonów umieszczone ok. 100 m od punktu oddziaływania w obszarze tylnym. Jak wspomniano w rozdziale 2 struktura czasowa oddziaływań  $ep$  jest scharakteryzowana oddziaływaniem protonów z głównego pęczka oraz pęczków oddalonych od niego o 4.8 ns tzw. satelitów. Dla detektora fotonowego oddziaływania z protonami z głównego pęczka, są nierozróżnialne od oddziaływań z protonami z satelity, gdyż detektor fotonowy jest aktywny w dłuższym oknie czasowym (np. dla H1 - 12 ns). Dlatego też procent zdarzeń pochodzących z satelitów musi być szacowany oddzielnie. W H1 używa się do tego celu m.in systemu mierzącego czas przelotu - TOF (ang. time of flight). Dokładność pomiaru świetlności dla obu eksperymentów jest ok. 1.5%.

Warto wspomnieć, że tagger elektronowy wykorzystywany jest także do analizy funkcji struktury protonu, jako że pozwala mierzyć elektrony z nieelastycznego rozpraszania  $ep$  z bardzo małym  $Q^2$  dla różnych wartości zmiennej nieelastyczności  $y$  odpowiadającej pozycji danego detektora elektronowego. Pomiar taki jest pomocny w szacowaniu tła od fotoprodukcji.

W czasie przejścia z HERA I do HERA II, czyli do fazy wysokiej świetlności dodatkowe magnesy zostały zainstalowane w okolicach obu detektorów. System pomiaru i metody analizy świetlności zostały w tym czasie zmodyfikowane [63,64].

## 5 Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

Kinematyka głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie została omówiona w rozdziale 3. Podstawowe zmienne kinematyczne tam zdefiniowane, to  $x$ ,  $y$  i  $Q^2$ . Jak już wspomniano, zmienne te są związane relacją  $Q^2 = sxy$ , gdzie  $s = 4E_p E_e$  ( $E_p$  i  $E_e$  to energie wiązki protonowej i elektronowej) jest kwadratem energii w układzie środka masy, więc tylko dwie z nich są niezależne.

Detektory eksperymentów H1 i ZEUS umożliwiają nie tylko rekonstrukcję rozproszonego elektronu, ale także hadronowego stanu końcowego (hadronic final state HFS). Poprzez HFS rozumiemy wszystkie końcowe cząstki z wyłączeniem zidentyfikowanego rozproszonego elektronu. W związku z tym do rekonstrukcji kinematyki można używać różnych metod tzn. z wykorzystaniem wyłącznie zmiennych elektronowych, wyłącznie zmiennych hadronowych, lub też zmiennych mieszanych. Wybór metody zapewniającej najlepszą zdolność rozdzielczą zależy od obszaru kinematycznego w którym dokonujemy pomiaru, a także specyfiki detektora. W eksperymencie H1 posiadającym detektor umożliwiający dokładny pomiar rozproszonego elektronu - metody elektronowe (rozdział 5.1) są częściej stosowane, w przeciwieństwie do eksperymentu ZEUS, gdzie dokładny kalorymetr hadronowy sprawia, iż preferowane są metody hadronowe (rozdział 5.2) i mieszane (rozdział 5.3).

Poniżej opisana jest rekonstrukcja zmiennych kinematycznych za pomocą różnych metod wraz z dyskusją precyzji pomiarów w poszczególnych obszarach, jakie dana metoda zapewnia.

### 5.1 Metoda elektronowa

Wykorzystując energię -  $E'_e$  oraz kąt biegunowy -  $\Theta_e$  rozproszonego elektronu zmienne kinematyczne można zapisać w następujący sposób:

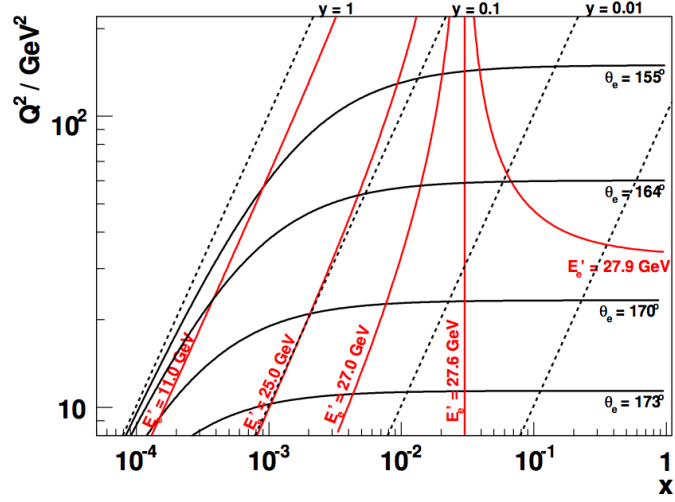
$$Q_e^2 = 4E'_e E_e \cos^2 \frac{\Theta_e}{2} = \frac{E_e'^2 \sin^2 \Theta_e}{1 - y_e} \quad (5.1)$$

$$x_e = \frac{E'_e E_e \cos^2(\frac{\Theta_e}{2})}{E_p(E'_e - E_e \sin^2(\frac{\Theta_e}{2}))} \quad (5.2)$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}. \quad (5.3)$$

Jest to tzw. metoda elektronowa, gdyż wykorzystuje wyłącznie informacje dotyczące rozproszonego elektronu (stąd indeks  $e$ ).

Analizując powyższe wzory warto zwrócić uwagę, że dla dużych kątów rozproszenia ( $\Theta_e > 150^\circ$ ), gdy elektron jest mierzony w tylnym kalorymetrze,  $y$  zależy głównie od energii rozproszonego elektronu ( $y \approx 1 - E'_e/E_e$ ), czyli  $y$  jest miarą ułamka straty energii elektronu. Dlatego też obszar dużego  $y$  odpowiada małym energiom  $E'_e$ . Zaś dla małych  $y$ , gdzie  $E'_e \approx E_e$  (tzn. dominują zdarzenia z tzw. kinematycznego piku - rozdział 6.2.1) wielkość  $Q^2$  jest zdefiniowana głównie przez kąt rozproszonego elektronu. Małe wartości  $Q^2$  odpowiadają dużym kątom rozproszenia ( $\Theta_e \rightarrow 180^\circ$ ). Zależności te można też odczytać z rys. 5.1. Niepewności pomiaru



Rysunek 5.1. Płaszczyzna kinematyczna dla procesu DIS ( $ep \rightarrow eX$ ) w obszarze małego  $Q^2$  dla  $\sqrt{s} = 318$  GeV. Zależność od zmiennych elektronowych  $E'_e$  i  $\Theta_e$  zaznaczono ciągłymi krzywymi, zaś linie stałego  $y$  przerywanymi. [65]

można zanalizować na podstawie równań (5.4, 5.5, 5.6):

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan \frac{\Theta_e}{2} \delta \Theta_e, \quad (5.4)$$

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{x} \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan \frac{\Theta_e}{2} \left( x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right) \delta \Theta_e, \quad (5.5)$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{1-y}{y} \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{1-y}{y} \cot \frac{\Theta_e}{2} \delta \Theta_e. \quad (5.6)$$

Widać więc, że:

- dla malejącego  $y$  zdolność rozdzielcza pomiaru  $x$  i  $y$  maleje w związku z czynnikiem  $1/y$ ,
- zdolność rozdzielcza pomiaru  $Q^2$  jest dobra dla większości obszaru kinematycznego HERA, z wyjątkiem obszaru dużego kąta rozproszenia elektronu  $\Theta_e$  (ze względu na czynnik  $\tan(\Theta_e/2)$ ).

W rozważanych równaniach nie są wzięte pod uwagę zdarzenia radiacyjne tzn. takie, gdzie energia elektronu przed oddziaływaniem zostaje obniżona w związku z wyemitowaniem rzeczywistego fotonu. Pominięcie efektów radiacyjnych prowadziłoby do biasów eksperymentalnych, dlatego odrzuca się zdarzenia z emisją wysokoenergetycznego fotonu oraz stosuje odpowiednie poprawki (zostanie to omówione w rozdziałach późniejszych np.11.3).

## 5.2 Metoda hadronowa

Zmienne kinematyczne rozpraszania głęboko nieelastycznego można wyznaczyć także na podstawie pomiarów końcowego stanu hadronowego tzw. zmiennych hadronowych - jak zostało zaproponowane przez A. Blondela i P. Jacqueta w [66]. Trzeba jednak pamiętać, że detektory na HERA nie są kompletnie hermetyczne, w związku z tym część cząstek jest tracona np. w rurze akceleratora. Na HERA mamy do czynienia z sytuacją wysoce asymetryczną (w związku z asymetrycznymi wiązkami) toteż najwięcej cząstek i energii ucieka w kierunku wiązki protonowej. Dlatego też metody rekonstrukcji kinematyki powinny być mało czułe na tego typu straty.

Pierwszą taką zmienną jest pęd poprzeczny hadronowego stanu końcowego, który w myśl zasady zachowania pędu musi być równy pędowi poprzecznemu elektronu:

$$p_{T_{HFS}} = p_{T_e} = |E'_e \sin \Theta_e|, \quad (5.7)$$

$$p_{T_{HFS}} = \left| \sum_{HFS} p_T \right|. \quad (5.8)$$

Drugą zmienną praktycznie nieczułą na straty w przedniej rurze wiązki jest wielkość wyprowadzona z zasady zachowania energii i pędu podłużnego. Wielkość ta określa różnicę między energią i pędem podłużnym  $E - p_z$ . Zaniedbując masy wszystkich cząstek mamy:

$$(E - p_z)_{tot} = (E_p - p_{z,p}) + (E_e - p_{z,e}) = 2E_e, \quad (5.9)$$

$$(E - p_z)_{tot} = (E - p_z)_{HFS} + E'_e(1 - \cos \Theta_e) = 2E_e, \quad (5.10)$$

$$(E - p_z)_{HFS} = \sum_{i \in HFS} E_i(1 - \cos \Theta_i), \quad (5.11)$$

gdzie odpowiednio  $p_{z,p}$  i  $p_{z,e}$  oznaczają pęd podłużny oddziałującego protonu i elektronu. Indeks  $HFS$  oznacza, że dana wielkość została wyznaczona dla hadronowego stanu końcowego, zaś indeks  $tot$  wskazuje że wartość jest obliczona dla całego zdarzenia.

Można też zdefiniować tzw. kąt hadronowy  $\gamma_h$ , który w modelu kwarkowo partonowym odpowiada kątowi rozproszenia uderzonego partonu:

$$\tan \frac{\gamma_h}{2} = \frac{(E - p_z)_{HFS}}{p_{T_{HFS}}}. \quad (5.12)$$

Używając tych wielkości kinematycznych w równaniach (5.1, 5.2, 5.3) uzyskujemy wyrażenia na  $y$  i  $Q^2$ , w których figurują wyłącznie zmienne hadronowe:

$$y_h = \frac{(E - p_z)_{HFS}}{2E_e}, \quad (5.13)$$

$$Q_h^2 = \frac{p_{T_{HFS}}^2}{1 - y_h}. \quad (5.14)$$

$x_h$  można wyznaczyć na podstawie powyższych wzorów i wzajemnej zależności  $x$ ,  $Q^2$  i  $y$  przypomnianej na wstępie tego rozdziału.

Metoda ta ma gorszą zdolność rozdzielczą niż metoda elektronowa, a ponadto wymaga bardzo dobrej rekonstrukcji HFS, natomiast można jej używać nawet dla bardzo małych wartości  $y$  ( $y < 0.1$ ). Znajduje ona zastosowanie w analizie zdarzeń z prądami naładowanymi ze względu na brak elektronu w stanie końcowym.

### 5.3 Metody mieszane

W niektórych obszarach przestrzeni kinematycznej najlepsze wyniki w rekonstrukcji zmiennych kinematycznych otrzymuje się łącząc razem elementy metody elektronowej i metody hadronowej. I tak w metodzie  $\Sigma(\text{sigma})$ <sup>9</sup> [67] - do rekonstrukcji  $Q^2$  używa się wyrażenia podobnego jak w metodzie elektronowej, zaś  $y$  wyznacza się korzystając z informacji o HFS. Pozwala to uniknąć zależności od energii elektronu przed oddziaływaniem, dzięki czemu zmienne kinematyczne są mniej wrażliwe na efekty radiacyjne i niedokładności kalibracji energii. Odpowiednie formuły przyjmują postać:

$$y_{\Sigma} = \frac{(E - p_z)_{HFS}}{(E - p_z)_{tot}}, \quad (5.15)$$

$$Q_{\Sigma}^2 = \frac{E_e'^2 \sin^2 \Theta_e}{1 - y_{\Sigma}}, \quad (5.16)$$

$$x_{\Sigma} = \frac{Q_{\Sigma}^2}{2(E - p_z)_{tot} E_p y_{\Sigma}} = \frac{Q_{\Sigma}^2}{2(E - p_z)_{HFS} E_p}. \quad (5.17)$$

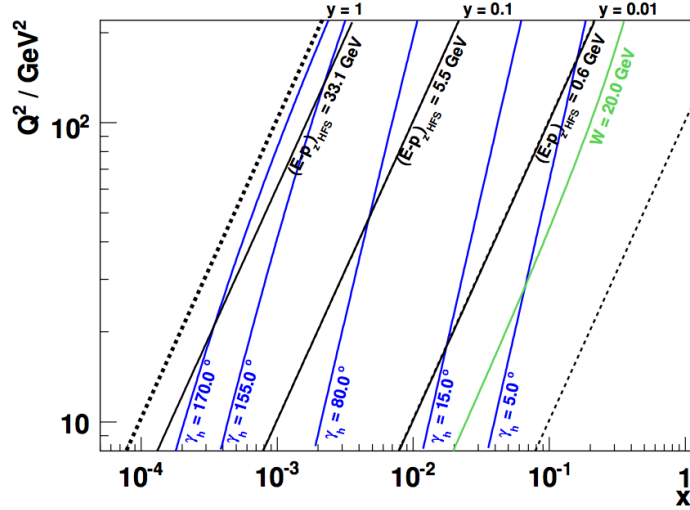
Metoda  $\Sigma$  dostarcza dobrej zdolności rozdzielczej w szerokim zakresie kinematycznym, jednak w obszarze największego  $y$  metoda elektronowa daje lepsze wyniki. Używa się więc tej metody zwykle dla mniejszych  $y$  oraz dla porównania z metodą elektronową.

Warto zwrócić uwagę, że metoda  $\Sigma$  dostarcza dodatkowej interpretacji zmiennej  $y$ , a mianowicie jako ułamka  $(E - p_z)_{tot}$  niesionego przez HFS. Widać to też na rysunku 5.2, gdzie pokazano płaszczyznę kinematyczną dla procesów DIS w obszarze małego  $Q^2$  z zaznaczonymi liniami stałego  $y$ , stałego  $(E - p_z)_{HFS}$  oraz linie o ustalonej wartości kąta hadronowego  $\gamma_h$ . Można zauważyć, że dla małych  $y$  hadrony stanu końcowego są emitowane głównie w przedni obszar detektora, podczas gdy dla dużych  $y$  HFS emitowane są w kierunku tylnym.

Inną metodą używającą zarówno informacji elektronowych, jak i tych z hadronowego stanu końcowego jest metoda podwójnego kąta (DA - double angle), wprowadzona w [68], a używająca tylko informacji o kącie rozproszenia elektronu ( $\Theta_e$ ) i kącie hadronowym ( $\gamma_h$ ). Metoda ta jest więc najbardziej niezależna od pomiaru energii, skali energetycznej kalorymetru itp., dlatego używana jest często w analizach inkluzywnych do kalibracji kalorymetru mierzącego rozproszony elektron. W

---

<sup>9</sup>Metoda  $\Sigma$  zawdzięcza swą nazwę oznaczeniu używanemu przez wielu autorów tj.  $\Sigma = p_{T_{HFS}} = |\sum_{HFS} p_T|$ .



Rysunek 5.2. Płaszczyzna kinematyczna dla procesu DIS ( $ep \rightarrow eX$ ) w obszarze małego  $Q^2$  dla  $\sqrt{s} = 318$  GeV. Zaznaczono zależność od zmiennych HFS  $(E - p_z)_{HFS}$ ,  $y$ ,  $\gamma_h$  i  $W$ . [65]

metodzie tej:

$$y_{DA} = \frac{\tan(\gamma_h/2)}{\tan(\gamma_h/2) + \tan(\Theta_e/2)}, \quad (5.18)$$

$$E'_e \equiv E_{DA} = \frac{E_e(1 - y_{DA})}{\sin^2(\Theta_e/2)}, \quad (5.19)$$

$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \cot^2(\Theta_e/2)(1 - y_{DA}). \quad (5.20)$$

Często w analizach funkcji struktury protonu używa się różnych metod rekonstrukcji zmiennych kinematycznych w różnych obszarach kinematycznych np. metody elektronowej dla dużych  $y$  i metody  $\Sigma$  dla małych  $y$  [69]. Próbowano też opracować metodę łączoną dającą dobrą zdolność rozdzielczą i mały błąd systematyczny pochodzący z rekonstrukcji w szerokim zakresie kinematycznym [70]. W szczególności zaproponowano połączenie metody elektronowej do pomiaru  $Q^2$  - jako, że  $Q^2$  mierzone metodą hadronową wykazuje pewne niedokładności w obszarze małych  $x$  i  $Q^2$  - oraz metody  $\Sigma$  do pomiaru  $x$ . Metoda ta została nazwana  $e\Sigma$ .

$$x_{e\Sigma} = x_\Sigma, \quad Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2, \quad (5.21)$$

$$y_{e\Sigma} = \frac{Q_{e\Sigma}^2}{4E_e E_p x_{e\Sigma}}. \quad (5.22)$$

Metoda ta rzeczywiście dostarcza bardzo precyzyjnej rekonstrukcji zmiennych kinematycznych i została użyta w eksperymencie H1 do pomiaru funkcji struktury protonu w obszarze dużego  $Q^2$  [71]. Okazuje się jednak, że błędy związane z tą metodą są w obszarze małych  $x$  większe, niż w przypadku metody elektronowej. Wynika to stąd, że wkład do błędu tej metody pochodzi także od HFS tj. skali energetycznej oraz szumów w kalorymetrze ciekłoargonowym.

Inną metodą mieszaną jest tzw. metoda  $PT$  - używana w eksperymencie ZEUS do pomiaru funkcji struktury protonu [72]. W metodzie tej wykorzystuje się zasadę zachowania pędu poprzecznego  $p_{T_{HFS}} = p_{T_e}$ , pędu podłużnego  $(E - p_z)_{HFS} + (E - p_z)_e = 2E$  oraz fakt, że błędy dla  $(E - p_z)_e$  są mniejsze niż  $(E - p_z)_{HFS}$ . Definiując czynnik skalujący:

$$r \equiv \frac{2E}{(E - p_z)_{HFS} + (E - p_z)_e}, \quad (5.23)$$

możemy zdefiniować także

$$\tan \gamma_r = \frac{r(E - p_z)_{HFS}}{p_{T_e}}. \quad (5.24)$$

Tak zdefiniowany  $\tan \gamma_r$  podstawiony do wzorów (5.20) daje definicje  $y_{PT}$  i  $Q_{PT}^2$ . Należałoby wspomnieć, że w eksperymencie ZEUS poprzez metodę  $PT$  rozumie się powyższą definicję analityczną połączoną z kalibracją hadronowych stanów końcowych z użyciem  $p_{T_e}$ . Stąd procedura wyznaczenia zmiennych kinematycznych przebiega dwustopniowo. Najpierw, używając równowagi w pędzie poprzecznym między pozytonem i systemem hadronowym, zdarzenie po zdarzeniu jest poprawiany pomiar hadronowy  $y$  posługując się funkcją zależną od  $p_{T_{HFS}}/p_{T_e}$ ,  $p_{T_{HFS}}$  i  $\gamma_{HFS}$  wyznaczoną na podstawie symulacji Monte Carlo. Następnie, splatając poszczególne metody rekonstrukcji kinematyki (elektronowa,  $\Sigma$ , DA) buduje się wspólną metodę działającą w całej przestrzeni kinematycznej.

Zdolność rozdzielcza tak skonstruowanej metody, zarówno w  $Q^2$ , jak i w  $y$ , jest lepsza - dla małych i średnich  $x$  - niż zdolność rozdzielcza którejkolwiek z poprzednio omawianych metod. Jednak - podobnie jak metoda  $e\Sigma$  - metoda ta odczuwa wpływ skorelowanych błędów systematycznych pomiaru HFS i dlatego dla obszaru dużych  $y$  metoda ta charakteryzuje się większą niepewnością pomiaru niż metoda elektronowa.

W eksperymencie H1 posiadającym aparaturę do precyzyjnego pomiaru energii i kąta rozproszenia elektronu do pomiaru funkcji struktury protonu w obszarze małych wartości parametru  $x$  i  $Q^2$  zastosowano dwie metody: metodę elektronową dla najmniejszych  $x$  ( $x \sim 10^{-4}$ ) i metodę  $\Sigma$  w pozostałym obszarze. W eksperymencie ZEUS - mającym kalorymetr kompensujący umożliwiający dokładny pomiar hadronowego stanu końcowego - kinematykę rekonstruowano metodą  $PT$ , lub metodą podwójnego kąta.

## 6 Kalibracja i pozycjonowanie detektora

### 6.1 Pozycjonowanie detektora

Dokładne określenie kąta biegunowego rozproszonego elektronu jest kluczową informacją potrzebną do rekonstrukcji kinematyki zdarzenia. W tym celu potrzebna jest bardzo precyzyjna wiedza na temat ustawienia tylnych komponent detektora. Procedura pozycjonowania i kalibracji tylnego detektora została przeprowadzona z ogromną dokładnością. W tym rozdziale omówione zostanie pokrótce pozycjonowanie podstawowych komponent tylnego detektora H1, w konfiguracji w jakiej pracował on w latach 1999-2000 tj. SpaCal, BDC i BST. Poprawki uwzględniające zmiany w położeniu zawsze wykonywane są względem komór dryfowych centralnego detektora śladowego.

#### 6.1.1 Pozycjonowanie w stosunku do centralnego detektora śladowego

Jak wspomniano w rozdziale 4.2 głównymi składnikami centralnego detektora śladowego (CT) są komory dżetowe CJC1 i CJC2 oraz przylegające do nich komory CIZ i COZ. Są one bardzo dokładnie wzajemnie wypozycjonowane i stanowią punkt odniesienia dla pozycjonowania innych składowych detektora.

W procedurze pozycjonowania detektorów tylnych: kalorymetru SpaCal oraz komory BDC używa się dedykowanej próbki danych charakteryzujących się tylko jednym kandydatem elektronowym i jednym śladem w centralnym detektorze śladowym dopasowanym<sup>10</sup> do tego kandydata. Wymaga się, by energia kandydata elektronowego przekraczała 20 GeV. Konieczny jest także precyzyjny pomiar wierzchołka oddziaływania, tzn. błąd pomiaru tegoż nie może przekraczać 1 cm, oraz precyzyjnego pomiaru kąta biegunowego tzn. z błędem mniejszym niż 2 mrad.

Kąty azymutalny i biegunowy zrekonstruowane dla klastra/śladu w SpaCal/BDC są wyznaczone za pomocą połączenia tegoż klastra/segmentu śladu linią prostą z wierzchołkiem z centralnego detektora śladowego. Zastosowanie linii prostej przy elektronach o energii ponad 20 GeV jest bardzo dobrym przybliżeniem, tym nie mniej do obliczeń kąta azymutalnego wprowadza się niewielką poprawkę związaną z wpływem pola magnetycznego (przy obliczeniach kąta biegunowego efekt ten zaniedbuje się).

Do wypozycjonowania detektora we współrzędnych  $x$  i  $y$  zwykle analizuje się różnicę w kącie azymutalnym lub w odległości od osi  $z$  w płaszczyźnie  $r\phi$  między śladem w CT, a klastrem/śladem w detektorze SpaCal/BDC w funkcji  $\phi_{CT}$ . Poniżej przedstawiono dwie z takich metod.

1. Pomiar  $R_{SpaCal/BDC}(\phi_{SpaCal/BDC} - \phi_{CT})$  w funkcji  $\phi_{CT}$ , gdzie  $\phi_{CT}$  oznacza kąt azymutalny mierzony w centralnym detektorze śladowym,  $\phi_{SpaCal/BDC}$  kąt azymutalny klastra w kalorymetrze SpaCal lub segmentu śladu w BDC, zaś  $R_{SpaCal/BDC}$  odległość klastra (SpaCal) lub segmentu śladu (BDC) od środka

---

<sup>10</sup>Ślad jest przypisany do klastra z detektora SpaCal jeśli ich wzajemna odległość w płaszczyźnie  $r\phi$  nie przekracza 10 cm.



detektora SpaCal lub BDC mierzona w płaszczyźnie  $r\phi$ . Zmierzone punkty dopasowane są krzywą:

$$R\Delta\phi = A_1 \sin(\phi_{CT} - A_2) + A_3, \quad (6.1)$$

a z parametrów dopasowania można wyznaczyć stałe pozycjonowania tzn. wartości  $\Delta x$  i  $\Delta y$ , o które należy przesunąć mierzone położenie klastra, bądź segmentu śladu:

$$\Delta x = A_1 \cos A_2, \quad (6.2)$$

$$\Delta y = A_1 \sin A_2. \quad (6.3)$$

2. Pomiar  $R_{SpaCal/BDC} - R_{CT}$  w funkcji  $\phi_{CT}$ , gdzie  $R_{CT}$  jest odległością w płaszczyźnie  $r\phi$  śladu z centralnego detektora śladów do początku układu współrzędnych H1 liczoną w płaszczyźnie wyznaczonej przez powierzchnię kalorymetru SpaCal. Do uzyskanego rozkładu dopasowywana jest następująca funkcja:

$$\Delta R = B_1 \cos(\phi_{CT} - B_2) + B_3. \quad (6.4)$$

Zaś stałe pozycjonowania otrzymuje się z następujących formuł używając współczynników dopasowania:

$$\Delta x = -B_1 \cos B_2, \quad (6.5)$$

$$\Delta y = -B_1 \sin B_2. \quad (6.6)$$

Warto zwrócić uwagę, że metody te wzajemnie się uzupełniają. Metoda bazująca na pomiarze kąta wykorzystuje głównie CJC, gdyż komora ta ma lepszą zdolność rozdzielczą w pomiarze kąta azymutalnego, zaś metoda bazująca na pomiarze  $\Delta R$  wykorzystuje CIZ i COZ, które bardzo dokładnie mierzą  $z$ .

W celu wypozycjonowania BDC i SpaCal we współrzędnej  $z$  stosuje się metodę zaproponowaną w [73] i polegającą na pomiarze różnicy w kącie biegunowym:  $F_{SpaCal/BDC}(\Theta_{SpaCal/BDC} - \Theta_{CT})$  w funkcji  $\phi_{CT}$ , gdzie  $F_{SpaCal/BDC}$  jest zdefiniowane jako:

$$F = \frac{z^2}{R} \frac{1}{\frac{R}{z^2} - \frac{R}{z^4} + \frac{R}{z^6} - 1},$$

gdzie  $z$  oznacza współrzędną z-ową klastra w kalorymetrze SpaCal bądź segmentu śladu w BDC. Dla przejrzystości powyższej formuły wszędzie pominięto indeksy  $SpaCal/BDC$ . Do uzyskanego rozkładu dopasowywana jest następująca funkcja:

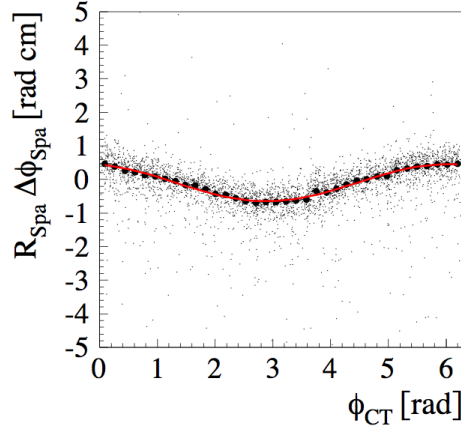
$$F\Delta\Theta = C_1 \sin(\phi_{CT} - C_2) + C_3. \quad (6.7)$$

Poszukiwane przesunięcie w  $z$ :

$$\Delta z = -C_3.$$

Na rysunku 6.1 przedstawione zostały wyniki pomiaru  $R\Delta\phi$  i dopasowaną do nich funkcję sinus (równanie 6.1), na rysunku 6.2 wyniki  $\Delta R$  z dopasowaną funkcją cosinus (równanie 6.4), zaś na rysunku 6.3 pokazano wyniki  $\Delta\Theta$  i dopasowaną funkcję sinus (równanie 6.7).

Szczegóły dotyczące procedury pozycjonowania, jak też wyników tych procedur dla danych z poszczególnych okresów działania HERA zawarte są w [65, 73–76].



Rysunek 6.1. Pozycjonowanie kalorymetru SpaCal w  $x$  i  $y$  używając jako referencji centralnego detektora śladów. Celem wyznaczenia poprawek pozycjonowania dopasowano funkcję sinus, zgodnie z równaniem 6.1. [74]

### 6.1.2 Pozycjonowanie przy użyciu zdarzeń QED Compton

Inna metoda wypozyjonowania detektora SpaCal w płaszczyźnie  $xy$  wykorzystuje zdarzenia QED Compton zdefiniowane w rozdziale 3.6, a charakteryzujące się elektronem i fotonem o dużym pędzie poprzecznym poruszającymi się w kierunkach przeciwnych w płaszczyźnie azymutalnej. Procedura pozycjonowania oparta jest na algorytmie szczegółowo opisanym w [75], a polegającym na wyznaczeniu położenia maksymalnej gęstości przecięć linii łączących położenie klastra elektronowego z fotonowym, co ilustruje rysunek 6.4a. Metoda ta wymaga dużej statystyki zdarzeń QED Compton. Ewentualne przesunięcie wiązki dla poszczególnych grup danych jest wzięte pod uwagę, dlatego też przy prawidłowym wypozyjonowaniu detektora spodziewamy się, że maksymalna gęstość punktów przecięcia znajduje się w położeniu  $(0,0)$ . Przesunięcie tego położenia wskazuje na problemy z wypozyjonowaniem kalorymetru SpaCal. Stałe pozycjonujące mogą być odczytane bezpośrednio z rysunku.

Innym sposobem pozycjonowania przy użyciu zdarzeń QED Compton, jest procedura zaproponowana w [77]. Polega ona na minimalizacji zmiennej  $A$  zdefiniowanej jako:

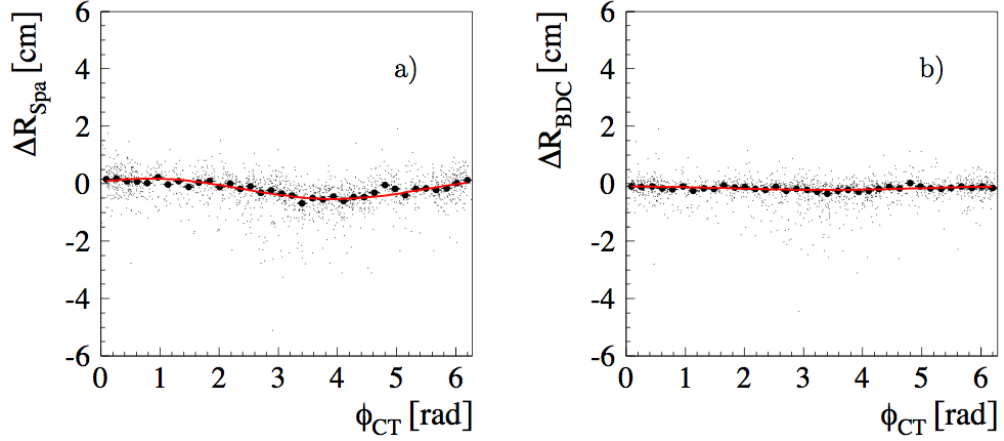
$$A = \phi_1 - \phi_2,$$

gdzie  $\phi_1$  i  $\phi_2$  są kątami azymutalnymi wychodzącego elektronu i fotonu. Zmienna  $A$  powinna być bliska  $\pi$ . Zatem stałe pozycjonujące można otrzymać np. poprzez minimalizację następującego funkcjonału:

$$f_A = \sum_{ev} \frac{(\pi - A)^2}{\sigma^2}, \quad (6.8)$$

gdzie suma przebiega po wszystkich zdarzeniach QED Compton, zaś  $\sigma^2$  jest kwadratem błędu pomiaru  $A$  zdefiniowanym jako:

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_x^2 x_1^2 + \sigma_y^2 y_1^2}{(x_1^2 + y_1^2)^2} + \frac{\sigma_x^2 x_2^2 + \sigma_y^2 y_2^2}{(x_2^2 + y_2^2)^2}.$$



Rysunek 6.2. Pozycjonowanie kalorymetru SpaCal (rysunek a) i BDC (rysunek b) w  $x$  i  $y$  używając jako referencji centralnego detektora śladów. Celem wyznaczenia poprawek pozycjonowania dopasowano funkcję cosinus, zgodnie z równaniem 6.4. [74]

$x_1$ ,  $y_1$  i  $x_2$ ,  $y_2$  oznaczają położenie klastrów elektronowego i fotonowego na płaszczyźnie  $xy$  kalorymetru SpaCal dla konkretnego zdarzenia. Współrzędne odpowiadające minimalnej wartości funkcjonau są stałymi pozycjonowania - rysunek 6.4b. Wyniki otrzymane przy użyciu obu metod pokazują dużą zgodność - jak widać na rysunku 6.4.

Do znalezienia poprawki pozycjonującej SpaCal w zmiennej  $z$  używano następującej formuły porównującej kąt biegunowy w kalorymetrze SpaCal  $\Theta_{Sp}$  z kątem w centralnym detektorze śladowym  $\Theta_{CT}$ :

$$\Delta z_{Sp} = z_{cl} \left( 1 - \frac{\tan \Theta_{Sp}}{\tan \Theta_{CT}} \right), \quad (6.9)$$

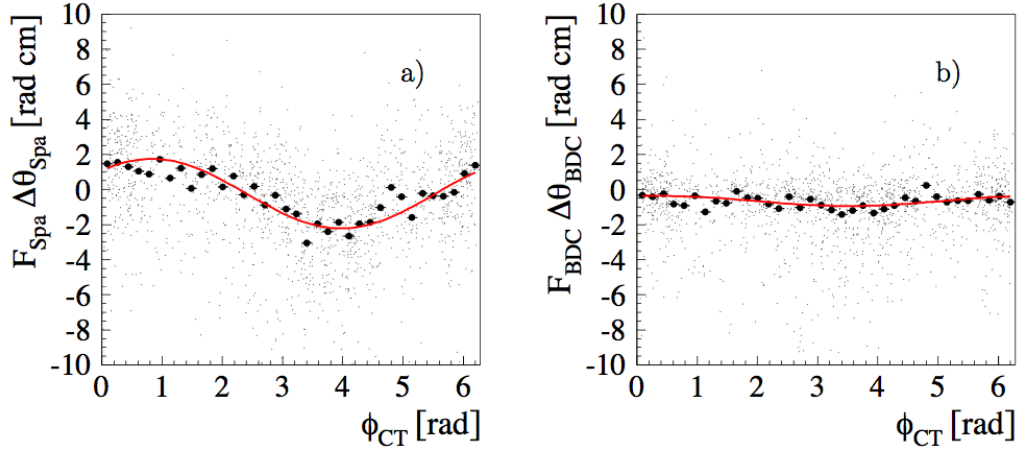
gdzie  $z_{cl}$  jest położeniem w  $z$  klastra o kącie biegunowym  $\Theta_{Sp}$ . Przykładowy rozkład  $\Delta z$  dla danych z 2000 roku pokazany jest na rysunku 6.5a.

Po wypozyjonowaniu detektora SpaCal, pozycjonowane było BDC względem detektora SpaCal przy użyciu formuły (6.9) - wynik dla BDC pokazano na rysunku 6.5b.

Ostatecznie, celem sprawdzenia dokonywano pozycjonowania BDC względem centralnego detektora śladów i porównywano wyniki. Przy poprawnie wykonanej procedurze pozycjonowania wyniki te były w pełni konsyistentne.

### 6.1.3 Pozycjonowanie BST

Wykorzystanie dużej zdolności rozdzielczej tylnego detektora krzemowego (BST) jest możliwe dopiero po dokładnym wypozyjonowaniu wszystkich jego płaszczyzn. W tym celu używa się programu minimalizującego - Millepede [78]. Millepede jest specjalnym pakietem służącym do znajdowania dopasowań z dużą liczbą parametrów metodą najmniejszych kwadratów. Zastosowana metoda dzieli parametry na globalne i lokalne, przy czym parametry globalne są wspólne dla całej analizy, zaś



Rysunek 6.3. Pozycjonowanie kalorymetru SpaCal (rysunek a) i BDC (rysunek b) w z używając jako referencji centralnego detektora śladów. Celem wyznaczenia poprawek pozycjonowania dopasowano funkcję sinus, zgodnie z równaniem 6.7. [74]

parametry lokalne są charakterystyczne tylko dla danego zbioru zdarzeń. W przypadku pozycjonowania istotna jest znajomość parametrów globalnych. Dla BST mamy 128 parametrów globalnych odpowiadających współrzędnym radialnym 128 sektorów detektora.

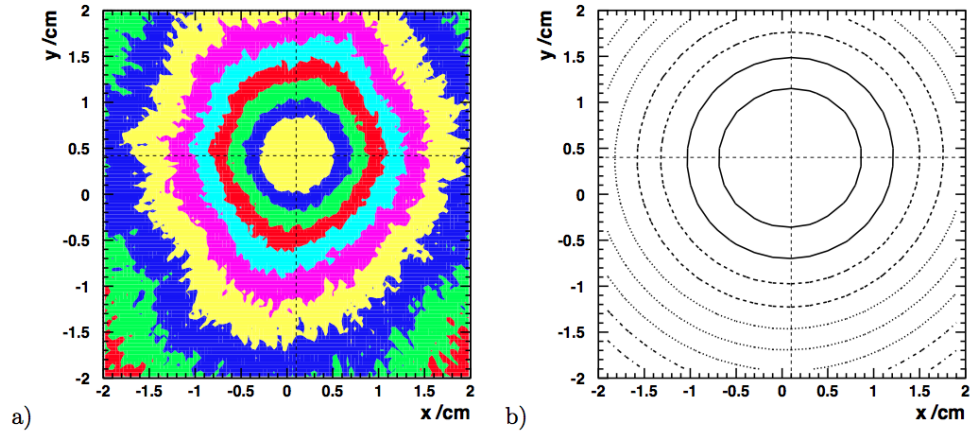
Pozycjonowanie jest wykonane przy użyciu zdarzeń z wysokoenergetycznym śladem w BST. W tym celu selekcjonuje się zdarzenia z elektronem w kalorymetrze SpaCal o energii większej niż 20 GeV i posiadające dobrze zrekonstruowany wierzchołek. Millepede przybliża ślady linią prostą. Otrzymane w ten sposób parametry pozycjonowania zapewniają możliwość dokładnego znalezienia współrzędnych segmentów śladów w BST.

Ponadto w związku z tym, że BST w wielu analizach było głównym źródłem informacji o kącie biegunowym elektronu oraz wierzchołku oddziaływania, detektor ten był dokładnie badany pod względem wydajności poszczególnych sektorów oraz precyzyjnej symulacji MC jego wydajności i odpowiedzi. Szczegółowy opis tych studiów można znaleźć w [76].

## 6.2 Kalibracja

Główna niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na protonach dla małych i średnich wartości zmiennej  $y$  pochodzi z niepewności skali elektromagnetycznej kalorymetru SpaCal. Jak widać ze wzorów (5.4), (5.5) i (5.6), opisujących zależność zdolności rozdzielczej zrekonstruowanych zmiennych kinematycznych od niepewności pomiarowych zmiennych laboratoryjnych, niedokładność pomiaru energii jest wzmacniana czynnikiem  $1/y$  dla metody elektronowej.

Należy zauważyć, że skala energii wpływa na wyznaczenie zmiennych kinematycznych używanych w pomiarze nie tylko w sposób bezpośredni - (5.1), (5.2), (5.3), (5.15) i (5.17), ale także w sposób pośredni tzn. poprzez nakładane w analizie cięcia



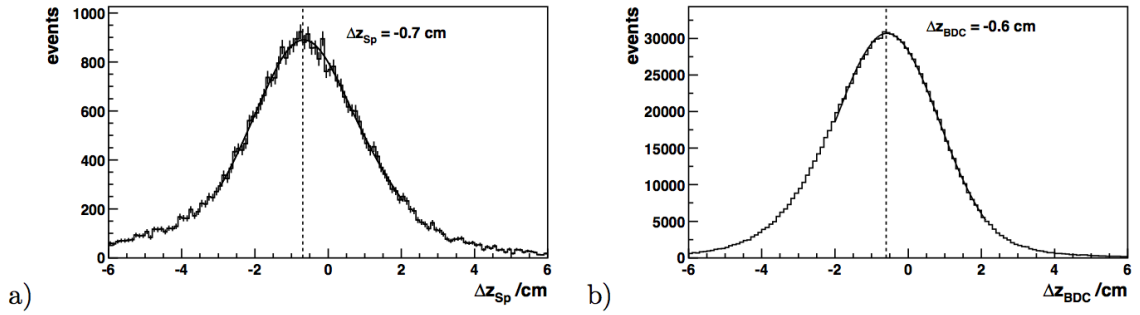
Rysunek 6.4. Pozycjonowanie detektora SpaCal z wykorzystaniem zdarzeń QED Compton. Rysunek a) pokazuje zagęszczenie linii łączących klastry elektronowy z fotonowym. Rysunek b) pokazuje wyniki uzyskane w rezultacie minimalizacji funkcjonu (6.8). Do sporządzenia tych rysunków zostały użyte wszystkie dane zebrane w 2000 roku przez eksperyment H1. [76]

na pęd poprzeczny i  $E - p_z$  (patrz rozdział 9).

### 6.2.1 Kalibracja detektora SpaCal

Pomiar energii w poszczególnych celach kalorymetru jest możliwy dzięki fotopowielaczom. Mamy 1192 fotopowielacze - tyle co cel w detektorze SpaCal - i tyleż odczytów energii, które muszą być wykalibrowane celem znalezienia całkowitej energii klastrów. Problem komplikuje się w związku z tym, że wzmocnienie fotopowielacza jest funkcją czasu. Dlatego opracowano specjalny system wstępnej kalibracji oparty na diodach elektroluminescencyjnych [79], który dostarcza czynników poprawkowych używanych podczas rekonstrukcji do korygowania potencjalnych zmian wzmocnienia. Dodatkowo kalorymetr ten jest rekalirowany tzw. metodą pik kinematycznego [73, 80, 81]. Pikiem kinematycznym nazywamy silnie zaznaczone maksimum w rozkładzie energii rozproszonego elektronu ( $E'_e$ ). Maksimum to występuje dla energii zbliżonej do energii wiązki elektronowej ( $E_e$ ). Jak sugeruje nazwa, pik ten jest pochodzenia kinematycznego i wynika z faktu, iż dla małych kątów rozproszenia (czyli dla dużego kąta biegunowego rozproszonego elektronu  $\Theta_e$ ) przekrój czynny wzrasta w przybliżeniu jak  $1/(1 - E'_e/E_e)$ . Będąc efektem kinematycznym pik ten jest, w dobrym przybliżeniu, niezależny od rozkładów gęstości partonowych wewnątrz protonu i może być dokładnie wyznaczony bez konieczności jakichkolwiek założeń na temat funkcji struktury protonu.

W praktyce, kalibracja metodą pik kinematycznego oparta jest na dopasowaniu położenia maksimum rozkładu energii rozproszonego elektronu w danych tak, by odpowiadał on analogicznemu położeniu w symulacji MC. Dla każdej celi - w wyniku wielokrotnych iteracji - poszukuje się stałej będącej poprawką do energii odpowiadającej odczytowi ADC z tej celi. Dla właściwego działania tej metody konieczna jest duża statystyka, więc dobrze sprawdza się głównie dla wewnętrznej części kalo-



Rysunek 6.5. Rysunek a) - pozycjonowanie detektora SpaCal przy pomocy formuły (6.9) porównującej kąt biegunowy mierzony w kalorymtrze SpaCal i w centralnym detektorze śladowym. Rysunek b) - pozycjonowanie BDC tą samą metodą używając jako referencji kalorymetru SpaCal. Oba detektory były uprzednio wypożyczonowane w płaszczyźnie  $xy$ . [76]

rymetru SpaCal (o promieniu  $R < 50$  cm). Część zewnętrzna kalibrowana jest za pomocą mionów kosmicznych [82].

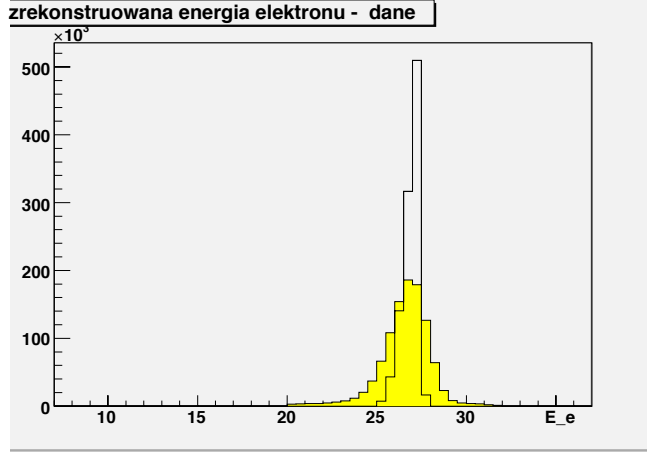
Metoda pikin kinematycznego dostarcza kalibracji na poziomie 1-2%. Celem uzyskania jeszcze dokładniejszego pomiaru energii elektronu przeprowadza się dodatkową kalibrację oraz szereg poprawek na różne efekty związane z detektorem SpaCal - opisane poniżej.

Metoda zaprezentowana tutaj, nazywana jest analizą podwójnego kąta, a zaproponowana została w [68] i [75]. Wykorzystuje ona fakt, że na HERA zmienne kinematyczne zrekonstruować można za pomocą różnych metod (rozdział 5). W szczególności pomiar energii elektronu może być przeprowadzony za pomocą bezpośredniego pomiaru w kalorymtrze, ale także za pomocą pomiaru kąta biegunowego elektronu  $\Theta_e$  i kąta biegunowego hadronowego stanu końcowego  $\gamma_h$ . Jak widać ze wzoru (5.19), pomiar metodą podwójnego kąta jest niezależny od kalibracji zarówno detektora SpaCal, jak też kalorymetru ciekłoargonowego. Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji metodą podwójnego kąta jest znacznie lepsza - rys. 6.6 - niż w przypadku kalorymetru SpaCal. Dlatego  $E_{DA}$  użyto jako referencji w procesie kalibracji detektora SpaCal.

Generalnie kalibracja polega na tym, że minimalizujemy różnicę między energią referencyjną, w naszym wypadku energią  $E_{DA}$ , i energią mierzoną za pomocą kalorymetru SpaCal:

$$\sum_{zd} \left( E_{DA}^{zd} - \sum_{ic} E_{ic}^{zd} (1 + \Delta g_{ic}) \right)^2 = min. \quad (6.10)$$

Pierwsza suma przebiega po wszystkich zdarzeniach wyselekcjonowanych do tej analizy, a druga po tych celach detektora SpaCal, które zostały włączone w klaster elektronowy.  $E_{ic}^{zd}$  oznacza energię celi  $ic$  uwzględniającą wszystkie wstępne poprawki kalibracyjne, zaś  $\Delta g_{ic}$  oznacza poprawkę do odczytu energii z danej celi, która ma być wyznaczona w tej procedurze.



Rysunek 6.6. Energia [GeV] mierzona przy pomocy detektora SpaCal - zaciemniony histogram i energia mierzona przy pomocy metody podwójnego kąta - linia ciągła. Użyto dane H1 z roku 1999 selekcyjując wysokoenergetyczne elektrony rozproszone w obszar kalorymetru SpaCal.

Minimalizacja (6.10) wymaga rozwiązania układu 1192 równań ze 1192 niewiadomymi. Prostszy sposób okazała się procedura iteracyjna polegająca na coraz dokładniejszym przybliżaniu w kolejnych iteracjach tzw. współczynnika niedokalibrowania dla danego zdarzenia  $zd$ :

$$\delta^{zd} = \frac{\sum_{ic}^{zd} E_{ic}^{zd}(1 + \Delta^{it} g_{ic})}{E_{DA}} = \frac{E_{SpaCalcluster}^{zd}}{E_{DA}}, \quad (6.11)$$

gdzie  $it$  oznacza numer iteracji, a  $E_{SpaCalcluster}$  energię klastra elektronowego mierzoną w kalorymetrze SpaCal. Dla pierwszej iteracji  $\Delta^1 g_{ic} = 0$ . Względny wkład danej celi do współczynnika niedokalibrowania jest zdefiniowany jako ułamek energii zdeponowanej w tej celi:

$$w_j^{zd} = \frac{E_j^{zd}(1 + \Delta^{it} g_j)}{E_{SpaCalcluster}^{zd}}. \quad (6.12)$$

Z definicji suma wag dla całego zdarzenia jest równa 1. Po wyliczeniu ważonego współczynnika niedokalibrowania wyśredniowanego po wszystkich zdarzeniach, można wyznaczyć poprawki do odczytu energii dla poszczególnych cel:

$$\Delta^{it+1} g_j = \Delta^{it} g_j - (\overline{\delta^{zd} w_j^{zd}} - 1). \quad (6.13)$$

Procedura iteracyjna jest kontynuowana aż do momentu, gdy dla wszystkich cel ważony współczynnik niedokalibrowania jest mniejszy od 0.002. Zwykle wystarcza parę iteracji.

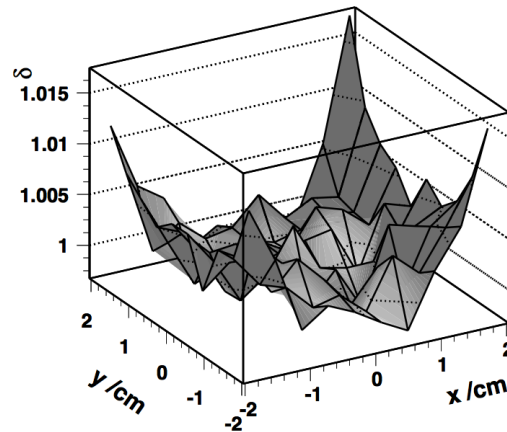
Do przeprowadzenia opisanej powyżej kalibracji, nazwanej metodą celi po celi (cell by cell), selekcyonowano zdarzenia z dobrze zrekonstruowanym wierzchołkiem oddziaływania oraz z elektronem w kalorymetrze SpaCal charakteryzującym się energią z okolic pikinematycznego tj.  $20 \text{ GeV} < E'_e < 32 \text{ GeV}$ , co pozwalało

odrzuć źle zrekonstruowane zdarzenia. Wymagano także, by elektron ten posiadał ślad w BST i BDC. Celem selekcji zdarzeń o niskim  $y$ , nałożono wymaganie  $\gamma_h < 80^\circ$  (czyli w przybliżeniu  $y < 0.15$ ). Ponadto, wymagano  $\gamma_h > 15^\circ$  (czyli około  $y > 0.002$ ), co miało ograniczyć wpływ zdarzeń z bardzo małym  $y$ , dla których niektóre hadronowe stany końcowe mogą zostać niezarejestrowane w związku z emisją w przedni obszar detektora. Natomiast poprzez warunek:  $|y_h - y_{DA}| / (y_h + y_{DA}) < 0.2$  usuwano zdarzenia ze źle zrekonstruowaną kinematyką.

Po wykonaniu kalibracji metodą celi po celi okazało się koniecznym wprowadzenie dodatkowych poprawek, które brały pod uwagę specyficzne problemy związane z budową i funkcjonowaniem detektora SpaCal.

### 6.2.2 Poprawka związana z miejscem uderzenia elektronu

W związku ze specyficzną budową detektora SpaCal obserwuje się pewne niewielkie efekty związane z konkretnym miejscem w celi kalorymetrycznej, które zostało uderzone przez badaną cząstkę. Mianowicie, gdy cząstka uderzyła w środek celi mamy lepszą dokładność pomiaru, gdyż większość energii jest rejestrowana. Natomiast, gdy uderzenie nastąpiło w krawędź, bądź róg celi, część energii jest tracona w martwym materiale i nie jest ona zarejestrowana. W związku z tym wprowadza się poprawkę  $\delta$  związaną z miejscem oddziaływania wewnątrz najgorętszej tzn. akumulującej najwięcej energii celi. Rysunek 6.7 przedstawia rozkład tej poprawki w zależności od położenia punktu oddziaływania (w funkcji współrzędnych  $x$  i  $y$ ) wewnątrz celi. Widać, że wewnątrz celi poprawka ta jest relatywnie niewielka, rośnie dla przypadków uderzeń w krawędź celi, a największa jest dla przypadków, dla których uderzenie nastąpiło w róg - tam poprawka ta może osiągać nawet 1.5%. Poprawka stosowana jest do zrekonstruowanej energii klastra.



Rysunek 6.7. Rozkład poprawek związanych z miejscem uderzenia elektronu w celę w funkcji położenia wewnątrz celi. [76]



### 6.2.3 Poprawka na przerwy między supermodułami

W związku z tym, że SpaCal, jak wspomniano w rozdz. 4.2.3, skonstruowany jest z tzw. supermodułów zawierających 16 cel, oprócz martwego materiału między poszczególnymi celami mamy dodatkową stratę w szparach między supermodułami. Poprawka na tę stratę robiona jest w funkcji  $R_{box} = \max(|x_{Sp}|, |y_{Sp}|)$ , gdzie współrzędne  $x_{Sp}$  i  $y_{Sp}$  określają miejsce uderzenia cząstki. Poprawka tego typu sięga 2% i jest tylko częściowo opisana przez symulację Monte Carlo.

### 6.2.4 Poprawka radialna

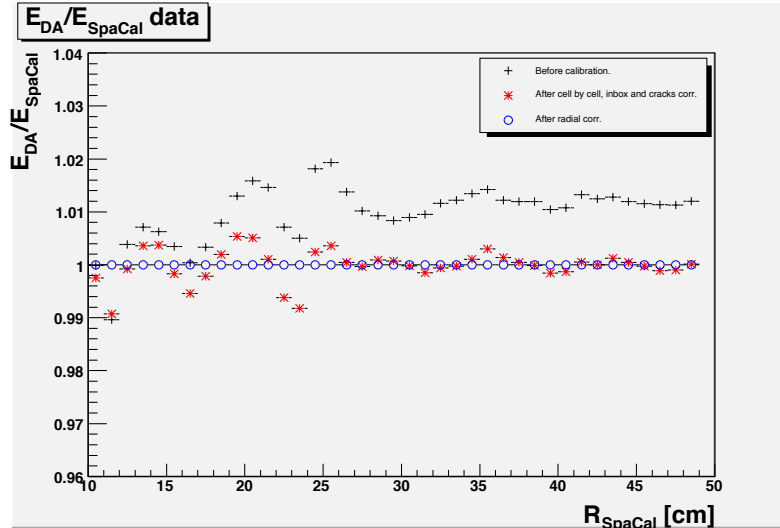
Ostatnią poprawką zastosowaną przy kalibracji kalorymetru SpaCal jest poprawka radialna, tzn. związana z odległością między środkiem detektora SpaCal, a klastrem utworzonym przez rozproszony elektron. Motywacją dla tej poprawki jest obserwacja fluktuacji energii klastra w detektorze SpaCal dla danych dochodząca do 1% dla promienia mniejszego od 25 cm - rys.6.8. Przyczyny tej fluktuacji, której nie obserwuje się w wysymulowanych danych, mogą być związane z martwym materiałem umieszczonym przed tylnymi detektorami, który mógł nie być uwzględniony w symulacji detektora.

Rysunek 6.8 pokazuje wyniki kalibracji dla danych H1 z roku 1999, a rysunek 6.9 analogiczne wyniki dla MC, które zostało poddane takim samym procesom kalibracyjnym jak dane. Krzyżykami zaznaczono dane przed analizą kalibracyjną, ale oczywiście po wstępnej kalibracji przeprowadzanej na poziomie rekonstrukcji - wspomnianej na początku tego rozdziału. Gwiazdki oznaczają wyniki po analizie podwójnego kąta metodą celi po celi i poprawkach na miejsce uderzenia cząstki wewnątrz celi i wewnątrz supermodułu. Widać, że w przypadku MC już po tej poprawce mamy doskonałą kalibrację z dokładnością do 0.2%. Kółkami zaznaczono końcową kalibrację po ostatecznych poprawkach. W skali rysunku nie są nawet widoczne fluktuacje poszczególnych punktów, gdyż kalibracja zrobiona jest z dokładnością 0.2 %.

Jak widać dokładność kalibracji sięga precyzji 0.1%, jednak dla oceny błędów systematycznych w analizach eksperymentu H1 przyjmuje się konserwatywnie niepewność skali energii kalorymetru SpaCal równą 0.3%. Należy zwrócić uwagę, że dokładność ta dotyczy wysokoenergetycznych elektronów (ok. 27 GeV). Zgodnie z analizą przeprowadzoną w [110] dla elektronów o energii niższej błąd ten jest większy - dla energii 7 GeV wynosi 2%. Dla elektronów o energii pomiędzy 7 GeV i 27 GeV przyjmuje się dokładność skali energetycznej wynikającą z liniowej ekstrapolacji między tymi dwoma wartościami.

## 6.3 Kalibracja kalorymetru ciekłoargonowego

Jak już wspomniano, oprócz detektora SpaCal, także kalorymetr ciekłoargonowy jest istotny dla przeprowadzanej analizy. Chodzi mianowicie o pomiar hadronowego stanu końcowego, który jest ważny przy wyznaczaniu zmiennych kinematycznych oraz wartości  $(E - p_z)$ , używanej przy odrzucaniu tła od fotoprodukcji i efektów radiacyjnych. W przypadku kalorymetru ciekłoargonowego - inaczej niż w przypadku



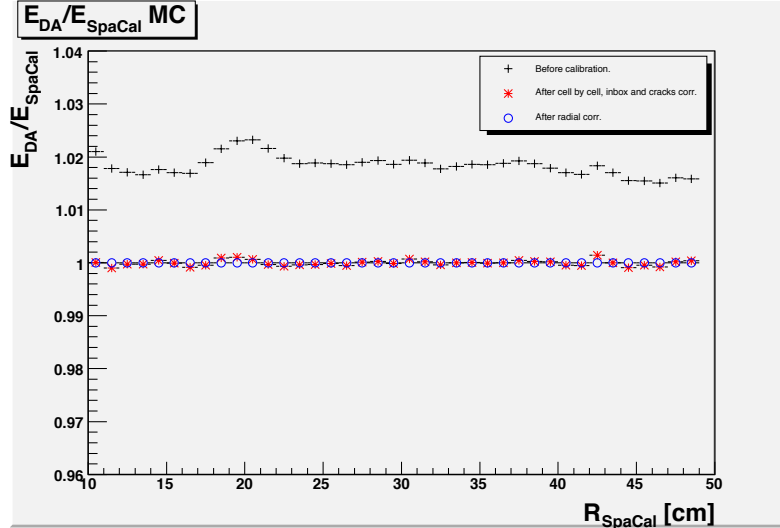
Rysunek 6.8. Dane H1 z 1999 roku przedstawiające wyniki kalibracji energii elektronu metodą podwójnego kąta celi po celi. Przedstawiona jest zależność stosunku energii rozproszonego elektronu mierzonej metodą podwójnego kąta ( $E_{DA}$ ) do energii mierzonej w detektorze SpaCal ( $E_{SpaCal}$ ) od promienia kalorymetru SpaCal. Krzyżyki oznaczają dane przed kalibracją, gwiazdki - dane po kalibracji ze wszystkimi poprawkami, oprócz poprawki radiacyjnej, kółka - po poprawce radiacyjnej.

detektora SpaCal - mamy do czynienia z wieloma cząstkami, tzw. hadronowym stanem końcowym, które są mierzone jako wiele oddzielnych depozytów energii w kalorymetrze i/lub trajektorii w detektorze śladów.

### 6.3.1 Hadronowe stany końcowe

Celem pomiaru hadronowych stanów końcowych w obszarze przednim i tylnym zawsze używana jest informacja kalorymetryczna. Inaczej jest w obszarze centralnym, gdzie mamy zarówno kalorymetr, jak i precyzyjnie działający detektor śladów. W przypadku cząstek o małych energiach pomiar za pomocą detektora śladów jest precyzyjniejszy niż pomiar kalorymetryczny, zaś dla dużych energii jest odwrotnie. Zestawiając informacje z tych dwóch detektorów można zoptymalizować pomiar energii hadronowego stanu końcowego. W tym celu zastosowana została specjalna procedura - zwana FSCOMB [83]. Ślady o całkowitym pędzie mniejszym niż 2 GeV są ekstrapolowane do powierzchni kalorymetru ciekłoargonowego i łączone z klastrami.<sup>11</sup> Jeśli klaster ma większą energię niż ślad to on jest używany do kalibracji, w przeciwnym wypadku używana jest informacja ze śladu. W obu przypadkach cele kalorymetryczne połączone z danym śladem są maskowane tzn. nie są uwzględniane w procedurze szukania klastra połączonego z następnym śladem. W ten sposób unikano podwójnego liczenia energii. Do procedury kalibracyjnej włączane są też

<sup>11</sup>Energia klastra wyznaczana jest jako suma energii wszystkich cel w promieniu 20 cm w elektromagnetycznej i 40 cm w hadronowej części kalorymetru ciekłoargonowego wokół osi wyznaczonej przez kierunek śladu.



Rysunek 6.9. Symulacja MC Django przedstawiająca wyniki kalibracji energii elektronu metodą podwójnego kąta celi po celi. Przedstawiona jest zależność stosunku energii rozproszonego elektronu mierzonej metodą podwójnego kąta ( $E_{DA}$ ) do energii mierzonej w kalorymtrze SpaCal ( $E_{SpaCal}$ ) od promienia detektora SpaCal. Krzyżyki oznaczają dane przed kalibracją, gwiazdki - dane po kalibracji z wszystkimi poprawkami, oprócz poprawki radiacyjnej, kółka - po poprawce radiacyjnej.

ślady o pędzie poprzecznym mniejszym niż 0.3 GeV, czyli takie, które nie osiągają powierzchni kalorymetru.

Szum w kalorymtrze może zaburzać pomiar energii. Szum definiuje się przy użyciu specjalnego algorytmu topologicznego. W obszarze centralnym, szumem nazywa się cele o energii poniżej 0.4 GeV oddalone od innych depozytów energetycznych o więcej niż 40 cm. W obszarze przednim jako szum rozpoznawane są cele o energii mniejszej niż 0.8 GeV i oddalone od innych depozytów energetycznych o więcej niż 20 cm. Szum jest odjęty od całkowitej sumy energii zebranej w ciekłym argonie. Algorytm wyznaczający poziom tła jest dokładnie przetestowany przy użyciu symulacji.

### 6.3.2 Metoda Lagrange'a kalibracji kalorymetru ciekłoargonowego

Kalibracja hadronowego stanu końcowego jest wykonana przy użyciu tzw. metody Lagrange'a [84] wykorzystującej bilans w pędzie poprzecznym między rozproszonym elektronem ( $p_T^e$ ) i hadronowym stanem końcowym ( $p_T^{had}$ ):

$$p_T^{had} + p_T^e = \sum_h E_h \sin \gamma_h + E'_e \sin \Theta_e = 0, \quad (6.14)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach hadronowego stanu końcowego. Z powodu małej wartości pędu poprzecznego w przypadku cząstek emitowanych w skrajnie przedni i skrajnie tylny obszar kalorymetru metoda ta jest raczej nieczuła na straty cząstek w tych obszarach, czyli np. na dżet z resztek protonowych. Elektron użyty w tych obliczeniach posiada już dokładnie skalibrowaną energię i dokładnie

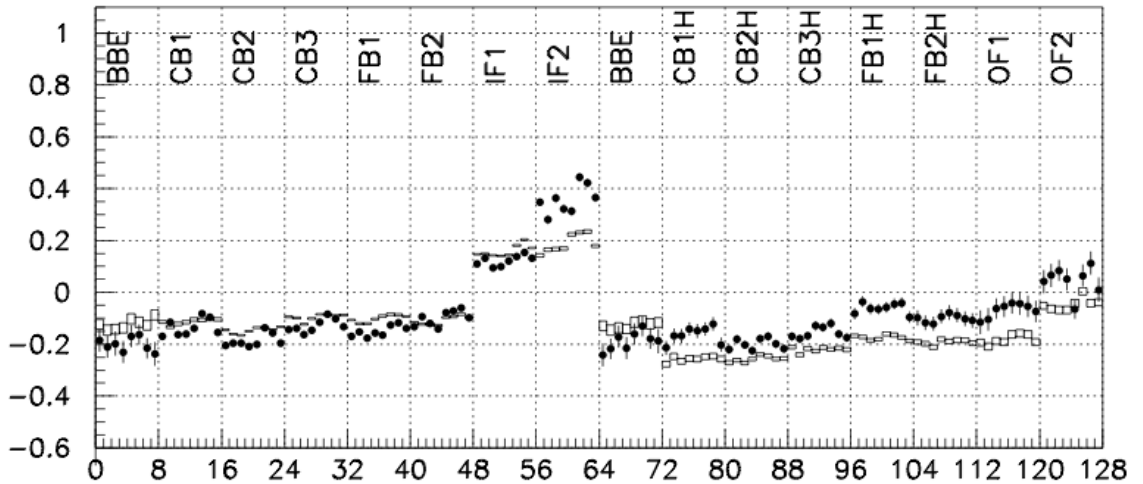
zmierzony kąt biegunowy w BST i BDC. Pęd poprzeczny hadronów można rozłożyć na sumę składowych pochodzących z pomiarów w detektorze śladowym ( $p_T^{Tr}$ ), kalorymetrze ciekłoargonowym ( $p_T^{LAr}$ ) i kalorymetrze SpaCal ( $p_T^{Sp}$ ) pomniejszoną o pęd poprzeczny szumu ( $p_T^{noise}$ ):

$$p_T^{had} = p_T^{LAr} + p_T^{Tr} + p_T^{Sp} - p_T^{noise}. \quad (6.15)$$

W procedurze kalibracyjnej celem znalezienia współczynników kalibracyjnych dokonuje się minimalizacji, metodą najmniejszych kwadratów, następującego funkcjonału:

$$L = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left( p_T^e - (p_T^{Tr} + p_T^{Sp} - p_T^{noise}) - \sum_{j=1}^M \alpha_j E_j^i \sin \Theta_j^i \right)^2. \quad (6.16)$$

Pierwsza suma przebiega po wszystkich N zdarzeniach, zaś druga po wszystkich M częściach kalorymetru ciekłoargonowego - tzn. zgodnie ze strukturą tegoż kalorymetru dzielimy go na 8 pierścieni, z których każdy składa się z ośmiu oktantów i dwóch części: elektromagnetycznej i hadronowej. Daje to łącznie 128 składowych do kalibracji.



Rysunek 6.10. Wielkość poprawek kalibracyjnych dla kalorymetru ciekłoargonowego. Na osi y zaznaczono poprawkę kalibracyjną  $\alpha_j - 1$ . Pełnymi punktami zaznaczono wyniki dla danych z 2000 roku, zaś pustymi kwadratami wyniki dla MC. Zaznaczone są wszystkie stałe kalibracyjne. Położenie poszczególnych części detektora można, dzięki symbolicznym oznaczeniom, odczytać z rysunku 4.2. [85]

Zdolność rozdzielcza  $\sigma_i$  jest przyjęta za stałą, zaś pęd poprzeczny szumów  $p_T^{noise}$  można zaniedbać w związku z faktem, iż jest on rozłożony równomiernie w kącie azymutalnym. Wymaganie minimalizujące:  $\partial L / \partial \alpha_j = 0$  prowadzi do układu M równań liniowych, który rozwiązywany jest metodą macierzową. W ten sposób otrzymuje się stałe kalibracyjne dla danych i dla symulacji Monte Carlo. Przykładowe wartości

tych stałych dla roku 2000 pokazano na rysunku 6.10. Czarnymi punktami zaznaczono stałe dla danych, a pustymi kwadratami stałe dla Monte Carlo. W przypadku części elektromagnetycznej widać dobrą zgodność między stałymi kalibracyjnymi dla danych i MC, zaś dla części hadronowej - zwłaszcza w obszarze przednim - różnice są największe.

Szczegóły podobnych analizy tj. pozycjonowania, kalibracji i wyznaczania wszystkich poprawek niezbędnych do dokładnego pomiaru funkcji struktury w eksperymencie ZEUS można znaleźć w [86].

## 7 Dane użyte w omawianej analizie

Celem przedstawienia jak najpełniejszego obrazu pomiaru funkcji struktury na akceleratorze HERA przedstawione będą wyniki z wielu analiz przeprowadzonych w eksperymentach H1 i ZEUS na HERA. Podstawowe informacje na temat danych z różnych okresów, które będą użyte w tej pracy zaprezentowano w tabeli (7.1). Nazwa poszczególnych okresów zbierania danych użyta w kolumnie “próbka” stanowi definicję określenia, jakie dla danej próbki danych będzie używane w dalszej części pracy.

Tabela 7.1. Podstawowa charakterystyka używanych próbek danych,  $vtx$  oznacza wierzchołek oddziaływania, a  $L$  świetlność.

próbka	eksperyment	okres	$E_p$	$E_e$ [GeV]	$vtx$ [cm]	$L$ [ $pb^{-1}$ ]
NVX	H1	XI-XII 1999	920	27.6	0	2.1
SVX	H1	lato 2000	920	27.6	+70	0.505
HER	H1 ZEUS	2003-7 2006-7	920	27.6	0	97.6 44.5
MER	H1 ZEUS	2007	575	27.6	0	6.2 7.1
LER	H1 ZEUS	2007	420	27.6	0	12.4 13.9
NVX2000	H1	2000	920	27.6	0	22.1
NVX96/97	H1	1996-7	820	27.6	0	20
ZEUS97	ZEUS	1996-7	820	27.6	0	30
BPC/BPT	ZEUS	1995 1997	820	27.6	0	1.65
SVX95Z	ZEUS	1995	820	27.6	+70	0.236
SVX95	H1	1995	820	27.6	+70	0.114

Dwie podstawowe próbki danych omawiane w tej analizie, to dane oznaczone NVX i SVX. Oprócz szczegółowych informacji zamieszczonych w tabeli, warto dodać, iż :

- NVX - to dane nabierane w dedykowanym okresie z uproszczonym układem trygerów, aby uzyskać wysoką efektywność zbierania danych i by zminimalizować błędy systematyczne.
- SVX - to dane zbierane także w relatywnie krótkim, dedykowanym okresie przy uproszczonej konfiguracji trygera i przy wierzchołku oddziaływania przesuniętym o 70 cm w kierunku wiązki protonowej. Przesunięcie wierzchołka miało umożliwić pomiar zdarzeń o mniejszym przekazie czteropędu  $Q^2$ .

W tej pracy dużo uwagi będzie poświęcone także analizie podłużnej funkcji struktury przeprowadzonej w eksperymentach H1 i ZEUS. Do analizy tej wykorzystane były następujące próbki danych:

- HER - do tej próbki eksperyment ZEUS zaliczył dane zbierane przy zderzeniach wiązek o nominalnej energii w 2006 i 2007 roku, zaś H1 do pierwszej publikacji na temat pomiaru  $F_L$  [107] dane z 2007 roku o świetlności  $21.6 pb^{-1}$ , zaś do późniejszych prac dane z lat 2003-2007.

- MER - dane zbierane przy średniej energii wiązki protonowej i niezmięnionej energii wiązki elektronowej.
- LER - dane nabierane przy niskiej energii wiązki protonowej i nominalnej energii wiązki elektronowej.

Warto też wspomnieć , że dane oznaczone w tabeli BPC/BPT pochodzą z okresu kiedy ZEUS wyposażony był w detektory BPC (1995) i BPC wraz z BPT (1997) - wspomniane w rozdziale 4.3 - i dzięki temu dane te pokrywają obszar najniższego  $Q^2$  i  $x$  jaki był mierzony na HERA, tj.  $0.045 < Q^2 < 0.65 \text{ GeV}^2$  i  $6 \cdot 10^{-7} < x < 10^{-3}$ .

## 8 Niepewności pomiarowe

Przy pomiarach fizycznych niepewności dzieli się najogólniej na niepewności wynikające ze skończonej statystyki danych oraz niepewności związane z ograniczoną dokładnością użytych urządzeń i metod pomiarowych. W pierwszym przypadku mówi się o niepewnościach statystycznych, w drugim o niepewnościach systematycznych. W kolejnych paragrafach tego rozdziału omówione zostaną: niepewności statystyczne, niepewność pomiaru świetlności, a potem inne niepewności systematyczne podzielone na niepewności skorelowane i nieskorelowane.

### 8.1 Niepewność statystyczna

Niepewność statystyczna pomiaru przekroju czynnego wiąże się z ograniczoną statystyką danych i symulacji MC dostępnych do analizy.

Jak zostanie pokazane w rozdziale 11.8, mierzony przekrój czynny zależy od statystyki danych i symulacji Monte Carlo (patrz równanie 11.14) poprzez człon:

$$\frac{N_{dane} - N_{tlo}}{N_{MC}}, \quad (8.1)$$

gdzie  $N_{dane}$  jest liczbą zdarzeń pochodzących z danych rzeczywistych, które spełniają wymogi selekcji DIS opisane w rozdziale 9,  $N_{tlo}$  i  $N_{MC}$  - definiowane są odpowiednio jako suma wag zdarzeń tła i zdarzeń DIS przeżywających tą samą selekcję jak dane, a pochodzących z symulacji Monte Carlo użytych w analizie tj.  $N_{tlo} = \sum_i w_{tlo,i}$  i  $N_{MC} = \sum_i w_{MC,i}$ .

Statystyczna niepewność liczby zdarzeń w danym przedziale pomiarowym, to pierwiastek z sumy kwadratów wag tychże zdarzeń:

$$\Delta N_{tlo} = \sqrt{\sum_i w_{tlo,i}^2}, \quad (8.2)$$

$$\Delta N_{MC} = \sqrt{\sum_i w_{MC,i}^2}, \quad (8.3)$$

$$\Delta N_{dane} = \sqrt{\sum_i 1} = \sqrt{N_{dane}}. \quad (8.4)$$

Sumaryczna względna niepewność statystyczna pomiaru przekroju czynnego lub funkcji struktury  $F_2$  wynosi:

$$\frac{\Delta F_2}{F_2} = \sqrt{\frac{(\Delta N_{dane})^2 + (\Delta N_{tlo})^2}{(N_{dane} - N_{tlo})^2} + \left(\frac{\Delta N_{MC}}{N_{MC}}\right)^2}. \quad (8.5)$$

Biorąc pod uwagę statystykę dostępną dla pomiaru funkcji struktury niepewność statystyczna jest zwykle rzędu 0.5-5% w zależności od analizowanej próbki danych i obszaru kinematycznego.



## 8.2 Niepewności systematyczne pomiaru świetlności

Jak wyjaśniono w rozdziale 4.4 do pomiaru świetlności używa się procesu Bethgo-Heitlera. Dokładny pomiar świetlności wymaga bardzo dobrego zrozumienia optyki wiązki elektronowej, akceptancji detektora fotonowego i jej zmian wraz ze zmieniającymi się parametrami wiązki, jak też kalibracji skali energetycznej tegoż detektora fotonowego.

Struktura czasowa oddziaływań  $ep$  jest scharakteryzowana oddziaływaniem protonów z głównego pęczka oraz pęczków oddalonych od niego o 4.8 ns (ok. 70 cm), czyli tzw. satelitów. Niedokładności związane z szacowaniem procentu zdarzeń pochodzących z oddziaływań z satelitami także wchodzi w skład globalnego błędu pomiaru świetlności.

Błąd pomiaru świetlności wpływa na tzw. niepewność normalizacji tzn. dotyczy wszystkich pomiarów jednocześnie i w takim samym stopniu.

W zależności od tego dla jakiego eksperymentu i przedziału czasu wykonano dany pomiar, niepewność pomiaru świetlności nieco się różni. W tabeli 8.1 pokazano niepewności pomiaru świetlności dla ważniejszych próbek danych omawianych w tej analizie.

Tabela 8.1. Niepewności pomiaru świetlności dla różnych próbek danych.

próbka	eksperyment	niepewność pomiaru świetlności [%]
NVX	H1	1.1
SVX	H1	3.
HER	ZEUS	2.6
MER	ZEUS	2.6
LER	ZEUS	2.6
HER	H1	3.
MER	H1	4.
LER	H1	4.
NVX2000	H1	1.5

## 8.3 Niepewności systematyczne - nieskorelowane

Nieskorelowane niepewności wpływają na pomiar niezależnie w każdym przedziale pomiarowym. Typowym przykładem źródła takiego błędu jest niedoskonały opis wydajności rekonstrukcji toru elektronu, bądź też wydajność rekonstrukcji wierzchołka lub poprawki radiacyjne.

Tabela 8.2 przedstawia zestawienie najistotniejszych nieskorelowanych niepewności systematycznych i ich wielkości dla analizy danych NVX i SVX.

## 8.4 Niepewności systematyczne - skorelowane

Systematyczne niepewności skorelowane mają wpływ na wszystkie przedziały pomiarowe, choć ich efekt może zależeć od obszaru kinematycznego. Zakłada się,

Tabela 8.2. Niepewności systematyczne nieskorelowane

źródło	wielkość
wydajność BST	1 (NVX) - 2 (SVX)%
wydajność BDC	1.5%
CT wydajność rekonstrukcji wierzchołka	2-10% (gdy użyte BDC)
wydajność trygera	0.7-1.1%
poprawki radiacyjne	0.5%

że niepewności kalibracyjne, bądź niepewności poprawiających procedur mogą być szacowane poprzez skorelowane przesunięcie zakresu całej analizy o wartość danej niepewności. Wielkość niepewności systematycznej dla danego przedziału pomiarowego i określonej metody pomiarowej (np. metody rekonstrukcji) wyznaczana jest za pomocą symulacji MC. Względna niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego jest zdefiniowana jako stosunek różnicy pomiędzy zmierzonym przekrojem czynnym  $\sigma$  i przekrojem czynnym  $\sigma(V_i)$ , wyznaczonym przy zmianie wielkości  $V_i$  obarczonej niepewnością o wartość tej niepewności, do zmierzonego przekroju czynnego  $\Delta(\sigma(V_i)) = (\sigma - \sigma(V_i))/\sigma$ .

Względny błąd systematyczny może być dodatni lub ujemny zależnie od źródła błędu, obszaru kinematycznego i metod rekonstrukcji.

Dla analizy danych NVX i SVX można wyróżnić następujące źródła skorelowanych niepewności:

- skala energii dla kalorymetru SpaCal - 0.2% dla energii rozproszonego elektronu  $E'_e = 27.6$  GeV liniowo rosnąca do 1% dla  $E'_e = 2$  GeV.
- niepewność pomiaru kąta biegunowego - 0.2 mrad - dla analizy opartej na BST i 0.5 mrad - dla analizy opartej na BDC i wierzchołku z centralnego detektora śladowego. Typowy błąd przekroju czynnego związany z tą niedokładnością wynosi około 1%.
- niepewność hadronowej skali energetycznej - składa się z paru źródeł: niepewności kalibracji kalorymetru ciekłoargonowego (2%), niepewności kalibracji hadronowej części kalorymetru SpaCal (5%). Sumarycznie wszystkie te przyczynki dają niepewność od 10% dla  $y = 0.001$  do 2% dla  $y \geq 0.01$  zmieniającą się liniowo z  $\log y$ .
- niepewność wynikająca z niedokładnie szacowanego szumu w kalorymetrze ciekłoargonowym. Szum w kalorymetrze ciekłoargonowym jest określany z dokładnością do 10%. Propaguje się on na niepewność pomiaru przekroju czynnego poprzez wielkość  $E - p_z$ , która użyta jest w selekcji przypadków, a także w definicji zmiennych kinematycznych metodą  $\Sigma$  (patrz rozdział 3). Dlatego też największy wpływ od tej niepewności występuje dla małych wartości  $y$ , tzn. w obszarze gdzie do rekonstrukcji zmiennych kinematycznych używana jest metoda  $\Sigma$ .

- normalizacja tła od fotoprodukcji jest wykonana z dokładnością do 15%.

Przy pomiarze podłużnej funkcji struktury zakres kinematyczny jest trochę inny, co powoduje, że także błędy systematyczne mają inne wartości. I tak w eksperymencie H1 mamy:

- niepewność pomiaru energii w detektorze SpaCal - 0.4% dla dużych  $E'_e$  ( $\sim 27$  GeV) i rosnąca do 1% dla  $E'_e$  rzędu 3 GeV,
- niepewność pomiaru kąta biegunowego elektronu - 1 mrad,
- niepewność hadronowej skali energetycznej - 4% ,
- normalizacja tła od fotoprodukcji (rozdział 11.5.1) - 30% ,
- asymetria ładunku tła ( rozdział 11.5.1) - 0.6%,
- wydajność rekonstrukcji śladu leptonu i rekonstrukcji wierzchołka oddziaływania jest szacowana na 0.2-1 %. Dla dużych  $y$ , gdzie wymagania dotyczące śladu są bardziej rygorystyczne niepewność ta wynosi 1%.

Natomiast w eksperymencie ZEUS przy pomiarze podłużnej funkcji struktury dominujące są następujące niepewności:

- niepewność skali energetycznej przy pomiarze energii rozproszonego elektronu - 0.5% dla  $E'_e$  powyżej 20 GeV wzrastająca do 1.9% dla  $E'_e$  równej 6 GeV - daje to maksymalny wpływ na przekrój czynny 4.4%,
- niepewność energetycznej skali hadronowej - 2%; maksymalny wpływ na przekrój czynny - 4.1%,
- niepewność szacowania tła od fotoprodukcji - 10%; maksymalny wpływ na przekrój czynny - 2%,
- niepewność identyfikacji elektronu - oszacowana za pomocą zmiany parametrów algorytmu szukającego elektronu. Wpływ na przekrój czynny - maksymalnie 1.8%, różny w różnych obszarach kinematycznych,
- niepewność położenia detektorów użytych do identyfikacji elektronu; maksymalny wpływ na przekrój czynny - 3%,
- niepewność wynikająca z ograniczonej wydajności w znajdowaniu punktów pomiarowych, czyli uderzeń cząstek w korytarzu łączącym wierzchołek oddziaływania z klastrem elektronowym (procedura wyjaśniona w rozdziale 9) - maksymalny wpływ na przekrój czynny - 3.7%,
- 10% - niepewność czynników skalujących, jakie trzeba było uwzględnić celem uzyskania poprawnego opisu dyfrakcyjnej części zdarzeń MC użytych w analizie; maksymalny wpływ na przekrój czynny - 0.7% .

## 8.5 Obliczenie niepewności całkowitej

Całkowita niepewność systematyczna jest obliczana jako pierwiastek z sumy kwadratów niepewności skorelowanych i nieskorelowanych. Całkowita doświadczalna niepewność jest pierwiastkiem z sumy kwadratów niepewności statystycznej i systematycznej. W zależności od okresu z jakiego pochodzą dane, jak też obszaru kinematycznego różne przyczynki mogą być dominujące. I tak np. dla obszaru dużego  $y$  często przeważa wkład od normalizacji tła od fotoprodukcji, zaś w obszarze mniejszego  $y$  zaczynają dominować niepewności związane z elektromagnetyczną i hadronową skalą energetyczną. Dla pomiarów o dużej statystyce danych góruje niepewność systematyczna. Jednak np. przy pomiarze podłużnej funkcji struktury, gdzie statystyka danych dla niskiej i średniej energii jest ograniczona, w niektórych przedziałach pomiarowych niepewności statystyczna i systematyczna są podobnego rzędu lub wręcz dominuje niepewność statystyczna.

Dla pomiarów podłużnej funkcji struktury typowa niepewność całkowita wynosi 3-5%. Dla pomiarów H1 opartych na danych NVX i SVX niepewność całkowita pomiaru przekroju czynnego wynosi ok. 2-3%. Zaś dla pomiarów wysokiej precyzji opartych na uwspólnionych danych H1 i ZEUS z okresu HERA I i HERA II całkowita niepewność pomiaru przekroju czynnego w obszarze  $3 \leq Q^2 \leq 500 \text{ GeV}^2$  została zredukowana poniżej 1.5%.

## 9 Selekcja zdarzeń

Selekcja danych ma za zadanie taki wybór zdarzeń DIS by jak najbardziej oczyścić użytą próbkę z procesów tła, bez jednoczesnego wprowadzania błędu systematycznego (bias) do pomiaru. Dlatego też zwykle starano się utrzymać liczbę warunków selekcyjnych (tzw. cięć) tak niską, jak tylko możliwe. Cięcia sprowadzają się najczęściej do pewnych wymagań dotyczących elektronu, bez wymagań dotyczących hadronowych stanów końcowych. Dzięki temu wyselekcjonowana próbka jest inkluzywna. Eksperyment H1 używając analizy opartej na BST jest w stanie akceptować nawet zdarzenia nie posiadające dobrze zrekonstruowanego wierzchołka za pomocą centralnego detektora śladów - np. niektóre dyfrakcyjne procesy DIS.

Preselekcja zdarzeń zaczyna się na poziomie trygera. W analizie danych SVX i NVX użyto 3 trygerów: S0, S3 i S9 [16]. Warunki trygerowe oparte są głównie na żądaniach określonych depozytów energetycznych w elektromagnetycznej części detektora SpaCal. Trzy różne progi są użyte - najniższy z nich (S9) daje dostęp do danych o największym  $y$ . W związku z tym, że znaczna część tła dla niskich energii jest emitowana w bliską oś  $z$  część detektora SpaCal, oprócz cięcia na próg energetyczny stosuje się też warunek na promień wewnętrzny w detektorze SpaCal poniżej którego zdarzenia nie są akceptowane. Dodatkowo dla trygera S9 wymagany jest taki układ uderzeń w komorach proporcjonalnych CIP-COP by można było znaleźć co najmniej jeden ślad wychodzący z wierzchołka oddziaływania. W tabeli 9.1 zestawiono warunki trygerów użytych we wspomnianych analizach.

*Tabela 9.1. Warunki trygerów użytych w analizie danych SVX i NVX. Minimalny  $R_{SpaCal}$  oznacza minimalny promień w detektorze SpaCal od którego zaczynamy uwzględniać depozyty energetyczne.*

Nazwa trygera	Próg energetyczny	Minimalny $R_{SpaCal}$	Warunek na ślad
S3	12 GeV	10 cm	-
S0	6.5 GeV	12 cm	-
S9	2 GeV	15 cm	CIP-COP ślad

Podstawowym wymogiem selekcji zdarzeń jest identyfikacja rozproszonego elektronu. Jak już wspomniano, jako elektron identyfikuje się klaster o największej energii, bądź o największym pędzie poprzecznym. Dla dużych energii najczęściej stosuje się hierarchię opartą na maksymalnej energii. Generalnie, różnice powstałe z zastąpienia selekcji opartej na największej energii selekcją opartą na największym pędzie poprzecznym prowadzą do różnic na poziomie przekroju czynnego nie większych niż 1%. W obszarze wysokich energii rozproszonego elektronu ( $> 15$  GeV) mamy do czynienia z sygnałem wolnym od tła i dobór cięć selekcyjnych może ograniczyć się do wymagań dających lepszą wydajność metod rekonstrukcji. Inaczej jest dla obszaru dużego  $y$ , czyli obszaru o niewielkiej energii rozproszonego elektronu ( $< 15$  GeV). Tutaj cięcia selekcyjne będą miały głównie za zadanie redukcję tła. Specyficzna

wielkość cięć selekcyjnych na energię elektronu zależy także od wydajności trygera w danym obszarze. Najczęściej cięcia te są tak dobrane, by pozostać w obszarze 100% wydajności trygera.

Identyfikacja elektronu i dokładne określenie jego kąta biegunowego bazuje także na rekonstrukcji śladu. W przypadku eksperymentu H1 można wyróżnić dwie analizy biorąc pod uwagę sposób znajdowania śladu elektronu: analizę opartą na BDC i analizę opartą na BST.

Rekonstrukcja BDC zaczyna się od linii łączącej wierzchołek centralny z klastrem w detektorze SpaCal, jako kąt biegunowy elektronu przyjmuje się kąt biegunowy środka ciężkości klastra w detektorze SpaCal. Kąt azymutalny wyznacza się metodą najmniejszych kwadratów. Dopasowanie bierze pod uwagę położenie centralnego wierzchołka, położenie środka ciężkości klastra w detektorze SpaCal oraz wszystkie uderzenia w BDC w korytarzu wokół kolejnych przybliżeń toru elektronu. Początkowo bierze się korytarz o szerokości 5 cm i stopniowo zawęża się go do wielkości pięć razy większej od zdolności rozdzielczej BDC. Zakłada się, że klastery w detektorze SpaCal jest połączony z BDC, jeśli w końcowej iteracji zostają co najmniej 4 uderzenia w korytarzu i jeśli odległość między śladem - przedłużonym do  $z$  równego  $z$ -owej składowej klastra w detektorze SpaCal - a klastrem nie przekracza 2.5 cm.

Rekonstrukcja BST zaczyna się od klastra w detektorze SpaCal. Najpierw wybierane są trzy sektory  $r$ -sensorów, które znajdują się w kącie azymutalnym takim, jak elektron i które zawierają uderzenia (hity). Współrzędne  $r$  uderzeń zarejestrowanych w wyselekcjonowanych sensorach są rzutowane, wzdłuż linii łączącej to uderzenie z klastrem w detektorze SpaCal, na najbardziej zewnętrzną płaszczyznę BST. Używając techniki histogramującej, uderzenia te są następnie zestawiane i linia łącząca szczyt histogramu i klastery w detektorze SpaCal jest użyta jako wstępna estymacja śladu. Znalezienie końcowego śladu przebiega podobnie jak w przypadku BDC, tzn. używając metody iteracyjnej i minimalizacji metodą najmniejszych kwadratów. Wkład od każdego uderzenia ważony jest eksponencjalnym czynnikiem zależnym od jego odległości od śladu, a także od parametru definiującego efektywną szerokość korytarza wykreślonego wzdłuż śladu. Początkowa szerokość korytarza jest równa zdolności rozdzielczej detektora SpaCal i stopniowo jest ona zmniejszana do 5-krotnej zdolności rozdzielczej BST. Rekonstrukcja w  $u$ -sensorach robiona jest na bazie znalezionej uprzednio śladu z sensorów  $r$ . Wymagane są co najmniej trzy uderzenia w sektory  $u$  związane z uderzeniami w sektory  $r$  użyte do utworzenia śladu. W związku z wysokim stosunkiem sygnału do szumu rejestrujemy bardzo niewiele uderzeń pochodzących od szumu. Dodatkowo tło jest w dużym stopniu zredukowane poprzez wymaganie śladu w sektorach  $r$ . Dla pozostałych przypadków z wieloma uderzeniami tworzy się wszystkie możliwe ślady i wybiera ten, który najlepiej pasuje do położenia klastra w detektorze SpaCal. Uderzenia w sektorach  $u$  są łączone z uderzeniami w sektorach  $r$ , gdzie te ostatnie są ekstrapolowane wzdłuż śladu  $r$  do pozycji  $z$ -owej sensorów  $u$ . Następnie przeprowadzana jest transformacja z  $(r,u) \rightarrow (x,y)$ . Dopasowanie wycinka okręgu uwzględniające położenie wierzchołka oddziaływania pozwala znaleźć krzywiznę toru, a stąd ładunek cząstki i jej pęd.

Mimo, iż specyficzne algorytmy znajdowania wierzchołka, elektronu, dopasowywania śladu i usuwania tła są inne dla poszczególnych eksperymentów odzwierciedlając różnice w budowie detektora, jednak podstawowe wymagania selekcyjonujące przypadki pozostają podobne, różniąc się tylko nieznacznie wielkością odpowiednich cięć. W tabeli 9.2 zebrano dla przykładu warunki selekcyjne dla trzech różnych analiz.

*Tabela 9.2. Główne cięcia selekcyjne. Kolejne wiersze opisują poszczególne warunki selekcyjne: minimalną energię rozproszonego elektronu, dopuszczalne odchylenie położenia wierzchołka oddziaływania od położenia nominalnego, maksymalny promień klastra elektronowego, minimalny stosunek pędu poprzecznego hadronów do pędu poprzecznego elektronu, maksymalny stosunek energii hadronowej klastra elektronowego do energii elektromagnetycznej tego klastra, ograniczenia na  $E - p_z$ .*

Cięcie	H1 NVX	H1 $F_L$	ZEUS $F_L$
en. elektronu	$> 7 \text{ GeV}$	$> 3.4 \text{ GeV}$	$> 6 \text{ GeV}$
$ z \text{ wierzchołka} $	$< 35 \text{ cm}$	$< 30 \text{ cm}$	$< 35 \text{ cm}$
promień klastra el.	$< 4 \text{ cm}$	$< 5 \text{ cm}$	
$p_{T,h}/p_{T,e}$	$> 0.3$	$> 0.3$	$> 0.3$
$E_{had}/E_e$	$< 0.15$	$< 0.15$	
$E - p_z$	$> 35 \text{ GeV}$	$> 35 \text{ GeV}$	$> 42 \text{ GeV}, < 65 \text{ GeV}$

W większości analiz wymaga się weryfikacji elektronu poprzez znalezienie śladu lub jego części na odcinku łączącym wierzchołek oddziaływania z klastrem elektronowym. Jak opisano powyżej, w H1 wykorzystuje się do tego celu BST lub BDC, zaś w przypadku eksperymentu ZEUS warto wspomnieć końcowy okres HERA I, kiedy to badanie zdarzeń z elektronem rozproszonym pod małym kątem wspomagane było specjalnie zainstalowanymi detektorami BPC i BPT [61]. Detektory te pozwalały rozszerzyć obszar kinematyczny dostępny dla pomiaru funkcji struktury protonu do bardzo małych wartości  $x$  ( $\sim 10^{-6}$ ) i  $Q^2$  ( $\sim 0.05$ ). Pomiar energii rozproszonego elektronu następował w BPC, zaś dzięki BPT uzyskiwano informacje o śladach, która bardzo pomagała w tłumieniu tła od wiązki i neutralnych cząstek np. pionów, które mogły być mylnie rozpoznane jako elektron oraz pozwalała na lepszą kontrolę niepewności systematycznych związanych z zależnymi od położenia poprawkami na energię mierzoną w BPC. Rzut kąta rozproszenia elektronu na płaszczyznę  $xz$  tj.  $\Theta_x$ , współrzędna  $x$  w BPC oraz podłużna współrzędna wierzchołka oddziaływania  $z_{vtx}$  były określane poprzez rekonstrukcję śladu w BPT jako linii prostej łączącej punkty uderzenia w obu płaszczyznach i zakładając przeciętną wartość dla x-owej współrzędnej wierzchołka oddziaływania wyznaczonego na podstawie CTD (centralnego detektora śladów). Studia przeprowadzone na symulowanych zdarzeniach pokazały, że wpływ pola magnetycznego jest zaniedbywalny. Wielkość  $\Theta_y$  była rekonstruowana z pozycji kaskady w BPC. Kąt rozproszenia elektronu wyznaczano jako  $\Theta_e = \sqrt{\Theta_x^2 + \Theta_y^2}$ . Średnia zdolność rozdzielcza  $\Delta\Theta_e$  była równa 0.2 mrad, a zdolność rozdzielcza pomiaru wierzchołka  $\Delta z_{vtx} = 3 \text{ cm}$ .

W okresie HERA II detektory BPC i BPT nie były już dostępne w eksperymencie ZEUS, więc - w związku z brakiem dobrze pracującego tylnego detektora śladów - dla pomiaru  $F_L$  opracowano specjalną metodę przeprowadzającą korytarz między wierzchołkiem oddziaływania i klastrem w kalorymetrze i szukającą w nim punktów świadczących o przejściu cząstki tzw. uderzeń. Procedura ta oparta jest na liczeniu stosunku liczby uderzeń w MVD i CTD do maksymalnej liczby możliwych uderzeń. Wymaga się by stosunek ten był większy od 0.45 w przypadku MVD i 0.6 w przypadku CTD. Pozwala to na zwiększenie obszaru akceptancji elektronów emitowanych w tylny obszar detektora. Przy wymaganiu pełnego śladu można mierzyć elektrony emitowane pod kątem mniejszym od  $159^\circ$ , zaś metoda oparta na badaniu stosunku uderzeń pozwala rozszerzyć ten obszar do  $169^\circ$ .

Weryfikacja elektronu za pomocą śladu umożliwia między innymi znaczną redukcję tła od klastrów fotonowych pochodzących z rozpadu  $\pi$  i często mylnie interpretowanych jako klastry elektronowe. Tło od fotoprodukcji jest dodatkowo usuwane poprzez cięcie  $E - p_z$ . Cięcie to jest równoważne wymaganiu, by wszystkie cząstki ważne dla opisu kinematyki zdarzenia były mierzone w detektorze. Tak, więc ucieczka elektronu do rury akceleratora będzie od razu zauważona w tym bilansie. Ponadto cięcie to usuwa zdarzenia w których elektron przed oddziaływaniem emituje wysokoenergetyczny foton - ISR.

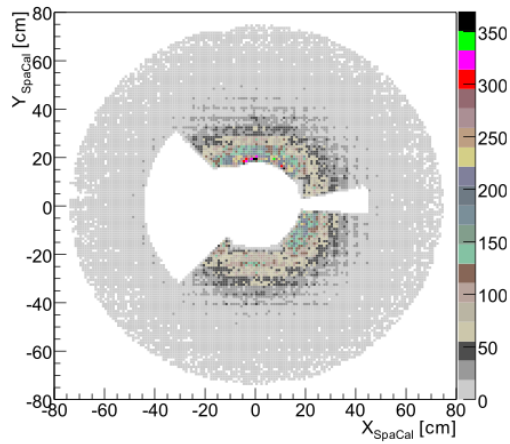
Dla bardzo małych wartości  $y$  (dużego  $x$ ) hadrony mogą być rozproszone pod bardzo niewielkimi kątami (bardzo mocno do przodu) unikając detekcji. Dla zdarzeń o niskim  $Q^2$  straty te są szczególnie silne dla przypadków z niskim kwadratem masy układu foton-proton  $W^2 = Q^2(1-x)/x + M_p^2$ . Tego typu konfiguracja nie jest obecna w symulacji MC Django, dlatego takie straty kontroluje się poprzez wymaganie balansu w pędzie poprzecznym między hadronowymi stanami końcowymi i elektronem.

Wymaganie, by wierzchołek był zrekonstruowany w zakresie współrzędnej  $z \pm 30$  (35) cm od nominalnego miejsca oddziaływania usuwa przypadki oddziaływania pochodzącego od satelitów protonowych. Satelity te nie są symulowane w MC, więc powinny być usunięte z danych. Średnie przesunięcie satelitów przednich lub tylnych w stosunku do głównego pęczka protonowego wynosi 70 cm, tak więc powyższe cięcie skutecznie je usuwa praktycznie nie naruszając protonów z właściwego pęczka.

Dodatkowo dla każdej analizy opracowano zestaw cięć wykluczających nieefektywnie działające obszary poszczególnych detektorów (ang. fiducial cuts) np. cele kalorymetryczne lub sektory detektora śladowego o niskiej wydajności lub dające fałszywe sygnały, brzegi akceptancji poszczególnych detektorów. Cięcia te stosuje się w układzie odniesienia związanym z wiązką, zarówno dla danych, jak i dla MC, by zapewnić identyczne pokrycie przestrzeni fazowej dla danych rzeczywistych i symulowanych. Zwykle wycięty obszar ma kształt prostych figur geometrycznych (czworoboków lub owali), jednak np. dla analizy  $F_L$  w eksperymencie H1 przy użyciu nowego detektora BST uwzględnienie akceptancji detektora SpaCal, BST i CJC oraz usunięcie nieefektywnych sektorów BST i obszarów niskiej wydajności trygera daje kształt obszaru wykluczonego z analizy o bardzo skomplikowanej formie.



Rysunek 9.1 pokazuje położenie klastra w detektorze SpaCal na płaszczyźnie  $xy$ , na biało zaznaczono wycięte obszary.



*Rysunek 9.1. Położenie klastra w detektorze SpaCal na płaszczyźnie  $xy$ . Na biało zaznaczono obszar wycięty ze względu na niską wydajność poszczególnych części detektora lub ograniczenia akceptacyjne. [87]*

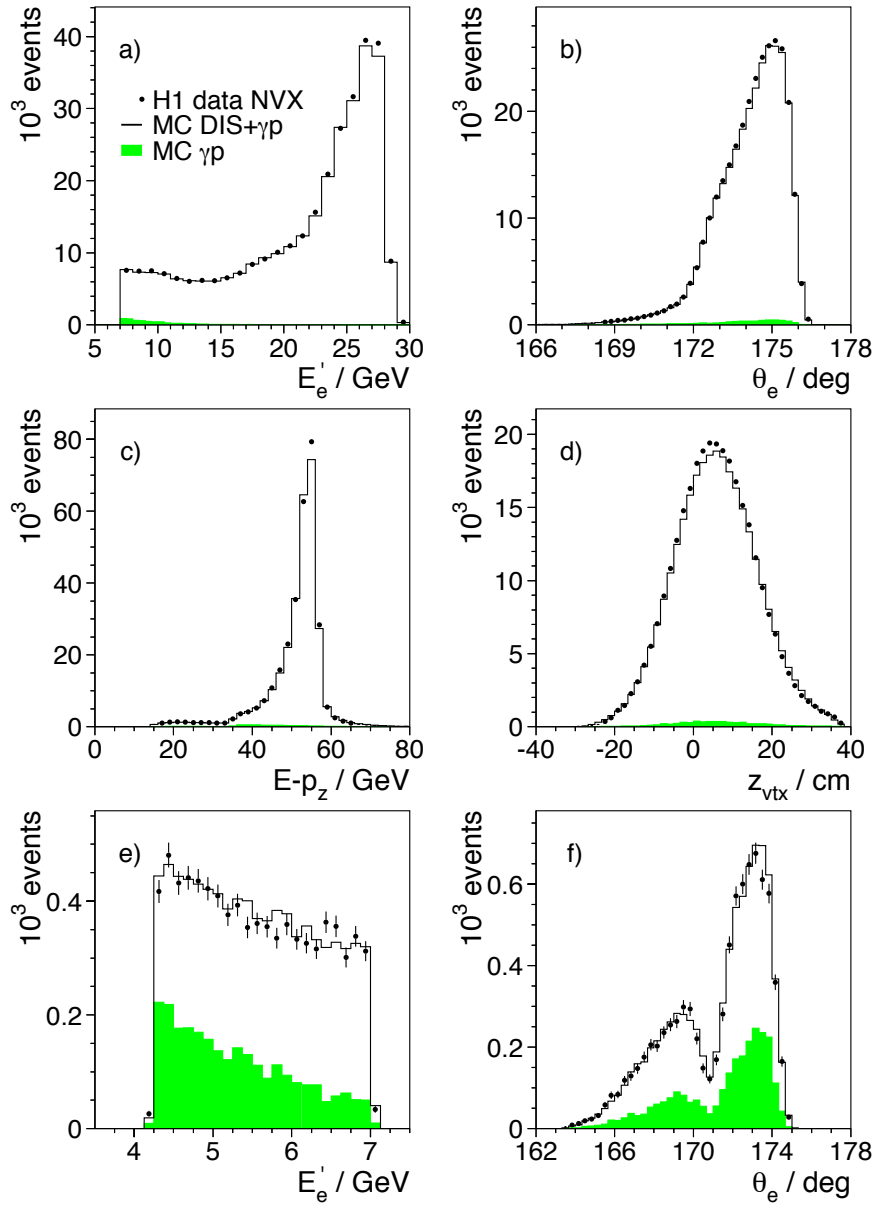
## 10 Rozkłady kontrolne

Przed przystąpieniem do wyznaczenia wartości przekroju czynnego należy sprawdzić, że zarówno dane, jak i symulacja MC są dobrze zrozumiane, że wszystkie poprawki związane z kalibracją i pozycjonowaniem detektora są właściwie uwzględnione oraz że wszystkie efekty detektorowe są dobrze oddane w symulacji MC, bądź bezpośrednio skorygowane w danych. Sprawdzeniem takim jest demonstracja, iż rozkłady najważniejszych zmiennych są dobrze opisane w symulacji MC.

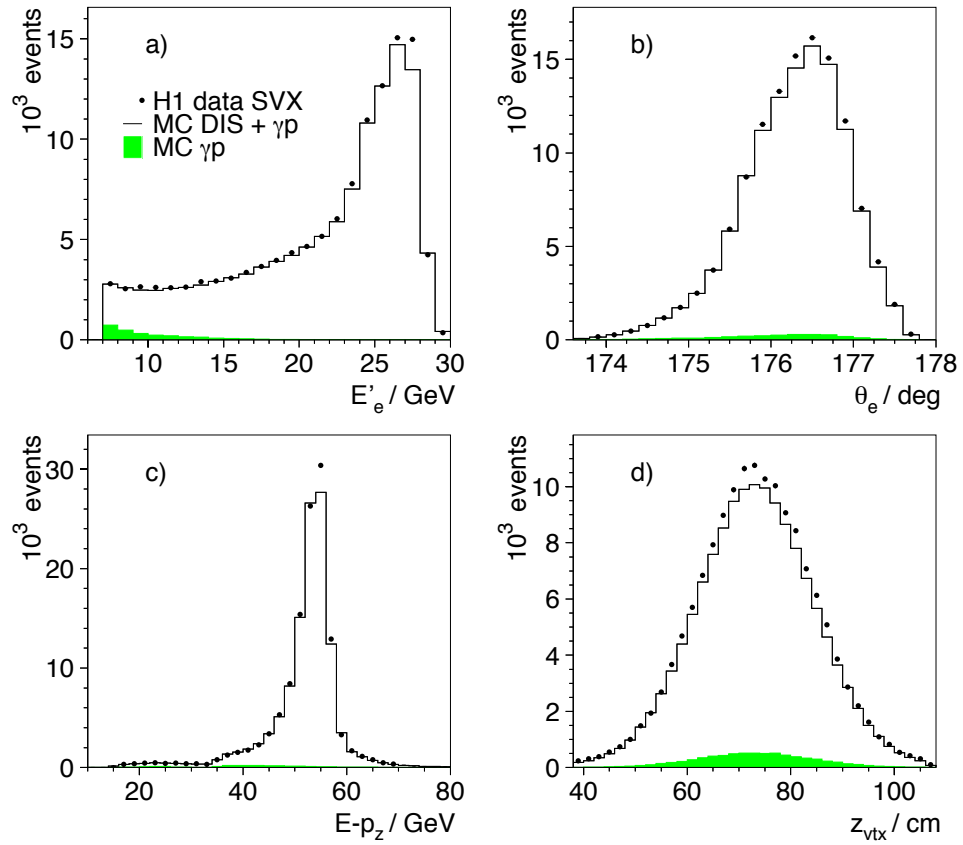
Na rysunku 10.1 pokazano rozkłady kontrolne dla danych H1 zebranych w okresie NVX. Celem redukcji błędów statystycznych użyto dużej statystyki zdarzeń MC. Wsymulowana próbka zdarzeń MC jest znormalizowana do tej samej świetlności, co świetlność użytych danych. Punktami zaznaczono dane, linią ciągłą sumaryczne wyniki symulacji MC tzn. symulacji sygnału, czyli procesu głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonie i procesów tła, tj. fotoprodukcji. Zacięniowany histogram reprezentuje wkład od fotoprodukcji. Łatwo zauważyć, że rośnie on wraz ze zmniejszającą się energią rozproszonego elektronu (rosnącym  $y$ ).

Na rysunku 10.1a) pokazano rozkład energii rozproszonego elektronu, zaś na rys.10.1e) rozkład energii rozproszonego elektronu dla zdarzeń selekcjonowanych przy użyciu specjalnego trygera S9 - mającego obniżony próg energetyczny. Rozkłady te demonstrują, że normalizacja tła od fotoprodukcji została przeprowadzona prawidłowo, gdyż nawet w obszarze gdzie wkład od fotoprodukcji jest największy jesteśmy w stanie poprawnie opisać zarówno kształt, jak i normalizację danych. Podobnie na rys.10.1b) i f) pokazany jest rozkład kąta biegunowego rozproszonego elektronu w standardowej analizie oraz w analizie na danych selekcjonowanych trygerem S9. Rysunki 10.1c) i d) ilustrują, odpowiednio: rozkład  $E - p_z$  i rozkład współrzędnej z-owej wierzchołka oddziaływania. Wszystkie te rysunki pochodzą z analizy używającej detektora BST do rekonstrukcji śladu rozproszonego elektronu i wierzchołka oddziaływania. Obserwujemy dobrą ogólną zgodność wszystkich rozkładów z symulacją MC.

Na rysunku 10.2 pokazano analogiczne rozkłady dla danych H1 z okresu SVX. Rys.10.2a) pokazuje rozkład energii rozproszonego elektronu, 10.2b) kąt biegunowy rozproszonego elektronu. Rys.10.2c) przedstawia rozkład  $E - p_z$ , zaś d) rozkład współrzędnej z-owej wierzchołka oddziaływania. Rysunki 10.2a), b), c) zrobione są dla analizy używającej detektora BST, zaś rys. d) dla analizy używającej detektora BDC. Podobnie tutaj widzimy dobrą zgodność między danymi rzeczywistymi i symulowanymi. Zgodność ta demonstruje, iż zarówno odpowiedź poszczególnych pod-detektorów jest dobrze zrozumiana, jak też że proces rekonstrukcji jest poprawny.



Rysunek 10.1. Rozkłady kontrolne dla analizy danych H1 NVX. W analizie do identyfikacji śladu elektronowego użyto BST. a) rozkład energii rozproszonego elektronu, b) kąt biegunowy rozproszonego elektronu, c)  $E - p_z$ , d) składowa z wierzchołka oddziaływania, e) rozkład energii rozproszonego elektronu dla analizy selekcyjnej dane trygerem S9 i f) kąt biegunowy rozproszonego elektronu zmierzony w analizie do której zdarzenia selekcyjonowane są trygerem S9. Dane zaznaczono punktami, linią ciągłą sumaryczne przewidywania użytych symulacji MC, zacieniony histogram to przewidywania tła od fotoprodukcji. [16]



Rysunek 10.2. Rozkłady kontrolne dla analizy danych SVX. W analizie do identyfikacji śladu elektronowego użyto BST dla a)b)c) oraz BDC dla d). a) rozkład energii rozproszonego elektronu, b) jego kąt biegunowy, c)  $E - p_z$ , d) współrzędna  $z$  wierzchołka oddziaływania. Dane zaznaczono punktami, linią ciągłą sumaryczne przewidywania użytych symulacji MC, zacieniony histogram to przewidywania tła od fotoprodukcji. [16]

# 11 Podstawy pomiaru przekroju czynnego i funkcji struktury

Różniczkowy przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na protonach wyrażony jest formułą 3.7. Jego pomiar zawiera następujące elementy:

- selekcja zdarzeń i rekonstrukcja zmiennych kinematycznych,
- dobór przedziałów histogramowania ( $dx$ ,  $dQ^2$ ) odpowiednich do uzyskanej statystyki i zdolności rozdzielczej detektora,
- odjęcie tła,
- poprawki na efektywność i akceptancję detektora,
- poprawki radiacyjne,
- wyznaczenie normalizacji (światłości).

W tym rozdziale zostaną ogólnie omówione podstawowe procedury składające się na pomiar przekroju czynnego. Opisane też będą modele Monte Carlo, które zostały użyte do generacji zdarzeń DIS i symulacji odpowiedzi detektora H1.

## 11.1 Modele Monte Carlo

Programy Monte Carlo są konieczne w analizie funkcji struktury protonu. Mimo, iż wiele wartości wymaganych w analizie jak np. wydajność cięć selekcyjnych, czy kalibracja składowych detektora wyznaczone jest wyłącznie na podstawie danych, jednak poprawki na ograniczoną akceptancję, na rozmycie rekonstruowanych zmiennych kinematycznych w związku ze zdolnością rozdzielczą detektora, a także efekty radiacyjne wymagają symulacji Monte Carlo, gdyż wiele efektów ma na nie skorelowany wpływ.

Produkcja zdarzeń Monte Carlo przebiega w paru etapach. Najpierw przy użyciu odpowiednich generatorów Monte Carlo produkowane są zdarzenia zgodnie z określonym modelem fizycznym. Mamy więc opis zderzenia  $ep$  w wyniku, którego wytwarzane są kwarki i gluony, które rozwijają się w kaskady (tzw. showering). Kwarki i gluony stanów końcowych podlegają hadronizacji. W efekcie końcowym tego kroku mamy poszczególne cząstki i ich czteropędy. Następnym krokiem jest wierna i precyzyjna symulacja zachowania się tychże cząstek w detektorze. W rezultacie tej symulacji otrzymujemy zdarzenia podobne do prawdziwych danych, które poddaje się takiemu samemu procesowi rekonstrukcji i analizy jak dane rzeczywiste. Oczywiście zachowujemy też informacje o poziomie hadronowym i partonowym.

### 11.1.1 DJANGO

Generatorem często stosowanym w analizie funkcji struktury protonu na HERA jest generator DJANGO [88]. Symuluje on głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$

uwzględniając zarówno efekty radiacyjne QED, jak i QCD. Stanowi on bowiem łącznik między programem HERACLES [89], a programem LEPTO [90] lub ARIADNE [91]. Użycie generatora HERAKLES pozwala wziąć pod uwagę kompletne poprawki radiacyjne i radiacyjne rozpraszania w rzędzie  $\alpha_{QED}$ . LEPTO opisuje twarde procesy partonowe poprzez elementy macierzowe QCD rzędu  $O(\alpha_s)$  (rozdział 3.2). Do symulacji kaskad partonowych, ze stanu początkowego i końcowego, generator LEPTO używa równań ewolucji DGLAP (patrz rozdział 3.3). Najczęściej jednak, w generatorze DJANGO kaskady partonowe symuluje się obecnie za pomocą generatora ARIADNE. Generator ARIADNE jest oparty na modelu CDM (Color Dipole Model) [92] opisującego ewolucje partonowe poprzez radiacje z kolorowych dipoli (patrz 3.7).

Hadronizacja przeprowadzana jest za pomocą modelu strun LUND [93] zaimplementowanego w programie symulacyjnym JETSET [94]. W obszarze małych mas hadronowego stanu końcowego ( $W < 5$  GeV) program SOPHIA [95] daje lepszy opis danych niż JETSET. Model SOPHIA (Simulation Of PhotoHadronic Interactions in Astrophysics) został napisany z myślą o zastosowaniu w astrofizyce. Okazało się że sprawdza się dobrze także do opisu procesów hadronizacyjnych w fizyce cząstek elementarnych.

### 11.1.2 PHOJET

W badaniach funkcji struktury na HERA symulacja Monte Carlo jest bardzo pomocna także w szacowaniu tła pochodzącego od fotoprodukcji. Współpraca H1 używa do tego celu generatora PHOJET [96]. PHOJET jest oparty na Dualnym Modelu Partonowym (Dual Parton Model - DPM) [97] połączonym z perturbacyjną chromodynamiką kwantową. Tak skonstruowany model daje niemal kompletny obraz oddziaływań hadron-hadron, foton-hadron i foton-foton przy dużych energiach. W ramach tego modelu możliwe są obliczenia zarówno procesów elastycznych (przekroje czynne), jak i nieelastycznych (wielocząstkowa produkcja). Dwukomponentowy DPM, używany obecnie w generatorze PHOJET, łączy miękkie i twarde procesy. Takie połączenie jest konieczne w związku z gwałtownym wzrostem przekroju czynnego na produkcję minidżetów dla wysokich energii. PHOJET z powodzeniem opisuje wiele cech wysokoenergetycznej produkcji hadronowej, w szczególności dostarcza bardzo trafny opis całkowitego przekroju czynnego na fotoprodukcję.

Podobnie jak DJANGO, PHOJET używa do hadronizacji modelu strun LUND zaimplementowanego w programie JETSET.

### 11.1.3 PYTHIA

Współpraca ZEUS do szacowania tła od fotoprodukcji stosuje generator PYTHIA [98]. W generatorze PYTHIA użyte są wyniki obliczeń czysto analitycznych, jak też przewidywania różnych modeli opartych na QCD. Wchodzące cząstki są opisane za pomocą rozkładów partonowych (PDF). 2-ciałowy proces twardego oddziaływania jest wyliczony za pomocą elementów macierzowych QCD wiodącego rzędu. PYTHIA pozwala także na uwzględnienie członów opisujących radiację elektromagnetyczną zarówno z elektronu przed oddziaływaniem - ISR, jak i po oddziaływaniu -

FSR. Do hadronizacji, tak jak w przypadku generatora DJANGO i PHOJET, jest użyty model strun LUND.

#### 11.1.4 HECTOR

Poprawki radiacyjne (wyjaśnione w rozdziale 3.6) mogą prowadzić do znacznych zmian w kinematyce zdarzenia, zwłaszcza jeśli do rekonstrukcji zmiennych kinematycznych użyta jest metoda elektronowa. Symulacja poprawek radiacyjnych została uwzględniona w DJANGO za pomocą programu HERACLES. Analizę dotyczącą tych poprawek w danym obszarze kinematycznym można przeprowadzić również używając programu HECTOR [99]. HECTOR stanowi połączenie rozwiniętych i ulepszonych programów TERAD - zawierającego kompletne obliczenia w wiodącym rzędzie i HELIOS, który zawiera obliczenia w przybliżeniu wiodących logarytmów. Do programu HECTOR dodane są także efekty wyższego rzędu (NLO) poprawek radiacyjnych.

### 11.2 Symulacja detektora

Zdarzenia wygenerowane za pomocą wyżej opisanych modeli są następnie przetworzone programami symulującymi odpowiedź detektora na przejście cząstek. Zwykle symulacja detektora jest zaimplementowana przy użyciu programu GEANT [100].

Program symulacyjny w eksperymencie H1 nazywa się H1SIM, symuluje on liczne efekty związane z przechodzeniem cząstek przez detektor, a w szczególności wielokrotne rozpraszania, kaskady i rozpady dłużej żyjących cząstek. Celem opisu rozwoju kaskad w kalorymetrze zastosowano szybką symulację tzw. H1FAST [101], która znacząco skraca czas symulacji.

Program do symulacji odpowiedzi detektora ZEUS nazywa się MOZART, zaś symulacja trygera zrobiona jest w pakiecie ZGANA.

Programy te dokładnie symulują wszystkie procesy zachodzące podczas przechodzenia cząstek przez detektor. Ogromnie ważna jest poprawna symulacja depozytów energetycznych zostawianych przez cząstki w poszczególnych częściach detektora. Do tego celu kluczowa jest np. znajomość dokładnego położenia i wymiarów wszystkich obiektów znajdujących się w detektorze, a w szczególności lokalizacja tzw. martwego materiału, czyli wszelkiego rodzaju obiektów (np. kabli od elektroniki), w których nie możemy zmierzyć zdeponowanej energii.

Po przetworzeniu przez programy symulacyjne format zdarzeń MC jest taki sam, jak format danych rzeczywistych. W związku z tym MC może być poddane tym samym procesom rekonstrukcyjnym, co dane.

### 11.3 Poprawki radiacyjne

Jak już wspomniano w rozdziale 3.6 funkcje struktury  $F_2$  i  $F_L$  są zdefiniowane dla przekroju czynnego Born'a tzn. biorąc pod uwagę wymianę pojedynczego fotonu. W rzeczywistości jednak mamy do czynienia z poprawkami QED wyższego rzędu tzn. z emisją rzeczywistego lub wymianą dodatkowego wirtualnego fotonu. Poprawki te

są tłumione stałą spężenia elektromagnetycznego, jednak mimo tego w niektórych obszarach przestrzeni fazowej mogą być znaczne. Dokładne studia teoretyczne dotyczące tego typu efektów na HERA można znaleźć w [102].

Jak omówiono wcześniej (rozdział 3.6), w przybliżeniu wiodących logarytmów (LLA) możemy rozróżnić trzy typy poprawek radiacyjnych: ISR, FSR i QED Compton. Wszystkie one prowadzą do obniżenia energii rozproszonego elektronu. W związku z tym zrekonstruowane  $y_e$  jest większe od wartości prawdziwej. Dla ISR i QED Compton energia oddziałującego elektronu jest mniejsza niż nominalna energia wiązki elektronowej, więc zrekonstruowane  $Q^2$  jest większe niż prawdziwe.

W związku z tym, że foton emitowany jest praktycznie współliniowo z rozproszonym elektronem zdarzenia FSR najczęściej nie zaburzą rekonstrukcji zmiennych kinematycznych, gdyż foton rejestrowany jest w tym samym klastrze, co elektron. Studia wykonane w [73] pokazują, że w H1 zaledwie 1.5% zdarzeń z FSR ma klaster elektronowy i fotonowy zrekonstruowane jako dwa oddzielne obiekty. W ZEUS odsetek ten jest jeszcze mniejszy w związku ze słabszą zdolnością rozdzielczą tylnego kalorymetru.

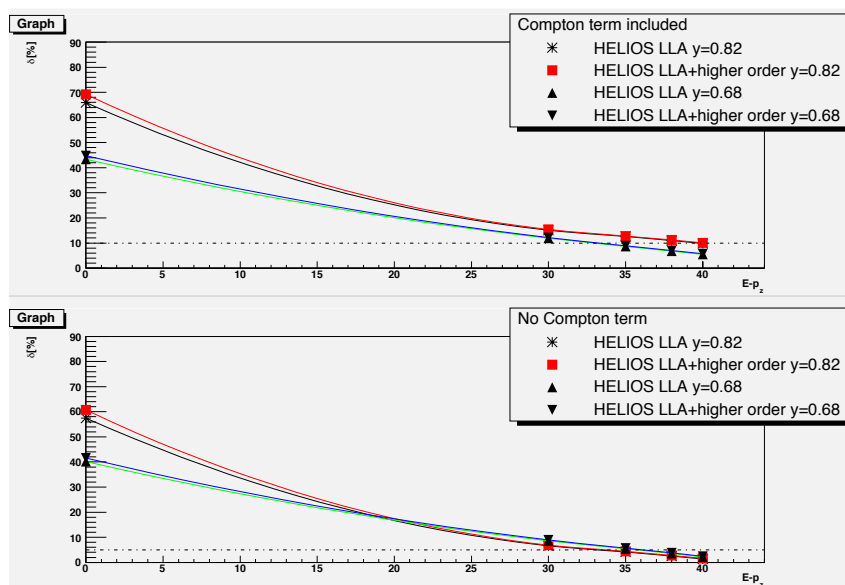
Warto też raz jeszcze zwrócić uwagę, że różne metody rekonstrukcji zmiennych kinematycznych są w różnym stopniu wrażliwe na poprawki radiacyjne. I tak metoda  $\Sigma$  używająca zasady zachowania  $E - p_z$  absorbuje ISR w swoją definicję i dlatego jest mniej wrażliwa na te poprawki. Przeciwnie, metoda elektronowa, która przez to, że korzysta wyłącznie z informacji o rozproszonym elektronie jest najbardziej wrażliwa na ISR.

Na rysunku 11.1 pokazano przewidywania wkładu poprawek radiacyjnych do całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie  $ep$  uzyskane za pomocą programu HECTOR. Wkład ten został przedstawiony w funkcji  $E - p_z$  dla przypadku, gdy zdarzenia QED Compton pozostają i dla przypadku gdy zdarzenia te są usunięte z analizowanej próbki. Na rysunku pokazano przewidywania w przybliżeniu LLA, jak też po uwzględnieniu poprawek wyższego rzędu. Pokazano wyniki dla różnych wartości zmiennej  $y$ . Wraz ze wzrostem  $y$  rośnie znaczenie poprawek radiacyjnych. Łatwo zauważyć, że wymaganie odpowiednio dużego  $E - p_z$  (np.  $E - p_z > 35$  GeV) znacznie redukuje wpływ efektów radiacyjnych. Ponadto warto usunąć z analizowanych zdarzeń przypadki QED Compton zwłaszcza, że identyfikacja tychże przypadków jest prosta dzięki charakterystycznej sygnaturze tych zdarzeń, tzn. elektron i foton lecące w przeciwne strony w kącie azymutalnym. Ostatecznie spodziewamy się ok. 5% zdarzeń radiacyjnych w badanej próbce. Błędy związane z tą pozostałością zdarzeń radiacyjnych można szacować używając MC DJANGO z programem HERAKLES, gdyż jak pokazano w [75] przewidywania analityczne przy użyciu programu HELIOS są zgodne z przewidywaniami za pomocą generacji HERAKLES.

## 11.4 Identyfikacja elektronu

Dla pomiaru funkcji struktury kluczowy jest dokładny pomiar energii i kąta rozproszenia elektronu. Dla zakresu kinematycznego rozważanego w tej analizie ( $Q^2 < 25$  GeV<sup>2</sup>), elektron identyfikowany jest jako klaster w tylnym kalorymetrze elektromagnetycznym. Eksperymenty H1 i ZEUS rozwinęły różne algorytmy szukające





Rysunek 11.1. Zależność efektów radiacyjnych od  $E - p_z$  dla różnych wartości zmiennej  $y$ . Estymacje przy użyciu programu HELIOS z pakietu HECTOR. Pokazano przewidywania w LLA i w wyższych rzędach rachunku zaburzeń. Górny rysunek - przewidywania z uwzględnieniem zdarzeń QED Compton. Dolny rysunek bez zdarzeń QED Compton.

elektronów zależnie od warunków detektorowych i przestrzeni kinematycznej, w której dokonywany jest pomiar. I tak w H1, w obszarze małych i średnich wartości zmiennej  $y$ , tzn. wówczas, gdy energia rozproszonego elektronu jest stosunkowo duża ( $E'_e > 11$  GeV), a cząstki z końcowego stanu hadronowego są emitowane w przednią i centralną część detektora, stosuje się metodę polegającą na wyborze klastra elektromagnetycznego w detektorze SpaCal o największej energii. Algorytm klastrujący szuka najbardziej energetycznej celi i buduje klaster wokół niej dołączając sąsiednie (tzn. przylegające) cele o energii powyżej poziomu szumu. Środek ciężkości tego klastra jest znajdowany używając przyłączonych cel i logarytmicznego ważenia energią celi. Szczegółowe studia wydajności algorytmu poszukującego elektronów [75] pokazały, że w obszarze, gdzie energia elektronu jest stosunkowo duża ( $E'_e > 11$  GeV) wydajność identyfikacji elektronu jest bliska 100% i nie zależy od końcowego stanu hadronowego. Dla porównania sprawdzono też wydajność identyfikacji elektronu wybierając, zamiast klastra o największej energii, klaster o największym  $p_T$  - lecz wyniki praktycznie nie różniły się od tych z wyborem klastra o największej energii.

W obszarze dużych wartości  $y$  ( $y > 0.5$ ) identyfikacja elektronu nie jest już tak oczywista. Wiąże się to z faktem, że energia klastra elektronowego jest mniejsza, a cząstki z hadronowego stanu końcowego emitowane są w tylny obszar detektora. Hadrony obecne w tylnym kalorymetrze mogą być mylnie zidentyfikowane jako rozproszony elektron. Korzystając z bilansu w pędzie poprzecznym, tzn. z tego że pęd poprzeczny hadronowego stanu końcowego jest równoważony pędem poprzecznym elektronu wnioskujemy, że elektron powinien mieć relatywnie duży pęd poprzeczny. Na wymaganiu tym opiera się identyfikacja elektronu dla dużego  $y$  tzn. wybieramy

klaster o największym  $p_T$ .

Podobnie w eksperymencie ZEUS, elektron rozpoznawany jest jako depozyt energii w tylnym kalorymtrze elektromagnetycznym z możliwym niewielkim wpływem do kalorymetru hadronowego. Dokładne określenie profilu kaskady tzn. jej długości i szerokości pozwala rozróżnić między depozytami energetycznymi pochodzącymi od leptonów i od hadronów. Określenie parametrów kaskady zależy w skomplikowany sposób od miejsca oddziaływań w kalorymtrze, dlatego wyspecjalizowana sieć neuronowa została zastosowana w celu przetłumaczenia profilu kaskady na prawdopodobieństwo, że mamy do czynienia z elektronem. Sieć ta jest zaimplementowana w programie SINISTRA [103] i wytrenowana na zdarzeniach Monte Carlo.

## 11.5 Podstawowe procesy tła

W obszarze dużego  $y$ , czyli małych wartości energii rozproszonego elektronu mamy emisję hadronów w tylny obszar detektora. W przypadku oddziaływania o bardzo małej wymianie kwadratu czteropędu ( $Q^2 \sim 0$ ) elektron może nie znaleźć się w obszarze akceptancji tylnego kalorymetru, a cząstki z dżetu hadronowego mogą produkować klaster w elektromagnetycznej części tylnego kalorymetru, który następnie jest mylnie zrekonstruowany jako elektron. Efekt ten określany jest jako tło od fotoprodukcji.

Innym źródłem tła mogą być cząstki nie będące rezultatem oddziaływania  $ep$ , a pochodzące bezpośrednio z wiązki i uderzające o ścianki elementów prowadzących wiązkę (beam-wall) lub zderzające się z cząstkami gazu pozostałego w rurze (beam-gas). Podobnie jak w przypadku tła od fotoprodukcji tło to jest najbardziej znaczące dla obszarów gdzie energia rozproszonego elektronu jest niewielka. Można jednak ten rodzaj tła znacznie zmniejszyć poprzez dokładny pomiar wierzchołka oddziaływania.

### 11.5.1 Tło od fotoprodukcji

Tło od fotoprodukcji jest jedynym tłem do procesów DIS pochodzącym z oddziaływania  $ep$ . Przekrój czynny na fotoprodukcję jest znacznie większy niż na zdarzenia DIS. W zdarzeniach fotoprodukcji wymieniany foton jest niemal rzeczywisty tzn. jego  $Q^2 \sim 0$ , a elektron unika detekcji uciekając rurą wiązki. Jeśli mamy emisję hadronów w tylny obszar detektora, któraś z cząstek może być mylnie zidentyfikowana jako elektron. Naładowane piony  $\pi^\pm$  zwykle zostawiają relatywnie niewielki depozyt energetyczny w kalorymtrze elektromagnetycznym i spory w kalorymtrze hadronowym, więc zwykle cięcia selekcji elektronu (omówione dokładnie w rozdziale 9) z dużym powodzeniem usuwają te klastry. Inaczej jest z pionami neutralnymi ( $\pi^0$ ), które rozpadają się na dwa fotony ( $2\gamma$ ) zostawiające całą swą energię w kalorymtrze elektromagnetycznym. Jeśli dodatkowo choć jeden z fotonów rozwinię kaskadę elektromagnetyczną w martwym materiale przed tylnym detektorem śladów, to można także obserwować ślad połączony z fałszywym klastrem. Oczywiście, warunki selekcji kandydata elektronowego usuwają także część tego typu fałszywych elektronów, jednak nie wszystkie. W szczególności wymaganie  $E - p_z > 35$  GeV usuwa wszystkie przypadki tła, gdzie uciekający elektron posiada dużą (tj.  $> 10$  GeV) energię.

Oznacza to, że tego typu tło będzie znaczące dla elektronów o mniejszej energii, czyli przypadków o dużym  $y$  ( $y > 0.6$ ). Dlatego też takie tło stanowi niewielki problem dla analiz zdominowanych danymi pochodzącymi z obszaru o niskim  $y$  i bardzo poważny problem dla analiz skoncentrowanych w obszarze wysokiego  $y$ , czyli w szczególności analizy podłużnej funkcji struktury protonu -  $F_L$ .

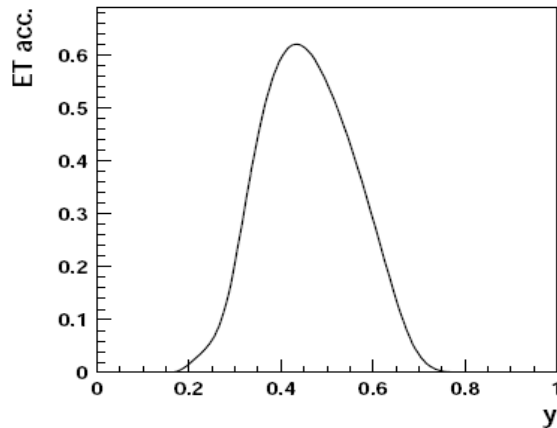
H1 i ZEUS opracowały różne metody radzenia sobie z tym tłem dostosowane do warunków detektorowych w danym eksperymencie. I tak w H1, w globalnej analizie funkcji struktury  $F_2$ , gdzie większość danych pochodzi z obszaru o małym  $y$  wkład od fotoprodukcji jest estymowany przy użyciu generatora MC - PHOJET. Symulacja ta dobrze opisuje procesy tła, które chcemy oszacować jednak nie dostarcza dokładnej wartości przekroju czynnego. W związku z tym MC to musi być znormalizowane np. używając danych. Celem normalizacji wyselekcjonowana jest próbka danych zawierająca wyłącznie zdarzenia fotoprodukcji. Selekcja może być przeprowadzona w dwojaki sposób:

1. poprzez wybór zdarzenia ze śladem w CJC bądź BST połączonym z klastrem elektromagnetycznym rozpoznany jako elektron. Jednak ładunek (odczytany z krzywizny toru) musi być przeciwny do ładunku wiązki leptonowej, by mieć pewność, że mamy do czynienia z procesem tła,
2. poprzez wybór zdarzenia, w których rozproszony elektron jest zmierzony w taggerze elektronowym.

Metoda druga napotyka dodatkowy problem, w postaci braku implementacji opisu taggera elektronowego w programie symulującym detektor. Dlatego też w analizie zdarzeń MC używany jest rozkład opisujący akceptancję taggera w funkcji zmiennej  $y$ . Rozkład ten uzyskuje się z analizy zdarzeń Bethego-Heitlera (BH)  $ep \rightarrow ep\gamma$ , w których rozproszony elektron jest zmierzony w taggerze elektronowym, a wyemitowany foton w taggerze fotonowym. Otrzymana krzywa akceptancyjna pokazana jest na rys. 11.2. Zdarzenia z MC PHOJET przeważane są w zmiennej  $y$  używając tej krzywej akceptancyjnej, by uwzględnić ograniczoną wydajność taggera.

Zdarzenia z danych posiadające elektron zarejestrowany w taggerze elektronowym są porównane z identycznie wyselekcjonowanymi zdarzeniami symulacyjnymi przeważonego MC PHOJET. Selekcja zdarzeń w tej analizie jest utrzymywana maksymalnie blisko selekcji użytej w analizie zdarzeń DIS opisanej w rozdziale 9 i podsumowanej w tabeli 9.2, z tą różnicą, że cięcie na  $E - p_z$  jest pominięte celem zwiększenia statystyki zdarzeń fotoprodukcji. Wymagane jest ponadto, by energia w taggerze elektronowym -  $E'_{etagger}$ , była większa niż 7 GeV, a energia w taggerze fotonowym -  $E'_{\gamma tagger}$  nie przekraczała 2 GeV. To drugie wymaganie ma na celu likwidację tła od fotoprodukcji wynikającego z przekrywania się zdarzeń Bethego-Heitlera i normalnych zdarzeń DIS. Dodatkowo ten rodzaj przekrywających się zdarzeń jest eliminowany górnym ograniczeniem bilansu  $E - p_z$  tzn.  $E - p_z < 70$  GeV, dla bilansu uwzględniającego energię z taggerów elektronowego i fotonowego tj.:

$$E - p_z = \sum_{hadrons} (E - p_z) + E'_e(1 - \cos\Theta_e) + 2E'_{etagger} + 2E'_{\gamma tagger} \quad (11.1)$$



Rysunek 11.2. Akceptancja, jako funkcja  $y$ , taggera elektronowego umieszczonego w odległości  $z = -33$  m od punktu oddziaływania. [76]

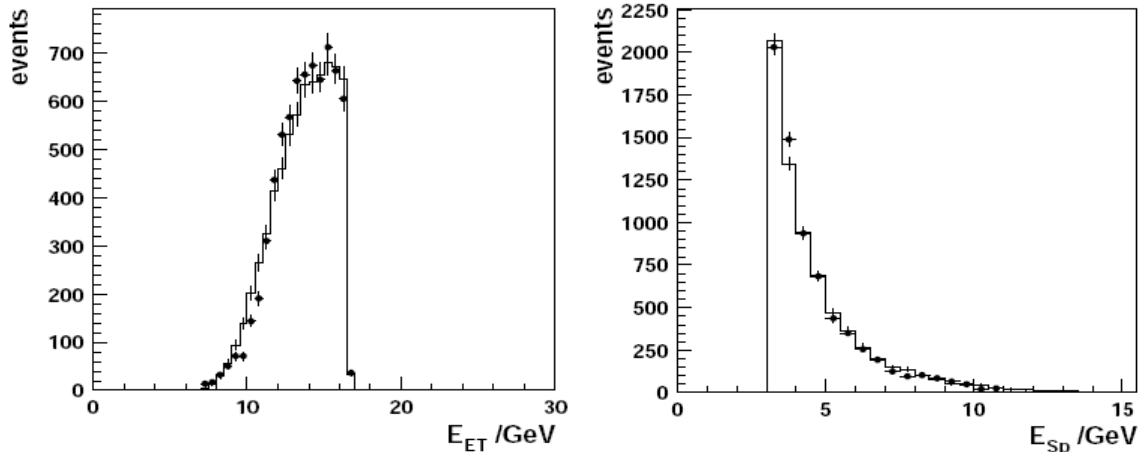
Na rysunku 11.3 pokazane są rozkłady kontrolne ilustrujące spektra energetyczne prawdziwego elektronu zmierzonego w taggerze elektronowym i fałszywego elektronu zrekonstruowanego w detektorze SpaCal. Porównane zostały rozkłady dla danych i MC PHOJET. Oba rozkłady znormalizowane zostały do tej samej liczby zdarzeń. Widzimy dużą zgodność między rozkładem danych i rozkładem zdarzeń z symulacji MC. Zgodność tych rozkładów daje nam podstawy do normalizacji świetlności MC do świetlności danych używając wzoru:

$$L_{MC} = \frac{N_{MC}}{N_{data}} L_{data}, \quad (11.2)$$

gdzie  $L_{MC}$  oznacza świetlność dla używanych zdarzeń symulacji PHOJET,  $L_{data}$  świetlność dla analizowanej próbki danych,  $N_{MC}$  liczbę zdarzeń z MC PHOJET, a  $N_{data}$  liczbę zdarzeń z danych.

Metoda pierwsza polegająca na analizie zdarzeń zidentyfikowanych jako fotoprodukcja dzięki rekonstrukcji śladów o ładunku przeciwnym do ładunku oddziaływającego leptonu wykorzystuje fakt, że jeden z 16 sektorów detektora BST (patrz rozdz. 4.2.5) został wyposażony, oprócz sensorów  $r$ , także w prototypowe sensory  $u$ . Dzięki połączeniu informacji z obu typów sensorów jest możliwe zrekonstruowanie 3-wymiarowych współrzędnych punktów na śladzie cząstki (hitów). Na tej podstawie może być wyznaczony pęd i ładunek mierzonej cząstki. W zasadzie, znając akceptancję, wydajność i asymetrię ładunku (asymetria ładunku zostanie szerzej omówiona poniżej), możliwe byłoby dokładne wyliczenie całkowitego tła od fotoprodukcji. Problemem jest jednak ograniczona statystyka, gdyż w sensory  $u$  uzbrojona jest tylko niewielka (1/16) część detektora BST. Dlatego też metody tej używa się jedynie do zweryfikowania normalizacji ustalonej metodą drugą tzn. za pomocą taggera.

Na rysunku 11.4 przedstawiono rozkład energii dla kandydata elektronowego w kalorymetrze SpaCal posiadającego ślad świadczący o ładunku przeciwnym, niż ładunek oddziaływającego leptonu. Dane są porównane z przewidywaniami MC



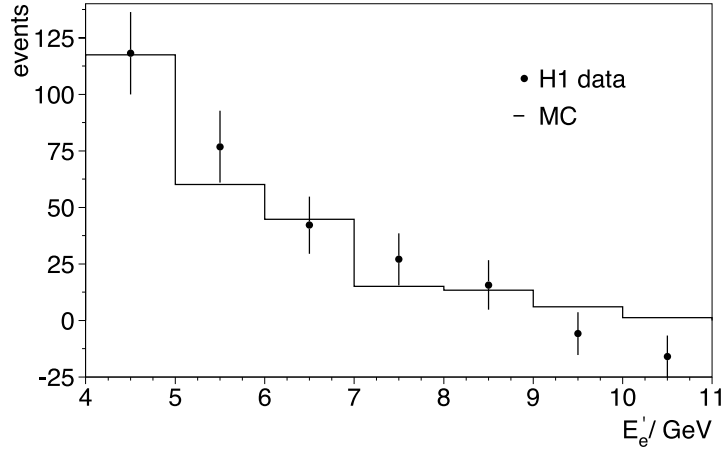
Rysunek 11.3. Rysunki kontrolne dla opisu spektrum energetycznego prawdziwego elektronu zmierzonego w taggerze elektronowym (rysunek z lewej strony) i fałszywego elektronu zidentyfikowanego w kalorymetrze SpaCal (rysunek z prawej strony). Dane - NVX - zaznaczone za pomocą punktów z błędami zostały porównane z przewidywaniem MC PHOJET zaznaczonym linią ciągłą. [76]

PHOJET. Symulacja MC jest znormalizowana przy użyciu zdarzeń fotoprodukcji z rozproszonym elektronem mierzonym w taggerze elektronowym.

Okazuje się, że obie metody dają bardzo zbliżone rezultaty. Stosunek czynników normalizacyjnych dla obu metod wynosi:  $R = 1.004 \pm 0.145_{stat} \pm 0.05_{asym}$  gdzie pierwszy błąd oznacza niedokładność statystyczną, a drugi systematyczną. Widać niemal perfekcyjną zgodność między obiema metodami, jednak w związku z dużą niepewnością pomiaru ustala się niepewność normalizacji MC PHOJET na poziomie 15%.

Inaczej wygląda szacowanie tła od fotoprodukcji dla pomiarów przeprowadzonych dla HERA II, gdyż wówczas - jak wspomniano w rozdziale 4.2.5 - w wyniku udoskonalania detektora zainstalowany został nowy detektor BST wyposażony w sensory u i v pozwalające na trójwymiarowy odczyt współrzędnych. Na rysunku 11.5 przedstawiono rozkład stosunku energii do pędu ( $E/p$ ) dla rozproszonego elektronu z oddziaływań  $e^+p$ , z energią  $E$  mierzoną w detektorze SpaCal i pędem  $p$  określonym przez algorytm identyfikujący elektrony na bazie informacji z detektorów śladowych BST i CJC [87]. Ze względu na dużą zdolność rozdzielczą BST rozkłady dla dodatnio i ujemnie naładowanych śladów są dobrze rozdzielone. Dla ujemnego ładunku elektronu wielkości  $E/p$  przypisano znak ujemny. W związku z tym, że ładunek wiązki jest dodatni, ujemne  $E/p$  reprezentuje praktycznie czyste tło. Po stronie dodatniej mamy sygnał i mniej więcej taką samą ilość tła. Odjęcie tła dodatnie naładowanego dokonuje się bazując na symetrii między tłem dodatnio i ujemnie naładowanym, czyli usuwa się go według liczby zdarzeń tła ujemnie naładowanego w poszczególnych przedziałach pomiarowych  $x, Q^2$ .

Okazuje się jednak, że tło dodatnio i ujemnie naładowane nie jest absolutnie symetryczne. Dokładna analiza poświęcona tej asymetrii [104] wykazała, że jej źródłem jest różnica w przekroju czynnym na oddziaływanie protonu i antyprotonu oraz wi-



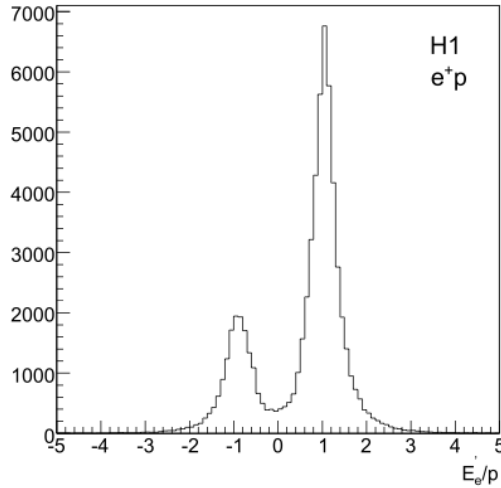
Rysunek 11.4. Spektrum energetyczne kandydatów elektronowych w kalorymtrze SpaCal połączonych ze śladem o przeciwnym ładunku do ładunku wiązki elektronowej. Dane zaznaczone za pomocą punktów z błędami zostały porównane z przewidywaniami MC PHOJET zaznaczonymi linią ciągłą. MC zostało znormalizowane używając zdarzeń fotoprodukcji z rozproszonym elektronem zmierzonym w taggerze elektronowym. [16]

działna energia jaką deponują w detektorze SpaCal. Czyli po stronie cząstek ujemnie naładowanych antyprotony zostawiają większy depozyt energii, niż protony po stronie cząstek dodatnio naładowanych. Wielkość asymetrii ładunkowej wyznacza się w analizie tagowanych zdarzeń fotoprodukcji tzn. takich zdarzeń, gdzie rozproszony elektron jest mierzony w taggerze elektronowym. Wymagany jest depozyt energii w taggerze elektronowym, ale nie w fotonowym. Bierze się pod uwagę ograniczoną akceptancję taggera, a przypadkowe przekrywanie się zdarzeń DIS i BH usuwa się za pomocą wymogu odpowiedniego balansu w  $E - p_z$ . Czynnikiem asymetrii zdefiniowano jako stosunek tagowanych zdarzeń z klastrem w detektorze SpaCal pochodzącym od dodatnio naładowanej cząstki do tagowanych zdarzeń z klastrem pochodzącym od cząstki o ładunku ujemnym:

$$\kappa = N_{tagged}^+ / N_{tagged}^- \quad (11.3)$$

Czynnik ten wykazuje pewną zależność od kąta  $\Theta_e$ , jednakże w [105] pokazano, że dla analizy funkcji struktury ta zależność jest zaniedbywalna. W związku z tym do szacowania tła użyto wartości stałej, a mianowicie  $\kappa = 0.98$  dla danych i  $\kappa = 0.944$  dla MC. Przeskalowane tym czynnikiem wartości tła ujemnie naładowanego odejmowane są od zdarzeń z dodatnim  $E/p$  w poszczególnych przedziałach  $x, Q^2$ .

W eksperymencie ZEUS tło od zdarzeń fotoprodukcji pozostałe po cięciach na  $E - p_z$  i balans hadronowego i elektronowego pędu poprzecznego jest szacowane używając taggera elektronowego położonego w odległości - 6 m od punktu oddziaływania tzw. 6m taggera oraz MC PYTHIA. Wielkość tła jest szacowana za pomocą symulacji MC. Wartości uzyskane za pomocą symulowanych danych są weryfikowane używając zdarzeń z 6m taggera i tzw. wzbogaconej fotoprodukcyjnie próbki danych, tzn. próbki danych tak wyselekcjonowanej, by zwiększyć zawartość zdarzeń fotoprodukcji.



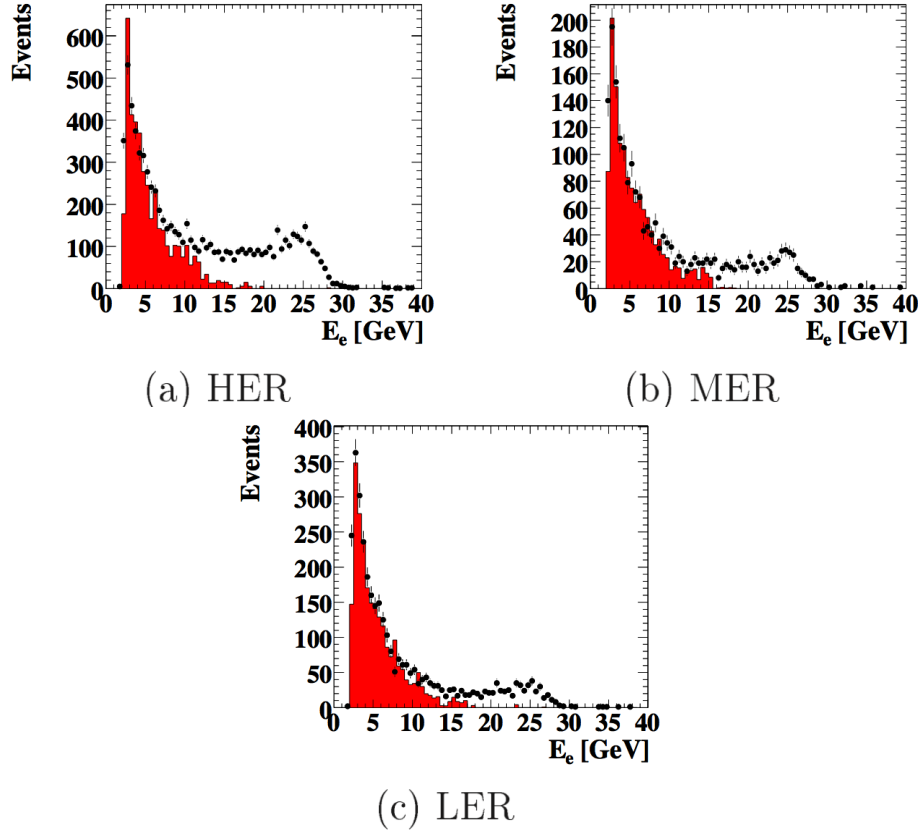
Rysunek 11.5. Rozkład stosunku energii do pędu dla śladów znalezionych w BST i połączonych z klastrem w detektorze SpaCal. Energia rozproszonego elektronu jest ograniczona do przedziału 3.4 GeV - 10 GeV. [87]

Na rysunku 11.6 przedstawiono rozkłady energii kandydatów elektronowych dla próbek danych posiadających elektron w 6m taggerze.

Pokazano rozkłady dla nominalnej energii wiązki protonowej (920 GeV - HER), średniej energii wiązki protonowej (575 GeV - MER) i niskiej energii wiązki protonowej (460 GeV - LER). Dane zaznaczono punktami, zaś przewidywania MC fotoprodukcyjnego zaznaczono histogramem. Widzimy, że dla dużych wartości energii kandydata elektronowego obserwujemy zdarzenia w danych, jednak nie mamy przewidywań MC. Wiadomo też, że zdarzenia fotoprodukcji z hadronem o energii ok. 20 GeV mylnie zidentyfikowanym, jako elektron są nader mało prawdopodobne. Należy więc przypuszczać, iż obserwowane zdarzenia pochodzą z przekrywania się zdarzeń DIS i zdarzeń Bethego-Heitlera. Potwierdza to rysunek 11.7 na którym pokazano rozkład prawdopodobieństwa, że dany kandydat jest elektronem oraz rozkład  $E - p_z$ . Dane (punkty) zostały porównane z MC (histogram) i znormalizowane do tej samej liczby zdarzeń. Jak widać główne źródło różnic to obszary o największym prawdopodobieństwie i dużym  $E - p_z$ , czyli te które charakteryzują typowe zdarzenia DIS. Na rysunku 11.8 pokazano rozkład energii zdeponowanej dla tych zdarzeń w kalorymetrze fotonowym. Widać rozkład gaussowski (zaznaczony czarną linią) - na tle którego pojawiają się dodatkowe zdarzenia BH z maksimum w okolicach 20 GeV.

Bezpośrednie usunięcie zdarzeń przekrywania się DIS i BH nie jest łatwe, dlatego stosuje się odjęcie statystyczne. Można wykorzystać do tego celu rozkład z kalorymetru fotonowego, jednak w związku z tym, że nie posiadamy dokładnej symulacji MC tej części detektora lepiej posłużyć się innymi rozkładami. I tak na rys.11.9 pokazane są rozkłady stosunku zdarzeń widzianych w 6m taggerze do wszystkich zdarzeń użytych w analizie ( $N_{tag}/N_{all}$ ) w funkcji energii kandydata elektronowego (rysunek górny) i w funkcji  $E - p_z$  (rysunek dolny).

Widać że dla energii kandydata elektronowego większej od 20 GeV i  $E - p_z$

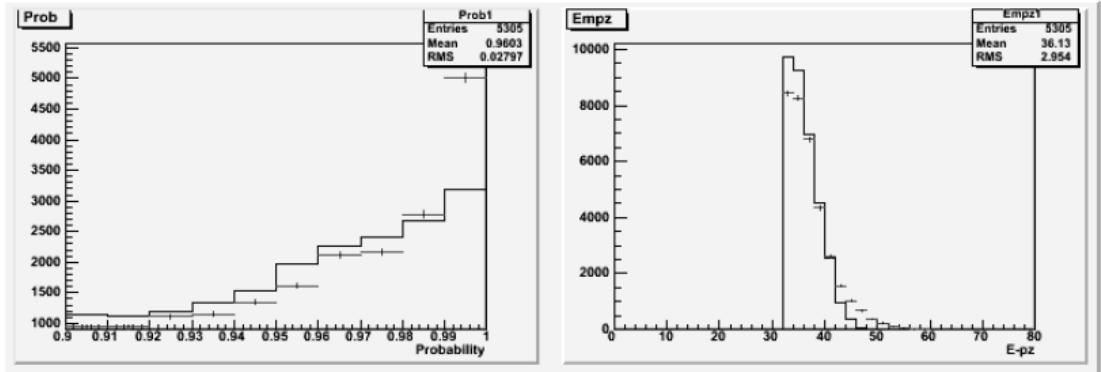


Rysunek 11.6. Rozkład energii kandydata elektronowego dla przypadków w których zarejestrowano elektron w 6m taggerze, (a) dla okresu HER, (b) MER i (c) LER. Dane przedstawione są za pomocą punktów, zaś przewidywania MC za pomocą zaciemnionych histogramów. [106]

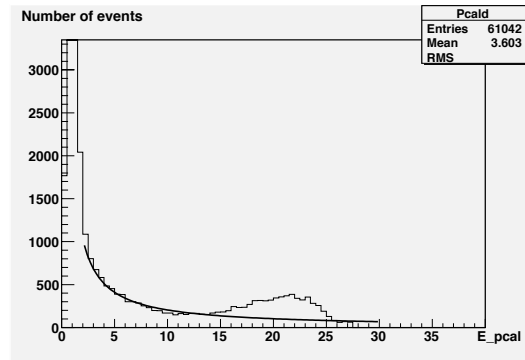
większego od 45 GeV, czyli tam, gdzie nie spodziewamy się już tła od fotoprodukcji, rozkłady te stają się płaskie. W obu przypadkach tzn. rozkładu energii kandydata elektronowego i  $E - p_z$  wartość  $N_{tag}/N_{all}$  dla plateau ustala się na tej samej wysokości - zaznaczonej ciągłą czarną linią. Na tej podstawie znajduje się wartość czynnika przekrywania, który określa wielkość poprawki jaką należy zastosować celem statystycznego usunięcia zdarzeń z nakładającymi się przypadkami DIS i BH. W praktyce poprawkę stosuje się w ten sposób, że przez wyznaczony czynnik przekrywania mnoży się rozkłady dla danych, a uzyskany wynik odejmuje się statystycznie od rozkładów dla próbki z sygnałem w 6m taggerze. W rezultacie otrzymuje się rozkłady poprawione na efekt przypadkowego przekrywania się zdarzeń DIS i BH. Tak poprawione rozkłady dla energii kandydatów elektronowych dla HER, MER i LER pokazano na rys.11.10. Mimo, iż rozkłady danych nie są zupełnie dokładnie opisane przez symulację MC, to jednak można zauważyć, że mamy generalnie prawidłowy opis zarówno kształtu rozkładów, jak i ich normalizacji.

Dodatkową weryfikację fotoprodukcyjnego modelu MC można przeprowadzić stosując tzw. wzbogaconą fotoprodukcyjnie próbkę danych. Otrzymuje się ją poprzez taki dobór cięć, by maksymalnie wyeksponować zdarzenia fotoprodukcji. Wymaga





Rysunek 11.7. Rozkład prawdopodobieństwa (uzyskanego z algorytmu SINISTRA), że dany klaster elektromagnetyczny jest elektronem - rysunek po lewej stronie. Rysunek po prawej - rozkład  $E - p_z$  dla tych zdarzeń. Punktami zaznaczono dane, linią ciągłą przewidywania MC. Oba rysunki znormalizowane są do tej samej liczby zdarzeń w danych i MC.



Rysunek 11.8. Rozkład energii zdeponowanej w kalorymtrze fotonowym dla zdarzeń posiadających sygnał w 6m taggerze. Histogram przedstawia dane rzeczywiste. Grubą czarną linią przedstawiono fragment dopasowania funkcji Gaussa do danych o energii w kalorymtrze fotonowym  $< 15$  GeV.

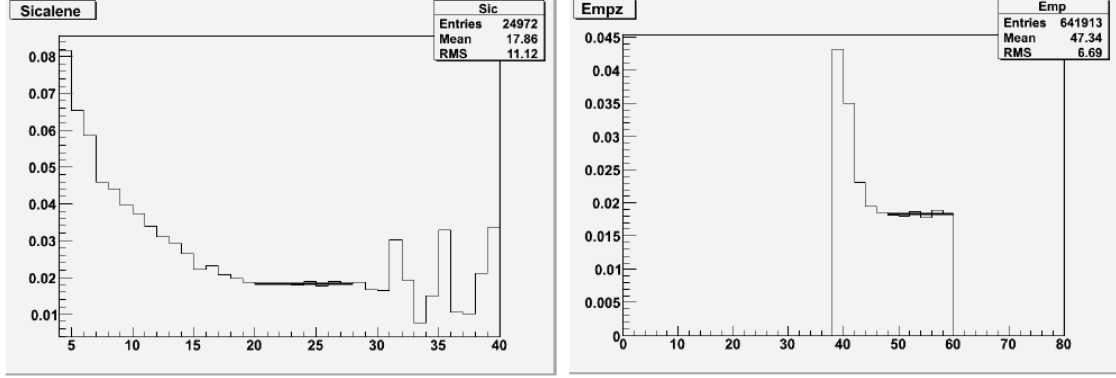
się mianowicie selekcji zbliżonej do selekcji zdarzeń DIS, ale z żądaniem by energia kandydata elektronowego była niska. Wymaga się też obniżonego prawdopodobieństwa na identyfikację kandydata elektronowego ( $P_{SINISTRA}$  - patrz rozdział 11.4) oraz obniżonego cięcia na  $E - p_z$ :

$$2 < E'_e < 15 \text{ GeV}, \quad (11.4)$$

$$0.6 < P_{SINISTRA} < 0.9, \quad (11.5)$$

$$35 < \sum (E - p_z) < 50 \text{ GeV}. \quad (11.6)$$

Na rysunkach 11.11, 11.12 i 11.13 przedstawiono w górnej części rozkłady kontrolne dla wzbogaconej fotoprodukcyjnie próbki danych dla odpowiednio HER, MER i LER. Dane zaznaczono czarnymi punktami, MC fotoprodukcyjne ciemnym histogramem, a jasnym histogramem zaznaczono sumę przewidywań MC fotoprodukcyjnego i MC DIS. Jak widać większość przedstawionych zdarzeń pochodzi z fotoprodukcji. W dolnej części rysunków 11.11, 11.12 i 11.13 przedstawiono stosunek różnicy



Rysunek 11.9. Rozkład stosunku liczby zdarzeń widzianych w 6m taggerze do wszystkich zdarzeń, jako funkcja energii kandydata elektronowego (rysunek lewy) i  $E - p_z$  (rysunek prawy). Oba rysunki sporządzono dla danych rzeczywistych. Gruba czarna linia przedstawia dopasowanie w obszarze, gdzie energia kandydata elektronowego  $> 20 \text{ GeV}$  i  $< 30 \text{ GeV}$  (rysunek lewy) i  $E - p_z > 45 \text{ GeV}$  (rysunek prawy).

liczby zdarzeń w danych rzeczywistych ( $N_{data}$ ) i symulacji MC rozpraszania głęboko nieelastycznego ( $N_{MCDIS}$ ) do liczby zdarzeń symulacji MC procesu fotoprodukcji ( $N_{\gamma pMC}$ ):

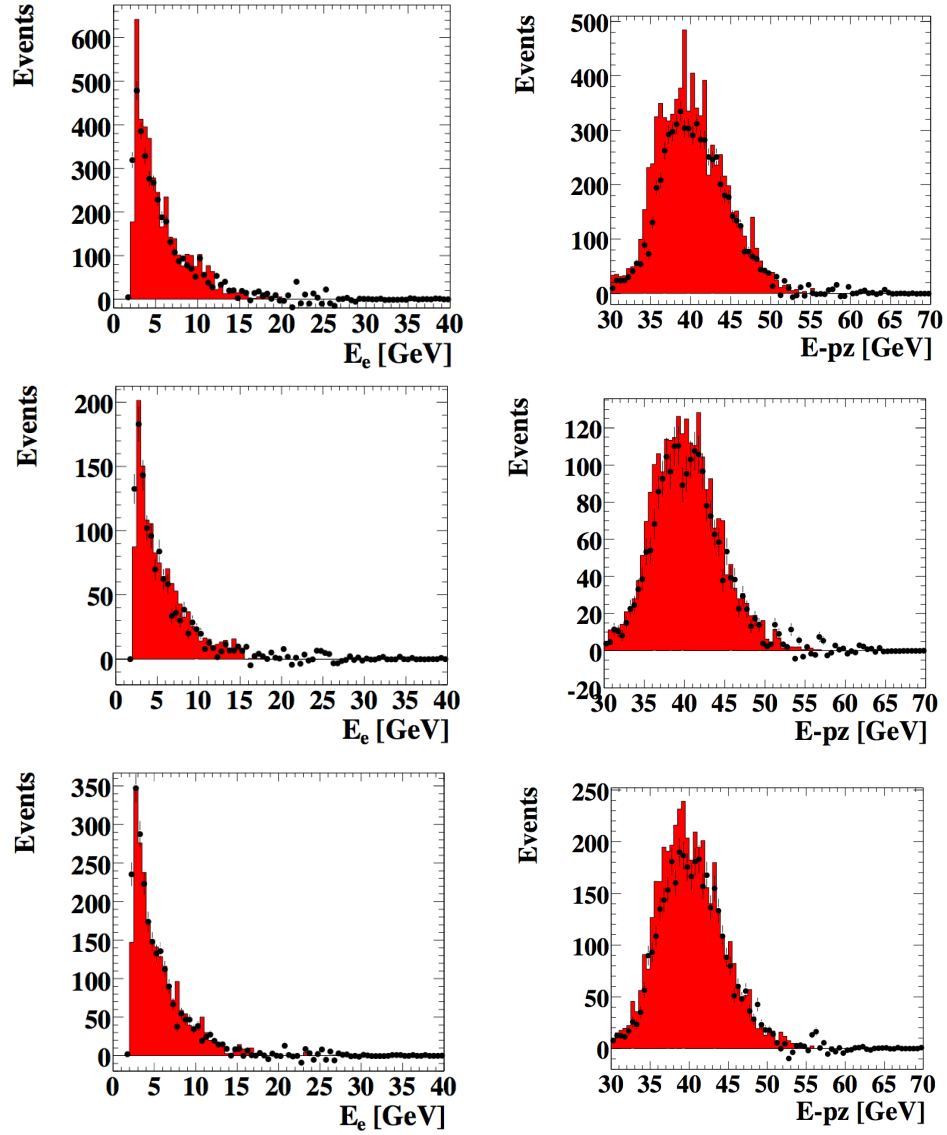
$$\frac{N_{data} - N_{DISMC}}{N_{\gamma pMC}} \quad (11.7)$$

Stosunek ten daje informację na temat poprawności normalizacji MC fotoprodukcyjnego. Jak widać rozkład ten jest bliski jedynki i niemal płaski. Liniami przerywanymi zaznaczono 15% odchylenie od 1. Większość zdarzeń, zwłaszcza tych o energii kandydata elektronowego  $E'_e > 4 \text{ GeV}$  znajduje się między tymi liniami.

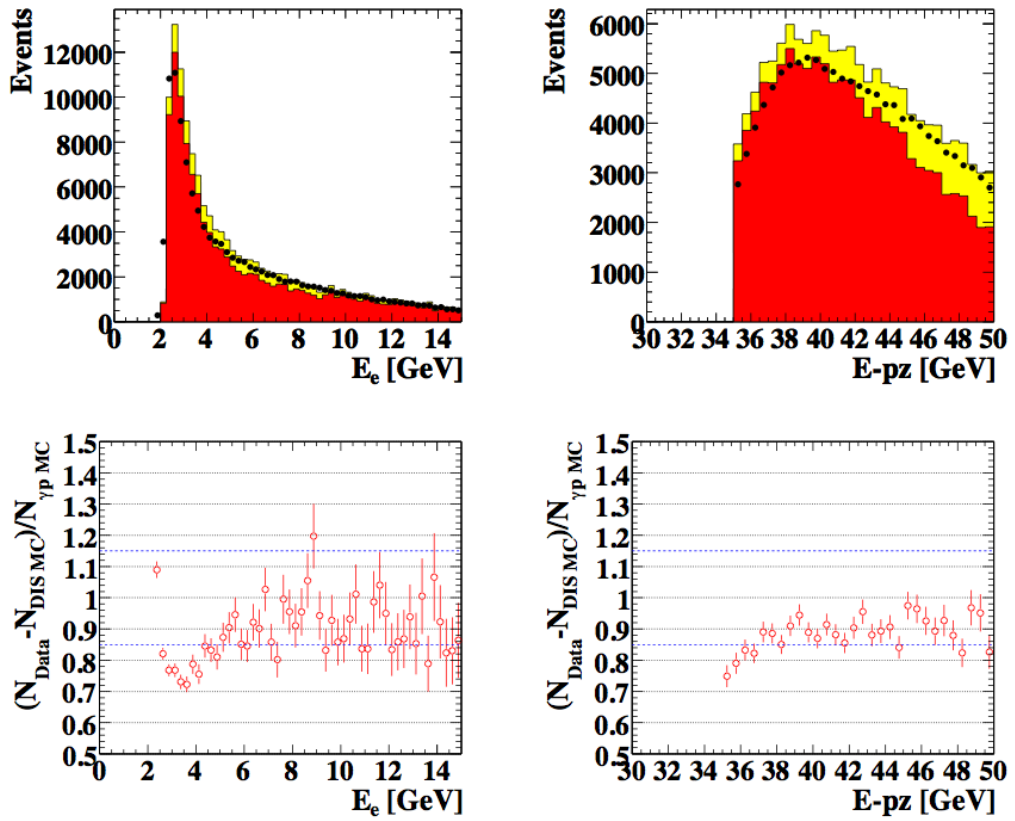
Po zastosowaniu wyżej opisanych poprawek obserwujemy rozsądną zgodność zdarzeń symulacji MC fotoprodukcyjnego z danymi. Przyjmuje się 15% niepewność normalizacji tła od fotoprodukcji. Niepewność ta stanowi jedno z głównych źródeł błędów systematycznych w pomiarze funkcji struktury.

## 11.6 Tło nie pochodzące z procesów $ep$

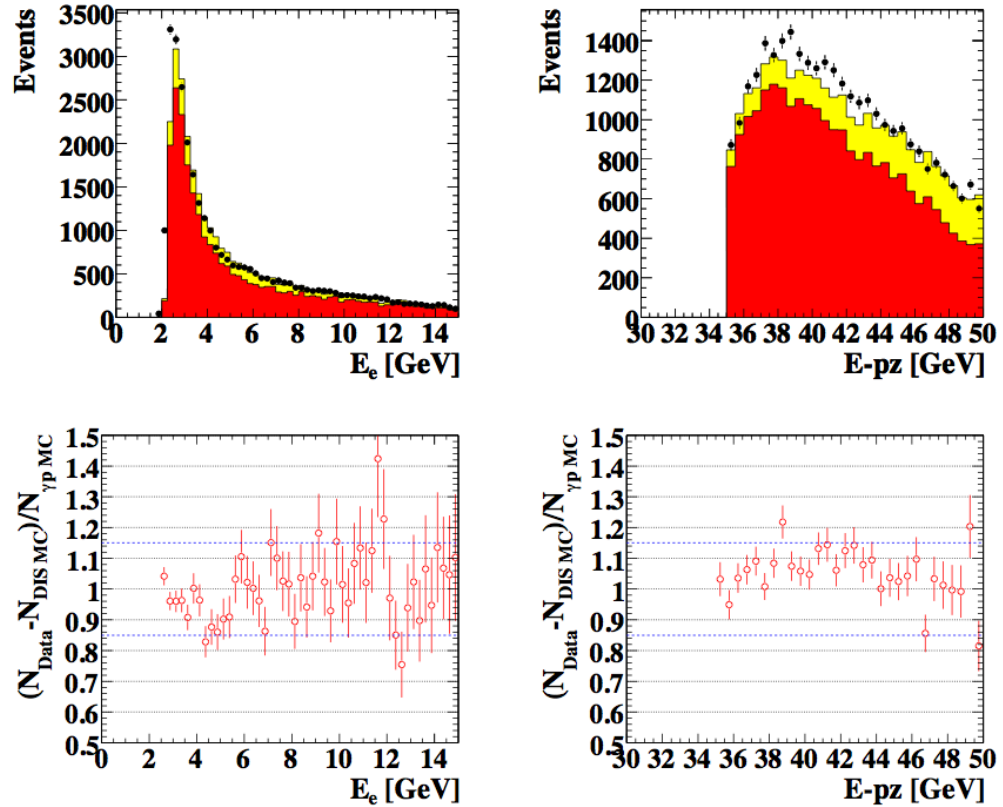
Inny rodzaj tła do procesu głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonach stanowią oddziaływania cząstek nie mających swojego źródła w rozpraszaniu  $ep$ . Mogą to być cząstki pochodzące z promieniowania kosmicznego lub oddziaływania cząstek wiązki protonowej z elementami konstrukcji akceleratora nazywane ogólnie oddziaływaniami wiązka-ściana, lub z resztkami gazu zawartego w rurze tzw. oddziaływanie wiązka-gaz. Częstość takich zdarzeń jest większa od częstości zdarzeń  $ep$ , gdyż przekrój czynny na oddziaływania silne jest mniejszy od przekroju czynnego na oddziaływania elektromagnetyczne. Jednak zdecydowana większość tych przypadków jest już usunięta na etapie trygera poprzez wymagania synchronizacji czasowej, minimalnego depozytu energetycznego lub odpowiedniej topologii zdarzenia, w szczególności ograniczeń na położenie z-owej składowej wierzchołka oddziaływania. Dalsza redukcja tego typu tła następuje na poziomie analizy, gdy np.



Rysunek 11.10. Rozkłady kontrolne energii kandydata elektronowego i  $E - p_z$  dla zdarzeń posiadających sygnał w 6m taggerze, po odjęciu przypadków przekrywania się zdarzeń DIS i zdarzeń BH. Punktami zaznaczono dane rzeczywiste. Zaciemnionym histogramem przewidywania MC. W pierwszym wierszu mamy zdarzenia HER, w drugim MER, a w trzecim LER. [106]



Rysunek 11.11. HER - rozkłady kontrolne dla wzbogaconej fotoprodukcji próbki. Punkty oznaczają dane, ciemny histogram MC fotoprodukcyjne, jasny - MC DIS. W dolnym wierszu rozkłady  $\frac{N_{Data} - N_{DIS MC}}{N_{\gamma p MC}}$  dla tej samej próbki. [106]

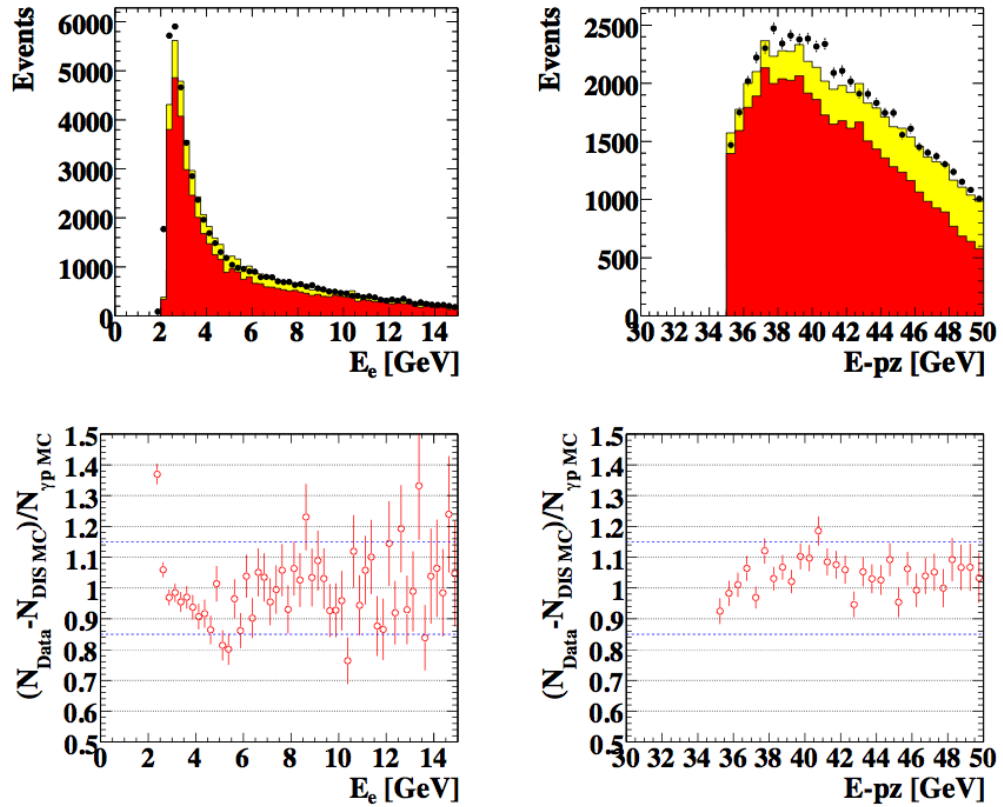


Rysunek 11.12. MER - rozkłady kontrolne dla wzbogaconej fotoprodukcyjnie próbki. Punkty oznaczają dane, ciemny histogram MC fotoprodukcyjne, jasny - MC DIS. W dolnym wierszu rozkłady  $\frac{N_{Data} - N_{DISMC}}{N_{\gamma p MC}}$  dla tej samej próbki. [106]

wymagany jest dobrze zrekonstruowany wierzchołek oddziaływania. Pozostała część tego typu zdarzeń może być określona na podstawie informacji dostarczanej przez tzw. pęczki pilotażowe. Pęczki pilotażowe są to takie pęczki elektronowe, protonowe lub puste, które nie są sparowane z odpowiednimi pęczkami cząstek z drugiej wiązki, więc nie ulegają oddziaływaniom  $ep$ , a tylko ewentualnym oddziaływaniom tła. Monitorowanie zdarzeń, którym podlegają cząstki pilotażowe pozwala na ustalenie charakteru i liczby zdarzeń tła pozostałego wśród zdarzeń DIS. Liczbę zdarzeń tego tła ( $N_{tlo}$ ) można określić za pomocą następującej formuły, tzn. normalizując liczbę pęczków pilotażowych do liczby zderzających się pęczków:

$$N_{tlo} = N_{p-pilot} \frac{n_{zderza}}{n_{p-pilot}} + N_{e-pilot} \frac{n_{zderza}}{n_{e-pilot}} + N_{pusty} \frac{n_{zderza}}{n_{pusty}} \quad (11.8)$$

gdzie  $N_{p-pilot}$ ,  $N_{e-pilot}$ ,  $N_{pusty}$  są odpowiednio liczbami zdarzeń pochodzących z pilotażowych pęczków protonowych, elektronowych, bądź pustych znalezionych w końcowej próbce DIS. Zaś  $n_{zderza}$ ,  $n_{p-pilot}$ ,  $n_{e-pilot}$  i  $n_{pusty}$  są liczbami pęczków odpowiednio: zderzających się, pilotażowych protonowych, pilotażowych elektronowych i pilotażowych pustych. Oczywiście metoda ta milcząco zakłada, że wszystkie niepuste pęczki mają ten sam prąd.



Rysunek 11.13. LER - rozkłady kontrolne dla wzbogaconej fotoprodukcyjnie próbki. Punkty oznaczają dane, ciemny histogram MC fotoprodukcyjne, jasny - MC DIS. W dolnym wierszu rozkłady  $\frac{N_{Data} - N_{DIS MC}}{N_{\gamma p MC}}$  dla tej samej próbki. [106]

I tak przykładowo w eksperymencie H1 dla danych z SVX znaleziono w próbce DIS, po odpowiednim przeskalowaniu do pełnej świetlności danych, 5 zdarzeń pochodzących z pustych pęczków i 7.3 zdarzenia pochodzące z pilotażowych pęczków protonowych. Biorąc pod uwagę, że wszystkich zdarzeń DIS było ok.  $1.7 \cdot 10^6$  tło to jest zupełnie zaniedbywalne. Zaskakujący nieco wynik otrzymano natomiast dla pilotażowych pęczków elektronowych, a mianowicie 454 zdarzenia. Wnikliwa analiza pozwoliła jednak ustalić [74], że nie pochodziły one wyłącznie z tła wiązki-ściana, bądź wiązka-gaz, ale głównie z niezerowego prądu protonowego w odpowiadających im pęczkach protonowych. Niezerowy prąd protonowy jest spowodowany nieco zawodnym sposobem działania magnesu, który jest odpowiedzialny za usuwanie pęczków protonowych odpowiadających pilotażowym pęczkom elektronowym. I tak pęczek elektronowy sparowany z pęczkiem protonowym o prądzie mniejszym niż  $6 \mu A$  jest zakwalifikowany jako pęczek pilotażowy, mimo, że większość oddziaływań jakim podlega to oddziaływania *ep*. Dlatego też zakłada się, że tło od pilotażowej wiązki elektronowej, jest także zaniedbywalne, zaś obserwowane zdarzenia należy zakwalifikować jako zdarzenia DIS i uwzględnić je w poprawkach przy liczeniu świetlności.

## 11.7 Wybór szerokości przedziałów pomiarowych

Pomiar funkcji struktury dokonywany jest w określonych przedziałach (tzw. binach) w tej analizie dokonuje się go w  $Q^2, x$  lub  $Q^2, y$ . Warunki eksperymentalne, takie jak akceptancja detektora ograniczają zakres pomiarowy. Podobnie skończona zdolność rozdzielcza detektora oraz metod rekonstrukcji powoduje rozmycie zrekonstruowanych zmiennych kinematycznych, co prowadzi do migracji zdarzeń między przedziałami. Z jednej strony staramy się dostarczyć jak najwięcej punktów pomiarowych, z drugiej trzeba dbać o to, by jakość pomiaru była odpowiednio wysoka. Dlatego też wybierając liczbę i wielkość przedziałów pomiarowych bazuje się najczęściej na wielkości trzech parametrów charakteryzujących dany przedział, a mianowicie: stabilności - S (stability) nazywanej też czasem wydajnością - E (efficiency), czystości - P (purity) i akceptancji - A (acceptance). Wyznacza się je za pomocą symulacji MC. Wielkości te definiowane są w następujący sposób:

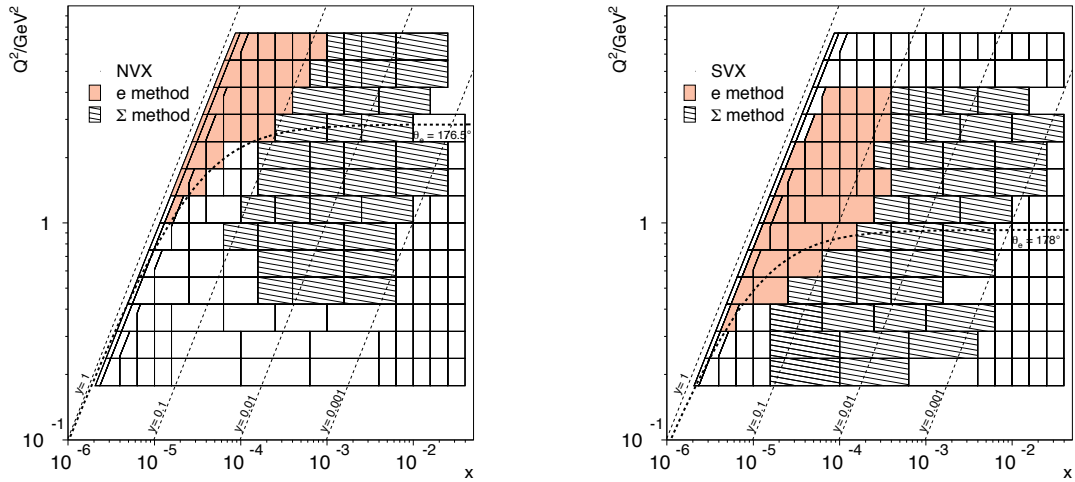
$$S = \frac{\text{liczba zdarzeń zmierzonych i wygenerowanych w danym binie}}{\text{liczba zdarzeń wygenerowanych w danym binie}} \quad (11.9)$$

$$P = \frac{\text{liczba zdarzeń zmierzonych i wygenerowanych w danym binie}}{\text{liczba zdarzeń zmierzonych w danym binie}} \quad (11.10)$$

$$A = \frac{\text{liczba zdarzeń zmierzonych w danym binie}}{\text{liczba zdarzeń wygenerowanych w danym binie}} \quad (11.11)$$

Stabilność jest prawdopodobieństwem, że zdarzenie wygenerowane w danym przedziale pomiarowym zostanie w nim zrekonstruowane. Wartość ta ilustruje efekt całkowity pochodzący z wydajności selekcji i procesów migracyjnych tzn. siłę wpływu zdarzeń z danego przedziału pomiarowego. Czystość dostarcza informacji o efektach migracyjnych do danego przedziału pomiarowego, tzn. ile ze zdarzeń zrekonstruowanych w danym przedziale pomiarowym rzeczywiście tam było wygenerowanych. Stabilność i czystość w związku ze swoją definicją mogą przyjmować wartości od 0 do 1. Akceptancja dostarcza informacji o efektach akceptancyjnych selekcji zdarzeń. Jak wynika z definicji akceptancji, jej wartość, w wyniku migracji, może przekroczyć 100%. Łatwo zauważyć, że  $S = A \times P$ . Bazując na tych trzech wartościach różne eksperymenty dla poszczególnych danych wybierały różne sposoby podziału przestrzeni fazowej na przedziały pomiarowe. W pewnych obszarach przestrzeni fazowej (np. małe  $y$ ) obserwuje się pogarszanie zdolności rozdzielczej metody elektronowej - rozdział 5.1, wtedy celem zachowania wysokiej jakości pomiaru albo zwiększa się zakres przedziału pomiarowego, albo próbuje się zastosować inną metodę rekonstrukcji np. metodę  $\Sigma$  - rozdział 5.3.

Na rys.11.14 pokazano przedziały  $x$  i  $Q^2$ , które zostały użyte w pomiarze przekroju czynnego dla danych H1 - NVX i danych z przesuniętym wierzchołkiem - SVX. Liniami przerywanymi zaznaczono akceptancję kątową, wynoszącą  $176.5^\circ$  dla NVX i  $178.8^\circ$  dla SVX. Obszary zacieniowane to te, gdzie do rekonstrukcji została użyta metoda elektronowa, zaś obszary zakreskowane, to te gdzie rekonstrukcja była zrobiona metodą  $\Sigma$ . Dla obu rysunków można zauważyć przedziały pomiarowe poniżej wymienionych kątów granicznych. Pomiar w tych przedziałach jest możliwy dzięki zastosowaniu metody  $\Sigma$  dla zdarzeń z emisją fotonu z elektronu przed oddziaływaniem



Rysunek 11.14. Przedziały pomiarowe użyte w analizie przekroju czynnego dla danych H1 NVX - lewy rysunek i SVX - prawy rysunek. Przerywaną linią zaznaczono granicę akceptancji kątowej. Zaciemnione obszary to przedziały, gdzie do rekonstrukcji użyta została metoda elektronowa, a zakreskowane to te gdzie użyto metody  $\Sigma$ . Pomiar w przedziałach poza obszarami akceptancji kątowej jest możliwy dzięki zastosowaniu metody  $\Sigma$  dla przypadków z ISR. [16]

(ISR), która to emisja redukuje energię w środku masy dla danego zdarzenia. Przedziały te nazwano przedziałami ISR. Metody  $\Sigma$  nie można zastosować w obszarze dużego  $y$  - gdzie zdolność rozdzielcza jest słaba i prowadzi do znacznych migracji z przedziałów o nominalnej energii do przedziałów ISR, co powoduje, że czystość w danym przedziale spada poniżej dopuszczalnego limitu.

## 11.8 Pomiar przekroju czynnego i wyznaczenie funkcji struktury protonu $F_2$

Jak wspomniano w poprzednim rozdziale pomiar przekroju czynnego przeprowadzany jest w określonych przedziałach w  $Q^2$  i  $x$  lub  $Q^2$  i  $y$ . W obrębie danego przedziału przekrój czynny wyznacza się na podstawie całkowitej świetlności  $L_{dane}$ , liczby zdarzeń zebranych w tym przedziale pomniejszonej o liczbę zdarzeń tła oraz licznych poprawek, które muszą być wzięte pod uwagę w eksperymencie rzeczywistym. I tak ogólną formułę pomiaru przekroju czynnego można zapisać w formie:

$$\frac{d^2\sigma_r}{dx dQ^2} = \frac{N_{dane} - N_{tlo}}{L_{dane}} \frac{1}{A} \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{1 + \delta} \beta_{BC} \quad (11.12)$$

gdzie  $N_{dane}$  i  $N_{tlo}$  oznaczają liczbę zdarzeń DIS i liczbę zdarzeń tła, które przeżywają selekcję zdarzeń DIS. Oszacowania zdarzeń tła dokonuje się metodami opisanymi w rozdziale 11.5.1.  $A$  oznacza akceptancję detektora i wyznacza się ją wg. definicji (11.11) tzn.  $A = N_{MC}/N_{MC}^{gen}$ , zaś  $\epsilon$  to dodatkowe poprawki na wydajność, które nie



zostały uwzględnione w symulacji MC.  $\delta$  oznacza poprawki radiacyjne do przekroju czynnego poziomu Borna. Poprawki te wyznaczone są na podstawie symulacji MC i wyliczane jako  $\delta = \sigma_{rad}^{MC} / \sigma_{Born}^{MC} - 1$ , gdzie  $\sigma_{rad}^{MC}$  i  $\sigma_{Born}^{MC}$  są odpowiednio: pełnym i bornowskim przekrojem czynnym wycalkowanym w przedziale, w którym prowadzimy pomiar.  $\beta_{BC}$  to poprawka na centrum przedziału pomiarowego, tzn. poprawka związana z przeniesieniem wycalkowanej wartości przekroju czynnego do wartości różniczkowego przekroju czynnego w wybranym centrum przedziału  $(x_c, Q_c^2)$ . Poprawka ta jest liczona z symulacji MC jako:  $\beta_{BC} = \frac{d^2\sigma^{MC}(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2} / \sigma_{Born}^{MC}$ . Poprawki radiacyjne - jak wyjaśniono w rozdziale 11.3 i 11.1 - są już uwzględnione w symulacji MC, można więc napisać:

$$N_{MC}^{gen} = L_{MC} \sigma_{MC}^{rad}, \quad (11.13)$$

co prowadzi do formuły pozwalającej określić przekrój czynny używając metody MC:

$$\frac{d^2\sigma_r}{dx dQ^2} = \frac{N_{dane} - N_{tlo}}{N_{MC}} \frac{L_{MC}}{L_{dane}} \frac{1}{\epsilon} \frac{d^2\sigma_{rMC}}{dx dQ^2} \quad (11.14)$$

czyli mierzony przekrój czynny jest proporcjonalny do przekroju czynnego użytego w symulacji MC przeważonego stosunkiem liczby zdarzeń DIS w danym przedziale pomiarowym dla danych i symulacji MC oraz znormalizowanego do świetlności danych. By nie zaburzać pomiaru, przekrój czynny użyty w symulacji  $\frac{d^2\sigma^{MC}(x, Q^2)}{dx dQ^2}$  powinien być maksymalnie bliski mierzonemu przekrojowi czynnemu. W praktyce sprawdza się to w procedurze iteracyjnej przeważając wejściowe MC do mierzonego przekroju czynnego z poprzedniej iteracji. Zwykle okazuje się, że efekty ewentualnego zaburzenia wyznaczenia przekroju czynnego są poniżej 1% i już pierwsza iteracja doprowadza do zbieżności.

Dla wystarczająco małego  $y$ , tzn. wtedy gdy poprawki związane z podłużną funkcją struktury są zaniedbywalne,  $\sigma_r$  jest tożsamy z funkcją struktury  $F_2$ . Jednak w ogólnym przypadku mierząc funkcję struktury  $F_2$  stosuje się małą poprawkę opartą na obliczeniach teoretycznych na wkład związany z podłużną funkcją struktury  $F_L$  zgodnie z formułą:

$$F_2(x, Q^2) = \sigma_r(x, Q^2) + \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2) \quad (11.15)$$

Zwykle wkład  $F_L$  był określany za pomocą dopasowania QCD, gdyż bezpośrednie pomiary  $F_L$  pojawiły się zupełnie niedawno.

## 11.9 Pomiar podłużnej funkcji struktury protonu poprzez obniżenie energii wiązki protonowej

Jak wspomniano w rozdziale 3 podłużna funkcja struktury  $F_L(x, Q^2)$  jest związana z oddziaływaniem podłużnie spolaryzowanych wirtualnych fotonów z protonem. W modelu kwarkowo-partonowym podłużna funkcja struktury znika zgodnie z relacją Callana-Grossa [34]. Dopiero dokładniejsza teoria jaką jest chromodynamika kwantowa uwzględnia niezerowość  $F_L$ , gdyż dzięki obecności gluonów we wierzchołku hadronowym jest możliwe zaabsorbowanie podłużnie spolaryzowanego wirtualnego fotonu bez łamania prawa zachowania helicy i prawa zachowania pędu.

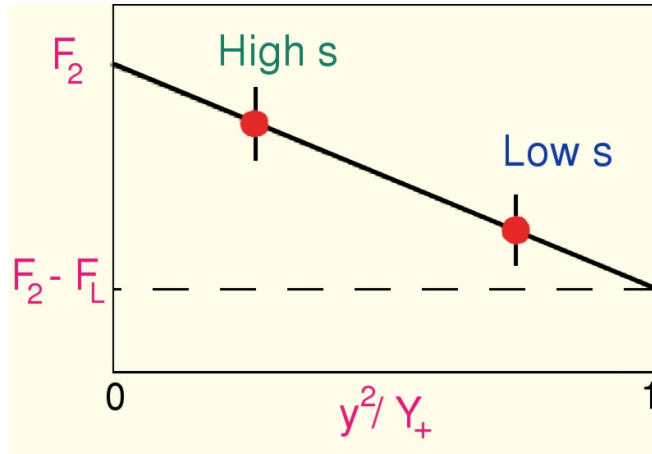
Dla małych  $x$  i w obszarze  $Q^2$  charakterystycznym dla DIS wkład do  $F_L$  zdominowany jest przez gluony, dlatego też z dużą dokładnością można powiedzieć, że pomiar  $F_L$  dostarcza bezpośredniej miary rozkładu gluonów w protonie:

$$F_L \sim xg(x, Q^2) \quad (11.16)$$

Pomiar  $F_L$  wymaga pomiarów przekroju czynnego na DIS dla ustalonych wartości  $x$  i  $Q^2$  przy co najmniej dwóch różnych wartościach energii w środku masy, czyli dla różnych wartości  $y$ . Mając zmierzone co najmniej dwa różne przekroje czynne można poprowadzić linię prostą:

$$\sigma_r(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2) \quad (11.17)$$

$F_L(x, Q^2)$  będzie można otrzymać z nachylenia linii dopasowania zredukowanego przekroju czynnego  $\sigma_r$  w funkcji  $y^2/Y_+$ . Przecięcie tejże linii z osią rzędnych daje funkcję struktury  $F_2$ .



Rysunek 11.15. Wykres Rosenblutha ilustrujący zasadę pomiaru  $F_L$  poprzez pomiar zredukowanego przekroju czynnego dla ustalonych wartości  $x$  i  $Q^2$ , ale dla różnych wartości energii w środku masy  $s$  (czyli różnego  $y$ ).

Ilustracja tej metody przedstawiona jest na rys.11.15. Warto zwrócić uwagę, iż im większa różnica w  $y$  i im więcej punktów pomiarowych tym dokładniejszy pomiar  $F_L$  można przeprowadzić.

Opisana powyżej metoda była użyta w pierwszym bezpośrednim pomiarze  $F_L$  wykonanym w eksperymencie H1 po zebraniu danych o obniżonej energii [107]. Jednak ta metoda nie uwzględnia optymalnie korelacji między wszystkimi pomiarami i dlatego zaproponowana została alternatywna procedura. Mianowicie obie funkcje struktury  $F_2$  i  $F_L$  są jednocześnie określone z mierzonego przekroju czynnego używając techniki minimalizacji  $\chi^2$ . W tym podejściu  $F_2$  i  $F_L$  dla każdego punktu pomiarowego w  $x$  i  $Q^2$  są wolnymi parametrami dopasowania. Dodatkowo wprowadza się parametry  $b_j$  dla każdego źródła skorelowanego błędu systematycznego.

Minimalizuje się następującą funkcję  $\chi^2$ :

$$\chi^2(F_L, F_2, b) = \sum_i \frac{\left[ (F_{2,i} - \frac{y^2}{Y_+} F_{L,i}) - \sum_j \Gamma_{i,j} b_j - \sigma_i \right]^2}{\Delta_i^2} + \sum_j b_j^2 \quad (11.18)$$

gdzie  $Y_+ = (1 + (1 - y)^2)$ , a  $\sigma_i$  jest mierzonym zredukowanym przekrojem czynnym w  $x_i$  i  $Q_i^2$  z błędem  $\Delta_i$  zawierającym niepewność statystyczną i nieskorelowaną systematyczną tj.  $\Delta_i = \sqrt{\Delta_{i,stat}^2 + \Delta_{i,syst}^2}$ . Wpływ skorelowanych błędów systematycznych na pomiar przekroju czynnego zawarty jest w macierzy  $\Gamma_{i,j}$ . Dla  $y < 0.35$  współczynnik  $y/Y_+$  jest mały (w porównaniu do jedynki), czyli  $F_L$  nie może być dokładnie mierzona. Aby uniknąć niefizycznych wartości  $F_L$  w tym obszarze kinematycznym, wprowadza się warunek  $0 \leq F_L \leq F_2$ , który lepiej ogranicza  $F_L$ , niż mierzone przekroje czynne. Ta technika wyznaczenia  $F_L$  jest identyczna z techniką dopasowania liniowego opisanego powyżej, jeśli bierze się pod uwagę pojedynczy przedział pomiarowy w  $x$  i  $Q^2$  oraz zaniedbuje się korelacje między poszczególnymi pomiarami przekroju czynnego.

Stosunek przekrojów czynnych na rozpraszanie podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych wirtualnych fotonów wiąże się z funkcjami struktury  $F_2$  i  $F_L$  jak:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L}. \quad (11.19)$$

Wartość  $R$ , w funkcji  $Q^2$  jest określona poprzez minimalizację funkcji  $\chi^2$  z równania 11.18, w którym  $F_L$  jest zastąpiona przez

$$F_L = \frac{R}{1 + R} F_2, \quad (11.20)$$

a  $R$  jest stałe w  $x$  dla danego  $Q^2$ .

## 11.10 Inne metody wyznaczenia podłużnej funkcji struktury protonu $F_L$

Metoda pomiaru funkcji struktury protonu poprzez obniżenie energii wiązki protonowej, była znana i proponowana już od początków HERA [108], jednak jej praktyczna realizacja musiała czekać do ostatnich miesięcy działania akceleratora, kiedy to przeprowadzono zderzenia z obniżoną energią wiązki protonowej.

Jednak i wcześniej pojawiały się próby pomiaru  $F_L$  na HERA. Krasny i Płaczek [17] zaproponowali metodę obniżenia energii w środku masy nie poprzez obniżanie energii wiązki protonowej, ale wiązki elektronowej wykorzystując twardą emisję fotonu z elektronu przed oddziaływaniem, czyli ISR. Detektor do pomiaru świetlności mógłby być użyty do zmierzenia energii wyemitowanego fotonu. Metoda ta jest bardzo elegancka, jednak niełatwa w użyciu. Główny problem wynika z faktu, że przekrój czynny na DIS z emisją wysokoenergetycznego fotonu z leptonu przed oddziaływaniem jest relatywnie niewielki, ponadto niewielka różnica w  $y^2/Y_+$  wymaga ogromnej dokładności pomiaru rozproszonego elektronu, a także niełatwym

zadaniem jest kontrola tła od promieniowania hamowania (bremsstrahlungu), a dokładniej przekrywania się zdarzeń DIS ze zdarzeniami bremsstrahlungu. Mimo tych trudności w eksperymencie ZEUS podjęta została próba pomiaru  $F_L$  w oparciu o zdarzenia z ISR - wyniki tego pomiaru zostaną omówione w rozdziale (13.4).

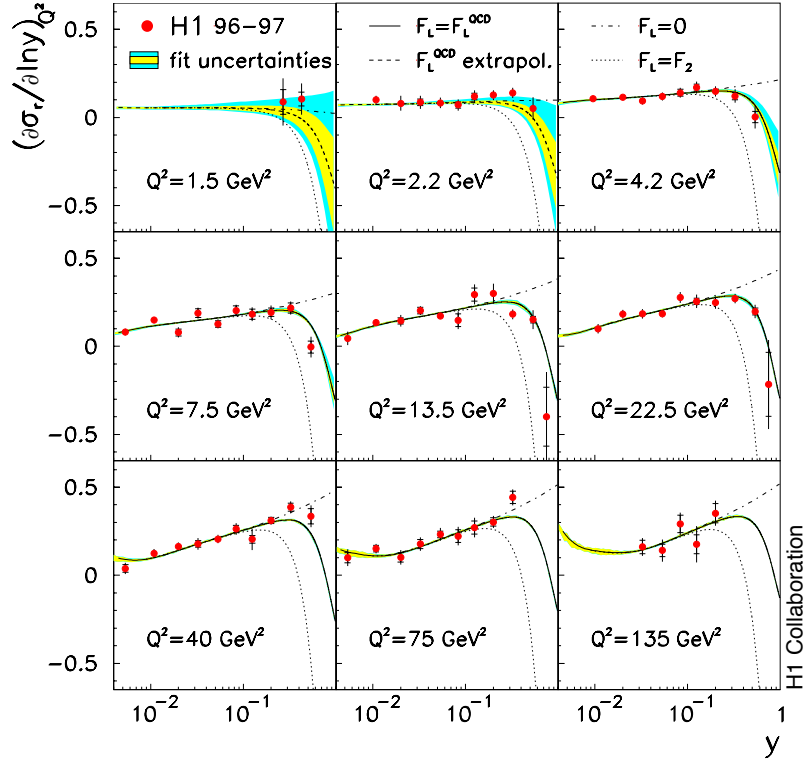
Oprócz opisanego powyżej sposobu bezpośredniego pomiaru  $F_L$  eksperyment H1 wielokrotnie przeprowadzał analizy wykorzystujące różne metody ekstrakcji  $F_L$  na bazie pewnych założeń o zachowaniu  $F_2$  [109–113]. Pierwsza metoda bazuje na fakcie, że dla małego  $y$  wkład do przekroju czynnego pochodzący od podłużnej funkcji struktury jest zanedbywalny. H1 określa więc  $F_2$  poprzez dopasowanie NLO QCD do danych w obszarze, gdzie  $y < 0.35$ . Następnie to dopasowanie jest ekstrapolowane do obszaru dużego  $y$  ( $y = 0.7$ ) i użyte do odjęcia od przekroju czynnego wkładu od  $F_2$ , co następnie pozwala wyznaczyć  $F_L$ . Najbardziej niepewnym elementem tej metody jest przedłużanie wyników na  $F_2$  z obszaru małego do dużego  $y$ , mimo że zostało potwierdzone, iż użycie innych modeli do ekstrapolacji  $F_2$  daje te same wartości  $F_2$  dla dużych  $y$ .

Inną metodą określenia  $F_L$  w eksperymencie H1 jest tzw. metoda różniczkowa. Nazwa ta pochodzi od pochodnej cząstkowej przekroju czynnego dla ustalonego  $Q^2$ :

$$\left(\frac{\partial\sigma_r}{\partial\ln y}\right)_{Q^2} = \left(\frac{\partial F_2}{\partial\ln y}\right)_{Q^2} - 2 \cdot F_L \cdot y^2 \cdot \frac{2-y}{Y_+^2} - \frac{\partial F_L}{\partial\ln y} \cdot \frac{y^2}{Y_+}, \quad (11.21)$$

Dla  $y \rightarrow 1$  pochodna przekroju czynnego zmierza do granicy  $(\partial F_2/\partial\ln y)_{Q^2} - 2F_L$ , gdyż wkład od pochodnej  $F_L$  jest zanedbywalnie mały. Dla największego  $y$  wkład od  $F_L$  dominuje pochodną przekroju czynnego. Jest to inaczej niż w przypadku przekroju czynnego  $\sigma_r$ , który jest zdominowany przez wkład od  $F_2$  dla całego zakresu  $y$ . Dodatkową zaletą metody różniczkowej jest to, że może być stosowana dla bardzo małych  $Q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$ , gdzie opis QCD funkcji  $F_2(x, Q^2)$  jest skomplikowany z powodu poprawek wyższego rzędu i efektów nieperturbacyjnych. Dla małych  $Q^2$  i  $y < 0.3$  zaobserwowano - rys.11.16 - że pochodna  $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$  jest proporcjonalna do  $\ln y$ . Funkcja struktury  $F_2(x, Q^2)$  dla ustalonego  $Q^2$  zachowuje się jak  $x^{-\lambda} \approx y^\lambda$ , co zostało potwierdzone w dedykowanej analizie [114]. Dla małych  $Q^2$  ( $< 8.5 \text{ GeV}^2$ ) eksponenta  $\lambda$  jest niewielka  $\leq 0.2$  i dlatego spodziewamy się, że pochodna  $\partial\sigma_r/\partial\ln y$  jest w przybliżeniu liniowa z  $\ln y$ . Dla większych  $Q^2$   $\lambda$  wzrasta, więc oczekujemy zakrzywiania się zależności pochodnej od  $\ln y$  - co rzeczywiście widać na rysunku zarówno w rozkładzie danych, jak i kształcie przewidywań QCD. Przybliżenia tego używamy, by określić  $F_L$  dla małych  $Q^2$ . Mianowicie prowadzi się dopasowanie linią prostą w  $\ln y$  do pochodnej  $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$  w obszarze małych wartości  $y$ , tzn. tam gdzie wkład od  $F_L$  jest zanedbywalny. W związku z tym dopasowanie liniowe daje przewidywanie  $\partial F_2/\partial\ln y$ . Następnie ekstrapoluje się to dopasowanie do obszaru dużego  $y$  celem oszacowania wkładu od  $\partial F_2/\partial\ln y$  w tym obszarze. Niedokładności związane z tą metodą są włączane później do błędu systematycznego wyznaczenia  $F_L$ .

Opracowano też inną metodę - bazującą jak ta poprzednia na założeniu, że  $F_2(x, Q^2)$  zachowuje się jak  $x^{-\lambda}$  dla ustalonego  $Q^2$  - lecz wykorzystującą opis kształtu przekroju czynnego w funkcji  $y$ , dlatego nazwana została “metodą kształtu”. Zakłada



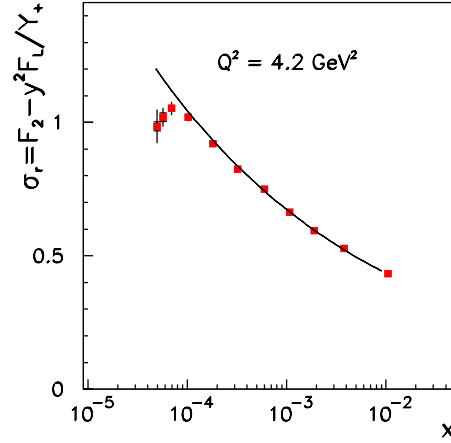
Rysunek 11.16. Pomiar pochodnej  $\partial\sigma_r/\partial\ln y$  dla ustalonej wartości  $Q^2$ . Pokazano dane H1 NVX96/97. Błędy wewnętrzne to błędy statystyczne, zewnętrzne to statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Krzywe przedstawiają wyniki dopasowania QCD dla danych  $y < 0.35$  i  $Q^2 > 3.5 \text{ GeV}^2$  policzone przy założeniach opisanych na rysunku. Niepewności dopasowania zaznaczono kolorowymi pasmami wokół krzywych. Wewnętrzny pas oznacza niepewności wynikające z niedokładności danych, zewnętrzny to całkowite niepewności tj. razem z niepewnościami teoretycznymi. [112]

ona, że kształt zredukowanego przekroju czynnego - jaki dla przykładowego  $Q^2$  pokazano na rys. 11.17 - jest dla dużych  $y$  zdominowany, nie samą wartością  $F_L(x, Q^2)$ , ale czynnikiem  $y^2/Y_+$ . Ponadto, ze względu na wąski zakres  $x$  dostępny dla pomiaru przy dużych  $y$  zakłada się, że  $F_L(x, Q^2)$  jest stałe tzn.  $F_L = F_L(Q^2)$  w poszczególnych przedziałach  $Q^2$ . W związku z tymi założeniami wykres zredukowanego przekroju czynnego dla ustalonej wartości  $Q^2$  może być sparametryzowany i dopasowany funkcją w postaci:

$$\sigma_{FIT} = c \cdot x^{-\lambda} - \frac{y^2}{1 + (1 - y)^2} F_L. \quad (11.22)$$

W powyższym dopasowaniu  $F_L$  traktuje się jako parametr i w ten sposób znajduje się wartość  $F_L(x, Q^2)$  [111].

“Metodę kształtu” wyznaczenia  $F_L$  można połączyć z metodą wyznaczenia parametrów opisujących zachowanie funkcji struktury protonu  $F_2$  tj. parametrów  $c$  i  $\lambda$  z równania (3.33). Zakłada się, że  $F_L$  w obszarze dużych  $y$ , czyli obszarze dominacji gluonów, zachowuje się w funkcji  $x$  podobnie jak  $F_2$ . Ponadto zakłada się, że  $F_L$  jest proporcjonalna do  $F_2$ , a współczynnik proporcjonalności zależy jedynie od  $Q^2$ .



Rysunek 11.17. Przykładowy rozkład zredukowanego przekroju czynnego w funkcji  $x$  dla ustalonego  $Q^2 = 4.2 \text{ GeV}^2$ . Punkty oznaczają dane H1 NVX. Linią zaznaczono dopasowanie w postaci  $c \cdot x^{-\lambda}$  wykonane dla dużych  $x$  i przedłużone do obszaru małego  $x$ .

Definiując  $R$  analogicznie, jak w równaniu 11.19 mamy:

$$F_L(Q^2, x) = F_2(Q^2, x) \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)}. \quad (11.23)$$

Zredukowany przekrój czynny może być wtedy wyrażony jako:

$$\sigma_r(Q^2, x) = c(Q^2) x^{-\lambda(Q^2)} \left(1 - \frac{y^2}{Y_+} \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)}\right). \quad (11.24)$$

Rozkłady przekroju czynnego są dopasowywane funkcją (11.24) i z parametrów dopasowania są wyznaczane wartości  $c$ ,  $\lambda$  i  $R$ .

Wyniki uzyskane przy zastosowaniu metod pomiaru bezpośredniego oraz wyznaczenia  $F_L$  na podstawie innych pomiarów i pewnych założeń na temat  $F_2$  zostaną przedstawione w dalszych rozdziałach.

### 11.11 Procedura uśredniania wyników pomiaru $F_2$

Współpraca H1 opracowała metodę łączenia wyników pomiaru przekroju czynnego uzyskanego z różnych zbiorów danych. Metoda ta - oparta na minimalizacji  $\chi^2$  jest szczegółowo opisana w [115] i [16]. Dla danego zbioru danych pomiar funkcji struktury protonu  $F_2$  może być zapisany jako:

$$\chi_{exp}^2(F_2^{i,true}, \alpha_j) = \sum_i \frac{\left[ F_2^{i,true} - \left( F_2^i + \sum_j \frac{\partial F_2^i}{\partial \alpha_j} \alpha_j \right) \right]^2}{\sigma_i^2} + \sum_j \frac{\alpha_j^2}{\sigma_{\alpha_j}^2}, \quad (11.25)$$

gdzie  $F_2^i$  są wartościami centralnymi pomiaru  $F_2$  w poszczególnych przedziałach  $i$ , zaś  $\sigma_i^2$  są wypadkowymi statystycznymi ( $\sigma_{i,stat}$ ) i nieskorelowanych systematycznymi

( $\sigma_{i,uncor}$ ) niepewności pomiaru  $F_2$ , tzn.  $\sigma_i^2 = \sqrt{\sigma_{i,stat}^2 + \sigma_{i,uncor}^2}$  w przedziałach pomiarowych  $i$ .  $\alpha_j$  to skorelowane niepewności systematyczne, a  $\partial F_2^i / \partial \alpha_j$  opisuje zależność  $F_2$  od tych niepewności systematycznych.  $\chi^2$  z równania 11.25 osiąga wartość minimalną ( $\chi^2 = 0$ ) dla  $F_2^{i,true} = F_2^i$  i  $\alpha_j = 0$ . Można pokazać, że całkowita niepewność  $F_2^{i,true}$  otrzymana z minimalizacji równania 11.25 jest równa sumie kwadratów statystycznych i systematycznych niepewności.

W przypadku pomiaru pochodzącego z paru zbiorów danych tworzona jest funkcja  $\chi_{tot}^2$  będąca sumą  $\chi_{exp}^2$  dla poszczególnych grup danych.  $\chi_{tot}^2$  jest minimalizowana względem  $F_2^{i,true}$  i  $\alpha_j$ . Jeśli nie ma żadnych skorelowanych źródeł niepewności systematycznych, minimalizacja ta sprowadza się do zwykłego uśrednienia pomiarów. Gdy uwzględnione są niepewności systematyczne minimalizacja odpowiada uogólnieniu procedury średniującej tak, że uwzględnione są korelacje między pomiarami.

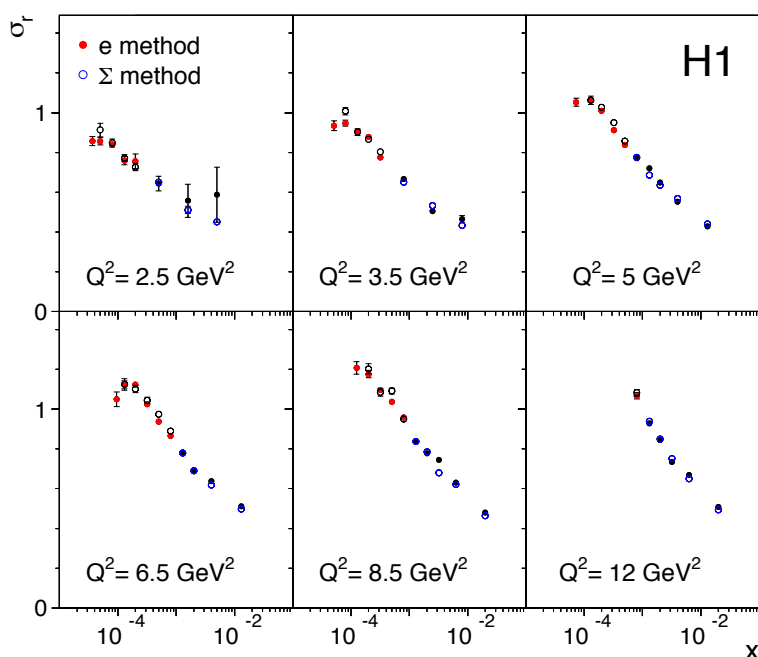
Uśrednianie można przeprowadzić tylko, jeśli średniowane pomiary są wykonane dla tych samych wartości  $x$  i  $Q^2$ . Dlatego też, najpierw przesuwa się wyniki z różnych okresów pomiarowych do wspólnej siatki w  $x$  i  $Q^2$ . Używa się do tego celu dopasowań QCD do danych np. dopasowania H1 PDF2000 [71]. Takie przesuwanie punktów pomiarowych wprowadza pewną niewielką zależność od modelu, którego używa się do przesunięcia. Szczęśliwie większość pomiarów została wykonana w tych samych przedziałach pomiarowych, zaś w przypadku tych, które musiały być przesunięte poprawki są niewielkie (kilka procent) i stabilne, tzn. nie zmieniają się, gdy do procedury przesuwania użyje się innych dopasowań QCD.

## 12 Pomiar przekroju czynnego i funkcji struktury protonu $F_2$

Zebrane dane, poprawione na znane efekty detektorowe używane są do pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie  $ep$ , a w dalszej kolejności do wyznaczenia  $F_2$  i  $F_L$ . Przez cały okres zbierania danych na HERA pomiary te były wykonywane ze wrastającą dokładnością. Ostatecznie po zakończeniu działalności akceleratora i po zakończeniu analizy zebranych danych dokonano procedury zsypania danych z poszczególnych okresów ich zbierania, a w końcu także danych z obu eksperymentów i obu faz HERAI i HERAII. Poniżej przedstawione zostaną wyniki z paru pomiarów z obu eksperymentów, jak też wyniki z kolejnych etapów uwspólniania tychże danych.

### 12.1 Pomiar przekroju czynnego i $F_2$ dla poszczególnych zbiorów danych w H1 i ZEUS

W eksperymencie H1 pomiar przekroju czynnego zwykle wykonywany jest dla dwóch różnych metod rekonstrukcji kinematyki - metody elektronowej i metody  $\Sigma$ . Pozwala to na sprawdzenie poprawności rekonstrukcji oraz dostarcza oszacowania części błędów systematycznych. Na rysunku 12.1 pokazano porównanie przekroju czynnego dla danych NVX - otrzymane za pomocą wspomnianych dwóch metod rekonstrukcji. Widzimy dość dobrą zgodność przekrojów czynnych wyznaczonych za pomocą obu metod.



Rysunek 12.1. Porównanie przekroju czynnego w funkcji  $x$  dla danych NVX otrzymanego przy zastosowaniu metody elektronowej (pełne kółka) i metody  $\Sigma$  (puste kółka). Zaznaczone niepewności to niepewności statystyczne. [16]



Dodatkowym sprawdzeniem poprawności przeprowadzonej analizy jest zestawienie pomiarów przekrojów czynnych dla różnych grup danych. Na rysunku 12.2 pokazano porównanie przekrojów czynnych otrzymanych dla danych NVX i SVX. Niedokładność mierzonych danych jest rzędu 3-4% i trochę większa przy brzegach akceptancji. Najmniejsze wartości  $Q^2$  - sięgające  $0.2 \text{ GeV}^2$  są uzyskane w pomiarach z wykorzystaniem metody przesuniętego wierzchołka (SVX). W przedziale między  $0.5\text{-}3.5 \text{ GeV}^2$  mamy wyniki zarówno z analizy danych SVX, jak i danych NVX. Obserwujemy dobrą zgodność obu pomiarów. Powyżej  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$  mamy już tylko pomiar z danych NVX. Dane dla najwyższych wartości  $y$  otrzymane są dzięki zastosowaniu trygera S9 - patrz rozdział 9. Można za ich pomocą obserwować oczekiwane odstępstwo od liniowej zależności w  $\ln x$  (zaginanie się przekroju czynnego).

Jak wyjaśniono w rozdziale 11.11 opracowana została metoda łączenia wyników pomiaru przekroju czynnego uzyskanego z różnych zbiorów danych. W przypadku danych z SVX i NVX mamy sześć źródeł skorelowanych błędów systematycznych -  $\alpha_j$  w równaniu 11.25 (rozdział 8.4): skala pomiaru  $E'_e$ , pomiar  $\Theta_e$ , energetyczna skala hadronowa w LAr i w detektorze SpaCal, szum w LAr, normalizacja tła od fotoprodukcji. Dodatkową niepewnością skorelowaną jest niepewność pomiaru świetlności, którą można podzielić na w pełni skorelowaną niepewność teoretyczną - 0.5% i nieskorelowaną niepewność doświadczalną wiążącą się ze zmianami parametrów wiązek i akceptancji detektora. Inne niepewności systematyczne traktuje się jako nieskorelowane, więc wchodzi do równania 11.25 dodane w kwadracie do niepewności statystycznych, jako  $\sigma_i$ .

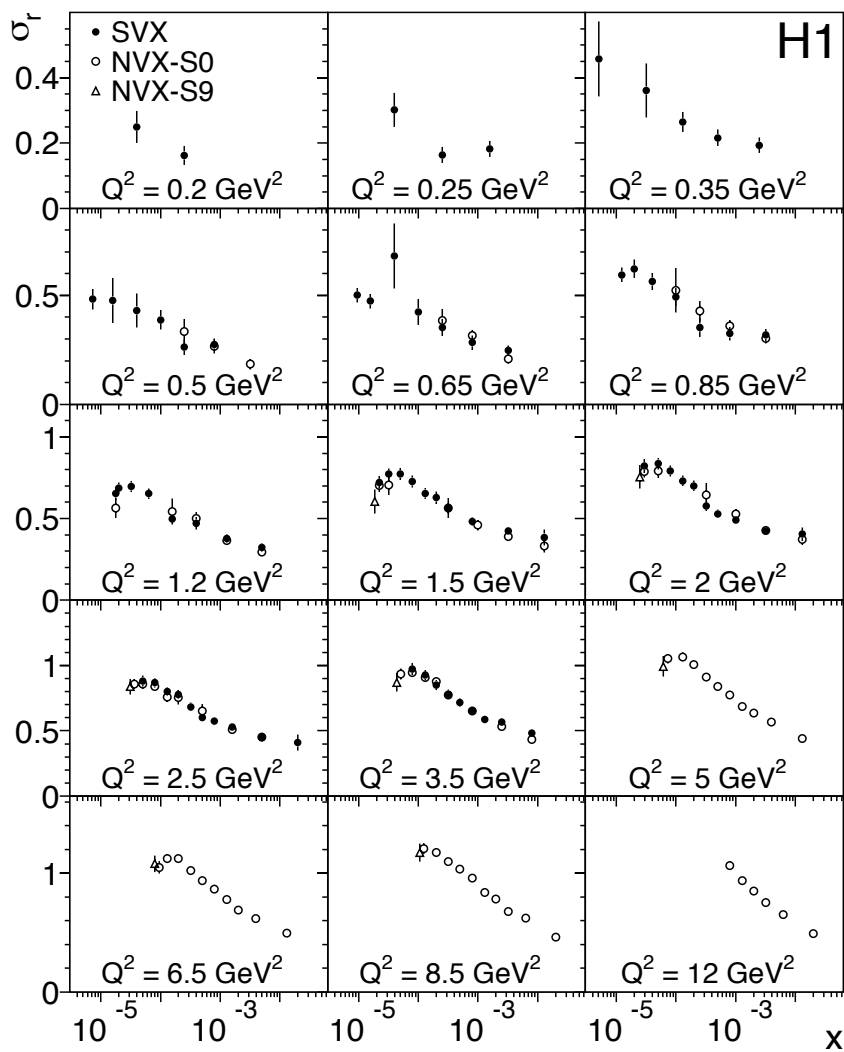
Niepewności systematyczne, które są skorelowane między poszczególnymi punktami pomiarowymi mogą być traktowane jako skorelowane, nieskorelowane lub częściowo skorelowane między danymi z SVX i NVX. Powodem korelacji może być podobieństwo procedur kalibracyjnych lub układ detektora. Jednak w związku z tym, że nieskorelowana część ma większy wpływ na błąd końcowy wszystkie źródła błędów systematycznych uznano za nieskorelowane między próbkami SVX i NVX.

Celem sprawdzenia wrażliwości procedury średniującej na założenie o skorelowaniu błędów systematycznych powtórzono procedurę średniowania przy  $2^6 - 1$  innych możliwych założeniach korelacji poszczególnych źródeł błędów systematycznych. Wyniki w większości przypadków bardzo nieznacznie różniły się od wartości uzyskanych przy pierwotnych założeniach, zarówno jeśli chodzi o wartości centralne, jak i błędy.

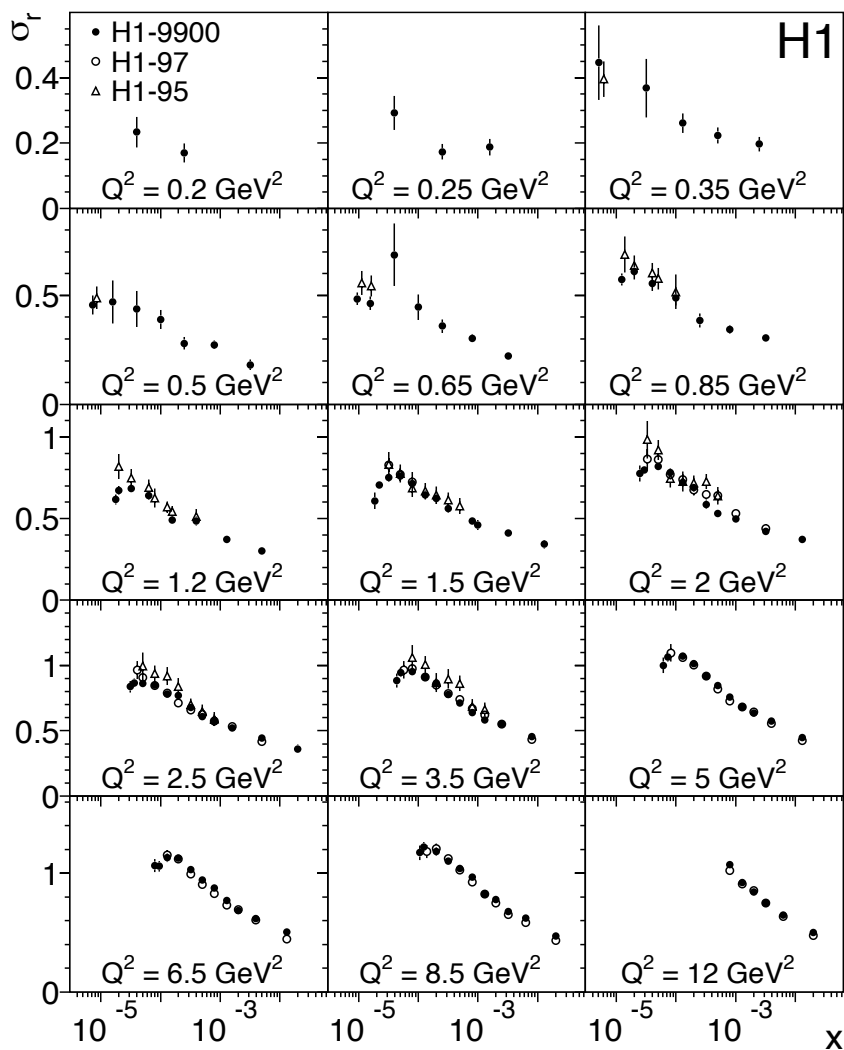
Na rysunku 12.3 pokazano połączone wyniki pomiaru przekroju czynnego dla danych NVX i SVX oraz porównano je z wcześniejszymi wynikami uzyskanymi w eksperymencie H1 tzn. wynikami pomiaru przekroju czynnego dla danych NVX96/97 i SVX95. Dane NVX i SVX były zbierane dla energii protonu równej  $920 \text{ GeV}$ , podczas gdy wcześniejsze dane pochodzą z okresu, gdy energia wiązki protonowej wynosiła  $820 \text{ GeV}$ . Podłużna funkcja struktury protonu zależy od energii w środku masy, dlatego przed porównaniem tych wyników uwzględniono poprawkę wyznaczoną na podstawie równania 3.8:

$$\sigma_r^{920}(x, Q^2) = \sigma_r^{820}(x, Q^2) + F_L(x, Q^2)[f(y_{820}) - f(y_{920})], \quad (12.1)$$

gdzie  $\sigma_r^{920}$  oznacza zredukowany oprzekrój czynny przeskalowany do energii  $920 \text{ GeV}$ ,



Rysunek 12.2. Porównanie zredukowanego przekroju czynnego w funkcji  $x$  dla danych SVX (pełne kółka) i NVX analizowanych przy pomocy BST i trygera S0 (puste kółka) oraz danych NVX selekcjonowanych trygerem S9 (trójkąty). Zaznaczone błędy to błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [16]



Rysunek 12.3. Porównanie zredukowanego przekroju czynnego w funkcji  $x$  dla uśrednionych danych NVX i SVX - pełne kółka, z danymi z roku 1997 - puste kółka i danymi o przesuniętym wierzchołku z roku 1995 - trójkąty. Zaznaczone niepewności to niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [16]

$\sigma_r^{820}$  to zredukowany przekrój czynny mierzony dla 820 GeV,  $f(y) = y^2/Y_+$  wyraża wartość członu zależnego od  $y$  dla poszczególnych wartości energii wiązki protonowej tj.  $y = Q^2/4E_e E_p x$ , zaś  $F_L(x, Q^2)$  jest liczone używając modelu fraktalnego [54] dla określenia wartości  $F_2(x, Q^2)$  i  $R = F_L/F_2 - F_L = 0.5$ . Poprawka ta jest znacząca wyłącznie dla dużych  $y$ .

Przekrój czynny dla połączonych danych SVX+NVX jest zgodny z wcześniejszymi pomiarami wykonanymi w tym samym obszarze kinematycznym - rys.12.3.

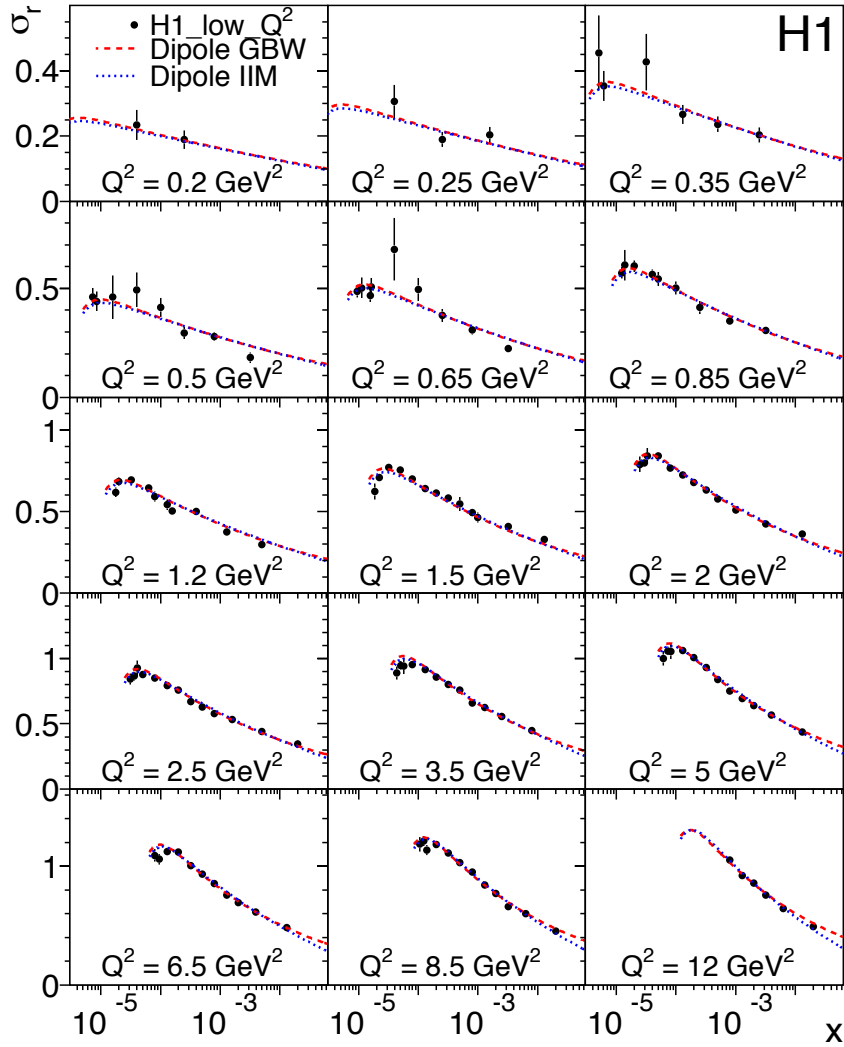
Ostatecznie dane SVX i NVX połączono z danymi SVX95 i NVX96/97 zbieranymi w tym samym obszarze kinematycznym. Użyto do tego celu tej samej metody co poprzednio zakładając, że wszystkie źródła niepewności systematycznych są nieskorelowane między poszczególnymi zbiorami danych. W ten sposób otrzymano całościowe wyniki pomiaru przekroju czynnego i funkcji struktury protonu w obszarze niskiego  $Q^2$  z danych zebranych w eksperymencie H1. Rysunek 12.4 pokazuje zredukowany przekrój czynny, otrzymany w wyniku uśrednienia pomiarów wykonanych dla danych H1 zebranych w obszarze niskiego  $Q^2$  - nazywanych dalej H1\_low\_ $Q^2$ . Uzyskane wyniki porównano z przewidywaniami modeli dipolowych [49], [52].

Połączone dane H1\_low\_ $Q^2$  mają - w centralnym obszarze  $x$  i  $Q^2$  - średnio niepewność 2%, jednak rośnie ona dla obszarów bliskich granicy pokrytej przestrzeni fazowej. W szczególności dla obszarów o dużym  $y$  ( $y > 0.6$ ), przy  $Q^2$  rzędu kilku  $\text{GeV}^2$  niepewność ta wynosi już 5%. Analizując kształt przekroju czynnego widzimy, że dla wszystkich przedziałów pomiarowych w  $Q^2$  przekrój czynny rośnie z malejącym  $x$ , zaś począwszy od przedziału dla  $Q^2 > 0.6 \text{ GeV}^2$  obserwujemy charakterystyczne "zaginanie się przekroju czynnego", czyli odstępstwo od liniowej zależności w  $\ln x$ , w obszarze najmniejszych  $x$ . Małe  $x$  odpowiadają dużym  $y$ , tak więc to zachowanie przekroju czynnego interpretujemy jako wpływ podłużnej funkcji struktury protonu  $F_L$ .

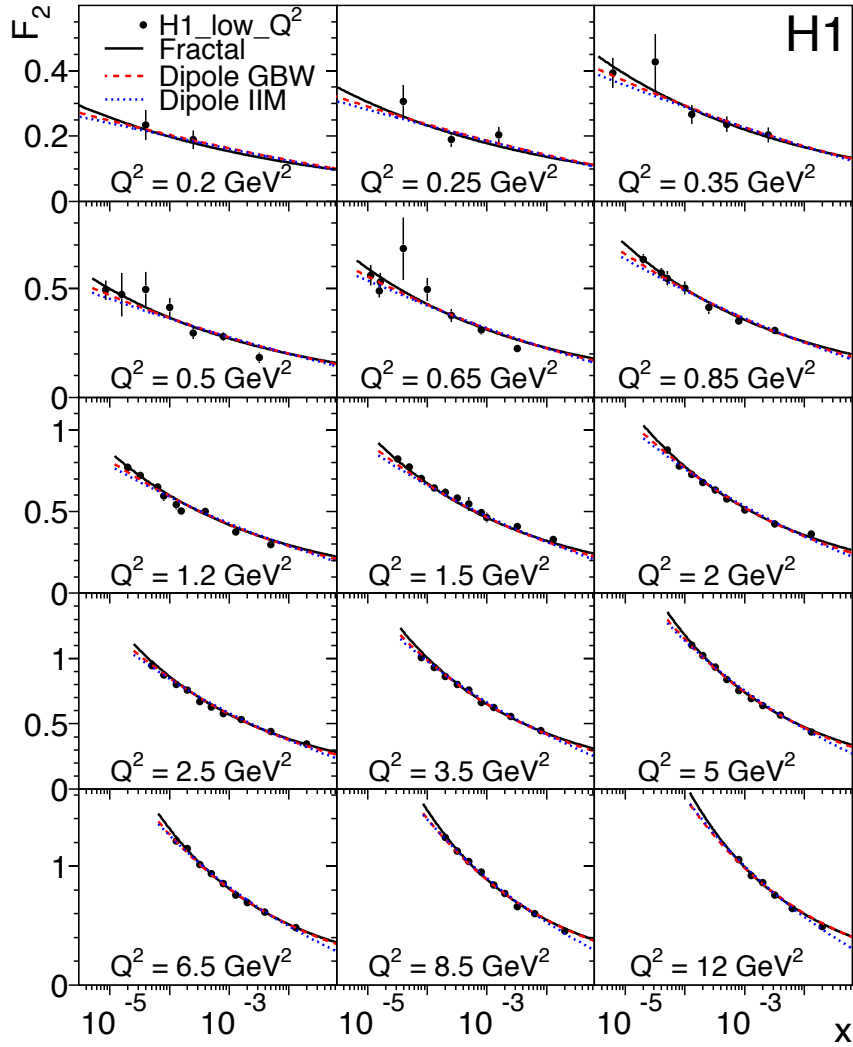
Dla  $y < 0.6$  wpływ podłużnej funkcji struktury jest niewielki, więc w tym obszarze można z przekroju czynnego wyznaczyć funkcję  $F_2$  bez znaczącej zależności od założeń użytych do oszacowania wpływu od  $F_L$ . Na rysunku 12.5 pokazano  $F_2$  uzyskane przy założeniu  $R = 0.5$ . Uzyskane wyniki porównano z paroma modelami teoretycznymi: modelem fraktalnym [54] i dwoma modelami dipolowymi: modelem Golca-Biernata i Wüsthoffa (GBW) [49] oraz modelem Iancu, Itakura i Muniera (IIM) [52]. Funkcja struktury  $F_2$  wykazuje stały wzrost wraz z malejącym  $x$  dla wszystkich przedziałów w  $Q^2$ .

Wyniki pomiaru  $F_2$  z danych H1\_low\_ $Q^2$  są uzupełnione analogicznymi pomiarami w obszarze średniego i wysokiego  $Q^2$  - rys. 12.6. Dane z obszaru średniego  $Q^2$  pochodzą z okresu NVX2000 [116] i okresu NVX96/97 [112] o podobnym zakresie  $Q^2$ . Zostały uśrednione używając procedury opisanej w rozdziale 11.11 i zakładając brak korelacji między niepewnościami systematycznymi z obu okresów. Na rysunku 12.6 dane o średnim  $Q^2$  oznaczono - H1\_data, zaś o dużym  $Q^2$  H1\_high\_ $Q^2$ . W przedziale pomiarowym  $Q^2 = 12 \text{ GeV}^2$  mamy pomiar zarówno z obszaru H1\_low\_ $Q^2$  i H1\_data. Widzimy tutaj bardzo dobrą zgodność między wynikami pomiaru przekroju czynnego dla danych o niskim i średnim  $Q^2$ . Wyniki te pokazują także dużą zgodność z nowym dopasowaniem NLO QCD do danych H1- tzw. H1 PDF 2009 [116].

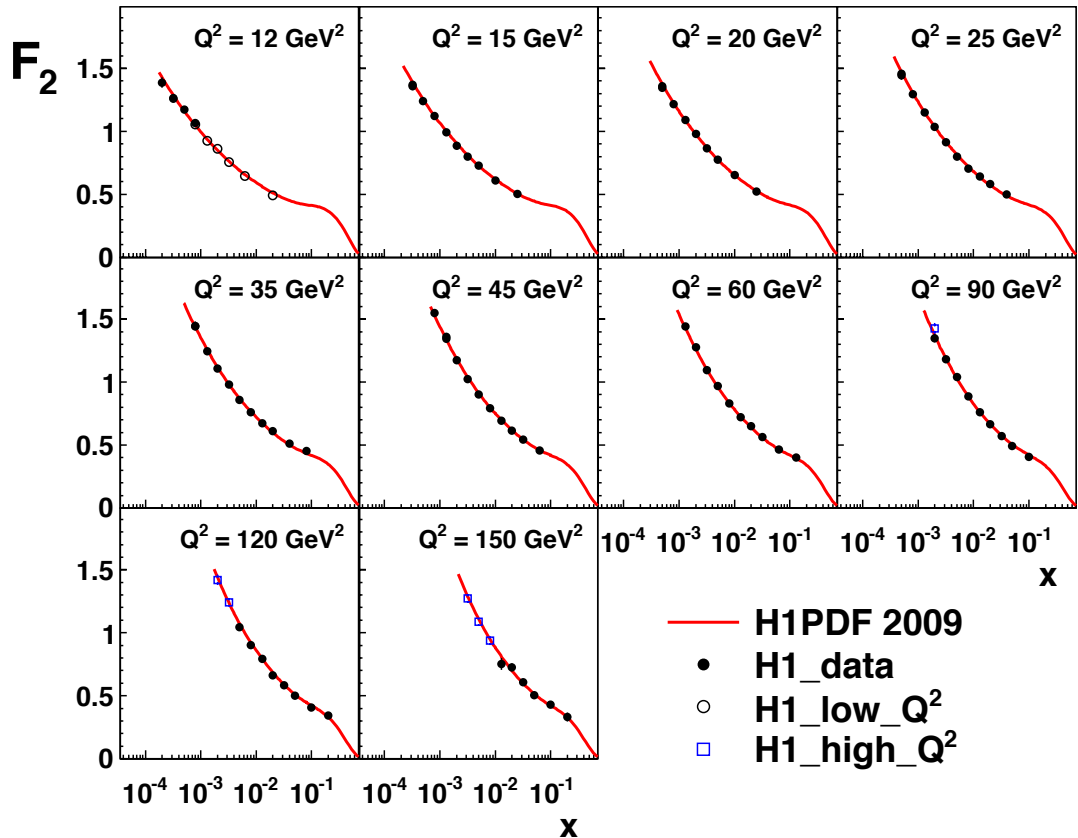
Wyniki ze współpracy ZEUS dla obszaru najmniejszych  $Q^2$ , czyli pochodzące



Rysunek 12.4. Zredukowany przekrój czynny dla połączonych danych z H1 w obszarze niskiego  $Q^2$ . Wyniki porównane są z przewidywaniami modelu dipolowego GBW i modelu dipolowego IIM. Zaznaczone niepewności to niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [16]



Rysunek 12.5. Funkcja struktury protonu  $F_2$  dla połączonych danych z H1 w obszarze  $y < 0.6$ . Wyniki porównane są z przewidywaniami modelu fraktalnego, modelu dipolowego GBW i modelu dipolowego IIM. Zaznaczone błędy to błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [16]

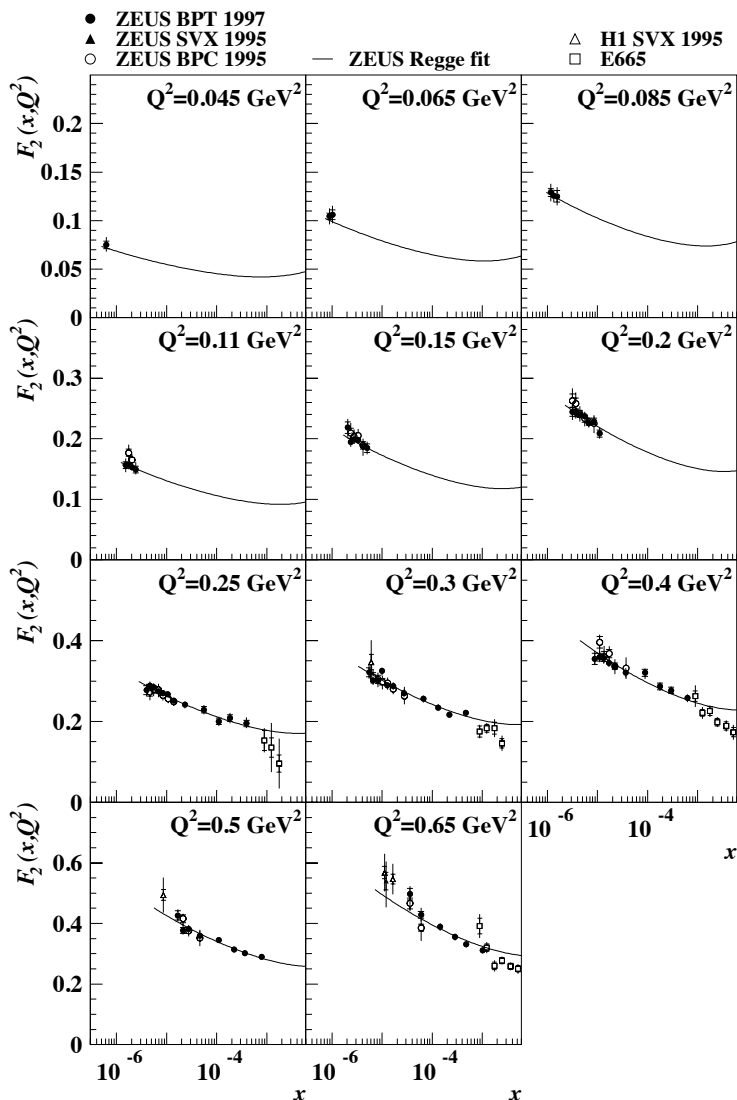


Rysunek 12.6. Funkcja struktury protonu  $F_2$  dla połączonych danych z H1 w obszarze niskiego i średniego  $Q^2$ . Połączone dane z NVX i SVX zaznaczono pustymi kółkami, połączone dane z 2000 i 1996-97 - czarnymi kółkami, a dane z obszaru wysokiego  $Q^2$  - pustymi kwadratami. Wyniki porównano z dopasowaniem NLO QCD do danych H1 tzw. H1 PDF 2009. Zaznaczone błędy to błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [116]

z roku 1997, z analizy opartej na detektorach BPC i BPT [117–119] (omawianych w rozdziale 4.3) pokazano na rys.12.7. Na tym samym rysunku naniesiono dla porównania wcześniejsze dane ZEUS z tego obszaru mierzone tylko przy pomocy BPC [117], a także wyniki z 1995 roku dla eksperymentów H1 [120] i ZEUS [121], z okresu, gdy wierzchołek oddziaływania był przesunięty o 70 cm wzdłuż kierunku wiązki protonowej. Zaznaczono też dane z eksperymentu ze stałą tarczą E665 [10] mierzone dla wyższych wartości zmiennej  $x$ .

Porównując błędy pomiarów używających wyłącznie BPC i tych używających BPC i BPT można zauważyć, że zastosowanie BPT znacznie poprawiło dokładność pomiaru. Niepewności pomiaru  $F_2$  są typowo poniżej 4%, większe dla najmniejszych wartości  $x$ . Podobnie jak dla wyższych  $Q^2$  i teraz obserwujemy wzrost  $F_2$  ze zmniejszaniem się  $x$ , aczkolwiek wzrost ten jest już łagodniejszy.

## ZEUS 1997



Rysunek 12.7. Funkcja struktury protonu  $F_2$  w zmiennej  $x$ , w binach  $Q^2$ . Pełne kółka oznaczają dane ZEUS mierzone przy pomocy BPT i BPC, otwarte kółka to dane z 1995 roku mierzone tylko za pomocą BPC. Czarne trójkąty to dane z ZEUS zbierane w czasie sesji o przesuniętym wierzchołku oddziaływania w roku 1995, zaś puste trójkąty to analogiczne dane z H1. Puste kwadraty to dane z E665. Wszystkie dane użyte dla porównania zostały przesunięte do odpowiednich przedziałów w  $Q^2$  używając parametryzacji ALLM97. Zaznaczone niepewności to niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [119]



## 12.2 Pomiar przekroju czynnego dla uwspólnionych danych z obu eksperymentów

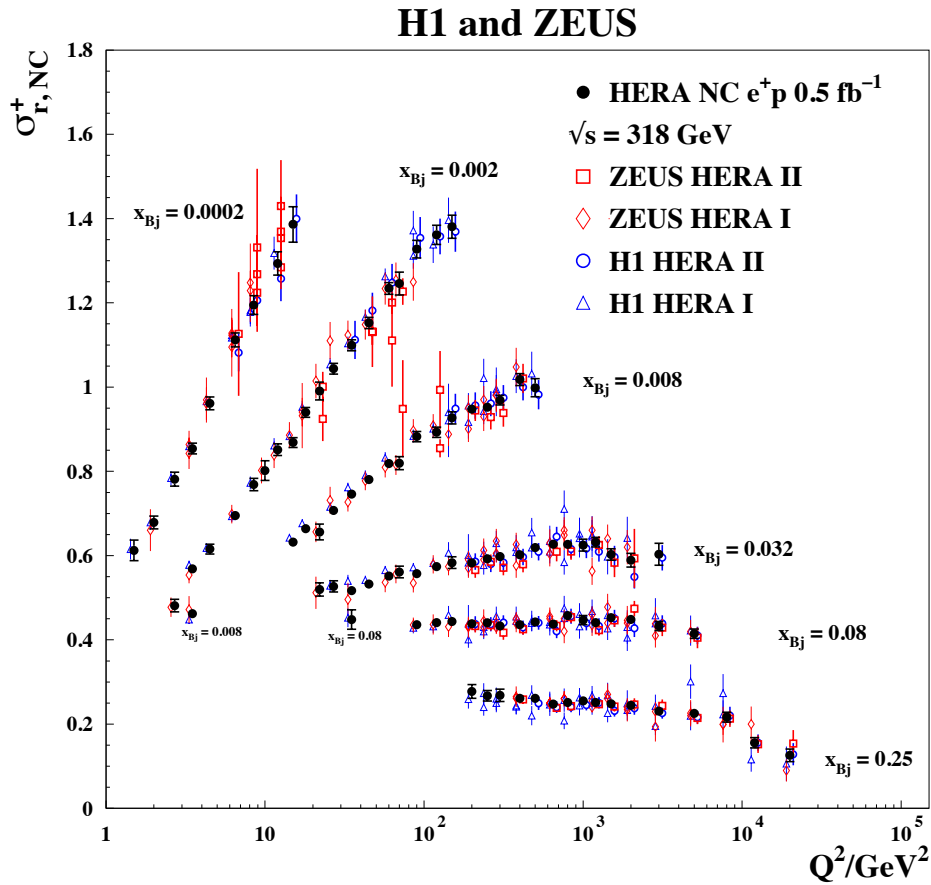
Po zakończeniu działalności akceleratora HERA i sfinalizowaniu analiz przekrojów czynnych i funkcji struktury dla poszczególnych okresów zbierania danych w obu eksperymentach podjęto próby zsypania tychże danych celem opracowania końcowych wyników z HERA. Najpierw sukcesywnie zsypywano dane z H1, jak wspomniano w poprzednim rozdziale, jednak kulminacją tej procedury było połączenie danych z obu eksperymentów, początkowo tylko z okresu HERA I [122], a w końcu z obu faz działania akceleratora tzn. HERA I i HERA II [40]. Finałnymi i ostatecznymi wynikami w zakresie pomiaru przekroju czynnego na HERA są właśnie wyniki otrzymane z uwspólnienia rezultatów pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie  $ep$  ze wszystkich okresów zbierania danych i z obu eksperymentów. Jednak warto zwrócić uwagę, że dla pomiarów wykonanych dla małego  $Q^2$  kluczowe było uwspólnienie pomiarów z okresu HERA I, gdyż w okresie HERA II w związku ze zmianami w budowie detektora zbieranie danych dla bardzo małych  $Q^2$  nie było już łatwe i jedyne pomiary inkluzywnego przekroju czynnego na  $ep$  dla małego  $Q^2$  jakie zostały wykonane w okresie HERA II, to pomiary przekroju czynnego w obszarze dużych wartości zmiennej  $x$ , czyli te pomiary, które były konieczne do wyznaczenia podłużnej funkcji struktury protonu. Tym nie mniej, poprzez zmiany błędu skorelowanego procedura uśredniania wyników dla średniego i wysokiego  $Q^2$  też miała pewien niewielki wpływ na pomiar dla małych  $Q^2$ .

Do zestawienia danych została użyta metoda minimalizacji  $\chi^2$ , opisana w rozdziale 11.11, którą zastosowano wcześniej do łączenia danych H1 pochodzących z różnych okresów. Systematyczne niepewności - oprócz globalnej niepewności pomiaru świetności wspólnej dla wszystkich eksperymentów - z H1 i ZEUS potraktowano jako niezależne. Przed uśrednieniem oryginalne wyniki pomiaru przekroju czynnego ekstrapolowano do wspólnej siatki w  $(x, Q^2)$ . Transformacji tej dokonano używając dopasowań QCD opartych na formalizmie DGLAP - HERAPDF2.0, a dla najniższych  $Q^2$  ( $Q^2 \leq 4.9 \text{ GeV}^2$ ) zastosowano dopasowanie oparte na modelu fraktalnym [54]. Niepewności związane z tą operacją szacowano stosując inne dopasowanie QCD. Różnice między wynikami okazały się zanedbywalne.

Niektóre zbiory danych używanych w procedurze uśredniającej pochodzą z okresu, kiedy energia wiązki protonowej wynosiła 820 GeV. Dla tych danych stosuje się w obszarze dużego  $y$  poprawkę na energię w środku masy omawianą wcześniej i opisaną równaniem (12.1). Główne niepewności związane z tą poprawką wiążą się z wyznaczeniem wartości  $F_L$ . Aby oszacować tę niepewność dla procedury średniowania danych powtórzono ją zakładając  $F_L = 0$ . Różnice w wynikach pochodzących z obu wersji nie przekraczają 0.1%, więc są zanedbywalne w porównaniu z innymi niepewnościami pomiarowymi.

Rysunek 12.8 przedstawia wyniki pomiaru zredukowanego przekroju czynnego w funkcji  $Q^2$  dla sześciu przedziałów pomiarowych w  $x$ . Pokazane zostały zarówno wyniki pochodzące ze wspólnych danych H1 i ZEUS - pełne czarne punkty, jak też osobne pomiary z H1 i ZEUS uwspólnione w ramach eksperymentu i fazy pomiarowej (HERA I i HERA II) - otwarte symbole. Widać, że zastosowana procedura

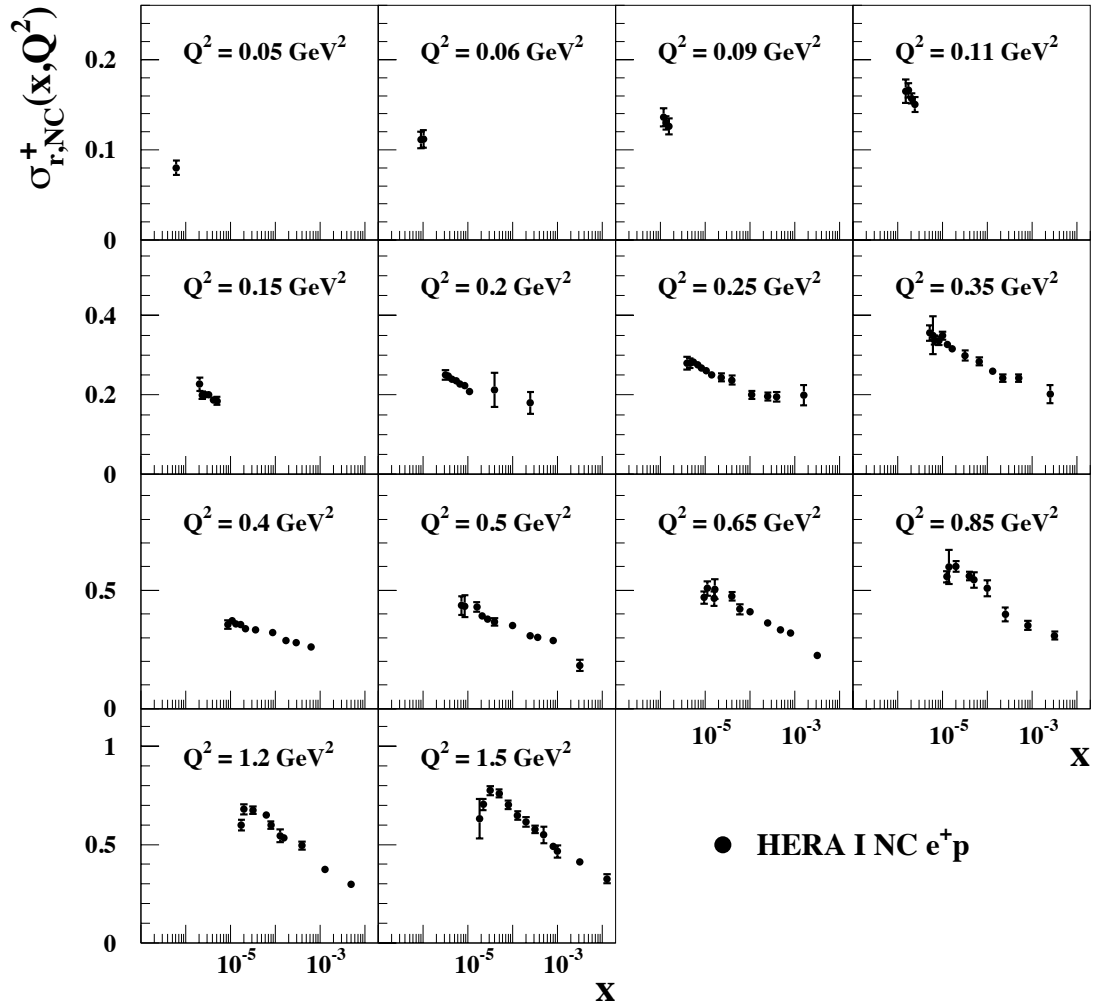
zaowocowała zmniejszeniem błędów we wielu przedziałach pomiarowych. Wiąże się to ze zmniejszeniem - na skutek użycia procedury średniowania - skorelowanych niepewności systematycznych. Przykładowo niepewność pomiaru energii elektronu w kalorymetrze SpaCal zmniejszyła się trzykrotnie. Zmniejszenie niepewności całkowitej jest największe w tych przedziałach pomiarowych, gdzie skorelowane niepewności systematyczne były dominującym czynnikiem ograniczającym dokładność pomiaru, czyli np. w obszarze niskiego i średniego  $Q^2$  ( $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ). W tych przedziałach często obserwujemy dwukrotne zmniejszenie błędu całkowitego. Redukcja błędu systematycznego wynika z tego, że zależność mierzonego przekroju czynnego od poszczególnych źródeł niepewności systematycznych jest znacząco różna w eksperymentach H1 i ZEUS. Chodzi tu głównie o różnice w metodach rekonstrukcji zmiennych kinematycznych, wynikające z różnic w budowie detektorów, gdyż detektor H1 pozwalał na precyzyjny pomiar rozproszonego elektronu, zaś detektor ZEUS dawał możliwość dokładnego pomiaru hadronowego stanu końcowego. Rysunki 12.9



Rysunek 12.8. Zredukowany przekrój czynny w funkcji  $Q^2$  wyznaczony na bazie wspólnych danych z H1 i ZEUS dla sześciu przedziałów pomiarowych w  $x$ . Pełne punkty oznaczają dane połączone, zaś puste symbole dane z H1 i ZEUS z okresu HERA I i HERA II. [40]

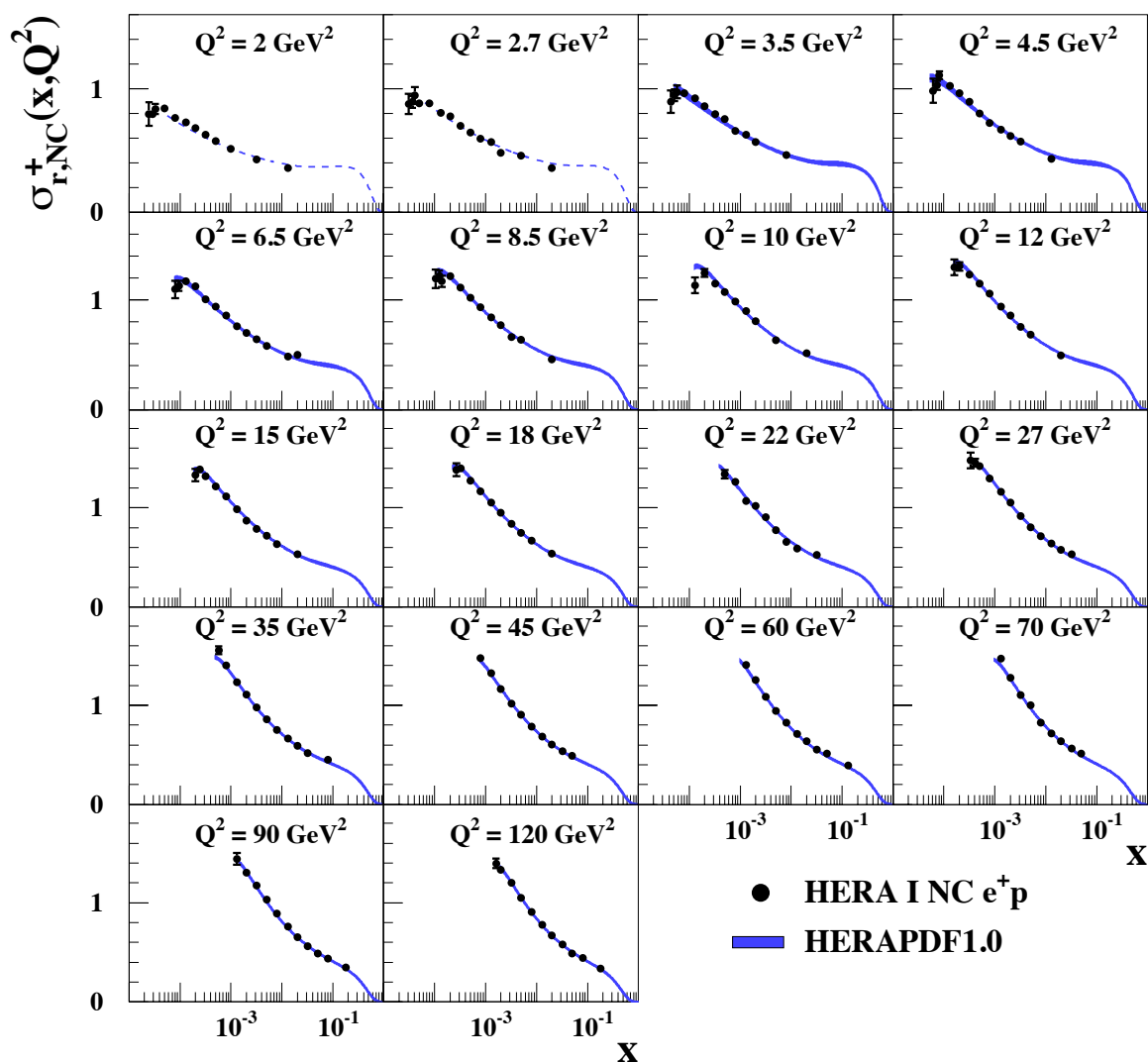
i 12.10 pokazują wyniki pomiaru przekroju czynnego dla uśrednionych danych z HERA I, w funkcji  $x$  odpowiednio dla: bardzo małych i średnich wartości  $Q^2$ .

## H1 and ZEUS



Rysunek 12.9. Zredukowany przekrój czynny w funkcji  $x$  dla bardzo małego  $Q^2$  otrzymany w analizie wspólnionych danych z H1 i ZEUS. [122]

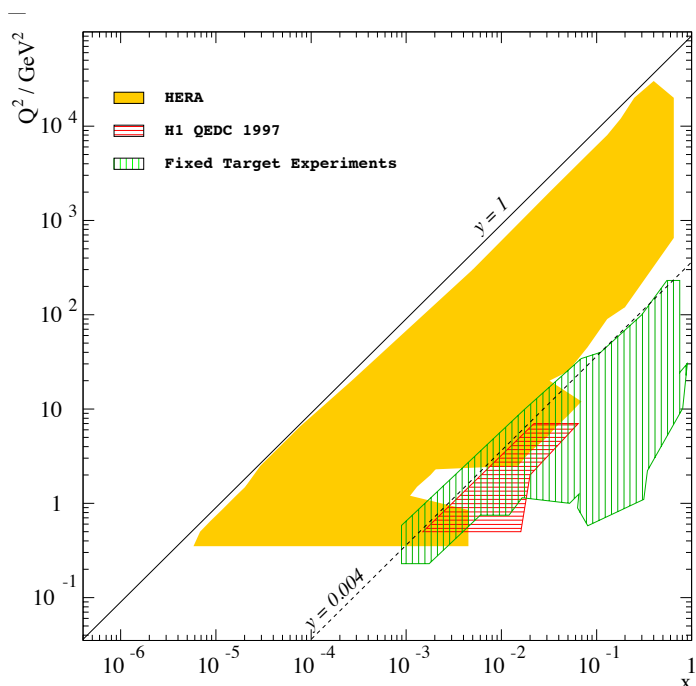
## H1 and ZEUS



Rysunek 12.10. Zredukowany przekrój czynny w funkcji  $x$  dla małego i średniego  $Q^2$  otrzymany w analizie wspólnionych danych z H1 i ZEUS. [122]

## 12.3 Pomiar funkcji struktury $F_2$ w obszarze dużych $x$ na HERA

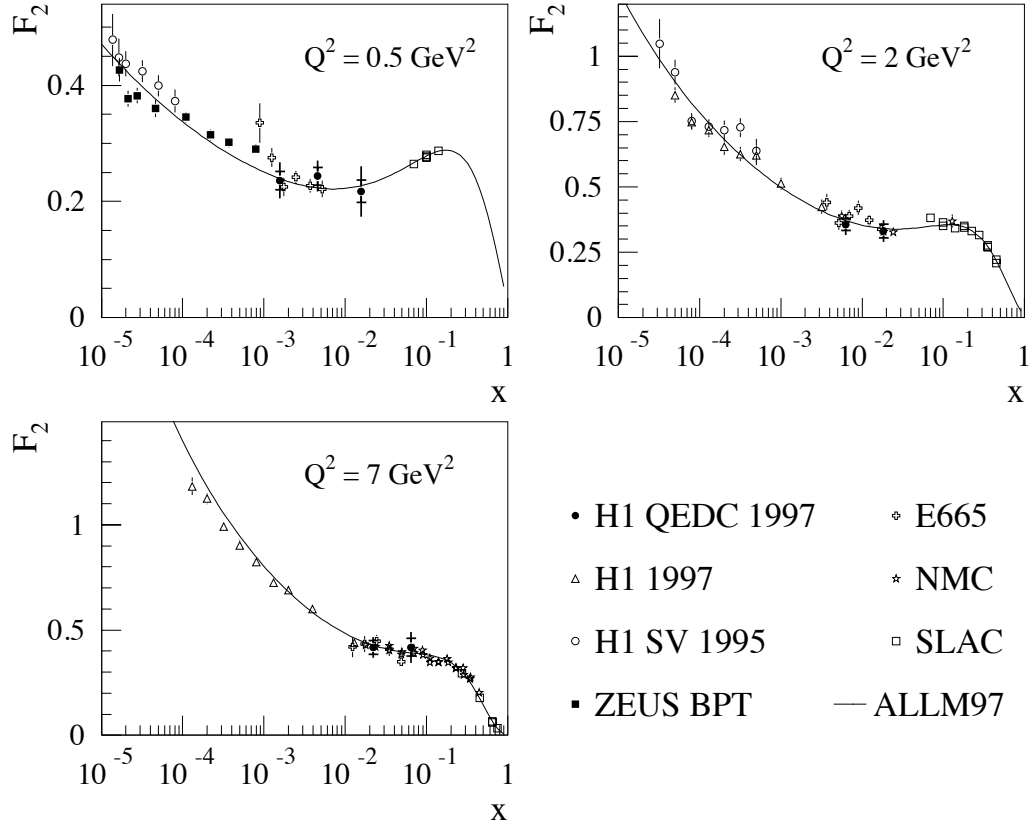
Jak wspomiano we wstępie pionierem w badaniach funkcji struktury protonu były eksperymenty ze stałą tarczą. Obszar kinematyczny dostępny dla tych eksperymentów to obszar dużych wartości zmiennej  $x$ , jak widać na rysunku 1.2. HERA znacznie poszerzyła zakres zmiennych kinematycznych dla pomiarów DIS, szczególnie w obszarze małych wartości  $x$  Bjorkena. Warto jednak wspomnieć o pewnej specyficznej analizie współpracy H1 mierzącej funkcję struktury w obszarze dużych  $x$ , czyli w większości przekrywającym się z pomiarami na stałej tarczy - jak pokazano na rys.12.11. Pomiar ten wykonano wykorzystując zdarzenia z rozpraszaniem QED Compton.



Rysunek 12.11. Obszar kinematyczny, w którym została zmierzona funkcja struktury protonu  $F_2$  w eksperymentach na stałej tarczy oraz w eksperymentach z HERA - osobno zaznaczono obszar pokryty dzięki pomiarowi opartemu na zdarzeniach QEDC.

Zdarzenia QED Compton - jak wyjaśniono w rozdziale 3.6 - należą do procesów radiacyjnych przedstawionych na rys.3.7. Charakteryzują się niską wirtualnością wymienianego fotonu oraz wysoką wirtualnością wymienianego elektronu. Sygnatura eksperymentalna to przeciwbieżne (w kącie azymutalnym) elektron i foton. Pozwala to na relatywnie łatwą selekcję interesujących zdarzeń.

Analiza funkcji struktury przy użyciu zdarzeń QEDC została przeprowadzona w eksperymencie H1 wykorzystując dane z 1997 roku [46]. Jednym z problemów tej analizy była konieczność redukcji tła pochodzącego z inkluzywnego DIS, gdzie jedna cząstka z hadronowego stanu końcowego (głównie  $\pi^0$ ) była mylnie rekonstruowana jako foton. W obszarze dużego  $y$  tło to było wielokrotnie większe od mierzonego



Rysunek 12.12. Pomiar funkcji struktury  $F_2$  przy użyciu rozpraszania QED Compton. Uzyskane wyniki są porównane z innymi pomiarami z HERA oraz z rezultatami otrzymanymi w eksperymentach ze stałą tarczą. Błąd całkowity oznacza błąd statystyczny i systematyczny dodane w kwadracie. Linia ciągłą zaznaczono parametryzację ALLM97 [123]. Dane z innych pomiarów przesunięte są do odpowiednich wartości  $Q^2$  używając parametryzacji ALLM97. [46]

sygnału, czyli zdarzeń QEDC. Celem uniknięcia dominującego tła analiza została ograniczona do obszaru małego  $y$ , zaś niewielkie pozostałości pochodzące z procesów tła szacowano przy użyciu MC.

W związku z tym, że analiza została ograniczona do obszaru małego  $y$  pomiar kinematyki wyłącznie przy użyciu parametrów elektronowych nie jest wskazany, gdyż zdolność rozdzielcza wyznaczenia czteropędu elektronu i fotonu maleje jak  $1/y$ . Zastosowano więc metodę  $\Sigma$  używającą informacji z hadronowych stanów końcowych i opisaną w rozdziale 3.

Główne źródło błędów systematycznych pochodzi z niedokładności pomiaru hadronów (1-8%), szumu w kalorymetrze (1.5% dla największych  $y$ , a 12.5% dla najniższych  $y$ ), niedokładności pomiaru elektronu (1-2%). Łącznie niepewności systematyczne wynoszą 9-12% i wzrastają do 18% dla najmniejszych  $y$ . Niepewności statystyczne są w zakresie 6-10%. Niepewność całkowita jest pierwiastkiem sumy kwadratów niepewności systematycznej i statystycznej.

Na rys.12.12 pokazano wyniki pomiaru funkcji struktury  $F_2$  w funkcji  $x$  dla trzech ustalonych wartości  $Q^2$ . Wyniki porównano z innymi pomiarami z HERA oraz z

wynikami eksperymentów na stałej tarczy. Można zaobserwować dobrą zgodność dla wszystkich tych pomiarów.

## 13 Pomiar $R$ i funkcji struktury $F_L$

Funkcja struktury  $F_L$  - jako że dostarcza dodatkowych informacji o rozkładzie gluonów - od dawna wzbudzała duże zainteresowanie. Próby wyznaczenia tej funkcji podejmowane były już w eksperymentach na stałej tarczy. Zostaną one tutaj krótko przypomniane zanim przejdziemy do omawiania pomiarów  $F_L$  w eksperymentach na akceleratorze HERA. Przy dyskusji wyników z HERA opiszemy nie tylko wyniki uzyskane z danych o obniżonej energii wiązki protonowej, ale także wcześniejsze analizy wyznaczające  $F_L$  z przekroju czynnego dla dużego  $y$  czyniąc pewne założenia na temat zachowania  $F_2$  w tym obszarze, a także analizę poświęconą wyznaczeniu  $F_L$  w dyfrakcji.

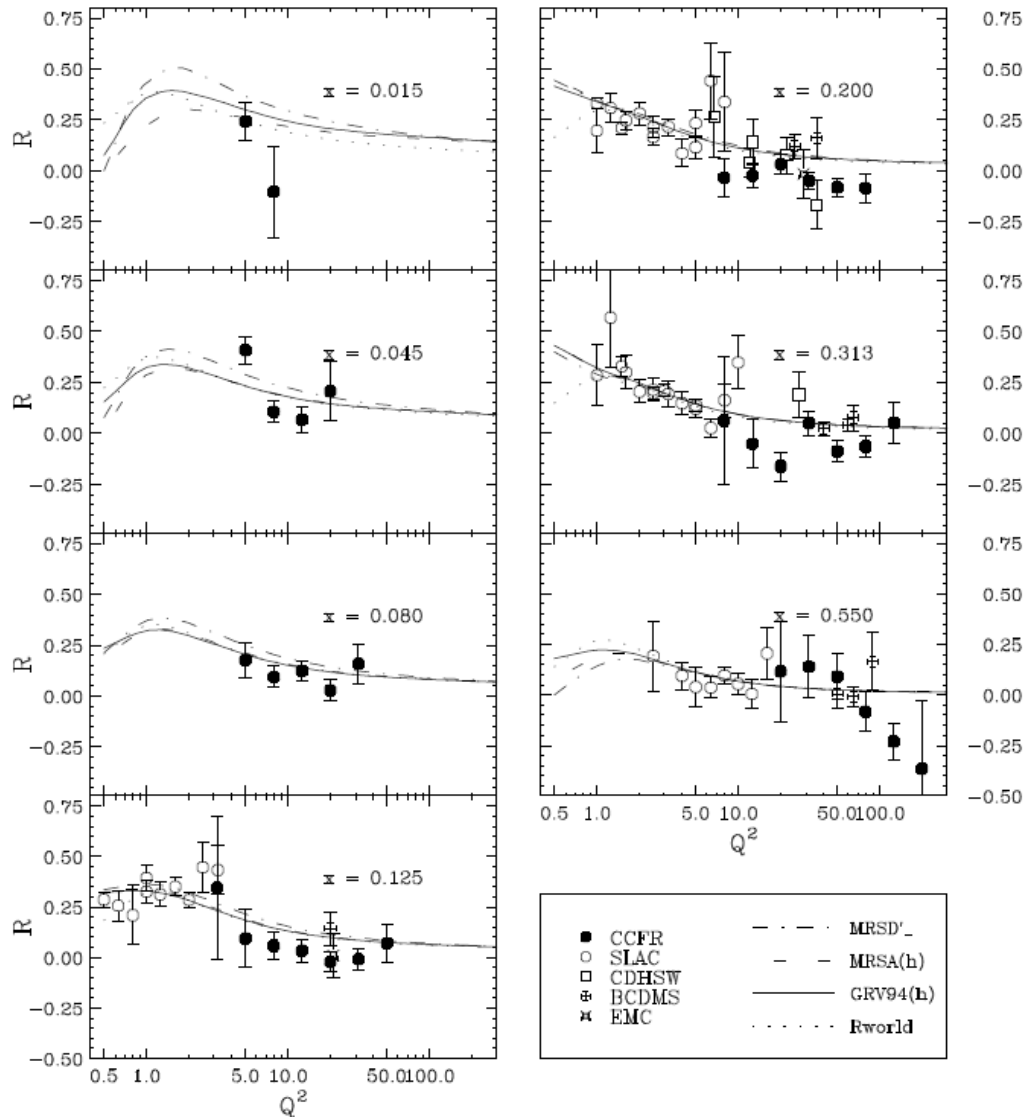
### 13.1 Pomiar $R$ i $F_L$ w eksperymentach na stałej tarczy

Wielkość  $R$ , zdefiniowana poprzez równanie (3.12) dająca informację o relacjach między  $F_L$  i  $F_2$ , była mierzona przez wczesne i późniejsze eksperymenty ze stałą tarczą. Najwcześniejsze pomiary zostały zrobione przez EMC [124], BCDMS [6], CDHSW [125] i SLAC [36]. Pomiaru w najszerszym zakresie dostarczały eksperymenty na SLAC, gdzie  $R_p$  dla protonu i  $R_d$  dla deuteronu były mierzone dla  $0.1 < x < 0.9$  i  $0.6 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$  oraz BCDMS, gdzie pomiar  $R_p$  i  $R_d$  pokrywał obszar przestrzeni kinematycznej  $0.07 < x < 0.65$  i  $15 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$ . W obu przypadkach  $R_p = R_d$ , jednak zachowanie  $R$  w funkcji  $x$  lub  $Q^2$  nie było zgodne z przewidywaniami żadnego modelu lub teorii, włączając w to perturbacyjną QCD.

Później  $R$  było mierzone przez następne eksperymenty ze SLAC [4], a także CCFR [126] i NMC [8].

W CCFR obszar kinematyczny dostępny dla tego pomiaru, to :  $0.01 < x < 0.6$  i  $4 < Q^2 < 300 \text{ GeV}^2$ . Rysunek 13.1 pokazuje wyniki pomiaru  $R$  dla ustalonego  $x$  w funkcji  $Q^2$ . Dane pochodzą z CCFR oraz paru wcześniejszych eksperymentów tj. SLAC, CDHSW, BCDMS, EMC. Zaznaczone krzywe pochodzą z modelu stworzonego przez Bodka, Rocka i Yanga [127] zawierającego efekty nieperturbacyjnej QCD dla małych  $Q^2$ . Poszczególne krzywe na rysunku zrobione są używając różnych funkcji rozkładów partonowych. Zależność od rozkładów partonowych nie jest bardzo silna, model ten daje dobry opis danych w całym zakresie  $Q^2$ .

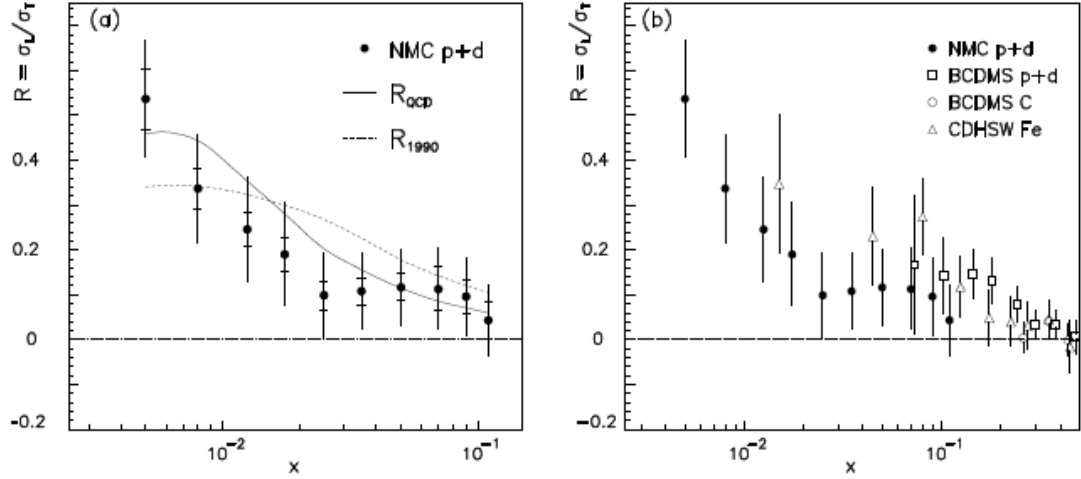
Wyniki z NMC dotyczące pomiaru  $R$  pokrywają przestrzeń kinematyczną  $0.002 < x < 0.12$  i  $1.4 < Q^2 < 20.6 \text{ GeV}^2$ . Głównym problemem tego pomiaru są duże błędy systematyczne. Najbardziej znaczący wkład do błędu systematycznego pochodzi z niepewności normalizacji. Ogólnie błędy systematyczne są 1.5 - 3 raza większe niż błędy statystyczne - widać to na rys.13.2(a), gdzie pokazano wyniki pomiaru  $R$  (dla protonów i deuteronów) w funkcji  $x$  dla ustalonego  $Q^2$ . Zaznaczone krzywe oznaczają dopasowanie QCD (linia ciągła) i dopasowanie ze SLAC. Na rysunku 13.2(b) mamy porównanie danych z NMC z wynikami z innych eks-



Rysunek 13.1. Pomiar wielkości  $R$  dla ustalonego  $x$  w funkcji  $Q^2$ . Dane z eksperymentu CCFR pokazane razem z danymi z EMC, CDHSW, BCDMS i SLAC. Krzywe są z modelu Bodek, Rock, Jung dla różnych rozkładów partonowych. [126]



perymentów - widać dużą zgodność. Można obserwować wzrost  $R$  z malejącym  $x$ , jest to zgodne z przewidywaniami, gdyż dla mniejszych  $x$  wkład gluonów jest coraz bardziej znaczący, co wiąże się ze wzrostem podłużnej funkcji struktury  $F_L$ .



Rysunek 13.2. (a) Pomiar wielkości  $R$  dla ustalonego  $Q^2$  w funkcji  $x$ . Zaznaczono dane z NMC z błędami statystycznymi (wewnętrzny odcinek) i całkowitymi. Pokazane krzywe przedstawiają dopasowanie QCD (linia ciągła) i dopasowanie bazujące na wcześniejszych danych [128] (linia kropkowana).

(b) Pomiar  $R$  z eksperymentu NMC zestawiony z wynikami z BCDMS i CDHSW. [8]

### 13.2 Wzrost $F_2$ z malejącym $x$ i wyznaczenie $R$

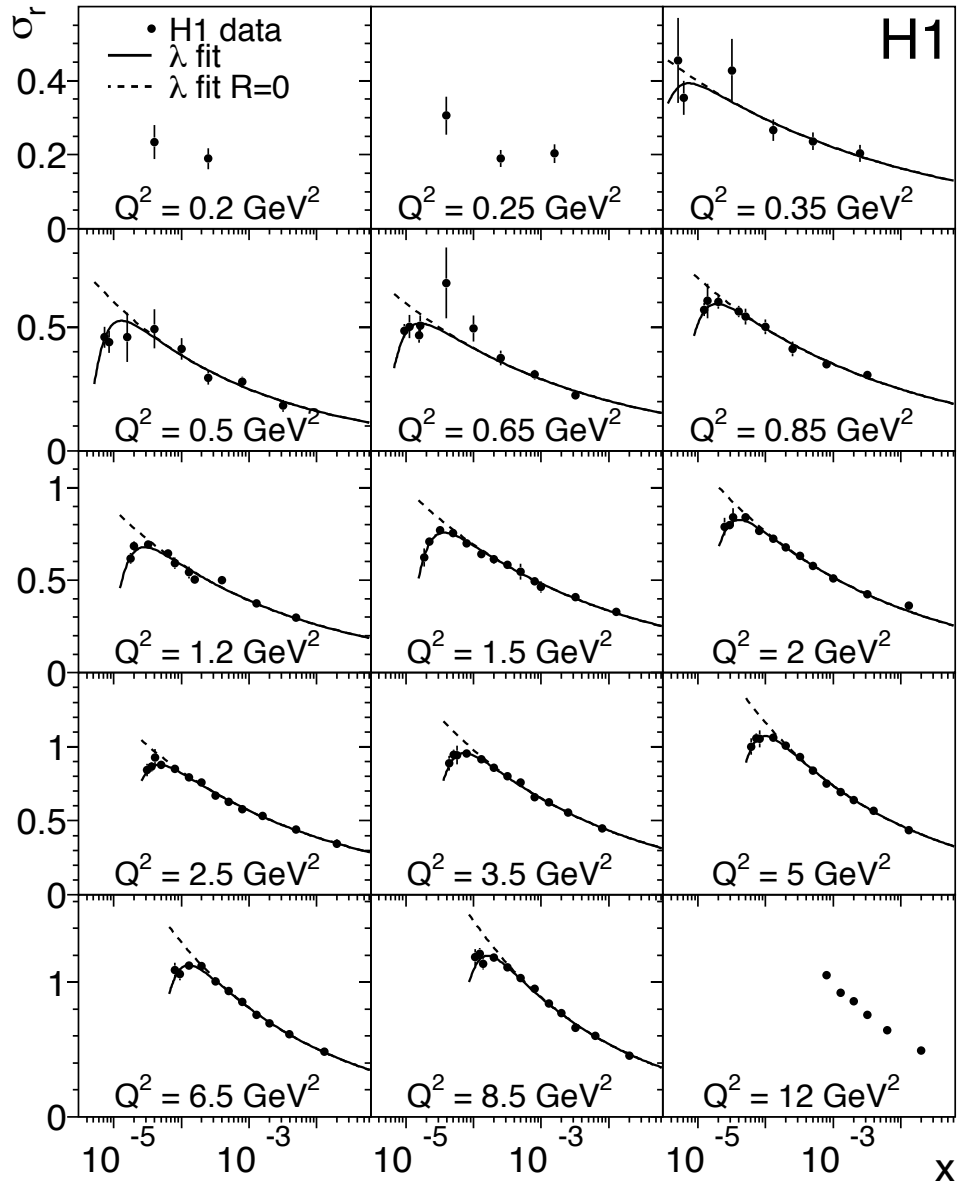
Jak wspomniano w rozdziale 11.9 podłużną funkcję struktury protonu można wyznaczać na podstawie zmierzonego przekroju czynnego czyniąc pewne założenia co do zachowania funkcji struktury  $F_2$ . W szczególności można to zrobić dopasowując zmierzony przekrój czynny  $\sigma_r$  w funkcji  $x$  dla danego przedziału  $Q^2$  funkcją nazywaną dopasowaniem  $\lambda$ :

$$\sigma_r(Q^2, x) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)} \left( 1 - f(y) \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)} \right) \quad (13.1)$$

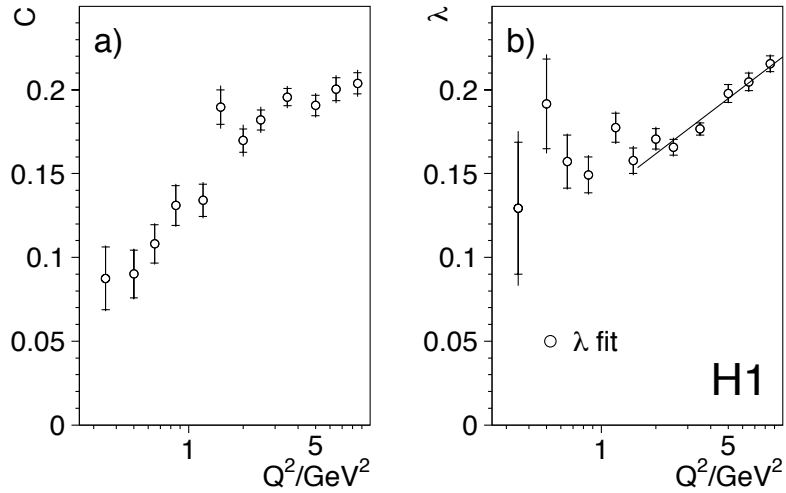
uzasadnioną w rozdziale 11.9.

Dopasowanie to dla połączonych danych H1 z lat 1995-2000 dla obszaru małych  $Q^2$  zaznaczono na rysunku 13.3 linią ciągłą. Widać, że funkcja ta jest w stanie opisać dane bardzo dobrze, oddaje zarówno wzrost przekroju czynnego z malejącym  $x$ , jak też zakrzywienie tegoż w obszarze najmniejszego  $x$  (największego  $y$ ). Na tym samym rysunku linią przerywaną zaznaczono dopasowanie  $\lambda$  ale dla przypadku, gdy  $R = 0$  tj.  $F_L = 0$ . Widać, że wówczas pojawia się niezgodność między danymi a opisującą funkcją w obszarze najmniejszych  $x$  (największych  $y$ ), czyli tam gdzie spodziewamy się najbardziej znaczącego wpływu od  $F_L$ .

Parametry  $\lambda$  i  $c$  otrzymane z dopasowania pokazano na rys.13.4. Można za-



Rysunek 13.3. Zredukowany przekrój czynny  $\sigma_r$  w funkcji  $x$  dla połączonych danych H1 z obszaru małego  $Q^2$ . Zaznaczona funkcja to dopasowanie  $\lambda$  (linia ciągła) i to samo dopasowanie, ale dla przypadku, gdy  $R = 0$  tj.  $F_L = 0$  (linia przerywana). Zaznaczone niepewności to niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [16]



Rysunek 13.4. Wartości parametrów a)  $c$  i b)  $\lambda$  w funkcji  $Q^2$  otrzymane z parametrów dopasowania  $\lambda$  do rozkładów zredukowanego przekroju czynnego dla połączonych danych H1 z obszaru małych  $Q^2$ . Wewnętrzne błędy oznaczają nieskorelowane niepewności systematyczne, zaś zewnętrzne całkowite niepewności. Ciągła linia na rysunku b) oznacza dopasowanie linią prostą dla  $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ . [16]

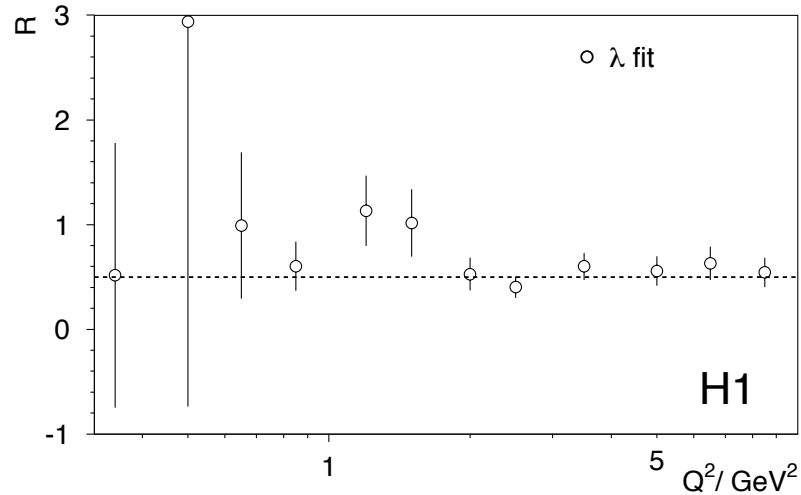
uważyć, że zgodnie z rozważaniami z rozdziału 3.5 i wynikami opublikowanymi w [43] współczynnik  $\lambda$  wykazuje liniową zależność od  $\log Q^2$  dla  $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ . Dla niższego  $Q^2$  zależność ta wydaje się zniknąć, jednak dość duże niepewności pomiarowe w tym obszarze uniemożliwiają jednoznaczne wnioski. Natomiast współczynnik normalizacyjny  $c(Q^2)$  wzrasta dla  $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ . Zaś w obszarze większych  $Q^2$ , czyli w obszarze DIS, gdzie był wcześniej mierzony nie wykazuje zależności od  $Q^2$ , co zaobserwowano już w [43] i o czym była mowa w rozdziale 3.5.

Na rysunku 13.5 pokazano rozkład wartości  $R$  w funkcji  $Q^2$ . Nie obserwuje się jakiegokolwiek zależności od  $Q^2$ . Średnie  $R$  wynosi  $0.55 \pm 0.05$ . Wynik ten jest zgodny, w granicach jednego odchylenia standardowego, z  $R = 0.5$ , czyli  $\sigma_L = 1/2\sigma_T$ . Wyznaczenie  $F_L$  z  $R$  wymaga poczynienia pewnych założeń na temat zachowania się funkcji  $F_2$  w obszarze dużych wartości  $y$ .  $F_L$  odwikłane w ten sposób ma wartości większe niż zmierzone bezpośrednio [107], jednak pochodzą one z innego obszaru  $Q^2$ . Pomiar bezpośredni jest wykonany dla  $Q^2 > 12 \text{ GeV}^2$  - będzie on dyskutowany w następnych rozdziałach.

### 13.3 Wyznaczenie $F_L$ przy użyciu metody różniczkowej

W rozdziale 11.9 i [110, 111] opisany został sposób wyznaczania podłużnej funkcji struktury metodą różniczkową. Pochodna zredukowanego przekroju czynnego względem  $\ln y$  wyrażona jest równaniem (11.21), które tutaj dla jasności przypominano:

$$\left( \frac{\partial \sigma_r}{\partial \ln y} \right)_{Q^2} = \left( \frac{\partial F_2}{\partial \ln y} \right)_{Q^2} - 2 \cdot F_L \cdot y^2 \cdot \frac{2-y}{Y_+^2} - \frac{\partial F_L}{\partial \ln y} \cdot \frac{y^2}{Y_+}, \quad (13.2)$$

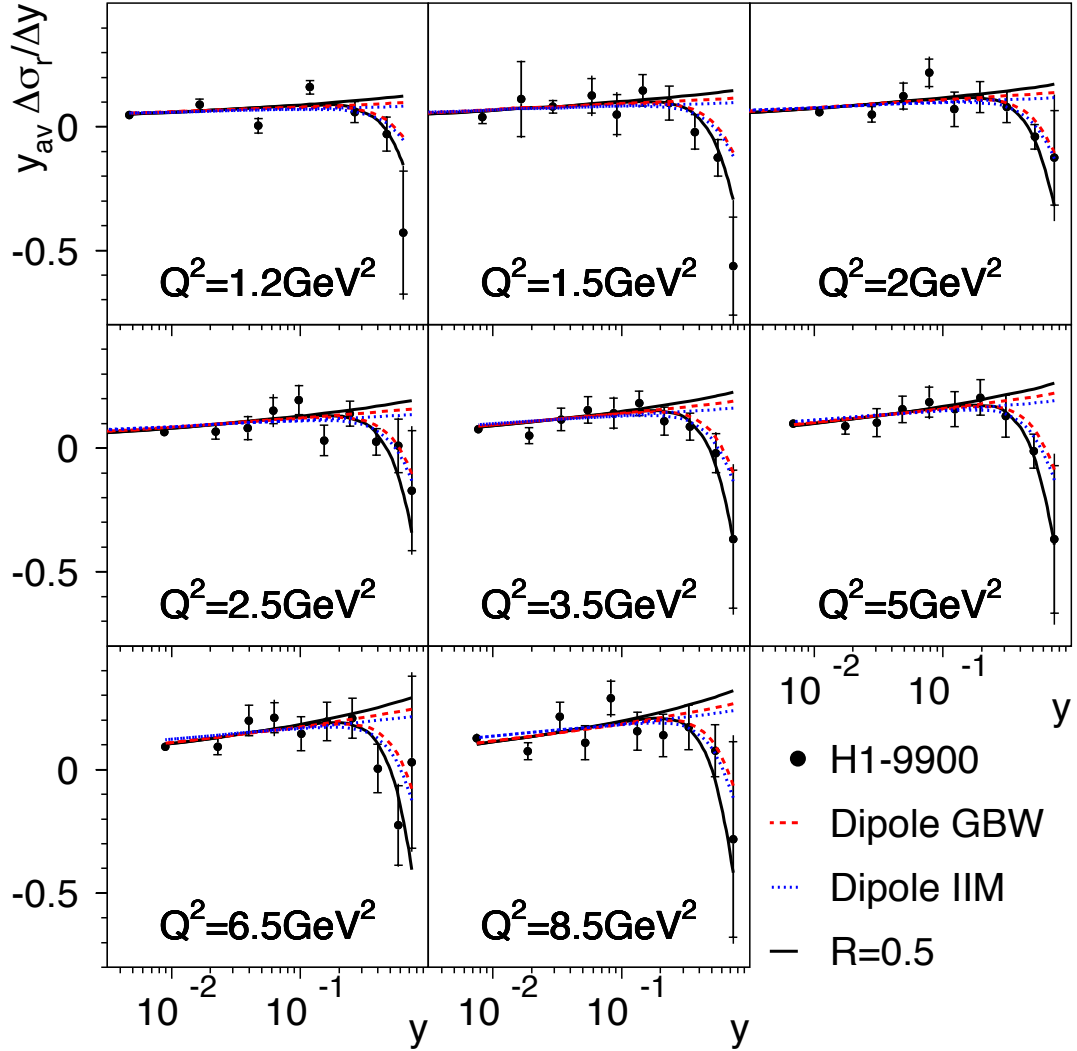


Rysunek 13.5. Wartość  $R$  w funkcji  $Q^2$ . Linia przerywaną pokazano  $R = 0.5$ . Zaznaczone błędy to błędy całkowite. [16]

Dla dużych  $y$  człon proporcjonalny do  $F_L$  jest dominujący - potwierdzają to obliczenia numeryczne oparte na wielu różnych modelach. Dlatego też wyznaczenie różniczki przekroju czynnego daje nam niemal bezpośredni dostęp do  $F_L$ . W przypadku eksperymentalnym przybliżamy pochodną  $d\sigma_r/d\ln y$  wyrażeniem  $y_{av}\Delta\sigma_r/\Delta y$  wyliczonym dla każdej pary zmierzonych przekrojów czynnych w sąsiednich przedziałach pomiarowych.  $\Delta\sigma_r/\Delta y$  jest określona używając wartości w środku przedziału pomiarowego, zaś  $y_{av}$  oznacza średnią logarytmiczną  $y$ . Otrzymane wartości  $y\Delta\sigma_r/\Delta y$  dla danych NVX i SVX pokazano na rysunku 13.6. Wyniki te porównano z przewidywaniami modeli opisanych w rozdziale 3.7 tzn. modeli dipolowych i modelu fraktalnego. Wartość  $\Delta\sigma_r/\Delta y$  w przypadku modeli obliczano analogicznie i w takich samych przedziałach pomiarowych, jak dla danych. Niepewności systematyczne szacowano zmieniając przekrój czynny użyty w analizie w granicach wyznaczonych przez daną niepewność i dla tak zmienionego przekroju czynnego licząc odpowiednią różniczkę.

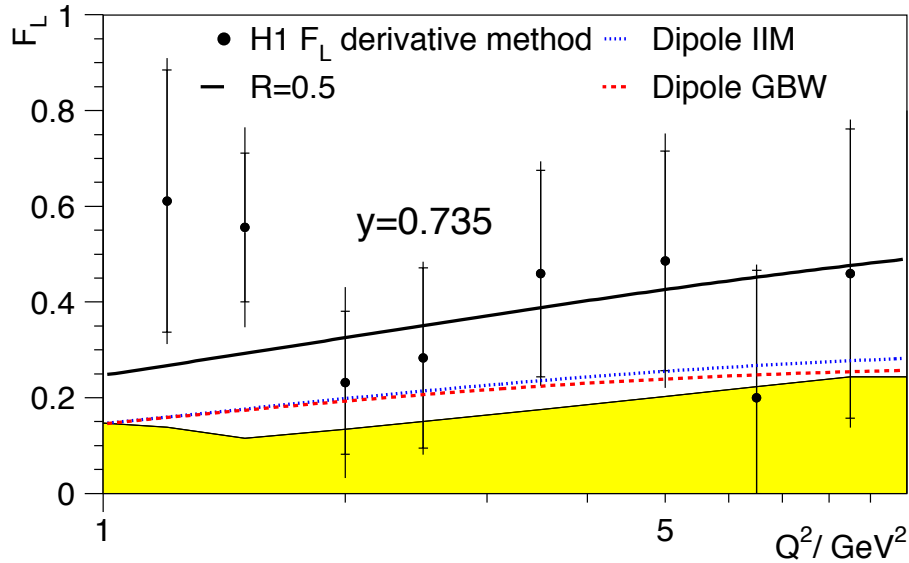
Dla oszacowania wkładu od pochodnej  $dF_2/d\ln x$  do  $\Delta\sigma_r/\Delta y$  użyty został model fraktalny. Ten sam model używany był do obliczania poprawki na środek przedziału pomiarowego. Celem zmniejszenia zależności od  $F_2$ , do określenia  $F_L$  zostały użyte tylko  $\Delta\sigma_r/\Delta y$  odpowiadające  $y = 0.735$ . Na rysunku 13.7 pokazano wartości  $F_L$  otrzymane używając metody różniczkowej. Wyniki porównane zostały z przewidywaniami modeli dipolowych i modelu fraktalnego. Obserwujemy zgodność z  $R = 0.5$ , a także z mniejszymi wartościami  $R$  wynikającymi z modeli dipolowych.

Wyniki uzyskane metodą różniczkową dość słabo zależą od modelu użytego do opisu  $F_2$  i poprawek na środek przedziału pomiarowego. Duża niepewność wyznaczenia  $F_L$ , widoczna na rysunku, pochodzi głównie z ograniczonej statystyki i dużego tła od fotoprodukcji w tym zakresie  $y$ . Wielkość niepewności związanej z założeniem na temat zachowania  $F_2$  szacowano zakładając funkcję  $F_2$  niezależną od  $x$  i powołując otrzymane wyniki na  $F_L$  z wynikami uzyskanymi w analizie opisa-



Rysunek 13.6. Różniczka  $y_{av}\Delta\sigma_r/\Delta y$  dla połączonych danych H1 NVX i SVX. Linia kropkowaną i przerywaną zaznaczono przewidywania modeli dipolowych, zaś linią ciągłą przewidywanie używające  $F_2$  z modelu fraktalnego oraz założenia  $R = 0.5$ , by opisać  $F_L$ . Dla każdego modelu przedstawiono dwa warianty: niezerowego  $F_L$  - widoczne za pomocą linii zaginających się ku dołowi dla największych  $y$  oraz zerowego  $F_L$  przedstawionego liniami wzrastającymi jak funkcja  $\ln y$ . Wewnętrzne błędy punktów pomiarowych to niepewności statystyczne i nieskorelowane systematyczne dodane w kwadracie. Błędy zewnętrzne to całkowite niepewności pomiarowe. [16]

nej powyżej. Różnica ta została przedstawiona za pomocą żółtego obszaru u dołu rysunku.

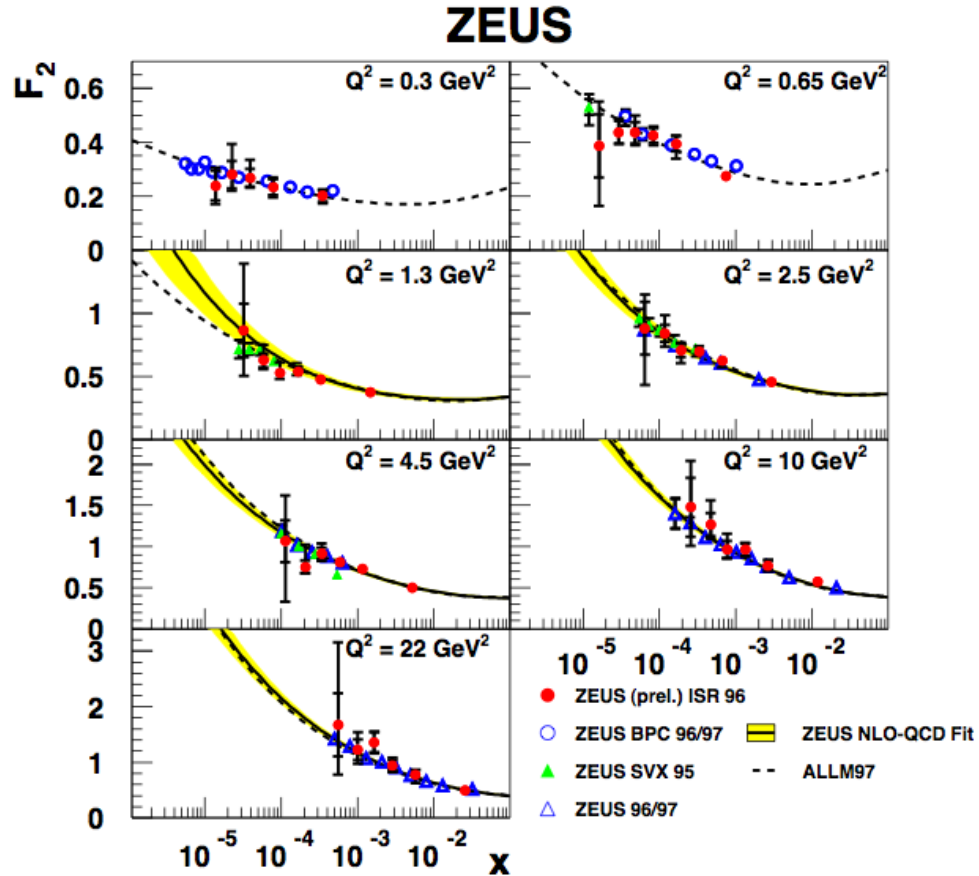


Rysunek 13.7. Podłużna funkcja struktury  $F_L$  w funkcji  $Q^2$ . Wyniki otrzymano używając metody różniczkowej i połączonych danych NVX i SVX. Linia ciągłą zaznaczono przewidywanie dla  $R = 0.5$  zakładając, że funkcja struktury  $F_2$  zachowuje się zgodnie z przewidywaniami modelu fraktalnego. Linia przerywaną i kropkowaną pokazano przewidywania modeli dipolowych. Zaznaczone błędy to błędy całkowite pomiaru, przy czym błąd wewnętrzny opisuje błąd statystyczny i nieskorelowane niepewności systematyczne dodane w kwadracie. Żółty obszar przedstawia niedokładności wyznaczenia  $F_L$  wynikające z niepewności modelowych  $F_2$ . [16]

### 13.4 Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie ZEUS używając zdarzeń ISR

Jak wspomniano w rozdziale 11.9 już w okresie poprzedzającym zbieranie danych przy obniżonej energii wiązki protonowej były podejmowane próby bezpośredniego pomiaru  $F_L$  przy użyciu zdarzeń ISR [129]. Zdarzenia ISR to takie zdarzenia, gdzie energia wiązki leptonowej jest zmieniona w wyniku emisji twardego fotonu. Zdarzenia użyte w tej analizie zrekonstruowano dzięki pomiarom elektronu w kalorymetrze uranowo-scyntylatorowym detektora ZEUS i fotonu w monitorze świetlności.  $Q^2$  rekonstruowano metodą elektronową, zaś  $y$  - celem uniknięcia konieczności stosowania poprawek na emisję fotonu - metodą  $\Sigma$ . Podstawowym problemem było tło od zdarzeń promieniowania hamowania, czyli bremsstrahlungu ( $ep \rightarrow ep\gamma$ ) nakładających się na normalne zdarzenia DIS. Tło to oszacowano przy użyciu próbki zdarzeń akceptowanych przez tryger na zdarzenia DIS o obniżonym progu na  $E - p_z$  połączonych przypadkowo ze zdarzeniami bremsstrahlungu. Tak oszacowane tło było odjęte statystycznie od wyselekcjonowanych zdarzeń.

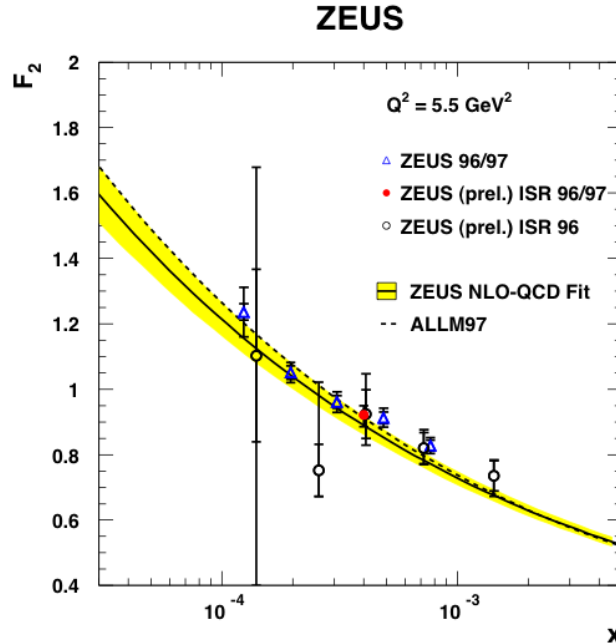
Wyniki pomiaru funkcji struktury  $F_2$  dla zdarzeń z ISR pokazano na rysunku 13.8 i porównano z wcześniejszymi wynikami pomiaru  $F_2$  w eksperymencie ZEUS. Widzimy dużą zgodność między poszczególnymi pomiarami dla wszystkich przedziałów w  $Q^2$ . Na rysunku tym zaznaczono także dopasowanie ZEUS NLO-QCD [130] oraz przewidywania ALLM97 [123]. Oba przewidywania wykazują bardzo dobrą zgodność z danymi.



Rysunek 13.8. Wyniki pomiaru  $F_2$  w funkcji  $x$  dla ustalonych przedziałów w  $Q^2$ . Wyniki uzyskane używając zdarzeń ISR (ciemne kółka) porównano z innymi wynikami pomiaru  $F_2$  w eksperymencie ZEUS tzn. wynikami otrzymanymi przy użyciu detektora BPC (puste kółka), wynikami z danych o przesuniętym wierzchołku zbieranymi w roku 1995 (pełne trójkąty) oraz wynikami z lat 1996-1997 (puste trójkąty). Wewnętrzne błędy opisują niepewności statystyczne, zaś zewnętrzne całkowite niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Żółta wstęga pokazuje przewidywania dopasowania ZEUS NLO-QCD, zaś linia przerywana przewidywania ALLM97. [131]

Pomiaru  $F_L$  dokonano w jednym tylko przedziale zdefiniowanym przez  $1 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$  i  $0.11 < y < 0.23$ . Na rysunku 13.9 pokazano funkcję  $F_2$  zmierzoną w tym właśnie przedziale i porównaną z pomiarami z eksperymentu ZEUS z lat 1996-1997 oraz z dopasowaniami ZEUS NLO-QCD i ALLM97. Tak jak poprzednio, wyniki uzyskane przy użyciu zdarzeń ISR zgadzają się bardzo dobrze zarówno z innymi wynikami z eksperymentu ZEUS, jak też z przewidywaniami obu dopasowań. Na

rysunku 13.10 przedstawiono końcowy wynik pomiaru  $F_L$ . Dla porównania pokazano także przewidywania  $F_2$  i  $F_L$  otrzymane z dopasowania QCD w rzędzie NLO przez współpracę ZEUS.



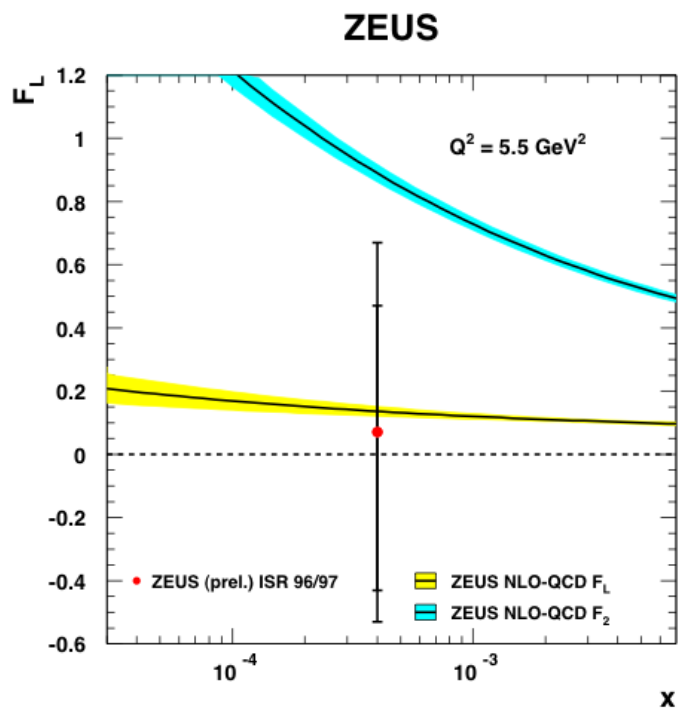
Rysunek 13.9. Wyniki pomiaru  $F_2$  w funkcji  $x$  dla  $Q^2 = 5.5 \text{ GeV}^2$ . Wyniki uzyskane używając zdarzeń ISR (ciemne kółka) porównano z ogólnymi wynikami z eksperymentu ZEUS z lat 1996-97 (puste trójkąty). Wewnętrzne błędy opisują niepewności statystyczne, zaś zewnętrzne całkowite niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Żółta wstęga pokazuje przewidywania dopasowania ZEUS NLO-QCD, zaś linia przerywana przewidywania ALLM97. [129]

Jak widać pomiar ten obarczony jest znacznym błędem. Jest on zgodny z przewidywaniami QCD dotyczącymi  $F_L$ , a wyrażonymi za pomocą przewidywań  $F_L$  z dopasowania ZEUS QCD w rzędzie NLO. Jest jednak także zgodny z zerem i niewiele różny od przewidywania maksymalnego tzn.  $F_L = F_2$ . Ze względu na ograniczoną dokładność wynik ten nie został opublikowany. Warto jednak było wspomnieć tą analizę, gdyż mimo swojej bardzo ograniczonej precyzji był to pierwszy bezpośredni pomiar  $F_L$  na HERA. Zdecydowanie lepszą dokładnością mogą natomiast poszczycić się późniejsze pomiary bezpośrednie dokonane przy użyciu dedykowanych wiązek protonowych o obniżonej energii.

### 13.5 Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie H1 z wykorzystaniem wiązki protonowej o obniżonej energii

Jak wyjaśniono w rozdziale 11.9 bezpośredni pomiar podłużnej funkcji struktury  $F_L$  możliwy jest przy pomiarach przekroju czynnego dla co najmniej dwóch różnych wartości energii w układzie środka masy, ale dla tego samego  $x$  i  $Q^2$ . Pomiar taki był możliwy [107, 132] dzięki obniżeniu w roku 2007 energii wiązki protonowej. Do

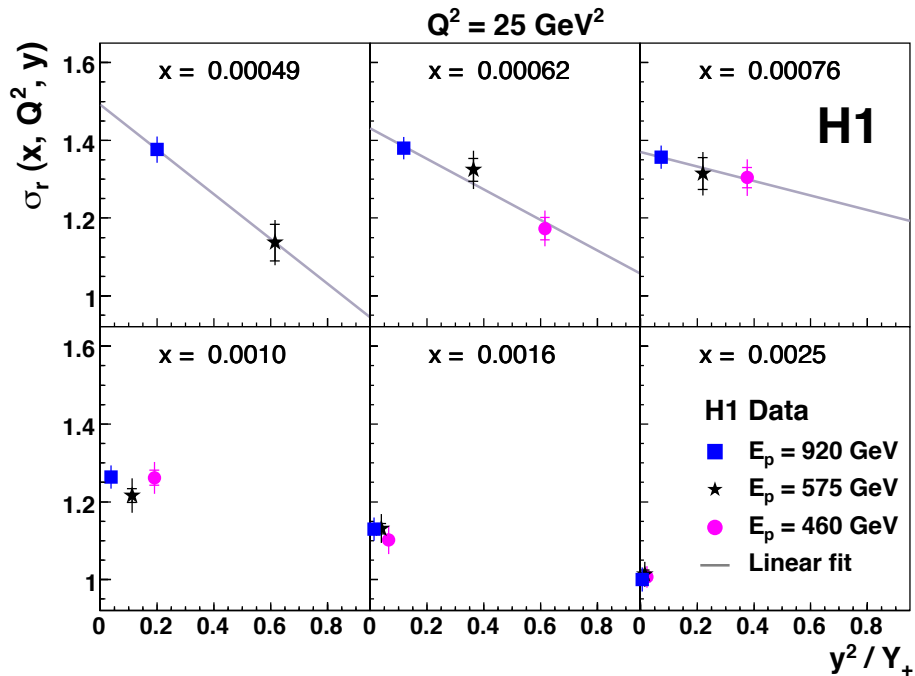




Rysunek 13.10. Podłużna funkcja struktury  $F_L$  zmierzona przy użyciu zdarzeń ISR. Pomiar dla  $x=0.0004$  i  $Q^2=5.5 \text{ GeV}^2$ . Niepewności wewnętrzne oznaczają niepewności statystyczne, zaś zewnętrzne niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Żółta wstęga - przewidywania  $F_L$  na podstawie dopasowania ZEUS NLO-QCD, niebieska wstęga - przewidywania  $F_2$  za pomocą tego dopasowania. [129]

pomiaru  $F_L$  wykorzystano trzy energie wiązki protonowej: 920 GeV - okres wysokiej energii (HER), 575 GeV - okres średniej energii (MER) i 460 GeV - okres niskiej energii (LER).

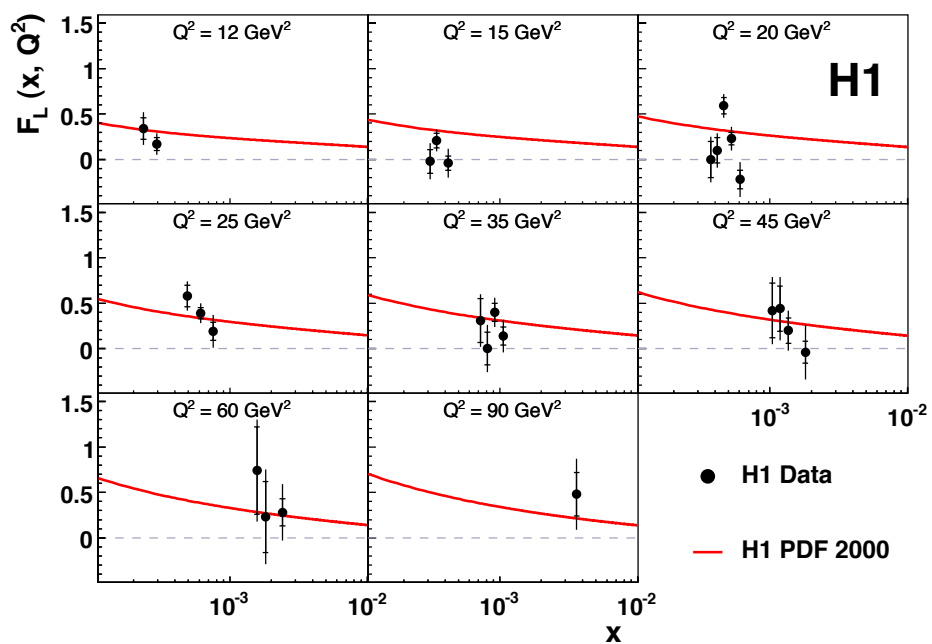
Rysunek 13.11 pokazuje przykładowe zestawienie przekrojów czynnych zmierzonych w eksperymencie H1. Pokazano pomiary wykonane dla  $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$  i różnych wartości  $x$ . Widać, że najniższe wartości  $x$  są osiągalne tylko dla danych HER i MER, większe  $x$  dostępne są w pomiarach dla wszystkich trzech wartości energii. Pomiar jest konsystentny z oczekiwaną liniową zależnością przekroju czynnego od  $y^2/(1+(1-y)^2)$ . Nachylenie linii względem osi poziomej determinuje wartość  $F_L$  dla danego  $x$  i  $Q^2$ . Niepewności systematyczne uwzględniają korelacje między pomiarami. Niepewność całkowitą otrzymano poprzez dodanie w kwadracie niepewności statystycznej oraz systematycznej skorelowanej i nieskorelowanej. Przy pomiarze ograniczono się tylko do tych przedziałów, gdzie niepewność całkowita nie przekracza 0.6.



Rysunek 13.11. Zredukowany przekrój czynny dla HER, MER i LER w funkcji  $y^2/(1+(1-y)^2)$  dla  $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$ . Niepewność wewnętrzna to niepewność statystyczna, zaś zewnętrzna to niepewność statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Dla pierwszych trzech przedziałów pokazano liniowe dopasowanie, z nachylenia którego można wyznaczyć  $F_L$ . [133]

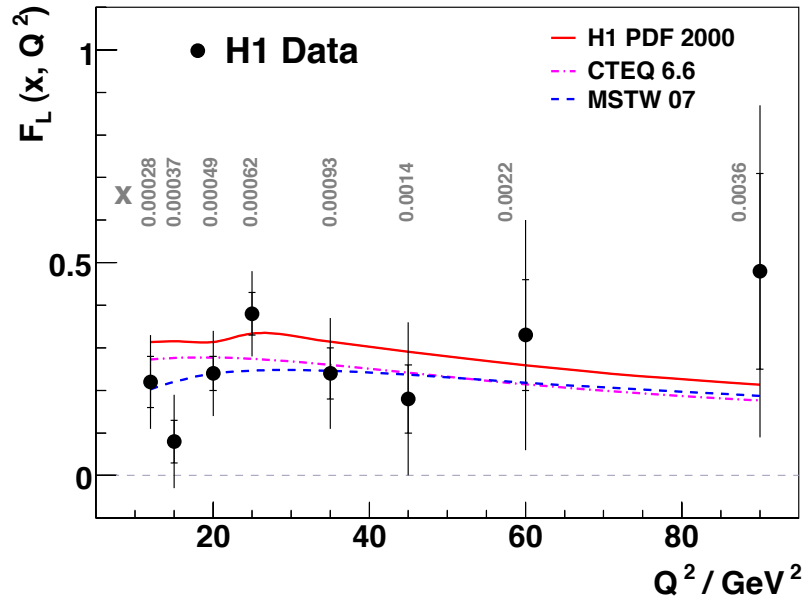
Rezultat pomiaru  $F_L(x, Q^2)$  pokazano na rysunku 13.12. Uzyskane wyniki są zgodne z przewidywaniami otrzymanymi przy pomocy dopasowania H1 zwanego H1 PDF 2000 [113].

Zależność  $F_L(x, Q^2)$  w funkcji  $Q^2$  otrzymano uśredniając po  $x$  wartości  $F_L$  otrzy-



Rysunek 13.12. Pomiar podłużnej funkcji struktury  $F_L$  w funkcji  $x$  dla różnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ . Niepewność całkowita, to niepewność statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Linia ciągłą zaznaczono przewidywania dopasowania H1 PDF 2000. [107]

mane dla tego samego  $Q^2$  - pokazano je na rys. 13.13. Pomiar ten porównano z przewidywaniami dopasowania H1 PDF 2000 oraz z przewidywaniami MSTW [134] i CTEQ [135] otrzymanymi na bazie dopasowań, w ramach teorii opartych na wyższym rzędzie rachunku zaburzeń, do globalnych rozkładów partonowych.

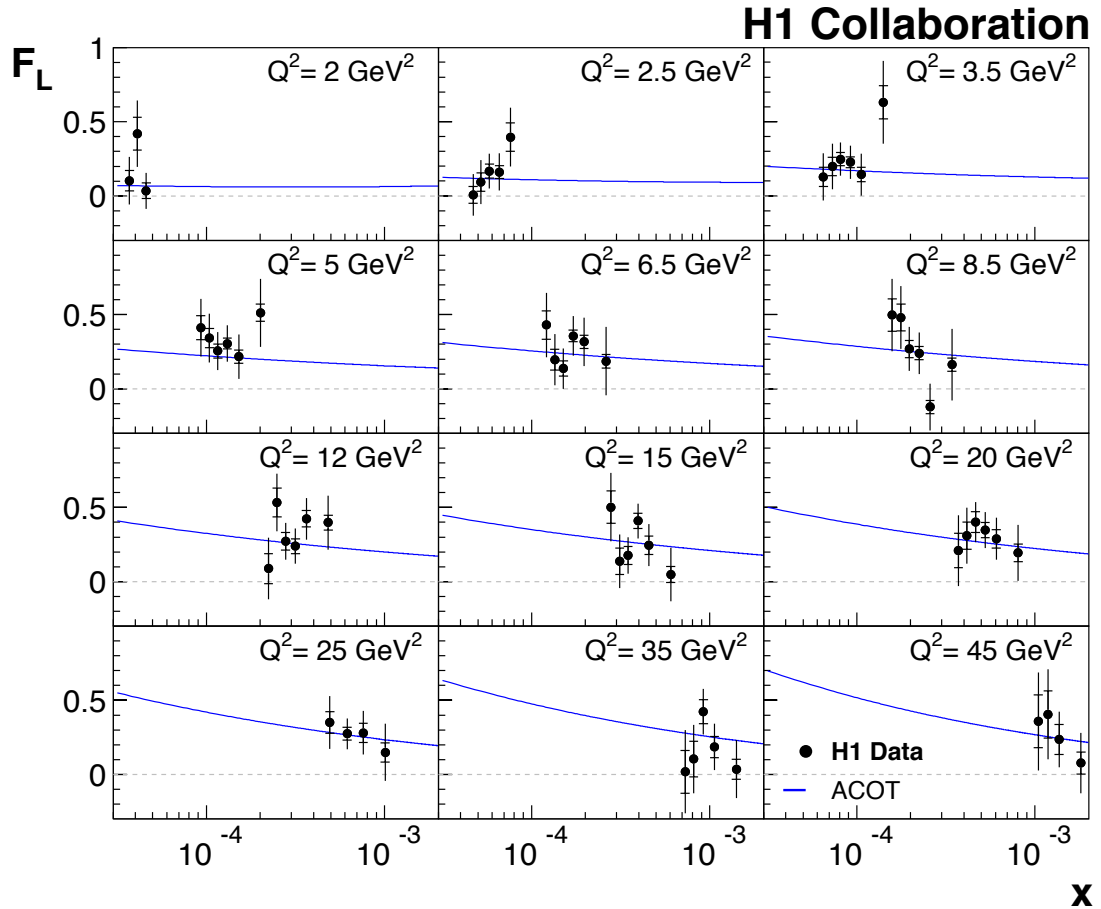


Rysunek 13.13. Zależność podłużnej funkcji struktury  $F_L$  od  $Q^2$ . Dane zaznaczono czarnymi punktami. Niepewność całkowita to niepewność statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Wyniki porównano z przewidywaniami dopasowań H1 PDF 2000 - linia ciągła, MSTW 07 - linia przerywana i CTEQ 6.6. - linia przerywano-kropkowana. Zaznaczono także średnią wartość  $x$  odpowiadającą danemu pomiarowi. [107]

W granicach niepewności eksperymentalnych wszystkie te przewidywania są zgodne z pomiarem  $F_L$ . Wskazuje to, że równania ewolucji DGLAP, wciąż mogą być stosowane do opisu procesów na HERA, także w obszarze małych wartości parametru  $x$ .

Oprócz przedstawionych powyżej pomiarów, wykonanych w obszarze kinematycznym  $12 < Q^2 < 90 \text{ GeV}^2$  i  $2.4 \times 10^{-4} < x < 3.6 \times 10^{-3}$ , współpraca H1 wykonała także drugą, dokładniejszą analizę [133] wykorzystując oprócz danych LER, MER i HER także pomiary przekroju czynnego w obszarze małych  $Q^2$  i dużych  $y$  z lat 2003-2007. W ten sposób udało się rozszerzyć obszar kinematyczny dostępny dla pomiaru  $F_L$  do  $1.5 < Q^2 < 120 \text{ GeV}^2$  i  $2.9 \times 10^{-5} < x < 0.01$ . Ta analiza używała do wyznaczenia  $F_L$  metody minimalizacji  $\chi^2$  opisanej w rozdziale 11.9. Zmierzona  $F_L(x, Q^2)$  jest przedstawiona na rysunku 13.14. Pokazane są tylko pomiary o całkowitej niepewności mniejszej niż 0.3 (0.4) dla  $Q^2 \leq 35 \text{ GeV}^2$  ( $Q^2 \leq 45 \text{ GeV}^2$ ). Wyniki pomiaru przedstawiono w funkcji  $x$  dla różnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ . Linia ciągłą zaznaczono przewidywanie dopasowania używającego ewolucji DGLAP w NLO i wykorzystującego schemat ACOT [136] do wyznaczania współczynników związanych z

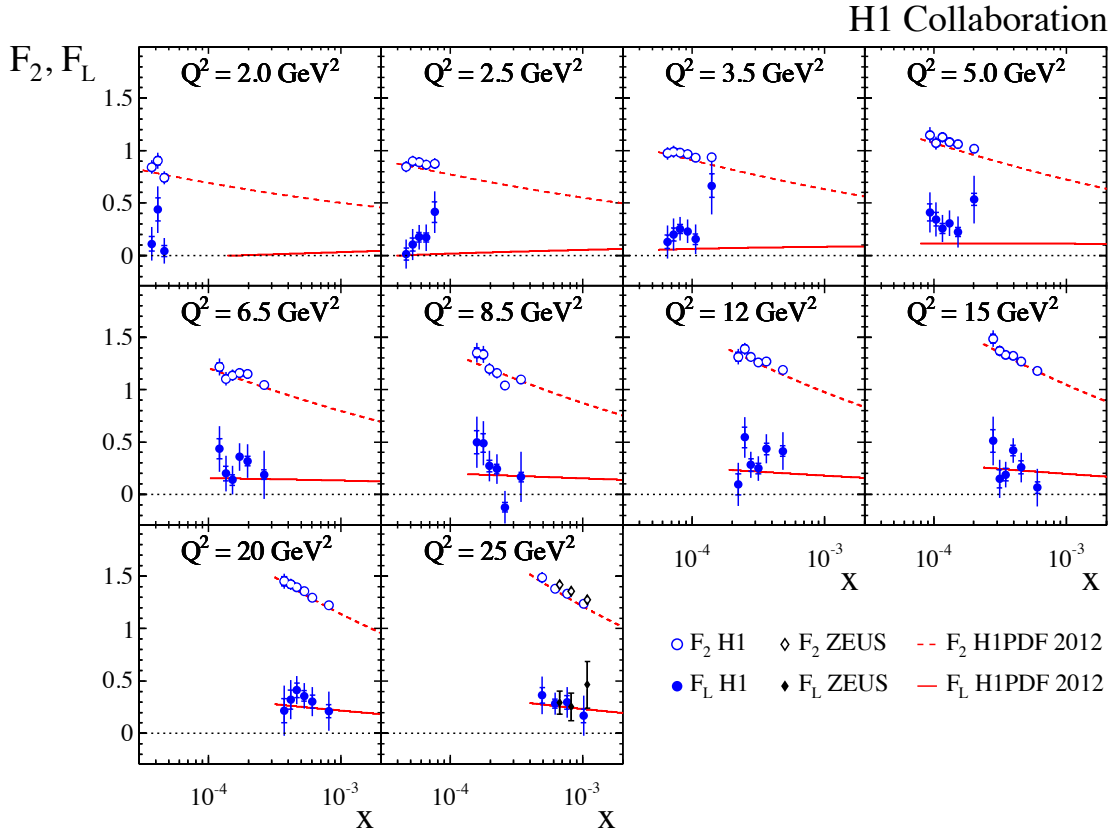
ciężkimi kwarkami.



Rysunek 13.14. Pomiar podłużnej funkcji struktury  $F_L$  w funkcji  $x$  dla różnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ . Niepewność całkowita, to niepewność statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Linia ciągłą zaznaczono przewidywania dopasowania ACOT. [133]

Prace H1 nad pomiarem funkcji struktury  $F_L$  zostały sfinalizowane analizą w pełnym zakresie  $Q^2$  dostępnym w tym eksperymencie [137]. W analizie tej dokonano pomiaru przekroju czynnego dla danych MER i LER w obszarze dużego  $Q^2$ . Do wyznaczenia  $F_2$  i  $F_L$  użyto tych przekrojów czynnych łącznie z przekrojami czynnymi z obszaru dużych  $Q^2$  dla  $E_p = 920$  GeV wyznaczonymi w [138] i przekrojami czynnymi z obszaru niskiego  $Q^2$  omawianymi powyżej [133]. Dla  $Q^2 < 25$  GeV<sup>2</sup> elektron mierzony był w detektorze SpaCal, dla  $35 < Q^2 < 90$  GeV<sup>2</sup> pomiar elektronu był wykonywany w detektorze SpaCal lub kalorymetrze ciekłoargonowym, zaś dla  $Q^2 > 120$  GeV<sup>2</sup> przekrój czynny był wyznaczony wyłącznie z ciekłoargonowych pomiarów elektronu. Do wyznaczenia  $F_L$  została użyta technika minimalizacji  $\chi^2$  opisana w rozdziale 11.9. Na rysunkach 13.15 i 13.16 pokazano pomiar  $F_2$  i  $F_L$  w funkcji  $x$  dla poszczególnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ , dla całego zakresu  $Q^2$  dostępnego dla pomiarów  $F_L$  w eksperymencie H1 tj. 1.5-800 GeV<sup>2</sup>. Pokazano tylko te pomiary  $F_2$ , które były wykorzystane do wyznaczenia  $F_L$ . Uwzględniono tylko pomiary  $F_L$  o całkowitej niepewności mniejszej od 0.3 dla  $Q^2 \leq 25$  GeV<sup>2</sup> lub całkowitej nie-

pewności mniejszej od 0.4 dla  $Q^2 \geq 35 \text{ GeV}^2$ . Pomiary dla dużego  $Q^2$  mają pewien niewielki wpływ na dokładność pomiaru w obszarze  $1.5 < Q^2 < 35 \text{ GeV}^2$  poprzez korelacje błędów systematycznych. Dlatego te wyniki są najdokładniejsze i stanowią końcowy pomiar  $F_L$  w eksperymencie H1.



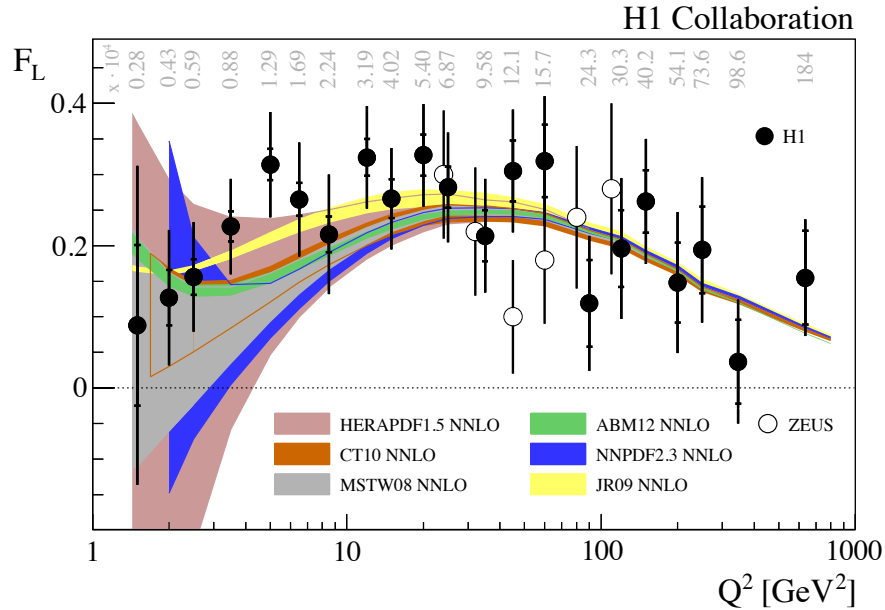
Rysunek 13.15. Pomiar podłużnej funkcji struktury  $F_2$  i  $F_L$  w funkcji  $x$ , w obszarze  $2 \leq Q^2 \leq 25 \text{ GeV}^2$ . Pokazane są tylko te pomiary  $F_2$ , które były użyte do wyznaczenia  $F_L$ . Pomiary z eksperymentu H1 zaznaczono kółkami, a z eksperymentu ZEUS rombami. Niepewność całkowita, to niepewność statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Krzywe oznaczają przewidywania dopasowania H1PDF2012 NLO QCD. [138]

Pomiar  $F_2$  i  $F_L$  dla dużego  $y$  prezentowany tutaj został wykonany w sposób niezależny od modeli i bez żadnych założeń dla obu funkcji.  $F_L$  w granicach niepewności pomiarowych jest dodatnia i wynosi ok. 20% wartości  $F_2$ . Na przedstawionych rysunkach pokazano także pierwsze pomiary  $F_2$  i  $F_L$  z eksperymentu ZEUS dla danych HER, MER i LER (o których będzie mowa w następnym rozdziale). Wykazują one dużą zgodność z danymi z H1.

Celem zmniejszenia niepewności doświadczalnych pomiary  $F_L$  zebrano razem dla poszczególnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ . Dodatkowo przedziały pomiarowe dla najwyższego  $Q^2$  ( $Q^2 \geq 300 \text{ GeV}^2$ ) potraktowano wspólnie, by osiągnąć mniej-więcej taką samą dokładność eksperymentalną, jak dla innych  $Q^2$ . Rysu-



nek 13.17 pokazuje  $F_L$  dla poszczególnych przedziałów pomiarowych w  $Q^2$ , u góry rysunku zaznaczono średnie wartości  $x$ , dla których dany pomiar jest przeprowadzony. Dane są porównane z przewidywaniami QCD w rzędzie NNLO zakładającymi różne rozkłady PDF, a mianowicie: HERAPDF1.5 [139], CT10 [140], ABM11 [141], MSTW2008 [142], JR09 [143], NNPDF2.3 [144]. We wszystkich przypadkach obliczenia perturbacyjne wykazują dobrą zgodność z danymi. Dla porównania zaznaczono także wyniki z eksperymentu ZEUS.



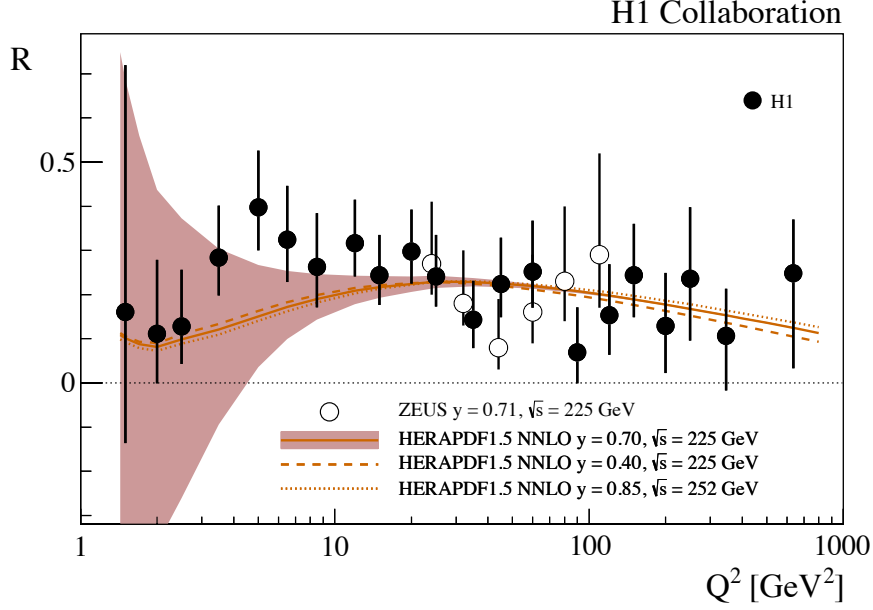
Rysunek 13.17. Zależność podłużnej funkcji struktury  $F_L$  (uśrednionej w  $x$ ) od  $Q^2$ . Średnia wartość  $x$  dla każdego  $Q^2$  jest podana u góry rysunku nad każdym punktem. Dane H1 zaznaczono czarnymi punktami, pomiary z eksperymentu ZEUS otwartymi punktami. Niepewność całkowita, to niepewność statystyczna i systematyczna dodate w kwadracie. Wyniki porównano z NNLO przewidywaniami używającymi różnych rozkładów partonowych. [138]

Używając pomiaru  $F_L$  i  $F_2$  wyznaczono również pomiar  $R$  - czyli stosunku przekrojów czynnych na rozpraszanie poprzecznie i podłużnie spolaryzowanych fotonów. Wykorzystano metodę opartą na minimalizacji funkcji  $\chi^2$  wspomnianą w rozdziale 11.9. Wyniki pokazano na rys.13.18. Porównano je z przewidywaniami opartymi na HERAPDF1.5 NNLO. Zaznaczono także wyniki dla danych z eksperymentu ZEUS.

Dane są w granicach błęd niezależne od  $Q^2$ , dlatego przeprowadzono dopasowanie zakładając stałość  $R$  w funkcji  $Q^2$  w całym zakresie pomiarowym. Otrzymano wartość  $R = 0.23 \pm 0.04$  przy  $\chi^2/\text{liczbę stopni swobody} = 314/367$ , co jest zgodne z wcześniejszymi pomiarami H1 w bardziej ograniczonym zakresie  $Q^2$  [133] oraz z danymi z pierwszej analizy  $F_L$  w eksperymencie ZEUS.

W analizach QCD mających na celu wyznaczenie funkcji gęstości partonowych, rozkłady gęstości gluonowych są zwykle określane za pomocą ograniczeń wynikających z pomiaru łamania skalowania Bjorkena. Jednak używając relacji Altarelli-Martinelli [145] możliwe jest bezpośrednie wyznaczenie gęstości gluonowych wprost z pomiarów





Rysunek 13.18.  $R(Q^2)$  uśrednione po  $x$  dla  $1.5 \leq Q^2 \leq 800 \text{ GeV}^2$ . Wyniki H1 zaznaczono czarnymi punktami, pomiary z eksperymentu ZEUS otwartymi punktami. Zaznaczono także przewidywania dopasowania HERAPDF1.5 NNLO QCD dla różnych  $y$  oraz niepewności tego dopasowania dla  $\sqrt{s} = 225 \text{ GeV}^2$  i  $y = 0.7$ . [138]

$F_L$ . Relacja Altarelli-Martinelli nie może być rozwiązana analitycznie, jednak istnieją rozwiązania przybliżone [146], [147], [148]:

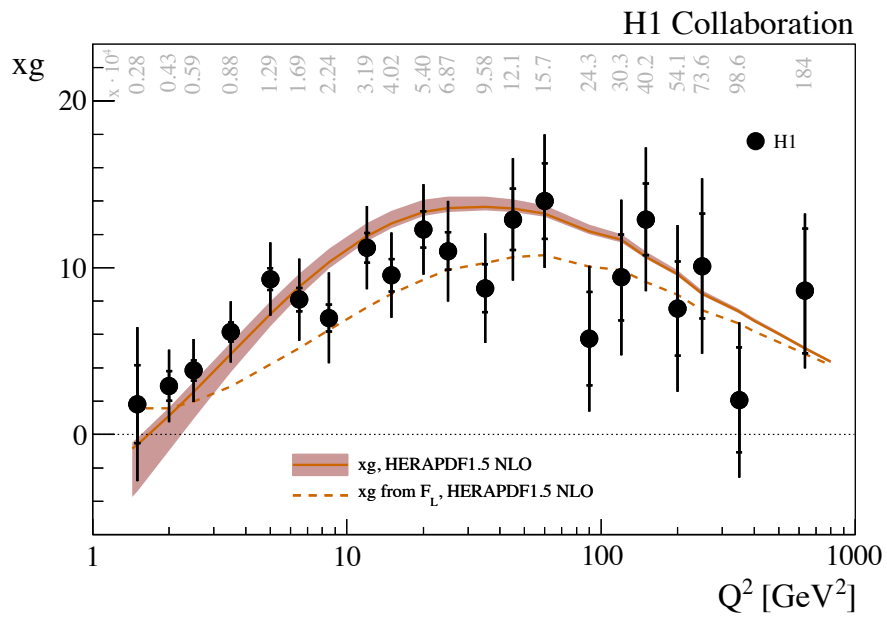
$$xg(x, Q^2) \approx 1.77 \frac{3\pi}{2\alpha_s(Q^2)F_L(ax, Q^2)} \quad (13.3)$$

gdzie  $a$  jest czynnikiem numerycznym (dla analizy w H1  $a = 1$ ). Używając powyższej relacji wyznaczono rozkłady gęstości gluonowych z bezpośredniego pomiaru  $F_L$  w H1, a następnie porównano z rozkładami gęstości gluonowych otrzymanych w dopasowaniu NLO HERAPDF1.5. Wyniki przedstawiono na rys.13.19. Dla oszacowania dokładności przybliżenia, wartości  $F_L$  dostarczone przez dopasowanie NLO HERAPDF1.5 włożono także do równania 13.3 i wyznaczono przewidywania gęstości gluonowych.

Widać dużą zgodność między wynikami pochodzącymi z bezpośredniego pomiaru  $F_L$ , a przewidywaniami NLO HERAPDF1.5 wykorzystującymi informacje zawarte w pomiarach łamania skalowania Bjorkena.

### 13.6 Pomiar funkcji struktury $F_L$ w eksperymencie ZEUS używając wiązki protonowej o obniżonej energii

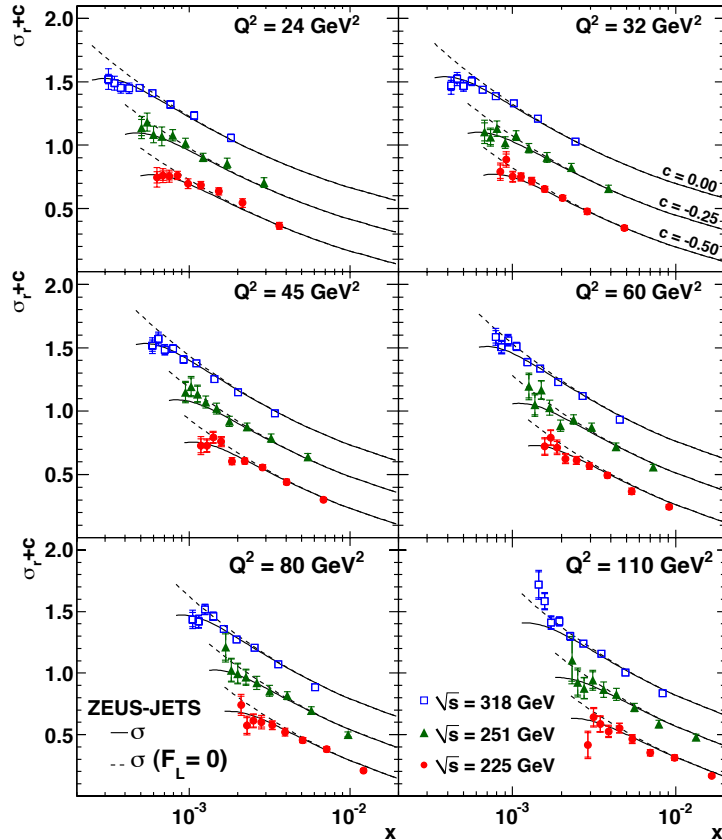
Również w eksperymencie ZEUS dokonano pomiaru funkcji struktury  $F_L$  używając wiązek protonowych o obniżonej energii [132]. Zredukowany przekrój czynny dla danych HER, MER i LER został zmierzony w obszarze kinematycznym:  $0.09 < y < 0.78$  i  $20 < Q^2 < 130 \text{ GeV}^2$ . Rezultaty tego pomiaru w funkcji  $x$  dla różnych



Rysunek 13.19. Rozkład gęstości gluonowych  $xg(x, Q^2)$  uśredniony po  $x$  dla  $1.5 \leq Q^2 \leq 800$  GeV<sup>2</sup>. Średnia wartość  $x$  dla każdego  $Q^2$  jest podana u góry rysunku nad każdym punktem. Wyniki H1 zaznaczono czarnymi punktami. Pokazane niepewności oznaczają niepewności statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Zaciemiony obszar oznacza przewidywania wynikające z dopasowania HERAPDF1.5 NLO QCD. Linia przerywaną zaznaczono rozkład gęstości gluonowych otrzymany przez zastosowanie równania 3.24 do przewidywań  $F_L$  z HERAPDF1.5 NLO QCD. [138]

wartości  $Q^2$  tj.  $Q^2 = 24, 32, 45, 60, 80$  i  $110 \text{ GeV}^2$  pokazano na rysunku 13.20. Otrzymane wyniki zostały porównane z przewidywaniami DGLAP opartymi na NLO ZEUS-JETS PDF [149] i z przewidywaniami zakładającymi  $F_L = 0$ . Widać, że przewidywania QCD zakładające niezerowe  $F_L$  lepiej opisują dane, niż te używające zerowego  $F_L$ .

## ZEUS

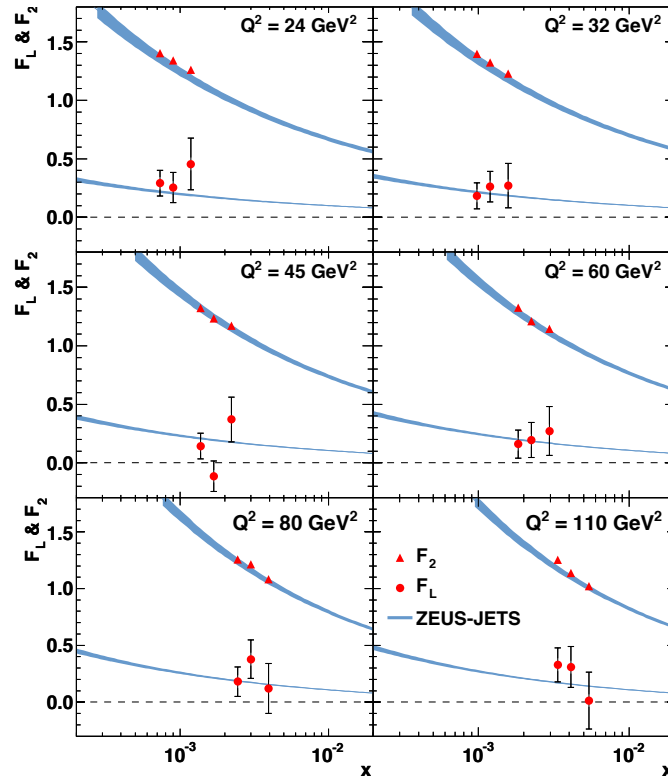


Rysunek 13.20. Zredukowany przekrój czynny w funkcji  $x$  dla HER (kwadraty), MER (trójkąty) i LER (kółka) dla  $Q^2 = 24, 32, 45, 60, 80, 110 \text{ GeV}^2$ . Linia ciągłą zaznaczono przewidywania ZEUS-JETS PDF dla przypadku z  $F_L$  różnym od zera, zaś linią przerywaną te same przewidywania, lecz przy założeniu zerowego  $F_L$ . Pomiarzy dla MER i LER są przesunięte o zaznaczony czynnik  $c$  celem zapewnienia większej przejrzystości rysunku. Niepewność wewnętrzna to niepewność statystyczna, zaś zewnętrzna to niepewności statystyczna i systematyczna dodane w kwadracie. Nie jest uwzględniona systematyczna niepewność normalizacji w wysokości 2.7%. [132]

Pomiaru  $F_2$ ,  $F_L$  i  $R$  dokonano w 6 przedziałach w  $Q^2$ . Wybrano takie przedziały, w których zredukowany przekrój czynny był zmierzony w co najmniej 3 punktach w  $x$  dla każdego zbioru danych (HER, MER i LER). Celem jednoczesnego wyznaczenia obu funkcji i minimalizacji błędów zdecydowano się na metodę polegającą na jednoczesnym dopasowaniu wszystkich 54 wartości mierzonego przekroju czyn-

nego używając równania (3.7). Przed dopasowaniem wszystkie trzy zbiory danych (HER, MER, LER) były znormalizowane do swoich, przeważanych przez świetłość, wartości średnich w obszarze  $y < 0.3$ , czyli tam, gdzie przekrój czynny jest niemal niezależny od podłużnej funkcji struktury  $F_L$ .

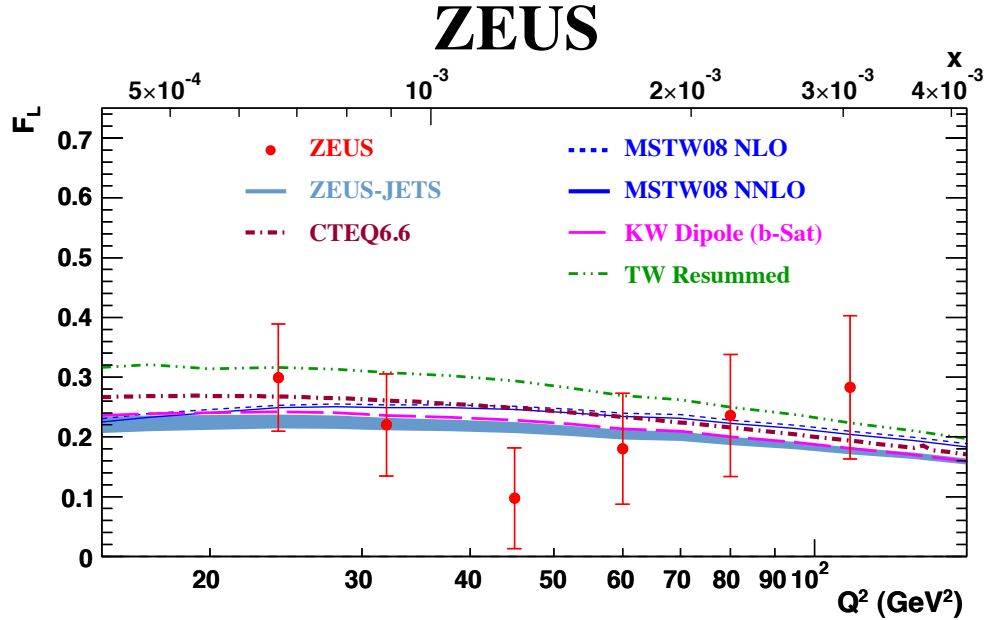
## ZEUS



Rysunek 13.21.  $F_2$  (trójkąty) i  $F_L$  (kółka) w funkcji  $x$  dla sześciu różnych  $Q^2$ . Zaznaczone błędy oznaczają niepewność całkowitą tzn. niepewność statystyczną i systematyczną. Nieuwzględniona na rysunku jest skorelowana niepewność normalizacji 2.5 %. Żółtym pasem zaznaczono przewidywania DGLAP używając ZEUS-JETS PDF. Szerokość pasa przedstawia granice dokładności tychże przewidywań. [132]

Dopasowanie to zawierało 48 parametrów: 18 wartości  $F_2$ , 18 wartości  $F_L$  dla 18 dostępnych punktów pomiarowych na płaszczyźnie  $(x, Q^2)$ , a ponadto 3 względne czynniki normalizacyjne dla zbiorów danych HER, MER i LER oraz 9 globalnych niepewności systematycznych tj.: niepewność poziomu fotoprodukcji, niepewność energetycznej skali elektronu, niepewność skali hadronowej, niepewność procedury znajdującej elektron, niepewność pomiaru położenia klastra elektronowego w płaszczyźnie  $xy$ , niepewność wydajności znajdowania uderzeń cząstek w MVD i CTD oraz niepewność pomiaru procesów dyfrakcyjnych. Procedura dopasowania wykonana została używając pakietu BAT (Bayesian Analysis Toolkit) [150]. W pierwszym podejściu procedurę dopasowania przeprowadzono bez wstępnych założeń dotyczących

$F_2$  i  $F_L$ , a wyjściowe rozkłady prawdopodobieństw założono jako płaskie. Wyniki dla  $F_2$  i  $F_L$  otrzymane z tego dopasowania pokazano na rys. 13.21. Porównano je - tak jak przy pomiarze przekroju czynnego - z przewidywaniami dopasowania ZEUS-JETS PDF. Obserwuje się dobrą zgodność.



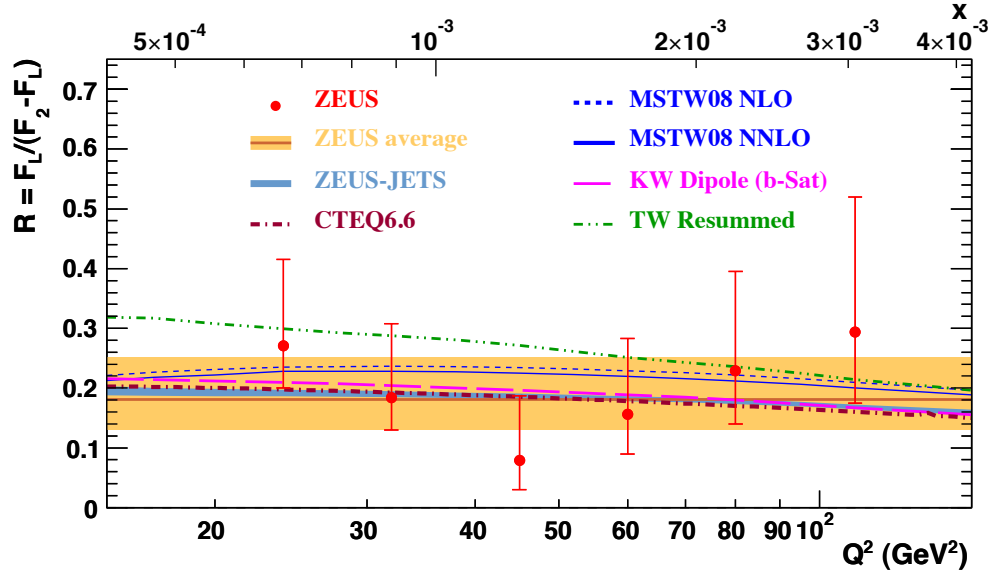
Rysunek 13.22. Rozkład  $F_L$  w funkcji  $Q^2$ . Zaznaczone błędy oznaczają całkowite niepewności pomiarowe tj. statystyczne i systematyczne. Nieuwzględniona jest skorelowana niepewność normalizacji - 2.5%. Poszczególne linie oznaczają przewidywania modeli teoretycznych. [132]

Procedurę dopasowania powtórzono zakładając  $F_2 \geq 0$  i  $0 \leq F_L \leq F_2$ . Oba wyniki okazały się zaledwie marginalnie różne.

Używając tego samego pakietu dopasowującego wyznaczono także  $F_L(Q^2)$ ,  $R(Q^2) = F_L/(F_2 - F_L)$  oraz generalną wartość  $R$  dla wszystkich danych. Celem wyznaczenia  $F_L(Q^2)$  najpierw dopasowano rozkłady  $r(Q^2)$ , gdzie  $r = F_L/F_2$ . Zarówno formalizm NLO DGLAP, jak i wszystkie modele fenomenologiczne przewidują bardzo słabą zależność  $r$  od  $x$  dla ustalonego  $Q^2$ . Potwierdzają to także dane doświadczalne. Dlatego też założono stałą wartość  $r(Q^2)$  dla wszystkich pomiarów, dla tego samego  $Q^2$ . Po wyznaczeniu  $r(Q^2)$  znaleziono  $F_L(Q^2)$ , jako  $F_L(x_i, Q^2) = r(Q^2)F_2(x_i, Q^2)$ , gdzie  $x_i$  było tak dobrane, by dla każdego  $Q^2$ ,  $Q^2/x_i$  było stałe. Innymi słowy, wyznaczano wartości  $F_L(Q^2)$  dla ustalonego  $y$ . Dla  $\sqrt{s} = 225$  GeV odpowiada to  $y = 0.71$ . Otrzymane wyniki  $F_L(Q^2)$  pokazano na rysunku 13.22. Na rysunku 13.23 pokazano  $R(Q^2)$  otrzymane w wyniku analogicznego dopasowania.

Niepewności wyznaczenia generalnej wartości  $R$  okazały się nie tak znacząco mniejsze, niż  $R(Q^2)$ . Wynika to z faktu korelacji między wartościami dla różnych  $Q^2$ . Wyznaczona ogólna wartość wynosi:  $R = 0.18_{-0.05}^{+0.07}$ , gdzie górna niepewność pochodzi z dopasowania bez założeń dotyczących  $F_2$  i  $F_L$ , zaś dolna z dopasowania

z warunkami  $F_2 \geq 0$  i  $0 \leq F_L \leq F_2$ .



Rysunek 13.23. Rozkład  $R$  w funkcji  $Q^2$ . Zaznaczone błędy oznaczają całkowite niepewności pomiarowe tj. statystyczne i systematyczne. Nie uwzględniona jest skorelowana niepewność normalizacji w wysokości 2.5%. Poszczególne linie oznaczają przewidywania modeli teoretycznych. Żółta wstęga 'ZEUS average' oznacza 68% przedział wokół  $R$  wyznaczonego jako ogólna wartość używając wszystkich danych. [132]

Wyniki zaprezentowane na rys. 13.22 i 13.23 porównano z różnymi przewidywaniami opartymi na rachunkach DGLAP, a mianowicie: ZEUS-JETS [149], NLO CTEQ6.6 [152] oraz NLO and NNLO MSTW08 [153], a także z przewidywaniami opartymi na równaniach NLL BFKL, czyli dopasowaniu TW [154], jak też z przewidywaniami opartymi na dipolowym modelu saturacyjnym [155]. Wszystkie te przewidywania zgadzają się z danymi w granicach niepewności eksperymentalnych.

Podobnie, jak eksperyment H1, także ZEUS dokonał powtórnej analizy danych HER, MER i LER [151] celem dokładniejszego wyznaczenia  $F_L$  i  $R$  w szerszym zakresie kinematycznym, a w szczególności dla obszaru mniejszego  $Q^2$  niż zmierzony w pierwszej analizie. Druga analiza wykonana została w obszarze  $0.13 \leq y \leq 0.75$  i  $5 \leq Q^2 \leq 110 \text{ GeV}^2$ . Obszar o małym  $Q^2$  został osiągnięty dzięki dodatkowej selekcji zdarzeń o przesuniętym wierzchołku, tzn.  $30 < z_{vtx} < 100 \text{ cm}$ . Próbkę zdarzeń o przesuniętym wierzchołku była bardzo niewielka (były to zdarzenia z oddziaływań cząstek z głównych pęczków z cząstkami z pęczków pobocznych), jednak pozwalała znacznie rozszerzyć obszar pomiarowy w kierunku małych  $Q^2$ .

Dodatkowo, celem zwiększenia dokładności wyznaczenia  $F_L$  dodano do analizy pomiary zredukowanego przekroju czynnego z oddziaływań  $e^+p$  dla  $E_p = 820 \text{ GeV}$  w latach 1996-1997 (ZEUS97). Przedziały pomiarowe dla ZEUS97 są bliskie tym

użytych w analizie danych LER, MER i HER, jednak nie identyczne. Dokonano więc poprawy przedziałów pomiarowych używając w tym celu przewidywań teoretycznych przekroju czynnego dostarczanych przez HERAPDF1.0 NLO. Aby przesuwać mierzony przekrój czynny z przedziału A do B mnożono go przez stosunek przewidywania teoretycznego dla przedziału B do przewidywania dla przedziału A.

Procedura wyznaczenia  $F_2$ ,  $F_L$  i  $R$  była taka sama jak w pierwszej analizie danych *HER*, *MER* i *LER* w eksperymencie ZEUS - opisanej powyżej. Dwukrotnie przeprowadzono dopasowanie, raz bez dodatkowych warunków, a następnie z dodatkowymi wymaganiami by  $0.8 < F_2 < 2$  oraz  $0 \leq F_L \leq F_2$ . Oba dały bardzo zbliżone wyniki. Osiągnięto względne niepewności rzędu 2% dla pomiaru  $F_2$  i absolutne niepewności w granicach 0.1 - 0.2 dla pomiaru  $F_L$ . Na rys. 13.24 pokazano wartości  $F_2$  i  $F_L$  otrzymane z dopasowania bez dodatkowych warunków. Zaznaczono także przewidywania HERAPDF1.5. Przewidywanie teoretyczne jest zgodne z danymi, choć w przypadku  $F_L$ , preferuje większe wartości.

Celem wyznaczenia  $F_L$  i  $R$  w funkcji  $Q^2$  oraz średniej wartości  $R$  przeprowadzono dalsze dopasowania do danych. Wyniki przedstawiono na rysunku 13.25: górny rysunek przedstawia wyniki pomiaru  $F_L(Q^2)$ , a dolny  $R(Q^2)$ . Średnia wartość  $R$  wynosi:  $R = 0.105_{-0.037}^{+0.055}$ , gdzie górna niepewność pochodzi z dopasowania bez założeń dotyczących  $F_2$  i  $F_L$ , zaś dolna z dopasowania z warunkami podanymi powyżej. Dla porównania na rysunkach pokazano także wyniki pomiarów  $F_L(Q^2)$  i  $R(Q^2)$  z eksperymentu H1 oraz przewidywania oparte na HERAPDF1.5.

Nowe wyniki z eksperymentu ZEUS są niższe niż te z poprzedniej analizy w tych samych obszarach przestrzeni fazowej. Główną różnicą między obiema analizami jest zastosowanie ulepszonych opisu zdarzeń dyfrakcyjnych z symulacji MC. Polega to na przeważeniu zdarzeń niedyfrakcyjnych celem poprawy opisu  $\eta_{max}$ , czyli pseudorapidity depozytu energetycznego zarejestrowanego w najbardziej przednim obszarze kalorymetru. Drugą zmianą jest zastosowanie przeważenia zdarzeń z symulacji MC, aby poprawnie opisać wydajność identyfikacji elektronów rozproszonych pod małymi kątami. Wszelkie niepewności związane z procedurami przeważania zostały uwzględnione w rachunku błędów.

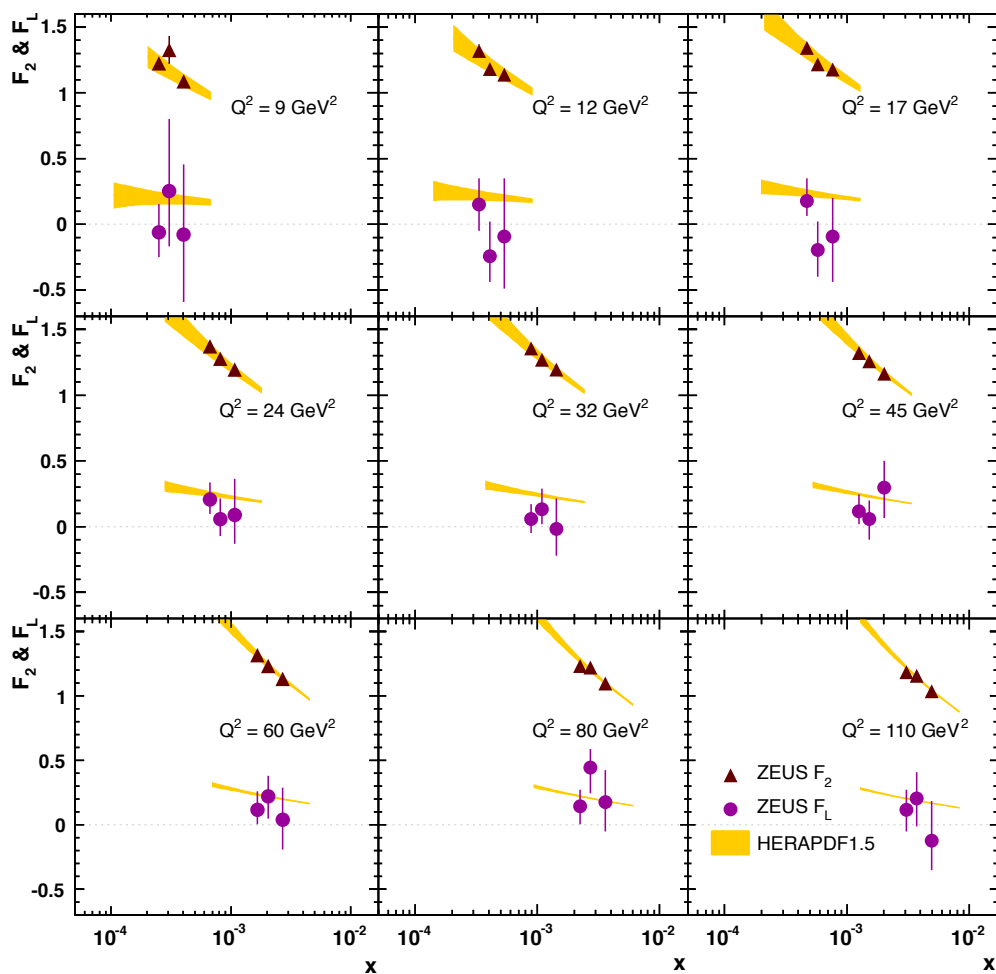
Nowe wyniki z eksperymentu ZEUS są także systematycznie poniżej wartości zmierzonych w eksperymencie H1. Jednak w granicach niepewności pomiarowych można uznać te wyniki za zgodne. Rozsądną zgodność obserwuje się także między przewidywaniami HERAPDF1.5 i wynikami z obu eksperymentów.

### 13.7 Pomiar $F_L^D$ dla zdarzeń dyfrakcyjnych

Zamykając rozdział o pomiarach  $F_L$  na HERA warto wspomnieć o pomiarze podłużnej funkcji struktury dla zdarzeń dyfrakcyjnych [156]. Pomiar ten został przeprowadzony przez eksperyment H1 wykorzystując dane LER, MER oraz dane dla  $E_p = 920$  GeV o łącznej świetlności  $= 126.8 \text{ pb}^{-1}$ , a także pomiary dyfrakcyjnego przekroju czynnego z HERA I dla  $E_p = 820$  GeV.

Pokazano, że do dyfrakcyjnych zdarzeń DIS (DDIS) z prądami neutralnymi stosuje się twierdzenie o faktoryzacji [157]. Dzięki temu możliwy jest opis DDIS za pomocą dyfrakcyjnych funkcji gęstości partonowych i elementów macierzowych opi-

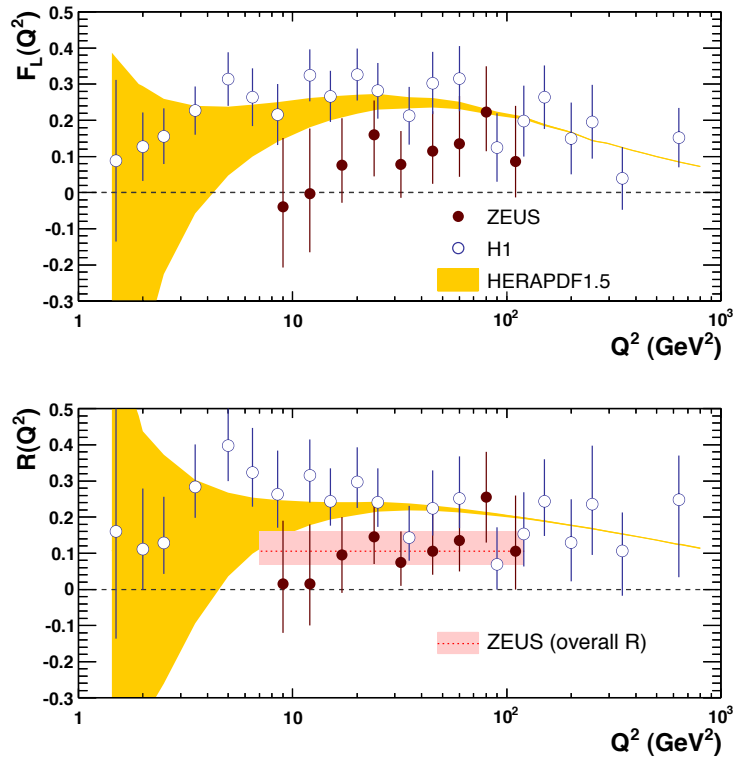
# ZEUS



Rysunek 13.24.  $F_2$  (trójkąty) i  $F_L$  (kółka) w funkcji  $x$  dla sześciu różnych  $Q^2$ . Zaznaczone błędy oznaczają błąd całkowity tzn. błędy statystyczne i systematyczne. Niewzględzona jest skorelowana niepewność normalizacji - 2.5 %. Niebieskim pasem zaznaczono przewidywania HERAPDF1.5. Szerokość pasa odpowiada niepewnościom przewidywań teoretycznych. [151]

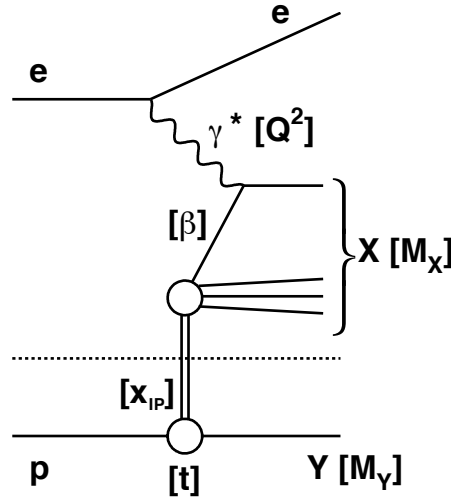


# ZEUS



Rysunek 13.25. Rozkład  $F_L$  (rysunek górny) i  $R$  (rysunek dolny) w funkcji  $Q^2$ . Wyniki z eksperymentu ZEUS zaznaczono pełnymi kółkami, zaś wyniki z eksperymentu H1 otwartymi kółkami. Zaznaczone błędy oznaczają całkowite niepewności pomiarowe tj. statystyczne i systematyczne. Na dolnym rysunku zaciemniony obszar wokół linii przerywanej oznacza przedział 68% wokół wyznaczonej średniej wartości  $R$ . Pokazano także dopasowanie NNLO QCD HERAPDF1.5, wraz z niepewnościami tego dopasowania. [151]

sujących twarde oddziaływanie. Dyfrakcyjne funkcje gęstości partonowych zależą od czterech zmiennych, dlatego często robi się dodatkowe założenie dotyczące oddzielenia dynamiki wierzchołka protonowego od wierzchołka twardego oddziaływania [158–161]. W zdarzeniach dyfrakcyjnych, których schemat pokazano na rys.13.26, można wyróżnić w stanie końcowym hadronów dwa systemy  $X$  i  $Y$  oddzielone od siebie przerwą w rapidity.



Rysunek 13.26. Schemat dyfrakcyjnego zdarzenia DIS  $ep \rightarrow eXY$ . Linia kropkowaną zaznaczono faktoryzację wierzchołka protonowego. [156]

Do opisu zdarzeń dyfrakcyjnych oprócz standardowych zmiennych DIS  $x$ ,  $Q^2$ ,  $y$  i przekazu czteropędu w wierzchołku protonowym  $t$  stosuje się również zmienną  $x_{IP}$  opisującą ułamek pędu podłużnego protonu niesiony przez cząstkę odpowiedzialną za wymianę dyfrakcyjną - patrz rysunek 13.26, a także zmienną  $\beta$  stanowiącą ułamek pędu podłużnego uderzonego kwarku względem cząstki odpowiedzialnej za wymianę dyfrakcyjną ( $x = x_{IP}\beta$ ):

$$x_{IP} = \frac{q \cdot (P - p_Y)}{q \cdot P} \quad \beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (P - p_Y)} \quad (13.4)$$

gdzie  $P$  jest czteropędem protonu przed oddziaływaniem, a  $p_Y$  jest czteropędem elastycznie rozproszonego protonu.

Przekrój czynny i zredukowany przekrój czynny można, tak jak w normalnych zdarzeniach DIS, opisać za pomocą dyfrakcyjnych funkcji struktury. I tak, zredukowany przekrój czynny przyjmuje postać:

$$\sigma_r^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2, y) = F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2), \quad (13.5)$$

gdzie  $Y_+ = 1 + (1 - y^2)$ .

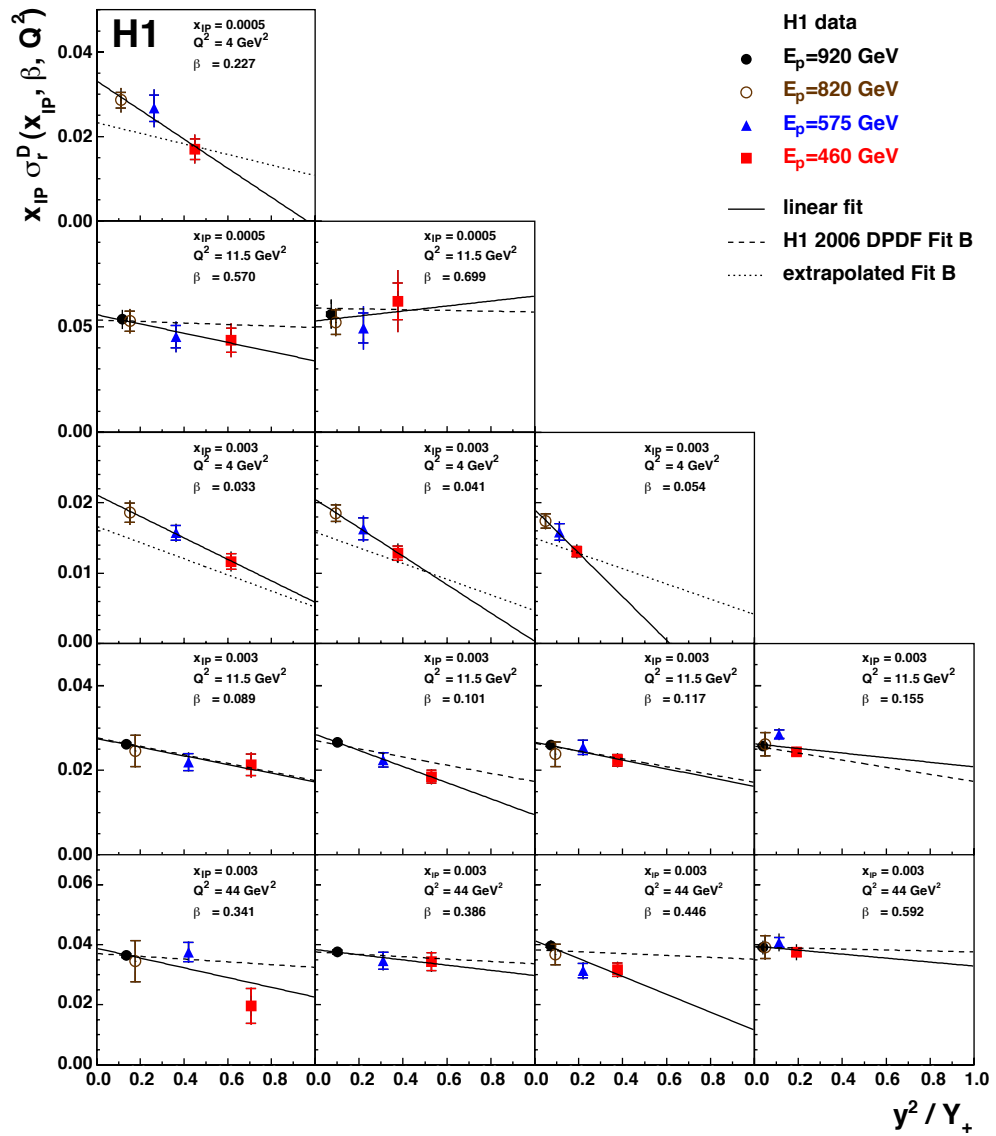
W związku z tym, że końcowy stan systemu  $Y$  nie jest mierzony w tej analizie, przekrój czynny jest wycałkowany w masie  $M_Y$  i przekazie czteropędu  $t$  w obszarze:  $M_Y < 1.6 \text{ GeV}$ ,  $|t| \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ . Dyfrakcyjna podłużna funkcja struktury została wyznaczona w obszarze  $4 \leq Q^2 \leq 44 \text{ GeV}^2$  i  $5 \cdot 10^{-4} \leq x_{IP} \leq 3 \cdot 10^{-3}$ . Do wyznaczenia użyto metody, takiej jak w pierwszej analizie H1 dla zwykłych zdarzeń DIS, czyli liniowych dopasowań do rozkładów zredukowanych przekrojów czynnych w  $y^2/Y_+$ , dla różnych energii wiązek i ustalonych wartości  $Q^2$ ,  $\beta$  i  $x_{IP}$  - rysunek 13.27.

Dla danego  $Q^2$  i  $x_{IP}$  największą wrażliwość na  $F_L^D$  można obserwować dla najmniejszego  $\beta$ . Widać to przez najdłuższe ramię dźwigni (największą odległością między punktami pomiarowymi) na odpowiednich rozkładach. Dane są zgodne z liniową zależnością zredukowanego przekroju czynnego od  $y^2/Y_+$ . Wartość dyfrakcyjnego przekroju czynnego maleje ze wzrastającą wartością  $y^2/Y_+$ . Wartość  $F_L^D$  wyznaczona z dopasowań z rysunku 13.27 została przedstawiona na rys. 13.28 jako funkcja  $\beta$  dla różnych wartości  $Q^2$  i  $x_{IP}$ . Celem usunięcia zależności od  $x_{IP}$  wartości  $F_L^D$  zostały podzielone przez czynnik  $f_{IP/p}$ , wyznaczony w [158]. Czynnik ten zawiera zależność danych od  $x_{IP}$  przy założeniu faktoryzacji wierzchołka protonowego.

Pomiary  $F_L^D$  pokrywają szeroki zakres w ułamku pędu podłużnego rozproszonego kwarku  $0.033 < \beta < 0.7$ . Podobnie, jak przedstawione na rysunku przewidywanie H1 2006 DPDF FIT B, zmierzone wartości  $F_L^D$  wolno maleją ze zwiększającą się wartością  $\beta$ . Leżą jednak systematycznie nieco powyżej przewidywań. Większość zmierzonych wartości  $F_L^D$  jest znacząco większa od zera.

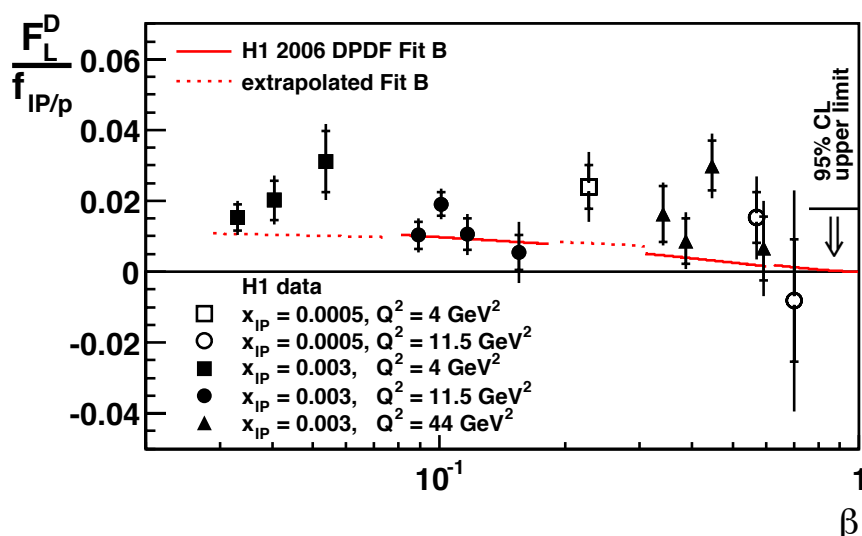
Używając zmierzonych wartości  $F_L^D$  i  $F_2^D$  wyznaczono także  $R^D$ , które analogicznie jak w ogólnym przypadku zdarzeń DIS jest zdefiniowane jako  $R^D = F_L^D / (F_2^D - F_L^D)$ . Obliczone wartości  $R^D$  pokazano na rys. 13.29. Wyznaczona wartość  $R^D$  jest zgodna z przewidywaniami opartymi na H1 2006 DPDF Fit B. Dodatnia wartość  $R^D$  wskazuje, że  $F_L^D < F_2^D$ . Dla  $Q^2 = 11.5 \text{ GeV}^2$   $R^D \approx 1$  ( $F_2^D \approx 2F_L^D$ ), czyli przekrój czynny na rozpraszanie podłużnie i poprzecznie spolaryzowanych fotonów jest tego samego rzędu.

Aby porównać względny wpływ przekroju czynnego na rozpraszanie podłużnie spolaryzowanych fotonów w zdarzeniach dyfrakcyjnych i w inkluzywnych zdarzeniach DIS sporządzono stosunek  $R^D$  do  $R$ . Ograniczono się do obszaru  $Q^2 > 7 \text{ GeV}^2$ . Wyniki pokazano na rys. 13.30. Z rozkładu tego wyniku, że rozpraszanie podłużnie spolaryzowanych fotonów gra większą rolę w przypadku zdarzeń dyfrakcyjnych, niż w przypadku inkluzywnych zdarzeń DIS.



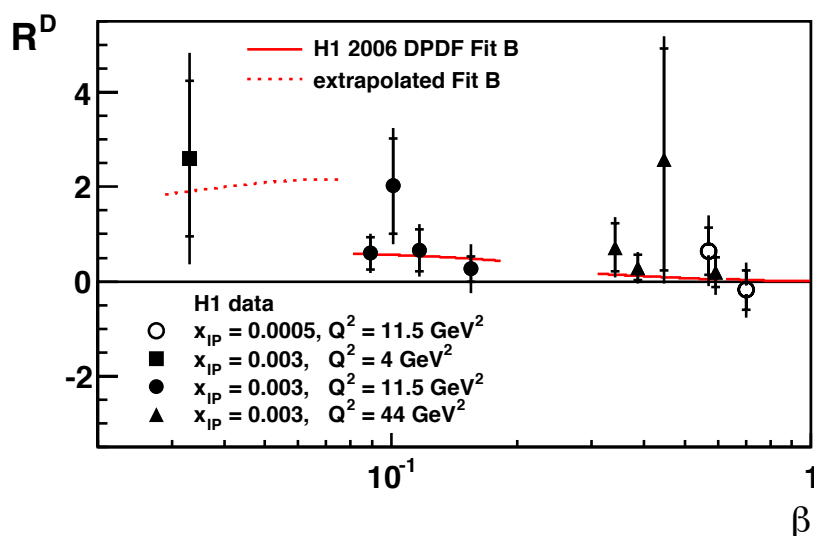
Rysunek 13.27. Zależność od  $y^2/Y_+$  dyfrakcyjnego zredukowanego przekroju czynnego  $\sigma_r$  mnożonego przez  $x_{IP}$ . Pokazano pomiary dla różnych energii wiązki protonowej. Nachylenie liniowego dopasowania (linia ciągła) odpowiada wartości  $F_L$ . Linia przerywaną zaznaczono dopasowanie H1 2006 DPDF Fit B. [156]

## H1 Collaboration

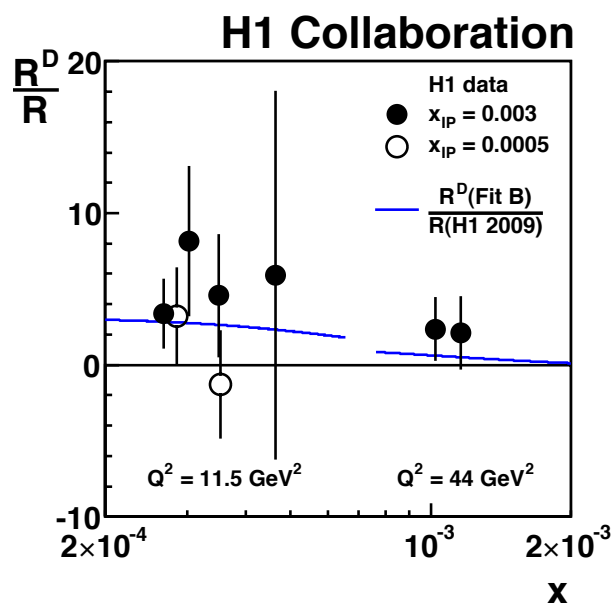


Rysunek 13.28. Dyfrakcyjna podłużna funkcja struktury  $F_L^D$ , podzielona przez  $f_{IP/p}$ , czyli parametryzację zależności zredukowanego przekroju czynnego od  $x_{IP}$ , jako funkcja  $\beta$ . Linia ciągła to przewidywania H1 2006 DPDF Fit B. Linia przerywaną zaznaczono przedłużenie tego dopasowania. Błędy wewnętrzne oznaczają błędy statystyczne pomiaru, a zewnętrzne błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. [156]

## H1 Collaboration



Rysunek 13.29. Stosunek przekroju czynnego na podłużnie spolaryzowane fotony do przekroju czynnego na poprzecznie spolaryzowane fotony, w funkcji  $\beta$ . Dane są porównane z przewidywaniami H1 2006 DPDF Fit B - linia ciągła i przedłużeniem tego dopasowania - linia przerywana. Błędy wewnętrzne oznaczają błędy statystyczne pomiaru, a zewnętrzne błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Dane o  $|R^D| > 50$  i względnej niepewności większej niż 100% nie są pokazane. [156]



Rysunek 13.30. Stosunek  $R^D/R$  w funkcji  $x$ . Dane są porównane ze stosunkiem dopasowań H1 2006 DPDF Fit B / H1 PDF 2009 - linia ciągła. Błędy wewnętrzne oznaczają błędy statystyczne pomiaru, a zewnętrzne błędy statystyczne i systematyczne dodane w kwadracie. Dane o  $|R^D/R| > 20$  i względnej niepewności większej niż 100% nie są pokazane. [156]

## 14 Podsumowanie pomiarów inkluzywnych przekrojów czynnych na HERA

Pomiar przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektron-proton i funkcji struktury protonu stanowił jedno z głównych zadań zderzacza  $ep$  - HERA. W niniejszej pracy omówiono osiągnięcia HERA dotyczące pomiarów w obszarze małych przekazów czteropędu  $Q^2$ . Rozproszenia z małym  $Q^2$  dają dostęp do obszarów małego  $x$  - rysunek 14.1, które są bardzo interesujące, ze względu na obserwowane duże gęstości partonowe. Wyniki z tego obszaru podsumowano w rozdziale 14.1. Rozdział 14.2 podsumowuje wyniki pomiaru inkluzywnych przekrojów czynnych w całym obszarze kinematycznym dostępnym na HERA, ze szczególnym uwzględnieniem obszaru dużego  $Q^2$  (aż do  $10^5 \text{ GeV}^2$ ). Dla dużego  $Q^2$  były mierzone przekroje czynne zarówno z prądami neutralnym, jak i naładowanymi. Pokazano wyniki pomiaru funkcji struktury  $x F_3$ , łamania skalowania Bjorkena i unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych jakie uzyskano wykorzystując dane z HERA. Zaś w rozdziale 14.3 opisano, jak dokładnie zmierzone przekroje czynne pochodzące z obszaru kinematycznego dostępnego na HERA umożliwiły precyzyjne wyznaczenie funkcji gęstości partonowych za pomocą analizy QCD.

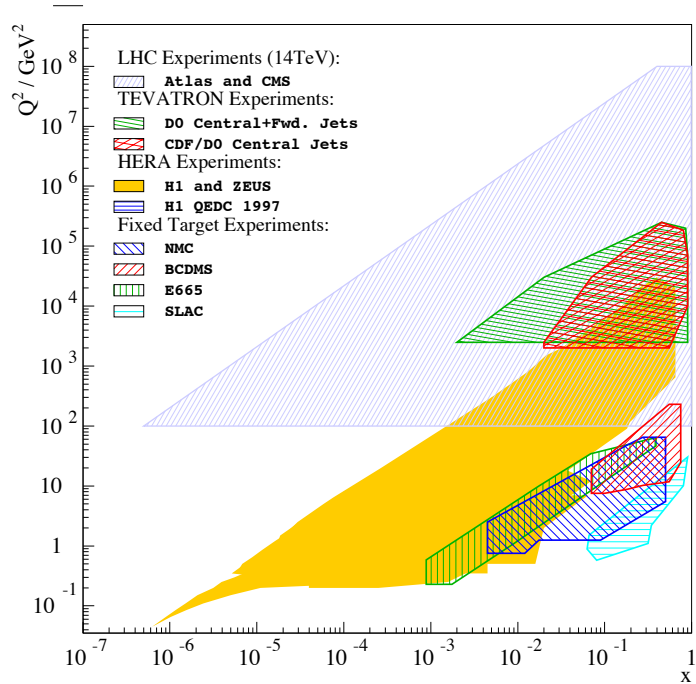
### 14.1 Pomiary funkcji struktury dla małych $Q^2$

Jak widać na rysunku 14.1 przedstawiającym obszary kinematyczne zbadane przez poszczególne eksperymenty, HERA bardzo znacząco rozszerzyła obszar, w którym znane są obecnie przekroje czynne i funkcje struktury. Pomiary z HERA pokrywają sześć rzędów wielkości w  $x$  ( $6 \cdot 10^{-7} \leq x \leq 0.65$ ) i  $Q^2$  ( $0.045 \leq Q^2 \leq 50000 \text{ GeV}^2$ ). Do głównych osiągnięć HERA należą pomiary w obszarze charakteryzującym się bardzo małymi wartościami zmiennej Bjorkena  $x$  i przekazu czteropędu  $Q^2$ .

Pomiary z HERA w miarę upływu lat, tzn. w miarę zwiększania statystyki danych dostępnych do analizy i udoskonalenia technik pomiarowych oraz analitycznych osiągały coraz większą dokładność wyznaczania przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$ . Ostatnie wyniki pomiarów z HERA oparte na połączonych danych H1 i ZEUS osiągają w obszarze małych  $Q^2$  dla większości przedziałów pomiarowych dokładność rzędu 2%.

Przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$  z prądami neutralnymi (NC) jest rządony, w obszarze małego  $Q^2$ , dwoma niezależnymi funkcjami struktury  $F_2$  i  $F_L$ . Wkład od podłużnej funkcji struktury  $F_L$  jest znaczący tylko dla dużych wartości zmiennej  $y$  ( $y > 0.6$ ). W związku z tym pomiar przekroju czynnego dla małych  $y$  daje niemal bezpośredni dostęp do informacji o funkcji struktury  $F_2$ . Jednocześnie w oparciu o pomiary przekroju czynnego dla dużych  $y$  rozwinęły się techniki wyznaczania podłużnej funkcji struktury  $F_L$  przy minimalnych założeniach dotyczących zachowania  $F_2$ .

$F_L$  wyznaczono także w sposób bezpośredni. Wykonanie takich pomiarów możliwe było dzięki użyciu przekrojów czynnych zmierzonych dla tego samego  $x$  i  $Q^2$ , a różnego  $s$  (energii w środku masy). Na początku, w eksperymencie ZEUS, próbowano użyć do tego celu zdarzeń z ISR, tzn. takich gdzie energia wiązki elektronowej zo-



Rysunek 14.1. Przestrzeń fazowa w  $x$  i  $Q^2$  dostępna do pomiaru dla eksperymentów na stałej tarczy, eksperymentów z HERA, Tevatron i LHC.

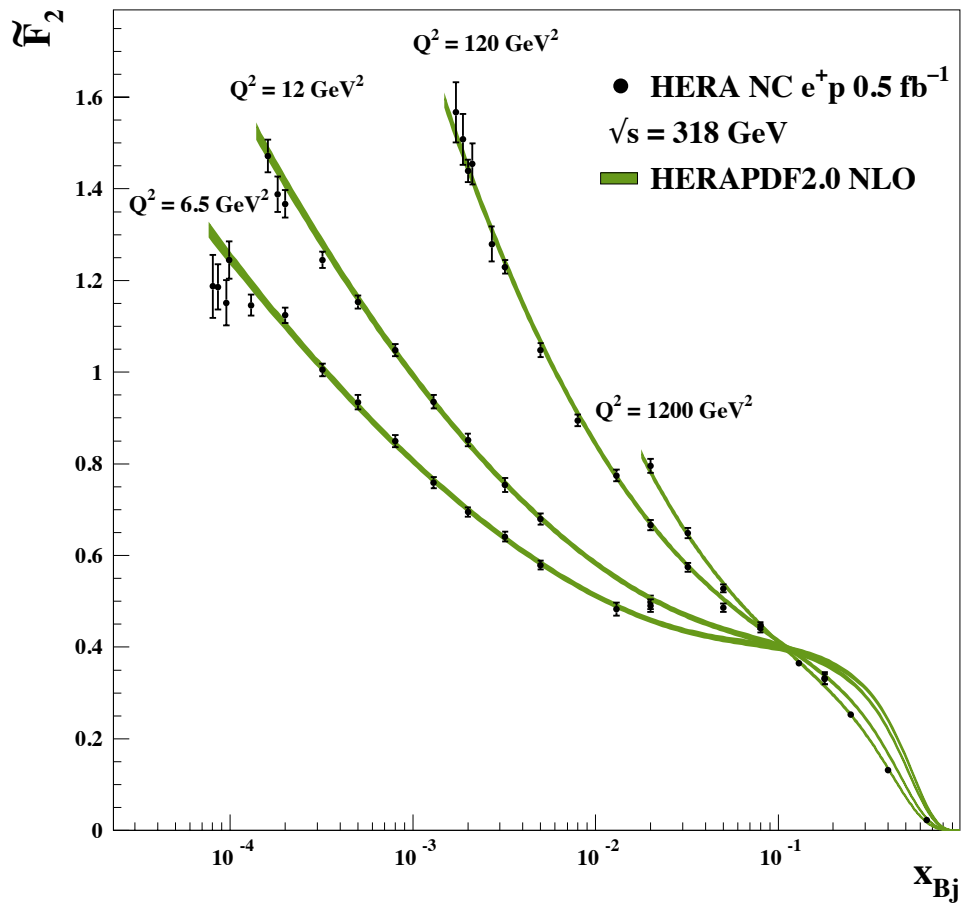
stała obniżona poprzez emisję fotonu. Okazało się jednak, że pomiar ten był mało precyzyjny. Później oba eksperymenty wykorzystały w celu pomiaru podłużnej funkcji struktury  $F_L$  dane otrzymane w czasie specjalnych okresów pracy akceleratora, tzn. kiedy HERA obniżyła energię wiązki protonowej do 460 i 575 GeV. Pomiaru te okazały się dużo bardziej dokładne, pokryły dość szeroki zakres przestrzeni fazowej, były zgodne między eksperymentami ZEUS i H1 oraz konsystentne z wynikami otrzymanymi wcześniej na drodze wyznaczania  $F_L$  przy założeniach dotyczących  $F_2$ . Wyniki te potwierdzają niezerowość  $F_L$  w badanym obszarze.

Ponadto w ramach badania funkcji struktury  $F_2$  została przeprowadzona analiza zachowania  $F_2$  dla malejących wartości  $x$ . Potwierdzona została zależność  $F_2(x, Q^2) \sim x^{-\lambda}$ , czyli silny wzrost  $F_2$  dla malejącego  $x$  przewidywany przez równania ewolucji BFKL i DGLAP. Wzrost ten interpretuje się jako silny wzrost gęstości kwarków morza z malejącym  $x$ . Warto tutaj wspomnieć, także wynik otrzymany przy użyciu danych połączonych z H1 i ZEUS z całego zakresu kinematycznego dostępnego dla tych eksperymentów [40], a mianowicie fakt, że jak widać na rysunku 14.2, wzrost  $F_2$  z malejącym  $x$  jest tym silniejszy im wyższe jest  $Q^2$  z jakim ten pomiar jest wykonywany. Jest to jedna z manifestacji słynnego łamania skalowania Bjorkena. W ramach perturbacyjnej QCD tłumaczy się to wzrostem gęstości gluonowych w protonie z rosnącym  $Q^2$ .

Zarówno wyniki pomiaru przekrojów czynnych, jak też funkcji struktury  $F_2$  i  $F_L$  zostały porównane z przewidywaniami teoretycznymi bazującymi na dopasowaniach do danych z wykorzystaniem analizy QCD i ewolucji DGLAP, jak też z przewidywaniami modeli dipolowych. Wszystkie te przewidywania poprawnie opisują dane. Po-



## H1 and ZEUS



Rysunek 14.2.  $F_2$  w funkcji  $x$  dla różnych  $Q^2$  - wyniki otrzymano na podstawie połączonych danych H1 i ZEUS. Pomiar pochodzi z tej części przestrzeni fazowej, gdzie wkład od  $F_L$  i  $x F_3$  jest zaniedbywalny. Pokazane jest dopasowanie NLO HERAPDF2.0. [40]

zwala to stwierdzić, że model DGLAP wciąż dostarcza prawidłowych przewidywań, nawet dla najmniejszych wartości zmiennej  $x$  dostępnych na akceleratorze HERA.

## 14.2 Pomiar inkluzywnego przekroju czynnego i funkcji struktury dla dużych $Q^2$

Uzupełnieniem pomiaru przedstawionego w tej rozprawie jest analogiczna analiza dla dużych wartości  $Q^2$ . W tym obszarze, jako prąd neutralny oprócz fotonu może być wymieniany bozon  $Z$ . Zredukowany przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie  $ep$  wyraża się sumą uogólnionych funkcji struktury  $F_2$ ,  $F_L$  i  $F_3$ :

$$\sigma_{r,NC}^{\pm} = \frac{d^2\sigma_{NC}^{e^{\mp}p}}{dx dQ^2} \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2 Y_{\pm}} = \tilde{F}_2 \mp \frac{Y_-}{Y_+} x\tilde{F}_3 - \frac{y^2}{Y_+} \tilde{F}_L, \quad (14.1)$$

gdzie  $Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2$ , a stała sprzężenia elektromagnetycznego, propagator fotonowy i skrętność są zaabsorbowane w definicję  $\sigma_{r,NC}^{\pm}$ . Funkcje  $\tilde{F}_2$ ,  $\tilde{F}_L$  i  $x\tilde{F}_3$  zależą od ładunku wiązki leptonowej i parametrów elektroślabyh np. masy bozonów  $M_Z$ ,  $M_W$  i kąta Weinberga  $\Theta_W$  [162]:

$$\tilde{F}_2 = F_2 - \kappa_Z v_e F_2^{\gamma Z} + \kappa_Z^2 (v_e^2 + a_e^2) F_2^Z \quad (14.2)$$

$$\tilde{F}_L = F_L - \kappa_Z v_e F_L^{\gamma Z} + \kappa_Z^2 (v_e^2 + a_e^2) F_L^Z \quad (14.3)$$

$$x\tilde{F}_3 = -\kappa_Z a_e x F_3^{\gamma Z} + \kappa_Z^2 2V_e a_e x F_3^Z, \quad (14.4)$$

gdzie  $v_e$  i  $a_e$  oznaczają odpowiednio wektorową i pseudowektorową stałą sprzężenia słabego elektronu do bozonu  $Z$ , a  $\kappa_Z(Q^2) = Q^2 / [(Q^2 + M_Z^2)(4\sin^2 \Theta_W \cos^2 \Theta_W)]$ .

Dla  $Q^2 \ll M_Z^2$ , tzn. gdy wkład od wymiany bozonu  $Z$  jest zanedbywalny mamy równanie 3.8. Funkcja  $x\tilde{F}_3$ , jak wynika z równania 14.1, może być wyznaczona z różnic przekrojów czynnych na rozpraszanie  $e^+p$  i  $e^-p$ :

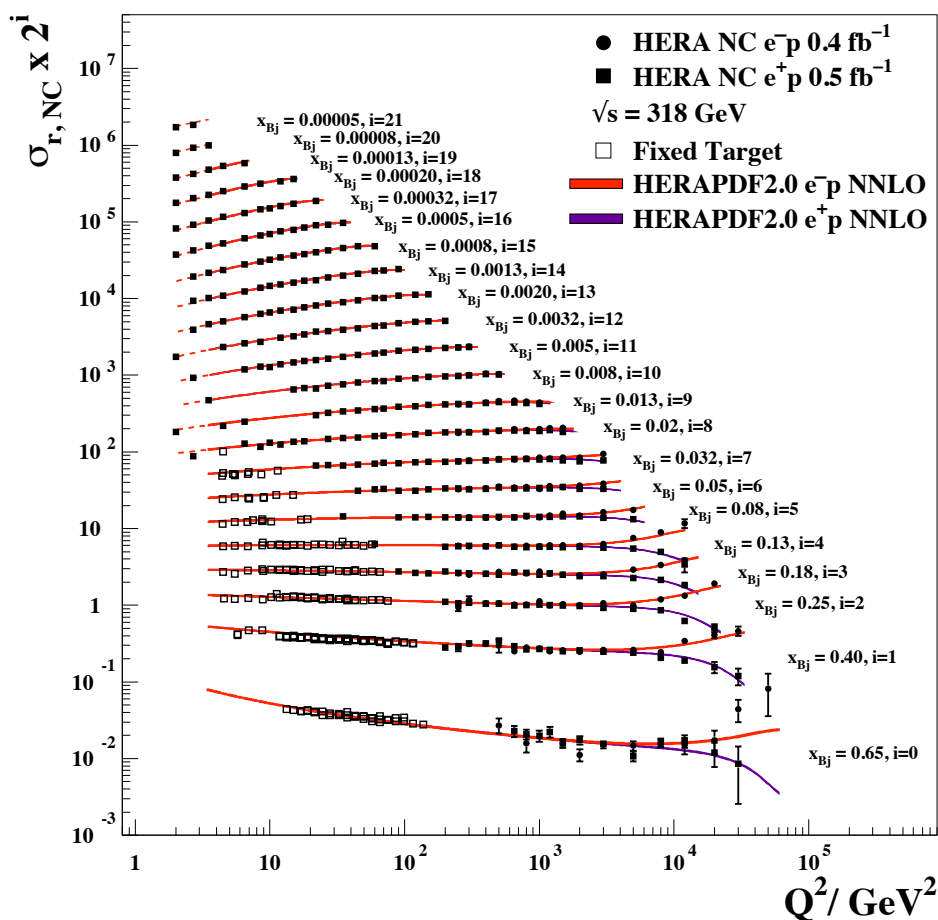
$$x\tilde{F}_3 = \frac{Y_+}{2Y_-} (\sigma_{r,NC}^- - \sigma_{r,NC}^+). \quad (14.5)$$

W modelu kwarkowo partonowym  $x\tilde{F}_3$  jest bezpośrednio związana z rozkładami kwarków walencyjnych w protonie:

$$x F_3^{\gamma Z} \approx \frac{x}{3} (2u_v + d_v). \quad (14.6)$$

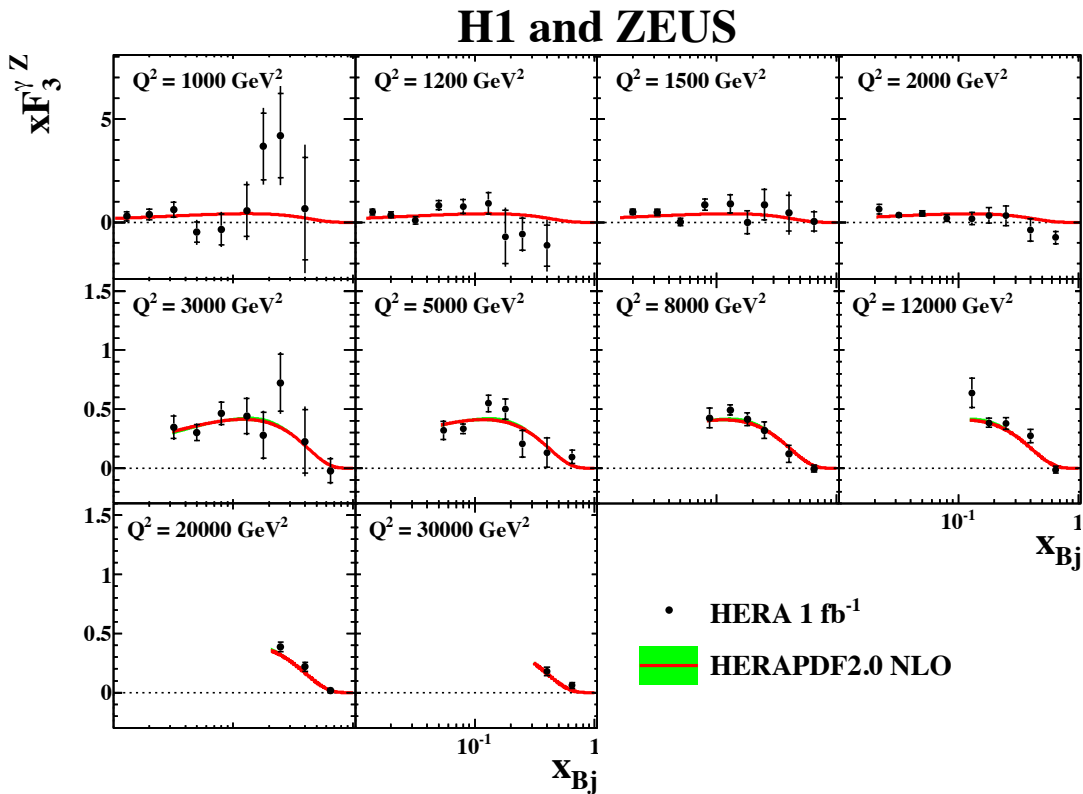
I tak pomiar  $x F_3^{\gamma Z}$  daje dostęp do informacji o rozkładach kwarków walencyjnych w obszarze małego  $x$  przy założeniu, że kwarki i antykwarki morza mają takie same rozkłady. Wyznaczenie  $x F_3$  jest trudne, gdyż wymaga dokładnego pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie z wymianą prądów neutralnych  $e^-p$  i  $e^+p$  w obszarze o bardzo wysokim  $Q^2$ . Duża energia w środku masy - 318 GeV - dostępna na HERA pozwala na pomiar przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów na protonach aż do  $Q^2$  rzędu  $10^5$ , czyli ok. 3 rzędy wielkości większego niż ten dostępny dla eksperymentów na stałej tarczy, co widać na rysunku 14.3 przedstawiającym wyniki

## H1 and ZEUS



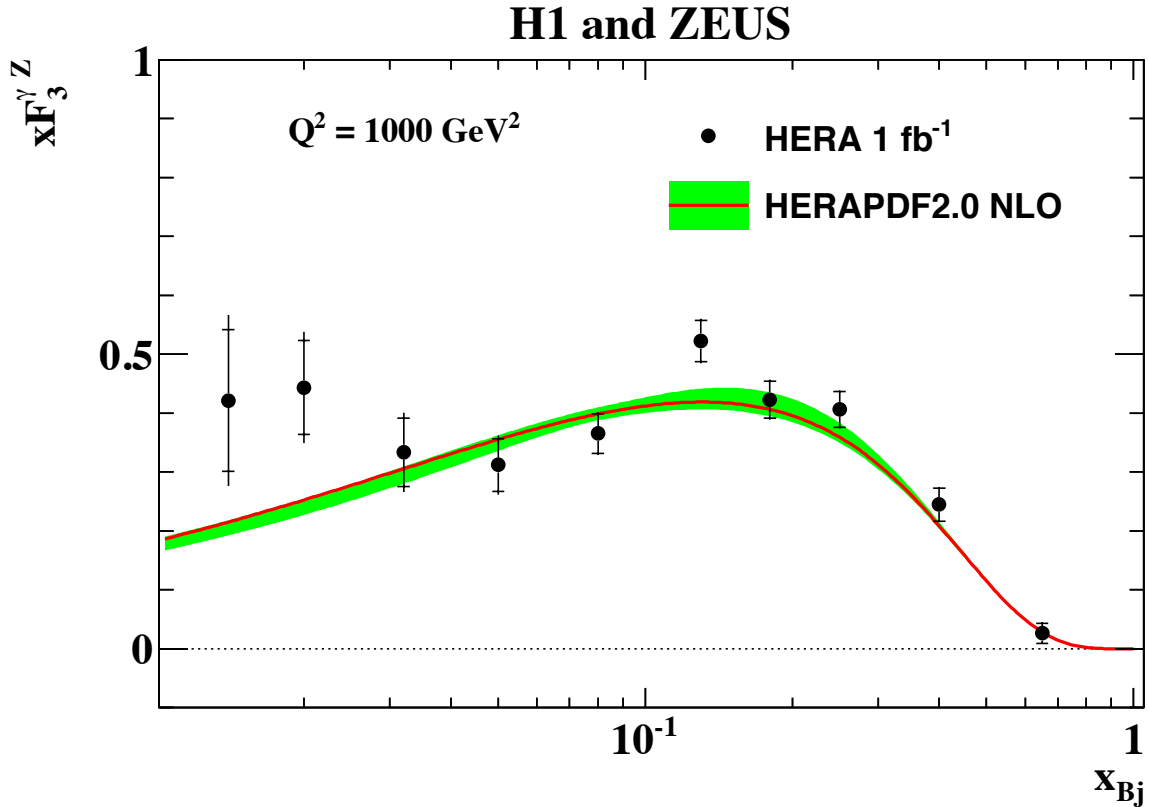
Rysunek 14.3. Zredukowany przekrój czynny na rozpraszanie głęboko nieelastyczne  $e^-p$  i  $e^+p$ , z wymianą prądów neutralnych, w funkcji  $Q^2$  - wyniki otrzymano na podstawie połączonych danych H1 i ZEUS. Pokazane są wyniki z eksperymentów na stałej tarczy i z HERA oraz dopasowanie NNLO HERAPDF2.0. Linia przerywaną zaznaczono przedłużenie do obszaru nie uwzględnionego w dopasowaniu. [40]

pomiaru przekroju czynnego w funkcji  $Q^2$  dla całego dostępnego na HERA zakresu  $x$ . Pomiar ten jest bardzo precyzyjny dzięki wykorzystaniu uwspólnionych danych z H1 i ZEUS, pokrywa obszar blisko pięciu rzędów wielkości w  $x$  i  $Q^2$ . Wyraźnie jest widoczne skalowanie Bjorkena, czyli niezależność od  $Q^2$  dla  $x \approx 0.1$  oraz jego łamanie, przypisywane obecności gluonów w protonie, dla mniejszych i większych wartości  $x$ . Ponadto na rysunku 14.3 można zauważyć, że dla małych i średnich  $Q^2$  przekrój czynny na rozpraszanie  $e^-p$  i  $e^+p$  jest taki sam. Jednak w okolicy  $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$  tj. kwadratu masy bozonu  $Z$  pojawiają się różnice w wielkości przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów i pozytronów na protonach. Wiąże się to z faktem, że tak duże przekazy czteropędu pozwalają na wytworzenie bozonu  $Z$ , więc człon interferencyjny między fotonem i bozonem  $Z$  zaczyna odgrywać rolę. Dlatego też funkcja struktury  $xF_3$  przyjmuje w tym obszarze niezerowe wartości. I tak, dla  $Q^2 \geq 1000 \text{ GeV}^2$ , odejmując przekrój czynny na rozpraszanie  $e^+p$  od przekroju czynnego na  $e^-p$  zmierzono funkcję  $xF_3$ . Wyniki pokazano na rys.14.4.



Rysunek 14.4. Funkcja struktury  $xF_3$  wyznaczona na podstawie połączonych danych z H1 i ZEUS. Zaznaczono także przewidywania dopasowania HERAPDF2.0 NLO. Wstęga reprezentuje niepewności przewidywania. [40]

Wykorzystując fakt bardzo słabej zależności  $xF_3$  od  $Q^2$  pomiary te przesunięto do  $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$  i uśredniono za pomocą tej samej procedury minimalizacji  $\chi^2$ , jak w przypadku uśredniania danych z H1 i ZEUS. Wyniki pokazano na rys.14.5, gdzie zostały porównane z przewidywaniami teoretycznymi pochodzącymi z analizy



Rysunek 14.5. Zależność funkcji struktury  $x F_3$  od  $x$  dla ustalonego  $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$  wyznaczona na podstawie połączonych danych z H1 i ZEUS. Zaznaczono także przewidywania dopasowania HERAPDF2.0 NLO. Wstęga reprezentuje niepewności przewidywania. [40]

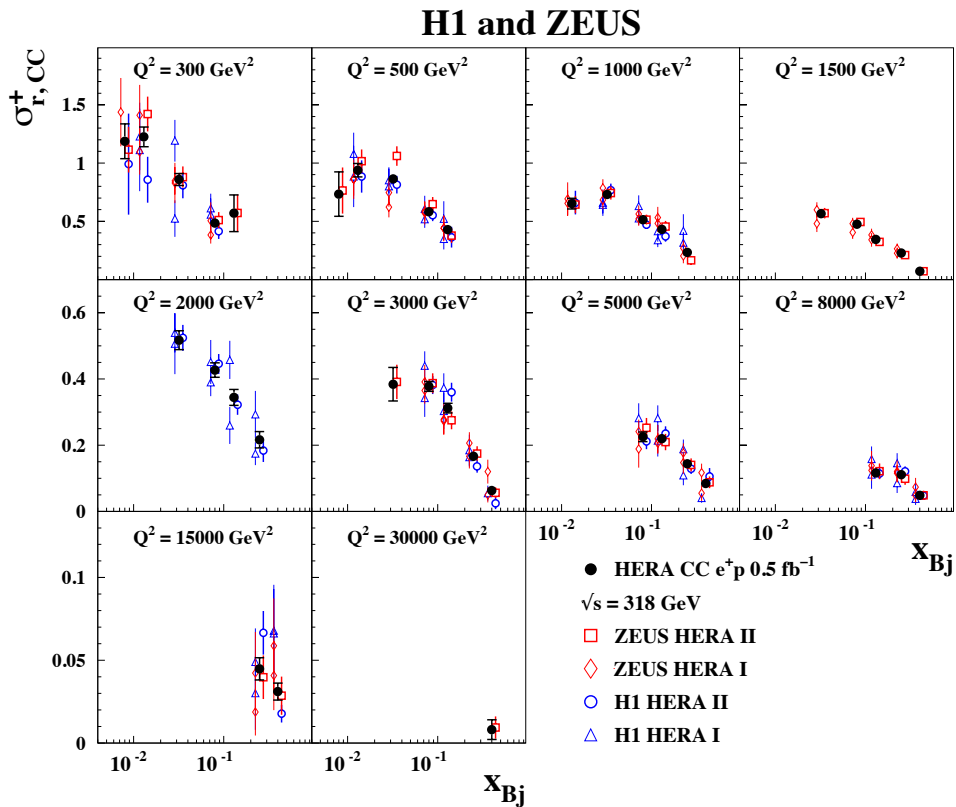
Dodatkowo wycałkowano wartość  $x F_3$  w dwóch przedziałach w  $x$  i porównano z przewidywaniami teoretycznymi HERAPDF2.0. Otrzymano następujące wyniki:

- $0.016 < x < 0.725$   
HERAPDF2.0:  $1.165^{+0.042}_{-0.053}$   
Dane:  $1.314 \pm 0.057 \pm 0.057$ , gdzie pierwsza niepewność oznacza błąd statystyczny, a druga systematyczny,
- $0 < x < 1$   
HERAPDF2.0:  $1.588^{+0.078}_{-0.1}$   
Dane:  $1.790 \pm 0.078 \pm 0.078$ , gdzie pierwsza niepewność oznacza błąd statystyczny, a druga systematyczny,  
QPM: 5/3

Widać zgodność, w granicach błędów, między pomiarami i przewidywaniami HERAPDF2.0. Dane zgodne są także z przewidywaniami modelu kwarkowo-partonowego (QPM).

W obszarze wysokiego  $Q^2$  znaczącą rolę w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym zaczyna odgrywać także wymiana prądów naładowanych (CC), czyli bozonów

$W^+$  i  $W^-$ . Na HERA, w przeciwieństwie do eksperymentów na stałej tarczy, nie trzeba budować osobnej aparatury pomiarowej, by mierzyć zdarzenia z prądami naładowanymi. Dla przekazów czteropędu  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  słaby proces  $ep \rightarrow \nu X$  zaczyna być mierzalny. Rysunek 14.6 pokazuje pomiar przekroju czynnego dla  $e^+p$  z prądami naładowanymi uzyskany przy użyciu połączonych danych H1 i ZEUS. Dla porównania zaznaczono również osobne pomiary z H1 i ZEUS z okresu HERA I i HERA II. Widać dużą zgodność danych z poszczególnych pomiarów, a także znaczny wzrost precyzji wyznaczenia przekroju czynnego po zastosowaniu procedury uśredniającej.

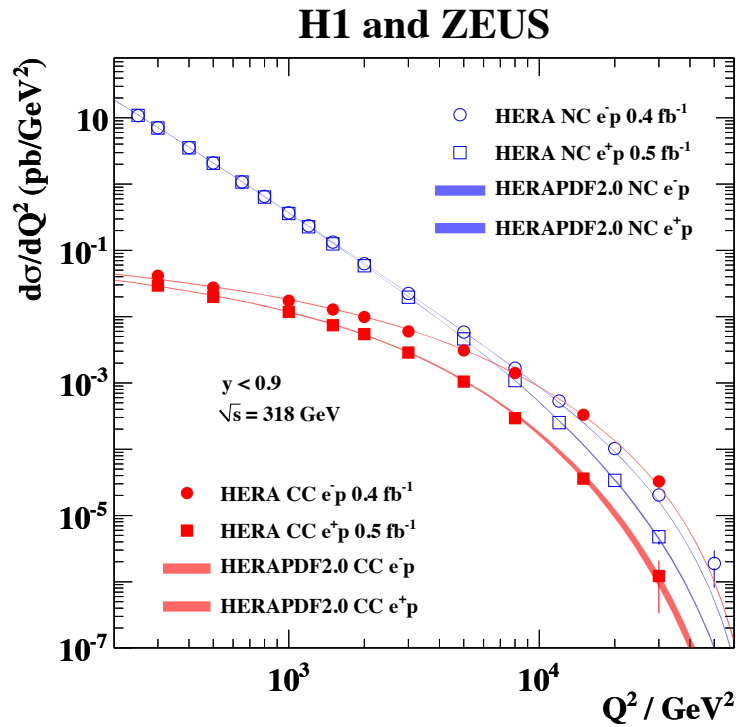


Rysunek 14.6. Przekrój czynny na rozpraszanie  $e^+p$  przez prądy naładowane, otrzymany z połączonych danych z HERA, jako funkcja  $x$  dla ustalonych przedziałów w  $Q^2$ . Dla porównania przedstawiono także wyniki z osobnych pomiarów H1 i ZEUS. Dla lepszej widoczności wyniki lekko rozsunięto w poziomie. Zaznaczone błędy oznaczają całkowite niepewności pomiarowe. [40]

Tak dokładne pomiary DIS z HERA dla NC i CC pozwalają także na precyzyjne badanie elektrosłabych efektów. Rysunek 14.7 pokazuje przekroje czynne  $d\sigma/dQ^2$  dla prądów neutralnych i naładowanych dla  $e^-p$  i  $e^+p$ . Przekroje czynne na rozpraszanie z prądami neutralnymi są znacząco większe (ok. trzy rzędy wielkości) dla  $Q^2 \approx 100 \text{ GeV}^2$ , gdyż w tym obszarze rozpraszanie głęboko nieelastyczne jest zdominowane przez wymianę fotonu. Jednak dla  $Q^2 \approx 10000 \text{ GeV}^2$ , czyli dla  $Q^2$  rzędu kwadratu masy bozonów elektrosłabych, przekroje czynne na rozpraszanie

z prądami naładowanymi i neutralnymi są podobnej wielkości. Demonstruje to z niezwykłą precyzją unifikację oddziaływań elektroślabych. Ponadto, podobnie jak na rysunku 14.3, widać także, że póki wymiana fotonu jest dominująca, przekroje czynne z wymianą prądów neutralnych  $e^-p$  i  $e^+p$  są takie same, a zaczynają się różnić, gdy człon interferencyjny między fotonem i bozonem  $Z$  zaczyna odgrywać większą rolę. Wyniki te demonstrują, że elektromagnetyczne i słabe oddziaływania mają podobną siłę dla  $Q^2 \sim M_{W,Z}^2$ . Stanowią one kolejne potwierdzenie QCD, a ponadto pozwalają rozwickłać wkład różnych zapachów kwarków do funkcji gęstości partonowych - poprzez analizę danych z wymianą  $W^+$  i  $W^-$ .

Dzięki pomiarom dla dużego  $Q^2$  i demonstracji ich zgodności z przewidywaniami teoretycznymi HERA udowodniła, że perturbacyjna chromodynamika kwantowa może być stosowana do  $Q^2$  rzędu  $10^5 \text{ GeV}^2$ , co było jednym z ważnych pytań stawianych, gdy rozważany był projekt budowy zderzacza  $ep$  [163].



Rysunek 14.7. Przekroje czynne  $d\sigma/dQ^2$  na rozpraszanie głęboko nieelastyczne  $e^-p$  i  $e^+p$  z prądami neutralnymi (NC) i naładowanymi (CC) w funkcji  $Q^2$ . Zaznaczono przewidywania dopasowania HERAPDF2 NLO. Wstęgi oznaczają całkowite niepewności tych przewidywań. [40]

### 14.3 Dopasowania QCD

W perturbacyjnej chromodynamice kwantowej proton jest opisany funkcjami gęstości partonowych  $f(x)$ , które oznaczają prawdopodobieństwo rozproszenia na partonie (tzn. kwarku lub gluonie), posiadającym ułamek pędu protonu  $x$ . To prawdopo-

dobieństwo zależy od skali, w której proton jest próbkowany. Dla inkluzywnego DIS, skalę tę przyjmuje się równą  $Q^2$ . Funkcje gęstości partonowych są zwykle przedstawiane jako  $xf(x)$  i nazywane PDF (parton distribution functions). Perturbacyjna QCD daje możliwość ewolucji rozkładów kwarków i gluonów określonych dla początkowej wartości  $Q_{min}^2$  za pomocą systemu równań różniczko-całkowych np. równań DGLAP - jak opisano w rozdziale 3. Jednak QCD nie przewiduje rozkładów partonowych w wyjściowej skali. Te rozkłady muszą być określone z dopasowań do danych przy użyciu jakiejś parametryzacji. Istnieją grupy zajmujące się globalnymi dopasowaniami do szerokiego spektrum danych z wielu eksperymentów np. CTEQ [164], MRST [165], ABM [166] lub NNPDF [167]. Wykorzystują one oprócz danych z HERA także dane z eksperymentów na stałej tarczy i zderzaczy hadronowych. Specyfiką HERAPDF jest to, że używa wyłącznie danych z HERA, czyli analiza QCD oparta jest na pojedynczym, spójnym, bardzo precyzyjnym zestawie pomiarów dla prądów neutralnych i naładowanych. Pozwala to uniknąć stosowania wielu poprawek i założeń np. związanych z deuteronem lub ciężkimi jonami. Dane z HERA dostarczają pomiarów przekrojów czynnych na DIS w bardzo szerokim zakresie  $x$  i  $Q^2$  dla oddziaływania z prądami neutralnymi i naładowanymi. Różnica między przekrojem czynnym na rozpraszanie z prądami neutralnymi i naładowanymi  $e^-p$  i  $e^+p$  pozwala określić rozkład kwarków walencyjnych. Dane CC dla  $e^+p$  w sposób szczególnie informują o rozkładzie walencyjnych kwarków dolnych (d) w protonie. Pomiar przekroju czynnego dla małych  $Q^2$  dostarczają informacji o rozkładzie kwarków morza o małym  $x$  i gluonów. Informacji na temat gluonów dostarcza też pomiar podłużnej funkcji struktury protonu i łamanie skalowania.

Przewiduje się, że perturbacyjna QCD nie działa poniżej  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . W związku z tym, do analizy HERAPDF używa się pomiarów wykonanych powyżej tej wartości. Konkretną wartość  $Q_{min}^2$  ustalono analizując  $\chi^2$  na stopień swobody dla dopasowań używających różnych  $Q_{min}^2$  - rys.14.8. Wybrano  $Q_{min}^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ , gdyż poniżej tej wartości obserwuje się nie tylko silny wzrost  $\chi^2$ /stopień swobody, ale także  $\chi^2$ /stopień swobody zaczyna być większe dla NNLO niż dla NLO. Rozkłady wyjściowe parametryzuje się w postaci:

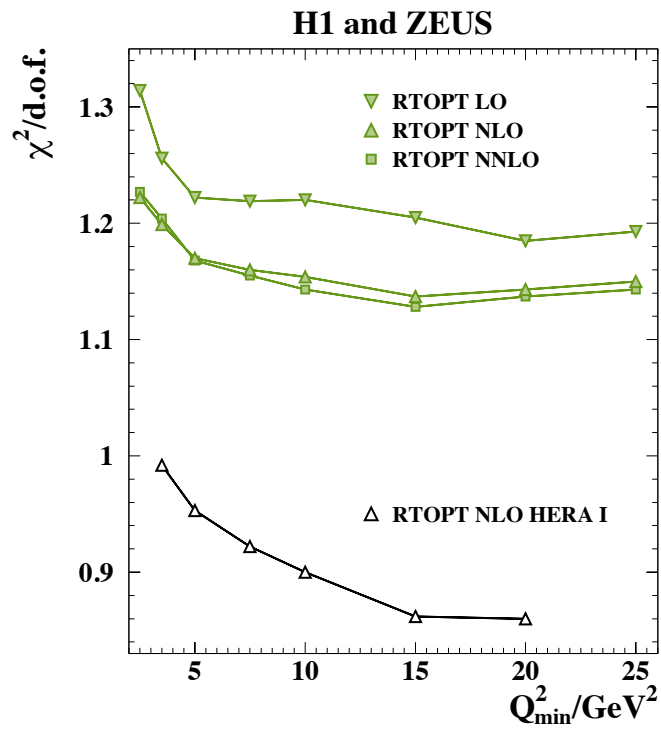
$$xf(x) = Ax^B(1-x)^C(1+Dx+Ex^2) \quad (14.7)$$

dla poszczególnych zapachów kwarków walencyjnych oraz gluonów i kwarków morza. Dopasowanie do danych zebranych dla skali  $Q_{min}^2$  stanowi rozkład wyjściowy funkcji PDF, który jest następnie ewoluowany do innych wartości  $x$  i  $Q^2$ , gdzie może być skonfrontowany z danymi. Na tej podstawie, stosując metodę minimalizacji  $\chi^2$ , wyznacza się parametry dopasowania.

Celem wyznaczenia dopasowań do pomiarów z HERA stosuje się oprogramowanie HERAFitter [169]. Zestaw przewidywań rozkładów gęstości partonowych HERAPDF1.0 [122] jest oparty na pomiarach inkluzywnych przekrojów czynnych z HERA I, zaś HERAPDF2.0 korzysta z kompletnych połączonych danych H1 i ZEUS z całego okresu działania HERA [40]. Niepewności wyznaczenia PDF otrzymuje się poprzez dodanie w kwadracie niepewności eksperymentalnych oraz niepewności związanych z modelem i z parametryzacją.

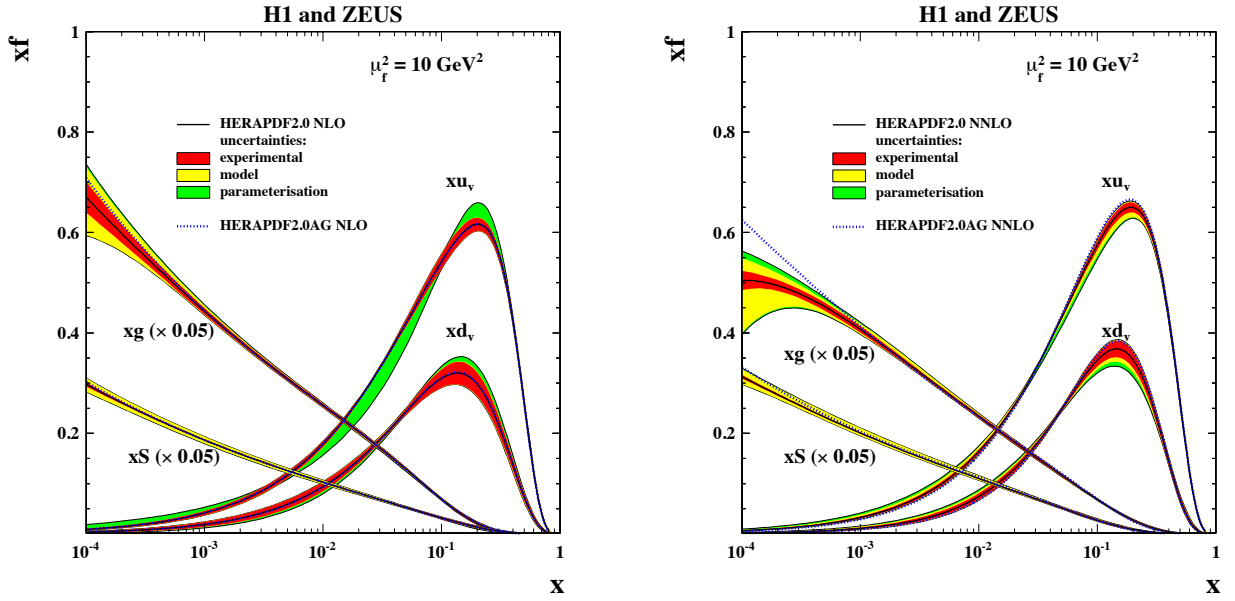
Wzrastająca precyzja danych sprawia, że analiza gęstości partonowych wymaga





Rysunek 14.8. Zależność  $\chi^2/\text{stopień swobody}$  od  $Q_{\min}^2$  dla dopasowań LO, NLO i NNLO do uśrednionych danych z HERA. Pokazano także dopasowanie NLO do danych z HERA I. Wszystkie dopasowania używają parametryzacji ciężkich kwarków - RTOPT [168]. [40]

zastosowania poprawek coraz wyższego rzędu. HERAPDF2.0 dostarczyła dopasowań w rzędzie LO, NLO i NNLO. Na rys.14.9 pokazano przewidywania rozkładu kwarków walencyjnych  $u$  ( $xu_v$ ) i  $d$  ( $xd_v$ ), oraz kwarków morza ( $xS$ ) i gluonów ( $xg$ ) dla dopasowań HERAPDF2.0 NLO (rysunek lewy) i HERAPDF2.0 NNLO (rysunek prawy). Różnymi kolorami zaznaczono niepewności eksperymentalne (niewielkie w związku z wysoką precyzją i spójnością danych wejściowych) oraz te związane z modelem i parametryzacją. Główne różnice między HERAPDF2.0 w NLO i NNLO można zaobserwować dla kwarków morza i gluonów. Rozkłady dla kwarków walencyjnych są praktycznie niezmienione.



Rysunek 14.9. Funkcje rozkładów partonowych dla kwarków walencyjnych  $u$  ( $xu_v$ ) i  $d$  ( $xd_v$ ), oraz kwarków morza ( $xS$ ) i gluonów ( $xg$ ) dla dopasowań HERAPDF2.0 NLO (rysunek lewy) i HERAPDF2.0 NNLO (rysunek prawy). Różnymi kolorami zaznaczono niepewności eksperymentalne oraz te związane z modelem i parametryzacją. Rozkłady dla gluonów i kwarków morza są pomniejszone czynnikiem 20. [40]

Przy pomocy analizy QCD i dopasowań do danych z HERA można także wyznaczyć wartość stałej sprzężenia oddziaływań silnych -  $\alpha_s$ . W tym celu do pomiarów inkluzywnych przekrojów czynnych dodano także pomiary przekrojów czynnych na produkcję dżetów w eksperymentach H1 i ZEUS. Dopasowanie do tak rozszerzonych danych nosi nazwę HERAPDF2.0Jets. W tej analizie  $\alpha_s$  jest traktowane jako swobodny parametr i wyznaczane z dopasowania. Otrzymana wartość wynosi:

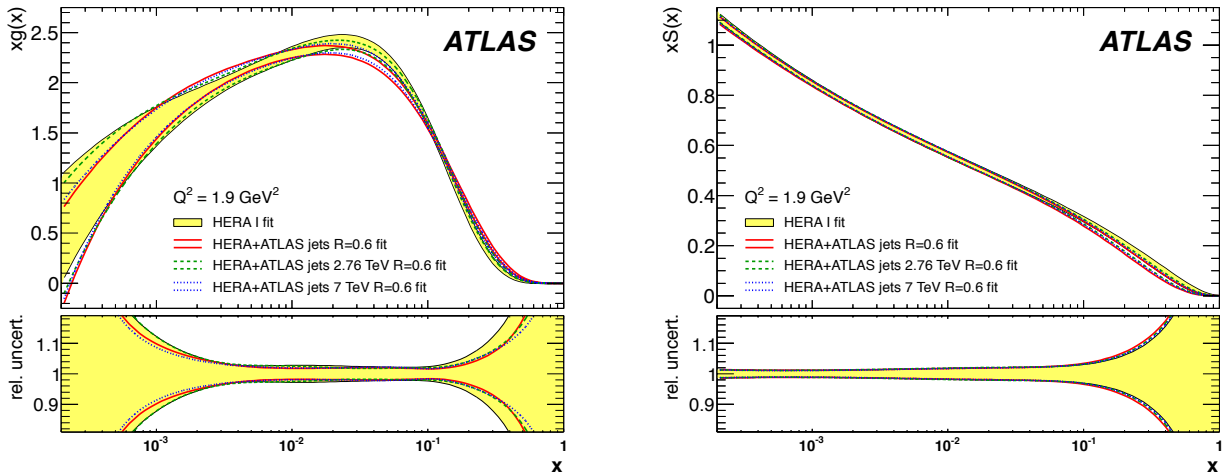
$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1183 \pm 0.0009(exp) \pm 0.0005(mod/par) \pm 0.0012(hadr)_{-0.0030}^{+0.0037}(skala) \quad (14.8)$$

gdzie pierwsza niepewność oznaczająca niepewność eksperymentalną jest bardzo mała, co świadczy o dużej dokładności i wzajemnej konsystencji danych doświadczalnych. Kolejne niepewności pochodzą z niedokładności modelu i parametryzacji

użytych do dopasowania, modelu hadronizacji oraz niepewności skali renormalizacyjnej i faktoryzacyjnej. Wartość  $\alpha_s$  otrzymana na HERA jest w bardzo dobrej zgodności ze średnią światową, która wynosi:

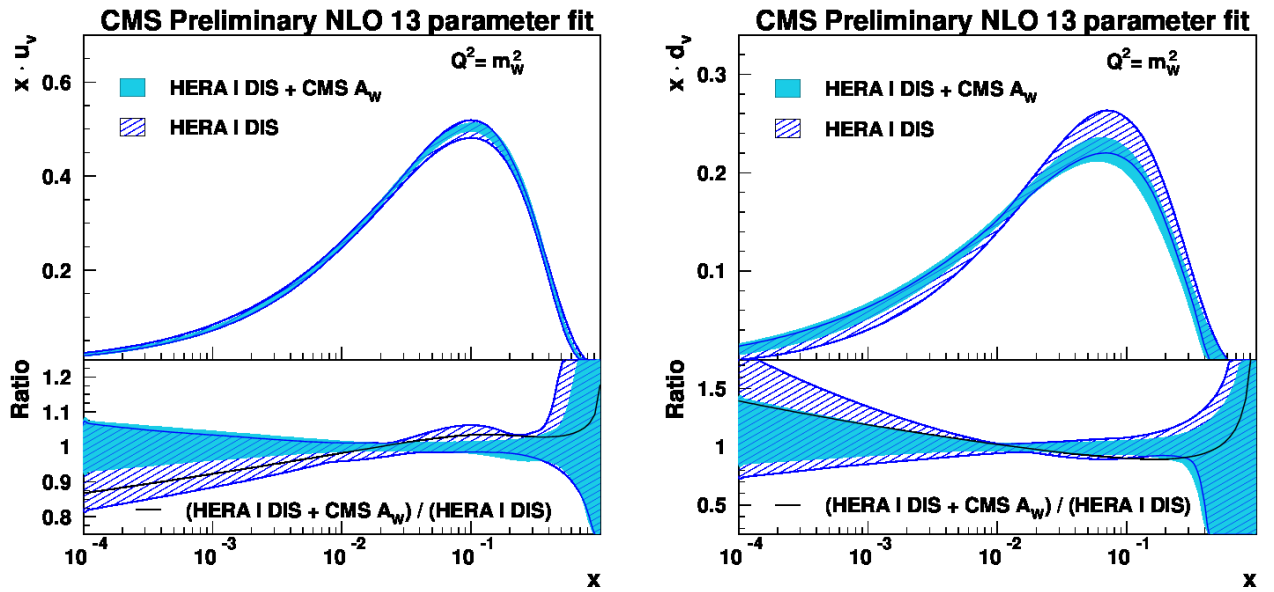
$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1185. \quad (14.9)$$

HERAPDF2.0 stanowi końcowe opracowanie rozkładów gęstości partonowych opartych na danych z HERA, jednak przewidywania te można uściślać uwzględniając np. dane z LHC [18–23], które - jak widać na rys.14.1 znacząco rozszerzają przestrzeń kinematyczną dostępną na HERA. Do wyników z HERA dodawane są wyniki precyzyjnego pomiaru przekrojów czynnych na inkluzywną produkcję bozonów pośredniczących  $Z$  i  $W$  oraz na produkcję dżetów poprawiając w ten sposób opisy gęstości partonowych, których dostarczyła HERA. Na rysunku 14.10 przedstawiono rozkłady gęstości gluonów i kwarków morza w oparciu o dane z HERA wzbogacone znajomością precyzyjnie zmierzonych przekrojów czynnych na produkcję dżetów w eksperymencie ATLAS. Natomiast na rysunku 14.11 pokazano rozkład lekkich kwarków walencyjnych w oparciu o pomiary z HERA uzupełnione wynikami pomiaru asymetrii ładunkowej mionów z rozpadu bozonów  $W$  w eksperymencie CMS. Dolna część rysunku pokazuje, jak dane z eksperymentów ATLAS i CMS przyczyniły się do poprawy opisu gęstości partonowych.



Rysunek 14.10. Rozkład gęstości gluonów  $xg(x)$  (rysunek lewy) i kwarków morza (rysunek prawy) w funkcji  $x$  dla  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ . Zacieniony obszar to dopasowanie do danych z HERA. Wstęga zaznaczona linią ciągłą oznacza dopasowanie do danych z HERA uzupełnionych pomiarami przekrojów czynnych na produkcję dżetów z eksperymentu ATLAS. Pozostałe wstęgi oznaczają dopasowanie do danych z HERA z wybranymi pomiarami z eksperymentu ATLAS. Na dolnym rysunku rozkłady są znormalizowane do jedynki, celem lepszego porównania niepewności. [19]

W ten sposób pomiary wysokiej precyzji z HERA stanowią nie tylko źródło wiedzy o rozkładach partonów w protonie używanej w obliczeniach teoretycznych i



Rysunek 14.11. Rozkład gęstości kwarków walencyjnych  $u$  (rysunek lewy) i  $d$  (rysunek prawy) dla  $Q^2$  równego kwadratowi masy bozonu  $W$ . Obszar zaznaczony ukośnymi liniami to dopasowanie do danych z HERA. Wstęga oznacza dopasowanie do danych z HERA uzupełnionych pomiarami asymetrii ładunkowej mionów z rozpadu bozonu  $W$  w eksperymencie CMS. Na dolnym rysunku rozkłady są znormalizowane do jedynki, celem lepszego porównania niepewności. Zmianę gęstości partonowych w porównaniu do pomiarów opartych wyłącznie na danych z HERA zaznaczono czarną linią. [21]

symulacjach Monte Carlo w obecnych eksperymentach. Stanowią one także bazę w oparciu o którą przewidywania z LHC są weryfikowane, by później wspólnie z danymi z HERA być użyte do jeszcze dokładniejszego wyznaczenia gęstości partonowych w protonie.

## Literatura

- [1] J. I. Friedman, H. W. Kendall, R. E. Taylor, Deep inelastic scattering: Acknowledgments, *Rev. Mod. Phys.* **63** (1991) 573, 597, 615.
- [2] A. Bodek *et al.*, Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions, *Phys. Rev. Lett.* **D 20** (1979) 1471.  
S. Dasu *et al.*, Precision Measurement of  $R = \sigma_L/\sigma_T$  and  $F_2$  in Deep Inelastic Scattering, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1061.  
L. W. Whitlow *et al.*, Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross sections, *Phys. Lett.* **B282** (1992) 475.
- [3] J. S. Poucher *et al.*, Extraction of  $R = \sigma_L/\sigma_T$  from Deep Inelastic e-p e-d Scattering, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 118.
- [4] L. H. Tao *et al.* (E140X Collaboration), Precision measurement of  $R = \sigma_L / \sigma_T$  on hydrogen, deuterium and beryllium targets in deep inelastic electron scattering, *Z. Phys.* **C 70** (1996) 387.
- [5] D. Bollini *et al.* (BCDMS Collaboration), A high luminosity spectrometer for deep inelastic muon scattering experiments , *Nucl. Instrum. Methods* **204** (1983) 333.  
A. C. Benvenuti *et al.* (BCDMS Collaboration), An upgraded configuration of a high-luminosity spectrometer for deep-inelastic muon scattering experiments, *Nucl. Instrum. Methods* **226** (1984) 330.
- [6] A. C. Benvenuti *et al.* (BCDMS Collaboration), A high statistics measurement of the proton structure functions  $F_2(x, Q^2)$  and  $R$  from deep inelastic muon scattering at high  $Q^2$ , *Phys. Lett.* **B 223** (1989) 485.
- [7] P. Amaudruz *et al.* ( NMC ), A re-evaluation of the nuclear structure function ratios for D, He,  $^6\text{Li}$ , C and Ca, *Nucl. Phys.* **B 371** (1992) 3.
- [8] M. Arneodo *et al.* (NMC Collaboration), Measurement of the proton and deuteron structure functions,  $F_2^p$  and  $F_2^d$  and of the ratio  $\sigma_L/\sigma_T$ , *Nucl. Phys.* **B 483** (1997) 3.
- [9] M. R. Adams *et al.* ( E665 ), A spectrometer for muon scattering at the Tevatron, *Nucl. Instrum. Methods* **A 291** (1990) 533.
- [10] M. R. Adams *et al.* (E665 Collaboration), Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470 GeV, *Phys. Rev.* **D 54** (1996) 3006.
- [11] M. Klein, R. Yoshida, Collider Physics at HERA, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61** (2008) 343.

- [12] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Deep inelastic ep scattering in perturbation theory, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438.  
 V. N. Gribov, L. N. Lipatov,  $e^+e^-$  pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 675.  
 Yu.L.Dokshitzer, Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in Quantum Chromodynamics (in Russian), *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641.  
 G.Altarelli, G.Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, *Nucl. Phys.* **126** (1977) 298.
- [13] E.Kuraev, L.Lipatov, V.Fadin, Multiregge processes in the Yang-Mills theory, *Sov. Phys. JETP* **44**, (1976) 443.  
 Y.Balitsky, L.Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822.
- [14] I. Abt *et al.* (H1 Collaboration) Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  in the Low  $x$  Region at HERA, *Nucl. Phys. B* **407** (1993) 515.
- [15] M. Derrick *et al.* (ZEUS Collaboration) Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  in ep Scattering at HERA, *Physics Letters B* **316** (1993) 412.
- [16] F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the Inclusive  $ep$  Scattering Cross Section at Low  $Q^2$  and  $x$  at HERA, *Eur. Phys. J. C* **63** (2009) 625.
- [17] W. Krasny, W. Płaczek, H. Spiesberg, Determination of the longitudinal structure function at HERA from radiative events, *Z. Phys. C* **53** (1992) 687.
- [18] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Measurement of the high-mass Drell–Yan differential cross-section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* (2014) 112.
- [19] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Measurement of the inclusive jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV and comparison to the inclusive jet cross section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector, *EPJC* (2013) 73.
- [20] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Determination of the strange quark density of the proton from ATLAS measurements of the  $W \rightarrow l \nu$  and  $Z \rightarrow ll$  cross sections, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 012001.
- [21] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Measurement of the muon charge asymmetry in inclusive  $pp \rightarrow W + X$  production at  $\sqrt{s} = 8$  TeV, CMS-PAS-SMP-14-022 (2015).
- [22] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Measurement of the muon charge asymmetry in inclusive  $pp \rightarrow -W+X$  production at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and an improved determination of light parton distribution functions, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 032004.

- [23] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Constraints on parton distribution functions and extraction of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 288.
- [24] A. Cooper-Sarkar, Pdf fits with the focus on the low  $x$  HERA data, Future Physics with HERA Data for Current and Planned Experiments Hamburg 11-13 November 2014.
- [25] J. L. Abelleira **et al.**, A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector, arXiv:1206.2913.
- [26] M. Benedict, M. Klein, A. Pollini *et al.* FCC Kick-Off meeting, Geneva February 2014  
<https://indico.cern.ch/event/282344/session/1/contribution/22/material/slides/1.pdf>.
- [27] 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.  
M. Klein and T. Greenshaw, *J. Phys G Nucl. Part. Phys.* **28** (2002) 2505.
- [28] L. N. Hand, Experimental investigation of pion electroproduction , *Phys. Rev.* **129** (1963) 1834.
- [29] H. Abramowicz, A. Caldwell, Hera Collider Physics, *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) 1275.
- [30] J. D. Bjorken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum , *Phys. Rev.* **179** (1968) 1969.
- [31] E. D. Bloom *et al.*, High-Energy Inelastic ep Scattering at 6 degrees and 10 degrees , *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930.
- [32] M. Breidenbach *et al.*, Observed Behaviour of High Inelastic Electron-Proton Scattering, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935.
- [33] R. P. Feynman, Very high energy collisions of hadrons, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [34] Jr. Callan, G. Curtis, D. J. Gross, High energy electroproduction and the constitution of the electric current, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156.
- [35] D. J. Fox *et al.*, Test of Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering , *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1504.
- [36] L. W. Whitlow, S. Rock, A. Bodek, E. M. Riordan, A. Dasu, A precise extraction of  $R = \sigma_L/\sigma_T$  from the global analysis of the SLAC deep inelastic e-p and e-d scattering cross-sections, *Phys. Lett.* **B250** (1990) 193.
- [37] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Advantages of the Color Octet Gluon Picture , *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.

- [38] D. J. Gross, F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories, Phys. Rev. **D8** (1973) 3633.
- [39] S. Weinberg, Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 494.
- [40] H. Abramowicz *et al.* (H1 and ZEUS Collaboration), Combination of Measurements of Inclusive Deep Inelastic  $e^\pm p$  Scattering Cross Section and QCD Analysis of HERA Data, DESY-15-039, wysłane do JHEP, [arxiv:1503.06042].
- [41] M. Ciafaloni, Coherence effects in initial jets at small  $Q^2/s$ , Nucl. Phys. **B 296** (1988) 49.  
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, QCD coherence in initial state radiation, Phys. Lett. **B 234** (1990) 339.  
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, Small- $x$  behaviour of initial state radiation in perturbative QCD, Nucl. Phys. **B 336** (1990) 18.
- [42] Yu. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 298.
- [43] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), On the rise of the proton structure function  $F_2$  towards low  $x$ , Phys. Lett. **B 520** (2001) 183.
- [44] I. Abt *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  in the low  $x$  Region at HERA, Nucl. Phys. **B 407** (1993) 515.
- [45] M. Derrick *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the proton structure function  $F_2$  in the ep Scattering at HERA, Phys. Lett. **B 316** (1993) 412.
- [46] A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the proton structure function  $F_2$  at low  $Q^2$  in QED Compton scattering at HERA, Phys. Lett. **B 598** (2004) 159.
- [47] H. Bethe, W. Heitler, On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons, Proc. Roy. Soc. Lond. **A 146** (1934) 83.
- [48] E. Gotsman, E. M. Levin and U. Maor, A unitarity bound and the components of photon - proton interactions, Eur. Phys. J. **C 5** (1998) 303.
- [49] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff, Saturation Effects in Deep Inelastic Scattering at low  $Q^2$  and its Implications on Diffraction, Phys. Rev. **D 59** (1999) 014017.
- [50] J. R. Forshaw, G. Kerley and G. Shaw, Extracting the dipole cross-section from photo- and electro-production total cross-section data, Phys. Rev. **D 60** (1999) 074012.
- [51] J. Bartels, K. Golec-Biernat and H. Kowalski, A Modification of the Saturation Model: DGLAP evolution, Phys. Rev. **D 66** (2002) 014001.



- [52] E. Iancu, K.Itakura and S. Munier, Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small  $x$ , Phys. Lett. **B 590** (2004) 199.
- [53] H. Kowalski, L. Motyka, G. Watt, Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture, Phys. Rev. **D 74** (2006) 074016.
- [54] T. Lastovicka, Self-similar Properties of the Proton Structure at low  $x$ , Eur. Phys. J. **C 24** (2002) 529.
- [55] I. Abt *et al.* (H1 Collaboration), The H1 detector at HERA, Nucl. Instrum. Methods **A386** (1997) 310, Ibid. **A386** (1997) 348.
- [56] R. Appuhn *et al.* (H1 SpaCal Group), The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter, Nucl. Instr. Methods **A 386** (1996) 397.
- [57] R. Appuhn *et al.* (H1 SpaCal Group), Hadronic response and  $e/\pi$  separation with the H1 lead/fibre calorimeter, Nucl. Instr. Methods **A 382** (1996) 395.
- [58] J. Katzy, Messung der Strukturfunktion  $F_2$  bei kleinen Bjorken- $x$  und kleinen Impuls-uebertraegen am H1-Experiment bei HERA, PhD Thesis, Heidelberg University (1997) 31.
- [59] W. Eick *et al.* , Development of the H1 backward silicon strip detector, Nucl. Instr. Methods **A 386** (1997) 81.
- [60] W. J. Haynes *et al.* , The H1 silicon tracker data acquisition system, Nucl. Instr. Methods **A 403** (1998) 313.
- [61] The ZEUS Detector, Status Report 1993 , DESY 1993 (unpublished).
- [62] V. Monaco, Measurement of the proton structure function  $F_2$  at low  $Q^2$  and low  $x$  with the Beam Pipe Tracker and the Beam Pipe Calorimeter of ZEUS at HERA , PhD Thesis, Turin University (1998), DESY-THESIS-1998-027.  
 B. Surrow, Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  and Very Low  $x$  with the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA, PhD Thesis, Hamburg University (1998), DESY-THESIS-1998-004.  
 J. Tickner, Proton structure functions at low  $Q^2$ , PhD Thesis, Oxford University (1997), RAL-TH-97-018.  
 C. Amelung, Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Very Low  $Q^2$  at HERA, PhD Thesis, Bonn University (1999), BONN-IR-99-14, DESY-THESIS-2000-002.
- [63] V. Andreev *et al.* The new H1 luminosity system for HERA II, **A 494** (2002) 45,  
 F. Aaron *et al.* (H1 Collaboration) Determination of the Integrated Luminosity at HERA using Elastic QED Compton Events, Eur. Phys. J. **C 77** (2012) 2163, [Erratum-ibid. **C 74**, (2014) 2733].

- [64] L. Adamczyk *et al.*, Measurement of the Luminosity in the ZEUS Experiment at HERA II, Nucl. Instr. and Meth. **A 744** (2014) 80.
- [65] J. Kretzschmar, A Precision Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  with the H1 Experiment, Ph.D. Thesis Humboldt Universität zu Berlin (2008).
- [66] F. Jaquet and A. Blondel, An ep facility for Europe, Proceedings edited by U. Amaldi, DESY 79/48, (1979) 391.
- [67] U. Bassler, G. Bernardi, On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The sigma method, Nucl. Instrum. Methods **A361** (1995) 197.
- [68] K. C. Hoeger, Measurement for  $x, y, Q^2$  in neutral current events, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, edited by W. Buchmüller, G. Ingelman, vol.1 (1992) 43.  
S. Bentvelsent, J. Engelen, P. Kooijman, Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, edited by W. Buchmüller, G. Ingelman, vol.1 (1992) 23.
- [69] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Deep-Inelastic Inclusive ep Scattering at Low  $x$  and a Determination of  $\alpha_s$ , Eur. Phys. J. **C21** (2001) 33.
- [70] U. Bassler, G. Bernardi, Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA, Nucl. Instr. Meth. **A426** (1999) 583.
- [71] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA, Eur. Phys. J. **C30** (2003) 1.
- [72] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the neutral current cross section and  $F_2$  structure function for deep inelastic  $e^+p$  scattering at HERA, Eur. Phys. J. **C 21** (2001) 443.
- [73] A. Meyer, Measurement of the Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  of the Proton at Low  $Q^2$  with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC, Ph.D. Thesis, Hamburg University (1997).
- [74] O. Behrendt, Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  at HERA, PhD Thesis Dortmund University (2006).
- [75] A. 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, Humboldt University Berlin (1998).
- [76] T. Lastovicka, Measurement of the Inclusive Deep Inelastic Scattering Cross Section at Low  $Q^2$ , Ph.D Thesis Humboldt Universität zu Berlin (2004), DESY-THESIS-2004-016.

- [77] R. Stamen, Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse, Diploma Thesis, Universität Dortmund (1998).
- [78] V. Blobel, Millepede: Linear Last Squares Fits with a Large Number of Parameters, Universität Hamburg (2000).
- [79] J. Janoth, Das Kalibrationssystem CAM fuer das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse der ersten Daten, PhD Thesis, Universität Heidelberg (1996).
- [80] J. Janoth *et. al.*, An algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter Spacal using the kinematic pick, Internal Note H1-11/95-464 (1995).
- [81] P. Verrecchia, Calibration studies of the electromagnetic calorimeter SPACAL, Internal Note H1-09/95-456 (1995).
- [82] M. Dirkmann, Calibration of the Spacal with Cosmics, Internal Note H1-05/96-477 (1996).
- [83] U. Bassler, G. Bernardi, H1KINE: Reconstruction of Kinematic Variables inside H1REC: User's Guide, H1 Software Note 51-06/95, 1995.
- [84] V. Arkadov, Measurement of the deepinelastic ep scattering cross section using the Backward Silicon Tracker at the H1 detector at HERA, PhD Thesis, Humboldt Universität (2000).
- [85] A. Petrukhin, Measurement of the proton structure functions with the H1 detector at DESY, Ph.D. Thesis ITEP Moscow (2009) (in Russian).
- [86] N. Tuning, Proton structure functions at HERA, PhD thesis, Amsterdam University (2001).
- [87] S. Piec, Measurement of the Proton Structure Function  $F_L(x, Q^2)$  with the H1 Detector at HERA, PhD Thesis Humboldt University (2009).
- [88] A. G. Schuler, H. Speisberger, DJANGO: The interface for the event generators HERACLES and LEPTO, Phys. at HERA **3** ed. W. Buchmüller, G. Ingelman (1991) 1419.
- [89] A. Kwiatkowski, H. Speisberger, H. J. Mohring, Heracles: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes, Comput. Phys. Commun. **69** (1992) 155.
- [90] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsmann, Lepto6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 108.
- [91] L. Lönnblad, Ariadne Version 4: A Program for Simulation of QCD Cascades Implementing the Color Dipole Model, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 71.

- [92] G. Gustafson, U. Petterson, Dipole Formulation of QCD Cascades, Nucl. Phys. **B 306** (1988) 746.  
B. Andersson, G. Gustafson, L. Lonnblad, U. Petterson, Coherence Effects in Deep Inelastic Scattering, Z. Phys. **C 43** (1989) 625.
- [93] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman i T. Sjöstrand, Parton fragmentation and string dynamics, Phys. Rep. **97** (1983) 31.
- [94] T. Sjöstrand, High Energy Physics Event Generation with Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [95] A. Mücke, R. Engel, J.P. Rachen, R.J. Protheroe, T. Stanev, Monte Carlo Simulations of Photohadronic Arocesses in Astrophysics, Comput. Phys. Commun. **124** (2000) 290.
- [96] R. Engel, J. Ranft, Hadronic Photon-Photon Interactions at High Energies, Phys. Rev. **D 54** (1996) 4244.
- [97] A. Capella, U. Sukhatme, C. I. Tan, J. Tran Thanh Van, Dual parton model, Phys. Rep. **236** (1994) 227.
- [98] T. Sjöstrand, High-energy physics event generation with Pythia 5.7 and Jetset 7.4 , Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.  
T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, Pythia6.4 Physics and Manual, FERMILAB-PUB-06-052-CD-T.
- [99] A. Arbuzov, D.Y. Bardin, J. Blumlein, L. Kalinovskaya, T. Riemann, HECTOR 1.00 - A program for the calculation of QED, QCD and charged current scattering, Comp. Phys. Commun. **94** (1996) 128.
- [100] R. Brun *et al.*, GEANT3 User's Guide, CERN (1987) CERN-DD/EE84-1.
- [101] G. Grindhammer, M. Rudowicz, S. Peters, The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers, Nucl. Instr. Methods **A 290** (1990) 469.
- [102] H. Spiesberger, Monte Carlo treatment of radiative corrections at HERA, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **29A**, (1992) 221.
- [103] H. Abramowicz, A. Caldwell and R. Sinkus, Neutral network based electron identification in the ZEUS calorimeter, Nucl. Inst. Methods **A 365** (1995) 508.
- [104] C. Adlof *et al.* (H1 Collaboration), Deep-Inelastic Inclusive ep Scattering at Low  $x$  and a Determination of  $\alpha_s$ , Eur. Phys. J. **C 21** (2001).
- [105] N. Raicevic, Charge Asymmetry presentation, nElan meeting (March 2009).
- [106] S. Shimizu, Measurement of the Proton Structure Function  $F_L$  at HERA, PhD Thesis, University of Tokyo (2009).

- [107] F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the Proton Structure Function  $F_L(x, Q^2)$  at Low  $x$ , Phys. Lett. **B 665** (2008) 139.
- [108] A. M. Cooper-Sarkar, R. C. E. Devenish, M. Lancaster, Measurement of  $F_L(x, Q^2)$  at low- $x$  and extraction of the gluon distribution, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, edited by W. Buchmüller, G. Ingelman vol. 1, (1991) 155.
- [109] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Determination of the Longitudinal Proton Structure Function  $F_L(x, Q^2)$  at Low  $x$ , Phys. Lett. **B 393** (1997) 452.
- [110] D. Eckstein, Messung der Longitudinalen Strukturfunktion  $F_L(x, Q^2)$  mit dem HERA-Experiment H1, PhD Thesis, Humboldt Universität (2002).
- [111] E. M. Łobodzińska, Determination of the longitudinal proton structure function  $F_L$  at low  $Q^2$  at HERA, Proceedings of 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2003), St. Petersburg, Russia (2003) 93 [hep-ph/0311180].
- [112] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Deep-Inelastic Inclusive ep Scattering at Low  $x$  and a Determination of  $\alpha_s$ , Eur. Phys. J. **C21**,(2001) 33.
- [113] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Measurement and QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections at HERA, Eur. Phys. J. **C 30** (2003) 1.
- [114] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), On the Rise of the Proton Structure Function  $F_2$  Towards Low  $x$ , Phys. Lett. **B 520** (2001) 183 [hep-ex/0108035].
- [115] A. Glazov, Averaging of DIS cross section data, AIP Conf. Proc. **792** (2005) 237.
- [116] F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), A Precision Measurement of the Inclusive ep Scattering Cross Section at HERA, Eur. Phys. J. **C64** (2009) 561.
- [117] J. Breitweg *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  and  $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}$  at Low  $Q^2$  and Very Low  $x$  at HERA, Phys. Lett. **407** (1997) 432.
- [118] J. Breitweg *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Very low  $Q^2$  at HERA. Phys. Lett. **B487** (200) 53.
- [119] J. Breitweg *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Very Low  $Q^2$  at HERA, Phys. Lett. **B 487** (2000) 53.
- [120] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), A Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  at Low  $x$  and Low  $Q^2$  at HERA, Nucl. Phys. **B 497** (1997) 3.

- [121] J. Breitweg *et al.* (ZEUS Collaboration), ZEUS results on the measurement and phenomenology of  $F_2$  at low  $x$  and low  $Q^2$ , Eur. Phys. J. **C 7** (1999) 609.
- [122] F. D. Aaron *et al.* (H1 and ZEUS Collaborations), Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA' JHEP 1001 (2010) 109.
- [123] H. Abramowicz and A. Levy, The ALLM parameterization of  $\sigma_{tot}(\text{gamma}^* p)$  - an update, DESY-97-251 [hep-ph/9712415].
- [124] J. J. Aubert *et al.* (EMC Collaboration), A detailed study of the proton structure functions in deep inelastic muon-proton scattering, Nucl. Phys. **B259** (1985) 189.
- [125] P. Berge *et al.* (CDHSW Collaboration), A measurement of differential cross-sections and nucleon structure functions in charged current neutrino interactions on iron, Z. Phys. **C49** (1991) 187.
- [126] U. K. Yang *et al.* (CCFR Collaboration), A measurement of  $R = \sigma_L/\sigma_T$  in deep inelastic neutrino-nucleon scattering at the Tevatron, J. Phys. **G 22** (1996) 775.  
A. Bodek, Quarks and gluons at hadron colliders, *Proc. of DIS96, Rome Eds G. D'Agostini & A. Nigro* World Scientific (1997) 213.
- [127] A. Bodek, S. Rock, U. K. Yang, Univ. Rochester preprint UR-1355, 1995.
- [128] L. W. Whitlow *et al.* Precise Measurement of the Proton and Deuteron Structure Functions from a Global Analysis of the SLAC Deep Inelastic Electron Scattering Cross Sections, Phys. Lett. **bf B 250** (1990) 193.
- [129] J. Cole, Structure Function Measurements using Radiative Events at HERA, Proceedings of 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2003), St. Petersburg, Russia (2003).
- [130] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), ZEUS next-to-leading-order QCD analysis of data on deep inelastic scattering, Phys. Rev. **D 67** (2003) 012007.
- [131] S. Chekanov *et al.* Measurement of the proton structure function  $F_2$  using initial-state radiative events at HERA, Abstract 771 to XXXI ICHEP Amsterdam (2002).
- [132] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Measurement of the longitudinal proton structure function at HERA, Phys. Lett. **B 682** (2009) 8.
- [133] F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the Inclusive  $ep^{+-}$  Scattering Cross Section at High Inelasticity  $y$  and of the Structure Function  $F_L$ , Eur. Phys. J. **C 71** (2011) 1579.
- [134] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, Update of Parton Distributions at NNLO, Phys. Lett. **B 652** (2007) 292.

- [135] J. Pumplin, H. L. Lai, W. K. Tung, The Charm Parton Content of the Nucleon, *Phys. Rev.* **D 75** (2007) 054029.  
P. M. Nadolsky *et al.*, Implications of CTEQ global analysis for collider observables, *Phys. Rev.* **D 78** (2008) 013008.
- [136] M. Kramer, F. I. Olness i D. E. Soper, Treatment of Heavy Quarks in Deeply Inelastic Scattering, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 096007.
- [137] F. D. Aaron *et. al.* (H1 Collaboration), Measurement of Inclusive ep Cross Sections at High  $Q^2$  at  $\sqrt{s} = 225$  and 252 GeV and of the Longitudinal Proton Structure Function  $F_L$  at HERA, *Eur. Phys. J.* **C 74** (2014) 2814.
- [138] F. D. Aaron *et. al.* (H1 Collaboration), Inclusive Deep Inelastic Scattering at High  $Q^2$  with H1 Detector, *JHEP* **1209** (2012) 061.
- [139] (H1 and ZEUS Collaborations), HERAPDF1.5 NNLO, H1prelim-11-042, ZEUS-prel-11-002.
- [140] H.-L. Lai *et al.*, New parton distributions for collider physics, *Phys. Rev.* **D 82** (2010) 074024.
- [141] S. Alekhin, J. Blümlein i S. Moch, The ABM parton distributions tuned to LHC data, [arXiv:1310.3059].
- [142] A. D. Martin *et al.*, Parton distributions for the LHC, *Eur. Phys. J.* **C 63** (2009) 189.
- [143] M. Gluck, P. Jimenez-Delgado i E. Reya, Dynamical parton distributions of the nucleon and very small-x physics, *Eur. Phys. J.* **C 53** (2008) 355;  
H. Jimenez-Delgado i E. Reya, Dynamical NNLO parton distributions, *Phys. Rev.***D 79** (2009) 074023.
- [144] R. D. Ball *et al.*, Parton distributions with LHC data, *Nucl. Phys.* **B 867** (2013) 244;  
S. Forte *et al.*, Heavy quarks in deep-inelastic scattering, *Nucl. Phys.* **B 834** (2010) 116.
- [145] G. Altarelli, G. Martinelli, Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics, *Phys. Lett.* **B67** (1978) 89.
- [146] A. M. Cooper-Sarkar *et al.*, Measurement of the Longitudinal Structure Function and the Small  $x$  Gluon Density of the Proton, *Z. Phys.* **C 39** (1998) 281.
- [147] E. B. Zijlstra, W. L. van Neerven, Order  $\alpha_s^2$  QCD corrections to the deep inelastic proton structure functions  $F_2$  and  $F_L$ , *Nucl. Phys.* **B 383** (1992) 525.
- [148] G. R. Broum, B. Rezaei, Analysis of the proton longitudinal structure function from the gluon distribution function, *Eur. Phys. J.* **C 72** (2012) 2221.

- [149] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), An NLO QCD Analysis of Inclusive Cross-Section and Jet-Production Data from the ZEUS Experiment, *Eur. Phys. J. C* **42** (2005) 1.
- [150] A. Caldwell, D. Kollar and K. Kröniger, BAT - The Bayesian Analysis Toolkit, [arXiv:0808.2552 physics.data-an].
- [151] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Deep inelastic cross-section measurements at large  $y$  with the ZEUS detector at HERA, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 072002.
- [152] P. M. Nadolsky *et al.*, Implications of CTEQ global analysis for collider observables, *Phys. Rev.* **D 78** (2008) 013004.
- [153] A. D. Martin *et al.*, Parton distributions for the LHC, *Eur. Phys. J. C* **63** (2009) 189.  
S. Moch, J. A. M. Vermaseren and A. Vogt, The longitudinal structure function at the third order, *Phys. Lett.* **B 606** (2005) 123;  
J. A. M. Vermaseren, A. Vogt, S. Moch, The third-order QCD corrections to deep-inelastic scattering by photon exchange, *Nucl. Phys.* **B 724** (2005) 3.
- [154] C. D. White and R. S Thorne, Global fit to scattering data with next-to-leading logarithmic BFKL resummations, *Phys. Rev.* **D 75** (2007) 034005.
- [155] G. Watt and H. Kowalski, Impact parameter dependent color glass condensate dipole model, *Phys. Rev.* **D 78** (2008) 014016;  
H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, Exclusive photoproduction at the Fermilab Tevatron and CERN LHC within the dipole picture, *Phys. Rev.* **D 74** (2006) 074016;  
H. Kowalski and D. Teaney, Impact parameter dipole saturation model, *Phys. Rev.* **D 68** (2003) 114005.
- [156] F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the Diffractive Longitudinal Structure Function FLD at HERA, *Phys. J. C* **72** (2012) 1836.
- [157] J. Collins, Proof of Factorization for Diffractive Hard Scattering, *Phys. Rev.* **D 57** (1998) 3051 [Erratum-*ibid.* **D 61** (2000) 019902].
- [158] A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration), Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA, *Eur. Phys. J. C* **48** (2006) 715.
- [159] A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration), Diffractive Deep-Inelastic Scattering with a Leading Proton at HERA, *Eur. Phys. J. C* **48** (2006) 749.
- [160] F. Aaron *et al.* (H1 Collaboration), Measurement of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section with a Leading Proton at HERA, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1578.



- [161] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Deep inelastic scattering with leading protons or large rapidity gaps at HERA, Nucl. Phys. **B 816** (2009) 1.
- [162] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Phys. Rev. **D 86**, 010001 (2012).
- [163] B. Wiik i C. Llewellyn Smith, Physics with large electron-proton colliding rings, preprint DESY 77/38 (1977).
- [164] J. Pumplin *et al.* (CTEQ Collaboration), New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis, JHEP 0207 (2002) 012. H. L. Lai *et al.*, Heavy Quark Mass Effects in Deep Inelastic Scattering and Global QCD Analysis, JHEP0704 (2007) 089.
- [165] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne i G. Watt (MRST później MSTW Collaboration), Update of parton distributions at NNLO, Phys. Lett. **B 652** (2007) 292.  
A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne i G. Watt, Parton distributions for the LHC Eur. Phys. J. **C 63** (2009) 189.
- [166] S. Alekhin, S. Moch, Higher order QCD corrections to charged-lepton deep-inelastic scattering and global fits of parton distributions, Phys. Lett. **B 672** (2009) 166,  
S. Alekhin, J. Blumlein, S. Moch, Parton distribution functions and benchmark cross sections at NNLO, Phys. Rev **D 86** (2012) 054009.
- [167] R. D. Ball *et al.* [NNPDF Collaboration], A determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation, Nucl. Phys. **B 809** (2009) 1, R. D. Ball *et al.* [NNPDF Collaboration], Parton distributions for the LHC Run II, JHEP **1004** (2015) 040.
- [168] R. S. Thorne, The Effect of Variable Flavour Number Scheme Variations on PDFs and Cross Sections, Phys. Rev. **D86** (2012) 074017.
- [169] dokumentacja dostępna na URL: [www.herafitter.org](http://www.herafitter.org) .

## 15 Glossary

### **BFKL**

Równania ewolucyjne Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov. Określają one w jaki sposób rozkłady kwarków, antykwarków i gluonów ewoluują z  $Q^2$ , w momencie, gdy znane są dla jakiejś początkowej skali  $Q_{min}^2$ . Równania te sumują wiodące człony typu  $\alpha_s \log 1/x$  przy zachowaniu pełnej zależności od  $Q^2$ .

### **BH**

Proces Bethego-Heitler ( $ep \rightarrow e\gamma p$ ). Zdarzeń tego procesu używa się do pomiaru świetlności na HERA.

### **BDC**

Tyłna komora dryfowa w eksperymencie H1.

### **BST**

Tyłny krzemowy detektor śladu w eksperymencie H1.

### **CT**

Centralny detektor śladów.

### **DIS**

Głęboko nieelastyczne rozpraszanie. W tej rozprawie zajmujemy się głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektronów i pozytronów na protonach.

### **DGLAP**

Równania ewolucyjne Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi. Równania te określają w jaki sposób rozkłady kwarków, antykwarków i gluonów ewoluują z  $Q^2$ , w momencie, gdy znane są dla jakiejś początkowej skali  $Q_{min}^2$ . Równania te w najniższym rzędzie wysumowują wiodące potęgi w  $\log Q^2$ , tzn. dla każdego dodatkowego czynnika  $\alpha_s$  tylko wiodące człony w  $\log Q^2$  towarzyszące temu czynnikowi są zachowywane.

### **Fotoprodukcja**

Rozpraszanie elektronów na protonach z bardzo małym przekazem czteropędu  $Q^2 \approx 0$ .

### **FSR**

Radiacja fotonu z elektronu po oddziaływaniu z protonem.

### **HERAPDF**

Analiza w ramach perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej mająca na celu wyznaczenie funkcji gęstości partonowych w protonie na podstawie dopasowań do istniejących danych dla pewnej skali wyjściowej i zastosowaniu równań ewolucyjnych.

### **HFS**

Hadronowy stan końcowy, czyli hadronowe produkty oddziaływania, które docierają do detektora.

## ISR

Radiacja fotonu z elektronu przed oddziaływaniem.

## Model dipolowy

Model fenomenologiczny opisujący rozpraszanie elektronu na protonie dla bardzo małych  $x$ . W układzie spoczynkowym protonu oddziaływanie to można opisać w trzech krokach: pierwsze wirtualny foton  $\gamma^*$  ulega kwantowej fluktuacji na parę kwark-antkwark, czyli kolorowy dipol - proces ten można opisać przez QCD, później para  $q\bar{q}$  elastycznie rozprasza się na protonie, a w końcu następuje połączenie pary  $q\bar{q}$  i utworzenie wirtualnego fotonu. Amplituda całego procesu jest iloczynem amplitud tych trzech procesów składowych.

## Model fraktalny

Model fenomenologiczny oparty na obserwacji samopodobieństwa struktury protonu dla małych  $x$  opisujący strukturę protonu za pomocą fraktala.

## Relacja Callana-Grossa

Znikanie podłużnej funkcji struktury  $F_L$  w modelu kwarkowo-partonowym, jako efekt zachowania helicity, który nie pozwala na absorpcję podłużnie spolaryzowanych fotonów w kwarkach tj. partonach o spinie połówkowym. Eksperymentalnie zostało udowodnione, że podłużna funkcja struktury protonu jest niezerowa.

## Skalowanie Bjorkena

Brak zależności funkcji struktury protonu  $F_2$  od  $Q^2$ . Doświadczenia wykazały, że skalowanie to jest prawdziwe tylko dla  $x \approx 0.1$ . Poza tym obszarem mówimy o łamaniu skalowania Bjorkena.

## SpaCal

Kalorymetr spaghetti w eksperymencie H1, umieszczony w tylnej części detektora i pozwalający na precyzyjny pomiar rozproszonego elektronu w zdarzeniach DIS o małym  $Q^2$ .

## QCD

Chromodynamika kwantowa. Obecnie fundamentalna teoria oddziaływań silnych, ogólniejsza niż model kwarkowo-partonowy.

## QPM

Model kwarkowo-partonowy - pierwotny model oddziaływań głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie. W modelu tym głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronu na protonie opisywane jest w tzw. układzie nieskończonego pędu protonu. W tym układzie proton porusza się bardzo szybko, tak że relatywistyczna dylatacja czasu spowalnia wzajemne oddziaływanie partonów. Sprawia to, że uderzony kwark wydaje się swobodny podczas krótkiego czasu oddziaływania z wirtualnym fotonem.

## Podziękowania

Z całą pewnością ta monografia nie powstałaby, gdyby nie ciągle zachęty moich koleżnek i kolegów z Instytutu Fizyki Jądrowej i Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Dlatego też, im w pierwszym rzędzie chciałabym podziękować. Bardzo serdecznie dziękuję pani prof. Grażynie Nowak, panu profesorowi Jackowi Turnau'owi, panu profesorowi Krzysztofowi Golcowi-Biernatowi, panu profesorowi Mariuszowi Przybycieniowi, pani profesor Lidii Goerlich i panu dr habilitowanemu Stanisławowi Mikockiemu za wszelką pomoc, rady i wskazówki dotyczące procesu habilitacyjnego, a nade wszystko za ciągle przypominanie o konieczności kontynuowania spisywania tego manuskryptu.

Szczególnie gorące podziękowania kieruję do pani profesor Grażyny Nowak, pana profesora Jacka Turnau'a i pana profesora Mariusza Przybycienia za wielokrotne uważne czytanie tej pracy. Dzięki Waszym komentarzom zrozumiałam nie tylko pewne subtelności dotyczące fizyki, ale także jasne stały się dla mnie niektóre tajniki poprawnej polszczyzny, jak np. użycie imiesłowu w zdaniach wielokrotnie złożonych, odmiana nazw własnych itp. Oczywiście najciekawsze okazało się znajdowanie polskich odpowiedników dla takich słów jak alignment, minimum bias, hit, run, bin ...

Dziękuję także moim koleżankom i kolegom z grupy zajmującej się pomiarem funkcji struktury w H1, a w szczególności prof. Maxowi Kleinowi, dr Peterowi Kostce, dr Tomaszowi Lastovicce, dr Alexiejowi Petrukhinowi, dr Natashy Raicevic, dr Janowi Kretschmarowi, dr Sashy Glazowowi, dr Sebastianowi Piecowi i wszystkim z którymi miałam okazję pracować w pięknie położonym laboratorium DESY-Zeuthen.

Podziękowania kieruję także do członków grupy ZEUS: dr Kunihiro Nagano, dr Shimy Shimizu, prof. Aharona Leviego, prof. Haliny Abramowicz, dr Tima Namsoo, dr Daniela Kollara i wszystkich z którymi współpracowałam w ramach anlizy podłużnej funkcji struktury. To właśnie przy tej analizie uczyłam się, jak bardzo różnić się mogą rzeczy pozornie identyczne, czyli jak elementy analizy proste w H1 stawały się niemal niewykonalne w ZEUS i odwrotnie.

Na koniec, dziękuję moim rodzicom i mojemu mężowi, który także zadał sobie trud przeczytania i skorygowania tego manuskryptu, dziękuję moim dzieciom, czyli tym wszystkim, których obecność nadaje sens wszelkim staraniom. Dziękuję też moim nauczycielom, a zwłaszcza ś.p. panu Zbigniewowi Zarembie, który niejednokrotnie załamywał ręce nad naszą klasą ubolewając, że fizyków to z nas nie uda się zrobić.