Raport Nr 1943/PH

Poszukiwanie instantonów QCD w oddziaływaniach głęboko nieelastycznych na akceleratorze HERA

Stanisław Mikocki

rozprawa habilitacyjna

Spis treści

Wstęp

Model Standardowy fizyki cząstek elementarnych zawiera pewne procesy, które łamią zachowanie liczby barionowej i leptonowej $(B + L)$ w oddziaływaniach elektrosłabych i chiralności w oddziaływaniach silnych [1]. Tych anomalnych procesów nie można opisać standardową teorią perturbacyjną. Są one związane z instantonami, topologicznie nietrywialnymi fluktuacjami pól cechowania odkrytymi ponad 25 lat temu w teoriach Yanga-Millsa [2], [1]. Z technicznego punktu widzenia instantony są rozwiązaniami klasycznych równań ruchu w czterowymiarowej przestrzeni euklidesowej, odpowiadającymi specyficznym konfiguracjom pól cechowania spełniających odpowiednie warunki brzegowe. Są one zlokalizowane zarówno w przestrzeni jak i w czasie (stąd ich nazwa). Działanie dla instantonowej konfiguracji pól jest skończone. Wkład instantonów do procesów fizycznych jest proporcjonalny do czynnika eksponencjalnego $exp(-C/g^2)$, gdzie C jest dodatnią liczbą, a g jest stałą sprzężenia w danej teorii. Wkłady od instantonów są nieperturbacyjne i nie napotyka się ich w żadnym rzędzie rachunku zaburzeń. Rozwiązania instantonowe interpretuje się jako trajektorie opisujące tunelowe przejście między stanami próżni o różnej, nietrywialnej topologii.

Zainteresowanie instantonami elekrosłabymi jest oczywiście związane z ich własnością łamania zachowania liczby barionowej i leptonowej w oddziaływaniach elekrosłabych. Przekrój czynny na takie procesy jest zbyt mały przy energiach obecnie dostępnych na akceleratorach, aby je zaobserwować [3, 4]. Natomiast rozważa się możliwość, że we wczesnym, gorącym Wszechświecie procesy z udziałem instantonów odgrywały znaczącą rolę i eventualnie mogą być jednym z czynników pozwalających wyjaśnić obserwowaną asymetrię między materią i antymaterią [5] .

W oddziaływaniach silnych opisywanych przez chromodynamikę kwantową (QCD), teoria i fenomenologia instantonów obejmuje bardzo szeroki zakres zagadnień jak: modelowanie próżni QCD, łamanie symetrii chiralnej, asymptotyka szeregu perturbacyjnego, spekroskopia hadronów, nieperturbacyjna produkcja cząstek [6–8]. Już wkrótce po znalezieniu rozwiązań instantonowych 't Hooft pokazał, że instantony mogą być odpowiedzialne za łamanie aksjalnej symetrii U(1) i dają możliwość wyjaśnienia problemu masy mezonów η (tzw. problem U(1)) [9]. Inny przykład to odkryte w 2003 roku wąskie stany mezonów powabnych [10], które można interpretować jako przejaw nowego zjawiska tzw. ,,podwojenia chiralnego"(*chiral doubling*) [11]. U podstaw efektywnego modelu teoretycznego tłumaczącego to zjawisko jest instantonowa próżnia QCD.

Chociaż z punktu widzenia teorii istnienie instantonów i ich znaczenie jest ugruntowane to ciągle brakuje bezpośredniej, eksperymentalnej ich ewidencji. A. Ringwald i F.Schrempp w serii swoich prac zaproponowali możliwość bezpośredniej obserwacji efektów pochodzących od instantonów QCD w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym elektron-proton na akceleratorze HERA w Hamburgu. Można tu się odwołać do analogii związanej z historią kwarków. W latach 60 ubiegłego wieku zaproponowano model kwarkowy. Pomimo jego sukcesów, w zasadzie traktowano kwarki jako obiekty czysto matematyczne. Dopiero od eksperymentów w Stanford rozpoczęła się burzliwa droga prowadząca do uznania kwarków za rzeczywiste składniki materii. Ta analogia ma nawet głębszy sens fizyczny. W rozpraszaniu głęboko nieelastycznym np. w zderzeniu elektron-proton, padający elektron sonduje strukturę protonu rozpraszając się na jego składnikach. Podobnie jest w przypadku procesów z udziałem instantonów. Instantony nierozerwalnie są związane z kwarkami, które pojawiają się jako zewnętrzne źródła (technicznie są to mody zerowe operatora Diraca). Padający elektron rozprasza się na instantonie wybijając kwarki z ich modów zerowych [12]. Tak więc, w pewnym sensie eksperymentalne potwierdzenie przewidywań Ringwalda-Schremppa byłoby tym dla instantonów co pionierskie eksperymenty w Stanford dla kwarków.

Doświadczalna obserwacja procesów z udziałem instantonów będzie odkryciem fundamentalnego i nowego nieperturbacyjnego efektu QCD przy wysokich energiach. Rozpraszanie głęboko nieelastyczne (DIS) daje wyjątkową możliwość [13, 14] odkrycia pewnej klasy twardych procesów związanych z instantonami QCD. Teoria i fenomenologia procesów instantonowych w zderzeniach pozyton(elektron)-proton została opracowana przez Ringwalda i Schremppa w ramach ich *instantonowej teorii perturbacyjnej* [13,15–19]. Teoria jest *perturbacyjna* w sensie obliczeń QCD tj. dla małej wartości stałej sprzężenia $\alpha_S \ll 1$. Pojawienie się instantonów jako fluktuacji pola gluonowego jest nieperturbacyjne i dlatego pojawia się czynnik eksponencjanlny. Jednakże kwarki i gluony w polu instantonowym są potraktowane perturbacyjnie. Wielkość przewidywanego przekroju czynnego jest stosunkowo duża z punktu widzenia poszukiwań eksperymentalnych [15–17], jednakże spodziewany sygnał jest mały w porównaniu do standardowych procesów DIS i zasadniczym problemem doświadczalnym jest stłumienie tła. Stan końcowy przypadków instantonowych ma charakterystyczne cechy [13, 18–21] odróżniające je od standardowych procesów DIS [22, 23]. W układzie spoczynkowym instantonu, hadronowy stan końcowy ma cechy topologii “fire-ball'a”: izotropowa emisja znacznej liczby hadronów z dużą energią poprzeczną [13, 18, 19]. W wyniku długotrwałych studiów na poziomie symulacji Monte Carlo znaleziono charakterystyczne obserwable pozwalające zidentyfikować obszar przestrzenii fazowej, gdzie różnica między danymi doświadczalnymi a symulacjami standardowych przypadków DIS wskazywałaby na wkład od procesów instantonowych.

Już wcześniej, zostały otrzymane górne ograniczenia przekroju czynnego na procesy instantonowe [24–26] w oparciu o standardowe obserwable hadronowego stanu końcowego zmierzone w eksperymencie H1 . W tej rozprawie przedstawione są otrzymane po raz pierwszy przez współpracę H1 wyniki pionierskich poszukiwań, które były ukierunkowane wyłącznie na procesy instantonowe w zderzeniach wysoko energetycznych cząstek.

Pod koniec lat 90-tych (ubiegłego stulecia) w ramach eksperymentu H1 połączono dotychczasowe indywidualne wysiłki poszukiwań instantonów tworząc trzyosobową grupę (Tancredi Carli[1], Birger Koblitz[2] oraz autor niniejszej rozprawy) w celu przyśpie-

---

[1] obecnie w Genewie, CERN

[2] doktorant z Instytutu Maxa Plancka w Monachium, obecnie w Ecole Polytechnique,LLR,IN2P3-CNRS,Palaiseau

szenia skomplikowanej analizy.

W zasadzie już w pierwszej publikacji Ringwalda-Schremppa [13] zostały zarysowane główne kierunki poszukiwań przypadków instantonowych i wydawało się, że analiza będzie prosta i szybka. Jednakże długotrwałe badania pokazały, że problem jest bardziej skomplikowany. Korzystając z symulacji Monte Carlo na poziomie detektora testowałem różne obserwable oraz metody poszukiwań, które pozwalałyby znacznie zredukować tło od zwykłych procesów DIS oraz dawały potencjalną możliwość odkrycia procesów instantonowych. W zasadzie jest bardzo łatwo znaleźć obserwable, które pokazują różnice między przypadkami instantonowymi i standardowymi DIS. Jednakże wiele z nich jest ze sobą skorelowanych i cięcie na jednej takiej obserwabli powoduje, że druga traci moc dyskryminacyjną. Następna trudność to wybór takich obserwabli dla których eksperymentalne rozkłady są względnie dobrze opisywane przez modele Monte Carlo. Wyniki tych prac były referowane na zebraniach grupy roboczej *Hadronic Final States and QCD* współpracy H1.

Wstępne wyniki analizy przedstawiłem na konferencji DIS2000 w Liverpoolu [27] oraz na konferencji w Krakowie [28]. Ostateczne, końcowe wyniki zostały opublikowane w 2002 roku [29]. Niniejsza rozprawa jest rozszerzoną wersją tej publikacji, której byłem jednym z głównych autorów. Mój bezpośredni wkład do analizy to wyniki otrzymane kombinatoryczną metodą cięć (rozdział 6), które pozwoliły wyliczyć ograniczenia na przekrój czynny i porównać je z przewidywaniami Ringwalda-Schremppa oraz z wynikami obliczeń na siatkach (rozdział 7).

Plan rozprawy jest następujący. Rozdział 1 zawiera krótki opis akceleratora HERA oraz detektora H1. W rozdziale 2 staram się wyjasnić co to są instantony. Teoria i fenomenologia procesów instantonowych jest przedstawiona w rozdziale 3. Symulacje Monte Carlo użyte w analizie zostały krótko opisane w rozdziale 4. W rozdziale 5 przedstawiono selekcję danych, definicję użytych obserwabli oraz porównanie danych z przewidywaniami modeli QCD dla DIS. Rozdział 6 zawiera wyniki poszukiwań przypadków instantonowych. W rozdziale 7 przedstawiono otrzymane ograniczenia na przekrój czynny dla procesów instantonowych. Wyniki poszukiwań przypadków instantonowych otrzymane drugą niezależną metodą przedstawiono w rozdziale 8. Perspektywy dalszych poszukiwań efektów pochodzących od instantonów jak również ostatnio opublikowane wyniki eksperymentu ZEUS, działającego również na akceleratorze HERA, są przedstawione w rozdziale 9. Rozprawę kończy krótkie podsumowanie.

Rozdział 1

Aparatura doświadczalna

Eksperyment H1 działa na akceleratorze HERA w niemieckim laboratorium naukowo-badawczym DESY w Hamburgu. HERA jest pierwszym i jak dotychczas jedynym w świecie akceleratorem, w którym zderzają się przeciwbieżne wiązki elektronów (pozytonów) i protonów.

1.1 Akcelerator HERA

Budowa zderzacza HERA trwała 7 lat, od maja 1984 roku do listopada 1990 roku. Pierwsze zderzenia elektron-proton zaobserwowano w 1991 roku, a w następnym roku eksperymenty rozpoczęły regularne zbieranie danych .

Tunel akceleratora o obwodzie 6.3 km jest zbudowany pod ziemią na głębokości od 10 m do 25 m. W dwóch oddzielnych pierścieniach umieszczonych jeden nad drugim, przyśpiesza się elektrony (pozytony) i protony. Magnesy pierścienia elektronowego są wysokotemperaturowe tj. działające w temperaturze pokojowej. Natomiast magnesy pierścienia protonowego są nadprzewodzące i wytwarzają pole magnetyczne 4.7 T potrzebne do utrzymania na orbicie wysokoenergetycznych protonów. Te wysokiej jakości nadprzewodzące magnesy mogą wytworzyć pole magnetyczne aż do wartości 5.8 T, co pozwala uzyskać wiązkę protonów o maksymalnej energii 1 TeV.

Początkowo energia wiązki elektronowej była 26.7 GeV, a wiązki protonowej 820 GeV. Od roku 1994 elektrony są przyspieszane do energii 27.5 GeV. Natomiast od roku 1998 protony przyspieszane są do energii 920 GeV.

HERA ma cztery prostoliniowe odcinki z punktami oddziaływań. W dwóch miejscach, gdzie dochodzi do zderzeń przeciwbieżnych wiązek elektronów i protonów znajdują się uniwersalne detektory H1 i ZEUS. Dwa pozostałe miejsca wykorzystują eksperymenty na stałej tarczy, HERMES i HERA-B. HERMES bada strukurę spinową protonu wykorzystując zderzenia podłużnie spolaryzowanej wiązki elekronowej ze spolaryzowaną tarczą gazową. Natomiast nie działający już eksperyment HERA-B badał zderzenia wiązki protonów z jądrami tarczy w postaci drutów w celu pomiaru łamania parzystości CP w rozpadach mezonów B.

W tabeli 1.1 zebrane są wartości podstawowych parametrów akceleratora. Dzięki stałemu postępowi w jakości działania akceleratora, osiągnięto wartości parametrów zbliżone do założonych w projekcie. W niektórych przypadkach uzyskane wartości były nawet lepsze niż zaprojektowano i tak np. maksymalna osiągnięta świetlność wyniosła

$1.8\text{x}10^{31}$ $\text{cm}^{-2}\text{sek}^{-1}$. Ten postęp w działaniu akceleratora odzwierciedla tabela 1.2, gdzie pokazano całkowitą świetlność dostarczoną przez akcelerator dla eksperymentów oraz świetlność zarejestrowaną przez eksperyment H1 w latach 1992-2000. Dalszy wzrost świetlności wymagał modyfikacji akceleratora. W latach 2000/2001 przebudowano akcelerator w celu uzyskania świetlności $5\text{x}10^{31}$ $\text{cm}^{-2}\text{sek}^{-1}$ i jak dotychczas osiągnięto maksymalną wartość $3.5\text{x}10^{31}$ $\text{cm}^{-2}\text{sek}^{-1}$.

Parametr	
Natężenie wiązki elekronowej (mA)	58
Natężenie wiązki protonowj (mA)	160
Liczba pęczków w wiązkach	210
Czas między zderzeniami (nsek)	96
Świetlność ($\text{cm}^{-2}\text{sek}^{-1}$)	$1.5\text{x}10^{31}$

Tablica 1.1: Parametry akceleratora HERA przed jego modyfikacją.

Rok	HERA $L\,[\text{pb}^{-1}]$	H1 $L\,[pb^{-1}]$
1992	0.049	0.030
1993	0.890	0.558
1994	5.268	3.840
1995	9.941	6.089
1996	14.460	9.887
1997	33.360	28.220
1998	8.008	6.175
1999	45.048	40.507
2000	67.889	60.087

Tablica 1.2: Całkowita świetlność dostarczona przez akcelerator HERA (HERA L) i zebrana przez eksperyment H1 (H1 L) w poszczególnych latach.

1.2 Detektor H1

Apratura H1 [30] to uniwersalny, pokrywający niemal cały kąt bryłowy detektor, który został zbudowany w celu badania szerokiej gamy procesów w oddziaływaniach *ep*.

Schemat aparatury H1 przedstawiono na rysunku 1.1. Oprócz głównych elementów detektora pokazano kierunki padających wiązek oraz przyjęty układ współrzędnych, którego początek umieszczono w nominalnym punkcie oddziaływań. Detektor jest asymetryczny, ponieważ energia protonów jest znacznie większa niż elektronów i większość cząstek jest produkowana w kierunku „do przodu" tj. w kierunku $+z$ wyznaczonym przez padającą wiązkę protonów.

Najbardziej wewnętrzna część aparatury H1 to detektory śladów składające się z części centralnej $\boxed{2}$ i przedniej $\boxed{3}$. Detektory śladów są otoczone przez kalorymetry.

Przedni i centralny obszar zajmuje kalorymetr z ciekłego argonu (LArC), który jest podzielony na część elektromagnetyczną $\boxed{4}$ i hadronową $\boxed{5}$. Tylny obszar jest zamknięty przez kalorymentr typu *spaghetti* (SpaCal) $\boxed{12}$. Bardzo małe kąty w obszarze przednim pokrywa mały kalorymetr miedziano-krzemowy $\boxed{13}$. Kalorymetr z ciekłego argonu oraz detektory śladów są umieszczone wewnątrz cewki nadprzewodzącej $\boxed{6}$, która wytwarza jednorodne pole magnetyczne (1.2 T) równoległe do osi zderzających się wiązek. Żelazne jarzmo $\boxed{10}$ zawiera warstwy detektorów strimerowych (*limited streamer tubes*), które służą do pomiaru energii ogona kaskady hadronowej oraz do identyfikacji mionów. Miony w kierunku do przodu są rejestrowane w spektrometrze mionowym $\boxed{11}$ składającym się z magnesu toroidalnego wytwarzającego pole magnetyczne 1.6 T oraz komór dryfowych. Ponadto w odległości 63 i 90 m od punktu odziaływań jest zainstalowany przedni spektrometr protonów. Natomiast przedni kalorymetr neutronów jest umieszczony w odległości 107 m. Układ do pomiaru świetlności składający się z dwóch detektorów jest umieszczony w odleglości $z = -33.4$ m (detektor elektronów) i $z = -102.9$ m (detektor fotonów).

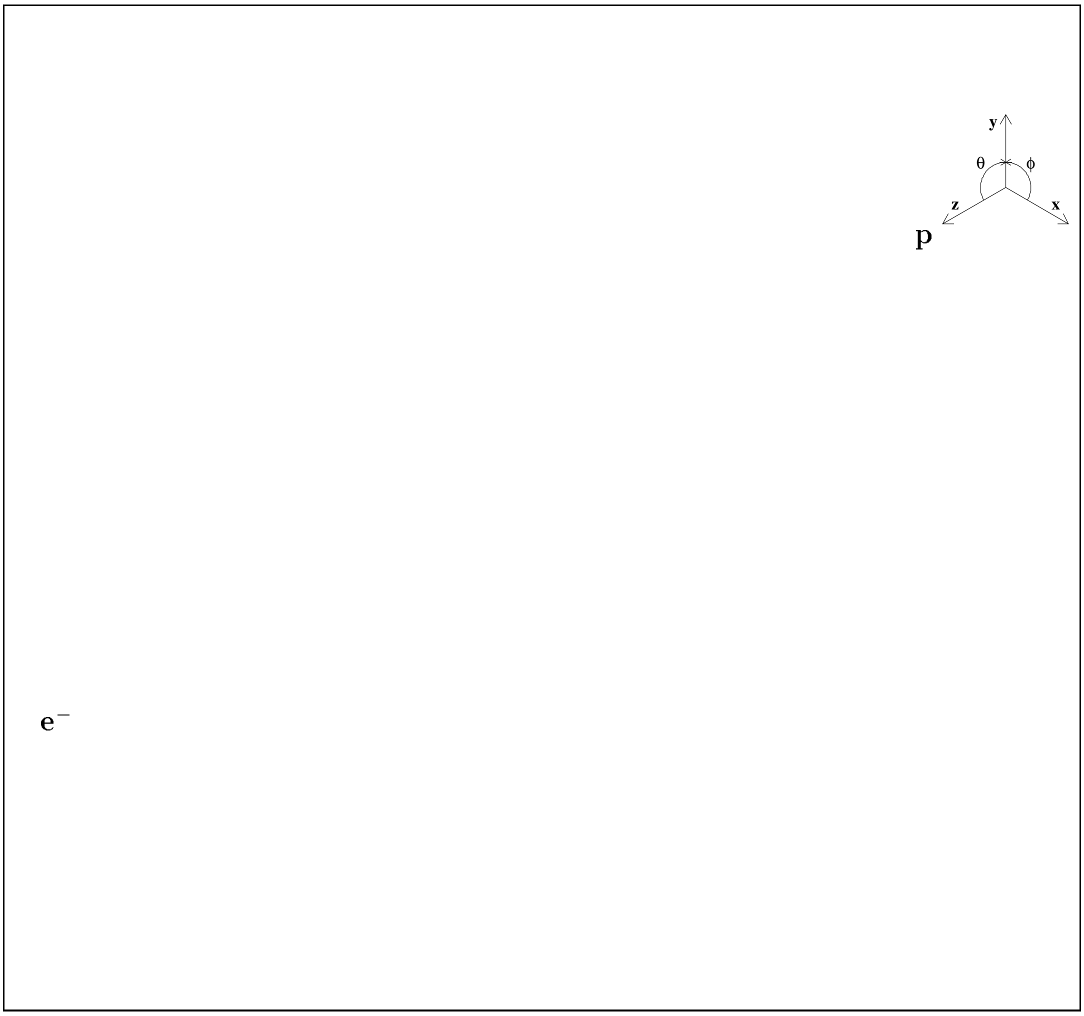
1.2.1 Detektory śladów

Schemat systemu detektorów śladów przedstawiono na rysunku 1.2. Centralny detektor śladów składa się z dwóch centralnych komór dżetowych (CJC1, CJC2), z centralnych komór dryfowych mierzących współrzędną z (CIZ, COZ) oraz komór proporcjonalnych (CIP,COP) dostarczających szybki sygnał dla układu wyzwalania (trygera). Przedni detektor śladów to układ trzech jednakowych modułów, gdzie każdy moduł składa się z radialnej komory dryfowej, planarnej komory dryfowej, komory proporcjonalnej oraz radiatora promieniowania przejścia. W tylnej częsci tuż przed tylnym kalorymetrem znajduje się tylna komora dryfowa (BDC). Najbliżej rury akceleratora znajduje się centralny oraz tylny detektor krzemowy (nie zaznaczone na rysunku).

Komory CJC1 i CJC2 [31] pokrywające obszar kąta biegunowego θ między 15^o i 165^o to dwie duże koncentryczne komory dryfowe o długości 2.2 m. Wewnętrzna komora CJC1 ma 24 warstwy drutów sygnałowych, równoległych do osi z i zgrupowanych w 30 celach w kącie azymutalnym ϕ. Natomiast zewnętrzna komora CJC2 ma 32 warstwy drutów sygnałowych w 60 celach. Przestrzenna zdolność rozdzielcza jest 170 μm w płaszczyźnie $r - \phi$. Precyzja pomiaru współrzędnej z jest gorsza i wynosi 22 mm. Zdolność rozdzielcza pomiaru pędu poprzecznego p_t wynosi $\sigma_{p_t}/p_t < 0.01 p_t$ [GeV]. Lepszą dokładność pomiaru współrzędnej z tj. około 300 μm uzyskuje się dzięki dwóm cienkim, cylindrycznym komorom dryfowym CIZ i COZ, których druty sygnałowe są prostopadłe do osi z.

Przedni detektor śladów pokrywa obszar kąta biegunowy θ między 5^o i 25^o. Każdy moduł planarnych komór dryfowych składa się z trzech komór dryfowych obróconych względem siebie o 60^o. Pojedyncza komora to 32 dryfowe cele z drutami wzajemnie równoległymi (w płaszczyźnie $x - y$), przy czym w kierunku z są cztery druty sygnałowe. Dryfowe komory radialne mają druty naciągnięte promieniście od osi z. Komora pokrywa 360^o w kącie ϕ. Każda z 48 cel dryfowych ma 12 równoległych drutów sygnałowych. Typowa przestrzenna zdolność rozdzielcza przednich komór dryfowych jest 150-200 μm.

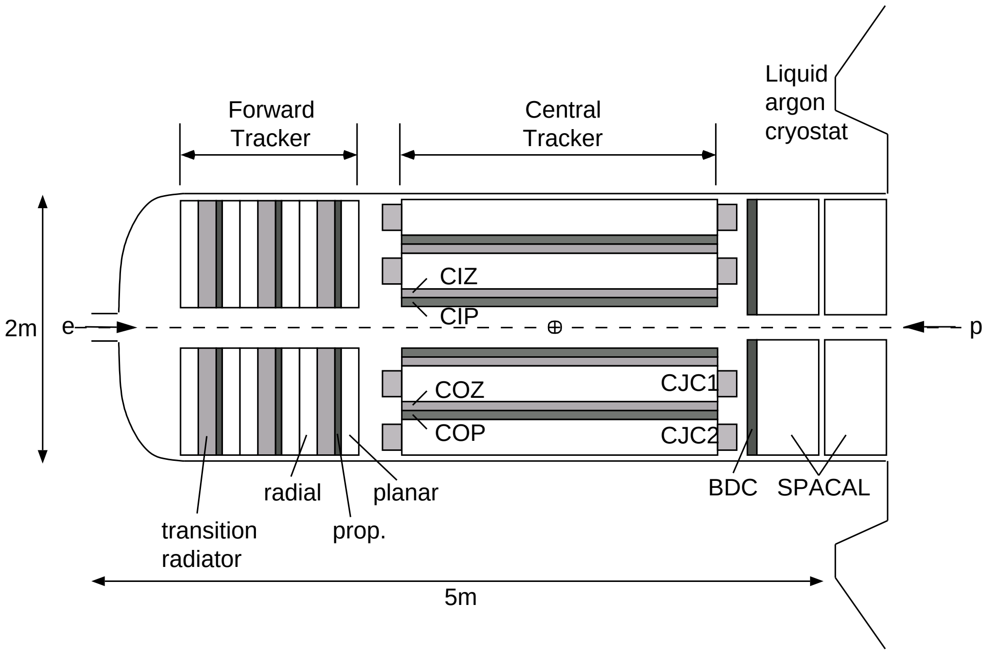
Tylna komora dryfowa (BDC) umieszczona tuż przed tylnym kalorymetrem pozwala



Rysunek 1.1: Schemat detektora H1: **1**) rura i magnesy wiązki, **2**) centralny detektor śladów, **3**) przedni detektor śladów, **4**) część elektromagnetyczna kalorymetru z ciekłego argonu, **5**) część hadronowa kalorymetru z ciekłego argonu, **6**) nadprzewodząca cewka, **7**) magnes kompensujący, **8**) helowy system chłodzenia dla magnesu kompensującego, **9**) komory mionowe, **10**) żelazne jarzmo, **11**) spektrometr mionowy, **12**) tylny kalorymetr **13**) kalorymetr miedziano-krzemowy, **14**) osłona betonowa, **15**) kriostat.

na precyzyjny pomiar kąta rozproszonego elektronu. Składa się z czterech, podwójnych warstw w kierunku osi z obróconych względem siebie o 11.25^o. W kącie ϕ każda warstwa podzielona jest na 8 sektorów, a każdy sektor składa się z 32 cel dryfowych.

Układ komór dryfowych uzupełnia system wielodrutowych komór proporcjonalnych w przednim i centralnym obszarze. Komory te dostarczają szybkiego sygnału dla trygera poziomu pierwszego z czasową zdolnością rozdzielczą około 21 nsek, co pozwala rozróżnić kolejne zderzenia następujące co 96 nsek. Ponadto komory proporcjonalne pozwalają na trygerowanie na tory cząstek naładowanych. Odczyt sygnału w



Rysunek 1.2: System detektorów śladów w eksperymencie H1.

komorach proporcjonalnych następuje z katody (pokrytej grafitem) podzielonej na segmenty tzw. *pady.* W centralnym detektorze są cztery warstwy padów, a w przednim sześć warstw. Odpowiednie kombinacje padów dają w przybliżeniu położenie torów cząstek naładowanych.

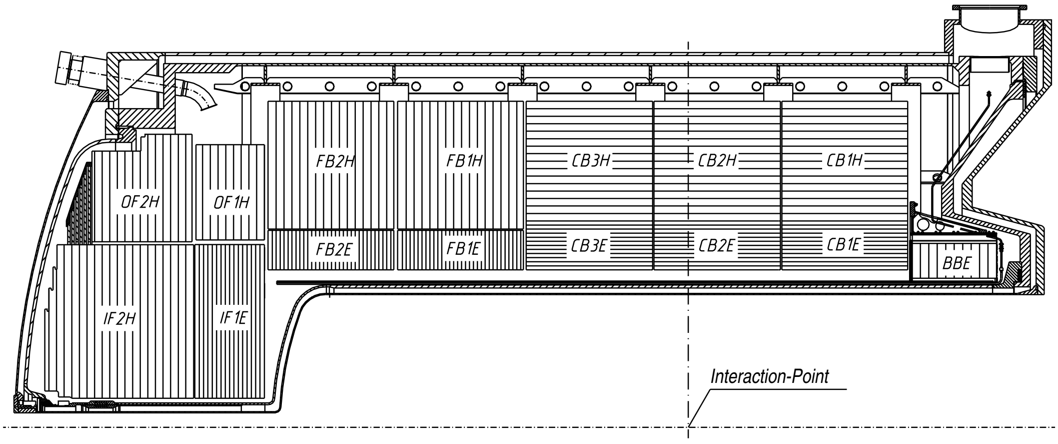
1.2.2 Kalorymetry

System kalorymetrów składa się z kalorymetru z ciekłego argonu LArC, tylnego kalorymetru SpaCal, przedniego kalorymetru PLUG oraz zewnętrznego kalorymetru (tzw. *tail catcher*).

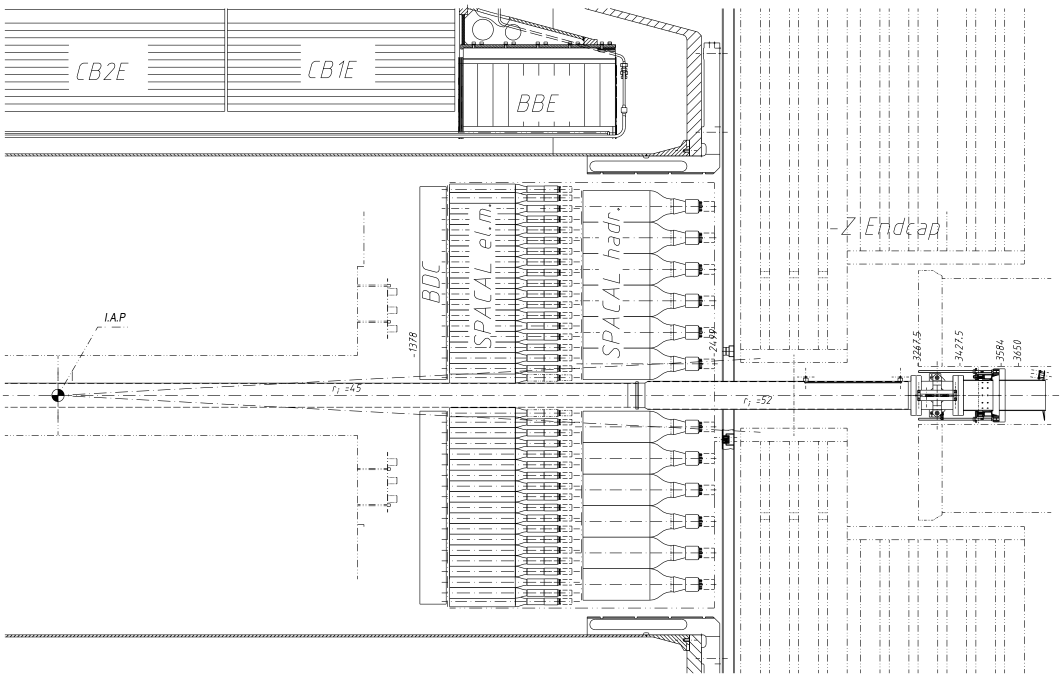
Kalorymetr argonowy LArC [32], pokazany na rysunku 1.3, obejmuje kąt $4° < \theta < 154°$ i pokrywa pełny kąt azymutalny ϕ. Składa się z części elektromagnetycznej o grubości 20-30 dróg radiacyjnych, gdzie absorbentem jest ołów oraz z części hadronowej ze stalowym absorbentem. Całkowita głębokość obu części zmienia się od 4.5 (obszar centralny) do 8 (obszar do przodu) dróg oddziaływania λ. Zdolność rozdzielcza pomiaru energii kaskady elektromagnetycznej jest $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$ [33], a energia hadronowa mierzona jest z dokładnością $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 2\%$ [34].

Kalorymetr SpaCal [35] przedstawiony na rysunku 1.4 jest zbudowany z ołowiu oraz włókien scyntylacyjnych i pokrywa kąt $153° < \theta < 177°$. Część elektromagnetyczna ma głębokość 28 dróg radiacyjnych. Zdolność rozdzielcza pomiaru energii elektromagnetycznej jest $\sigma(E)/E \approx 7.5\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 2.5\%$. Całkowita głębokość części elektromagnetrycznej i hadronowej wynosi dwie drogi oddziaływania, co pozwala zmierzyć energię hadronów ze zdolnością rozdzielczą $\sigma(E)/E \approx 30\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]}$.

Kalorymetr PLUG znajduje się w przedniej części detektora, blisko rury akceleratora, pokrywając kąt $0.7^o < \theta < 3.3^o$. Składa się z dziewięciu miedzianych płyt



Rysunek 1.3: Przekrój podłużny kalorymetru z ciekłego argonu w eksperymencie H1. Orientacja płyt absorbenta jest zaznaczona liniami pionowymi i poziomymi.

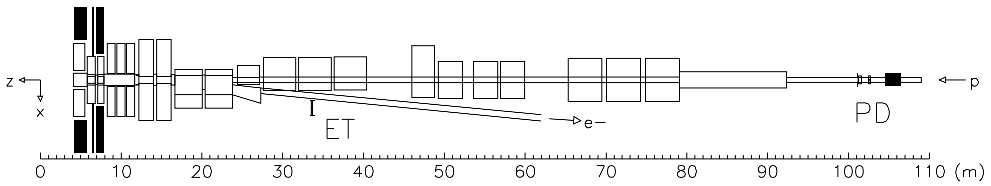


Rysunek 1.4: Tylny kalorymetr SpaCal, z częścią elektromagnetyczną i hadronową.

absorbenta przełożonych ośmioma warstwami detektorów krzemowych.

1.2.3 Monitor świetlności

Do pomiaru świetlności wykorzystuje się proces promieniowania hamowania elekronu w polu elekrostatycznym protonu $ep \rightarrow e'p\gamma$. Przekrój czynny na ten proces jest duży i dobrze znany z teorii. System pomiaru świetlności (rysunek 1.5) składający się z dwóch kalorymetrów elektromagnetycznych jest umieszczony daleko od nominalnego



Rysunek 1.5: System pomiaru świetlności w eksperymencie H1: detektor elektonów ET i detektor fotonów PD.

punktu oddziaływań ze względu na bardzo małe kąty emisji elektronu i fotonu. Pomiar sprowadza się do detekcji elektronu i fotonu w koincydencji, ale dzięki niskiemu poziomowi tła, świetlność można wyznaczyć rejestrując tylko fotony o energii powyżej kilku GeV. Monitor świetlności pozwala zmierzyć świetlność z dokładnością $\sim 1.5\%$.

1.2.4 System wyzwalania w eksperymencie H1

Wielopoziomowy system wyzwalania (tryger) pozwala na szybki wybór interesujących przypadków zderzeń *ep* i redukcję tła.

Różnorodność procesów fizycznych badanych w zderzeniach *ep* pokrywa szeroki zakres przekrojów czynnych, co powoduje, że liczba interesujących przypadków wynosi od kilku na tydzień (produkcja bosonu W) do kilkuset na sekundę (procesy fotoprodukcji). Natomiast przypadki z tła mogą pojawiać się z częstością rzędu 100 kHz.

Główne źródła tła to oddziaływanie wiązek z resztkami gazu w rurze akceleratora (*beam-gas collisions*) oraz z elementami konstrukcyjnymi akceleratora (*beam-wall collisions*). Ze względu na nierówne energie zderzających się wiązek stany końcowe przypadków oddziaływań *ep* są asymetryczne i wyglądają podobnie jak przypadki pochodzące od tła, co dodatkowo utrudnia jego redukcję.

Tryger poziomu pierwszego (L1) podejmuje decyzję w ciągu 2.3 μsek. Poszczególne części detektora dostarczają odpowiednie sygnały trygerowe czyli tzw. elementy trygerowe (TE). Ze względu na krótki czas między zderzeniami (96 nsek) zastosowano metodę potokowania danych (*pipeline*). Z 256 elementów trygerowych Centralna Logika Trygerowa (CTL) tworzy 128 warunków trygerowania. Jeżeli chociaż jeden z warunków jest spełniony to sygnał akceptacji jest wysłany do następnego poziomu trygerowania.

Drugi poziom trygera (L2) to dwa niezależne systemy elektroniczne dostarczające decyzję w ciągu 20 μsek. Pierwszy system oparty jest na idei sieci neuronowych (L2NN). Drugi system to tzw. tryger topologiczny (L2TT) badający korelacje między wybranymi wielkościami w przestrzeni kątów (θ, ϕ).

W systemie wyzwalania przwidziano trzeci poziom trygera (L3) całkowicie programowalny (tzw. *software trigger*) mający 800 μsek na podjęcie decyzji.

Czwarty poziom trygera (L4) wykorzystuje informacje z szybkiej rekonstrukcji przypadku na farmie procesorów PowerPC 604. L4 podejmuje decyzję w ciągu około 100 ms i zaakceptowane przypadki są zapisywane na taśmie z częstotliwością około 5-10 Hz. Następnie przypadki są w pełni rekonstruowane i dane są zapisywane na tzw. *Data Summary Tapes* (DST), które są podstawą do dalszej analizy.

Rozdział 2

Instantony

Instantony zostały odkryte ponad 25 lat temu [2]. W szerszym kontekście rozwiązania instantonowe należą do rodziny rozwiązań opisujących tzw. rozciągłe konfiguracje pól (*extended field configurations*), które są konsekwencją topologicznych własności danej teorii [36]. W dwóch wymiarach przestrzennych mamy strunopodobne wiry Nielsena-Olesena skoncentrowane wokół linii w przestrzeni. W trzech wymiarach są cząstkopodobne monopole magnetyczne 't Hoofta-Polyakova, skoncentrowane wokół jakiegoś punktu w przestrzeni. Natomiast w czterowymiarowej przestrzeni mamy instantony, które są zdarzeniopodobnymi konfiguracjami pól tzn. są skoncentrowane wokól punktu czasoprzestrzeni.

Na przestrzeni lat instantony zostały odkryte w wielu teoriach, począwszy od nieabelowych teorii cechowania (Model Standardowy) a kończąc na teoriach supersymetrycznych, grawitacji i teorii strun. Instantony QCD pozwoliły rozwiązać problem naruszenia symetrii aksjalnej $U(1)_A$, tzn. dlaczego mezony η i η' są ciężkie [9]. Być może, elektrosłabe instantony są jednym z elementów pozwalających wyjaśnić asymetrię między materią i antymaterią [5]. Najbardziej chyba spektakularny pomysł to instantony, które opisują narodziny Wszechświata [37].

Chociaż istnieje szereg świetnych prac przeglądowych poświęconych instantonom (np. [8, 38–42]) i podręczników teorii pola, w których omawiane są te zagadnienia (np. [36, 43–47]), to wyjaśnić co to są instantony w sposób zwięzły i jasny jest niezmiernie trudno. Jak napisał J. D. Bjorken: *The instanton, something not easy to explain even at length...* [48]. W przygotowaniu tego rozdziału, w którym próbuję wyjaśnić co to są instantony korzystałem z pracy Forkela [40], Dyakonova [39] i Shifmana [42], jak również z referatów wygłoszonych przez A. Ringwalda [49] i F. Schremppa [50].

2.1 Instantony w teorii Yanga-Millsa

A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. A. Schwartz i Y. S. Tyupkin [2] zgodnie z wcześniejszą sugestią jednego z autorów [51] szukali rozwiązań równań Yanga-Millsa w czterowymiarowej przestrzeni euklidesowej w postaci długozasięgowych pól A_μ, które minimalizują działanie Yanga-Millsa S i dla których działanie jest skończone, $S(A) < \infty$.

Lagrangian dla pól cechowania w teorii Yanga-Millsa (bez fermionów) w czasoprzestrzeni euklidesowej można wyrazić jako:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4g^2} G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \quad , \tag{2.1}$$

gdzie

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu \tag{2.2}$$

jest tensorem natężenia pola ze stałą sprzężenia g, f^{abc} są stałymi struktury grupy cechowania (przyjmujemy dla prostoty $SU(2)$), a A^a_μ są polami cechowania ($a = 1, 2, 3$). Wprowadzając tensor dualny $\tilde{G}^a_{\mu\nu}$ do tensora $G^a_{\mu\nu}$:

$$\tilde{G}^a_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G^a_{\alpha\beta} \tag{2.3}$$

gdzie $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ jest całkowicie antysymetrycznym tensorem Levi-Civita($\epsilon_{1234} = 1$) oraz ładunek topologiczny(zwany również indeksem Pontryagina):

$$Q = \frac{1}{32\pi^2} \int d^4x \, G^a_{\mu\nu} \tilde{G}^a_{\mu\nu} \quad , \tag{2.4}$$

można klasyczne działanie:

$$S = \int d^4x \, \mathcal{L} = \frac{1}{4g^2} \int d^4x \, G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \quad , \tag{2.5}$$

wyrazić jako

$$S = \left(\frac{1}{8g^2} \int d^4x \, (G^a_{\mu\nu} \pm \tilde{G}^a_{\mu\nu})^2 \right) \mp \frac{8\pi^2}{g^2} Q \quad . \tag{2.6}$$

Z żądania, aby działanie (2.5) było skończone wynika, że $G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu}$ musi znikać w nieskończoności, tzn. na powierzchni trójwymiarowej sfery o promieniu $R = |x| = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2} \to \infty$ tensor natężenia pola znika szybciej niż $1/R^2$

$$G^a_{\mu\nu}(R) \to 0 + \mathcal{O}(R^{-3}) \quad . \tag{2.7}$$

Zwykle rozumie się przez to, że pole cechowania znika w nieskończoności tj.

$$A_\mu \to 0, \text{ dla } R \to \infty \quad . \tag{2.8}$$

Jednakże z punktu widzenia transformacji cechowania

$$A_\mu \to U(x) A_\mu U^{-1}(x) + iU(x) \partial_\mu U^{-1}(x) \tag{2.9}$$

ten warunek jest zbyt restrykcyjny. Warunek (2.7) wymaga jedynie, aby pole A_μ dążyło do konfiguracji

$$A_\mu \to iU(x) \partial_\mu U^{-1}(x), \text{ dla } R \to \infty \quad . \tag{2.10}$$

O takim polu mówi się, że jest ,,czystym cechowaniem''(*pure gauge*).

Ładunek topologiczny Q można wyrazić jako całkę z pochodnej zupełnej

$$Q = \frac{1}{32\pi^2}\int d^4x\, G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^a_{\mu\nu} = \int d^4x\, \partial_\mu K_\mu = \int d\sigma_\mu\, K_\mu \quad , \tag{2.11}$$

gdzie K_μ jest tzw. prądem Cherna-Simonsa:

$$K_\mu = \frac{1}{16\pi^2}\epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\left(A^a_\alpha\partial_\beta A^a_\gamma + \frac{1}{3}f^{abc}A^a_\alpha A^b_\beta A^c_\gamma\right) \quad . \tag{2.12}$$

Jak widać, ładunek topologiczny zależy tylko od własności pól na sferze dla $R \to \infty$. Można pokazać, że dla $A_\mu = iU\partial_\mu U^{-1}$ ładunek topologiczny Q jest liczbą całkowitą Ponadto, wprowadzając ładunek N_{cs}. związany z prądem K_μ:

$$N_{cs} = \int d^3x K_4 \tag{2.13}$$

zwanym liczbą Cherna-Simonsa, można ładunek topologiczny wyrazić jako różnicę liczb Cherna-Simonsa charakteryzujących pola dla $t = \pm\infty$:

$$Q = \int d^4x\, \partial_\mu K_\mu = \int d^4x \left(\partial_4 K_4 + \nabla\vec{K}\right) = \int dt \frac{d}{dt}\int d^3x K_4 \tag{2.14}$$

czyli

$$Q = \Delta N_{cs} = N_{cs}(t=+\infty) - N_{cs}(t=-\infty) \quad . \tag{2.15}$$

Z formuły (2.6) wynika, że pola minimalizujące działanie S muszą spełniać równanie samodualności

$$G^a_{\mu\nu} = \pm\tilde{G}^a_{\mu\nu} \quad , \tag{2.16}$$

z warunkiem brzegowym (2.10), przy czym znak plus musi być wybrany dla dodatnich Q (instantony), a znak minus dla ujemnych Q (antyinstantony). Wtedy minimalne działanie jest równe

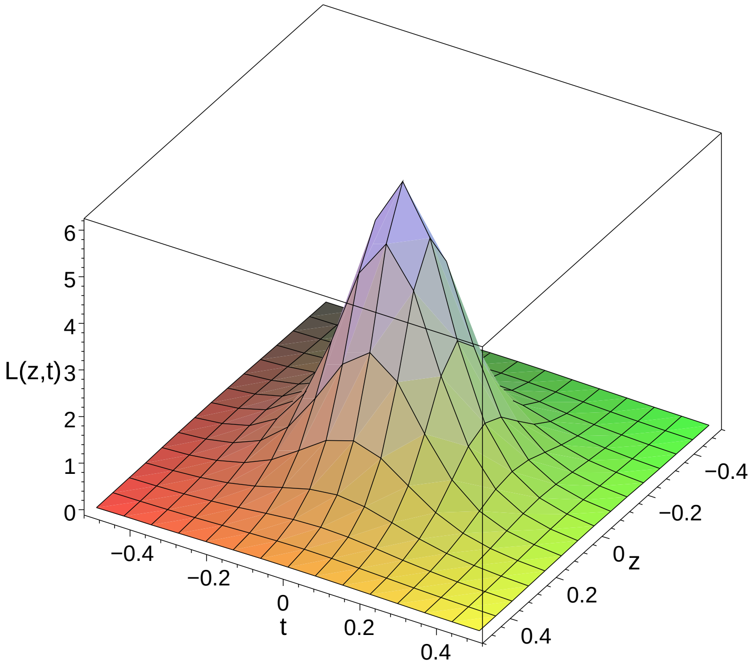
$$S = \frac{8\pi^2}{g^2}|Q| \quad . \tag{2.17}$$

Rozwiązanie dla $Q = 1$ zostało znalezione po raz pierwszy przez Belavina i współpracowników [2] i w notacji 't Hoofta ma postać [1]:

$$A^a_\mu(x) = 2\frac{\eta_{a\mu\nu}x_\nu}{x^2+\rho^2} \quad , \tag{2.18}$$

gdzie $\eta_{a\mu\nu}$ jest tzw. symbolem 't Hoofta,[1] a odpowiadająca mu gęstość lagrangianu jest dana przez

$$\mathcal{L} \sim \frac{\rho^4}{(x^2+\rho^2)^4} \quad . \tag{2.20}$$



Rysunek 2.1: Gęstość lagrangianu dla instantonu w dwóch wymiarach 1+1 [52].

Na rysunku 2.1 pokazano gęstość lagrangianu w dwóch wymiarach $1+1$ tj. jeden wymiar przestrzenny plus czas. Widać, że gęstość lagrangianu zachowuje się jak $1/x^8$ i jest wyraźnie zlokalizowana w przestrzeni i czasie, chociaż samo pole jest długozasięgowe i zachowuje się jak $A_\mu \sim 1/x$.

Klasyczne rozwiązanie instantonowe ma pewną liczbę stopni swobody zwanych współrzędnymi kolektywnymi. W przypadku $SU(2)$, rozwiązanie jest scharakteryzowane przez rozmiar instantonu ρ, pozycję instantonu w przestrzeni oraz trzy parametry określające orientację instantonu w przestrzeni parametrów grupy cechowania.

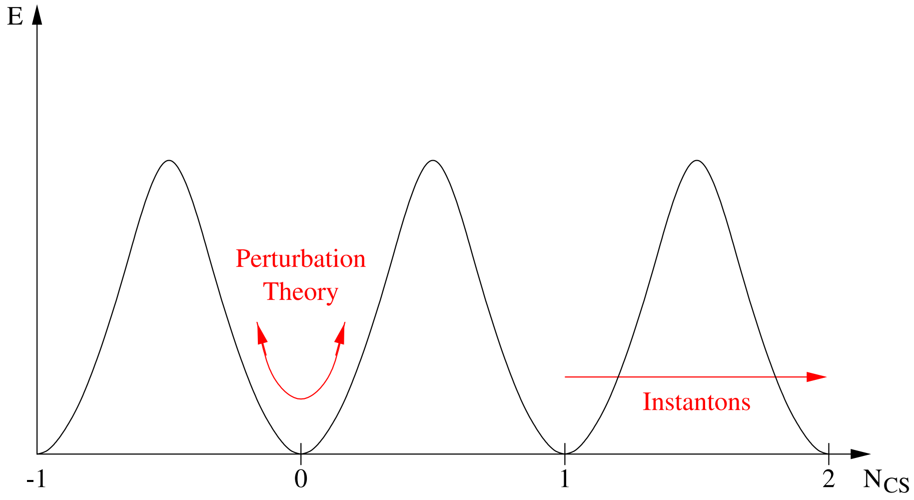
Interpretacja fizyczna rozwiązań instantonowych jest związana ze strukturą próżni. Okazuje się, że w nieabelowych teoriach cechowania próżnia ma skomplikowaną strukturę. Energia potencjalna pól cechowania w zależności od liczby Cherna-Simonsa N_{CS} jest periodyczna (rys. 2.2). Minima odpowiadające stanowi próżni pojawiają się dla wartości całkowitych N_{CS} i odpowiadają konfiguracji pól cechowania bedącymi czystym cechowaniem. Chociaż próżnia jest energetycznie zdegenerowana ($E=0$), to każde minimum topologicznie jest różne, to znaczy danej konfiguracji pól odpowiadającej jednemu minimum nie można otrzymać z konfiguracji pól odpowiadającej innemu minimum stosując serię infinitezymalnych transformacji cechowania. Instantony powodują

---

[1] Symbol 't Hoofta jest zdefiniowany jako:

$$\eta_{a\mu\nu} = \begin{cases} \epsilon_{a\mu\nu} & a,\ \mu,\ \nu{=}1,\ 2,\ 3, \\ \delta_{a\mu} & \nu = 4, \\ -\delta_{a\nu} & \mu = 4, \\ 0 & \mu = \nu = 4 \end{cases} \tag{2.19}$$

Symbol $\bar{\eta}_{a\mu\nu}$ otrzymuje się przez zmianę znaku w dwóch środkowych wyrażeniach.



Rysunek 2.2: Energia potencjalna pól cechowania w teorii Yanga-Millsa w funkcji liczby Cherna-Simonsa N_{CS}.

zjawisko tunelowania z jednego minimum do drugiego tzn. z jednego stanu próżni do innego stanu próżni. Zwykła teoria perturbacyjna opisuje zjawiska wokoło jednego minimum $N_{CS} = 0$. Przejście stanu próżni z $N_{CS} = 0$ do $N_{CS} = 1$ powoduje instanton o ładunku topologicznym $Q = \Delta N_{CS} = 1$. Przejście tunelowe w przeciwnym kierunku powodują antyinstantony o $Q = \Delta N_{CS} = -1$.

Fizycznie o instantonach można myśleć w dwojaki sposób: z jednej strony w czasoprzestrzeni Minkowskiego jest to *proces tunelowania* w czasie („zdarzenie"), z drugiej strony jest to zlokalizowana *pseudocząstka* w przestrzeni euklidesowej.

2.2 Fermiony i efekty instantonów

Rozwiązanie instantonowe pojawia się przy rozpatrywaniu tylko pola cechowania. Wprowadzenie bezmasowych fermionów do lagrangianu Yanga-Millsa w tle pola instantonowego (*instanton background field*) prowadzi do drastycznych konsekwencji. W swojej pionierskiej pracy 't Hooft pokazał, że procesowi tunelowania związanemu z instantonami towarzyszy niezachowanie pewnych liczb kwantowych, które są zachowane w zwykłych procesach perturbacyjnych [1].

Prąd aksjalny jest anomalny (anomalia Adlera-Bella-Jackiwa) tj.

$$\partial_\mu j^5_\mu = \frac{n_f}{16\pi^2} G^a_{\mu\nu} \tilde{G}^a_{\mu\nu} \quad , \tag{2.21}$$

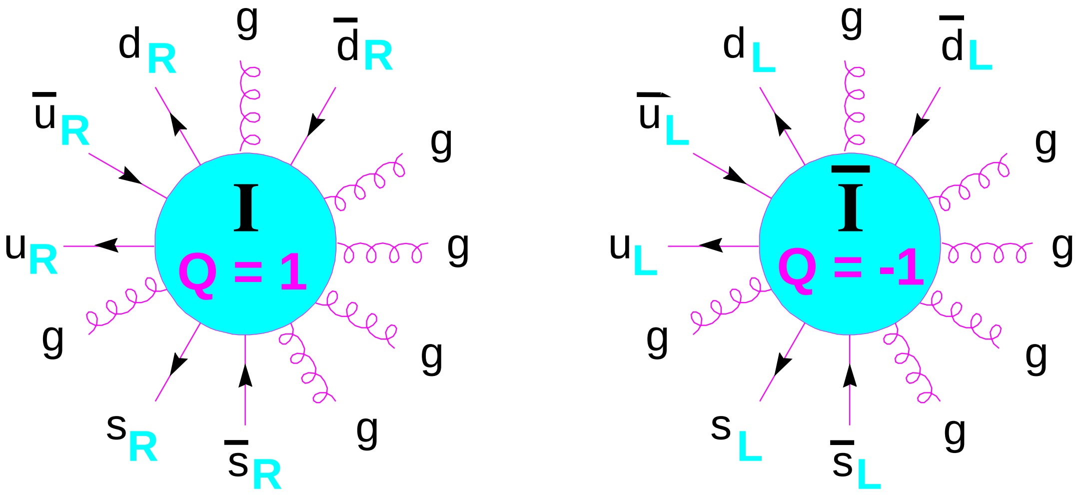
gdzie $j^5_\mu = \bar{q}\gamma_\mu\gamma_5 q$ ($q = (u, d, s, ...)$ jest prądem aksjalnym i n_f jest liczbą zapachów aktywnych kwarków. Całkując to wyrażenie stronami i uwzględniając definicję ładunku topologicznego (2.4) otrzymujemy :

$$\Delta Q_5 = 2 n_f Q \quad , \tag{2.22}$$

gdzie po prawej stronie mamy zmianę ładunku aksjalnego, który jest równy różnicy między liczbą prawo- i lewoskrętnych fermionów

$$Q_5 = \#(f_R + \bar{f}_R) - \#(f_L + \bar{f}_L) \quad . \tag{2.23}$$

Tak więc, w przypadku chromodynamiki kwantowej, instantony powodują, że chiralność nie jest zachowana dla każdego zapachu kwarku. 't Hooft pokazał, że procesowi tunelowania towarzyszą źródła fermionów/antyfermionów o ustalonej skrętności: prawoskrętne dla instantonów i lewoskrętne dla antyinstantonów (Rys. 2.3).



Rysunek 2.3: Instantony ($Q = 1$) i antyinstantony ($Q = -1$) powodują łamanie chiralności zgodnie z regułą wyboru $\Delta Q_5 = 2n_f Q$ [52].

Podobnie rozważając prądy leptonowe i barionowe w przypadku oddziaływań elektrosłabych otrzymujemy niezachowanie liczby barionowej i leptonowej zgodnie z regułą wyboru:

$$\Delta L = \Delta B = -n_{gen} Q \quad , \tag{2.24}$$

czyli

$$\Delta(B + L) = -2n_{gen} Q \quad , \tag{2.25}$$

gdzie n_{gen} jest liczbą generacji kwarków i leptonów. Na rysunku 2.4 pokazano przykładowe procesy z udziałem instantonów w teorii odziaływań elektrosłabych oraz w QCD.

Przekrój czynny na procesy instantonowe można oszacować korzystając z wartości minimalnego działania (2.17) dla ładunku topologicznego $Q = 1$:

$$\sigma \sim |e^{-S}|^2 = e^{-\frac{16\pi^2}{g^2}} = e^{-\frac{4\pi}{\alpha}} \quad , \tag{2.26}$$

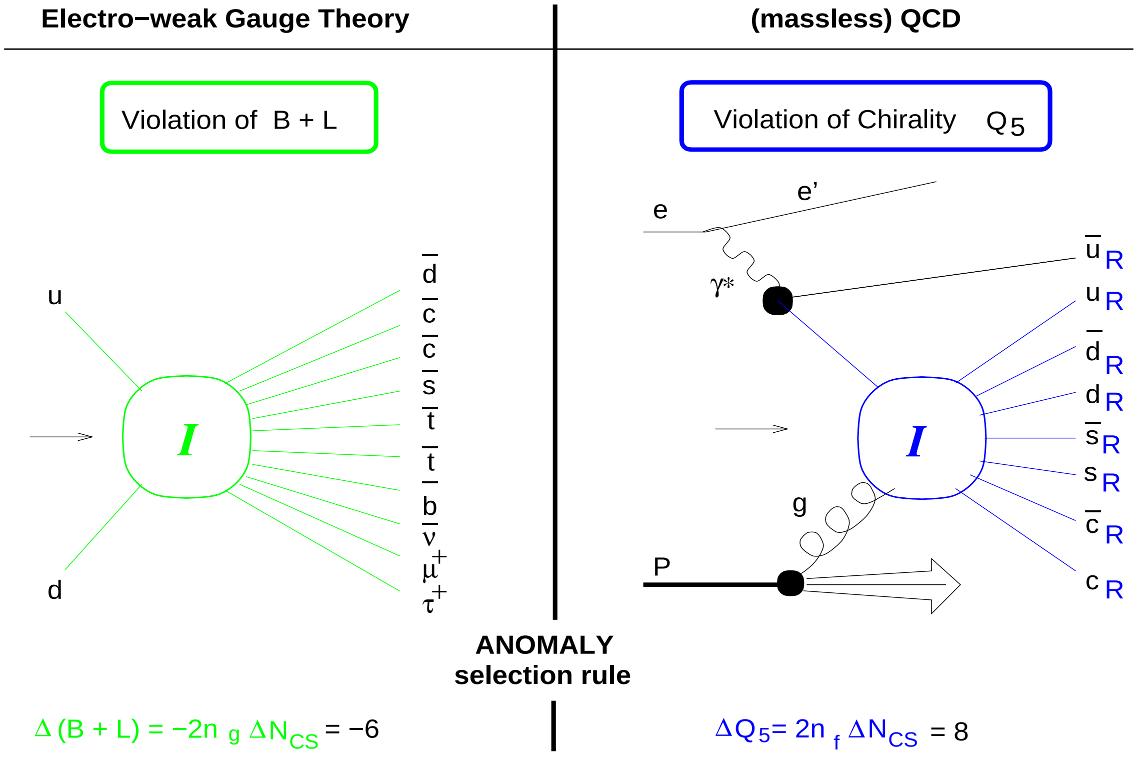
gdzie α jest odpowiednią stałą sprzężenia dla oddziaływań elektrosłabych (α_w) lub silnych (α_s). W przypadku oddziaływań elektrosłabych efekt łamania liczby barionowej i leptonowej $B + L$ jest bardzo silnie tłumiony przez czynnik [2] $\sim 10^{-164}$ i praktycznie jest niemożliwy do zaobserwowania. Najnowsze obliczenia przekroju czynnego dla instantonów w oddziaływaniach elektosłabych i dyskusja dotycząca możliwości ich

---

[2] $\alpha_w = e^2/4\pi \sin^2\Theta_w$ i przyjmując wartość elektromagnetycznej stałej sprzężenia $1/137$ oraz kąt mieszania oddziaływań elektrosłabych $\sin^2\Theta_w = 0.22$.

obserwacji na przyszłych akceleratorach lub w oddziaływaniach promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach są przedstawione w rozdziale 9.4.

W przypadku oddziaływań silnych tłumienie jest mniejsze (stała sprzężenia jest większa). W szczególności rozpraszanie głęboko nieelastyczne daje wyjątkową możliwość badania efektów instantonów, co jest przedstawione bardziej szczegółowo w następnym rozdziale.



Rysunek 2.4: Przykład anomalnych procesów z udziałem instantonów w oddziaływaniach elektrosłabych i QCD. Po lewej stronie: niezachowanie liczby barionowej i leptonowej $B + L$ w elektrosłabym procesie rozpraszania kwarków $q + q \to 7\bar{q} + 3\bar{l}$. Po prawej stronie: zmiana ładunku chiralnego w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym w reakcji fuzji fotonowo-gluonowej $\gamma^* + g \to n_f(q_R + \bar{q}_R)$ [53].

Rozdział 3

Fenomenologia procesów z udziałem instantonów QCD

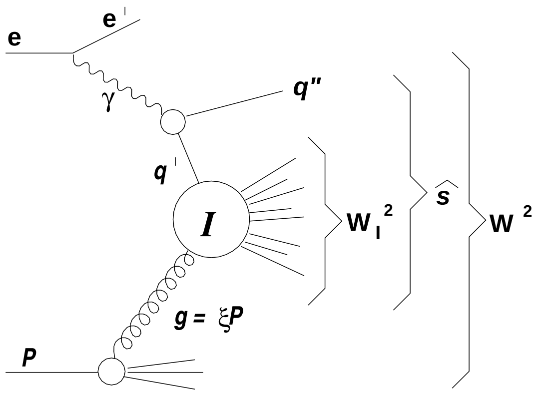
Teoria i fenomenologia procesów instantonowych w DIS na akceleratorze HERA zostały opracowane przez Ringwalda i Schremppa w latach 90-tych ubieglego stulecia [13, 15–19]. W ramach ich *perturbacyjnej teorii instantonowej* dominujący proces instantonowy pojawia się w fuzji fotonowo-gluonowej (γg) jak przedstawiono schematycznie na rysunku 3.1. Charakterystyczne cechy przypadków instantonowych wynikają z następującej podstawowej reakcji:

$$\gamma^* + g \overset{(I)}{\to} \sum_{n_f} (q_R + \bar{q}_R) + n_g \, g, \quad (I \to \bar{I}, R \to L), \tag{3.1}$$

gdzie g, q_R ($\bar{q}_R$) oznaczają gluony, prawoskrętne kwarki (antykwarki), n_f jest liczbą zapachów kwarków i n_g jest liczbą produkowanych gluonów. Prawoskrętne kwarki są produkowane w procesach z udziałem instantonów I, a lewoskrętne kwarki są produkowane w procesach z udziałem antyinstantonów ($\bar{I}$). Stan końcowy związany z instantonami lub antyinstantonami może być rozróżniony przez skrętność kwarków. To łamanie chiralności jest podstawową cechą procesów instantonowych. Jednakże wykorzystanie tej własności eksperymentalnie jest niezmiernie trudne. Oba procesy, instantonowy i antyinstantonowy zostały uwzględnione w obliczeniach przekroju czynnego.

Jak pokazano na rysunku 3.1, jeden z partonów zachowuje się jak kwark prądowy (dżet prądowy), a pozostałe $2n_f - 1$ kwarków i antykwarków jest emitowana izotropowo, bezpośrednio z obszaru instantonu. Dodatkowo jest emitowana pewna liczba gluonów o średniej wartości $\langle n_g \rangle \sim \mathcal{O}(1/\alpha_s) \sim 3$.

Krotność produkowanych hadronów i ich energie silnie zależą od energii W_I dostępnej w subprocesie instantonowym, którą można wyrazić przez zmienne kinematyczne Q'^2 i x' (Rys. 3.1). Zmienne te opisujące kinematykę subprocesu instantonowego są zdefiniowane analogicznie do zmiennych Bjorkena x i Q^2. Znajomość rozkładów tych zmiennych jest nieodzowna dla poprawnego opisu hadronowego stanu końcowego. Te rozkłady mogą być wyliczone w ramach perturbacyjnej teorii instantonowej [15, 16] dla dużych wartości Q'^2 i x'.



Zmienne DIS:
$s = (e + P)^2$
$Q^2 = -\gamma^2 = -(e - e')^2$
$x = Q^2 / \, (2P \cdot \gamma)$
$y = Q^2 / \, (s \; x)$
$W^2 = (\gamma + P)^2 = Q^2 (1 - x)/x$
$\hat{s} = (\gamma + g)^2$
$\xi = x \; (1 + \hat{s}/Q^2)$

Zmienne subprocesu instantonowego I:
$Q'^2 \;\equiv -q'^2 = -(\gamma - q'')^2$
$x' \equiv Q'^2 \; / \; (2 \; g \cdot q')$
$W_I^2 \equiv (q' + g)^2 = Q'^2 \; (1 - x' \;)/x'$

Rysunek 3.1: Zmienne kinematyczne dla dominującego procesu instantonowego w DIS. Wirtualny foton o czteropędzie $\gamma = e - e'$, emitowany przez padający pozyton e,wchodzi w reakcję fuzji z gluonem (czteropęd g) wyemitowanym z protonu (czteropęd P). Gluon niesie ułamek ξ pędu podłużnego protonu. Wchodzący wirtualny kwark do subprocesu instantonowego ma czteropęd q', a wychodzący kwark (= *kwark prądowy*) z procesu rozszczepienia fotonu ma czteropęd q''. W_I jest masą niezmienniczą układu kwark-gluon ($q'g$), a W jest masą niezmienniczą hadronowego stanu końcowego (układ γP). $\hat{s}$ jest kwadratem niezmienniczej masy układu γg.

3.1 Przekrój czynny

Przekrój czynny na procesy instantonowe w niespolaryzowanych zderzeniach ep może być wyrażony [15,16] jako:

$$\frac{d\sigma_{eP}^{(I)}}{dx' \, dQ'^2} \simeq \frac{d\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}}{dx' \, dQ'^2} \cdot \sigma_{q'g}^{(I)}(Q', x'), \tag{3.2}$$

gdzie różniczkowa świetlność $d\mathcal{L}_{p'p}^{(I)}$ odpowiada liczbie zderzeń $q'g$ na jedno zderzenie ep, a $\sigma_{q'g}^{(I)}$ jest całkowitym przekrojem czynnym dla subprocesu instantonowego:

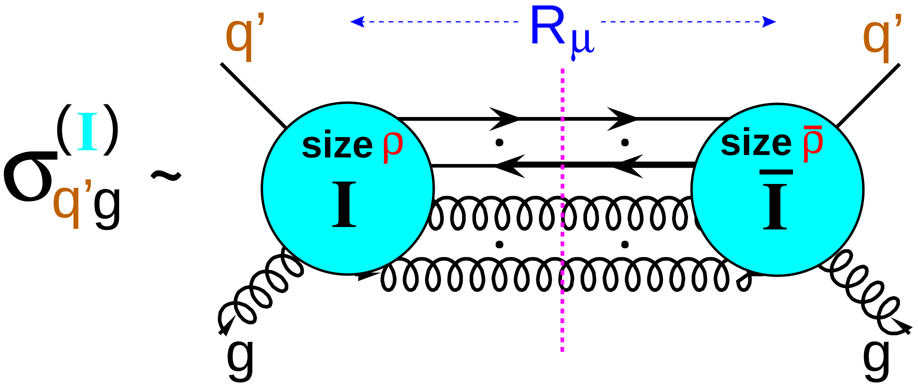
$$q' + g \overset{(I,\bar{I})}{\to} X \tag{3.3}$$

i zawiera zasadniczą dynamikę instantonową.

Różniczkowa świetlność:

$$\frac{d\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}}{dx' \, dQ'^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{S} \frac{e_{q'}^2}{x'^2} \int\limits_{x\,\mathrm{min}}^{x'} \frac{dx_{\gamma g}}{x_{\gamma g}} \int\limits_{x\,\mathrm{min}}^{x_{\gamma g}} \frac{dx}{x} \int\limits_{y\,\mathrm{min}}^{y\,\mathrm{max}} \frac{dy}{y} \, P_{\gamma^*}(y) \, P_{q'}^{(I)}(\frac{x_{\gamma g}}{x'}, \ldots) \, f_g(\frac{x}{x_{\gamma g}}, \ldots) \tag{3.4}$$

ma strukturę konwolucji gęstości gluonów w protonie $f_g(x/x_{\gamma g}, \ldots)$, strumienia fotonów γ^* typu Weizsäckera-Williamsa $P_{\gamma^*}(y)$ oraz strumienia kwarków (antykwarków) $P_{q'}^{(I)}(x_{\gamma g}/x', \ldots)$ w tle instantonowym. S ($\simeq 9 \cdot 10^4$ GeV^2 dla akceleratora HERA) jest kwadratem energii w układzie środka masy zderzeń eP, $e_{q'}^2$ jest kwadratem ładunku elektrycznego kwarku prądowego (w jednostkach kwadratu ładunku elektrycznego $e^2 = 4\pi\alpha$). Całkowanie jest po zmiennych Bjorkena x i y oraz po zmiennej $x_{\gamma g}$ zdefiniowanej dla układu γg analogicznie do x tj. $x_{\gamma g} = Q^2/\left(2g \cdot \gamma\right) = x/\xi$.



Rysunek 3.2: Obliczenie przekroju czynnego $\sigma_{q'g}^{(I)}$ z zastosowaniem twierdzenia optycznego [54].

Całkowity przekrój czynny dla subprocesu instantonowego:

$$\sigma_{q'g}^{(I)}(x', Q'^2) = \int d^4R\, e^{i(g+q')\cdot R} \int_0^\infty d\rho \int_0^\infty d\bar{\rho}\, e^{-(\rho+\bar{\rho})Q'} D(\rho)D(\bar{\rho}) \;\ldots\; e^{-\frac{4\pi}{\alpha_s(\mu_r)}\Omega(R^2/\rho\bar{\rho},\bar{\rho}/\rho)} \tag{3.5}$$

można wyliczyć całkując po kolektywnych współrzędnych tj. po rozmiarze instantonów (antyinstantonów) ρ ($\bar{\rho}$) i odległości instanton-antyinstanton R_μ. Rys. 3.2 ilustruje obliczenie przekroju czynnego korzystając z twierdzenia optycznego i pokazuje znaczenie współrzędnych kolektywnych. Dla prostoty, wzór na przekrój czynny (3.5) podano już po wykonaniu całkowania po względnej orientacji koloru instanton-antyinstanton oraz pominięto kilka części w wyrażeniu podcałkowym. $D(\rho)$ i $D(\bar{\rho})$ są rozkładami rozmiarów instantonów i antyinstantonów, które są wyliczalne w perturbacyjnej teorii instantonowej [1] dla $\alpha_s(\mu_r)\ln(\rho\,\mu_r) \ll 1$, gdzie $\alpha_s(\mu_r)$ jest silną stałą sprzężenia dla skali renormalizacyjnej μ_r i $N_C = 3$ dla QCD [1, 55, 56]:

$$D(\rho) = d\left[\frac{2\pi}{\alpha_s(\mu_r)}\right]^{2N_c} e^{-\frac{2\pi}{\alpha_s(\mu_r)}} \frac{(\mu_r\rho)^{\frac{11}{3}N_C - \frac{2}{3}n_f + \mathcal{O}(\alpha_s)}}{\rho^5}, \tag{3.6}$$

gdzie d jest znaną stałą zależną od schematu renormalizacji.

Funkcja $\Omega(R^2/\rho\bar{\rho}, \bar{\rho}/\rho)$ opisuje oddziaływanie $I\bar{I}$ związane z resumacją bozonów pośredniczących w stanie końcowym ($-1 < \Omega(R^2/\rho\bar{\rho}, \bar{\rho}/\rho) \lesssim 0$). Jest ona wyliczalna w perturbacyjnej teorii instantonowej formalnie dla $R^2/\rho\bar{\rho} \gg 1$. Dla ogólnej teorii cechowania o symetrii $SU(N_C)$ i stałej sprzężenia α, wyrażenia (3.5) i (3.6) dają jakościowe zachowanie przekroju czynnego:

$$\sigma_{q'g}^{(I)} \sim \left[\frac{2\pi}{\alpha}\right]^{4N_C} e^{-\frac{4\pi}{\alpha}(1+\Omega)}. \tag{3.7}$$

Ze wzoru (3.7) wynika, że przy braku efektów pochodzących od bozonów pośredniczących w stanie końcowym (tj. $\Omega = 0$), efekty instantonowe w przypadku oddziaływań elektrosłabych (stała sprzężenia $\alpha_w \approx 0.033$) są silnie tłumione w przeciwieństwie do QCD (stała sprzężenia $\alpha_s \approx 0.18 - 0.3$ dla skali $Q^2 \approx 4 - 100$ GeV^2 [57]):

$$\left[\frac{2\pi}{\alpha_s}\right]^{12} e^{-\frac{4\pi}{\alpha_s}} \approx 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-12} \quad \gg \quad \left[\frac{2\pi}{\alpha_w}\right]^{8} e^{-\frac{4\pi}{\alpha_w}} \approx 7 \cdot 10^{-148}. \tag{3.8}$$

Tak więc, efekt łamania $B+L$ w oddziaływaniach elektrosłabych jest raczej niemożliwy do obserwacji eksperymentalnie, chyba, że eksponencjalne tłumienie zostanie zniwelowane przez emisję wielkiej liczby bozonów pośredniczących w stanie końcowym [58], tj. $(1+\Omega) \approx 0$. W przypadku QCD spodziewane jest, że gluony w stanie końcowym dają umiarkowaną poprawkę. W konsekwencji wyliczony przekrój czynny w znacznie mniejszym stopniu zależy od resumacji gluonów w stanie końcowym.

Rozkład rozmiarów instantonów (3.6) zachowuje się potęgowo:

$$D(\rho) \sim \rho^{6-2/3n_f+\mathcal{O}(\alpha_s)} \tag{3.9}$$

i w ogólności całka po ρ ($\bar{\rho}$) jest rozbieżna dla dużych ρ ($\bar{\rho}$). Jednakże w przypadku rozpraszania głęboko nieelastycznego czynnik eksponencjalny $e^{-(\rho+\bar{\rho})Q'}$ pojawiający sie w formule (3.5) zapewnia zbieżność całki. Efektywnie, dla dostatecznie dużych Q'^2 tylko instantony o małych rozmiarach dają wkład do przekroju czynnego. Dzięki temu przekrój czynny jest możliwy do policzenia dla procesów instantonowych w DIS [15].

Rozkłady ρ i R/ρ mogą być wyliczone w ramach nieperturbacyjnych symulacji próżni QCD na siatkach w tzw. przybliżeniu wystudzenia (*quenched*). Porównując wyniki perturbacyjnej teorii instantonowej z wynikami otrzymanymi z symulacji na siatkach znaleziono granice stosowalności instantonowej teorii perturbacyjnej [16, 17, 20]. Ograniczenia w obszarze (ρ,R/ρ) mogą być przetransformowane na granice zmiennych (Q'^2, x') [16, 20]:

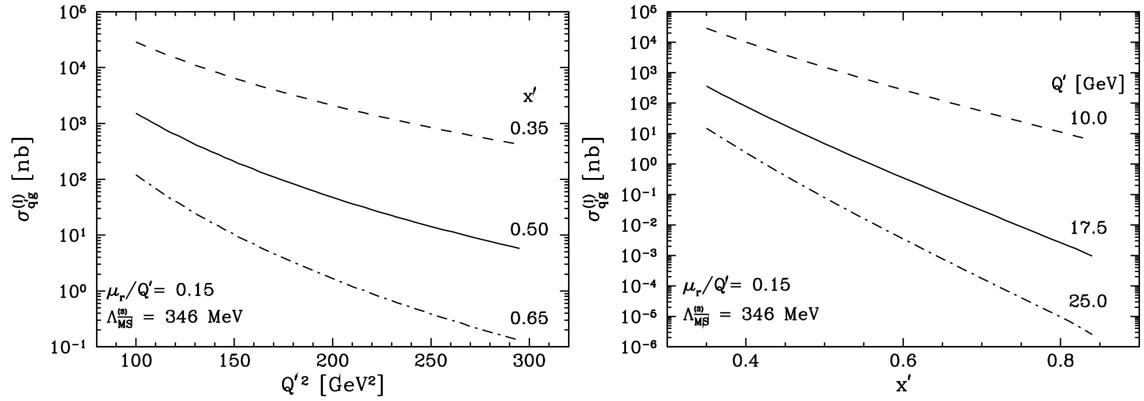
$$\left.\begin{array}{ll} \rho \lesssim \rho_{\max} & \approx 0.35\,\mathrm{fm} \\ \dfrac{R}{\rho} \gtrsim \left(\dfrac{R}{\rho}\right)_{\min} & \approx 1.05 \end{array}\right\} \Rightarrow \left\{\begin{array}{lll} Q'^2 \geq \left(30.8\Lambda_{\overline{\mathrm{MS}}}^{n_f=3}\right)^2 & \approx 113\ \mathrm{GeV}^{\ 2} & , \\ \qquad x' & \gtrsim \qquad 0.35 & , \end{array}\right. \tag{3.10}$$

gdzie $\Lambda_{\overline{MS}}^{n_f}$ jest skalą QCD w schemacie renormalizacji $\overline{MS}$ dla liczby zapachów n_f.

Przekrój czynny dla subprocesu instantonowego $\sigma_{q'g}^{(I)}(x', Q'^2)$ silnie zależy od zmiennych kinematycznych x' i Q'^2 (Rys.3.3). Oszacowania przekroju czynnego dla akceleratora HERA zebrano w tabeli 3.1. Główna niepewność w oszacowaniu przekroju czynnego pochodzi od silnej zależności od skali QCD $\Lambda_{\overline{\mathrm{MS}}}$.

Przekrój czynny $\sigma_{\mathrm{HERA}}^{(I)} \approx 89_{-15}^{+18}$ pb maleje do wartości

$$\sigma_{\mathrm{HERA}}^{(I)} = 29_{-7.5}^{+10}\ \mathrm{pb} \tag{3.11}$$



Rysunek 3.3: Zależność przekroju czynnego $\sigma^{(I)}_{q'g}$ od zmiennych kinematycznych x' i Q'^2 [21].

po dodatkowym cięciu $Q^2 > Q'^2_{\rm min} \approx 113$ GeV ^{2}, które jest zalecane w celu zredukowania niepewności w obliczeniach teoretycznych pochodzących z pominięcia tzw. diagramów nieplanarnych, które są trudne do obliczenia teoretycznie i uwzględnienia w programie Monte Carlo.

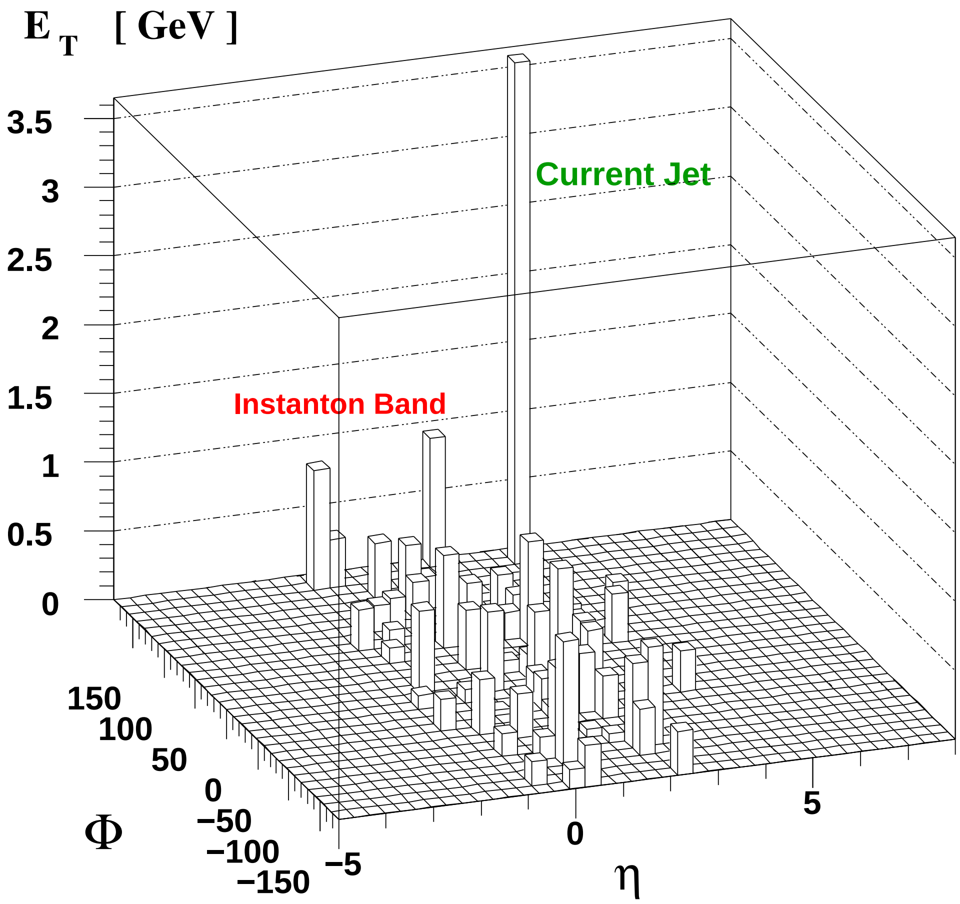
W obszarze kinematycznym wybranym do analizy danych tj. dla kąta polarnego rozproszonego pozytonu $\theta_e > 156^\circ$, $0.1 < y < 0.6$, $x > 10^{-3}$ i $10 \lesssim Q^2 < 100$ GeV^2, przekrój czynny otrzymany z programu Monte Carlo QCDINS[1] [21] (rozdział 4.2) wynosi $\sigma^{(I)}_{\rm HERA} = 43$ pb.

	PDG [60] '96	PDG [57] '98	PDG [57] '98
$\alpha_s(M_Z)$	0.113 (DIS!)	0.119 ± 0.002	0.119 ± 0.002
$\Lambda^{(3)}_{\overline{\rm MS}}$ [MeV]	260^{+66}_{-64}	346^{+31}_{-29}	346^{+31}_{-29}
Cuts	$Q' \geq 8$ GeV	$\frac{Q'}{\Lambda^{(n_f)}_{\overline{\rm MS}}} \geq 30.8$	$\frac{(Q,Q')}{\Lambda^{(n_f)}_{\overline{\rm MS}}} \geq 30.8$
	$x' \gtrsim 0.35,\ x_{\rm Bj} \geq 10^{-3},\ 0.1 \leq y_{\rm Bj} \leq 0.9$		
$\sigma^{(I)}_{\rm HERA}$ [pb]	126^{+300}_{-100}	89^{-15}_{+18}	$29^{-7.5}_{+10}$

Tablica 3.1: Przekrój czynny dla procesów instantonowych dla akceleratora HERA $\sigma^{(I)}_{\rm HERA}$ i jego niepewności pochodzące od $\delta\,\Lambda_{\overline{\rm MS}}$. Ostatnia kolumana pokazuje zależność przekroju czynnego od dodatkowego cięcie $Q^2 > Q'^2_{\rm min} \approx 113$ GeV ^{2}. Tabela wzięta z [59].

---

[1] Teoretyczne niepewności związane z nieplanarnymi diagramami nie są uwzględnione. Jednakże obserwable użyte w analizie do obliczenia górnej granicy przekroju czynnego są raczej nieczułe na te niepewności [20].



Rysunek 3.4: Topologia przypadku instantonowego w hadronowym układzie środka masy jako rozkład energii poprzecznej wyprodukowanych hadronów w przedziałach $\eta - \phi$, gdzie η jest pseudorapidity, a ϕ jest kątem azymutalnym.

3.2 Przewidywane własności przypadków instantonowych

Przewidywany przekrój czynny jest dostatecznie duży, aby szukać przypadków instantonowych w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym na akceleratorze HERA. Podstawowe charakterystyczne cechy takich przypadków to:

- Łamanie chiralności.

- Zapachowa demokracja, tzn. w procesie instantonowym produkują się kwarki o wszystkich zapachach o ile kinematyka pozwala, dlatego spodziewany jest wzrost produkcji cząstek dziwnych. Mniej pewne są przewidywania związane z produkcją kwarków powabnych i pięknych.

- Pojedynczy dżet (z kwarku prądowego) o umiarkowanej energii poprzecznej.
- Izotropowa produkcja cząstek w stanie końcowym (w układzie spoczynkowym instantonu).
- Duże krotności produkowanych cząstek.
- Duża całkowita energia poprzeczna hadronowego stanu końcowego.

Przykład topologii przypadku instantonowego wysymulowanego programem Monte Carlo QCDINS pokazano na rysunku 3.4, gdzie przedstawiono energię poprzeczną hadronowego stanu końcowego w przedziałach pseudorapidity η i kąta azymutalnego ϕ mierzonych w hadronowym układzie środka masy ($\overrightarrow{\gamma} + \overrightarrow{P} = 0$, rysunek 3.1). Widać pojedynczy dżet (*current jet*) odpowiadający kwarkowi prądowemu oraz pasmo o dużej liczbie hadronów, jednorodnie rozłożonych w kącie azymutalnym pochodzących z izotropowego ,,rozpadu" instantonu w jego układzie spoczynkowym (*instanton band*). Przewidywana szerokość tego pasma w pseudorapidity jest około 2.2 [13].

Łamanie chiralności, podstawowa cecha instantonów QCD jest niezmiernie trudna do eksperymentalnego sprawdzenia, co potwierdziły wstępne badania tego problemu [61] i jak dotychczas nie znaleziono skutecznego sposobu wykorzystania tej własności.

Wydawało się, że wzrost krotności produkowanych cząstek dziwnych będzie dobrą sygnaturą przypadków instantonowych. Jednakże, badania produkcji mezonów dziwnych K^0 w oparciu o symulacje Monte Carlo pokazały, że dla dużych krotności cząstek w stanie końcowym praktycznie nie ma różnicy między spodziewaną krotnością K^0 dla przypadków instantonowych i zwykłymi przypadkami DIS [19, 62].

Rozdział 4

Symulacje Monte Carlo procesów instantonowych i standardowych DIS

Szczegółowe symulacje stanów końcowych w zderzeniach *ep* dla detektora H1 zostały wykonane dla dwóch modeli QCD opisujących standardowe procesy w DIS zaimplementowanych w programch Monte Carlo: RAPGAP(MEPS) i ARIADNE(CDM). Do symulacji procesów z udziałem instantonów użyto programu QCDINS.

4.1 Symulacja standardowych procesów DIS

Program Monte Carlo RAPGAP [63] zawiera element macierzowy QCD rzędu $\mathcal{O}(\alpha_s)$i modeluje emisję partonów w wyższych rzędach α_s wykorzystując koncept kaskady partonowej [64] opartej na równaniu DGLAP [65]w przybliżeniu wiodących logarytmów, gdzie radiacja QCD może się pojawić przed i po twardym procesie. Hadronizacja partonów została wykonana stosując model strun LUND [66] w programie JETSET [67]. Ten model Monte Carlo w dalszej części jest nazywany ,,MEPS"

W ARIADNE [68] zastosowano odmienny sposób opisu fazy perturbacyjnej. Emisja gluonów jest symulowana stosując tzw. model kolorowych dipoli (CDM-*Colour Dipole Model*) [69]. Hadronizacja jest wykonana przy pomocy programu JETSET. W dalszej części ten model Monte Carlo jest nazywany ,,CDM".

Wykorzystując program HERACLES [70] obie symulacje Monte Carlo, CDM i MEPS, uwzględniają poprawki elektromagnetyczne rzędu $\mathcal{O}(\alpha)$ do wierzchołka leptonowego, gdzie α jest elektromagnetyczną stałą sprzężenia.

Próbki DIS zostały wygenerowane używając funkcje gęstości partonów w protonie CTEQ4 [71] i zostały przeważone stosując parametryzację otrzymaną z pomiarów funkcji struktury protonu przez współpracę H1 [72].

Oba modele Monte Carlo, CDM i MEPS, były intensywnie porównywane z wynikami eksperymentalnymi i próbowano zoptymalizować parametry modeli. Jednakże nie znaleziono uniwersalnego zestawu parametrów, który pozwoliłby zadowalająco opisać wszystkie badane rozkłady hadronowych stanów końcowych [73, 74]. Ponadto, oba modele dają różne przewidywania. Tak więc są wątpliwości w jakiej mierze dostępne obecnie modele mogą opisać hadronowe stany końcowe standardowych procesów DIS, w szczególności ogony rozkładów. W prezentowanej analizie zostały użyte modele Monte Carlo z ich standardowymi wartościami parametrów.

4.2 Symulacja procesów z udziałem instantonów QCD

Pakiet Monte Carlo QCDINS [21] symuluje procesy z udziałem instantonów QCD w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym. Działa on jako generator procesów twardych, wbudowany w program Monte Carlo HERWIG [75]. Twardy proces jest traktowany zgodnie z fizycznymi założeniami wyjaśnionymi w rozdziale 3. Z wyjątkiem cięcia na Q^2, użyto standardowych wartości parametrów wersji pakietu QCDINS 2.0, które są zalecane przez autorów tj. $x' > 0.35$, $Q'^2 > 113$ GeV^2 , a liczbę zapachów przyjęto $n_f = 3$. W symulacji zostały użyte funkcje gęstości partonów w protonie CTEQ4 [71]. Przejście od partonów do obserwowanych hadronów jest wykonane zgodnie z modelem fragmentacji klastrów [76].

Wpływ na topologię hadronowego stanu końcowego ma głównie energia dostępna w twardym subprocesie instantonowym. Zostało sprawdzone, że wyciągnięte wnioski z przedstawianej tu analizy pozostają takie same w przypadku, gdy użyje się modelu strun LUND w miejsce modelu fragmentacji klastrów. Do podobnych wniosków doszli autorzy pracy [19], gdzie badano między innymi efekt zmiany wolnych parametrów modeli hadronizacji. Tak więc, w przedstawionej tu analizie zakłada się, że używane powszechnie modele hadronizacji stosują się również do opisu fragmentacji dużej liczby partonów $\mathcal{O}(10)$ produkowanych w procesach instantonowych w wąskim obszarze pseudorapidity z dużą energią poprzeczną.

Rozdział 5

Selekcja danych i strategia poszukiwań

5.1 Selekcja danych

Dane eksperymentalne użyte w analizie zostały zebrane w latach 1996-1997, kiedy zderzano pozytony o energii $E_e = 27.5$ GeV z protonami o energii $E_p = 820$ GeV. Próbka danych wykorzystana w analizie odpowiada całkowitej świetlności 21.1 pb^{-1}.

Do analizy wybrano przypadki, w których rozproszony pozyton został zarejestrowny w kalorymetrze SpaCal. Wymagano, aby energia rozproszonego pozytonu była $E'_e \geq 10$ GeV i jego kąt polarny był między 156^o i 176^o.

Dodatkowo żądano, aby spełniony był następujący warunek wynikający z prawa zachowania energii i pędu podłużnego:

$$35 \text{ GeV } < \Sigma(E - p_z) < 70 \text{ GeV} , \tag{5.1}$$

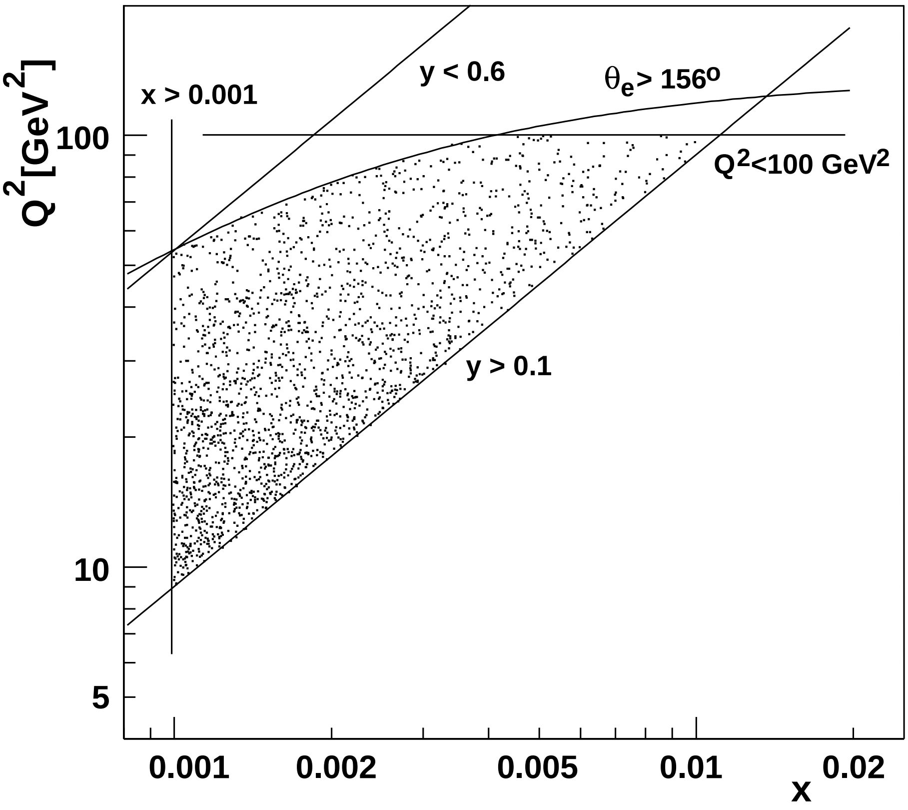
gdzie sumowanie zawiera rozproszony pozyton i wszystkie obiekty należące do końcowego stanu hadronowego. Końcowe stany hadronowe zostały zrekonstruowane z depozytów energii w kalorymetrach LArC i SpaCal oraz śladów cząstek naładowanych o małym pędzie ($0.15 < p_t < 2$ GeV) zarejestrowanych w centralnej komorze dżetowej, zgodnie z procedurą opisaną w [77]. Ponadto zrekonstruowana współrzędna z wierzchołka przypadku powinna być w obszarze ±30 cm od nominalnego punktu oddziaływań.

Zmienne kinematyczne Q^2 i x zostały zrekonstruowane wykorzystując zarejestrowany rozproszony pozyton. Wybrane przypadki DIS pokrywają przestrzeń fazową określoną przez następujące cięcia:

$$\begin{aligned} \theta_e &> 156^o \\ 0.1 < y &< 0.6 \\ x &> 10^{-3} \\ 10 \leq Q^2 &< 100 \text{ GeV }^2, \end{aligned} \tag{5.2}$$

gdzie θ_e jest polarnym kątem rozproszonego pozytonu (rysunek 5.1).

Ostatecznie inkluzywna próbka DIS zawiera około 375000 przypadków. Kształt i absolutna normalizacja rozkładów energii i kąta rozproszonego pozytonu oraz zmiennych kinematycznych x, Q^2, y są dobrze opisane przez symulacje Monte Carlo. Zanieczyszczenie próbki przypadkami, gdzie hadron w kalorymetrze SpaCal został mylnie zidentyfikowany jako pozyton jest poniżej 2%.



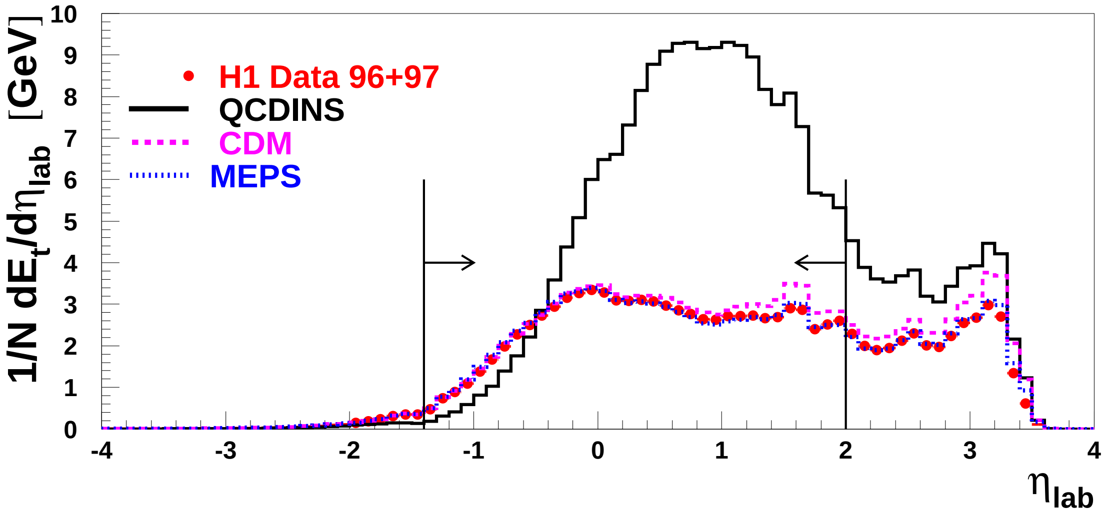
Rysunek 5.1: Wybrany obszar kinematyczny w płaszczyźnie zmiennych Q^2 i x. Odpowiednie linie pokazują cięcia kinematyczne użyte w tej analizie.

5.2 Definicja obserwabli

Obserwable użyte do rozróżnienia między przypadkami instantonowymi a przypadkami pochodzącymi od standardowych procesów DIS są oparte o hadronowe stany końcowe ograniczone do obszaru pseudorapidity [1] $-1.4 < \eta_{lab} < 2$ (rysunek 5.2). Naładowane cząstki o pędzie poprzecznym $p_t > 0.15$ GeV są wybrane z obszaru $20^o < \theta < 155^o$. Obie wielkości są mierzone w układzie laboratoryjnym. Wszystkie hadronowe stany końcowe są przetransformowane do hadronowego układu środka masy. W tym układzie szukamy dżetu przy pomocy tzw. algorytmu stożkowego (*cone algorithm*) [78,79], gdzie

---

[1] Pseudorapidity jest zdefiniowana jako $\eta = -\ln \text{tg}(\theta/2)$, gdzie θ jest kątem biegunowym liczonym względem kierunku padającego protonu (oś $+z$).



Rysunek 5.2: Rozkład energii poprzecznej w funkcji pseudorapidity w układzie laboratoryjnym. W analizie ograniczono się do obszaru zaznaczonego pionowymi liniami.

promień stożka jest:

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.5 \quad . \tag{5.3}$$

Znaleziony dżet o największej energii poprzecznej ($E_{t,Jet}$) jest użyty jako estymator czteropędu q'' kwarku prądowego (*current quark*). Wirtualność $Q^{'2}$ może być zrekonstruowana wykorzystując znaleziony dżet oraz czteropęd fotonu otrzymany z pomiaru pędu rozproszonego pozytonu. Rozmiar stożka dżetu został dobrany tak, aby zoptymalizować zdolność rozdzielczą zrekonstruowanej wirtualności $Q^{'2}$. Ta zdolność rozdzielcza wynosi około 20-30%. Rozkład zrekonstruowanej wartości $Q^{'2}$ ma duży ogon w stosunku do rozkładu prawdziwej wartości, ponieważ w około 30% przypadków dżet nie jest poprawnie zidentyfikowany. Zrekonstruowaną wirtualność $Q^{'2}$ będziemy dalej nazywać $Q^{'2}_{rec}$. Chociaż ze względu na ograniczoną precyzję rekonstrukcji $Q^{'2}$ nie można kontrolować eksperymentalnie prawdziwego obszaru procesu instantonowego to możliwe jest wykorzystać $Q^{'2}_{rec}$ do rozróżnienia procesów instantonowych od standardowego tła pochodzącego od zwykłych procesów DIS.

W dalszej procedurze usunięto z hadronowych stanów końcowych obiekty należące do dżetu i zdefiniowano tzw. pasmo instantonowe w pseudorapidity o szerokości $\bar{\eta} \pm 1.1$, gdzie średnia wartość pseudorapidity $\bar{\eta}$ jest obliczona metodą iteracyjną w następujący sposób dla każdego przypadku:

1. Tworzy się rozkład energii poprzecznej wszystkich obiektów hadronowych w przedziałach pseudorapidity o szerokości 1/3. Następnie znajduje się przedział pseudorapidity, gdzie jest maximum energii poprzecznej. Wartość środka tego przedziału pseudorapidity $\bar{\eta}_0$ służy jako wartość początkowa dla $\bar{\eta}$ w procedurze iteracyjnej.

2. Średnią wartość pseudorapidity $\bar{\eta}_i$ zdefiniowaną jako:

$$\bar{\eta}_i = \frac{\sum E_{t,h}\eta_h}{\sum E_{t,h}} \tag{5.4}$$

   oblicza się iteracyjnie, aż $|\bar{\eta}_i - \bar{\eta}_{i-1}| < 0.01$. Sumowanie jest po wszystkich obiektach hadronowych w stanie końcowym o energii poprzecznej $E_{t,h}$ w obszarze pseudorapidity $\eta \in \bar{\eta}_{i-1} \pm 1.1$.

W tak znalezionym paśmie instantonowym obliczono krotność cząstek naładowanych n_B oraz całkowitą energię poprzeczną $E_{t,B}$ jako skalarną sumę energii poprzecznych wszystkich obiektów hadronowych w stanie końcowym.

Następnie wszystkie obiekty hadronowe stanu końcowego z pasma instantonowego przetransformowano do układu odniesienia, który w wielkim przybliżeniu odpowiada instantonowemu układowi spoczynkowemu zdefiniowanemu jako: $\vec{q}' + \bar{\xi}\vec{P} = 0$(rys.3.1), gdzie $\bar{\xi} = 0.076$ jest średnią wartością otrzymaną z symulacji Monte Carlo QCDINS. W tym układzie odniesienia obliczono sferyczność Sph_B (*sphericity*)[2]. Wielkość ta dla przypadków izotropowych jest bliska 1, a dla przypadków skolimowanych jest zero. Dodatkowo zdefiniowano wielkość Δ_B, która mierzy izotropowość przypadku w kącie azymutalnym (rys.5.3) :

$$\Delta_B = \frac{E_{\mathrm{in,B}} - E_{\mathrm{out,B}}}{E_{\mathrm{in,B}}} \quad , \tag{5.5}$$

gdzie

$$E_{\mathrm{in,B}} = \max_{\vec{i}} \sum_{\substack{h \in \text{Hadr. in} \\ \text{Band}}} \left|\vec{p}_h \cdot \vec{i}\right| \qquad \mathrm{i} \qquad E_{\mathrm{out,B}} = \min_{\vec{i}} \sum_{\substack{h \in \text{Hadr. in} \\ \text{Band}}} \left|\vec{p}_h \cdot \vec{i}\right| \quad . \tag{5.6}$$

To znaczy, sumujemy rzuty pędów cząstek $\vec{p}_h$ na oś $\vec{i}$ i szukamy takich położeń osi dla których ta suma jest odpowiednio minimalna i maksymalna. Dla przypadków skolimowanych (dżety) $E_{\mathrm{in,B}} \gg E_{\mathrm{out,B}}$ i $\Delta_B \approx 1$. Natomiast dla przypadków izotropowych $E_{\mathrm{in,B}} \approx E_{\mathrm{out,B}}$ i $\Delta_B \approx 0$

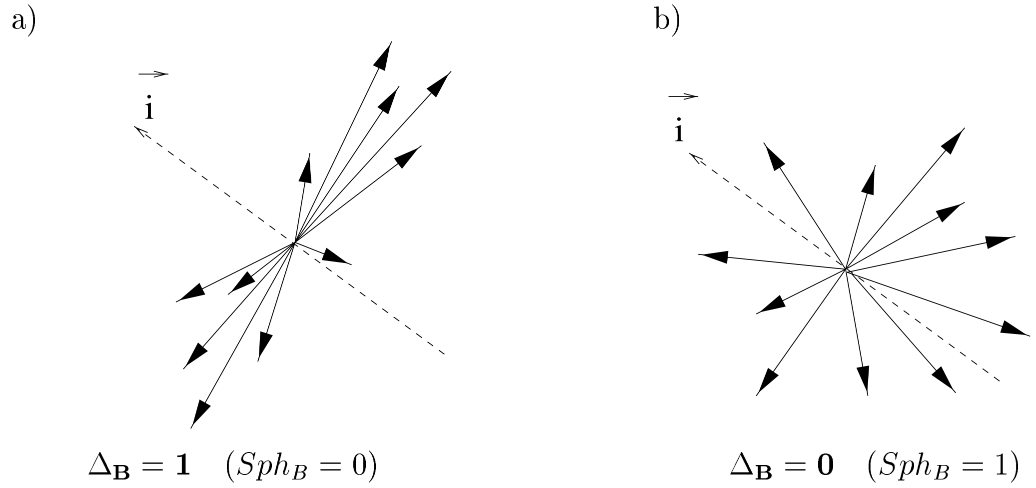
Trzy obserwable: n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B zostały użyte do redukcji tła i wydobycia spodziewanego sygnału instantonowego. Pozostałe trzy obserwable: $E_{t,Jet}$, $E_{t,B}$ i Δ_B służyły do kontroli.

5.3 Porównanie danych z przewidywaniami QCD dla DIS

Na rysunkach 5.4 i 5.5 przedstawiono rozkłady obserwabli dla danych eksperymentalnych, przewidywań modeli QCD dla rozpraszania głęboko nieelastycznego oraz spodziewanego sygnału z QCDINS. Rozkłady n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B dla danych są względnie dobrze

---

[2] Sferyczność jest zdefiniowana jako Sph $= (3/2)(\lambda_2 + \lambda_3)$, gdzie λ_2 i λ_3 są najmniejszymi z trzech wartości własnych ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) zdiagonalizowanego tensora sferyczności $S^{\alpha\beta} = (\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta)/\sum_i |p_i|^2$, gdzie α i β odpowiadają składowym x, y i z pędu cząstki p_i [86].

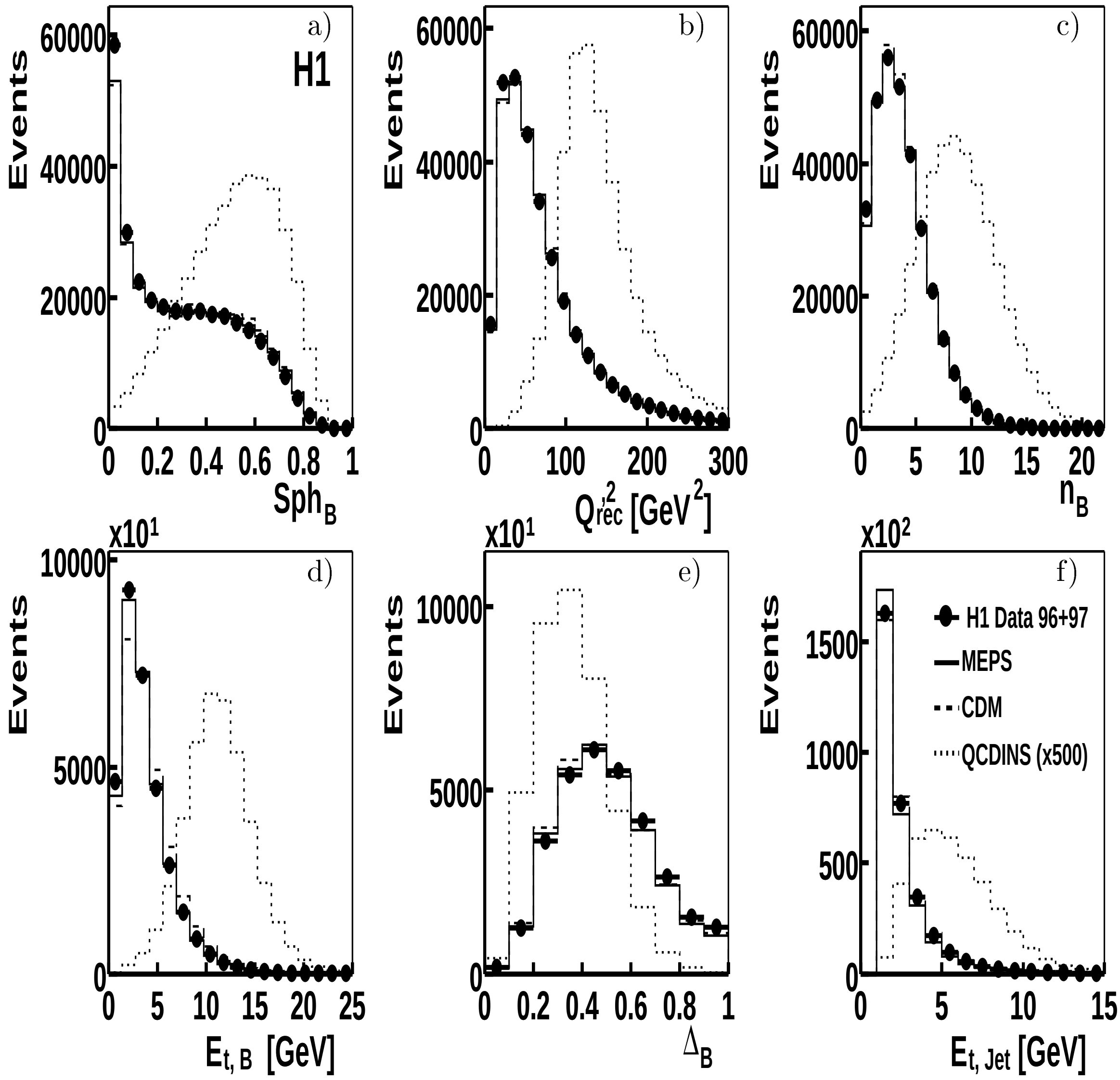


Rysunek 5.3: Ilustracja obserwabli Δ_B. Pędy cząstek emitowanych z jednego wierzchołka dla przypadku (a) skolimowanej produkcji (dżety) i (b) produkcji izotropowej. Zaznaczono oś $\vec{i}$ służącą do obliczenia E_{in} i E_{out} .

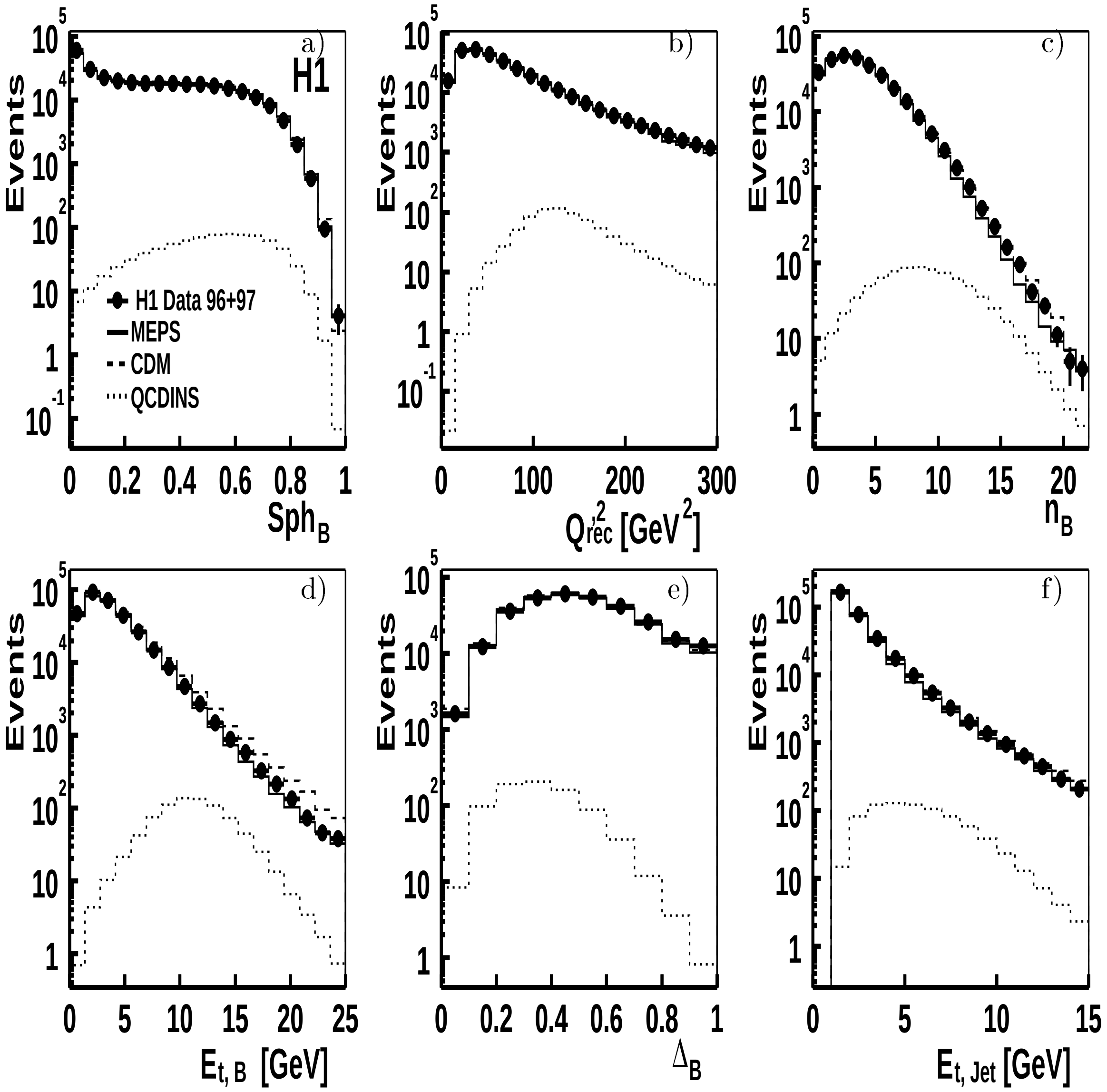
opisane przez symulacje Monte Carlo. Model CDM opisuje dane z precyzją około 10% z wyjątkiem bardzo małych i bardzo dużych wartości sferyczności, gdzie różnice dochodzą do 20%. Model Monte Carlo MEPS opisuje dane z dokładnością około 10-20%. Dla dużych wartości n_B różnice sięgają do 30%.

Trzy pozostałe obserwable $E_{t,Jet}$, $E_{t,B}$ i Δ_B użyte jako rozkłady kontrolne są również pokazane na rysunkach 5.4 i 5.5. Rozkład Δ_B jest raczej dobrze opisany przez oba modele Monte Carlo na poziomie 10-20%. W opisie rozkładu $E_{t,Jet}$ dwie symulacje Monte Carlo zachowują się różnie. MEPS opisuje dane z dokładnością około 10% dla $E_{t,Jet} < 2.5$ GeV, ale jest poniżej danych o około 20% dla $E_{t,Jet} > 2.5$ GeV. Ogon tego rozkładu ($E_{t,Jet} > 10$ GeV) jest dobrze opisywany przez MEPS. Model CDM opisuje dane z dokładnością około 5-10% dla $E_{t,Jet} < 5 - 10$ GeV, a dla dużych wartości $E_{t,Jet}$ jest powyżej danych. Podobnie jest dla rozkładu energii poprzecznej $E_{t,B}$. Dla dużych wartości $E_{t,B}$ przewidywania modelu CDM są około 50% powyżej danych. Model MEPS znacznie lepiej opisuje dane z dokładnością około 20%.

Na rysunkach 5.4 i 5.5 pokazano również przewidywania QCDINS. Spodziewany sygnał od procesu instantonowego jest 2-3 rzędy wielkości mniejszy niż tło pochodzące od zwykłych procesów QCD w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym. Dlatego poszukiwano różnych metod w celu stłumienia tła i uzyskania lepszego stosunku sygnału do tła.



Rysunek 5.4: Rozkłady sześciu obserwabli użytych w analizie: (a) sferyczność Sph_B, (b) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}, (c) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (d) całkowita energia poprzeczna w paśmie instantonowym $E_{t,B}$, (e) zmienna Δ_B mierząca izotropowość w kącie azymutalnym i (f) energia poprzeczna jetu $E_{t,Jet}$. Przewidywania QCDINS zostały powiększone 500-krotnie.



Rysunek 5.5: Te same rozkłady jak na rysunku 5.4 w skali logarytmicznej. Przewidywania QCDINS nie są przeskalowane przez czynnik 500.

Rozdział 6

Poszukiwanie przypadków instantonowych

W poszukiwaniu przypadków instantonowych zostały użyte dwie niezależne metody w celu znalezienia najbardziej efektywnego stłumienia tła pochodzącego od zwykłych procesów DIS. Pierwsza z nich to standardowa metoda cięć, gdzie wybiera się konkretne wartości cięć dla poszczególnych obserwabli. Zaletą tej metody jest jej prostota. Druga metoda to wielowymiarowa technika dyskryminacyjna oparta na tzw. poszukiwaniu zasięgowym (*range search*). Jej zaletą jest to, że chociaż używa się kilku obserwabli to cięcie wykonuje się tylko na jednej zmiennej. Wyniki tej metody są przedstawione w rozdziale 8.

6.1 Kombinatoryczna metoda cięć

W celu zredukowania tła wybrano trzy obserwable: n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B, które dają najlepszą separację sygnału od tła. Ponadto, dla procesów instantonowych kształty rozkładów tych wielkości nie są zbyt czułe na wkład od tzw. grafów nieplanarnych [20]. Na rysunku 6.1 przedstawione są rozkłady tych obserwabli.

Wybrano po pięć wartości cięć dla każdej obserwabli:

$$\begin{aligned} 0.35, 0.4, 0.45, 0.5, 0.55 < \;& Sph_B \\ 90, 95, 100, 105, 110 < \;& Q'^2_{\rm rec} \quad < 200 \text{ GeV }^2 \\ 9, 10, 11, 12, 13 < \;& n_B \end{aligned}$$

co w sumie daje 125 kombinacji cięć. Daną kombinację cięć oceniano posługując się mocą separacji sygnału od tła zdefiniowaną jako $S = \epsilon_{\rm INS}/\epsilon_{\rm sDIS}$, gdzie $\epsilon_{\rm INS}$ to wydajność selekcji dla instantonów, a $\epsilon_{\rm sDIS}$ jest odpowiednią wydajnością dla tła pochodzącego od standardowych przypadków DIS. Najlepszy zestaw cięć wybrano żądając, aby moc separacji sygnału od tła była maksymalna przy wydajności dla instantonów nie mniejszej niż 10%.

Najlepszą redukcję tła otrzymano dla $n_B > 11$, $95 < Q'^2_{\rm rec} < 200$ GeV i $Sph_B > 0.4$. Dla tych wartości cięć osiągnięto $S = 125$ dla symulacji MEPS i $S = 86$ dla CDM. Przy wydajności dla instantonów $\epsilon_{\rm INS} \approx 10.2\%$ odpowiada to redukcji tła o czynnik ~ 1000. W danych znaleziono 484 przypadki, a przewidywana liczba przypadków jest 443^{+29}_{-35}

dla CDM i 304^{+21}_{-25} dla MEPS (tabela 6.1). Podane błędy zawierają błąd statystyczny i systematyczny dodane w kwadracie.

W obliczeniu błędu systematycznego uwzględniono niepewności eksperymentalne pochodzące z następujących źródeł: 4% niepewności w hadronowej skali energetycznej kalorymetru LAr, 1% dla elektromagnetycznej skali energetycznej i 7% dla hadronowej skali energetycznej kalorymetru SpaCal, 3% dla pomiaru pędów śladów cząstek naładowanych, 2 mrad dla kąta polarnego i azymutalnego śladów cząstek naładowanych, 2% (5%) na niewydajność rekonstrukcji śladów cząstek o pędzie powyżej (poniżej) 250 MeV i 2 mrad dla kąta polarnego rozproszonego pozytonu. Uwzględniono również błąd 1.5% w absolutnej normalizacji pochodzący z dokładności pomiaru świetlności oraz 3% niepewności pochodzącej z przeważenia gęstości partonów użytych w symulacjach Monte Carlo. Główny wkład do błędu systematycznego na liczbę spodziewanych przypadków pochodzi od wydajności rekonstrukcji śladów cząstek naładowanych (3.5%) i od pomiaru pędu (3%).

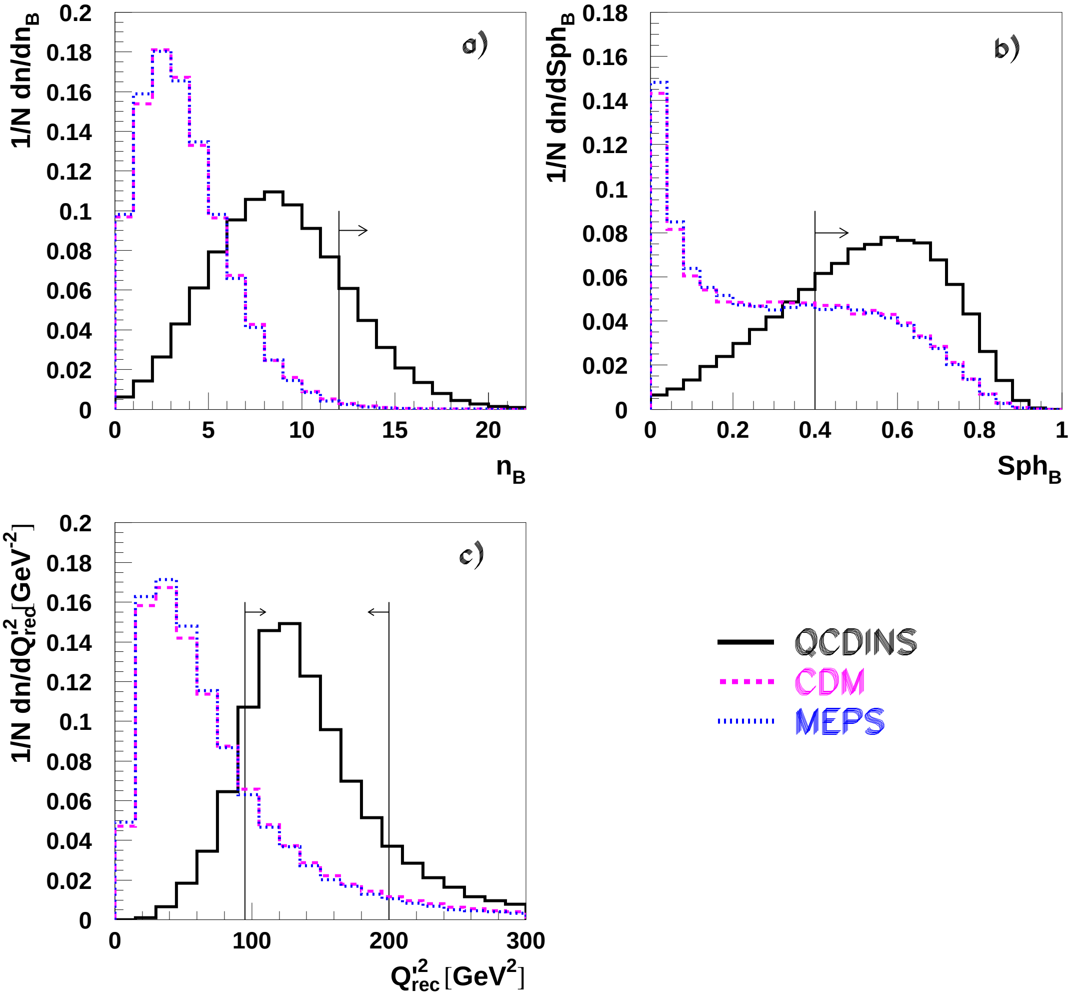
	N	ϵ_{sDIS}	$S = \epsilon_{\text{INS}}/\epsilon_{\text{sDIS}}$
DATA	484		
CDM	443^{+29}_{-35}	0.118%	86
MEPS	304^{+21}_{-25}	0.081%	125
QCDINS	82		

Tablica 6.1: Wyniki uzyskane metodą cięć. N jest liczbą przypadków obserwowanych w danych oraz przewidywanych przez modele Monte Carlo. ϵ_{sDIS} jest wydajnością dla tła, a S jest mocą separacji sygnału od tła dla selekcji cięć: $n_B > 11$, $95 < Q'^2_{\text{rec}} < 200$ GeV i $Sph_B > 0.4$.

W danych widać więcej przypadków niż przewidują oba modele Monte Carlo. W stosunku do przewidywań MEPS widać wyraźną i znaczącą nadwyżkę przypadków w danych, natomiast CDM w granicach błędów opisuje dane. Przewidywania obu modeli Monte Carlo różnią się wyraźnie, co wskazuje, że oszacowanie tła w tym ekstremalnym obszarze przestrzeni fazowej jest bardzo niepewne. Rozkłady obserwabli po cięciach są pokazane na rysunku 6.2. Porównując dane z przewidywaniami modeli Monte Carlo widać w szczególności dla modelu MEPS, że kształt obserwowanej nadwyżki przypadków w danych jest jakościowo zgodny ze spodziewanym sygnałem instantonowym dla zmiennych n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B. Jednakże w przypadku energii poprzecznej dane preferują mniejsze wartości $E_{t,B}$ w przeciwieństwie do spodziewanego sygnału instantonowego. W pracy [20] zauważono, że rozkład $E_{t,B}$ (jak również $E_{t,Jet}$) przewidywany dla sygnału instantonowego jest bardzo czuły na niepewności teoretyczne i przesunięcie tego rozkładu ku mniejszym wartościom jest możliwe w granicach tych niepewności.

Pomimo prostoty analizy, to jednak wystąpiły niespodziewane problemy. Początkowo, w pierwszej fazie badań [27], pasmo instantonowe o szerokości $\bar{\eta} \pm 1.1$ wyznaczano wokół średniej wartość pseudorapidity

$$\bar{\eta} = \frac{\sum E_{t,h}\eta_h}{\sum E_{t,h}} \quad , \tag{6.1}$$



Rysunek 6.1: Rozkłady trzech obserwabli użytych do stłumienia tła: (a) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (b) sferyczność Sph_B i (c) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}. Pionowe linie wskazują wybrane wartości cięć.

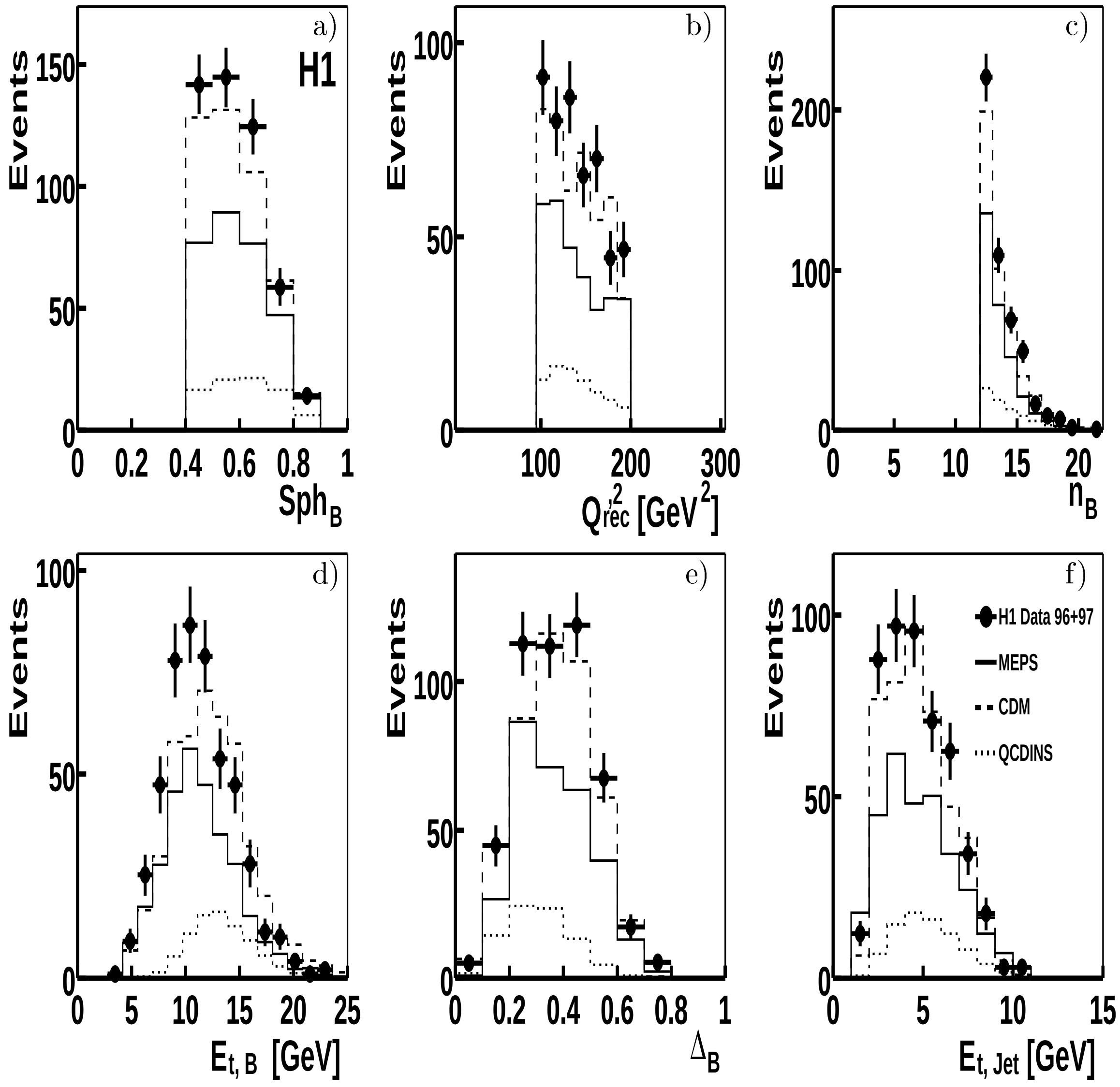
gdzie sumowanie jest po wszystkich obiektach hadronowych w całym zakresie kątowym kalorymetru. Następnie obliczano sferyczność obiektów hadronowych znajdujących się w paśmie instantonowym w ich układzie spoczynkowym ($\Sigma \vec{P_i} = 0$, gdzie sumowanie jest po wszystkich obiektach w paśmie instantonowym), pozostałe obserwable obliczano w hadronowym układzie środka masy.

Stwierdziłem, że wyniki zależą od cięcia na kąt polarny θ dla klastrów z depozytami energii w przedniej części kalorymetru (rysunek 5.2). W zasadzie można było otrzymać dowolny wynik w zależności od wybranego kąta. Nie znaleziono fizycznego argumentu, aby wybrać konkretną wartość tego kąta. Sprawdzono na różnych modelach Monte Carlo, że problem tylko częściowo pochodzi od jakości opisu danych w przedniej części kalorymetru przez te modele. Główne źródło tej zależności tkwi w samej metodzie znajdowania $\bar{\eta}$ i pasma instantonowego, co w konsekwencji odbijało się na rozkładach sferyczności. To był główny powód opracowania nowej metody liczenia $\bar{\eta}$ i określenia pasma instantonowego (rozdział 5.2).

Chociaż nowa metoda pozwalała określić pasmo instantonowe nieczułe na cięcie na kąt polarny θ to pogorszyła się separacja sygnału od tła. W końcu po różnych próbach, zdecydowaną poprawę uzyskałem obliczając obserwable mierzące izotropowość tj. sferyczność i Δ_B w instantonowym układzie spoczynkowym określonym przez $\vec{q'} + \xi \vec{P} = 0$ (rozdział 5.2)[1]. Szczególnie sferyczność jest zależna od układu odniesienia, w którym jest obliczana.

---

[1] Instantonowy układ spoczynkowy jest określony przez $\vec{q'} + \xi \vec{P} = 0$ lub równoważnie przez $\Sigma \vec{P_i} = 0$, gdzie sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach pochodzących z instantonu (rys. 3.1). W pierwszym przypadku wymagana jest znajomość pędu fotonu i dżetu (w celu zrekonstruowania pędu kwarku $\vec{q'}$) oraz pędu gluonu. W drugim przypadku potrzebne jest „zidentyfikowanie” cząstek pochodzących z instantonu.



Rysunek 6.2: Rozkłady sześciu obserwabli po cięciach: (a) sferyczność Sph_B, (b) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}, (c) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (d) całkowita energia poprzeczna w paśmie instantonowym $E_{t,B}$, (e) zmienna mierząca izotropowość w kącie azymutalnym Δ_B i (f) energia poprzeczna dżetu $E_{t,Jet}$.

Rozdział 7

Ograniczenia na przekrój czynny dla procesów instantonowych

Jak wynika z poprzedniego rozdziału nie można stwierdzić występowania znaczącego nadmiaru przypadków świadczących o procesach z udziałem instantonów QCD, można jednakże obliczyć górną granicę przekroju czynnego na takie procesy.

Hadronowy stan końcowy przypadków instantonowych silnie zależy od kwadratu energii układu środka masy, $W_I^2 = Q'^2(1-x')/x'$, dostępnej partonom produkowanym w subprocesie instantonowym. Rozkłady topologii stanu końcowego w sposób istotny zależą od minimalnych wartości cięć w obliczeniach teoretycznych powyżej których perturbacyjna teoria dla instantonów jest słuszna oraz od rozkładów x' i $Q^{'2}$ wynikających z teorii.

W rozdziale tym najpierw przedstawione będą górne granice przekroju czynnego dla instantonów produkowanych w obszarze wiarygodności obliczeń teoretycznych, tj. dla $x' > 0.35$ i $Q^{'2} > 113$ GeV^2, zakładając, że rozkłady x' i $Q^{'2}$ są poprawnie opisywane przez perturbacyjną teorię instantonów. To podejście jest oparte na wynikach przedstawionych w rozdziale 6. Następnie przedstawione będą wyniki, które w mniejszym stopniu zależą od założeń teoretycznych. W tym celu wysymulowano niezależne próbki przypadków instantonowych w kilku przedziałach x' i $Q^{'2}$ i powtórzono analizę przedstawioną w podrozdziale 6.1 dla każdego przedziału. W ten sposób niepewności co do przyjętego kształtu rozkładów x' i Q'^2 są zminimalizowane i analiza jest rozszerzona do mniejszych wartości x' i $Q^{'2}$. Zrobiono tu jedno założenie, które wydaje się sensowne, że topologia przypadku instantonowego dla danego W_I^2 jest poprawnie modelowana przez symulacje Monte Carlo.

7.1 Górna granica przekroju czynnego w obszarze wiarygodności teorii perturbacyjnej

Górna granica przekroju czynnego na poziomie ufności 95% została wyliczona dla instantonów produkowanych w obszarze wiarygodości perturbacyjnych obliczeń, gdzie rozkłady x' i $Q^{'2}$ są otrzymane zgodnie z podejściem Ringwalda-Schremppa. Otrzymane kombinatoryczną metodą cięć wyniki: liczba obserwowanych przypadków w danych, liczby przewidywanych przypadków tła oraz wydajność dla spodziewanego sygnału instantonowego użyto do obliczeń górnej granicy przekroju czynnego używając metody opisanej w [80]. Błędy statystyczne i systematyczne przy szacowaniu tła i wydajności selekcji zostały uwzględnione przez konwolucję rozkładów gaussowskich z rozkładem Poissona.

Otrzymane górne granice przekroju czynnego są zebrane w tabeli 7.1. Otrzymane górne granice przekroju czynnego są zebrane w tabeli 7.1.Przekrój czynny na poziomie 109 pb jest wykluczony, jeśli przyjjmie się tło otrzymane z modelu MEPS. Natomiast granicę 47 pb otrzymuje się przyjmując, że tło jest poprawnie modelowane przez CDM. Otrzymane granice na przekrój czynny nie odbiegają drastycznie od przewidywanego przekroju czynnego $\sim$ 43 pb wynikającego z programu QCDINS.

	σ_{CDM}	σ_{MEPS}	σ_0
Kombinatoryczna metoda	47 pb	109 pb	255 pb

Tablica 7.1: Górne granice przekroju czynnego na procesy z udziałem instantonów QCD na poziomie ufności 95% w obszarze wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej otrzymane kombinatoryczną metodą cięć przyjmując, że tło jest poprawnie modelowane przez CDM (σ_{CDM}) i MEPS (σ_{MEPS}) oraz konserwatywna górna granica (σ_0) przy założeniu, że tło jest równe zero.

Jak już wspomniano, wydaje się wątpliwe czy modele CDM i MEPS są zdolne opisać standardowe tło DIS w tym ekstremalnym zakątku przestrzeni fazowej, gdzie spodziewamy się tylko około 0.1% przypadków z początkowej próbki DIS. W celu uniezależnienia się od szczegółów modelowania stanów końcowych przypadków DIS obliczono górną granicę przekroju czynnego przyjmując, że przewidywane standardowe tło DIS wynosi zero. Jaka by nie była ,,prawdziwa" liczba przypadków tła to na pewno sygnał instantonowy nie może być większy niż obserwowana liczba przypadków w danych. Otrzymana w ten sposób górna granica przekroju czynnego jest najbardziej konserwatywna, gdyż korzysta się jedynie z przewidywanej topologii przypadków instantonowych oraz liczby obserwowanych przypadków w danych. Na poziomie ufności 95%, konserwatywna górna granica przekroju czynnego jest 255 pb.

7.2 Ograniczenia na przekrój czynny w przedziałach x' i Q'^2

W celu zminimalizowania zależności wyników od teoretycznego modelu procesów instantonowych powtórzono analizę w małych przedziałach x' i Q'^2. Obszar (x',Q'^2):

$$0.2 \leq x' \leq 0.45$$
$$60 \leq Q'^2 \leq 160 \text{ GeV}^2$$

podzielono na 25 równych przedziałów o rozmiarach 0.05×20 GeV^2 (odpowiednio dla x' i Q'^2) i w każdym przedziale wysymulowano próbkę przypadków przy pomocy programu Monte Carlo QCDINS. W ten sposób zminimalizowano zależność wyników od kształtu rozkładów x' i Q'^2 oraz rozszerzono zakres analizy poza obszar wiarygodności instantonowej teorii perturbacyjnej. Zakłada się tylko, że końcowe stany hadronowe dla instantonów produkowanych przy ustalonym x' i Q'^2 (tj. przy ustalonym W_I^2) są poprawnie modelowane przez symulacje Monte Carlo QCDINS.

Dla każdego przedziału x' i Q'^2 powtórzono analizę opisaną w rozdziale 6. Wybrano nowe, najlepsze kombinacje cięć dla n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B dające maksymalną moc separacji sygnału od tła S przy wydajności dla instantonów $\epsilon_{\rm INS} > 10\%$. Otrzymane wyniki są zebrane w tabeli 7.2. Na rysunku 7.1 pokazano otrzymane górne ograniczenia na przekrój czynny dla odpowiednich przedziałów x' i Q'^2. Przedstawiono zarówno górne granice na przekrój czynny otrzymane przy założeniu, że tło jest poprawnie symulowane przez CDM i MEPS jak również pokazano konserwatywne granice, niezależne od opisu tła tzn. przyjmując, że tło jest równe zero. Różnice wyników dla tych dwóch modeli odzwierciedlają niepewności modelowe w przewidywaniach dla DIS. W zależności od przedziału x' i Q'^2 przekrój czynny na produkcję przypadków instantonowych jest wykluczony na poziomie 60 pb i 1000 pb.

Na rysunku 7.1 pokazano również przekrój czynny wynikający z obliczeń Ringwalda-Schremppa w obszarze stosowalności ich teorii tj. dla dużych wartości x' i Q'^2. Otrzymane górne granice przekroju czynnego są powyżej przewidywań w obszarze wiarygodności teorii perturbacyjnej ($x' > 0.35$ i $Q'^2 > 113$ GeV^2). Dodatkowo pokazano szybki wzrost przekroju czynnego dla malejących wartości x' i Q'^2 jaki wynika z ekstrapolacji przewidywań perturbacyjnej teorii instantonowej.

7.3 Porównanie z wynikami symulacji na siatkach

Otrzymane górne granice na przekrój czynny w przedziałach x' i Q'^2 można wykorzystać do dodatkowych testów przewidywań teoretycznych.

Przewidywania perturbacyjnej teorii instantonowej można porównać z nieperturbacyjnymi symulacjami próżni QCD na siatkach [17,81] w celu otrzymania niezależnych informacji o rozkładach ρ i $R/\langle\rho\rangle$. Odpowiednie rozkłady są przedstawione na rysunkach 7.2a i 7.2b.[1] Dla małych wartości ρ i dużych wartości $R/\langle\rho\rangle$, gdzie spodziewamy się, że perturbacyjna teoria instantonowa jest poprawna, widzimy doskonałą zgodność rozkładów otrzymanych przez Ringwalda-Schremppa z nieperturbacyjnymi symulacjami na siatkach. Dla $\rho \gtrsim 0.35$ fm i $R/\langle\rho\rangle \lesssim 1.05$ przewidywania perturbacyjnej teorii instantonowej różnią się drastycznie od wyników symulacji na siatkach. Przewidywania perturbacyjnych obliczeń instantonowych wykazują dalszy potęgowy wzrost, podczas gdy wyniki symulacji na siatkach osiągają maksimum i w końcu opadają odpowiednio dla $\rho \to 1$ fm i małych wartości $R/\langle\rho\rangle$. W tym obszarze perturbacyjna teoria instantonowa nie stosuje się. Na rysunku 7.2a pokazano również powiększenie obszaru, gdzie perturbacyjna teoria instantonowa zaczyna się różnić od wyników symulacji na siatkach.

W celu porównania powyższych obserwacji z otrzymanymi górnymi granicami na przekrój czynny, przetransformowano przedziały w x' i Q'^2 w przedziały ρ i $R/\langle\rho\rangle$ używając efektywnego rozmiaru instantonów $\rho_{eff}(x', Q'^2)$, który dominuje całkowanie

---

[1] Oznaczenia na rysunkach są następujące: $\frac{dn_I}{d^4x\, d\rho}$ odpowiada $D(\rho)$ i $\frac{dn_{I\bar{I}}}{d^4x d^4R} = \int_0^\infty d\rho \int_0^\infty d\bar{\rho} D(\rho) D(\bar{\rho}) \;\; e^{-\frac{4\pi}{\alpha_s}\Omega}$ w formule (3.5). Zmienna x oznacza euklidesowe współrzędne czasoprzestrzenne.

we wzorze (3.5) i może być otrzymany z informacji dostępnych w programie Monte Carlo QCDINS. Wybrano dwa przedziały w zmiennej $R/\langle\rho\rangle$. Jeden przedział jest tuż poza obszarem wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej, a drugi przedział jest w obszarze wiarygodności , tuż powyżej wartości określającej stosowalność perturbacyjnej teorii instantonowej:

$$0.99 < R/\langle\rho\rangle < 1.06$$
$$1.06 < R/\langle\rho\rangle < 1.12.$$

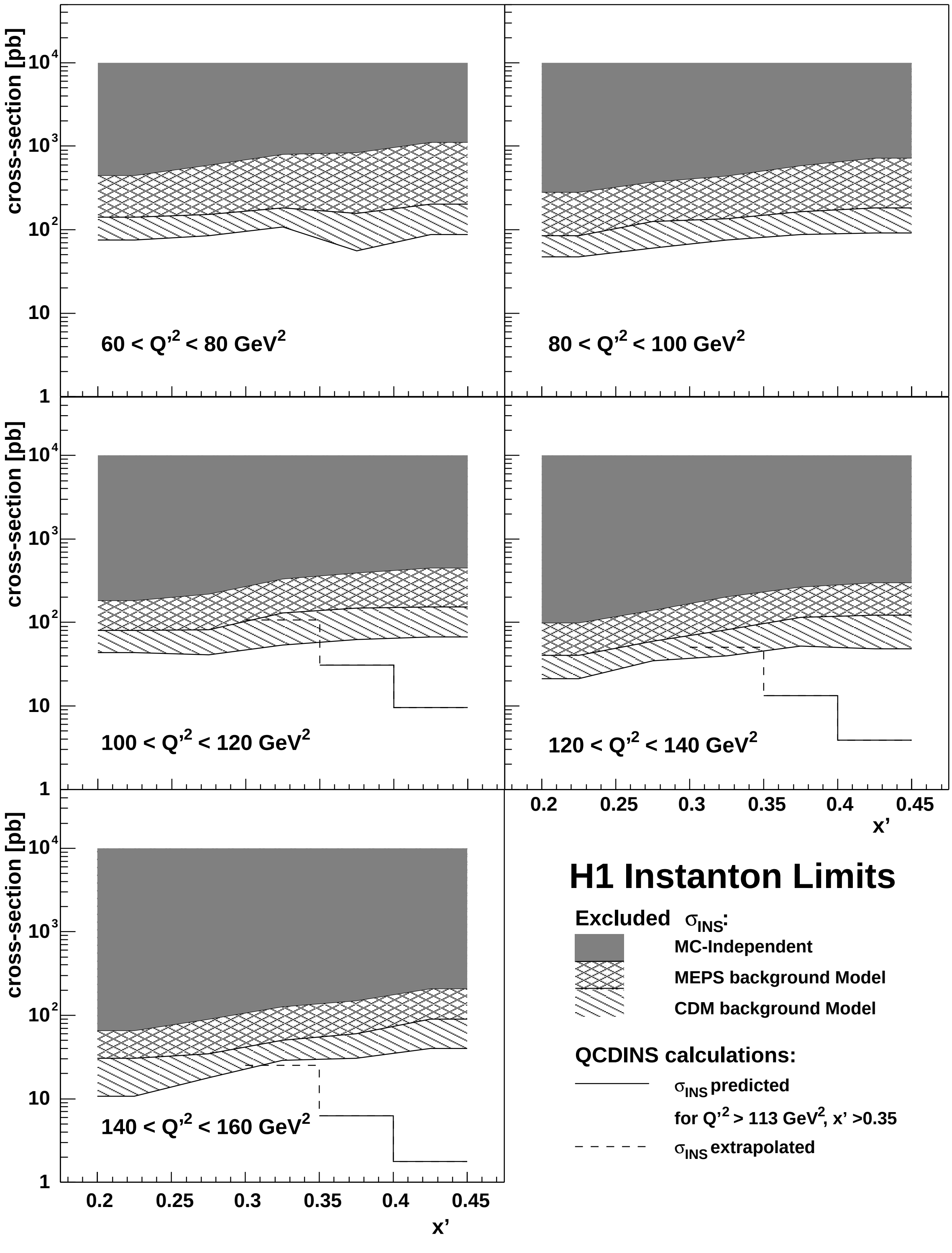
Te dwa przedziały dla $R/\langle\rho\rangle$ odpowiadają następującym przedziałom x' :

$$0.3 < x' < 0.35$$
$$0.35 < x' < 0.4.$$

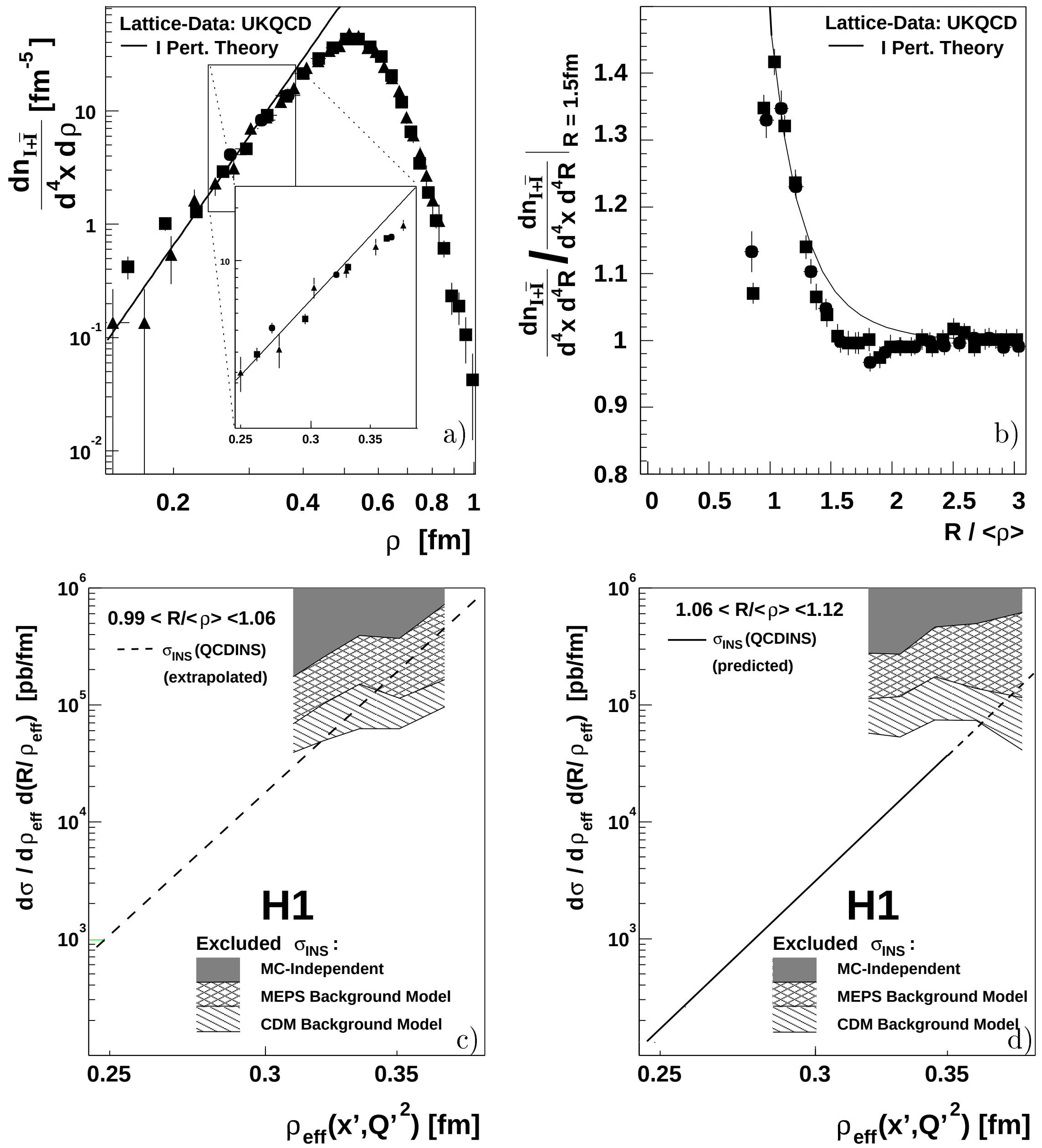
Na rysunkach 7.2c i 7.2d pokazano górne granice przekroju czynnego w funkcji ρ_{eff} dla dwóch przedziałów $R/\langle\rho\rangle$. Przewidywania QCDINS są pokazane jako linie. Widać, że dla przedziału $1.06 < R/\langle\rho\rangle < 1.12$, tj. w obszarze wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej, otrzymane górne granice przekroju czynnego wykluczają potęgowy wzrost przekroju czynnego dla $\rho > 0.35$ fm. W przedziale $0.99 < R/\langle\rho\rangle < 1.06$, ten szybki potęgowy wzrost musi zmienić zachowanie nawet już dla mniejszych wartości ρ. Te obserwacje wskazują, że ostry wzrost przekroju czynnego dla większych wartości ρ jest raczej wykluczony. Brak tego wzrostu przekroju czynnego jest zgodny z przewidywaniami symulacji próżni QCD na siatkach.

	$.2 < x' < .25$	$.25 < x' < .3$	$.3 < x' < .35$	$.35 < x' < .4$	$.4 < x' < .45$
$60 < Q'^2 < 80$ GeV^2					
$N_{\rm Data}$	868	1230	1569	1669	2320
$N_{\rm CDM}$	828^{+49}_{-88}	1196^{+71}_{-117}	1525^{+89}_{-138}	1784^{+113}_{-167}	2411^{+160}_{-211}
$N_{\rm MEPS}$	656^{+36}_{-65}	1031^{+56}_{-110}	1350^{+69}_{-132}	1533^{+75}_{-160}	2105^{+102}_{-196}
$\sigma_{\rm CDM}$	75 pb	85 pb	107 pb	56 pb	88 pb
$\sigma_{\rm MEPS}$	142 pb	151 pb	183 pb	156 pb	204 pb
σ_0	447 pb	598 pb	807 pb	842 pb	1125 pb
$80 < Q'^2 < 100$ GeV^2					
$N_{\rm Data}$	534	715	808	1093	1312
$N_{\rm CDM}$	520^{+38}_{-61}	704^{+44}_{-84}	769^{+51}_{-85}	1041^{+62}_{-95}	1272^{+68}_{-111}
$N_{\rm MEPS}$	409^{+29}_{-38}	518^{+40}_{-43}	607^{+37}_{-52}	860^{+52}_{-77}	1070^{+53}_{-98}
$\sigma_{\rm CDM}$	47 pb	60 pb	75 pb	87 pb	92 pb
$\sigma_{\rm MEPS}$	85 pb	125 pb	136 pb	164 pb	181 pb
σ_0	280 pb	377 pb	443 pb	589 pb	721 pb
$100 < Q'^2 < 120$ GeV^2					
$N_{\rm Data}$	334	381	576	757	847
$N_{\rm CDM}$	286^{+22}_{-28}	355^{+33}_{-36}	543^{+36}_{-49}	710^{+48}_{-63}	812^{+50}_{-77}
$N_{\rm MEPS}$	203.9^{+15}_{-19}	261^{+21}_{-23}	381^{+23}_{-32}	505^{+35}_{-39}	605^{+35}_{-53}
$\sigma_{\rm CDM}$	44 pb	41 pb	54 pb	63 pb	67 pb
$\sigma_{\rm MEPS}$	81 pb	82 pb	130 pb	148 pb	153 pb
σ_0	183 pb	221 pb	337 pb	393 pb	451 pb
$120 < Q'^2 < 140$ GeV^2					
$N_{\rm Data}$	172	244	366	521	550
$N_{\rm CDM}$	167^{+15}_{-22}	216^{+17}_{-28}	331^{+24}_{-28}	466^{+30}_{-38}	516^{+30}_{-43}
$N_{\rm MEPS}$	118^{+11}_{-14}	157^{+12}_{-16}	240^{+16}_{-21}	322^{+24}_{-27}	354^{+21}_{-30}
$\sigma_{\rm CDM}$	21 pb	35 pb	40 pb	52 pb	48 pb
$\sigma_{\rm MEPS}$	40 pb	59 pb	82 pb	115 pb	122 pb
σ_0	100 pb	140 pb	205 pb	267 pb	300 pb
$140 < Q'^2 < 160$ GeV^2					
$N_{\rm Data}$	111	161	230	295	393
$N_{\rm CDM}$	121^{+13}_{-14}	$159^{+14.8}_{-18}$	211^{+20}_{-25}	274^{+25}_{-28}	360^{+25}_{-32}
$N_{\rm MEPS}$	69^{+16}_{-8}	115^{+9}_{-12}	158^{+11}_{-17}	197^{+13}_{-18}	246^{+16}_{-20}
$\sigma_{\rm CDM}$	11 pb	18 pb	29 pb	31 pb	40 pb
$\sigma_{\rm MEPS}$	31 pb	34 pb	50 pb	60 pb	89 pb
σ_0	66 pb	90 pb	128	149 pb	207 pb

Tablica 7.2: Górne granice przekroju czynnego dla przypadków instantonowych na poziomie ufności 95% w przedziałach x' i Q'^2. $N_{\rm Data}$, $N_{\rm CDM}$ i $N_{\rm MEPS}$ są odpowiednio liczbą przypadków obserwowanych w danych oraz przewidywanych przez modele Monte Carlo. $\sigma_{\rm CDM}$ i $\sigma_{\rm MEPS}$ są górnymi granicami przekroju czynnego przyjmując, że tło jest poprawnie modelowane przez CDM i MEPS, a σ_0 jest konserwatywną górną granicą przy założeniu, że tło jest równe zero.



Rysunek 7.1: Górna granica przekroju czynnego dla przypadków instantonowych w przedziałach x' i Q'^2. Obszary powyżej krzywych są wykluczone na poziomie ufności 95%. Przewidywany przekrój czynny w obszarze wiarygodności instantonowej teorii perturbacyjnej i jego ekstrapolacja są pokazane odpowiednio jako linia ciągła i przerywana.



Rysunek 7.2: Górne rysunki: Porównanie przewidywań perturbacyjnej teorii instantonowej (linie) z wynikami obliczeń na siatkach otrzymanych przez współpracę UKQCD (symbole). (a) rozkład rozmiarów instantonów, w powiększeniu pokazano obszar, gdzie perturbacyjna teoria instantonowa zaczyna różnić się od wyników na siatkach, (b) rozkład odległości instanton-antyinstanton. Dolne rysunki: Ograniczenia przekroju czynnego w funkcji efektywnego rozmiaru instantonów ρ_{eff}. (c) dla przedziału $R/\langle\rho\rangle$ tuż poza obszarem wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej, (d) dla przedziału $R/\langle\rho\rangle$ tuż poza wartością $R/\langle\rho\rangle = 1.05$ określającą obszar wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej. Rysunki (a) i (b) zostały zaadoptowane z [17].

Rozdział 8

Wyniki poszukiwań przypadków instantonowych w oparciu o wielowymiarową technikę dyskryminacyjną

W poszukiwaniach sygnału instantonowego użyto również wielowymiarowej techniki dyskryminacyjnej, która pozwala w bardziej optymalny sposób wykorzystać informacje zawarte w obserwablach. Sama idea w zasadzie jest prosta. Dla każdego punktu w przestrzeni obserwabli oblicza się gęstość prawdopodobieństwa dla tła ($\rho(sDIS)$) i spodziewanego sygnału ($\rho(I)$). Wykorzystując symulacje Monte Carlo można oszacować te prawdopodobieństwa zliczając przypadki tła i sygnału w pewnej objętości wokół danego punktu w przestrzeni obserwabli. Dyskryminator zdefiniowany jako:

$$D = \frac{\rho(I)}{\rho(I) + \rho(sDIS)} \quad , \tag{8.1}$$

mówi nam o stopniu wiarygodności czy dany przypadek jest sygnałem, czy też pochodzi z tła. Dla obszaru, gdzie dominuje spodziewany sygnał wartość $D \approx 1$, natomiast $D \approx 0$ dla obszaru, gdzie dominuje tło.

W celu oszacowania $\rho(I)$ i $\rho(sDIS)$ w otoczeniu danego przypadku w wielowymiarowej przestrzeni obserwabli wykorzystano algorytm poszukiwania zasięgowego [82](*range search algorithm*) oparty na drzewie binarnym (*binary tree*). Opis oraz szczegóły metody można znaleźć w [83, 84].

Do określenia przestrzeni dla dyskryminatora użyto tych samych obserwabli n_B, Q'^2_{rec} i Sph_B co w metodzie cięć kombinatorycznych. Możliwości dyskryminacyjne tej metody są widoczne na rysunku 8.1a, gdzie pokazano znormalizowane rozkłady dyskryminatora. Wysymulowane przypadki tła koncentrują się w obszarze małych wartości D, podczas gdy przypadki spodziewanego sygnału grupują się w pobliżu $D \approx 1$. Przy wydajności dla instantonów $\epsilon_{\mathrm{INS}} = 10\%$, co odpowiada cięciu $D > 0.988$, moc separacji $S = 126$ dla modelu MEPS i $S = 106$ dla CDM. Przy tym cięciu obserwuje się 410 przypadków w danych, a przewidywana liczba przypadków jest 354^{+40}_{-26} dla CDM i 299^{+25}_{-38} dla MEPS (tabela 8.1). Te wyniki są konsystentne z wynikami otrzymanymi kombinatoryczną metodą cięć. Dominujący wkład do błędu systematycznego pochodzi od wydajności dla cząstek naładowanych (3.5%), pomiaru pędu (3-6%) i skali energetycznej w kalorymetrach (4-5%). Rozkłady obserwabli po cięciu $D > 0.988$ są przedstawione na rysunku 8.2. Porównując rysunki 6.2 i 8.2 widać, że obie metody dają podobne wyniki. Rozkłady obserwabli, które zostały użyte do zdefiniowania dyskryminatora są tłumione w obszarze odpowiadającym wartościom cięć wybranych w kombinatorycznej metodzie cięć. Kształt obserwowanej nadwyżki przypadków w danych dla rozkładów $n_B, Q'^2_{\rm rec}$ i Sph_B jest podobny do spodziewanego rozkładu sygnału instantonowego. Nadwyżka w rozkładzie $E_{t,B}$ jest obserwowana dla mniejszych wartości $E_{t,B}$ niż przewiduje QCDINS. Fakt, że rozkłady przewidywane przez CDM i MEPS dla $E_{t,B}$ i $E_{t,Jet}$ różnią się między sobą wskazuje na duże niepewności pochodzące z różnego sposobu modelowania procesów QCD wyższego rzędu.

	N	$\epsilon_{\rm sDIS}$	$S = \epsilon_{\rm INS}/\epsilon_{\rm sDIS}$
DATA	410		
CDM	354^{+40}_{-26}	0.095%	106
MEPS	299^{+25}_{-38}	0.080%	126
QCDINS	81		

Tablica 8.1: Wyniki uzyskane metodą wielowymiarowej dyskryminacji dla $D > 0.988$. N jest liczbą przypadków obserwowanych w danych i przewidywanych przez modele Monte Carlo . $\epsilon_{\rm sDIS}$ jest wydajnością dla tła oraz S jest mocą separacji sygnału od tła.

Wielowymiarowa metoda dyskryminacyjna pozwala prześledzić w całej przestrzeni fazowej (w przestrzeni obserwabli) opis danych eksperymentalnych przez symulacje Monte Carlo: od obszaru, gdzie nie spodziewamy się znaczącego wkładu od instantonów ($D \approx 0$) do obszaru, gdzie spodziewamy się znaczącego sygnału od instantonów ($D \approx 1$). Rys.8.1b przedstawia rozkład dyskryminatora w skali podwójnie logarytmicznej, gdzie dla osi-x wybrano skalę -log$(1 - D)$. Normalizacja rozkładów jest absolutna, to znaczy przedstawiono obserwowaną i spodziewaną liczbę przypadków. Większość tła pochodzącego od zwykłych przypadków DIS jest skoncentrowana przy małych wartościach D. Zmierzając ku większym wartościom D tło spada o trzy rzędy wielkości. Dane eksperymentalne wykazują podobne zachowanie. W ostatnich trzech przedziałach widać nieznaczną nadwyżkę przypadków ponad tłem. Zgodnie z symulacją QCDINS, w tym obszarze spodziewane jest około 10% wszystkich przypadków instantonowych. Na rysunku 8.1d przedstawiono stosunek spodziewanej liczby przypadków instantonowych do obserwowanej liczby przypadków w danych. Widać, że spodziewany udział sygnału instantonowego wynosi około 20% w ostatnich trzech przedziałach D.

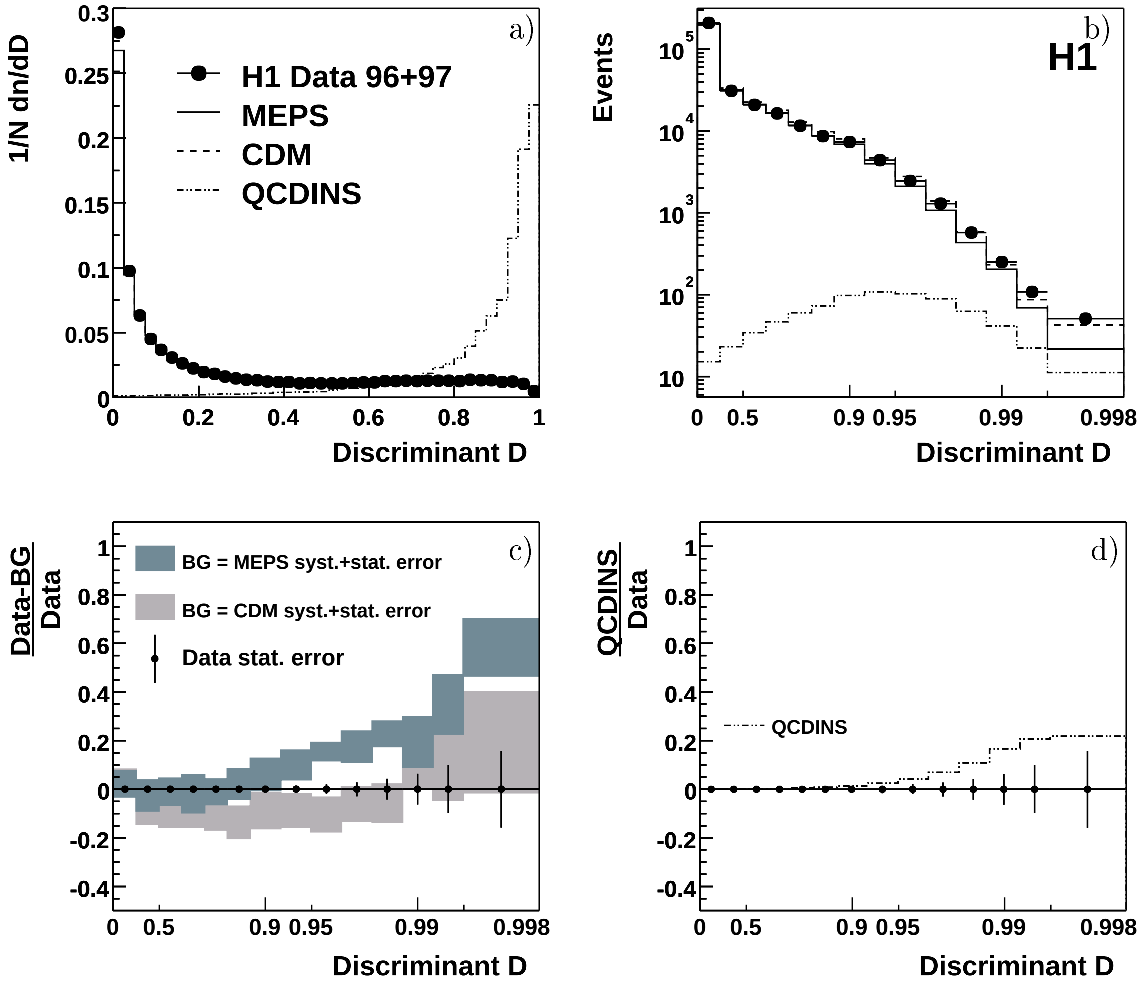
Opis danych przez symulacje Monte Carlo jest przedstawiony bardziej szczegółowo na rysunku 8.1c, gdzie pokazano względną różnicę między danymi i tłem. Model MEPS opisuje doskonale dane dla wartości $D < 0.9$. Dla większych wartości D widać systematycznie wzrastającą nadwyżkę przypadków ponad tłem. Ta różnica sięga 60% dla największych wartości D. Obserwowana nadwyżka przypadków w zależności od D jest jakościowo podobna do zachowania się stosunku spodziewanych przypadków instantonowych do liczby obserwowanych przypadków w danych (rysunek 8.1d).

Formalnie, obserwowany nadmiar przypadków jest znaczący, w szczególności w stosunku do tła modelowanego przez MEPS. Jednakże, w tym ekstremalnym zakątku przestrzeni fazowej niepewności w oszacowaniu tła są w wielkiej mierze nieznane . To również ma odbicie w odmiennym zachowaniu się symulacji CDM, która opisuje dane w obszarze $D < 0.2$, gdzie zdecydowanie dominuje tło. Natomiast dla większych wartości D ($0.25 < D < 0.9$), gdzie spodziewany wkład od instantonów jest minimalny, model CDM nie jest zdolny opisać danych. W tym obszarze model CDM w przeciwieństwie do modelu MEPS przewiduje więcej przypadków niż obserwuje się w danych. Dla największych wartości D oba modele przewidują mniej przypadków w stosunku do danych. Jednakże w przypadku CDM jest to nieznacząca różnica ze względu na niepewności eksperymentalne. Tak więc pomimo obserwacji pewnej nadwyżki przypadów w obszarze, gdzie spodziewamy się wkładu od instantonów, to ze względu na zbyt duże niepewności w oszacowaniu tła nie można wyciągnąć rozstrzygających wniosków.

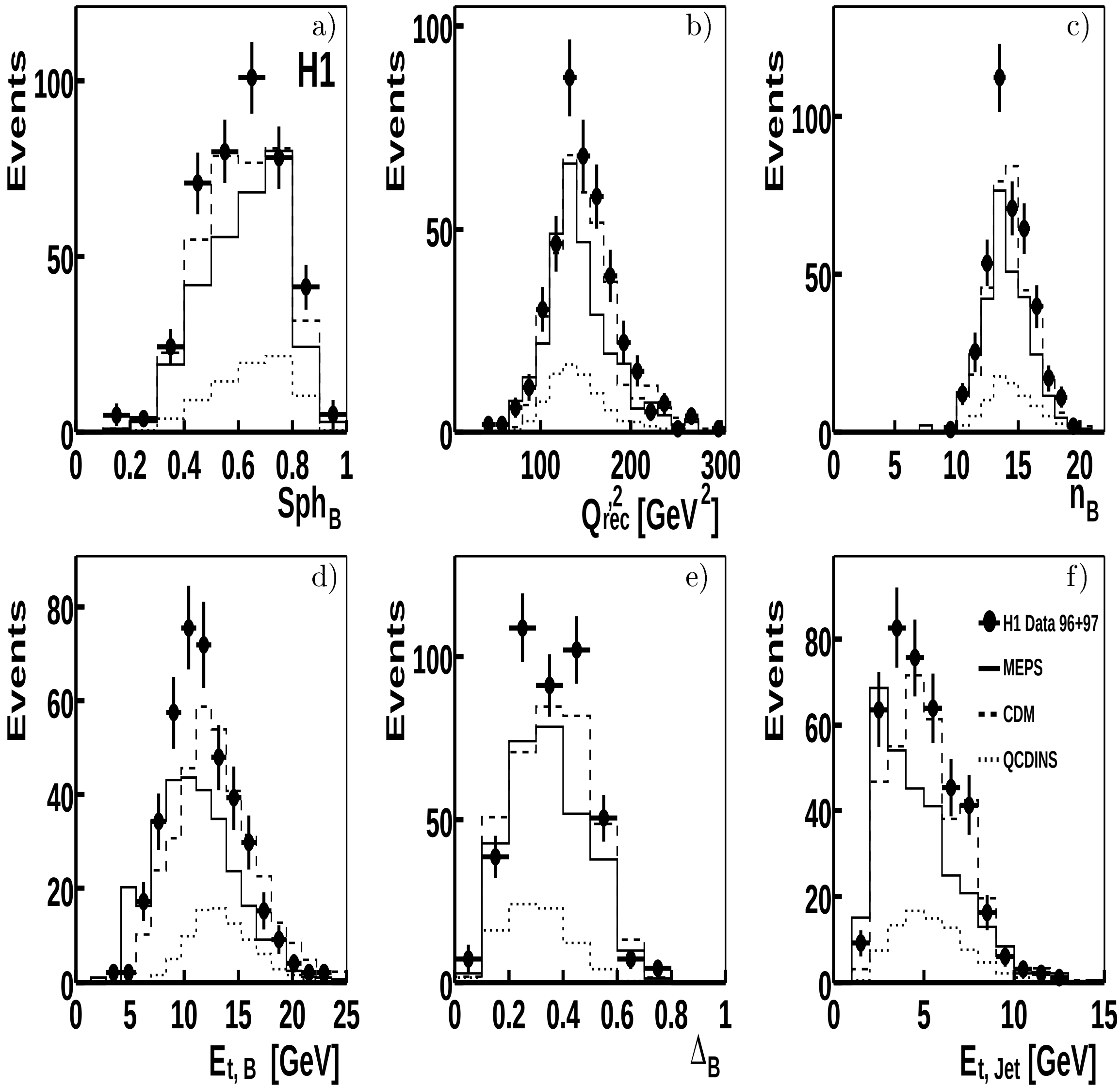
Podobne ograniczenia na przekrój czynny, jak w kombinatorycznej metodzie cięć, otrzymuje się korzystając z wyników otrzymanych wielowymiarową metodą dyskryminacji: 80 pb przyjmując tło modelowane przez MEPS i 55 pb dla tła otrzymanego z CDM. Na poziomie ufności 95%, konserwatywna górna granica przekroju czynnego jest 221 pb.

	σ_{CDM}	σ_{MEPS}	σ_0
Wielowymiarowa metoda dysk.	55 pb	80 pb	221 pb

Tablica 8.2: Górne granice przekroju czynnego na procesy z udziałem instantonów QCD na poziomie ufności 95% w obszarze wiarygodności perturbacyjnej teorii instantonowej otrzymane wielowymiarową techniką dyskryminacyjną przyjmując, że tło jest poprawnie modelowane przez CDM (σ_{CDM}) i MEPS (σ_{MEPS}) oraz konserwatywna górna granica (σ_0) przy założeniu, że tło jest równe zero.



Rysunek 8.1: Rozkłady dla dyskryminatora D: (a) znormalizowany rozkład, (b) rozkład liczby przypadków dla D, (c) względna różnica między danymi i tłem, przyciemnione pasma wskazują eksperymentalne niepewności dla symulowanego tła i (d) stosunek przewidywanej przez QCDINS liczby przypadków do obserwowanej liczby przypadków, pionowe kreski oznaczają błąd statystyczny dla danych. Skala dla osi poziomej na rysunkach (b), (c) i (d) jest dobrana jako -log(1-D).



Rysunek 8.2: Rozkłady sześciu obserwabli uzyskane metodą wielowymiarowej dyskryminacji po cięciu $D > 0.988$: (a) sferyczność Sph_B, (b) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}, (c) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (d) całkowita energia poprzeczna w paśmie instantonowym $E_{t,B}$, (e) zmienna mierząca izotropowość w kącie azymutalnym Δ_B i (f) energia poprzeczna dżetu $E_{t,Jet}$.

Rozdział 9

Stan obecny i perspektywy poszukiwań instantonów

W najbliższych latach eksperymenty H1 i ZEUS bedą nadal miejscem poszukiwań instantonów QCD w zderzeniach głeboko nieelastycznych. Zgodnie z aktualnym planem oba eksperymenty będą działać do połowy 2007 roku, co pozwoli zebrać dane odpowiadające całkowitej świetlności co najmniej kilkaset [1] pb^{-1}, a więc kilkakrotnie więcej niż obecnie.

W eksperymencie H1 rozpoczęto poszukiwania instantonów w nowym obszarze kinematycznym tj. dla dużych Q^2. Współpraca ZEUS opublikowała ostatnio wyniki takich poszukiwań. Niestety, nawet jeśli przypadki instantonowe zostaną znalezione, to potwierdzenie ich podstawowej własności, jaką jest łamanie chiralności, wydaje się być poza możliwościami obu eksperymentów.

Ciekawe możliwości otwierają się przed poszukiwaniami efektów związanych z instantonami elektrosłabymi w promieniowaniu kosmicznym o skrajnie wysokich energiach.

9.1 Wyniki współpracy ZEUS

Ostatnio współpraca ZEUS przedstawiła wyniki poszukiwań instantonów QCD w obszarze kinematycznym bardzo zbliżonym do obszaru wiarygodności instantonowej teorii perturbacyjnej tj. dla dużych Q^2 [87]. Próbka danych, którą wykorzystano w analizie została zebrana w latach 1996-1997 i odpowiada całkowitej świetlności $38.3 \pm 0.6\text{pb}^{-1}$. Analizę przeprowadzono w obszarze kinematycznym określonym przez następujące cięcia:

$$\begin{aligned} 0.05 < y &< 0.9 \\ x &> 10^{-3} \\ Q^2 &> 120 \text{ GeV}^2 \\ Q^{'2} &> 140 \text{ GeV}^2. \end{aligned} \tag{9.1}$$

---

[1] Celem przebudowy akceleratora HERA było uzyskanie do roku 2007 całkowitej świetlności $\approx 1\text{fb}^{-1}$, jednakże z powodu różnych technicznych problemów ta planowana świetlność nie będzie prawdopodobnie możliwa do osiągnięcia.

Końcowa próbka danych zawierała 91846 przypadków.

W analizie użyto energetyczne obiekty hadronowego stanu końcowego, które są utworzone z klastrów w kalorymetrze i stowarzyszonych z nimi śladów cząstek naładowanych, o ile takie przypisanie było możliwe. Dżet prądowy został zrekonstruowany jako dżet o największym pędzie poprzecznym $p_T^{\rm jet}$ wśród znalezionych dżetów, spełniających warunek:

$$\eta_{\rm jet}^{\rm hcms} < \frac{\sum \eta \cdot p_T}{\sum p_T} \quad , \tag{9.2}$$

gdzie sumowanie jest po wszystkich obiektach hadronowego stanu końcowego w hadronowym układzie środka masy (hcms). Po zidentyfikowaniu dżetu prądowego zrekonstruowano wirtualność Q'^2.

Pozostałe obserwable obliczono w ,,obszarze instantonowym", który zawiera nienależące do dżetu wszystkie pozostałe obiekty hadronowego stanu końcowego w hemisferze przeciwnej do hemisfery zawierającej resztki protonu.

Obserwable obliczone w tym obszarze to:

- $N_{\rm EFO}$, krotność energetycznych obiektów w stanie końcowym,
- $N_{\rm EFT}$, krotność śladów cząstek naładowanych, które posłużyły do tworzenia obiektów energetycznych w stanie końcowym,
- C, kolistość,[2] która mierzy izotropowość w stosunku do osi foton-proton w hadronowym układzie środka masy,
- S, sferyczność obliczona w układzie spoczynkowym obiektów znajdujących się w obszarze instantonowym,
- ϵ', wielkość mierząca gęstość pseudorapidity obiektów hadronowego stanu końcowego.[3]

Rozkłady tych obserwabli są przedstawione na rysunkach 9.1-9.3 dla wyselekcjonowanej próbki danych oraz przewidywań otrzymanych z symulacji Monte Carlo (QCDINS, HERWIG i DJANGOH).[4]

---

[2] Kolistość (*circularity*) oblicza się podobnie jak sferyczność, wykorzystując w obliczeniach tylko poprzeczne składowe pędu. Dla znormalizowanego dwuwymiarowego tensora pędu,

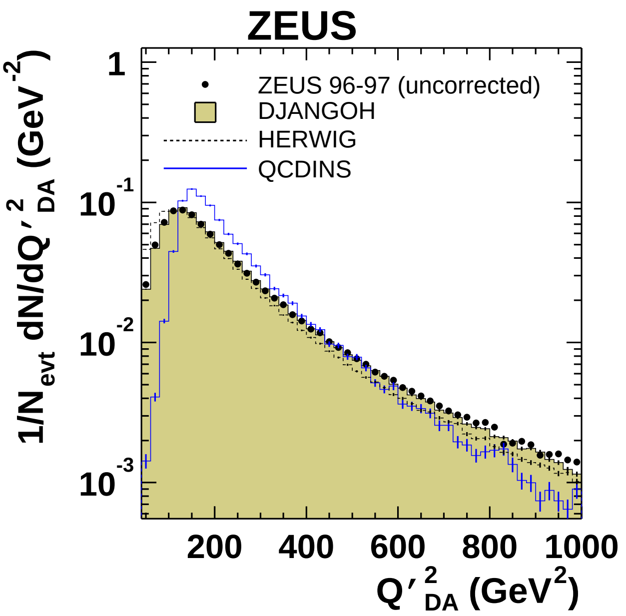
$$M_{\alpha\beta}^{\rm (2D)} = \frac{\sum_j p_{j,\alpha} p_{j,\beta}}{\sum_j \left(p_{j,X}^2 + p_{j,Y}^2\right)} \quad \text{with } \alpha, \beta = X, Y$$

oblicza się jego wartości własne λ_1, λ_2, gdzie $\lambda_1 > \lambda_2$. Kolistość C jest zdefiniowana jako $C = 2(1-\lambda_1)$.

[3] Obserwabla ϵ' jest zdefiniowana jako $\epsilon' = \epsilon_c - b(N_{\rm EFO} - N_0)$, gdzie $b = 0.339$, $N_0 = 30$ i

$$\epsilon_c = \frac{k}{N_{\rm EFO} - k} \sum_{i=1}^{N_{\rm EFO}-k} \frac{1}{\eta_{i+k} - \eta_i} \quad , \quad k = \begin{cases} N_{\rm EFO}/2 & \text{dla } N_{\rm EFO} \text{ parzystego,} \\ (N_{\rm EFO}+1)/2 & \text{dla } N_{\rm EFO} \text{ nieparzystego.} \end{cases}$$

[4] Pogramy Monte Carlo użyte w analizie są podobne do opisanych w rozdziale 4. DJANGOH odpowiada symulacji oznaczonej ,,CDM"w przypadku H1, przy czym zmieniono jeden z parametrów programu JETSET i dodano 12% przypadków dyfrakcyjnych otrzymanych z symulacji RAPGAP.



Rysunek 9.1: Rozkład obserwabli kinematycznej Q'^2 (na rysunku oznaczona jako Q'^2_{DA}) Podane błędy są błędami statystycznymi.

W poszukiwaniu sygnału od przypadków instantonowych próbowano wiele metod [88]. Najlepszą okazała się metoda oparta na algorytmie Fishera, gdzie wykonuje się odpowiednie cięcie na liniowej kombinacji obserwabli. Dla każdej obserwabli x_i, gdzie $i = 1, 2, \ldots, n$, oblicza się średnią wartość dla sygnału ($\overline{x_i}^s$) i tła ($\overline{x_i}^b$). Następnie wylicza się macierze korelacji między obserwablami

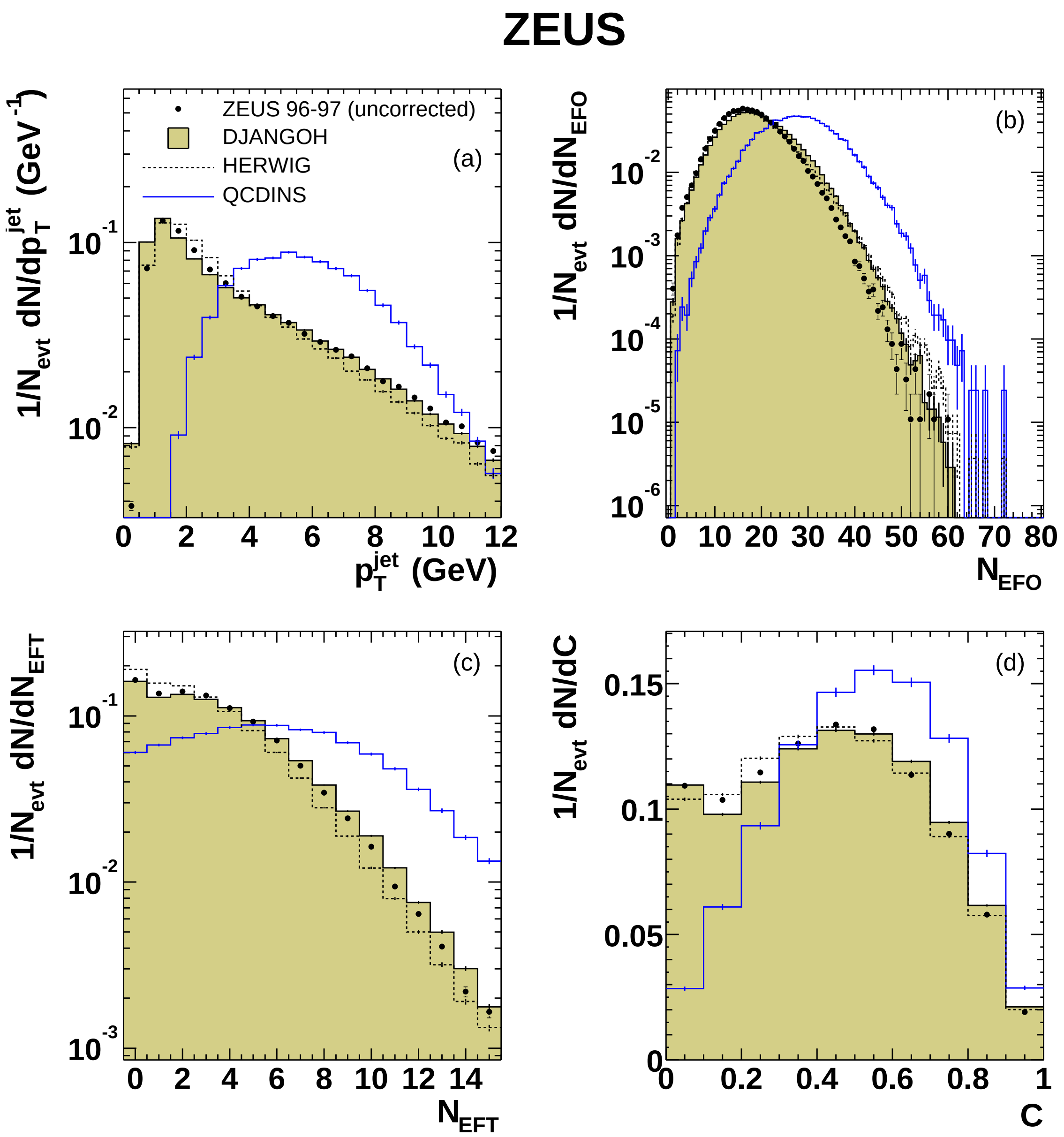
$$V_{ik,s} = \frac{1}{N} \sum_{\text{events}} (x_i^s - \overline{x_i}^s)(x_k^s - \overline{x_k}^s)$$

dla sygnału i odpowiednio dla tła ($V_{ik,b}$). Z tych macierzy tworzy się macierze uśrednione $\overline{V}_{ik} = \frac{1}{2}(V_{ik,s} + V_{ik,b})$ i odpowiednie macierze odwrotne. Dyskryminator Fishera jest zdefiniowany jako

$$t = \sum_{i=1}^{n} w_i x_i \quad , \quad \text{gdzie } w_i = \sum_k (\overline{V}^{-1})_{ik} (\overline{x_k}^s - \overline{x_k}^b) \quad .$$

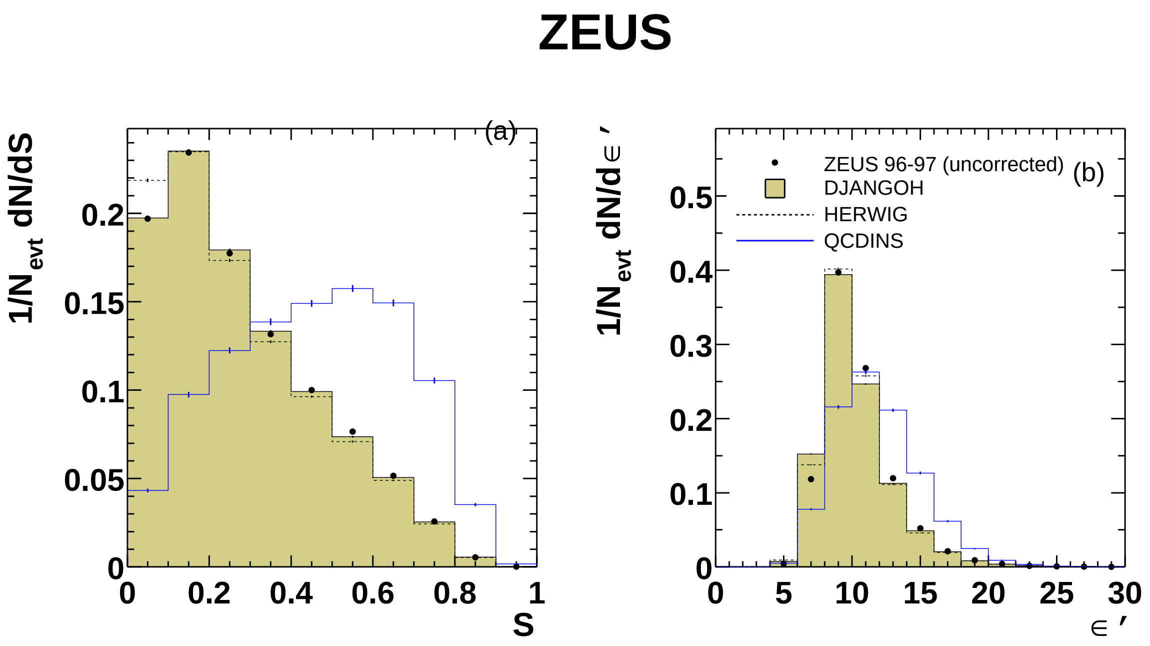
Do konstrukcji dyskryminatora Fishera t zostało użyte sześć obserwabli: $t(S,\ C,\ \log(p_T^{\mathrm{jet}}), N_{\mathrm{EFO}}, N_{\mathrm{EFT}}, \epsilon')$ z dodatkowym cięciem $Q'^2 < 250$ GeV^2. Rozkłady dyskryminatora Fishera są pokazane na rysunku 9.4 odpowiednio dla próbki danych, spodziewanego sygnału (QCDINS) oraz tła (DJANGOH). Rozkłady dla danych i tła są podobne, natomiast przewidywany rozkład dla przypadków instantonowych jest wyraźnie oddzielony.

W tabeli 9.1 zebrano wyniki otrzymane dla kilku cięć dla dyskryminatora Fishera t: wydajność dla przypadków instantonowych (r_I, tj. ułamek przypadków pozostałych po

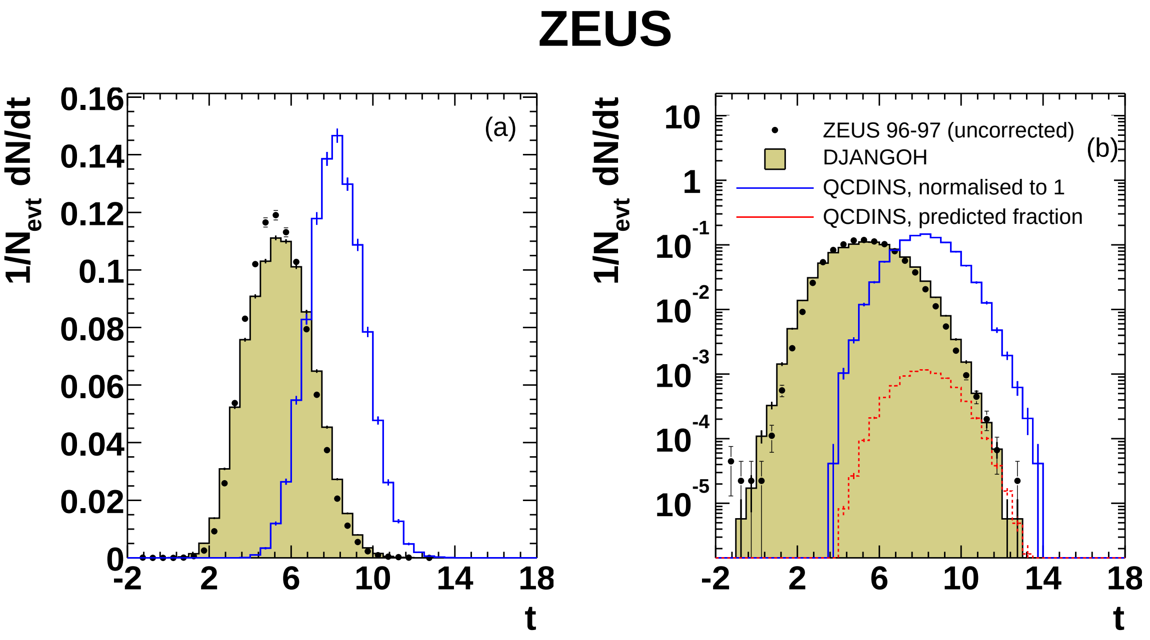


Rysunek 9.2: Rozkłady obserwabli: (a) pęd poprzeczny dżetu prądowego, p_T^{jet}, (b) krotność, N_{EFO}, (c) krotność śladów cząstek naładowanych, N_{EFT}, (d) kolistość, C. Podane są tylko błędy statystyczne.

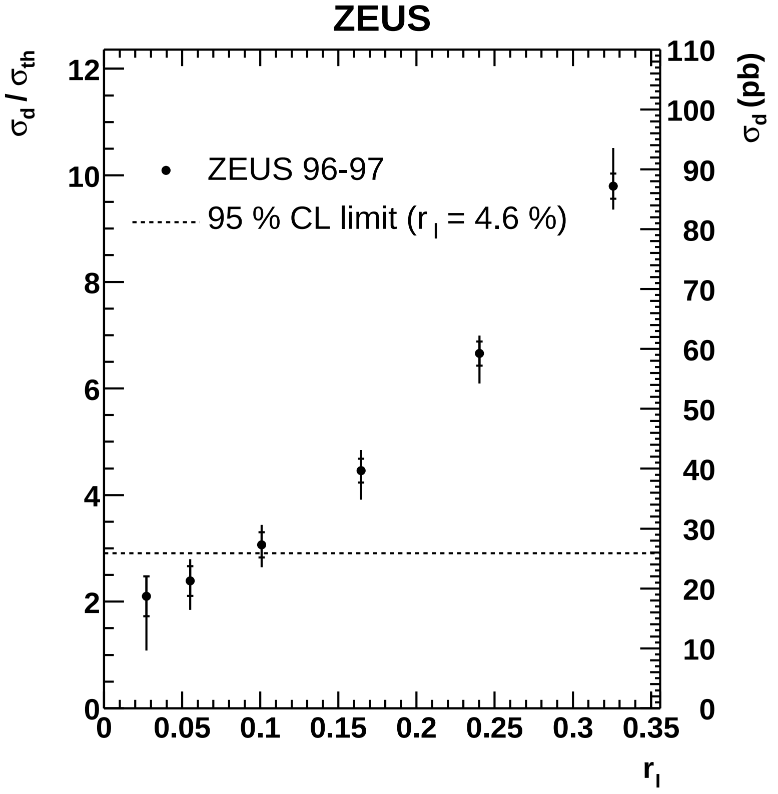
cięciu), moc separacji sygnału i tła ($P_S = r_I/r_N$) oraz liczba przypadków pozostałych po cięciu dla danych, tła i spodziewanego sygnału. Korzystając z tych wyników można otrzymać ograniczenie na przekrój czynny zakładając, że wszystkie obserwowane przypadki są sygnałem, tj. tło jest równe zero i wydajności dla danych i przypadków Monte Carlo są równe. Wtedy stosunek N_d/N_{th}, gdzie N_d jest liczbą obserwowanych przypadków w danych po cięciu na t, a N_{th} jest przewidywaną liczbą przypadków instantonowych jest równy stosunkowi odpowiednich przekrojów czynnych $R = \sigma_d/\sigma_{th}$, gdzie $\sigma_{th} = 8.9$ pb jest przewidywanym przekrojem czynnym w rozważanym obszarze



Rysunek 9.3: Rozkłady obserwabli: (a) sferyczność S i (b) gęstość ϵ'.



Rysunek 9.4: Rozkłady dyskryminatora Fishera t: (a) w skali liniowej i (b) w skali logarytmicznej, gdzie dodatkowo pokazano rozkład dla przypadków instantonowych, znormalizowany do przewidywanego ich udziału (0.79%). Do obliczeń użyto obserwabli: S, C, p_T^{jet}, N_{EFO}, N_{EFT} i ϵ' z dodatkowym cięciem $Q'^2_{DA} < 250\,\mathrm{GeV}^2$.



Rysunek 9.5: Zależność stosunku przekrojów czynnych $\sigma_d/\sigma_{\mathrm{th}}$ od r_I, gdzie σ_d jest mierzonym przekrojem czynnym, przyjmując tło równe zero, σ_{th} jest przewidywanym instantonowym przekrojem czynnym otrzymanym z generatora Monte Carlo QCDINS, a r_I jest ułamkiem przypadków instantonowych pozostałych po cięciu na t. Skala po prawej stronie odpowiada mierzonemu przekrojowi czynnemu w rozważanym obszarze kinematycznym. Linia przerywana odpowiada konserwatywnej górnej granicy przekroju czynnego na poziomie ufności 95%, co odpowiada $r_I = 4.6\%$.

	r_I [%]	DATA	QCDINS	DJANGOH	P_S	HERWIG	P_S
$t > 8.0$	32.6	1847 ± 43	188.5 ± 1.7	2592 ± 26	12	2145 ± 27	14
$t > 8.5$	24.0	925 ± 30	139.0 ± 1.4	1338 ± 19	17	1091 ± 19	21
$t > 9.0$	16.4	424 ± 21	95.1 ± 1.2	630.2 ± 13	24	524.1 ± 13	29
$t > 9.5$	10.1	179 ± 13	58.4 ± 0.9	263.8 ± 8.3	36	229.5 ± 8.8	41
$t > 10.0$	5.5	76 ± 8.7	31.8 ± 0.7	105.6 ± 5.3	49	89.8 ± 5.5	58
$t > 10.5$	2.7	33 ± 5.7	15.7 ± 0.5	35.1 ± 3.0	73	35.1 ± 3.4	73

Tablica 9.1: Liczba przypadków po cięciach na dyskryminator Fishera t dla danych (DATA), spodziewanego sygnały (QCDINS) oraz oszacowanego tła (DJANGOH,HERWIG). $P_S = r_I/r_N$ jest mocą separacji sygnału i tła, r_I i r_N są odpowiednimi wydajnościami dla sygnału i tła, tj. stanowią ułamek przypadków pozostałych po danym cięciu na t. Podane są tylko błędy statystyczne.

kinematycznym, a σ_d jest instantonowym przekrojem czynnym odpowiadającym obserwowanej liczbie przypadków w danych. Stąd można wyliczyć σ_d. Na rysunku 9.5 przedstawiono stosunek $R = \sigma_d/\sigma_{th}$ w zależności od wydajności r_I po cięciach na dyskryminator t.

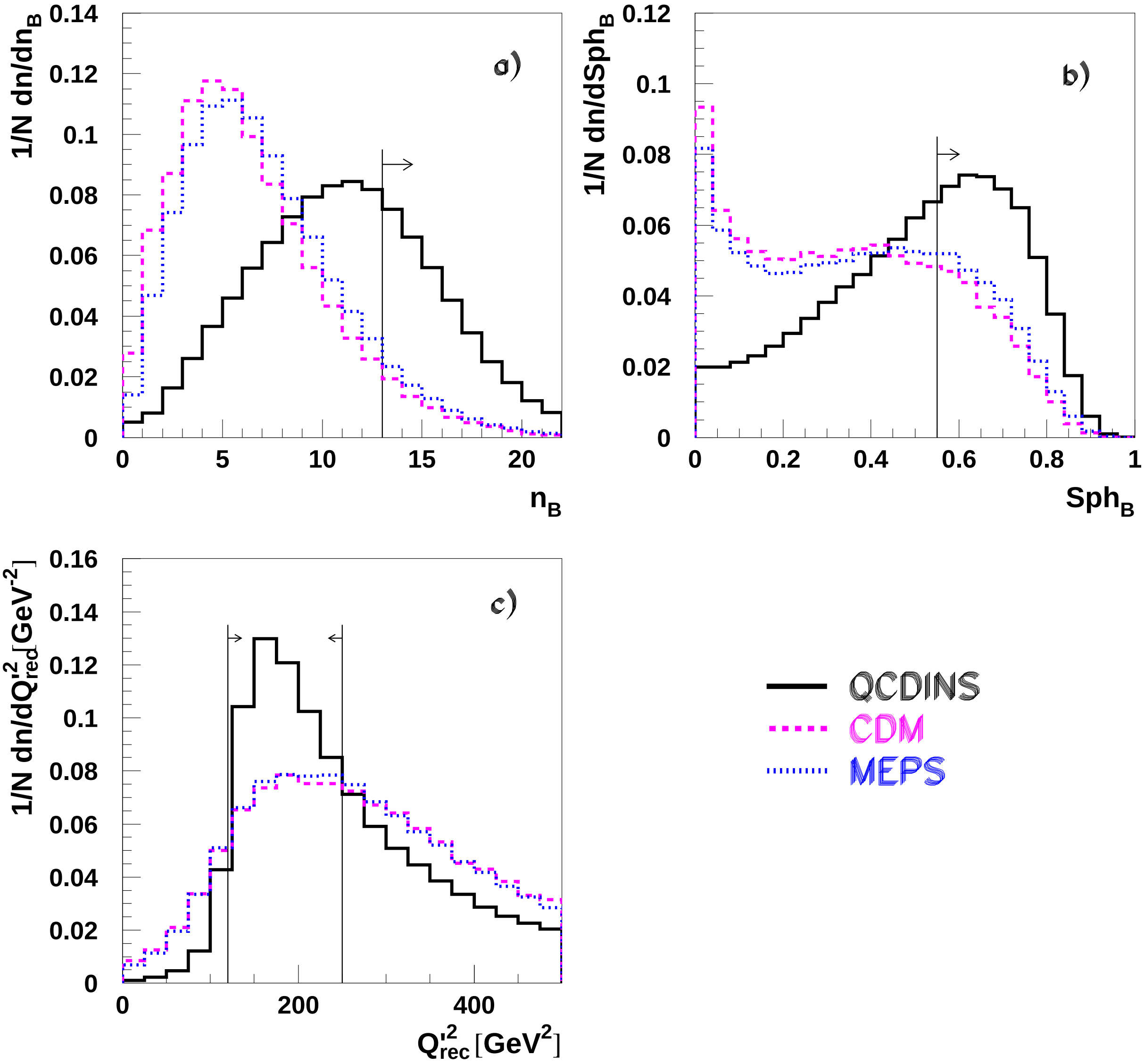
Znając wartość stosunku R i jego błąd statystyczny i systematyczny można wyliczyć górną granicę przekroju czynnego na instantonowy przekrój czynny dla danej wydajności r_I. Dla wydajności $r_I = 10\%$ otrzymano górną granicę przekroju czynnego równą 30 pb, gdzie teoretycznie przewidywany przekrój czynny jest 8.9 pb. To ograniczenie na przekrój czynny jest bardziej zbliżone do przewidywania teoretycznego niż wynik H1 w obszarze mniejszych Q^2, gdzie otrzymana górna granica na przekrój czynny jest około pięciokrotnie większa w stosunku do przewidywanego przekroju czynnego.

Obliczono również konserwatywną górną granicę przekroju czynnego bez odwoływania się do wyboru konkretnej wartości r_I. Mianowicie, wyliczono rozkład dyskryminatora t dla różnych wartości instantonowego przekroju czynnego. Przy pewnej wartości przekroju czynnego rozkłady t dla danych i przypadków instantonowych stają się równe dla pewnej wartości t_0 tak, że dla $t > t_0$ rozkład dla instantonów jest powyżej rozkładu dla danych. Górną granicę na przekrój czynny można otrzymać przez wybór takiego instantonowego przekroju czynnego, dla którego liczba przypadków instantonowych przewyższa liczbę przypadków danych dla $t > t_0$ na poziomie ufności 95%, co prowadzi do ograniczenia $\sigma_{inst} < 26$ pb.

Podobnie, jak w przypadku analizy współpracy H1, jednym z podstawowych problemów jest poprawność modelowania tła pochodzącego od zwykłych przypadków DIS w ekstremalnych zakątkach przestrzeni fazowej, gdzie spodziewamy się znaczącego wkładu przypadków instantonowych w stosunku do tła.

9.2 Badania we współpracy H1

Współpraca H1 rozpoczęła poszukiwanie efektów instantonów dla $Q^2 > 100$ GeV^2 . Analiza w tym nowym obszarze kinematycznym nie jest po prostu powtórzeniem analizy przedstawionej w tej rozprawie. Rysunek 9.6 przedstawia rozkłady tych samych obserwabli, które zostały użyte do stłumienia tła w przypadku analizy dla $Q^2 <$ 100 GeV^2 . Jakościowo nie ma wielkiej różnicy między obszarem dużych i małych Q^2 (rysunek 6.1), z wyjątkiem rozkładu Q'^2_{rec}, który odzwierciedla bezpośrednio fakt, że $Q^2 > 100$ GeV^2 . Stosując metodę cięć kombinatorycznych uzyskano kilkakrotnie mniejszą redukcję tła w porównaniu do analizy dla małych Q^2, $S = 22$ dla symulacji MEPS i $S = 27$ dla CDM przy wydajności dla przypadków instantonowych $\epsilon_{\text{INS}} \approx 10.4\%$. Można przypuszczać, że jedną z przyczyn tak niskiego stłumienia tła jest inne jego zachowanie, na co może wskazywać porównanie rozkładu energii poprzecznej w funkcji pseudorapidity w układzie laboratoryjnym dla przypadków z dużym i małym Q^2 (odpowiednio rysunki 9.7 i 5.2). Tak więc, należy poszukać innych obserwabli oraz odpowiednie ich kombinacje w celu uzyskania lepszej redukcji tła i odpowiedniego stosunku sygnału do tła. Na rysunku 9.8 przedstawiono wstępny wybór 11 obserwabli, które potencjalnie mogą być użyte w poszukiwaniach instantonów. Oprócz wcześniej

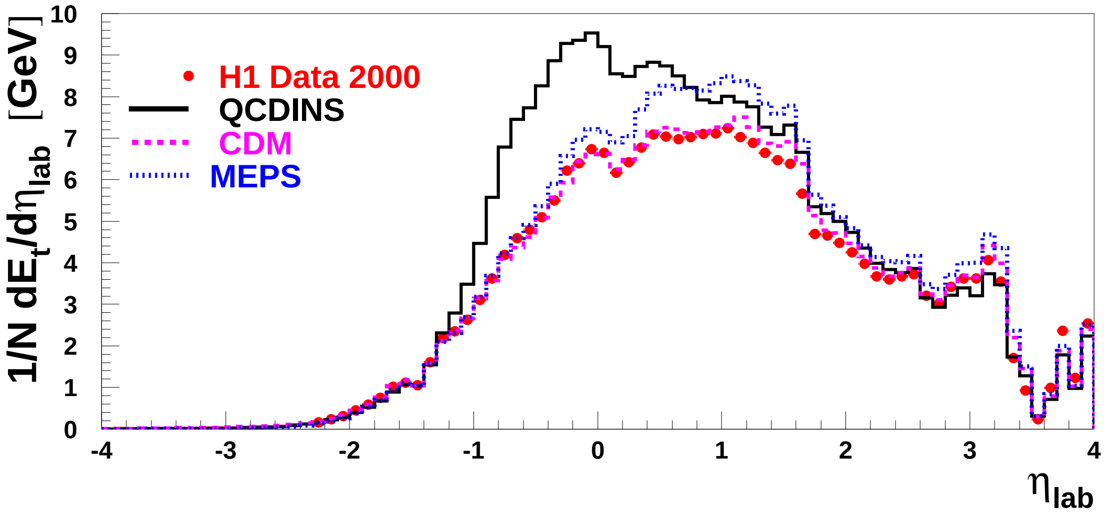


Rysunek 9.6: Rozkłady trzech obserwabli użytych do stłumienia tła ($Q^2 > 100$ GeV^2): (a) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (b) sferyczność Sph_B i (c) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}. Pionowe linie wskazują wybrane wartości cięć.

zdefiniowanych obserwabli w rozdziale 5.2 pokazane są dwa momenty Foxa-Wolframa[5]

---

[5] Momenty Foxa-Wolframa są zdefiniowane jako $H_l = \sum_{i,j}^{N} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E^2_{\rm tot}} P_l(\cos\Theta_{ij})$, gdzie sumowanie jest po obiektach hadronowego stanu końcowego o całkowitej energii $E_{\rm tot}$, Θ_{ij} jest kątem między odpowiednimi pędami $\vec{p}_i$ i $\vec{p}_j$, a P_l są wielomianami Legendre'a. Zwykle używa się znormalizowanych momentów $H_{l0} = H_l/H_0$ [85,86].



Rysunek 9.7: Rozkład energii poprzecznej w funkcji pseudorapidity w układzie laboratoryjnym dla przypadków z dużym Q^2 ($Q^2 > 100$ GeV^2).

i akoplanarność[6]. Analiza obecnie trwa i być może wstępne wyniki będą dostępne pod koniec roku 2004.

Dodatkowe wskazówki co do strategii poszukiwań instantonów dla dużych Q^2 można znaleźć w pracach [83], [84]. Intensywne studium wykonano na poziomie hadronowym symulacji Monte Carlo, to jest bez symulowania efektów detektora. Korzystając z wielowymiarowej techniki dyskryminacyjnej uzyskano moc separacji sygnału od tła $S = 126$ przy wydajności dla instantonów $\epsilon_{\text{INS}} = 10\%$. W analizie użyto pięć obserwabli: wirtualność Q'^2_{rec}, sferyczność Sph_B, $E_{\text{out,B}}$, znormalizowany moment Foxa-Wolframa H_{20} i krotność naładowanych kaonów $n_{K^{\pm}_B}$. Z wyjątkiem wirtualności, wszystkie obserwable są obliczone w paśmie instantonowym.

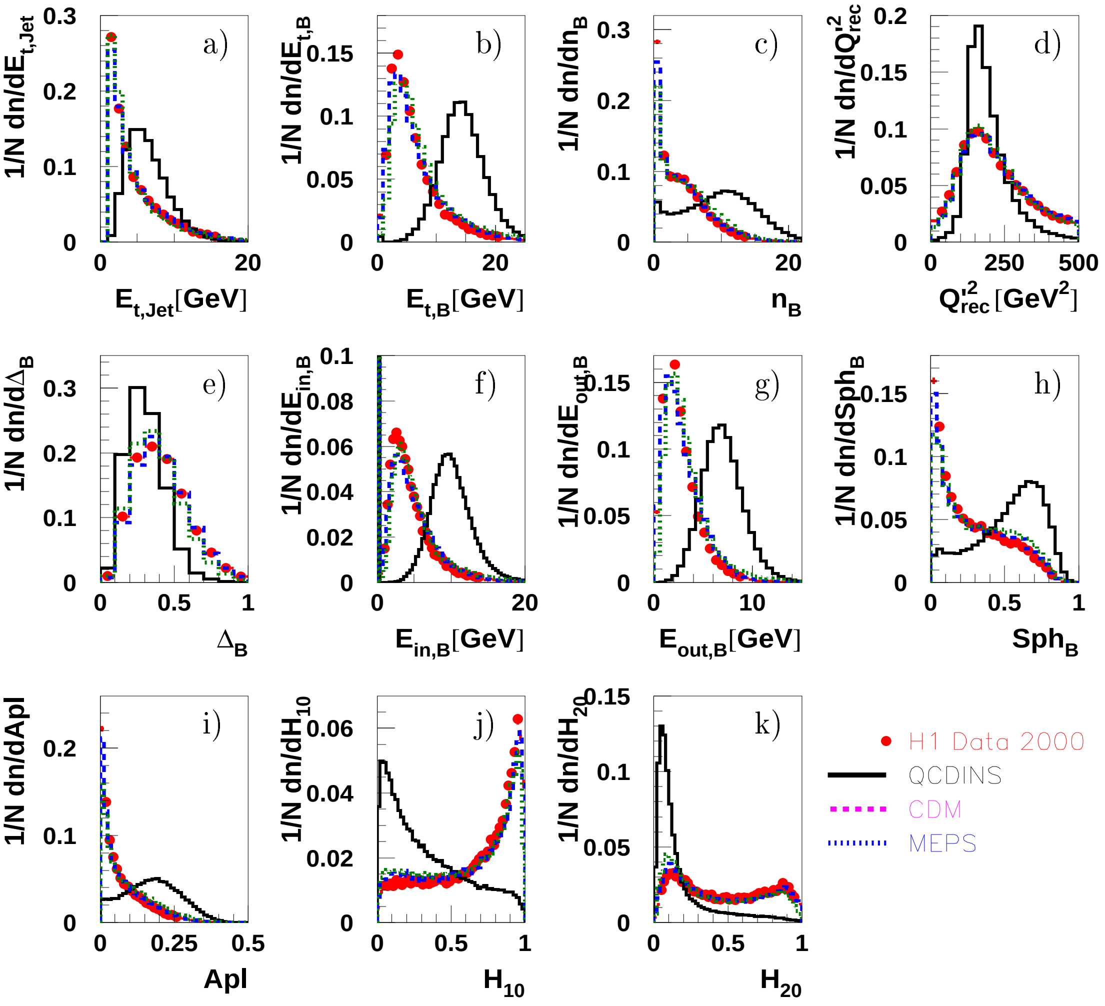
W dalszej perspektywie czasowej, gdy do analizy będzie dostępna próbka danych odpowiadająca zwiększonej świetlności, będzie można zastosować bardziej ostre cięcia, aby zwiększyć stosunek sygnału do tła. Ponadto, przy okazji wykonanej analizy w różnych przedziałach x' i Q'^2 (rozdział 7.2) stwierdzono, że stosunek sygnału do tła zależy od x' i Q'^2. Moc separacji sygnału od tła S jest tym większa im Q'^2 jest większe, a x' jest mniejsze i w pewnych obszarach S może być $\sim 300 - 500$. Jest to bardzo obiecująca obserwacja.

9.3 Łamanie chiralności

Łamanie chiralności, podstawowa cecha instantonów QCD (rozdział 2), sprawia, że w procesach z udziałem instantonów są produkowane kwarki i antykwarki prawoskrętne, a w przypadku antyinstantonów wszystkie kwarki i antykwarki są lewoskrętne. Ekspery-

---

[6] Akoplanarność jest zdefiniwana jako $A = \frac{3}{2}\lambda_3$, gdzie λ_3 jest najmniejszą wartością własną tensora sferyczności. $A \approx \frac{1}{2}$ odpowiada przypadkowi izotropowemu ($0 \leq A \leq \frac{1}{2}$) [86].



Rysunek 9.8: Rozkłady obserwabli dla przypadków z $Q^2 > 100$ GeV^2 : (a) energia poprzeczna dżetu $E_{t,Jet}$, (b) całkowita energia poprzeczna w paśmie instantonowym $E_{t,B}$, (c) krotność cząstek naładowanych w paśmie instantonowym n_B, (d) zrekonstruowana wirtualność Q'^2_{rec}, (e) izotropowość w kącie azymutalnym Δ_B, (f) $E_{\mathrm{in,B}}$, (g) $E_{\mathrm{out,B}}$, (h) sferyczność Sph_B, (i) akoplanarność Apl oraz dwa momenty Foxa-Wolframa (j) H_{10} i (k) H_{20}.

mentalne odkrycie takiego efektu byłoby bardzo silnym argumentem wskazującym na istnienie procesów instantonowych.

W każdym przypadku instantonowym produkowana jest jedna para kwarków dziwnych $s - \bar{s}$. Do pomiaru polaryzacji można więc użyć pary hiperonów $\Lambda - \bar{\Lambda}$ zawierających pierwotne kwarki dziwne. Instantony i antyinstantony powodują, że spiny pary $s - \bar{s}$ są ustawione w tym samym kierunku, czyli pomiar sprowadzałby się do stwierdzenia czy istnieje nadwyżka przypadków z parami $\Lambda - \bar{\Lambda}$ w stanie spinowym

$S = 1$ w porównaniu do liczby przypadków z parami w stanie $S = 0$. Pomijając doświadczalne trudności z samym pomiarem polaryzacji to podstawowy problem jest związany z faktem, że zdecydowana większość hiperonów $\Lambda/\bar{\Lambda}$ pochodzi z procesów fragmentacji i tylko około 1% przypadków zawiera parę $\Lambda - \bar{\Lambda}$ z pierwotnymi kwarkami dziwnymi z procesu instantonowego. Ponadto, wydajnośc na detekcję hiperonów $\Lambda/\bar{\Lambda}$ w przypadku detektora H1 jest względnie niska i wynosi około 14% w obszarze pseudorapidity $|\eta_{lab}| < 1.3$, obejmującym centralne komory dryfowe. Oszacowana próbka danych potrzebna do wykonania tego pomiaru odpowiada całkowitej świetlności około 10 fb^{-1}, zakładając, że co najmniej 100 przypadków z parą $\Lambda - \bar{\Lambda}$ wystarczy do pomiaru polaryzacji.[7] Jest to poza możliwościami eksperymentów działających na akceleratorze HERA, gdzie po przebudowie akceleratora w latach 2000/2001 planowana sumaryczna świetlność nie przekroczy ~ 1 fb^{-1}.

9.4 Instantony elektrosłabe

Instantony elektrosłabe zawsze wzbudzały wielkie zainteresowanie ze względu na ich własność łamania liczby barionowej i leptonowej oraz ich możliwą rolę w kreacji asymetrii między materią i antymaterią we wczesnym Wszechświecie [5]. W przypadku instantonów elektrosłabych minimalna wysokość bariery energetycznej (rysunek 2.2) oddzielającej różne stany próżni jest równa tzw. energii sfaleronu (*sphaleron*), $E_{sp} \approx \pi M_W/\alpha_W \approx 7.5$TeV. Poniżej energii sfaleronu procesy związane z instantonami elektrosłabymi są wykładniczo silnie tłumione. Jednakże problem wielkości przekroju czynnego na obserwację efektów instantonów elektrosłabych w zakresie bardzo wysokich energii tj. dla energii w pobliżu i powyżej energii E_{sp}, nigdy nie został ostatecznie rozwiązany. Stan wiedzy na ten temat pod koniec ubiegłego wieku można znaleźć w pracach przeglądowych [3]. Ostatnio pojawiły się prace w których ponownie próbowano obliczyć przekrój czynny dla procesów z udziałem instantonów elekrosłabych [4, 89–91].

A. Ringwald wykonał obliczenia partonowego przekroju czynnego $\hat{\sigma}_{\rm ff}^{(I_W)}$ na rozpraszanie fermion-fermion z udziałem instantonu elektrosłabego $\mathrm{f} + \mathrm{f} \xrightarrow{I_W} X$ w ścisłej analogii do obliczeń przekroju czynnego dla instantonów QCD w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym [4, 89].

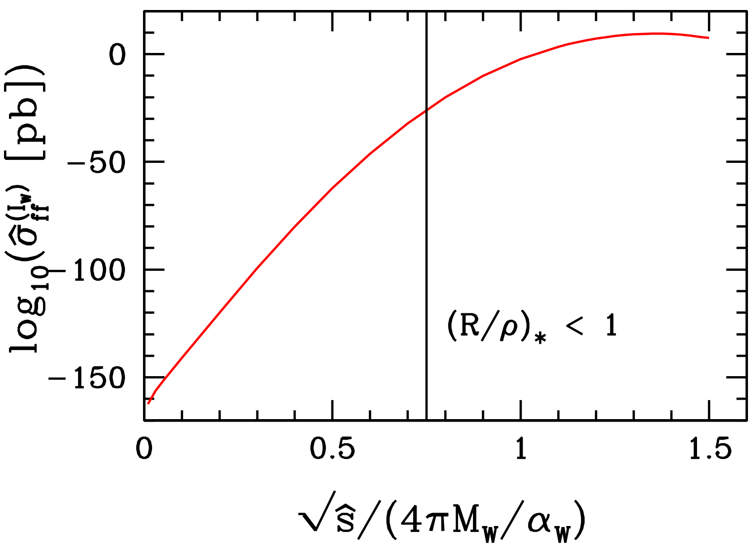
Wyniki tych obliczeń są przedstawione na rysunku 9.9. Przekrój czynny dla małych energii, $\sqrt{\hat{s}} < E_{sp}$, jest niezmiernie mały, $\hat{\sigma}_{\rm ff}^{(I_W)} \approx 10^{-141}$ pb dla $\sqrt{\hat{s}} \approx 3$TeV i nawet dla energii tak wysokiej jak $\sqrt{\hat{s}} \approx 22.5$TeV jest praktycznie niemierzalny ($\hat{\sigma}_{\rm ff}^{(I_W)} \approx 10^{-26}$ pb). Dopiero przy energii około 30 TeV przewidywany przekrój czynny jest $\sim 10^{-6}$ pb, co jest wprawdzie jeszcze za mało dla obserwacji nawet na LHC [8], ale jest już w zasięgu rozważanego projektu przyszłego akceleratora VLHC [9]. Przewidywany

---

[7] Oszacowanie zostało wyliczone korzystając ze wzoru na świetlność $L = N/\sigma_{ins}\epsilon_{\Lambda\bar{\Lambda}}(\epsilon_{\Lambda}BR)^2$, gdzie liczba przypadków $N = 100$, przekrój czynny na przypadki instantonowe $\sigma_{ins} = 100$ pb, stosunek rozgałęzienia dla rozpadu $\Lambda \to p\pi$ $BR = 0.639$, wydajność na detekcje hiperonów $\Lambda/\bar{\Lambda}$ $\epsilon_{\Lambda} = 0.14$ oraz ułamek przypadków z parą $\Lambda - \bar{\Lambda}$ z pierwotnymi kwarkami dziwnymi $\epsilon_{\Lambda\bar{\Lambda}} = 0.01$.

[8] *Large Hadron Collider*, zderzacz proton-proton o energii 14 TeV budowany w europejskim ośrodku naukowym CERN pod Genewą, pierwsze zderzenia są przewidywane w roku 2007.

[9] *Very Large Hadron Collider*, zderzacz proton-proton o energii w układzie środka masy 200 TeV i świetlności $\mathcal{L} \approx 6 \cdot 10^5$ pb^{-1} rok^{-1}.



Rysunek 9.9: Całkowity przekrój czynny $\hat{\sigma}_{\rm ff}^{(I_W)}$ na rozpraszanie fermion-fermion z udziałem instantonów elektrosłabych, $\mathrm{f}+\mathrm{f} \xrightarrow{I_W} \mathrm{X}$ w zależności od przeskalowanej całkowitej energii w układzie środka masy $\epsilon = \sqrt{\hat{s}}/(4\pi M_W/\alpha_W)$, $4\pi M_W/\alpha_W \approx 30\mathrm{TeV}$. Rysunek zaadoptowany z pracy [4].

przekrój czynny rośnie do energii $\sqrt{\hat{s}} \approx 40\mathrm{TeV}$, gdzie osiąga swoje maximum rzędu kilku milibarnów [10].

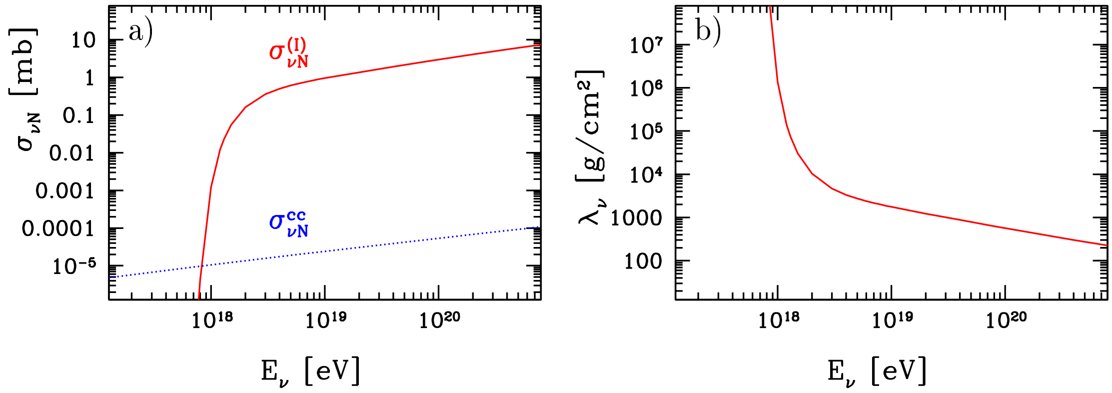
Bardzej pesymistyczny scenariusz wyłania się z numerycznych wyników semiklasycznych obliczeń Bezrukova i współpracowników (BLRRT), które wskazują, że efekty instantonowe są silnie tłumione wykładniczo nawet do energii 250 TeV [90, 91]. Przyczym, oba przewidywania, Ringwalda i BLRRT są konsystentne dla energii mniejszych niż energia sfaleronu.

Przy założeniu, że przewidywane przekroje czynne są prawdziwe dla bardzo dużych energii można pokusić się o zbadanie możliwości obserwacji efektów od instantonów elektrosłabych w promieniowaniu kosmicznym o skrajnie wysokich energiach. W pracy [92] zaproponowano wyjaśnienie, że obserwowane przypadki w promieniowaniu kosmicznym poza obcięciem Greisena-Zatsepina-Kuzmina tzn. dla energii $E_{\rm GZK} \approx 4\mathrm{x}10^{19}$ eV, są być może wynikiem oddziaływań kosmogenicznych neutrin[11] w atmosferze ziemskiej z udziałem instantonów elektrosłabych. Na rysunku 9.10 przedstawiony jest przekrój czynny $\sigma_{\nu N}^{(I)}$ na oddziaływanie neutrino-nukleon zgodnie z przewidywaniami Ringwalda i odpowiadająca mu droga na oddziaływanie λ_ν w atmosferze ziemskiej. Dla energii neutrin $E_\nu \gtrsim 3{\cdot}10^{19}$ eV droga oddziaływania zaczyna być mniejsza niż głębokość atmosfery ($X_0 = 1031$ g/cm^2). Tak więc atmosfera dla neutrin o skrajnie wysokich energiach przestaje być przezroczysta. Neutrina oddziałując w atmosferze wytwarzają

---

[10] Trzeba jednak pamiętać, że przewidywania dla energii $\sqrt{\hat{s}} \gtrsim 30\mathrm{TeV}$ to raczej *educated extrapolation or guess*, jak zaznacza A. Ringwald.

[11] neutrina powstające w oddziaływaniach protonów o skrajnie wysokich energiach, powyżej $E_{\rm GZK}$, z mikrofalowym promieniowaniem tła.

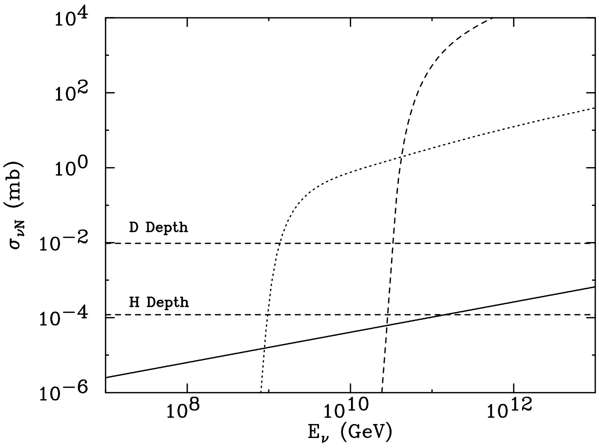


Rysunek 9.10: (a) Przewidywany przekrój czynny dla oddziaływań neutrino-proton z udziałem instantonów elektrosłabych, $\sigma^{(I)}_{\nu N}$ (linia ciągła) w zależności od energii neutrina E_ν (w układzie spoczynkowym protonu). Dla porównania pokazano (linia kropkowana) standardowy elektrosłaby przekrój czynny $\sigma^{cc}_{\nu N}$ (dla prądów naładowanych). (b) Droga oddziaływania neutrin z uwzględnieniem procesów z udziałem instantonów elektrosłabych i standardowych oddziaływań elektrosłabych (dla prądów naładowanych) [92].

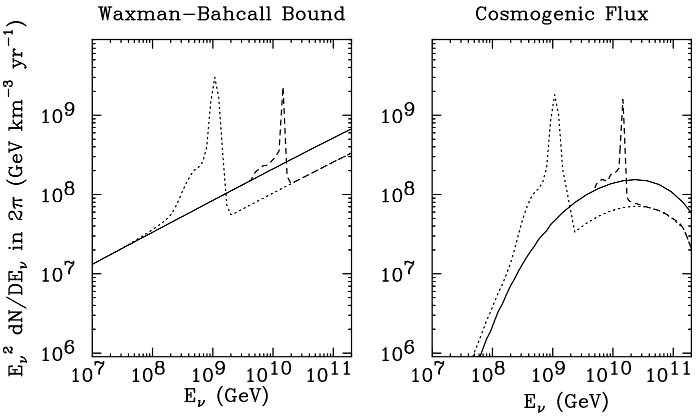
wielkie pęki, które następnie mogą być rejestrowane przez detektory promieniowania kosmicznego o dużych powierzchniach. Detektory kosmiczne nowej generacji jak np. Obserwatorium Pierre Auger [93] mogą więc roztrzygnąć czy zaproponowany scenariusz jest poprawny.

W pracy [94] przedstawiono ciekawą perspektywę obserwacji w wielkich teleskopach neutrinowych jak IceCube [95] przypadków wywołanych instantonami elektrosłabymi w oddziaływaniach neutrin o skrajnie wysokich energiach. Korzystając z przewidywanych przekrojów czynnych Ringwalda i BLRRT oraz dwóch założonych strumieni neutrin, zbadano możliwość detekcji przypadków instantonowych. Na rysunku 9.11 widać bezpośrednio różnicę między przewidywanymi przekrojami czynnymi. Spodziewane widmo energetyczne generowanych kaskad w oddziaływaniach neutrino-nukleon i ich zależność od kąta zenitalnego, przedstawiono odpowiednio na rysunkach 9.12 i 9.13. Wyniki pokazują, że potencjalnie istnieje możliwość obserwacji przypadków instantonowych, jednakże doświadczalne sprawdzenie przewidywań BLRRT bedzie niezmiernie trudne. W zakresie energii neutrin $(0.4 - 2.0)\mathrm{x}10^{18}$eV, zgodnie z przewidywaniami Ringwalda, spodziewane jest 0.7 przypadka w efektywnej objętości 1km^3 w ciągu roku, to jest o rząd wielkości więcej niż przewidywania modelu standardowego (dla prądów neutralnych i naładowanych).

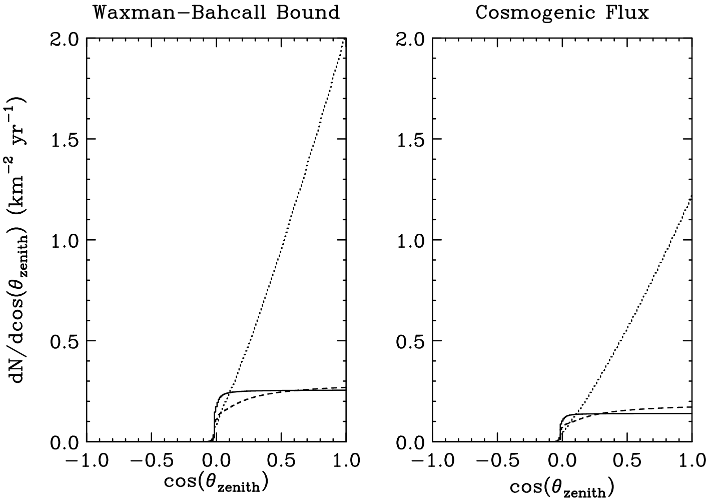
Należy pamiętać, że silny wzrost przekroju czynnego na oddziaływanie neutrino-nukleon $\sigma_{\nu N}$ jest również przewidywany przez modele wykraczające poza Model Standardowy, np. teorie grawitacji z dodatkowymi wymiarami [96]. Scenariusz instantonowy ma tę zaletę, że jest oparty całkowicie na Modelu Standardowym, a odkrycie instantonów QCD na akceleratorze HERA dałoby silny argument za instantonami elekrosłabymi przy bardzo wysokich energiach.



Rysunek 9.11: Przekrój czynny dla oddziaływania neutrino-nukleon z udziałem instantonów elektrosłabych [94]. Linia kropkowana przedstawia obliczenia Ringwalda. Linia przerywana przedstawia przewidywania BLRRT. Linia ciągła to przewidywania modelu standardowego (prąd neutralny + naładowany). Przerywane linie poziome oznaczają przekroje czynne, które odpowiadają drogom oddziaływania równym głębokości prostopadłej (D) i horyzontalnej (H) detektora IceCube.



Rysunek 9.12: Widma energetyczne kaskad powstających w oddziaływaniach neutrino-nukleon z udziałem instantonów elektrosłabych dla dwóch przyjętych strumieni neutrin [94]. Kropkowana linia odpowida obliczeniom Ringwalda. Przerywana linia odpowiada obliczeniom BLRRT. Linia ciągła to przewidywania modelu standardowego (dla prądów neutralnych i naładowanych).



Rysunek 9.13: Rozkłady kąta zenitalnego dla kaskad powstających w oddziaływaniach neutrino-nukleon z udziałem instantonów elektrosłabych dla dwóch przyjętych strumieni neutrin [94]. Kropkowana linia odpowiada obliczeniom Ringwalda. Przerywana linia odpowiada obliczeniom BLRRT. Linia ciągła to przewidywania modelu standardowego (prąd neutralny + naładowany). Przyjęto próg detekcji kaskad 1 EeV. Neutrinom padającym z dołu odpowiada $-1 < \cos\theta_{\mathrm{zenith}} < 0$, a neutrinom padającym z góry odpowiada $0 < \cos\theta_{\mathrm{zenith}} < 1$.

Podsumowanie

Przedstawiono pionierskie wyniki poszukiwań w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym elekron-proton na akceleratorze HERA przypadków pochodzących z oddziaływań z udziałem instantonów QCD przewidywanymi przez perturbacyjną teorię instantonową.

Analizę wykonano w obszarze kinematycznym określonym przez zmienne kinematyczne: $x > 10^{-3}$, $0.1 < y < 0.6$ i $10 \lesssim Q^2 < 100$ GeV^{2}oraz kąt rozproszonego elektronu $\theta_e > 156^{\circ}$. Dane eksperymentalne użyte w analizie zostały zebrane przez współpracę H1 w latach 1996-1997 i odpowiadają całkowitej świetlności 21.1 pb^{-1}.

W celu zwiększenia czułości na przypadki instantonowe w stosunku do tła pochodzącego od zwyklych przypadków rozproszenia głęboko nieelastycznego zostały użyte trzy obserwable: zrekonstruowana wirtualność kwarku uczestniczącego w procesie subinstantonowym Q'^2_{rec}, krotność cząstek naładowanych w instantonowym paśmie pseudorapidity oraz sferyczność hadronowego stanu końcowego w paśmie instantonowym. Opracowano dwie metody w celu stłumienia tła i uzyskania lepszego stosunku sygnału do tła: metodę bezpośrednich cięć na trzech, wybranych obserwablach oraz wielowymiarową technikę dyskryminacyjną.

W obu przypadkach osiągnięto około tysiąckrotne stłumienie tła przy zachowaniu 10% przewidywanych przypadków instantonowych.

Stosując metodę bezpośrednich cięć zaobserwowano 484 przypadki w danych. Przewidywane tło pochodzące od zwykłych przypadków rozpraszania głęboko nieelastycznego jest 443^{+29}_{-35} i 304^{+21}_{-25} przypadki, odpowiednio dla modeli Monte Carlo CDM i MEPS. Chociaż widać wyraźną i znaczącą nadwyżkę przypadków w danych w stosunku do przewidywań MEPS, to nie można przyjąć tego za znaczące ze względu na różnice w przewidywaniach obu modeli Monte Carlo.

Wiadomo, że standardowe modele Monte Carlo mają trudności w opisie danych obserwowanych w rozproszeniu głęboko nieelastycznym na akceleratorze HERA. Dlatego lepsze zrozumienie formacji hadronononowych stanów końcowych w DIS jest konieczne, aby dokonać dalszego postępu w szukaniu efektów instantonowych, w szczególności w ekstremalnych zakątkach przestrzeni fazowej, które są ważne z punktu widzenia tych poszukiwań.

Korzystając jedynie z liczby obserwowanych przypadków w danych otrzymano najbardziej konserwatywną górną granicę przekroju czynnego na produkcję przypadków instantonowych niezależną od oszacowania tła od standardowych procesów DIS. Górna granica przekroju czynnego na poziomie ufności 95% wynosi 255 pb i jest słuszna dla obszaru wiarygodności instantonowej teorii perturbacyjnej tj. dla $x' > 0.35$ i $Q'^2 > 113$ GeV^2, czyli dla małych rozmiarów instantonów ρ i dużych odległości instanton-antyinstanton R. Jeżeli założy się, że model Monte Carlo poprawnie opisują tło, to otrzymane górne granice wynoszą 47 pb i 80 pb, odpowiednio dla CDM i MEPS.

Konserwatywna górna granica jest około pięć razy wyższa od przekroju czynnego przewidywanego przez perturbacyjną teorię instantonową i opiera się na topologii przypadków instantonowych zależnej od rozkładów x' i Q'^2 wyliczonych w ramach teorii. W celu uniezależnienia się od tych założeń, zostały wyliczone górne granice dla ustalonych przedziałów x' i Q'^2 , odpowiadających małym obszarom ρ i $R/\langle\rho\rangle$. W zależności od obszaru kinematycznego, instantonowy przekrój czynny jest wykluczony na poziomie ufności 95% między 60 i 1000 pb . Otrzymane górne granice nie mogą wykluczyć przewidywanego przez perturbacyjną teorię instantonową przekroju czynnego , ale pozwalają wykluczyć ostry wzrost przekroju czynnego dla wzrastających dużych rozmiarów instantonów, jaki wynika z naiwnej ekstrapolacji perturbacyjnej instantonowej teorii do tego obszaru. Brak tego ostrego wzrostu przekroju czynnego jest zgodny z przewidywaniami symulacji próżni QCD na siatkach.

Metoda wielowymiarowej techniki dyskryminacyjnej korzystająca z tych samych trzech oberwabli daje podobne wyniki: zaobserwowano 410 przypadków w danych przy spodziewanym tle 354^{+40}_{-26} (CDM) i 299^{+25}_{-38} (MEPS) i otrzymano konserwatywną górną granicę 221 pb, a zakładając, że tło jest porawnie opisywane przez CDM i MEPS to odpowiednie górne granice wynoszą 55 pb i 80 pb.

Wielowymiarowa technika dyskryminacyjna pozwala dodatkowo prześledzić przejście z obszaru zdominowanego przez tło do obszaru, gdzie spodziewany jest znaczący wkład przypadków instantonowych. Model MEPS opisuje dane w obszarze zdominowanym przez tło i wyraźnie jest poniżej danych w obszarze, gdzie spodziewamy się sygnału od przypadków instantonowych. Ze wzrostem czułości na procesy instantonowe wzrasta nadwyżka obserwowanych przypadków względem tła. Kształt obserwowanej nadwyżki przypadków jest jakościowo zgodny z przewidywanym sygnałem instantonowym. Model CDM nie opisuje danych w obszarze zdominowanym przez tło, ale jest konsystentny z danymi w obszarze spodziewanego sygnału instantonowego. Tak więc chociaż dane są powyżej przewidywanego tła w obszarze, gdzie czułość na procesy instantonowe jest największa, to efekt nie jest znaczący ze względu na niepewności w oszacowaniu tła.

Tak więc, przedstawione eksperymentalne wyniki pierwszych prób poszukiwań procesów instantonowych pokazują, że wkład od instantonów o dużych rozmiarach przy małych przekazach czteropędu Q^2 może być wykluczony na akceleratorze HERA. W celu osiągnięcia czułości na poziomie przewidywanego przekroju czynnego wymagane jest zarówno lepsze zrozumienie procesów hadronizacji jak i udoskonalenie eksperymentalnych metod poszukiwań.

Ostatnio, współpraca ZEUS przedstawiła wyniki poszukiwań przypadków wywołanych instantonami QCD na akceleratorze HERA w obszarze kinematycznym dla dużych Q^2: $Q^2 > 120$ GeV^2, $x > 10^{-3}$ i $0.05 < y < 0.9$. Otrzymano konserwatywne, niezależne od modelu tła, górne ograniczenie na instantonowy przekrój czynny 26 pb na poziomie ufności 95%, gdzie przewidywany teoretycznie przekrój czynny jest 8.9 pb.

W najbliższych latach na akceleratorze HERA będą kontynuowane intensywne poszukiwania efektów pochodzących od instantonów QCD. W eksperymencie H1 trwa analiza w obszarze dużych Q^2. Jak wskazują wyniki eksperymentu ZEUS i wstępne badania w H1 ten obszar jest trudniejszy do analizy niż w przypadku obszaru małych Q^2.

Podziękowania

Pragnę serdecznie podziękować zmarłemu prof. dr hab. Krzysztofowi Rybickiemu za zachęte i stworzenie mi warunków do napisania tej pracy.

Serdeczne podziękowania kieruję do Tancrdiego Carliego i Birgera Koblitza za wspaniałe lata wspólnych poszukiwań instantonów.

Bardzo dziękuję Andreasowi Ringwaldowi i Fridgerowi Schremppowi za długie i cierpliwe wyjaśnianie mi zawiłości problemów instantonów.

Prof. dr hab. Jackowi Turnauowi dziękuję za cenne wskazówki i wiele rad w czasie pisania pracy.

Doc. dr hab Grażynie Nowak dziękuję za wnikliwe przeczytanie roboczej wersji tej pracy.

Jestem szczególnie wdzięczny moim koleżanko i kolegom z krakowskiej grupy H1: Eli Banaś, Antkowi Cyzowi, Lidii Görlich, Ewelinie Łobodzińskiej, Leszkowi Hajdukowi, Januszowi Martyniakowi, Izabeli Milcewicz-Mice, Grażynie Nowak i Jackowi Turnauowi za niezwykłe serdeczną, długoletnią współpracę.

Również pragnę podziękować moim koleżankom i kolegom z Zakładu Oddziaływań Leptonów za życzliwą i miła atmosferę pracy.

Najserdeczniejsze podziękowania składam moje żonie i synowi za cierpliwość i wyrozumiałość w czasie pisania tej pracy.

Bibliografia

[1] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 8;
G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14** (1976) 3432; [Erratum-ibid. D **18** (1976) 2199].

[2] A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. S. Shwartz and Y. S. Tyupkin, Phys. Lett. B **59** (1975) 85.

[3] M. P. Mattis, Phys. Rept. **214** (1992) 159;
P. G. Tinyakov, Int. J. Mod. Phys. A **8** (1993) 1823;
R. Guida, K. Konishi and N. Magnoli, Int. J. Mod. Phys. A **9** (1994) 795.

[4] A. Ringwald, Phys. Lett. B **555** (2003) 227 [arXiv:hep-ph/0212099].

[5] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Usp. Fiz. Nauk **166** (1996) 493 [Phys. Usp. **39** (1996) 461] [arXiv:hep-ph/9603208];
M. Trodden, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 1463 [arXiv:hep-ph/9803479];
A. Riotto and M. Trodden, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49** (1999) 35 [arXiv:hep-ph/9901362];
M. Dine and A. Kusenko, Rev. Mod. Phys. **76** (2004) 1 [arXiv:hep-ph/0303065].

[6] E. V. Shuryak, *The QCD Vacuum, Hadrons And The Superdense Matter*, World Sci. Lect. Notes Phys. **8** (1988) 1.

[7] I. Balitsky, *Instanton interactions and nonperturbative particle production in QCD*, Workshop on Continuous Advances in QCD, Minneapolis, MN, 18-20 Feb 1994, arXiv:hep-ph/9405335.

[8] T. Schafer i E. V. Shuryak, *Instantons in QCD*, Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 323 [arXiv:hep-ph/9610451].

[9] G. 't Hooft, Phys. Rept. **142** (1986) 357.

[10] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 242001 [arXiv:hep-ex/0304021];
D. Besson *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **68** (2003) 032002 [arXiv:hep-ex/0305100];
P. Krokovny *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262002 [arXiv:hep-ex/0308019].

[11] M. A. Nowak, M. Rho and I. Zahed, Phys. Rev. D **48** (1993) 4370 [arXiv:hep-ph/9209272];

W. A. Bardeen and C. T. Hill, Phys. Rev. D **49** (1994) 409 [arXiv:hep-ph/9304265]; M. A. Nowak, *Chiral doublings of heavy-light hadrons: New charmed mesons discovered by BABAR, CLEO and BELLE*, Hadron 03: 10th International Conference on Hadron Spectroscopy, Aschaffenburg, Germany, 31 Aug - 6 Sep 2003, [arXiv:hep-ph/0311154];
M. A. Nowak, M. Rho and I. Zahed, arXiv:hep-ph/0307102.

[12] E. V. Shuryak and I. Zahed, Phys. Rev. D **69** (2004) 014011 [arXiv:hep-ph/0307103].

[13] A. Ringwald and F. Schrempp, in: *Quarks '94* (Vladimir, Russia, 1994), D. Grigoriev et al., Eds., Proc. of the 8th Int. Seminar, pp. 170, hep-ph/9411217.

[14] I. I. Balitsky and V. M. Braun, Phys. Lett. B **314** (1993) 237 [hep-ph/9305269].

[15] S. Moch, A. Ringwald and F. Schrempp, Nucl. Phys. B **507** (1997) 134 [hep-ph/9609445].

[16] A. Ringwald and F. Schrempp, Phys. Lett. B **438** (1998) 217 [hep-ph/9806528].

[17] A. Ringwald and F. Schrempp, Phys. Lett. B **459** (1999) 249 [hep-lat/9903039].

[18] M. Gibbs et al., in: *Future Physics at HERA* (Hamburg, Germany, 1996), G. Ingelman, A. deRoeck, and R. Klanner, Eds., vol. 1, p. 509.

[19] T. Carli, J. Gerigk, A. Ringwald and F. Schrempp, *in: Monte Carlo Generators for HERA Physics* (Hamburg, Germany, 1999), A. Doyle, G. Ingelman, H. Jung and G. Grindhammer, Eds, p.329, hep-ph/9906441.

[20] A. Ringwald and F. Schrempp, Phys. Lett. B **503** (2001) 331 [hep-ph/0012241].

[21] A. Ringwald and F. Schrempp, Comput. Phys. Commun. **132** (2000) 267 [hep-ph/9911516], http://www.desy.de/ t00fri/qcdins/qcdins.html;

M. Gibbs, A. Ringwald and F. Schrempp, in: *Proc. DIS 1995* (Paris, France, 1995), J.-F. Laporte and Y. Sirois, Eds., pp. 341, hep-ph/9506392.

[22] A. Ringwald and F. Schrempp, in: *New Trends in HERA Physics* (Schloss Ringberg, Tegernsee, Germany, 1999), G. Grindhammer, B. Kniehl, G. Kramer and W. Ochs, Eds., pp. 203, hep-ph/9909338.

[23] F. Schrempp, J. Phys. G **28** (2002) 915 [hep-ph/0109032].

[24] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Phys. B **480** (1996) 3 [hep-ex/9607010].

[25] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], Z. Phys. C **72** (1996) 573 [hep-ex/9608011].

[26] T. Carli and M. Kuhlen, Nucl. Phys. B **511** (1998) 85 [hep-ex/9708008].

[27] S. Mikocki [H1 Collaboration], *Search for QCD instanton-induced processes in deep-inelastic scattering at HERA*, 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS2000, Liverpool, 25-30 April 2000, published in: *Proc. DIS 2000* (Liverpool, England, 2000), J. A. Gracey and T. Greenshaw, Eds., pp. 322, World Scientific, Singapore, [arXiv:hep-ex/0007008].

[28] S. Mikocki, *Search for QCD instantons in deep-ineelastic scattering at HERA*, Workshop on Low x Physics, Kraków, 27-30 June 2001.

[29] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **25** (2002) 495 [arXiv:hep-ex/0205078].

[30] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310 and 348.

[31] J. Bürger *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **279** (1989) 217.

[32] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 460.

[33] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **344** (1994) 492.

[34] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 499.

[35] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.

[36] S. Weinberg,*Teoria pól kwantowych*, tom 2, PWN, Warszawa 1999.

[37] Informacje o roli instantonów w kreacji Wszechświata można znaleźć na stronie www poświęconej kwantowej grawitacji i kwantowej kosmologii
http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/public/qg_qc.html;
N. Turok, *Before Inflation*, Conference on Cosmology and Particle Physics (CAPP 2000), Verbier, Switzerland, 17-28 Jul 2000 arXiv:astro-ph/0011195;
N. Turok and S. W. Hawking, Phys. Lett. B **432** (1998) 271 [arXiv:hep-th/9803156];
S. W. Hawking and N. Turok, Phys. Lett. B **425** (1998) 25 [arXiv:hep-th/9802030];
M. Heller, *Kosmologia kwantowa*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2001, książka popularno-naukowa, seria Na Ścieżkach Nauki.

[38] S. R. Coleman, *The Uses Of Instantons*, HUTP-78/A004 *Lecture delivered at 1977 Int. School of Subnuclear Physics, Erice, Italy, Jul 23-Aug 10, 1977*, opublikowany w *The Ways of Subnuclear Physics*, red. A. Zichichi, Plenum, New York 1977. Reprint w S. Coleman,*Aspects of symmetry: selected Erice lectures of Sidney Coleman*, Cambridge Univ. Press 1985.

[39] D. Diakonov, *Instantons at work* arXiv:hep-ph/0212026.

[40] H. Forkel, *A primer on instantons in QCD*, poszerzona wersja wykladów wygłoszonych na 12th Workshop on Hadronic Interections w IF/UERJ, Rio de Janeiro(2000), [arXiv:hep-ph/0009136].

[41] A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, V. A. Novikov i M. A. Shifman *ABC of Instantons*, wykład na XVI Winter School of Physics of Leningrad Institute for Nuclear Physics, 1981, w j. rosyjskim Usp. Phys. Nauk **136** (1982) 553, tłum. angielskie Sov. Phys. Usp. **25** (1982) 195, poprawiona wersja w *ITEP Lectures on Particle Physics and Field Theory*, red. M. Shifman, World Scientific, Singapore 1999.

[42] *Instantons in Gauge Theories*, red. M. A. Shifman, World Scientific, Singapore 1994. Jest to zbiór reprintów orginalnych publikacji dotyczących instantonów. Każdy rozdział jest poprzedzony bardzo cennymi komentarzami.

[43] M. Kaku, *Quantum Field Theory: A Modern Introduction*, Oxford Univ. Press, New York 1993.

[44] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*, Cambridge Univ. Press 1985.

[45] T. P. Cheng and L. F. Li, *Gauge Theory Of Elementary Particle Physics*, Oxford Univ. Press, New York 1984.

[46] M. W. Guidry, *Gauge Field Theories: An Introduction With Applications*, Wiley, New York 1991.

[47] R. Rajaraman, *Solitons And Instantons. An Introduction To Solitons And Instantons In Quantum Field Theory*, North Holland, Amsterdam 1982.

[48] J. D. Bjorken, *QCD: Questions, challenges, and dilemmas*, talk given at the XXIV SLAC Summer Institute on Particle Physics, "The Strong Interaction from Hadrons to Partons" SLAC, Stanford, California 19-30 August, 1996, [arXiv:hep-ph/9611421].

[49] http://www.desy.de/ ringwald/, strona internetowa A. Ringwalda.

[50] http://www.desy.de/ t00fri/, strona internetowa F. Schremppa.

[51] A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **59** (1975) 82.

[52] F. Schrempp,*Tracking QCD-Instantons in Deep-Inelastic Scattering*, review talk, Ringberg Conference on Trends in Theoretical Particle Physics, Ringberg Castle, Rittach-Egern, Oct11-16, 1998.

[53] A. Ringwald, *Instanton-induced Hard Scattering Processes- From HERA to Heaven*, talk at theory seminar, ETH Zurich, Switzerland, April 2003.

[54] F. Schrempp,*QCD-Instanton - Lattice Results and Deep Inelastic Scattering*, theory seminar, DESY-Hamburg, July 13th, 1999.

[55] C. W. Bernard, Phys. Rev. D **19** (1979) 3013.

[56] T. R. Morris, D. A. Ross and C. T. Sachrajda, Nucl. Phys. B **255** (1985) 115.

[57] C. Caso *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Eur. Phys. J. C **3** (1998) 1.

[58] A. Ringwald, Nucl. Phys. B **330** (1990) 1;
O. Espinosa, Nucl. Phys. B **343** (1990) 310.

[59] A. Ringwald and F. Schrempp, *Instantons in deep-inelastic scattering*, 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS200, Liverpool, 25-30 April 2000, published in: *Proc. DIS 2000* (Liverpool, England, 2000), J. A. Gracey and T. Greenshaw, Eds., pp. 318, World Scientific, Singapore, [hep-ph/0006215].

[60] R. M. Barnett *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[61] B. Koblitz [H1 Collaboration], J. Phys. G **28** (2002) 927 [hep-ex/0110042].

[62] J. Gerigk,*QCD-Instanton-induzierte Prozesse in tiefunelastischer* $e^{\pm}$*-Streuung*, Dipl. Thesis University of Hamburg, MPI-PhE/98-20 (Nov. 1998).

[63] H. Jung, Comput. Phys. Commun. **86** (1995) 147;
najnowsze informacje na stronie http://www.desy.de/~jung.

[64] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Z. Phys. C **37** (1988) 465.

[65] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438];
Y. L. Dokshitzer, (In Russian), Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216];
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[66] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rept. **97** (1983) 31.

[67] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.

[68] L. Lönnblad, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15;
L. Lönnblad, Z. Phys. C **65** (1995) 285.

[69] G. Gustafson and U. Pettersson, Nucl. Phys. B **306** (1988) 746;
G. Gustafson, Phys. Lett. B **175** (1986) 453;
B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad and U. Pettersson, Z. Phys. C **43** (1989) 625.

[70] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H. J. Mohring, Comput. Phys. Commun. **69** (1992) 155.

[71] H. L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **55** (1997) 1280 [hep-ph/9606399].

[72] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33 [hep-ex/0012053].

[73] N. Brook et al., in: *Future Physics at HERA* (Hamburg, Germany, 1996), G. Ingelman, A. deRoeck, and R. Klanner, Eds., p. 613.

[74] N. Brook et al., in: *Monte Carlo Generator for HERA Physics* (Hamburg, Germany, 1999), A. Doyle, H. Jung, and G. Grindhammer, Eds., p. 10.

[75] G. Marchesini et al., Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465.

[76] B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.

[77] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609 [hep-ex/9908059].

[78] L. del Pozo, *University of Cambridge, RALT-002* (1993).

[79] CDF Collab., F. Abe et al., Phys. Rev. D 45 (1992) 1458.

[80] T. Ahmed *et al.* [H1 Collaboration], Z. Phys. C **64** (1994) 545.

[81] D. A. Smith and M.J. Teper (UKQCD Collab.), Phys. Rev. D 58 (1998) 014505; [hep-lat/9801008].

[82] R. Sedgewick, *Algorithms in C++*, Addison Wesley, 1992.

[83] T. Carli and B. Koblitz, in: *Advanced Comp. Analysis Techniques in Physics Research* (Batavia, USA, 2000), P. Bath and M. Kasemann, Eds., pp. 110, hep-ph/0011224.

[84] B. Koblitz,*A search for Instanton-Induced Processes with the H1 Detector in Deep-Inelastic Electron-Proton Collisions at HERA*, Ph.D. thesis University of Hamburg 2002, MPI-PhE/2002-07.

[85] G. Fox and St. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B149** (1979) 413.

[86] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74, [arXiv:hep-ph/9508391].

[87] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], arXiv:hep-ex/0312048.
Wstępne wyniki zostały przedstawione przez K. Olkiewicz, *Search for QCD Instanton Induced Processes in Deep Inelastic Scattering at HERA*, 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2003), St. Petersburg, Russia, 23-27 Apr 2003.

[88] S. Hillert, *A search for QCD-instantons in deep-inelastic e p scattering with the ZEUS detector at HERA*, Ph.D. thesis University of Hamburg 2002,DESY-THESIS-2002-052.

[89] A. Ringwald, JHEP **0310** (2003) 008 [arXiv:hep-ph/0307034].

[90] F. Bezrukov, D. Levkov, C. Rebbi, V. Rubakov and P. Tinyakov, Phys. Rev. D **68** (2003) 036005 [arXiv:hep-ph/0304180].

[91] F. Bezrukov, D. Levkov, C. Rebbi, V. Rubakov and P. Tinyakov, Phys. Lett. B **574** (2003) 75 [arXiv:hep-ph/0305300].

[92] Z. Fodor, S. D. Katz, A. Ringwald and H. Tu, Phys. Lett. B **561** (2003) 191 [arXiv:hep-ph/0303080].

[93] http://www.auger.org,
Auger Collaboration, *The Pierre Auger Project Design Report*, FERMILAB-PUB-96-024,

[94] T. Han and D. Hooper, Phys. Lett. B **582** (2004) 21 [arXiv:hep-ph/0307120].

[95] J. Ahrens *et al.* [The IceCube Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **118** (2003) 388 [arXiv:astro-ph/0209556]; F. Halzen, arXiv:astro-ph/0311004; http://icecube.wisc.edu.

[96] Z. Fodor, S. D. Katz, A. Ringwald and H. Tu, arXiv:hep-ph/0402102.

Spis rysunków

Spis tablic