Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Identyfikacja ładunku rozproszonego kwarku w głęboko nieelastycznym oddziaływaniu elektronu z protonem

Agnieszka Witkowska

Praca magisterska napisana pod opieką
dr hab. Teresy Tymienieckiej

Warszawa, 2001 rok

Streszczenie

W eksperymencie **ZEUS** ustawionym przy akceleratorze **HERA** w Hamburgu Niemcy, prowadzone są badania oddziaływań elektronów z protonami o energii około 300 GeV w układzie środka masy. Badania te dostarczają informacji o strukturze protonu i o cechach oddziaływań chromodynamiki kwantowej. Opracowanie dobrego opisu zjawisk utrudnia brak pomiaru zapachu partonu bezpośrednio zaangażowanego w proces.

Celem pracy jest poszukiwanie metody identyfikacji rozproszonego partonu w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania z analizy ładunku wybitych fragmentów.

Spis rzeczy

Spis rysunków

Ludzkość od bardzo dawna zastanawia się nad budową świata, nad tym co nas otacza, oraz dążeniem do zrozumienia praw odpowiedzialnych za procesy zachodzące we Wszechświecie. Już w czasach starożytnych próbowano zrozumieć budowę i strukturę materii. Swierdzono, że świat musi być zbudowany z małych i niepodzielnych cegiełek, atomów. Koncepcja ta przyjęła się dopiero dużo później na przełomie osiemnastego i dziewiętnastego wieku. Dopiero na początku dwudziestego wieku, w doświadczeniu wykonanym przez Ruthefordа, wysunięto pierwsze wnioski o budowie jądra atomowego. Kolejne wnikanie w głąb struktury materii dokonywało się w bardzo podobny sposób do tego, które wykonał Rutheford. To wnikanie w głąb obiektów, których rozmiary są bardzo małe nie było łatwe; wymagało budowy specjalnych laboratoriów, ogromnego nakładu pracy i pomysłowości fizyków i inżynierów. Dzięki ich inicjatywie fizyka cząstek i oddziaływań fundamentalnych rozwija się bardzo dynamicznie. Fizycy budują coraz to nowe modele elementów mikroświata, opisują ich wzajemne oddziaływania, odkrywają nowe prawa oraz weryfikują doświadczalnie wnioski wynikające z modeli teoretycznych.

Obecnie istniejące akceleratory cząstek elementarnych pozwalają na badanie bardzo małych obiektów o rozmiarach do 10^{-18}m. *Jednym z potężnych obiektów dedykowanym poznawaniu tych malutkich cegiełek budujących Wszeświat, jak i poznawaniu praw rządzących procesami zachodzącymi między nimi, jest akcelerator HERA, mieszczący się w niemieckim ośrodku DESY w Hamburgu. Zderzają się w nim elektrony z protonami, a rozbite fragmenty materii dostarczają informacji o naturze składników protonu.*

Mimo ogromnego postępu, który dokonał się w ostatnich dziesięcioleciach, człowiek wciąż stoi przed nieznanym mu światem, a to co wie, jest zaledwie małą częścią. Im więcej próbuje zrozumieć, im więcej zbadać, tym więcej rodzi się nowych pytań i tym trudniej znaleźć odpowiedź na zadawane pytania. Lecz właśnie ciekawości człowieka nauka zawdzięcza swoje istnienie.

1 Wprowadzenie

Uproszczony model kwarkowo-partonowy jest najprostszym modelem hadronu. Według niego hadrony składają się z partonów czyli kwarków walencyjnych, kwarków morza oraz gluonów. Gluony są cząstkami przenoszącymi oddziaływania między budulcami hadronu, wiążą kolorowe kwarki ze sobą tworząc razem kolorowo obojętne hadrony.

Oddziaływania między partonami oraz częściowo oddziaływania bozon-parton są opisane przez chromodynamikę kwantową (QCD). Stworzenie dobrego opisu zachodzących procesów wymaga znajomości zapachu partonu biorącego udział w oddziaływaniu. Eksperymentalnie oznacza to konieczność identyfikacji bozonu pośredniczącego i partonów, które zostały wyprodukowane w wyniku twardego oddziaływania. Celem prowadzonych badań, opisanych w tej pracy, jest próba opracowania metody identyfikacji partonu przez identyfikację jego ładunku. Umożliwia to analiza hadronów obserwowanych w stanie końcowym. Badania są stymulowane potrzebą wzbogacenia wiedzy o bardzo głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronu na protonie, rejestrowanym w detektorze **ZEUS**.

Praca zawiera opis podstawowych zagadnień badanych w eksperymentach ustawionych na przeciwbieżnych wiązkach protonowych i elektronowych, krótki opis akceleratora **HERA** i detektora **ZEUS**, oraz opis rekonstrukcji zmiennych kinematycznych. Następne rozdziały przedstawiają zasadniczą część pracy. Omówiono skrótowo istniejące generatory głęboko nieelastycznych oddziaływań *ep*, czyli modele LEPTO-MEPS, ARIADNE, RAPGAP i HERWIG, oraz uzasadniono wybór modeli dla potrzeb prowadzonych badań. Opisano stosowane algorytmy jetowe. Zrobiono dość stronniczy przegląd metod identyfikacji ładunku pierwotnego partonu, oraz uzasadniono wybór analizowanych procesów i badanego zakresu przestrzeni fazowej. Wytestowano różne metody identyfikacji ładunku jetu korzystając z danych pochodzących z generatorów zdarzeń typu *Monte Carlo*. Całość kończą wnioski z przeprowadzonych badań.

W ramach tej pracy zostały opracowane kody numeryczne umożliwiające identyfikację ładunku partonu wyemitowanego w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie *ep* różnymi metodami. Do wyboru danych i identyfikacji struktur jetowych skorzystano z ogólnodostępnego oprogramowania w formie EAZE (**E***ffortless* **A***nalysis of* **Z***EUS* **E***vents*), pozwalającego na analizę fizyczną przypadków i selekcję danych według podprogramów opracowanych przez użytkownika, czyli autora tej pracy. Przy pomocy tego oprogramowania zostały zbudowane skrócone zbiory danych, czyli *ntuple*. Stanowiły one punkt wyjścia do dalszej analizy, którą wykonano przy pomocy programu PAW (**P***hysics* **A***nalysis* **W***orkstation*) testującego opracowane kody numeryczne.

2 Fizyka oddziaływań elektron-proton

Detektory **H1** i **ZEUS** są zaprojektowane do badania głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie, głównego źródła informacji o strukturze protonu [1-3]. Detektory te zbierają również dane doświadczalne o produktach wyemitowanych w procesach dyfrakcyjnych i w oddziaływaniach prawie rzeczywistego fotonu z protonem (fotoprodukcji). Na te procesy elementarne nakładają się oddziaływania:

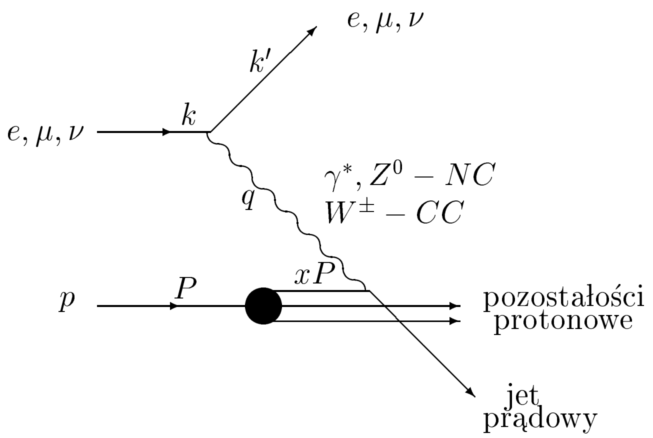
- elektromagnetyczne czyli poprawki radiacyjne;
- między wyemitowanym bozonem i partonami w protonie;
- między partonami biorącymi udział w procesie.

Badanie oddziaływań elektron-proton pozwala testować naszą wiedzę o elektrodynamice kwantowej (QED) i o chromodynamice kwantowej (QCD) [4-5].

2.1 Proces głęboko nieelastycznego rozpraszania *ep*

Proton jest obiektem złożonym z trzech kwarków walencyjnych, kwarków morza i gluonów. Strukturę protonu bada się za pośrednictwem elektronu, cząstki punktowej i naładowanej. Elektron, który porusza się w polu elektrosłabym protonu, emituje bozony. Jeżeli w wyniku oddziaływania bozonu z protonem powstają nowe cząstki, proces nazywamy rozpraszaniem nieelastycznym.

Diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania w uproszczonym modelu kwarkowo partonowym (QPM) przedstawia rysunek 1.



Rysunek 1: *Schemat rozpraszania głęboko nieelastycznego leptonu (e, μ, ν) na protonie (p).*

Elektron (lub ogólniej dowolny lepton), o masie m_l i czterowektorze energii i pędu $k(E_l, \vec{k})$, oddziałuje z protonem o masie m_p i czterowektorze energii i pędu $P(E_p, \vec{P})$. Oddziaływanie leptonu z protonem polega na wymianie bozonu pośredniczącego. Bozonem wymienianym może być γ, Z^0 lub $W^{\pm}$. Bozon pochodzący z wymiany jest opisywany przez czterowektor energii i pędu $q(q_0, \vec{q})$.

Padający lepton w obecności protonu emituje bozon, następnie ulega rozproszeniu pod kątem θ w stosunku do kierunku padającej wiązki. Wyemitowany bozon, w dalszej kolejności, oddziałuje z jednym z kwarków lub gluonów w protonie. Wynikiem takiego oddziaływania są na ogół dwa pęki cząstek. Jeden pęk pochodzący z hadronizacji rozproszonego partonu jest nazywany jetem prądowym (*current jet*); drugi powstaje z hadronizacji pozostałych partonów w protonie i nosi nazwę pozostałości protonowych (*proton remnant*).

W zależności od tego jaki bozon emitowany jest przez lepton, rozpraszanie nieelastyczne zachodzi z wymianą:

- Prądów neutralnych - gdy wymieniany jest γ^* lub Z^0 i oznacza się jako **NC DIS** (**N***eutral* **C***urrent* **D***eep* **I***nelastic* **S***cattering*).
- Prądów naładowanych - gdy wymieniany jest bozon $\mathrm{W}^{\pm}$ i oznacza się jako **CC DIS** (**C***harged* **C***urrent* **D***eep* **I***nelastic* **S***cattering*).

Używanymi zmiennymi kinematycznymi opisującymi proces rozpraszania leptonu na protonie są:

$$q = k - k' \tag{1}$$

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{m_p} \tag{2}$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \tag{3}$$

$$W^2 = (P + q)^2 \tag{4}$$

$$s = (k + P)^2 \tag{5}$$

W układzie spoczynkowym protonu wielkość ν jest rozumiana jako energia wyemitowanego bozonu, a wielkość y jako ułamek energii padającego leptonu niesionej przez wymieniany bozon. Wartość y mieści się w przedziale między 0 a 1. Wielkość W jest masą niezmienniczą układu hadronowego w stanie końcowym. Wielkość s jest kwadratem całkowitej energii dostępnej w układzie środka masy układu lepton-proton

$$s = 4E_eE_p \tag{6}$$

Kwadrat przekazu czteropędu w wierzchołku leptonowym może być przybliżony przez (przy warunku $m_l, m_l' << E_l, E_{l'}$) :

$$q^2 = (k - k')^2 = m_l^2 + m_l'^2 - 2kk' \approx -2E_l E_{l'}(1 - \cos\theta) < 0 \tag{7}$$

gdzie $(E_l, E_{l'})$ to energie padającego i rozproszonego leptonu, a $m_l, m_{l'}$ masy padającego i rozproszonego leptonu, tutaj $E_l = E_e$. W powyższym wzorze kąt θ jest kątem rozproszenia leptonu mierzonym od kierunku jego padania. Zmienną używaną do opisu procesów rozpraszania nieelastycznego jest:

$$Q^2 \equiv -q^2 \tag{8}$$

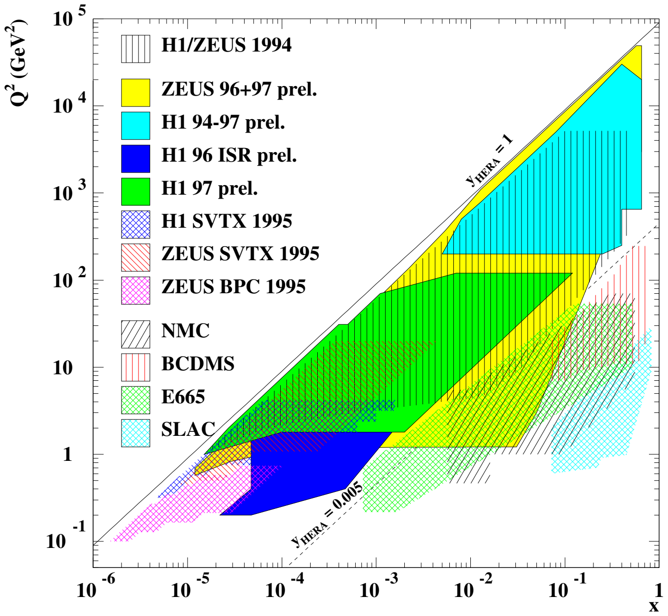
będąca wartością przenoszonego kwadratu czteropędu w wierzchołku leptonowym. Inną również używaną zmienną jest zmienna Bjorkena x, definiowana wzorem

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{9}$$

Zmienna x w układzie nieskończonego pędu protonu opisuje ułamek pędu protonu niesiony przez parton. Wartości jakie może ona przyjmować mieszczą się w przedziale od 0 do 1. Dla procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania Q^2 musi przyjmować wartości znacznie większe od kwadratu masy protonu. Między tymi zmiennymi zachodzi zależność:

$$Q^2 = xys \tag{10}$$

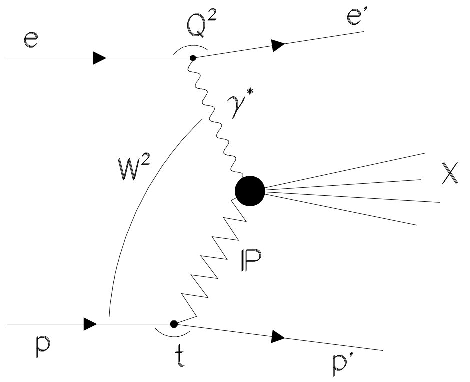
Zależność ta jest prawdziwa przy zaniedbaniu masy leptonu i protonu. Zakres kinematyczny procesów badanych przez akcelerator **HERA** w dużym obszarze wartości x, Q^2 pokazuje rysunek 2.



Rysunek 2: *Obszar zmiennych kinematycznych x, Q^2 badanych w eksperymentach analizujących proces głęboko nieelastycznego rozpraszania ep.*

2.2 Procesy dyfrakcyjne

Procesy dyfrakcyjne stanowią grupę oddziaływań badanych w detektorze **ZEUS**. Diagram opisujący procesy dyfrakcyjne jest przedstawiony na rysunku 3. W procesach tego typu, proton emituje cząstko-podobny twór kolorowo obojętny o liczbach kwantowych próżni zwany pomeronem *IP*. Pomeron oddziałuje z bozonem emitowanym przez elektron, produkując cząstki. W stanie końcowym można zaobserwować układ cząstek X oraz rozproszony lepton i proton lub ewentualnie stan wzbudzony protonu. Proton rozproszony ma pęd i energię zbliżone do padającego protonu, a wartość czteropędu przekazana do pomeronu jest niewielka. W tego typu procesach wokół protonu nie występuje pole kolorowe; doświadczalnie procesy dyfrakcyjne identyfikuje się poszukując przerwy w rozkładach pospieszności stanu hadronowego.



Rysunek 3: *Diagram procesu dyfrakcyjnego.*

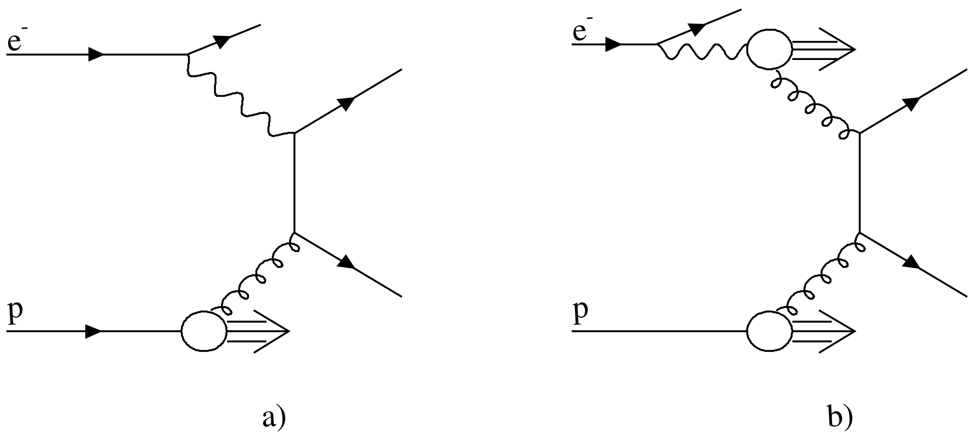
2.3 Fotoprodukcja

Fotoprodukcja stanowi kolejną grupę oddziaływań badanych w detektorze **ZEUS**.
W procesach fotoprodukcji padający elektron w obecności protonu emituje rzeczywisty lub prawie rzeczywisty foton. Proces taki ma miejsce wtedy, gdy wartości Q^2 dla wymienianego fotonu są dużo mniejsze od masy protonu czyli, osiągają wartości bliskie zeru, $Q^2 \approx 0$. Dla niskich wartości Q^2 (już $Q^2 < 1$ GeV^2) rozproszony elektron kontynuuje w przybliżeniu kierunek lotu wiązki elektronowej i znika wewnątrz rury akceleratora. Rozbite fragmenty protonu i fotonu, z pędami poprzecznymi sięgającymi 40 GeV, pozwalają badać cechy oddziaływania foton-proton. Procesy fotoprodukcji charakteryzują się bardzo dużym przekrojem czynnym i stanowią większość materiału doświadczalnego możliwego do zarejestrowania w eksperymentach przy akceleratorze **HERA**.

Stan końcowy procesu fotoprodukcji składa się z rozproszonego elektronu pod bardzo małym kątem, pozostałości protonowych, oraz cząstek pochodzących z oddziaływania fotonu z partonem z protonu.

2.4 Oddziaływanie bozon-parton, parton-parton i kaskady partonowe

Oddziaływania bozon-parton i parton-parton zdominowane są przez procesy dwuciałowe i tylko o takich procesach będziemy mówić. Typowym przykładem jest fuzja bozonowo-gluonowa. Proces tego typu znajduje się na rysunku 4a. Małe wartości Q^2 wymienianego bozonu nie są nieodzownym składnikiem bozonu w tego typu oddziaływaniach. Dla niskich wartości Q^2 ($Q^2 \ll 100$ GeV^2) emisja bozonów W i Z jest małoprawdopodobna w oddziaływaniach ep i procesy są zdominowane przez emisję fotonu.



Rysunek 4: *Diagramy procesu bozon-proton: a) wprost, b) przez swoją strukturę.*

Oddziaływanie bozonu z partonem w protonie dzieli się na dwa typy procesów "*wprost*" i "*przez swoją strukturę* ". Pierwszy z nich polega na oddziaływaniu bozonu w sposób bezpośredni z kwarkiem lub gluonem z protonu. Jeżeli bozon oddziałując z kwarkiem przekazuje produktom całą energię, to proces ten nazywa się rozpraszaniem komptonowskim QCD. Gdy bozon oddziałując z gluonem przekazuje powstałym prtonom całą energię, to proces ten nazywa się fuzją bozonowo-gluonową. O procesach drugiego typu mówi się wtedy, gdy oddziaływanie zachodzi między składnikami protonu, a fotonem w momencie jego fluktuacji w parę kwark-antykwark. Kwarki mogą wyemitować gluon i tym samym oddziaływanie partonów z protonu może zachodzić z kwarkami, antykwarkami lub gluonami z fotonu. Im przekaz czteropędu Q^2 niesiony przez foton jest większy tym prawdopodobieństwo oddziaływania fotonu przez "*swoją strukturę*" jest mniejsze. Procesy takie obserwowano do przekazu czteropędu Q^2 sięgającego 40 GeV^2 [7-8].

Wyemitowane partony poruszają się w polu sił kolorowych fragmentów protonu i emitują kolejne partony, kwarki lub gluony, tworząc kaskady partonowe. Partony wewnątrz kaskady łączą się w hadrony tworząc pęki cząstek, zwane z angielskiego *jetami.*

Jedną z metod identyfikacji liczb kwantowych pierwotnego partonu jest badanie cech hadronów w jecie.

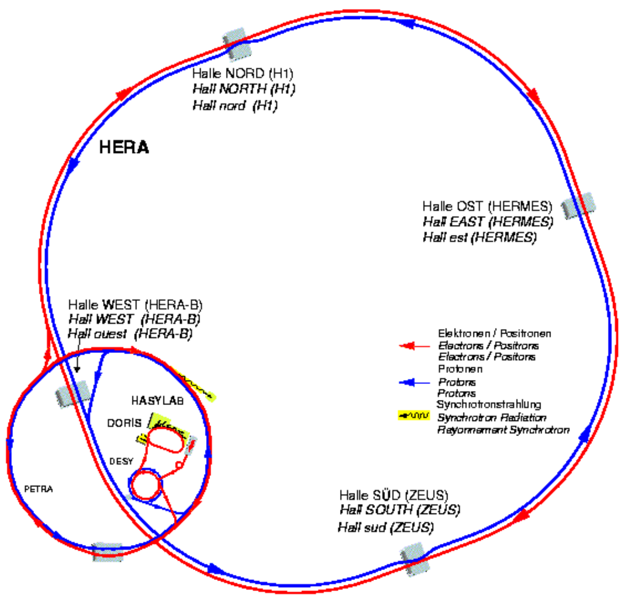
3 Akcelerator HERA

Akcelerator **HERA** (**H**_adron_ **E**_lectron_ **R**_ing_ **A**_nlage_) jest kołowym akceleratorem i pierwszym zderzaczem wiązek o różnym składzie i różnej energii. Znajduje się w niemieckim ośrodku **DESY** (**D**_eutsches_ **E**_lectronen_ **S**_ynchrotron_) w Hamburgu (Niemcy).

Akcelerator **HERA** jest układem dwu przeciwbieżnych wiązek elektronowej i protonowej. Akcelerator został tak zaprojektowany, że okresowo wiązka elektronów jest zastępowana wiązką pozytonową rozszerzając tym samym możliwości badawcze ustawionych przy nim eksperymentów.

Elektrony (pozytony) i protony przyspieszane są i akumulowane niezależnie. Wiązki elektronów przyspieszane są do energii $E_e = 27.5$ GeV. Dla protonów energia wiązek osiąga wartość $E_p = 820$ GeV (obecnie 920 GeV). Zanim zostaną osiągnięte tak wysokie wartości energii, wiązki są przyspieszane przez układ preakceleratorów **DORIS**, **DESY** i **PETRA** a następnie trafiają do akceleratora **HERA**. Po przyspieszeniu do odpowiedniej energii, cząstki są ze sobą zderzane. Wiązki w układzie środka masy mają energię $E_{cm} = 300$ GeV (obecnie 318 GeV).

Rysunek 5 przedstawia plan akceleratora **HERA**. Zaznaczone są miejsca, w których przecinają się wiązki i umieszczone są detektory **ZEUS** i **H1** badające produkty oddziaływań *ep*.

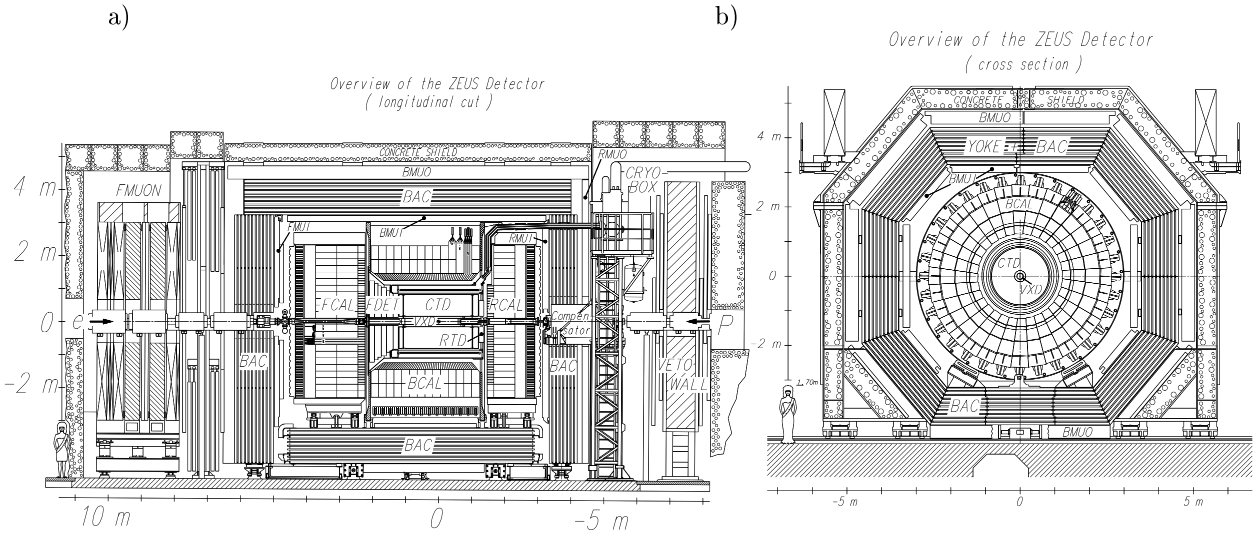


Rysunek 5: *Plan rozmieszczenia detektorów przy akceleratorze* **HERA**.

4 Detektor ZEUS

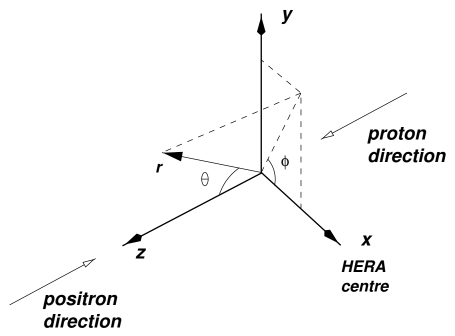
Detektor **ZEUS** [6] jest jednym z dwu detektorów skonstruowanym do pomiaru zderzeń elektronów (pozytonów) z protonami. Umieszczony jest w południowej hali eksperymentalnej, przy akceleratorze **HERA**. Detektor został tak zaprojektowany, aby uzyskać pomiar pełnej charakterystyki obserwowanych zderzeń. Jest typowym detektorem o budowie wielowarstwowej, złożonym z detektorów śladowych, otoczonych układami kalorymetrów. Najbardziej zewnętrzne warstwy służą do rejestracji mionów.

Schemat tego detektora znajduje się na rysunku 6. Na rysunku tym widać detektor przecięty wzdłuż kierunku lotu wiązki elektronowej i protonowej, oraz przekrój w kierunku poprzecznym do wiązek. Przez centralną część detektora przechodzi rura akceleratora, w której zderzane są ze sobą przeciwbieżne wiązki *ep*. Do zderzenia wiązek dochodzi w miejscu, gdzie umieszczony jest detektor wierzchołka **VXD** (**V***erte***X** **D***etector*). Detektor ten służy do pomiaru miejsca zderzenia elektronu z protonami oraz miejsca rozpadu cząstek. Rurę akceleratora otacza centralny detektor śladowy cząstek **CTD** (**C***entral* **T***racking* **D***etector*) wspomagany przez detektory promieniowania przejścia (**FDET, RTD**). Detektor ten służy do określania toru emitowanych cząstek. Za detektorem śladowym umieszczony jest główny kalorymetr uranowy **CAL** (**U***ranium* **C***alorimeter*), za nim znajduje się kalorymetr uzupełniający **BAC** (**B***acking* **C***alorimeter*). Kalorymetr uranowy służy do pomiaru energii produktów zderzenia *ep*. Energie hadronów, które nie zatrzymały się w głównym kalorymetrze, są mierzone przez kalorymetr uzupełniający **BAC**. Najbardziej zewnętrzną warstwę całego układu stanowią detektory mionowe (**MU**).



Rysunek 6: *Schemat detektora* **ZEUS**. *a) Przekrój wzdłuż rury wiązki. b) Przekrój poprzeczny detektora.*

Układ współrzędnych detektora **ZEUS** jest układem prawoskrętnym i ortogonalnym, a środek układu umieszczony jest w nominalnym punkcie zderzenia wiązek akceleratora.



Rysunek 7: *Układ współrzędnych detektora* **ZEUS**.

Oś Z zdefiniowana jest wzdłuż kierunku wiązki protonowej; oś X umieszczona jest w płaszczyźnie detektora i skierowana do środka akceleratora; oś Y wyznacza kierunek zenitu. Kierunek emisji produktów zderzenia opisany jest albo przez trzy składowe pędu (P_x, P_y, P_z), lub w równoważnych współrzędnych biegunowych ($P \approx E, \theta, \phi$).

W eksperymentach przy akceleratorze **HERA** nazwano kierunek wiązki protonowej kierunkiem "do przodu", czyli zastosowano inną konwencję niż w eksperymentach na tarczach stacjonarnych. Nazwy części detektora (rysunek 6) mierzące produkty emitowane "*do przodu*" opatrzono literą F (*forward*), do tyłu - literą R (*rear*), a mierzące produkty z dużym pędem poprzecznym - literą B (*barrel*).

4.1 Centralny detektor śladowy

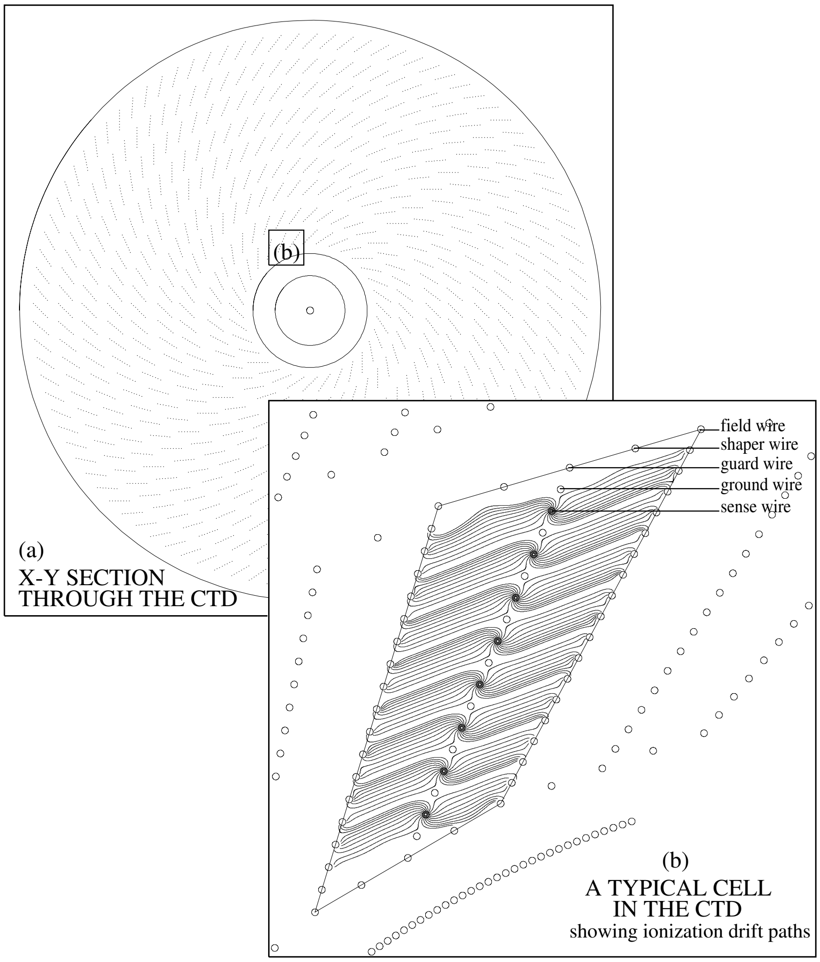
Centralny Detektor Śladowy **CTD** (**C***entral* **T***racking* **D***etector*) jest detektorem gazowym umieszczonym wokół rury akceleratora w centralnej części detektora **ZEUS**. Jest to cylindryczna komora dryfowa, która ma za zadanie:

- wyznaczanie liczby cząstek naładowanych powstających w procesie oddziaływania elektronu z protonem,
- identyfikację ich ładunku na podstawie zagięcia torów cząstek naładowanych w polu magnetycznym,
- pomiar pędów cząstek,
- pomiar kierunku naładowanych cząstek,
- określanie miejsca rozpadu cząstki wyprodukowanej względem punktu zderzenia elektronu z protonem,
- ocenienie strat energii dE/dx wykorzystywane przy identyfikacji cząstki.

Detektor śladowy jest cylindryczną komorą dryfową o rozmiarach:

- długość: 205 cm,
- promień wewnętrzny: 18.2 cm,
- promień zewnętrzny: 79.4 cm.

Umieszczony jest w zewnętrznym polu magnetycznym o indukcji 1.43 Tesli, wytwarzanym przez nadprzewodzący solenoid.



Rysunek 8: *Schemat budowy centralnego detektora śladowego. a) Przekrój przez detektor śladowy w płaszczyźnie r, ϕ, pokazujący dziewięć superwarstw z ośmioma warstwami czułych drutów "sense wires". b) Schemat pojedynczej celi, ze szczegółowym rozmieszczeniem czułych drutów (patrz tekst) oraz ilustracje kierunku dryfu.*

Detektor śladowy zbudowany jest z 72 koncentrycznych warstw poukładanych w 9 superwarstw (*superlayers*), każda superwarstwa składa się z cel dryfowych. W każdej superwarstwie występuje inna liczba cel dryfowych wzrastająca z odległością od wierzchołka oddziaływania: dla pierwszej mamy 32 i w miarę oddalania się od wierzchołka liczba ich wzrasta dochodząc do 96 dla ostatniej dziewiątej superwarstwy. Cela dryfowa zbudowana jest z 8 drutów anodowych (*sense wires*), zbierających dryfujące elektrony, a umieszczonych między drutami uziemionymi (*ground wires*), oraz 19 drutów katodowych wytwarzających pole (*field wires*). Układ ten, wraz z drutami kształtującymi pole (*shaper wires*) na krawędziach cel dryfowych, pozwala uzyskać jednorodne pole dryfu. Druty nachylone są pod kątem 45^0 do promienia.

Nieparzyste superwarstwy, nazywane warstwami osiowymi (*axial layers*), są równoległe do osi komory. Pierwsze trzy z nich wyposażone są w system pomiaru czasu pojawienia się cząstki (*z-by-timing*), mający zastosowanie przy zbieraniu danych. Dla dokładniejszej rekonstrukcji toru w przestrzeni parzyste superwarstwy (*stereo layers*) mają wszystkie druty w celach dryfowych dodatkowo nachylone pod kątem względem osi Z, przy czym przemiennie $+5^0$ dla superwarstw 2 i 6, a -5^0 dla 4 i 8. Detektor ten mierzy cząstki emitowane w kącie bryłowym θ w zakresie: $15^0 < \theta < 164^0$.

Wnętrze komór wypełnione jest mieszanką gazową dwutlenku węgla, argonu oraz etanu z domieszką etanolu. Całość znajduje się pod ciśnieniem zbliżonym do ciśnienia atmosferycznego.

Detektor śladowy pozwala na uzyskanie rozdzielczości pędowej $\sigma_{p_T}/p_T = 0.0058 p_T \oplus 0.0065 \oplus 0.0014/p_T$ [14], gdzie p_T jest składową pędu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki akceleratora w GeV/c.

4.2 Kalorymetr uranowy

Kalorymetr uranowy stanowi główny kalorymetr detektora **ZEUS**. Służy on do pomiaru energii i kierunku produktów oddziaływania *ep*. Jest to kalorymetr próbkujący typu kanapka, zbudowany z warstw scyntylatora i uranu. Materiałem aktywnym jest organiczny scyntylator dostarczający informacji o energii cząstek w postaci światła, sygnału łatwego do wyprowadzenia na zewnątrz. Materiałem biernym jest zubożony uran [1], będący materiałem o wysokiej gęstości i złożonym z jąder o dużej liczbie atomowej i masowej.
Jest to kalorymetr o strukturze kompensującej, zaprojektowany tak, aby można było mierzyć niezależnie rozwijającą się kaskadę, elektromagnetyczną i hadronową. Charakteryzuje się bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą dla hadronów, wynoszącą:

$$\frac{\triangle E}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{11}$$

Dla cząstek typu elektron rozdzielczość jest jeszcze lepsza niż dla hadronów i wynosi:

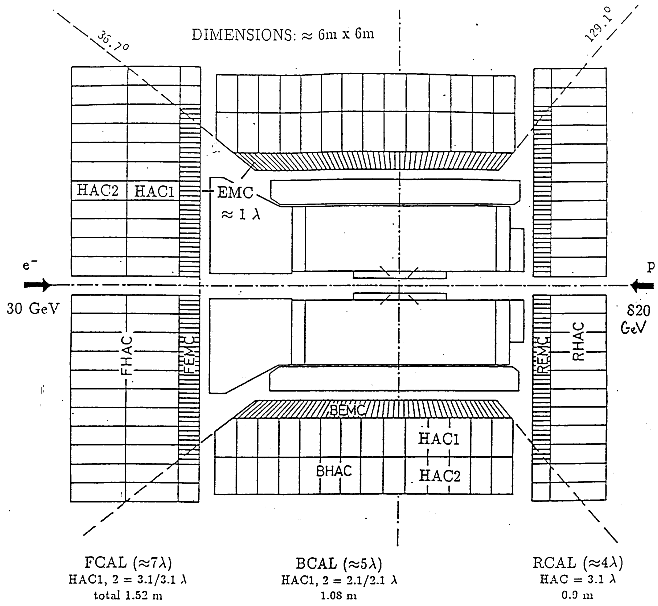
$$\frac{\triangle E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}, \tag{12}$$

[1] Zubożony uran to $^{238}U + {}^{235}U$.

Detektor ten mierzy praktycznie cały niezbędny zakres energii, czyli od 0.5 GeV do 800 GeV. Układ ten składa się z trzech części:

- środkowej **BCAL** (**B***arrel* **C***alorimeter*),
- przedniej **FCAL** (**F***orward* **C***alorimeter*),
- tylnej **RCAL** (**R***ear* **C***alorimeter*).

Każda z części składa się z sekcji elektromagnetycznych (**EMC**) oraz hadronowych (**HAC1**, **HAC2**). Schemat podziału na sekcje znajduje się na rysunku 9. Dodatkowo każda z sekcji jest podzielona na cele kalorymetryczne. Cela kalorymetryczna stanowi najmniejszą część detektora z niezależnym odczytem i jej pozycja w detektorze jest określona jednoznacznie przez kąty azymutalny i biegunowy. W części elektromagnetycznej, bliższej środka detektora, deponują całą swoją energię cząstki typu elektron; w części hadronowej - jedynie hadrony i dlatego cele te służą do identyfikacji hadronów.



Rysunek 9: *Podział kalorymetru uranowego na sekcje elektromagnetyczne* (**EMC**) *i hadronowe* (**HAC**).

W przedniej i środkowej części detektora są dwie sekcje hadronowe. W tylnej części jest tylko jedna sekcja hadronowa. Powodem jest asymetryczność wiązek: wiązka protonowa ma znacznie wyższą energię, niż wiązka elektronowa. Tym samym produkty wysokoenergetyczne emitowane są w kierunku przedniej i środkowej części. W kierunku części tylnej emitowane są niskoenergetyczne produkty oddziaływania.

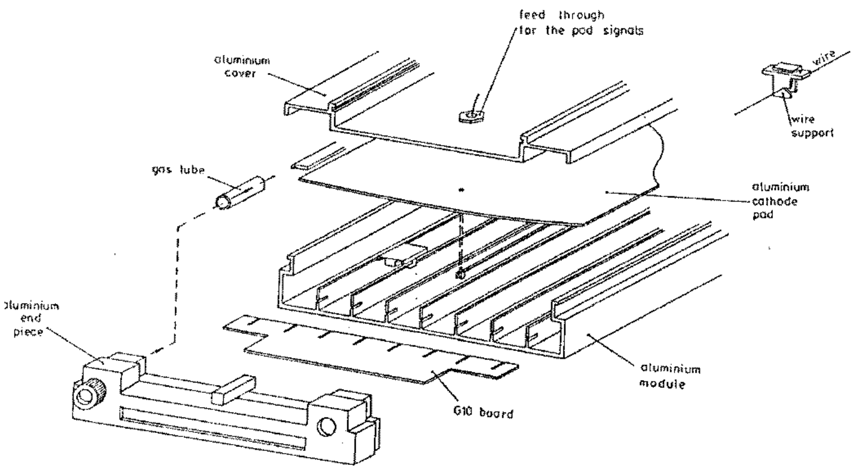
Wewnątrz sekcji elektromagnetycznej umieszczone są warstwy diód krzemowych (**HES** **H***adron* **E***lectron* **S***pectator*) umożliwiających identyfikację elektronu lub fotonów, pochodzących głównie z rozpadu mezonów π^0. W poszczególnych częściach detektora deponowane są cząstki rozproszone odpowiednio pod kątem biegunowym θ:

- **FCAL** — od 2.6^0 do 36.7^0,
- **BCAL** — od 36.7^0 do 129.1^0,
- **RCAL** — od 129.1^0 do 176.2^0.

gdzie θ jest kątem biegunowym w odniesieniu do kierunku wiązki protonowej. Kalorymetr pokrywa 99.8% kąta w przednim kierunku oraz 99.5% w tylnym kierunku. W kalorymetrze uranowym nie jest pochłaniana cała energia produktów oddziaływania *ep*; część energii uciekającej jest mierzona przez kalorymetr uzupełniający.

4.3 Kalorymetr uzupełniający

Kalorymetr uzupełniający został zbudowany i zaprojektowany przez fizyków i konstruktorów z Polski, w tym z Uniwersytetu Warszawskiego.



Rysunek 10: *Schemat budowy aluminiowej komory proporcjonalnej.*

Kalorymetr uzupełniający dostarcza informacji o hadronach uciekających z głównego kalorymetru uranowego, a mających znaczenie dla rekonstrukcji przypadków wysokoenergetycznych. Jest on głębszy w części, gdzie emitowane są wysokoenergetyczne produkty oddziaływania *ep*. Może pracować jako kalorymetr **VETO**, czyli sprawdzać, czy cała energia została zarejestrowana przez kalorymetr zasadniczy. Dodatkowo układ ten może identyfikować miony. Jest kalorymetrem próbkującym typu kanapka. Materiał aktywny stanowi mieszanka gazowa argonu i dwutlenku węgla wypełniająca wnętrze aluminiowych komór proporcjonalnych. Materiał bierny stanowią płyty z żelaza, będące jednocześnie konstrukcją nośną detektora. Schemat aluminiowej komory proporcjonalnej znajduje się na rysunku 10.

Komory proporcjonalne są podzielone na cele, od góry są przykryte płaszczyznami katodowymi (tzw. *padami*). Przez środek każdej celi przeciągnięty jest pozłacany drut wolframowy. Wnętrze komór wypełnione jest mieszanką gazów: argonu Ar stanowiącego 87% i dwutlenkuwęgla CO_2 stanowiącego 13%. Całość znajduje się pod ciśnieniem zbliżonym do atmosferycznego.

4.4 Rekonstrukcja produktów oddziaływania *ep*

Kalorymetr uranowy detektora **ZEUS** został tak zaprojektowany, aby mierzył energię i kierunek wyemitowanych cząstek. W pierwszym przybliżeniu sygnał z każdej celi kalorymetru, o energii większej niż szum, traktujemy jako sygnał cząstki (pseudocząstki), która ma energię taką, jaka jest zdeponowana w celi. Kierunek emisji pseudocząstki jest dany kątem azymutalnym i biegunowym określających pozycję celi względem zrekonstruowanego wierzchołka oddziaływania.

Bardziej wypracowane algorytmy łączą sygnały z sąsiadujących cel w sygnał jednej pseudocząstki [9-10]. Pseudocząstki są używane przy identyfikacji oddziaływań głęboko nieelastycznych, przy wyznaczaniu zmiennych kinematycznych i w algorytmach poszukujących struktur jetowych.

> Sygnaturą procesu z wymianą prądów neutralnych $ep \rightarrow eX$ jest obecność pseudocząstki, którą można zinterpretować jako rozproszony elektron (algorytm SINISTRA [9]). Brak takiej pseudocząstki z jednoczesnym dużym niezrównoważonym pędem poprzecznym, otrzymanym z sumowania pędów wszystkich pseudocząstek, jest sygnaturą procesu z wymianą prądów naładowanych.

Niezależnie od pomiaru w kalorymetrze, informacje o produktach oddziaływania *ep* pochodzą ze wszystkich części detektora. Do identyfikacji ładunku wybitego partonu wykorzystano jedynie cząstki naładowane. Cząstką naładowaną nazywamy każdą cząstkę, która utworzyła ślad w detektorze śladowym.

W tej pracy wszystkie pseudocząstki, lub cząstki naładowane niezidentyfikowane jako rozproszony elektron, traktujemy jak hadrony o liczbach kwantowych mezonu π. Do rekonstrukcji badanych procesów wykorzystano jedynie detektor śladowy i kalorymetr uranowy korzystając częściowo z ogólnodostępnego oprogramowania [9-14].

4.5 Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

Akcelerator **HERA** dostarcza nam informacji :

- o energii elektronu padającego E_e,
- o energii protonu padającego E_p.

Dlatego do opisu kinematyki procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie potrzeba tylko dwóch zmiennych kinematycznych. Tradycyjnie do opisu procesu używa się dwóch z opisanych wcześniej trzech zmiennych x, y, Q^2.

Istnieje kilka metod stosowanych przy wyznaczaniu zmiennych kinematycznych; zależą one od obserwowanego stanu końcowego. Dla prądów neutralnych **NC**, możemy mierzyć:

- energię elektronu rozproszonego $E_{e'}$,
- kąt rozproszonego elektronu $\theta_{e'}$,

i stąd wyznaczać zmienne kinematyczne.

Niezależnie od pomiaru elektronu we wszystkich procesach głęboko nieelastycznych wyselekcjonowanych przez system wyzwalania danych mierzy się dla każdego zarejestrowanego hadronu:

- energię w stanie końcowym E_h,
- pęd w stanie końcowym (P_x, P_y, P_z).

Analizując zmierzone hadrony: można wyznaczyć ich wypadkowy pęd i energię, i stąd obliczyć wartości x, y i Q^2. Inna metoda opiera się na wyznaczaniu jetu prądowego (rysunek 1) wśród obserwowanych struktur jetowych. Wyznaczając

- energię jetu prądowego E_{jet},
- kąt emisji jetu prądowego θ_{jet},

można oszacować wartości zmiennych kinematycznych, x, y, Q^2.

Dla potrzeb analizy w tej pracy do rekonstrukcji zmiennych kinematycznych użyto metody Jacquet-Blondel oraz metody dwóch kątów, oznaczonych odpowiednio literami JB i DA.

4.5.1 Metoda Jacquet-Blondel

Metoda Jacquet-Blondel [15] może być stosowana dla rekonstrukcji zmiennych kinematycznych przypadków zachodzących z wymianą zarówno prądów naładowanych (**CC**), jak i prądów neutralnych (**NC**).

Definicja zmiennych kinematycznych stosowanych w metodzie Jacquet-Blondel:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e}\sum_h (E_h - P_{Zh}) \tag{13}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_h P_{Xh})^2 + (\sum_h P_{Yh})^2}{1 - y_{JB}} \tag{14}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y^{SM}_{JB}} \tag{15}$$

W powyższych wzorach użyto oznaczeń:

$\sum_h (E_h - P_{Zh})$ – zsumowana po wszystkich hadronach różnica energii i składowej z-towej pędu;

$\sum_h P_{Xh}$ – zsumowana składowa x-owa pędu po wszystkich hadronach;

$\sum_h P_{Yh}$ – zsumowana składowa y-owa pędu po wszystkich hadronach.

4.5.2 Metoda dwóch kątów

Metoda dwóch kątów [16] jest stosowana do wyznaczania zmiennych kinematycznych przypadków zachodzących z wymianą prądów neutralnych **NC**.

Do opisu kinematyki tego typu procesów używa się zmiennych zdefiniowanych w sposób:

$$cos\gamma_h = \frac{(\sum_h P_{Xh})^2 + (\sum_h P_{Yh})^2 - (\sum_h (E_h - P_{Zh}))^2}{(\sum_h P_{Xh})^2 + (\sum_h P_{Yh})^2 + (\sum_h (E_h - P_{Zh}))^2} \tag{16}$$

$$Q^2_{DA} = \frac{4E_e^2 sin\gamma_h (1 + cos\theta_e^{'})}{sin\gamma_h + \sin\theta_e^{'} - sin(\gamma_h + \theta_e^{'})} \tag{17}$$

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p}\frac{sin\gamma_h + \sin\theta_e^{'} + sin(\gamma_h + \theta_e^{'})}{sin\gamma_h + \sin\theta_e^{'} - sin(\gamma_h + \theta_e^{'})} \tag{18}$$

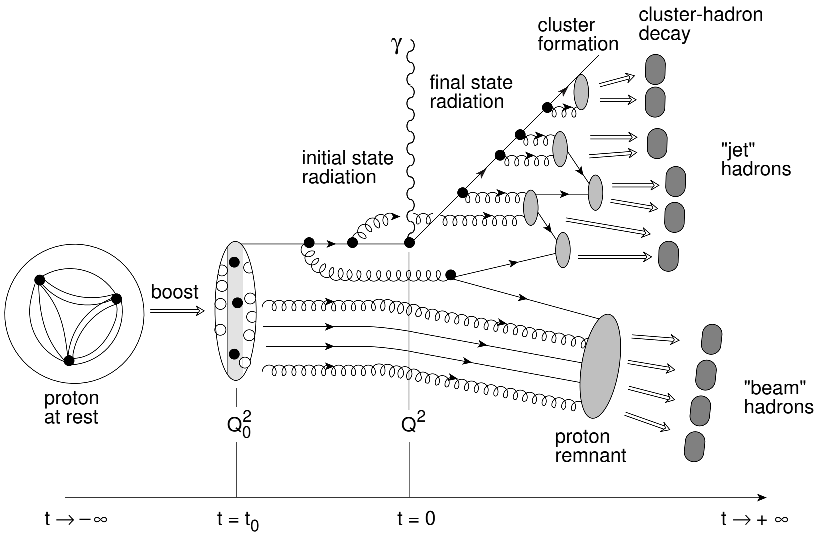
$$y_{DA} = \frac{sin\gamma_h (1 + cos\theta_e^{'})}{sin\gamma_h + sin\theta_e^{'} + sin(\gamma_h + \theta_e^{'})} = \frac{Q^2_{DA}}{x_{DA^{SM}}} \tag{19}$$

Przy założeniu, że proces rozpraszania zachodzi jak przedstawiono na rysunku 1, kąt γ_h jest kątem biegunowym emisji jetu prądowego, zarówno w procesach z wymianą prądów neutralnych, jak i naładowanych.

5 Generatory zdarzeń

Procesy głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie są modelowane przez generatory typu *Monte Carlo*. Modelowanie można rozdzielić na cztery etapy: generowanie oddziaływań *ep* z przekazem czteropędu $Q^2 > 1$ GeV^2 wybitym partonom, powstawanie kaskad partonowych, łączenie się partonów w hadrony (hadronizacja) i ich detekcja.

Generatory trzech pierwszych etapów w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń to LEPTO-MEPS, ARIADNE, HERWIG i RAPGAP [17]. Procesy QCD opisane przez te generatory są zilustrowane na rysunku 11.



Rysunek 11: *Procesy chromodynamiki kwantowej zachodzące podczas oddziaływania fotonu wyemitowanego z elektronu z partonami w protonie.*

5.1 Generator zdarzeń LEPTO-MEPS

Generator LEPTO-MEPS (**M***atrix* **E***lement and* **P***arton* **S***hower*), jest generatorem procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie, opisywanych przy pomocy elementu macierzowego dla procesów twardych i emisją partonu zgodną z klasycznym równaniami ewolucji DGLAP (*Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi*) dla reszty.

> Element macierzowy opisuje prawdopodobieństwo oddziaływania bozon-parton lub parton-parton i wyprodukowania dwóch partonów. Partony te mogą produkować kolejne partony i tworzyć kaskady partonowe. Rozwój kaskady partonowej opisany jest za pomocą modelu fragmentacji struny. Zgodnie z tym modelem partony traktowane są jako naciągnięta struna, składająca się z par kwark antykwark $(q, \bar{q})$. Struna w miarę upływu czasu ulega rozciąganiu i pęka,

prowadząc do wyprodukowania kolejnych par $(q, \bar{q})$. Proces ten powtarza się i ustaje z chwilą, gdy dostępna energia jest zbyt mała na wykreowanie kolejnej pary.

Proces hadronizacji, czyli łączenia się powstałych partonów w hadrony, opisany jest modelem JETSET 7.4.

5.2 Generator zdarzeń HERWIG

Generator HERWIG modeluje oddziaływanie z emisją partonów przy założeniach fizycznych podobnych do LEPTO-MEPS, ale rozwój kaskady partonowej i hadronizacja jest opisana modelem klastrowym. Algorytm nie uwzględnia poprawek radiacyjnych QED.

5.3 Generator zdarzeń RAPGAP

Generator RAPGAP modeluje oddziaływanie głęboko nieelastyczne jak LEPTO-MEPS, ale uwzględnia modelowanie procesów dyfrakcyjnych z emisją pomeronu, ważnych dla przekazów czterpędu $Q^2 < 100$ GeV^2. Rozwój kaskad partonowych i hadronizacja jest opisana modelem fragmentacji struny JETSET 7.4.

5.4 Generator zdarzeń ARIADNE

Generator ARIADNE modeluje oddziaływania *ep* używając do ich opisu, na poziomie partonowym, rachunków perturbacyjnych opierających się na modelu dipola kolorowego.

> Według modelu dipola kolorowego wybity parton i pozostałości protonowe są uważane jako dipol emitujący promieniowanie kolorowe. Dipol taki emituje gluon i transformuje się w parę niezależnych nowych dipoli, które z kolei emitują gluony i tworzone są kolejne niezależne dipole. Proces jest powtarzany wielokrotnie i ustaje z chwilą wyczerpania energii. Zamiana partonów końcowych w hadrony jest opisana modelem JETSET 7.4.

Zebrane dotychczas dane doświadczalne sugerują, że model ARIADNE najdokładniej opisuje końcowe stany hadronowe procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie.

Dla potrzeb prowadzonych testów, z zaniedbaniem procesów dyfrakcyjnych, w tej pracy został użyty generator LEPTO-MEPS, jako najbardziej jednoznacznie wiążący parton początkowy z protonu z hadronami końcowymi. Dane generowane modelem ARIADNE służą do testowania wniosków otrzymanych z generatora LEPTO-MEPS.

5.5 Detekcja (FUNNEL)

Przejście wytworzonych cząstek przez detektor **ZEUS** jest modelowane zmodyfikowanym kodem GEANT 3.13. Tym samym uwzględniono rozpady cząstek, ich oddziaływania z materią oraz tworzenie sygnału w detektorze. Modelowane są reguły wyboru umieszczone w systemie wyzwalania danych.

Wytworzone dane są rekonstruowane tymi samymi algorytmami co dane doświadczalne i zapisywane w postaci wierszowo-kolumnowych tabel tworzonych przez system ADAMO [2].

5.6 Informacje z generatora

W pracy wykorzystuje się jedynie informacje z generatora umieszczone w tabeli ADAMO o nazwie FMCKIN.

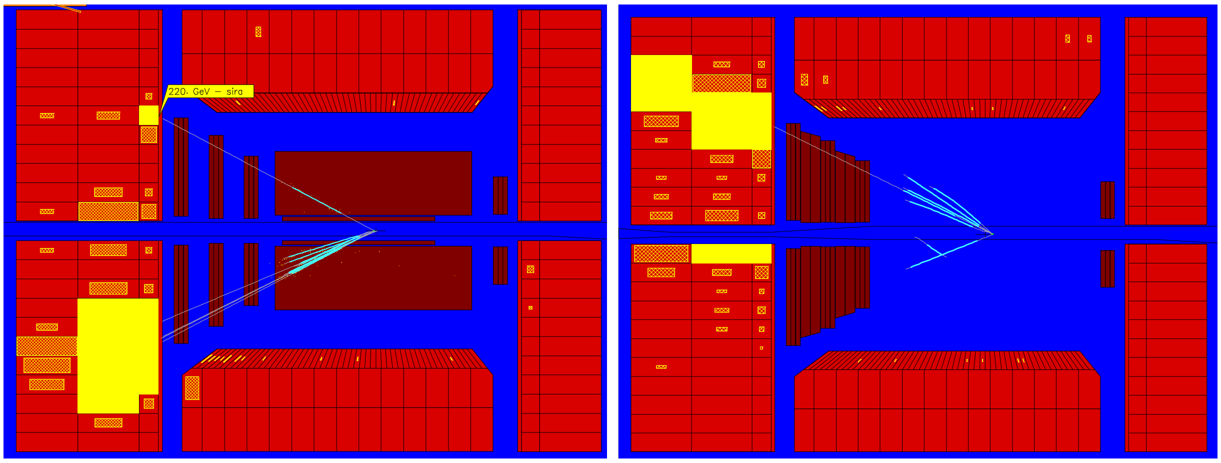
Partony z kaskad partonowych wymodelowanych wraz z wytworzonymi hadronami dla oddziaływania *ep* są zapisane w formie wierszy w tabeli FMCKIN. Wiersz zawiera czteropęd wyemitowanego partonu, jego masę (ujemną dla cząstki wirtualnej), identyfikator typu partonu, oraz odnośnik do wiersza w tabeli FMCKIN opisującego jednego "rodzica" partonu. Ten uproszczony schemat uniemożliwia jednoznaczną identyfikację niekórych procesów, np. z wymianą cząstek pośredniczących.

[2]System ADAMO czyli *The Entity-Relationship Model* jest wykorzystywany w eksperymencie **ZEUS** do tworzenia struktury danych, przechowywania danych i korzystania z danych. System umożliwia przechowywanie wartości liczbowych i logicznych w formie tabel o ustalonym rozmiarze wierszy i zmiennej liczbie kolumn oraz korzystanie ze związków logicznych lub liczbowych (atrybutów) między tabelami lub wartościami przechowywanymi w tabelach.

6 Jety hadronowe

W reakcjach rozpraszania elektronu na protonie obserwowane są jety hadronowe, których liczba zmienia się od przypadku do przypadku.

> Jetem hadronowym nazywa się skolimowaną grupę cząstek powstałych w procesie hadronizacji, charakteryzujących się małym względem siebie pędem poprzecznym, a dużym pędem poprzecznym względem cząstek nienależących do tego jetu. Oznacza to, że tworzą one kształt stożka o wierzchołku w punkcie oddziaływania *ep* i kącie rozwarcia związanym z granicznym pędem poprzecznym.



Rysunek 12: *Oddziaływania ep zarejestrowane w detektorze* **ZEUS** *zachodzące z wymianą prądów neutralnych* **NC** *- (po lewej stronie) i prądów naładowanych* **CC** *- (po prawej stronie); schemat detektora porównaj z rysunkiem* 6. *Dla obu typów procesów widać jet hadronowy, każdy z kilkoma cząstkami naładowanymi w centralnym detektorze śladowym i odpowiednio skupisko energii zarejestrowanej w kalorymetrze uranowym, a wokół rury akceleratora po lewej stronie detektora skupisko energii złożonej przez pozostałości protonowe. Dla oddziaływania z wymianą prądów neutralnych dodatkowo widać tor rozproszonego elektronu zarejestrowany w centralnym detektorze śladowym* **CTD** *i skupisko energii* ($E_e = 220\ GeV$) *na przedłużeniu toru w kalorymetrze uranowym* **FCAL**.

Do opisu jetu używa się następujących parametrów:

- energii E_{jet} zdefinowanej jako sumę energii cząstek przypisanych do jetu,
- pędu P_{jet} czyli wypadkowego pędu cząstek wchodzących w jego skład; określa on oś jetu.

Parametry te wiążą się z parametrami partonu, który był inicjatorem jetu. Dzięki temu można hadrony pochodzące z jednego partonu traktować jako jeden obiekt – jet.

Aby określić liczbę jetów i jednoznacznie przypisać określone hadrony do jetu stosuje się algorytmy rekonstrukcji jetu (*jet finder*), które umożliwiają porównanie wielocząstkowych stanów końcowych z perturbacyjnymi rachunkami QCD z małą liczbą zaangażowanych partonów. I choć indywidualne cechy jetów zależą od użytych algorytmów jetowych, to interpretacja fizyczna zjawisk na poziomie partonowym musi być nieczuła na szczegóły założeń przyjętych w algorytmie. Dobry algorytm oznacza, że tę samą definicję jetu można użyć w eksperymencie i w rachunkach teoretycznych (tzw. uogólniona konwencja Snowmass).

Dla potrzeb analizy procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania najlepiej sprawdzają się następujące algorytmy jetowe:

- stożkowe,
- klastrowe.

6.1 Algorytmy jetowe

W eksperymencie **ZEUS** przy rekonstrukcji jetów hadronowych używa się dwóch algorytmów jetowych: PUCELL jako jeden z algorytmów stożkowych (*cone*), oraz k_T jako przykład algorytmów klastrowych (*cluster*).

Algorytmy oparte są na analizie przestrzennego rozkładu energii w kalorymetrze uranowym przy założeniu istnienia dodatkowej cząstki o pędzie równym niezrównoważonemu pędowi podłużnemu. Imituje ona pozostałości protonowe ginące w rurze akceleratora.

6.1.1 Algorytm PUCELL

Algorytm PUCELL jest algorytmem stożkowym. Nazwa algorytmów stożkowych pochodzi od strategii grupowania wszystkich cząstek wewnątrz stożka, w przestrzeń $\eta - \phi$, gdzie η_i - jest pseudopospiesznością i-tej cząstki;

$$\eta_i = -\ln(tg\frac{\theta}{2}) \tag{20}$$

a ϕ_i - jest jej kątem azymutalnym i-tej cząstki.

Parametrem geometrycznym określającym stożek jest promień stożka R,

$$R = \sqrt{(\eta_i - \eta_{jet})^2 + (\phi_i - \phi_{jet})^2} \tag{21}$$

mierzony względem osi stożka, czyli kierunku jetu (η_{jet}, ϕ_{jet}). Wartość $R = 1$ przyjmuje się najczęściej, choć $0.5 \leq R \leq 1.5$ w zależności od badanego problemu fizycznego.

Algorytm ten wyznacza energię całkowitą E^{jet}, energię poprzeczną E_T^{jet} oraz współrzędne jetowe (η_{jet}, ϕ_{jet}) jako:

$$E^{jet} = \sum_i E_i \tag{22}$$

$$E_T^{jet} = \sum_i E_{Ti} \tag{23}$$

$$\eta_{jet} = \frac{1}{E_T^{jet}} \sum_i E_{Ti}, \eta_i \tag{24}$$

$$\phi_{jet} = \frac{1}{E_T{}^{jet}} \sum_i E_{Ti}, \phi_i \tag{25}$$

W naszej pracy sumowanie przebiega po wszystkich celach kalorymetru uranowego, czyli pseudocząstkach mieszczących się w zdefiniowanym stożku.

Zaletą algorytmu jest prostota, wadą jest możliwość przypisania cząstki do dwóch jetów.

6.1.2 Algorytm k_T

Algorytm k_T jest algorytmem klastrowym [18]. Ideą algorytmów klastrowych jest łączenie par cząstek znajdujących się blisko w przestrzeni fazowej w jeden obiekt, zgodnie ze wzorami jak (22) - (25). Proces łączenia jest powtarzany, aż zostanie kilka dobrze odseparowanych obiektów.

Bliskość obiektów określa parametr k_T^2 będący analogiem do promienia geometrycznego R w algorytmie stożkowym, tylko że jest on ważony energią mierzonego obiektu:

$$k_{T_{ij}}^2 = \min(E_{Ti}, E_{Tj})^2((\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2) \tag{26}$$

gdzie jak poprzednio:

E_{Ti} - energia poprzeczna cząstki lub obiektu i,
η_i - pseudopospieszność,
ϕ_i - kąt azymutalny.

Obiekty są porządkowane względem malejącej energii poprzecznej E_T. Standardowy algorytm jetowy tworzy klaster pozostałości protonowych i nie więcej niż dwa obiekty na przypadek, które są akceptowane jako jety.

Zaletą algorytmu jest jednoznaczne przypisanie cząstek do jetu, w szczególności cząstek o małych energiach.

6.2 Cechy jetów

Większość informacji o strukturze jetu umieszczona w generatorach zdarzeń pochodzi z elektrosłabej produkcji kwarków i gluonów w oddziaływaniach e^+e^-.

Jednakże jety powstające w oddziaływaniu e^+e^- mają inną strukturę niż jety, które powstają w procesach rozpraszania elektronu na protonie. W tych ostatnich fragmentujący wybity parton oddziałuje bardzo silnie z fragmentami protonu; siły kolorowe powodują powstawanie jetów silnie asymetrycznych, w przeciwieństwie do oddziaływań e^+e^-, gdzie jety są prawie symetryczne. Efekt działania sił kolorowych widać przy porównaniu kształtu jetów emitowanych w oddziaływaniach dyfrakcyjnych ep, podobnych do oddziaływań e^+e^-, z jetami emitowanymi w procesach niedyfrakcyjnych [19].

Jety z hadronizacji kwarków lekkich (u, d) są bardziej skolimowane niż jety z kwarków ciężkich (c, b). Przy porównywaniu cech jetów należy pamiętać, że w oddziaływaniach e^+e^- emisja ciężkich kwarków jest bardziej prawdopodobna niż w oddziaływaniach ep. W tych ostatnich główne źródło ciężkich kwarków to fuzja bozonowo-gluonowa, czyli możliwe do oddzielenia struktury dwujetowe.

Podsumowując, metody wykorzystywane w eksperymentach e^+e^- wymagają adaptacji do potrzeb fizyki ep.

7 Identyfikacja ładunku jetu

Tematem pracy jest opracowanie metody identyfikacji ładunku kwarku, na którym zaszedł proces głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie, wykorzystując informacje o ładunku hadronów emitowanych w formie jetu.

Wydawałoby się, że każdy jet posiada integralny ładunek oraz integralną liczbę hadronów wchodzących w jego skład (rysunek 12). Jednak istnieje wiele trudności eksperymentalnych w dokonywaniu identyfikacji ładunku partonu tworzącego jet, na podstawie sumowania ładunku wszystkich hadronów. Całkowity ładunek jest trudny do pomiaru eksperymentalnie, ponieważ część cząstek w oddziaływaniu nie trafia do właściwego układu pomiarowego, lecz trafia jedynie do rury akceleratora. Są to cząstki o zbyt niskich energiach i cząstki skolimowane wzdłuż kierunku wiązek padających, głównie protonowej.

Kolejną trudność stanowi przypisanie hadronu do określonego jetu, bo układ laboratorium często nie jest układem hadronizacji partonu. Również, oddziaływanie kolorowe między wyemitowanymi partonami prowadzi do dodatkowych partonów, których nawet w teorii nie można jednoznacznie przypisać do jednego z jetów.

Pierwsze metody identyfikacji ładunku jetu na podstawie obserwacji wyprodukowanego stanu hadronowego w oddziaływaniu elektronu z protonem wysunął R.D.Feynman [20] w latach 70-tych. Postulowane wówczas idee są podstawą obecnie stosowanych metod [21-24]:

- pomiar całkowitego ładunku jetu,
- pomiar ładunku najszybszego hadronu w jecie,
- pomiar ładunku dwu najszybszych hadronów w jecie.

Zaproponowany przez Fielda i Feynmana prosty model procesu hadronizacji dla kwarków lekkich (u, d, s) sugeruje wnioski aktualne do tej pory:

- dla jetów o ładunku dodatnim istnieje duże prawdopodopodobieństwo, iż cząstką inicjującą był kwark u, natomiast dla jetów o ujemnym ładunku kwarkiem inicjującym jest kwark d lub s; jety o ładunku zerowym mogą pochodzić z dowolnego z trzech kwarków,
- identyfikacji ładunku partonu inicjującego strukturę jetową można dokonać badając cząstkę wiodącą w jecie.

Dla kwarków ciężkich (c, b, t), w znacznie większym procencie niż dla kwarków lekkich (u, d, s), rozpady hadronów rozmywają informacje o ładunku kwarku między wiele produktów. Metody stosowane dla kwarków lekkich, głównych składników protonu, różnią się od metod stosowanych dla kwarków ciężkich.

Analizy z wykorzystaniem informacji o ładunku jetu były wykonywane w kilku eksperymentach. W rozpraszaniu neutrin i mionów na nukleonach zaobserwowano korelacje między ładunkiem kwarku inicjującym jet, a ładunkiem produkowanych hadronów w jecie [22-23]. Pomiary ładunku jetu były wykorzystywane przy badaniu asymetrii ładunkowej i macierzy mieszania w elektrosłabej produkcji kwarków w oddziaływaniach e^+e^-.

7.1 Układy odniesienia

Dla procesów rozpraszania elektronu na protonie badanych w eksperymentach przy akceleratorze **HERA** naturalnym układem odniesienia jest układ laboratorium lub układ środka masy elektron-proton. Jednak właściwe procesy głęboko nieelastycznego rozpraszania zachodzą między wirtualnym fotonem, a próbkowanym protonem. Dlatego też lepszym układem dla tego typu procesów jest układ środka masy foton-proton, ewentualnie układ Breita. Układ Breita jest to układ, w którym padający wirtualny foton zostaje całkowicie pochłonięty przez parton; pęd partonu padającego jest taki sam jak pęd partonu wybitego z protonu, lecz ma przeciwny kierunek. Pozostałości protonowe kontynuują kierunek ruchu protonu padającego, a wybity parton zostaje wyemitowany w kierunku przeciwnym do ich ruchu.

W pierwszym przybliżeniu patrzymy na procesy w układzie laboratorium, ponieważ transformacja do układu środka masy foton-proton wprowadza dodatkowe niepewności pomiarowe. Jednak układ środka masy foton-proton CMS jest układem korzystniejszym z teoretycznego punktu widzenia. Pozwala na rozdzielenie w stanie końcowym wybitego kwarku fragmentującego w jet prądowy od strumienia pozostałości protonowych. Układ Breita jest lepszy dla procesów z emisją jednego twardego partonu, a układ CMS dla struktur dwujetowych.

7.2 Metody identyfikacji

Elektryczny ładunek cząstek produkowanych w hadronizacji wzdłuż kierunku emisji kwarku niesie informacje o ładunku kwarku, z którego powstał jet. W wyniku rozważanego rozpraszania elektronu na protonie powstaje rozproszony lepton, pozostałości protonowe i jeden lub dwa jety hadronowe. Ustalenie osi jetu względem, której są uporządkowane cząstki można zrobić:

- Wyznaczając kierunek jetu (θ_{jet}, ϕ_{jet}) przy pomocy algorytmów jetowych.

- Lub dla jetu prądowego licząc kierunek jetu γ_h z metody dwóch kątów, a kąt azymutalny ϕ_n z kierunku niezrównoważonego pędu poprzecznego w zdarzeniu.

Cząstki przypisane do jetu określa promień stożka R, zdefinowany w algorytmie PUCELL, eliminujący cząstki w jecie pochodzące od oddziaływań z innym partonem wyemitowanym w tym procesie. Cząstki w jecie można uporządkować korzystając z następujących zmiennych mierzonych względem osi jetu:

- Pędu podłużnego i-tej cząstki,

$$P_{i_{||}} = P_i \, \cos \alpha_i \tag{27}$$

  gdzie α_i jest to kąt między i-tą cząstką, a osią jetu
  lub równoważną znormalizowaną wielkością

$$z_i = \frac{P_{i||}}{E_{jet}} \tag{28}$$

- Pospieszności i-tej cząstki (uwzględnienie produkcji rezonansów),

$$\mathcal{Y}_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_i + P_{i||}}{E_i - P_{i||}} \right) \tag{29}$$

Ładunek jetu można wyznaczyć na dwa sposoby:

Metoda najszybszej cząstki

Wybór cząstki najszybszej względem osi jetu i przyjęcie jej ładunku jako ładunku jetu. Selekcji można dokonać wybierając maksymalną wartość $P_{i||}$ lub $\mathcal{Y}_i$

$$P_{i||} > P_{j||}, \text{ i} \neq j$$
$$\mathcal{Y}_i > \mathcal{Y}_j, \text{ i} \neq j$$
$$\text{czyli } q_{jet} = q_i$$

Metoda wag

Obliczając sumaryczny ładunek jetu, przez sumowanie ważonych ładunków wszystkich hadronów naładowanych wchodzących w jego skład czyli emitowanych w stożku o promieniu R

$$q_{jet} = \sum_i w_i q_i, \qquad i \in jet(R) \tag{30}$$

gdzie

$$w_i = \frac{\mathcal{Y}_i^\kappa}{\sum \mathcal{Y}_i^\kappa} \quad \text{lub} \quad w_i = \frac{P_{i||}^\kappa}{\sum P_{i||}^\kappa} \quad \text{lub} \quad w_i = z_i^\kappa$$

czyli jako wagę cząstki w_i można przyjąć jej pospieszność $\mathcal{Y}_i$ lub jej pęd podłużny $P_{i||}$ lub znormalizowany pęd podłużny z_i w przyjętym układzie odniesienia. Wielkości te można podnieść do potęgi κ. Od wielkości potęgi κ i rozmiaru stożka R zależy wybór cząstek użytych w jecie. Jeżeli $\kappa = 0$, to ładunek jetu jest sumą ładunków cząstek przypisanych do jetu; jeżeli wartość κ rośnie, to zwiększa się wkład do wyznaczanego ładunku od cząstek najszybszych w jecie. Jeśli wartość κ jest duża, to otrzymamy ładunek najszybszej cząstki.

Tę formę parametryzacji zaproponował Field i Feynman [20], a parametr potęgi κ nazywamy parametrem potęgowym Feynmana.

8 Analiza danych

8.1 Wybór procesów

Przekroje czynne dla procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania z wymianą prądów neutralnych **NC** i prądów naładowanych **CC** określają poniższe wzory [25]. Zawierają one informacje o rozkładzie partonów w protonie oznaczone tutaj jako $q(x,Q^2)$ dla kwarka i $\bar{q}(x,Q^2)$ dla antykwarka (rysunek 13) lub odpowiednimi literami u i d.

- Przekrój czynny na procesy z wymianą prądów neutralnych **NC**

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e\pm p)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[[1+(1-y)^2]F_2(x,Q^2) - y^2F_L(x,Q^2) \mp 2y(1-y)xF_3(x,Q^2)\right] \quad (31)$$

$$F_2(x,Q^2) = \sum_q [xq(x,Q^2) + x\bar{q}(x,Q^2)]A_q(Q^2) \quad (32)$$

$$xF_3(x,Q^2) = \sum_q [xq(x,Q^2) - x\bar{q}(x,Q^2)]B_q(Q^2) \quad (33)$$

$$A_q(Q^2) = e_q^2 - 2e_q v_e v_q \mathcal{P}_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_q^2 + a_q^2)\mathcal{P}_Z^2 \quad (34)$$

$$B_q(Q^2) = -2e_q a_e a_q \mathcal{P}_Z + 4v_e a_e v_q a_q \mathcal{P}_Z^2 \quad (35)$$

$$\mathcal{P}_Z = \frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}\frac{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2}{4\pi\alpha} \quad (36)$$

- Przekrój czynny na procesy z wymianą prądów naładowanych **CC**

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^-p)}{dxdQ^2} = [1-\mathcal{P}_e]\frac{G_\mu^2}{2\pi}\left(\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \sum_{i,j}[|V_{u_i d_j}|^2 u_i(x,Q^2) + (1-y)^2|V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x,Q^2)] \quad (37)$$

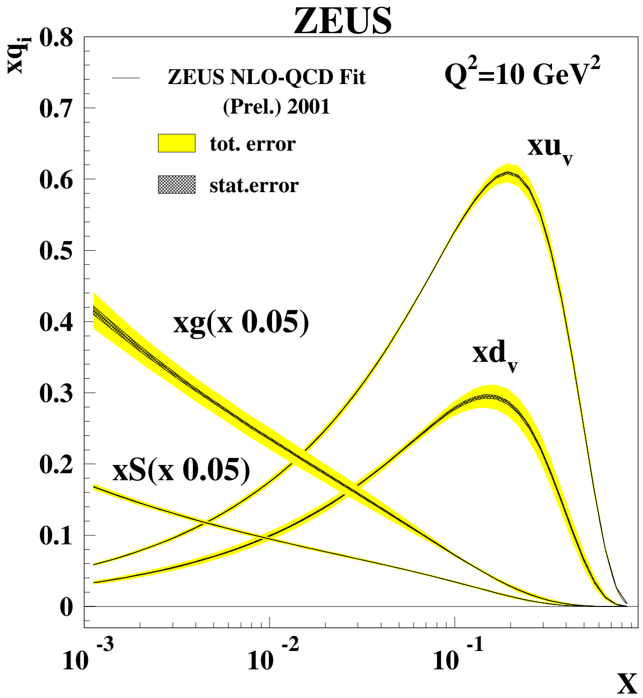
$$\sim u + (1-y)^2\bar{d}$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^+p)}{dxdQ^2} = [1+\mathcal{P}_e]\frac{G_\mu^2}{2\pi}\left(\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \sum_{i,j}[|V_{u_i d_j}|^2 \bar{u}_i(x,Q^2) + (1-y)^2|V_{u_j d_i}|^2 d_i(x,Q^2)] \quad (38)$$

$$\sim \bar{u} + (1-y)^2 d$$

Oznacza to, że w oddziaływaniach z wymianą prądów neutralnych **NC** biorą udział wszystkie kwarki, zarówno walencyjne, jak i kwarki z morza (zob. formuły 32, 33). W procesach zachodzących z wymianą prądów naładowanych **CC** uczestniczą tylko wybrane kwarki $(u,\bar{d})$ lub $(\bar{u},d)$. Dla dużych wartości x, czyli dla $x > 0.2$, proces jest zdominowany przez oddziaływanie z kwarkami walencyjnymi, prowadzący w efekcie do emisji kwarku u lub d.

Do opracowania metody wyznaczania ładunku jetu i identyfikacji wybitego kwarku wykorzystano przypadki z wymianą prądów naładowanych **CC** zarówno wyselekcjonowane z zebranego materiału doświadczalnego, jak i wygenerowane modelami zdarzeń losowych *ep*.



Rysunek 13: *Rozkład partonów xq_i w protonie w funkcji zmiennej Bjorkena x dla kwarków walencyjnych (xu_V, xd_V) kwarków morza xS oraz gluonów xg wyznaczony w eksperymencie* **ZEUS**. *Zauważ, że $u_v(x) \neq 2d_v(x)$ i że rozkład kwarków d jest bardziej miękki, niż dla kwarków u. (Czynnik ($\times 0.05$) oznacza pomnożenie przez arbitralną liczbę 0.05.)*

8.2 Kryteria selekcji przypadków z wymianą prądów naładowanych

Procedura selekcji przypadków odbywa się dwustopniowo [27-28].

Pierwszy etap przebiega na poziomie wyzwalania danych. Częstość zdarzeń wiązek jest co 96 ns, a wybrane zdarzenia są z częstością 10 Hz. Przypadki są selekcjonowane przy pomocy całkowitej energii E, energii poprzecznej E_T, pędu poprzecznego P_T; oddzielane są przypadki kosmiczne od właściwych, a także te, które pochodzą ze zderzeń protonów z gazem w rurze akceleratora.

Drugi etap selekcji przypadków służy do oddzielenia właściwych zdarzeń od tła, czyli oddzielenia przypadków fotoprodukcji i oddziaływań z wymianą prądów neutralnych. Dla danych doświadczalnych z wymianą prądów naładowanych zastosowano następujące kryteria wyboru zwane standardowymi:

Tory powinny wychodzić z wierzchołka oddziaływania *ep* zrekonstruowanego z torów w detektorze śladowym **CTD**. Dodatkowo:

- położenie wierzchołka wzdłuż osi Z

$$|Z_{VTX}|_{CTD} < 50\ cm$$

- liczba torów jest:

$$2 \ll n_{track} \ll 40$$

Tło jest eliminowane przez porównanie energii poprzecznej E_T z pędem poprzecznym P_T:

$$\begin{gathered} 12 \text{ GeV} \leq P_T < 20 \text{ GeV} \quad \text{i} \quad P_T/E_T > 0.55 \\ \text{lub} \\ 20 \text{ GeV} \leq P_T < 30 \text{ GeV} \quad \text{i} \quad P_T/E_T > 0.4 \\ \text{lub} \\ P_T \geq 30 \text{ GeV} \end{gathered}$$

- pęd poprzeczny P_T wyznaczony z kalorymetru uranowego **CAL** powinien być zgodny z pędem wyznaczonym z detektora śladowego **CTD**:

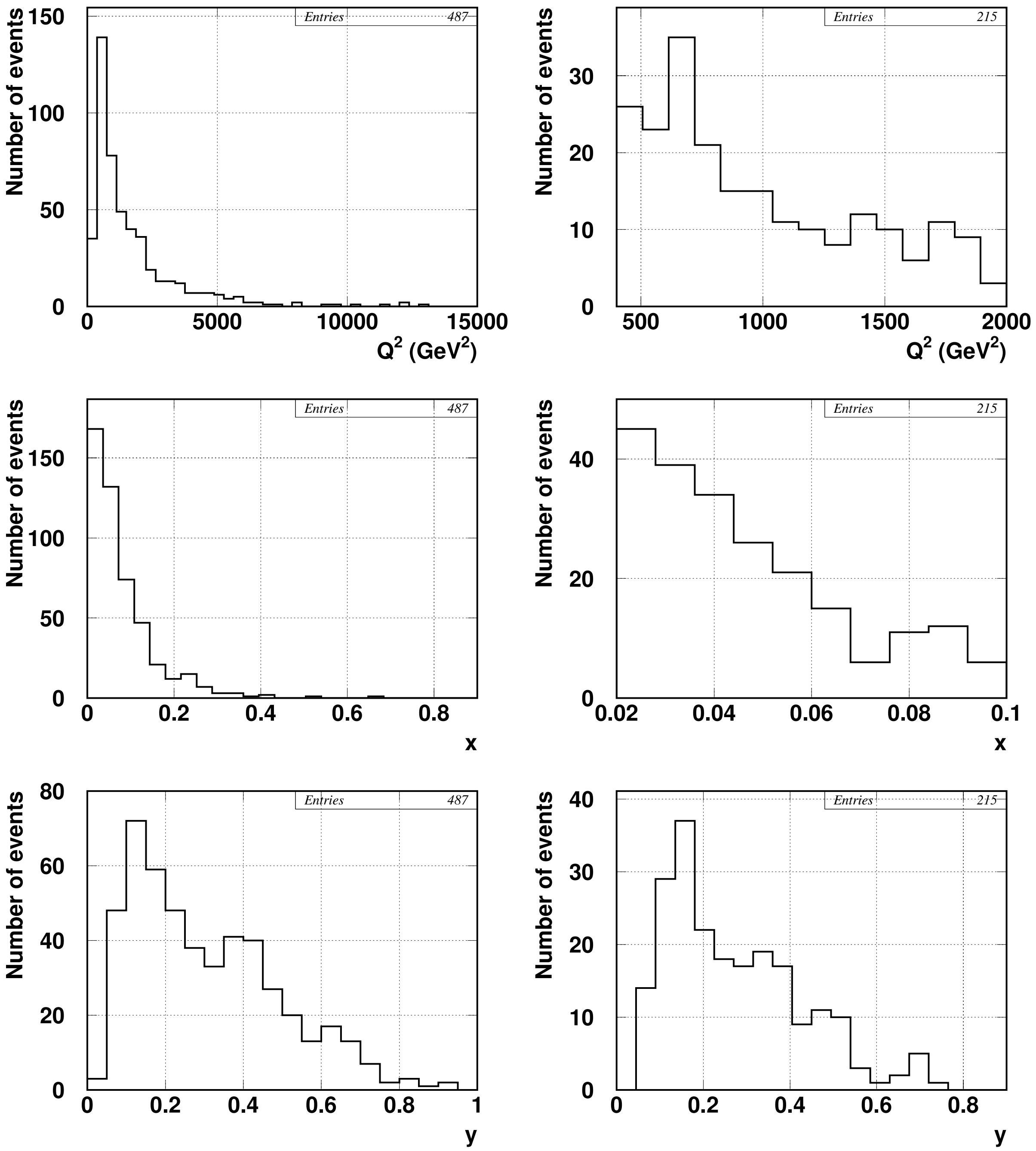
$$\begin{gathered} |\phi_{CTD} - \phi_{CAL}| \leq 1.0 \quad \text{i} \quad P_T < 20 \text{ GeV} \\ \text{lub} \\ |\phi_{CTD} - \phi_{CAL}| \leq 2.0 \quad \text{i} \quad P_T \geq 20 \text{ GeV} \end{gathered}$$

Dla potrzeb tych badań dodatkowo ograniczono zakres zmiennych kinematycznych do obszaru:

$$\begin{gathered} y_{JB} < 0.9 \\ 400 \text{ GeV}^2 < Q^2_{JB} < 2000 \text{ GeV}^2 \\ 0.02 < x_{JB} < 0.1 \end{gathered}$$

Obszar zmiennej kinematycznej x został wybrany tak, aby eksperyment rejestrował dużo zdarzeń w wąskim obszarze wartości x; w tym obszarze dominują oddziaływania z kwarkami morza.

Zastosowania powyższch kryteriów dla próbki danych doświadczalnych zebranych w roku 1997 zawierającej 487 przypadków, ogranicza próbkę do 215 przypadków. Rozkłady zmiennych kinematycznych Q^2, x, y prezentuje rysunek 14, dla wybranych w doświadczeniu przy pomocy standardowych kryteriów wyboru i obok po wprowadzeniu dodatkowych kryteriów wyboru.

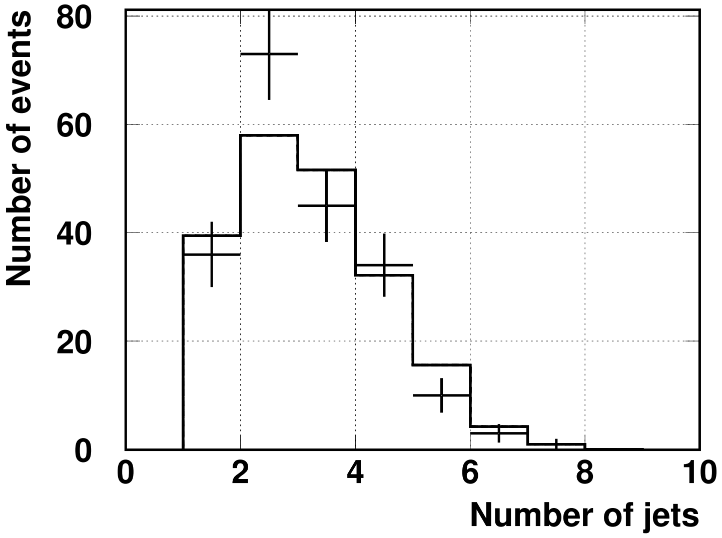


Rysunek 14: *Rozkłady zmiennych kinematycznych Q^2, x, y dla danych doświadczalnych z roku* 1997 *(po lewej stronie - dla wszystkich dostępnych danych; po prawej stronie - dla wyselekcjonowanych do prowadzonych badań).*

8.3 Badanie cech jetu

Analiza struktury jetu emitowanego w procesach wymiany prądów naładowanych, została przeprowadzona na próbce danych doświadczalnych pochodzących ze zderzeń e^+p, z roku 1997. Dane te zostały wyselekcjonowane według kryteriów wyboru opisanych w rozdziale 8.2. Porównano je z danymi wygenerowanymi modelem ARIADNE (1997), tzn. przy założeniu, że geometria detektora i selekcja zdarzeń była taka jak w danych doświadczalnych zebranych w roku 1997.

Dla wybranych zdarzeń zidentyfikowano struktury jetowe algorytmem stożkowym PUCELL (rozdział 6.1.1). Rysunek 15 przedstawia rozkład liczby jetów, zidentyfikowanych przy pomocy algorytmu PUCELL po wyłączeniu jetu zawierającego pozostałości protonowe lecące wzdłuż rury akceleratora. Algorytm ten zwraca więcej jetów niż byśmy oczekiwali z procesów elementarnych (patrz rozdział 2.1 i 2.4). Identyfikacja jetu prądowego wymaga dodatkowej selekcji.



Rysunek 15: *Rozkład liczby jetów z algorytmu* PUCELL. *Rozkład wykonany dla danych doświadczalnych (punkty) i modelu* ARIADNE (1997) *(linia ciągła).*

Dla każdego przypadku wśród jetów z algorytmu PUCELL wybrano jeden jet najbardziej zgodny z kierunkiem oczekiwanym jetu prądowego wyznaczonym z metody dwóch kątów (rozdział 4.5.2) i niezrównoważonego pędu poprzecznego (ϕ). Rozkład $\gamma_h - \theta$ (różnicy między kątem biegunowym jetu wybranego θ a jetu prądowego γ_h) przedstawiono na rysunku 16. Na rysunku widać maksimum skupione wokół zera o szerokości 0.21. Oznacza to, że informacja o kierunku jetu prądowego, zwrócona przez algorytm PUCELL jest zgodna z informacją otrzymaną dla metody dwóch kątów w około 77% dla następującego kryterium:

$|\gamma_h - \theta_{jet}| < 0.2$.

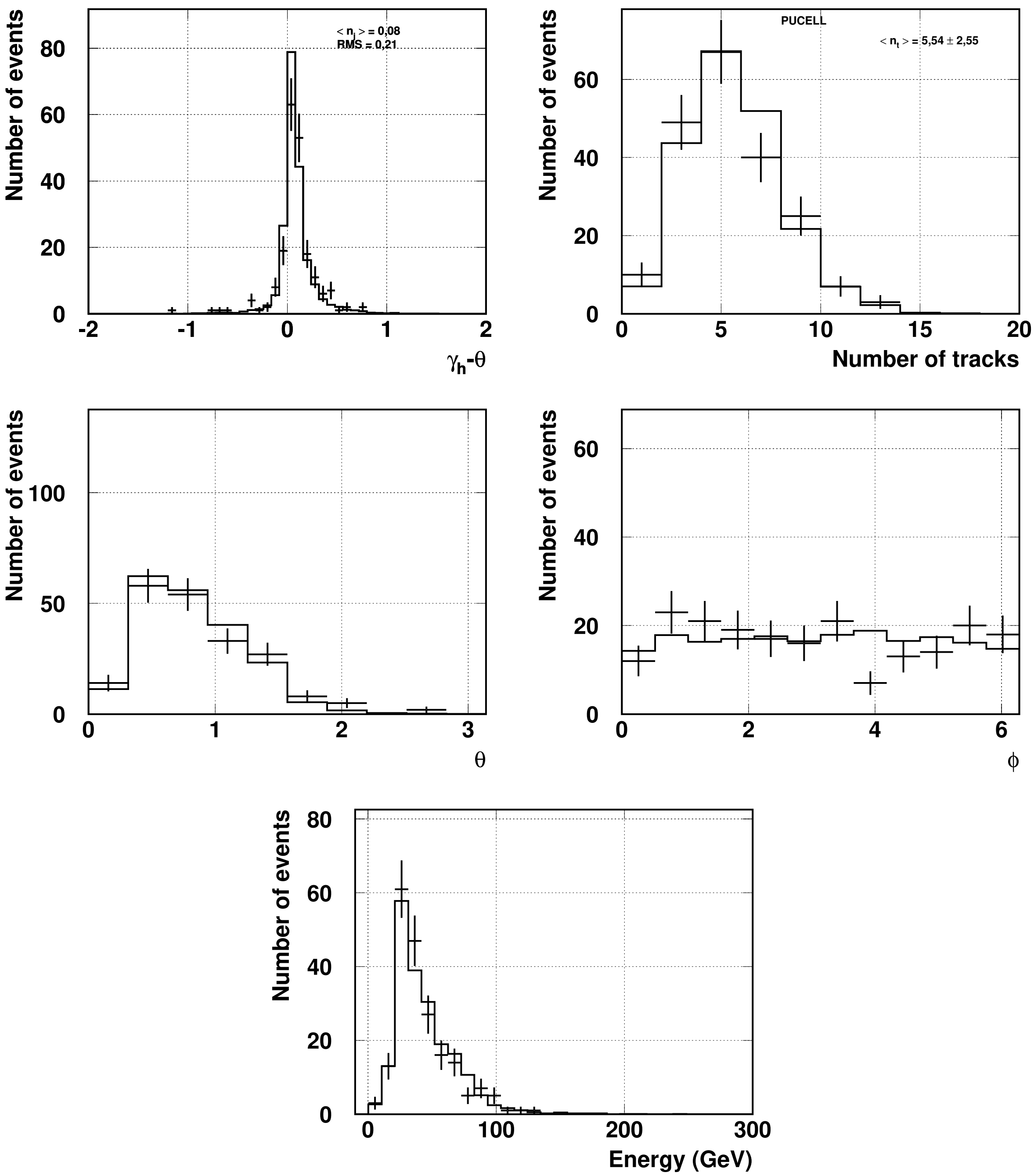
Na rysunku 16 znajdują się rozkłady zmiennych charakteryzujących wybrany jet: rozkład liczby torów cząstek naładowanych w jecie zarejestrowanych w centralnym detektorze śladowym, rozkład kąta biegunowego θ, rozkład kąta azymutalnego ϕ, oraz rozkład energii zmierzonej dla jetu. Z rozkładu liczby torów wynika, iż jet składa się średnio z pięciu cząstek naładowanych, czyli jest ich wystarczająco dużo do wyznaczania ładunku jetu jako sumy ładunków poszczególnych cząstek. Z rozkładu kąta θ dla jetu widać, że skupiają się one głównie w przedniej i środkowej części detektora. W środkowej części detektora, czyli obszar kalorymetru **BCAL** (patrz rozdział 4.2) znajduje się około 60% przypadków. Rozkład kąta ϕ pokazuje, iż jety równomiernie rozkładają się wokół osi Z detektora. Rozkład energii pokazuje, iż jety charakteryzują się energią od 20 GeV do 100 GeV, ale występują też takie o energii sięgającj 300 GeV.

Na dalszych rysunkach zaprezentowane są wyniki otrzymane dla najszybszej cząstki w jecie o największym pędzie podłużnym wzdłuż kierunku jetu (rysunek 17) i o największej pospieszności (rysunek 18). Przedstawiono: rozkład kąta biegunowego θ; rozkład ładunku cząstki q; rozkład pędu podłużnego $P_{||}$; oraz odpowiednio rozkład pospieszności $\mathcal{Y}$.

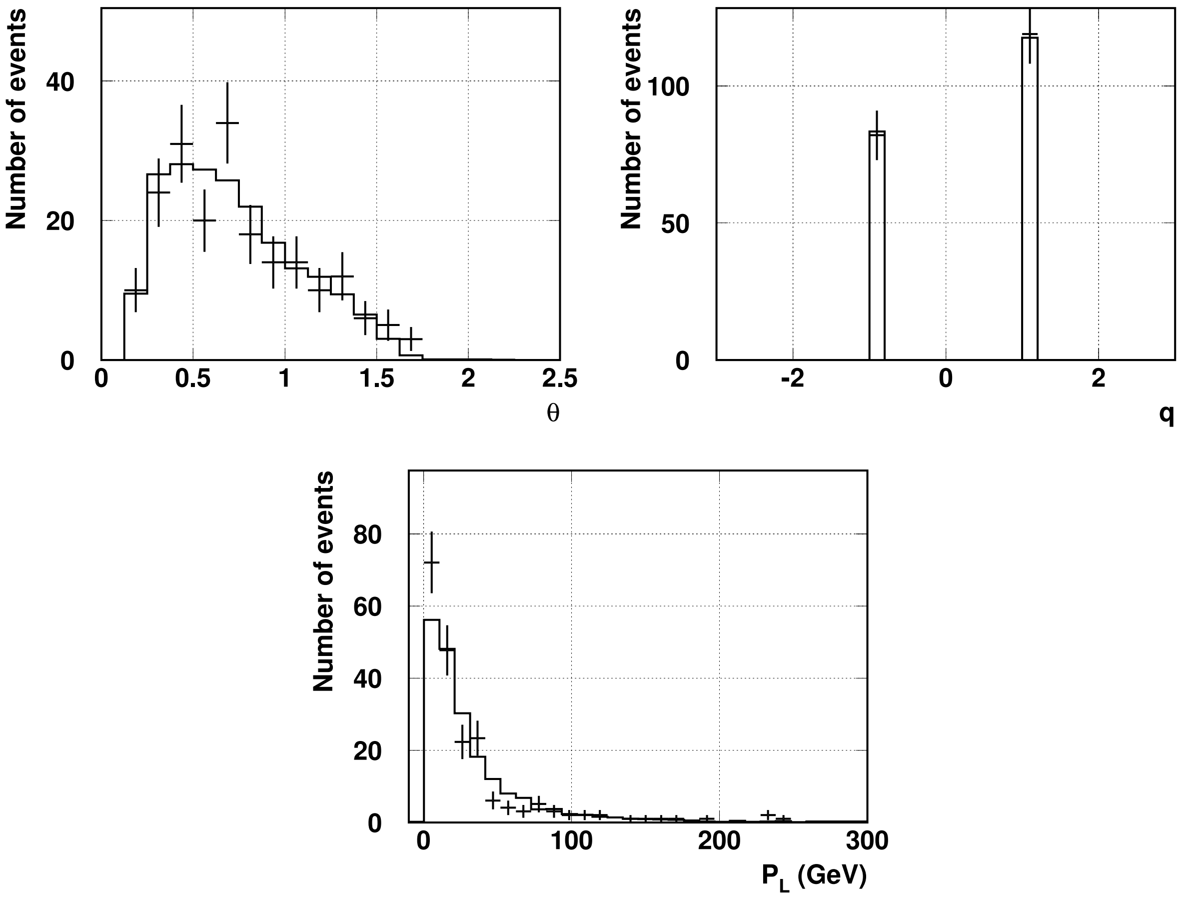
Dla wszystkich cząstek wchodzących w skład jetu czyli wielkości wykorzystanych przy wyznaczaniu ładunku jetu na rysunku 19 przedstawiono rozkład pędu podłużnego oraz rozkład pospieszności $\mathcal{Y}$, metodą wag (rozdział 7.2).

Rysunek 20 przedstawia rozkład kąta między każdą parą cząstek wchodzących w skład wyselekcjonowanego jetu. Dla małych kątów rozwarcia sięgających do wartości 0.05 ($0^0 < \alpha < 3^0$) widać statystyczną niezgodność między doświadczeniem i przewidywaniami modelowymi, ponieważ w rekonstrukcji dwie cząstki blisko siebie mogą być traktowane jako jedna lub źle rekonstruowane, tracona jest część informacji o liczbie cząstek, ich energii i ładunku. Obserwowane niezgodności są niepokojące.

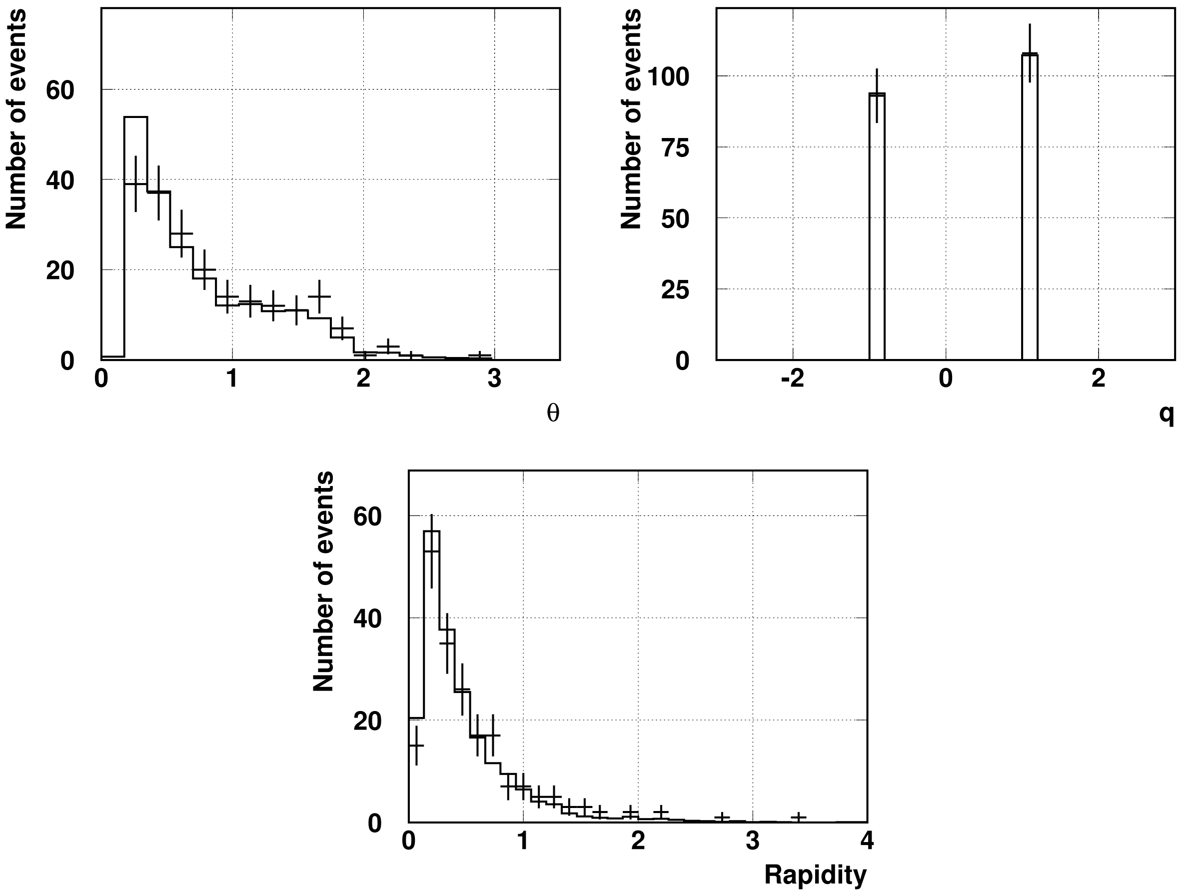
Porównanie rozkładów otrzymanych z doświadczenia z rozkładami przewidywanymi miało na celu pokazanie, iż generatory zdarzeń dość dobrze opisują doświadczenie.



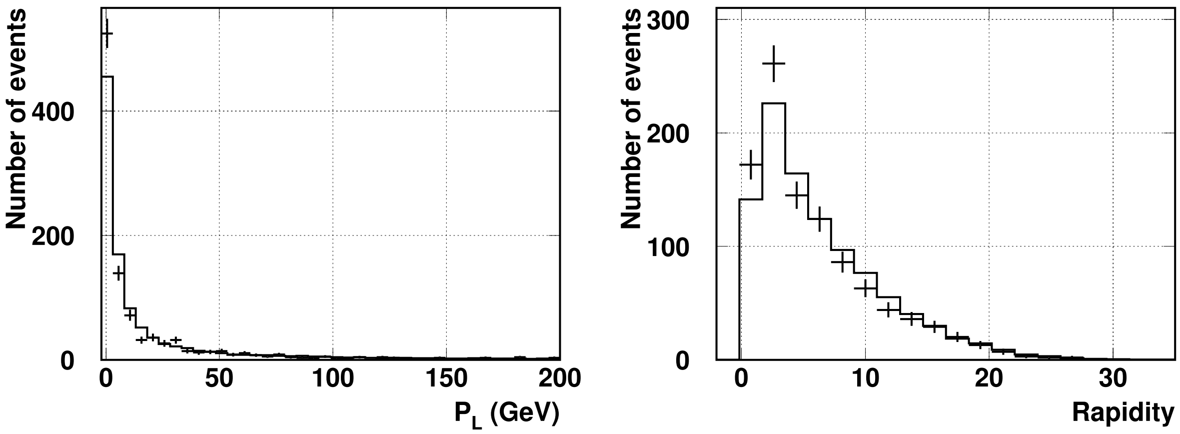
Rysunek 16: *Rozkłady zmiennych charakteryzujących wyselekcjonowany jet: rozkład* $\gamma_h - \theta$ *- rysunek lewy górny* (*test zgodności między kątem biegunowym jetu zidentyfikowanego przy pomocy algorytmu* PUCELL, *a kątem biegunowym jetu wyznaczonym metodą dwóch kątów* DA)*; rozkład liczby torów w* **CTD** *- rysunek prawy górny; rozkład kąta biegunowego* θ *dla jetu wybranego - rysunek lewy dolny; rozkład kąta azymutalnego* ϕ *dla jetu - rysunek prawy dolny; oraz rozkład energii dla jetu - rysunek dolny. Wykresy wykonane dla danych doświadczalnych (1997 rok - punkty) i dla przewidywań modelowych* (ARIADNE (1997) *-linia ciągła*)*, znormalizowane do liczby przypadków danych doświadczalnych.*



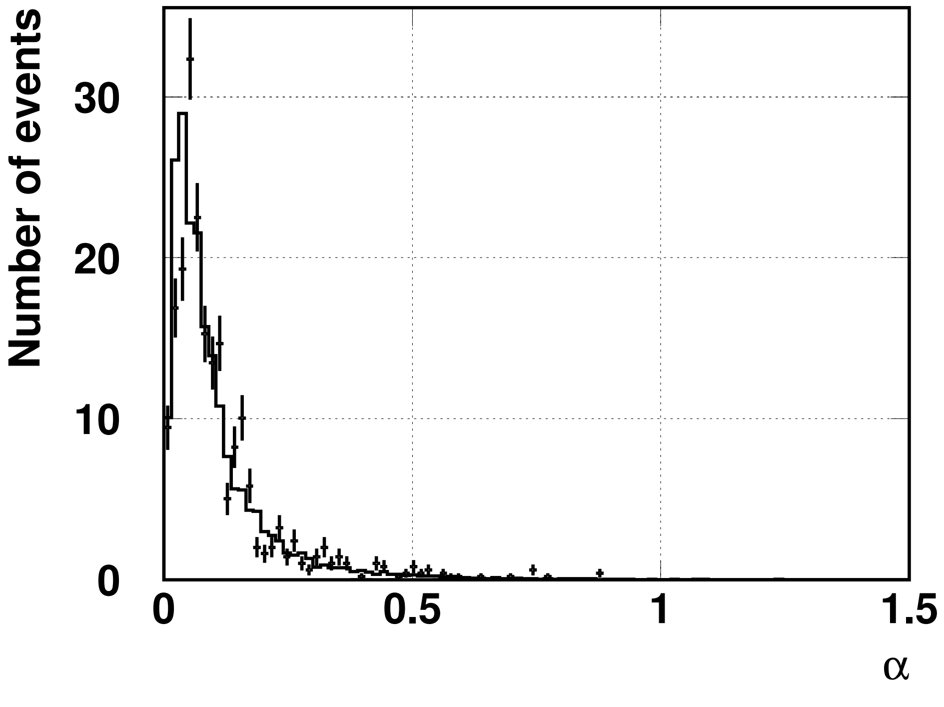
Rysunek 17: *Rozkłady zmiennych: kąta biegunowego θ - rysunek lewy górny; ładunku q - rysunek prawy górny; pędu podłużnego* P_L *(rysunek dolny) dla cząstki pochodzącej z jetu charakteryzującej się największym pędem podłużnym. Wykresy wykonane dla danych doświadczalnych (1997 rok - punkty) i dla przewidywań modelowych (*ARIADNE (1997) *-linia ciągła), znormalizowanych do liczby przypadków danych doświadczalnych.*



Rysunek 18: *Rozkłady zmiennych: kąta θ - wykres lewy górny; ładunku q - rysunek prawy górny; pospieszności $\mathcal{Y}$ (rysunek dolny) dla cząstki pochodzącej z jetu charakteryzującej się największą pospiesznością. Wykresy wykonane dla danych doświadczalnych (1997 rok - punkty) i dla przewidywań modelowych (*ARIADNE (1997) *-linia ciągła), znormalizowanych do liczby przypadków danych doświadczalnych.*



Rysunek 19: *Rozkład pędu podłużnego P_L i pospieszności $\mathcal{Y}$; dla cząstek wchodzących w skład wyselekcjonowanego jetu, dla metody wag. Wykres wykonany dla danych doświadczalnych (1997 rok - punkty) i dla przewidywań modelowych (*ARIADNE (1997) *-linia ciągła), znormalizowanych do liczby przypadków danych doświadczalnych.*



Rysunek 20: *Rozkłady kąta α między dwiema cząstkami wchodzącymi w skład jetu; dla danych doświadczalnych (1997 rok - punkty) i dla przewidywań modelowych (*ARIADNE (1997) *-linia ciągła), znormalizowanych do liczby przypadków danych doświadczalnych.*

8.4 Identyfikacja ładunku jetu

Identyfikacja ładunku jetu została wytestowana na danych z generatorów zdarzeń ARIADNE i LEPTO-MEPS. Analizę przeprowadzono dla danych wygenerowanych z wymianą prądów naładowanych imitujących dane doświadczalne pochodzące z procesu e^+p z roku 1997 oraz z procesu e^-p z roku 1998.

Analizę wykonano stosując kryteria selekcji przypadków opisane w rozdziale 8.2. W testach, aby zmniejszyć prawdopodobieństwo emisji ciężkich kwarków ograniczono analizę do zdarzeń z emisją jetu prądowego, czyli jednego jetu wraz z towarzyszącymi pozostałościami protonowymi. Oznacza to, że jet wybrany z wielu jetów zidentyfikowanych przez algorytm stożkowy PUCELL lub algorytm klastrowy k_T, jak opisano w rozdziale 8.3, musi być zgodny z oczekiwanym kierunkiem jetu prądowego (γ_h, $\phi_{imbalance}$)

$$\sqrt{(\gamma_h - \theta_{jet})^2 + (\phi_{imbalance} - \phi_{jet})^2} < 0.2$$

Energia jetu w układzie laboratorium powinna mieścić się w zakresie

$$20 \text{ GeV} \leq E_{jet}^{LAB} \leq 100 \text{ GeV}$$

Aby precyzyjnie wyznaczyć pęd i ładunek emitowanych cząstek naładowanych, jet musi mieć wszystkie cząstki zarejestrowane w detektorze śladowym, czyli

$$\theta_{jet} > 20^0$$

Na wykresach 21-26 przedstawiono wyniki identyfikacji ładunku jetu z analizy pędu podłużnego $P_{||}$ cząstek w jecie w układzie laboratorium. Metoda identyfikacji ładunku z badaniem pospieszności daje podobne wyniki, w związku z tym ograniczono się do prezentacji pędu podłużnego $P_{||}$ cząstek w jecie. Dla metody wag zaprezentowano rozkłady średniego ładunku jetu oraz rozkłady efektywności w funkcji dwóch parametrów κ i R. Porównano z ładunkiem jetu i efektywnością wyznaczonymi metodą najszybszej cząstki w jecie charakteryzującej się największym pędem podłużnym. Zdefiniowano:

- Średni ładunek jetu:

$$\bar{q} = \frac{1}{N}\sum^{N} q_{jet}$$

N - liczba przypadków;
q_{jet} - ładunek jetu (patrz rozdział 7.2), w tym przypadku

$$q_{jet} = \sum_i (q_i \frac{P_{i||}^{\kappa}}{\sum P_{i||}^{\kappa}}), \qquad \text{gdzie} \qquad i \in jet(R)$$

- Efektywność:

$$\text{Efficiency} = \frac{N_{q_{sel}}}{N_{q_{prod}}}$$

$N_{q_{prod}}$ - liczba przypadków z kwarkiem wyprodukowanym o określonym ładunku u lub d (zależnie od typu procesu: dla e^+p kwarki u, dla e^-p kwarki d) po wyborze zdarzeń z jetem prądowym.
$N_{q_{sel}}$ - liczba jetów z wyznaczonym ładunkiem $q_{jet} > 0.3$ dla kwarków u, oraz $q_{jet} < -0.3$ dla kwarków d;

Wybór jetów został przeprowadzony przy pomocy algorytmu stożkowego PUCELL; ładunek wybranego jetu wyznaczono dla różnych promieni stożka jetu R, tzn. $R = 0.5$, $R = 1.0$, $R = 1.3$, oraz dla następujących wartości parametru potęgi κ

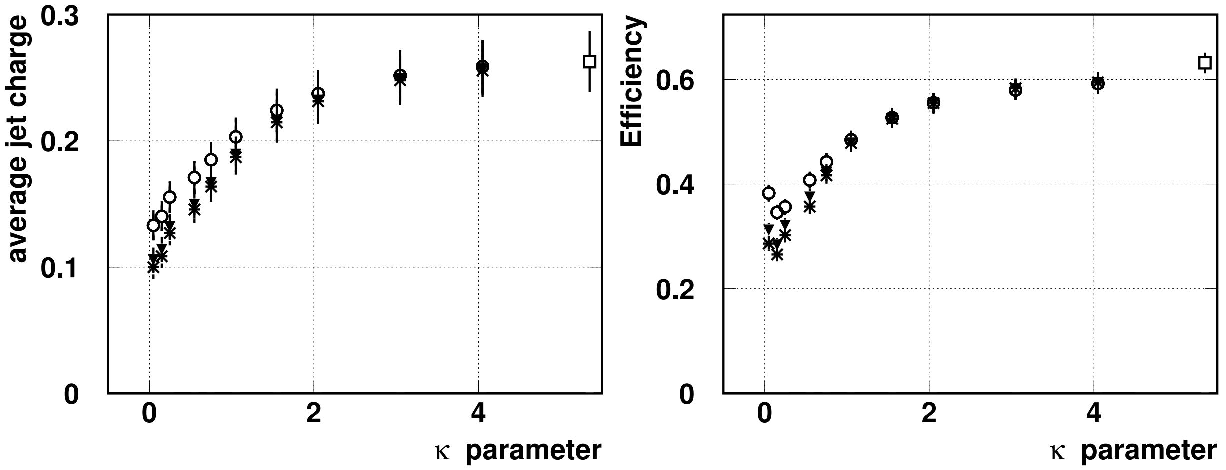
$$\kappa = 0.0,\ 0.1,\ 0.3,\ 0.5,\ 0.7,\ 1.0,\ 1.5,\ 2.0,\ 3.0,\ 4.0.$$

Tablica 1 zawiera zestawienie danych z różnych modeli, na których testowano metody identyfikacji ładunku jetu.

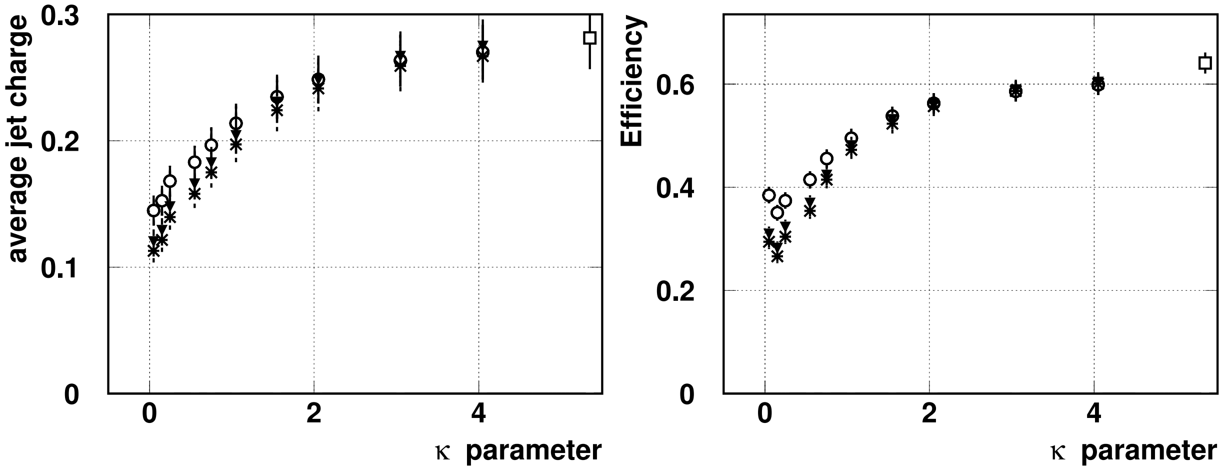
Tablica 1. *Zestawienie ilościowe liczby przypadków dla przeanalizowanych modeli.*

Model (rok zbierania danych)	Typ procesu	Liczba przypadków (KRYTERIUM A)	Liczba przypadków (KRYTERIUM B)	Liczba przypadków $N_{q_{prod}}$
ARIADNE (1997)	e^+p	4411	1899	1587
ARIADNE* (1997)	e^+p	4352	1839	1511
ARIADNE (1998)	e^-p	4486	3059	2203
LEPTO-MEPS (1997)	e^+p	9406	2350	1961
LEPTO-MEPS (1998)	e^-p	4731	2133	1747

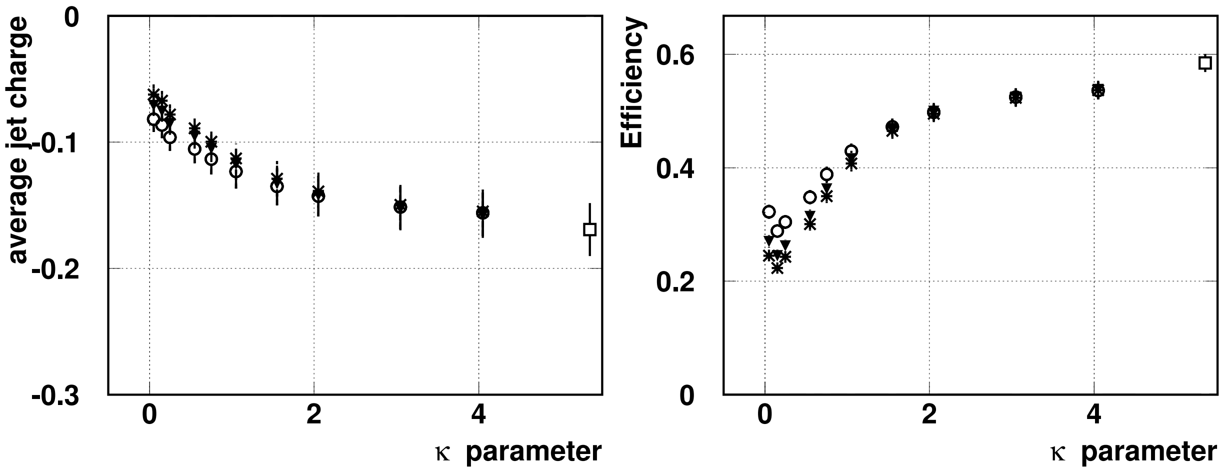
ARIADNE* – wersja modelowania detekcji kodem GEANT 3.21 zamiast standardowego GEANT 3.13.
KRYTERIUM A – liczba przypadków otrzymana po zastosowaniu kryteriów wyboru z rozdziału 8.2;
KRYTERIUM B – liczba przypadków o określonym typie kwarku w zależności od modelu; dla modelów z roku 1997 liczba przypadków ze zidentyfikowanym kwarkiem u; dla przypadków z 1998 ze zidentyfikowanym kwarkiem d.



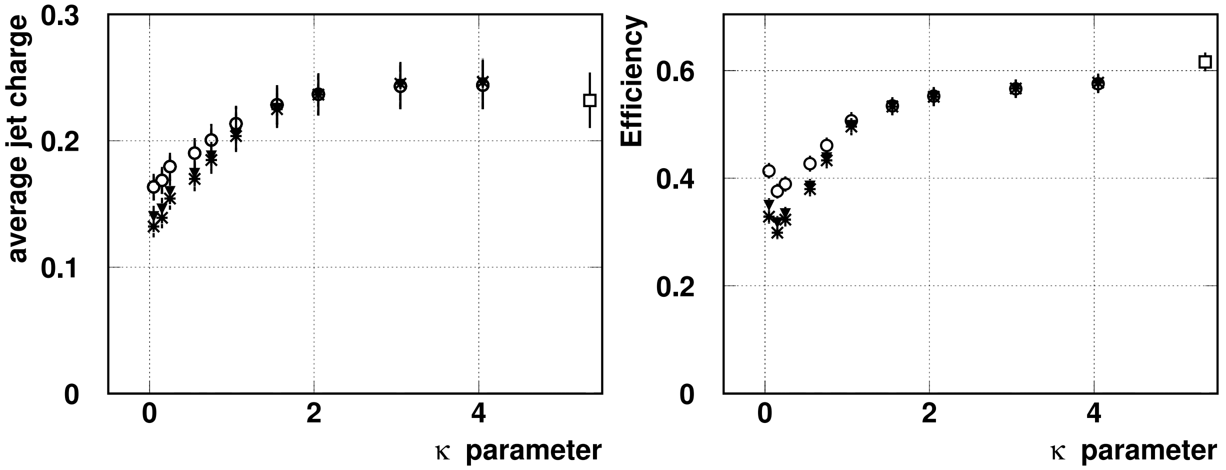
Rysunek 21: *Dla kwarku u rozkład średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ - po lewej stronie, rozkład efektywności - po prawej stronie. Dla danych ze zderzeń e^+p z wymianą prądów naładowanych generowanych przez model* ARIADNE (1997)*, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$, dla różnych promieni stożka R w algorytmie* PUCELL*: $R = 0.5\circ$, $R = 1.0\bigtriangledown$, $R = 1.3*$; metoda najszybszej cząstki $\Box$.*



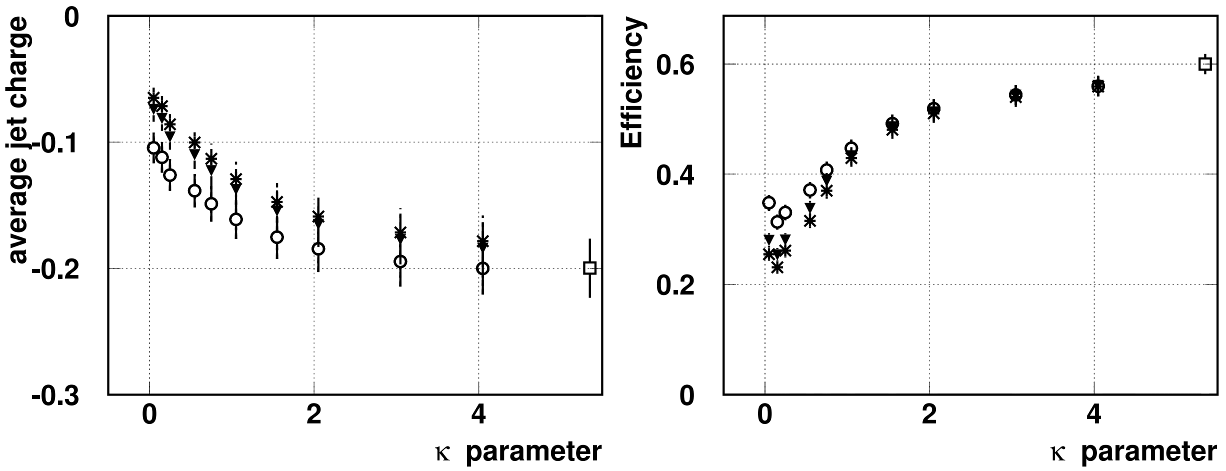
Rysunek 22: *Dla kwarku u rozkład średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ - po lewej stronie, rozkład efektywności - po prawej stronie. Dla innych danych (patrz Tabela 1) ze zderzeń e^+p z wymianą prądów naładowanych generowanych przez model* ARIADNE *(1997)*, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$, dla różnych promieni stożka R w algorytmie* PUCELL*: $R = 0.5\circ$, $R = 1.0\bigtriangledown$, $R = 1.3*$; metoda najszybszej cząstki $\Box$.*



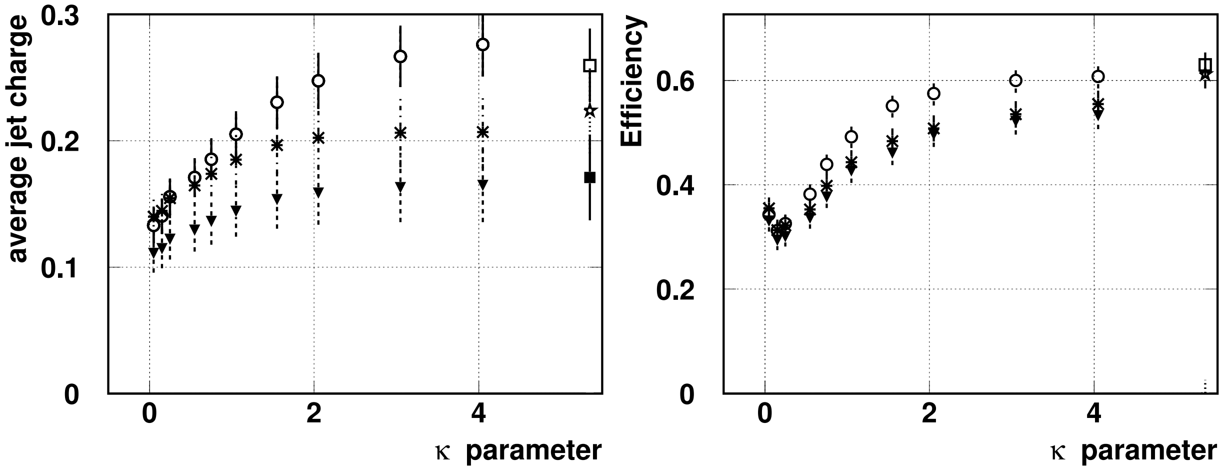
Rysunek 23: *Dla kwarku d rozkład średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ - po lewej stronie, rozkład efektywności - po prawej stronie. Dla danych ze zderzeń e^-p z wymianą prądów naładowanych generowanych przez model* ARIADNE (1998)*, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$, dla różnych promieni stożka R w algorytmie* PUCELL*: $R = 0.5\circ$, $R = 1.0\bigtriangledown$, $R = 1.3*$; metoda najszybszej cząstki $\square$.*



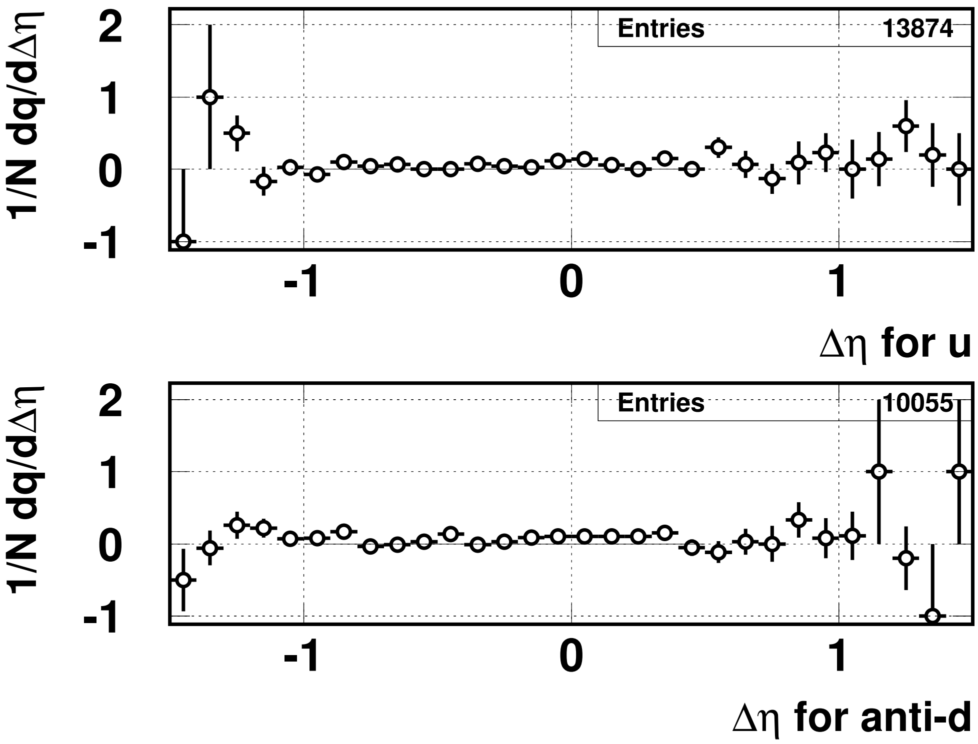
Rysunek 24: *Dla kwarku u rozkład średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ - po lewej stronie, rozkład efektywności - po prawej stronie. Dla danych ze zderzeń e^+p z wymianą prądów naładowanych generowanych przez model* LEPTO-MEPS (1997)*, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$, dla różnych promieni stożka R w algorytmie* PUCELL*: $R = 0.5\circ$, $R = 1.0\bigtriangledown$, $R = 1.3*$; metoda najszybszej cząstki $\square$.*



Rysunek 25: *Dla kwarku d rozkład średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ - po lewej stronie, rozkład efektywności - po prawej stronie. Dla danych ze zderzeń e^-p z wymianą prądów naładowanych generowanych przez model* LEPTO-MEPS (1998)*, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$, dla różnych promieni stożka R w algorytmie* PUCELL*: $R = 0.5\circ$, $R = 1.0\bigtriangledown$, $R = 1.3*$; metoda najszybszej cząstki $\square$.*



Rysunek 26: *Porównanaie rozkładów średniego ładunku jetu w funkcji parametru κ dla kwarka $\bar{d}$ (kwarków morza) dla różnych modeli* LEPTO-MEPS (1997) $\circ$, ARIADNE (1997) $\bigtriangledown$, ARIADNE* (1997) $*$*; metoda najszybszej cząstki $\square$ - po lewej stronie. Porównanie rozkładów efektywności dla kwarka $\bar{d}$ dla różnych modeli* LEPTO-MEPS (1997) $\circ$, ARIADNE (1997) $\bigtriangledown$, ARIADNE* (1997) $*$*; metoda najszybszej cząstki $\square$ - po prawej stronie. Dla zderzeń e^+p, dla metody z pędem podłużnym $P_{||}$.*



Rysunek 27: *Przepływ ładunku* $\frac{1}{N}\frac{dq}{d\Delta\eta}$ *w jecie w funkcji względnej psedopospieszności mierzonej względem osi jetu* $\Delta\eta$ *dla przewidywań modelowych* ARIADNE 1997.

Z rozkładów efektywności widać, że jest ona największa dla dużych wartości parametru κ, tzn. dla $\kappa > 2$ tworzy się plateau w rozkładzie efektywności w funkcji parametru κ. Metoda wag dla tego obszaru κ pozostaje w zgodności z metodą najszybszej cząstki.

Stwierdzono, że dla dużych wartości parametru κ rozmiar stożka R nie ma zbyt wielkiego znaczenia, jednak korzystniejsze jest przyjęcie małego rozmiaru R. Pamiętajmy jednak, że gdy R będzie zbyt duże, to w składzie jetu mogą się znaleźć cząstki nienależące do jetu; gdy R będzie zbyt małe, nie wszystkie cząstki będą uwzględnione w analizie i może ich być zbyt mało do dokonania właściwej oceny ładunku jetu. Również dla małych R wyznaczany ładunek jetu może zależeć od dokładności wyznaczania osi jetu.

Na rysunku 26 został porównany rozkład średniego ładunku jetu, oraz efektywności, w funkcji parametru κ dla kwarka $\bar{d}$ pochodzącego z kwarków morza, dla modeli ARIADNE (1997) i LEPTO-MEPS (1997). Na wykresach widać różnice w przebiegu średniego ładunku jetu dla danych modelowanych przez różne generatory zdarzeń. Niezgodności między modelami dla kwarków morza były już sygnalizowane przez różne analizy.

Wnioski jakie wynikają z przeprowadzonej analizy są następujące: w metodzie wag ładunek jetu jest lepiej identyfikowany dla dużych wartości parametru κ. Dla dużych wartości parametru κ rozmiar promienia stożka R w algorytmie PUCELL nie odgrywa roli. Dla mniejszych wartości parametru κ najlepszy jest stożek o jak najmniejszym rozmiarze.

Rysunek 27 przedstawia znormalizowany przepływ ładunku $\frac{1}{N}\frac{dq}{d\Delta\eta}$ w jecie w funkcji względnej pseudopospieszności mierzonej względem osi jetu $\Delta\eta$ dla danych otrzymanych z modelu ARIADNE, gdzie:

- znormalizowany przepływ ładunku zdefiniowany jest jako:

$$\frac{1}{N}\frac{dq}{d\Delta\eta}$$

  N - liczba zdarzeń;
  dq - ładunek zdeponowany w kalorymetrze, dla obszaru $(\Delta\eta, \Delta\eta + d(\Delta\eta))$;

- względna pseudopospieszność zdefiniowana jest jako:

$$\Delta\eta = \eta_h - \eta_{jet}$$

  η_h - kierunek emisji hadronu (liczony ze wzoru $\eta_h = -\ln(\tan\frac{\theta_h}{2})$);
  η_{jet} - kierunek emisji jetu (liczony ze wzoru $\eta_{jet} = -\ln(\tan\frac{\gamma_{jet}}{2})$).

Z rozkładu przepływu ładunku dla kwarków u i $\bar{d}$ widać, iż przyjmuje on wartości bliskie zeru, choć systematycznie raczej dodatnie. Oznacza to, iż nie występują w rozkładzie ładunku hadronów w jecie duże różnice w liczbie obserwowanych cząstek o ładunku ujemnym i ładunku dodatnim. Nie ma również znaczącego nadmiaru ładunku dodatniego wzdłuż osi jetu $\Delta\eta = 0$.

Na podstawie pokazanych wyników z badań przeprowadzonych na danych otrzymanych z generatorów zdarzeń można stwierdzić, iż analizując hadronowy stan końcowy procesu ep jest możliwe określenie ładunku wybitego kwarku z efektywnością co najmniej 60%. Taką efektywność otrzymano, niezależnie, czy w układzie laboratorium analizowano pędy podłużne cząstek naładowanych w jecie, czy też pospieszności tych cząstek. W procesie zamiany wybitego kwarku w hadrony, kwark ten zostanie uwięziony najprawdopodobniej w hadronie o największej pospieszności i największym pędzie podłużnym. Często jest to rezonans hadronowy. Produkty rozpadu rezonansu mają pospieszność zbliżoną do pospieszności pierwotnego hadronu, choć zupełnie inne pędy podłużne. Dlatego kwark wybity powinien znajdować się wśród najszybszych cząstek w jecie zidentyfikowanych metodą pospieszności, choć nie jest to prawdą dla identyfikacji metodą pędu podłużnego. Zaskakujący brak lepszej efektywności dla metody pospieszności sugeruje, że analiza powinna być prowadzona w układzie środka masy γp lub układzie Breita.

Kontynuując badania [29] stwierdzono, że cząstka najszybsza w jecie wybrana metodą pędu podłużnego jest tylko w 2/3 przypadków zgodna z najszybszą cząstką wybraną metodą największej pospieszności. Dla tych zdarzeń efektywność identyfikacji jest zaledwie 65%. Wynika stąd, że informacja o wybitym partonie ukryta jest nie w jednej, ale w grupie najszybszych cząstki, niekoniecznie naładowanych.

Uzyskanie lepszej efektywności wymaga wykorzystania dodatkowych informacji o procesie, w którym powstał jet. Jeżeli próbka nie zawiera jetów gluonowych, można zastosować kryterium określające ładunek jetu jako $|q_{\mathrm{jet}}| < 0.0$, zamiast dość arbitralnego $|q_{\mathrm{jet}}| < 0.3$, i zwiększyć efektywność identyfikacji. Użycie testu $|q_{\mathrm{jet}}| < 0.0$ oraz trzeciej metody (patrz rozdział 7.2), czyli znormalizowanego pędu podłużnego $z_i = \frac{P_{i||}}{E_{jet}}$ uwzględniającego wkład cząstek neutralnych w jecie, pozwala uzyskać efektywność przekraczającą 70% [29].

Zastosowanie bardziej wyrafinowanych metod statystycznych, na przykład sieci neuronowych, umożliwi uwzględnienie korelacji między najszybszymi cząstkami w jecie. W testach przeprowadzonych tą metodą dla jetów kwarkowych powstałych z rozpraszania $e^+e^- \to W^+W^-$, uzyskano efektywność identyfikacji lekkich kwarków sięgającą 80% [21]. Przy tak dobrej efektywności można próbować oszacować stosunek liczby kwarków u/d w protonie z analizy ładunku jetu emitowanego w procesach z prądami neutralnymi w bardzo głęboko nieelastycznym rozpraszaniu i sprawdzenie metodami bezpośrednimi wyników przedstawionych na rysunku 13 [29].

Dyskutowane w tej pracy metody identyfikacji lekkich kwarków, po dopracowaniu, mogą być użytecznym narzędziem w badaniach hadronowych stanów końcowych i struktury hadronu.

9 Podsumowanie

Identyfikacja ładunku rozproszonego partonu powstałego w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie *ep* z wymianą prądów naładowanych stanowiła przedmiot badań tej pracy. Badano dane zbierane przez detektor **ZEUS** ustawiony przy akceleratorze **HERA**, dla energii w układzie środka masy $E_{cm} = 300$ GeV. Zaproponowano kilka metod identyfikacji, oraz przeprowadzono testy korzystając z danych otrzymanych z generatorów zdarzeń, kiedy ładunek wybitego partonu był znany.

Główna idea zaproponowanych metod identyfikacji polegała na badaniu końcowego stanu hadronowego cząstek powstałych w procesie rozpraszania *ep* i na tej podstawie dokonaniu oceny ładunku wemitowanego partonu. Badanie ładunku partonu dla procesów z rozpraszaniem *ep* jest utrudnione, gdyż jety powstające w tym oddziaływaniu charakteryzują się wyraźną asymetrycznością. Przyczyną asymetryczności jetu jest silnie oddziaływanie wybitego partonu z pozostałościami protonowymi. Identyfikację ładunku jetu dla przypadków z jetem prądowym wykonano następującymi metodami:

- metodą najszybszej cząstki:
  - ładunek jetu jest ładunkiem najszybszej cząstki zidentyfikowanej przy pomocy pospieszności $\mathcal{Y}$ lub pędu podłużnego $P_{||}$ mierzonych względem osi jetu; oś jetu jest kierunkiem wyznaczonym przy pomocy algorytmów jetowych, lub dla jetu prądowego kierunkiem wyznaczonym z metody dwóch kątów; kąt azymutalny wyznaczony jest z kierunku niezrównoważonego pędu poprzecznego w zderzeniu *ep*.
- metodą wag:
  - ładunek jetu jest sumą ładunków hadronów naładowanych ważonych wartościami ich pędu podłużnego $P_{||}$ względem osi jetu, dla hadronów wchodzących w skład jetu, czyli emitowanych w stożku o promieniu R. Dodatkowo wagę każdej z cząstek można podnieść do potęgi κ, czyli używając parametryzacji zaproponowanej przez Field i Feynmana. Od wyboru wielkości potęgi κ zależy wkład cząstek do wyznaczonego ładunku jetu. Im jest ona wyższa, tym bardziej dominują szybsze cząstki. Metodę tę przetestowano dla różnych parametrów R i κ, oraz przeprowadzono poszukiwania ich optymalnych wartości.

Całą analizę wykonano dla procesów *ep* zachodzących z wymianą prądów naładowanych, zarówno dla danych pochodzących z roku 1997 i 1998 z zebranego materiału doświadczalnego, jak i wygenerowanych modelami zdarzeń losowych:

ARIADNE - opierającego się na modelu dipola kolorowego;

LEPTO-MEPS - z oddziaływaniem opisanym elementem macierzowym i kaskadą partonową.

Z formuł określających przekroje czynne procesów zachodzących z wymianą prądów naładowanych wynika, iż w procesach rozpraszania ep uczestniczą tylko wybrane kwarki, oznacza to, że jety prądowe wyemitowane w tych procesach są utworzone przez kwarki:

$(u, \bar{d})$ - gdy mamy oddziaływanie z e^-p;

$(\bar{u}, d)$ - dla oddziaływań e^+p.

Analizę ładunku jetu w tych procesach wykonano w następujący sposób. Jako układ odniesienia wybrano układ laboratorium. Transformacja do innego układu wprowadza dodatkowe niepewności pomiarowe. Następnie przy pomocy stożkowego algorytmu rekonstrukcji jetów PUCELL określono liczbę, kierunek i energię jetów. Wybrano jet najbardziej zgodny z oczekiwanym kierunkiem jetu prądowego. Wykonano rozkłady zmiennych charakteryzujących jet jak kąt biegunowy, pęd podłużny, pospieszność oraz ładunek. Analiza ta miała na celu pokazanie, iż dane wygenerowane przez generator ARIADNE (1997), dobrze opisują dane otrzymane z pomiarów. Dodatkowo na tych samych danych wykonano testy rozkładu kątowego między dowolnymi dwiema cząstkami wchodzącymi w skład jetu. Zaobserwowano statystyczną niezgodność między doświadczeniem i przewidywaniami modelowymi dla małych kątów ($0^0 < \alpha < 3^0$); w rekonstrukcji dwie cząstki blisko siebie mogą być traktowane jako jedna i tracona jest część informacji o liczbie i ładunku cząstek.

Poszukiwano metody dającej największą wydajność identyfikacji ładunku partonu tworzącego jet. Tę część analizy wykonano na danych modelowanych przez generatory zdarzeń ARIADNE i LEPTO-MEPS odtwarzających dane doświadczalne pochodzące z procesu e^+p z roku 1997 oraz z procesu e^-p z roku 1998. Skupiono się na zdarzeniach zdominowanych przez emisję jetu prądowego z towarzyszącymi pozostałościami protonowymi. Badania przeprowadzono dla metody wag oraz dla metody najszybszej cząstki badając pędy podłużne $P_{||}$ cząstek w jecie. Zbadano wpływ rozmiaru stożka na testowane metody, przyjmując trzy wartości: $R = 0.5$, $R = 1.0$, $R = 1.3$. Zbadano również wpływ parametru κ; przyjmując następujące jego wartości: 0.0, 0.1, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0.

Z rozkładów średniego ładunku i efektywności jetu w funkcji parametrów κ i R wyciągnięto następujące wnioski: ładunek jetu jest najefektywniej identyfikowany dla dużych wartości parametru κ w metodzie wag i identyfikacja jest równie efektywna jak w metodzie najszybszej cząstki. W takim obszarze κ rozmiar stożka R nie jest znaczący. Zbadano przepływ ładunku w jecie w funkcji pseudopospieszności mierzonej względem osi jetu dla przewidywań modelowych ARIADNE. Nie zaobserwowano dużych różnic w rozkładzie hadronów o ładunku ujemnym i dodatnim.

Reasumując można powiedzieć, że dobrą metodą identyfikacji ładunku wybitego partonu jest metoda najszybszej cząstki. Metoda wag natomiast wymaga pewnych warunków na to, aby była efektywna przy identyfikacji ładunku; wprowadzony parametr κ musi mieć duże wartości $\kappa > 2.0$; rozmiar stożka jetu R nie ma zbyt dużego wpływu i można przyjąć promień $R = 1.0$, czyli taki, jaki jest najczęściej przyjmowany dla algorytmu stożkowego wybierającego jety.

Przy tak postawionych warunkach metoda wag jest tak samo efektywna jak metoda najszybszej cząstki, ale może uwzględniać efekty związne z produkcją rezonansów hadronowych.

10 Podziękowania

Na zakończenie tej pracy chcę bardzo serdecznie podziękować Pani dr hab. Teresie Tymienieckiej za opiekę i pomoc w powstaniu tej pracy, oraz za cierpliwość i wyrozumiałość. Dziękuję również wszystkim, którzy służyli dobrą radą, pomocą i wsparciem.

Bibliografia

[1] W.Melnitchouk, *QCD and the Structure of the Nucleon in Electron Scattering*, ADP-00-31/T414, JLAB-THY-00-18, (2000).

[2] R.D.Peccei, *Proceedings of the HERA workshop*, DESY, Hamburg (1987).

[3] W.Buchmuller, G.Ingelman, *Physics at HERA*, Proceedings, DESY, Hamburg (1991).

[4] A.Levy, *The Legacy of Hera-The First Decade*, DESY report 00-116, (2000) 13.

[5] A.Levy, *The structure of the Troika: Proton, Photon and Pomeron, as seen at HERA*, TAUP 2531-98, (1998).

[6] ZEUS Collaboration, *The Detector ZEUS*, Status Report 1993, DESY, Hamburg, (1993).

[7] H1 Collaboration, C.Adloff i inni, Eur. Phys., J.C 13 (2000) 397.

[8] ZEUS Collaboration, J.Breitweg i inni, Phys. Lett. B479 (2000) 37-52.

[9] Phantom Library, *http://www-zeus.desy.de/ZEUS_ONLY/analysis/Phantom/index.html*

[10] N.Tuning, G.Briskin, ZUFOS, *http://www-zeus.desy.de/~ntuning/ZEUS_ONLY/zufo_new.html*

[11] P. de Jong, *Status of the Uranium Calorimeter Reconstruction Software*, ZEUS-Note 92-019.

[12] G.F.Hartner i inni, *VCTRAK (3.07/04): Offline Output Information*, ZEUS-Note 97-064, (1997).

[13] G.F.Hartner,*VCTRAK Briefing: Program and Math*, ZEUS-Note 98-058, (1998).

[14] R.Hall-Wilton i inni, *The CTD Tracking Resolution*, ZEUS-Note-99-024, (1999).

[15] F.Jacquet, A.Bondel, *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, ed.U.Amaldi, (1979) 391.

[16] S.Bentvelsen, J.Engelen, P.Kooijman, *Workshop on Physics at HERA*, ed.W.Böchmuller, G.Ingelman, DESY Hamburg, (1992) 23.

[17] *Monte Carlo Generators for HERA Physics, Proceedings of the Workshop 1998-1999*, A.T.Doyle, ed. G.Grindhamner, G.Ingelman, H.Jung, DESY-PROC-1999-02.

[18] S.Catoni i inni, Phys. Lett. B269 (1991) 432;
Phys. Lett. B285 (1992) 291;
Nucl. Phys. B(suppl) 29A (1992) 136.

[19] ZEUS Collaboration, M.Derrick i inni, Zeit. Phys, C63 (1994) 377.

[20] R.D.Field, R.P.Feynman, *A parametrization of the properties of quark jets*, Nucl. Phys., B136(1978) 1.

[21] M.Mjahed, *Identification of the quark jet charge in* $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ *using neutral networks and discriminant analysis methods*, Nucl. Phys. A 449 (2000) 602-608.

[22] J.P.Berge i inni, Nucl. Phys. B 184(1981) 13.

[23] J.P.Albanese i inni, Phys. Lett. B 144 (1984) 302.

[24] L3 Collaboration, M. Acciarri i inni, *Measurement of the effective weak mixing angle by jet-charge asymmetry in hadronic decays of the Z boson*, Phys. Lett. B 439 (1998) 225-236.

[25] W.J.Stirling, *Theoretical aspects of high-*Q^2 *deep inelastic scattering*, DTP/99/08, J. Phys. G: Nucl. Phys. 25 (1999) 1273.

[26] A.M. Cooper-Sarkar i inni, *High -* Q^2 *Deep Inelastic Scattering at HERA*, OUNP-99-04, J. Phys. G: Nucl. Phys. 25 (1999) 1387.

[27] ZEUS Collaboration, J.Breitweg i inni, *Measurement of High-*Q^2 *Charged-Current* e^+p *Deep Inelastic Scattering Cross Sections at HERA*, Eur. Phys. J. C12 (2000) 53.

[28] ZEUS Collaboration, M. Derrick i inni, *Study of Charged-Current ep Interactions at* $Q^2 > 200$ GeV^2 *with the ZEUS Detector at HERA*, Zeit. Phys. C72 (1996) 73.

[29] T.Tymieniecka, A.Ukleja, A.Witkowska, *Jet charge identification*, Prezentacja wyników na Zebraniu Współpracy ZEUS, DESY, Hamburg, wrzesień 2001.