Badanie fragmentacji protonu w bardzo głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronu na protonie .

Agnieszka Witkowska
Warsaw University, Poland

December 22 , 1998

Abstract

Porównanie przepływu energii poprzecznej w obszarze fragmentacji jetu prądowego i porównanie z przewidywaniami modeli **ARIADNE** i **LEPTO - MEPS**.

I . Eksperyment ZEUS .

1). Akcelerator HERA .

HERA (**H**adron **E**lectron **R**ing **A**nlage) jest układem dwu akceleratorów, w których elektrony i hadrony przyspieszane są i akumulowane niezależnie .
Elektrony i protony przed wprowadzeniem do pierścienia **HERA** są wstępnie przyspieszane przez układ akceleratorów. Z akceleratorów liniowych uzyskuje się wiązki o energiach odpowiednio 50 MeV i 450 MeV, które są następnie przyspieszane w pierścieniach akumulacyjnych **DESY** (**D**euches **E**lectron **S**ynchrotron), a później **PETRA**. Z akceleratora **PETRA** wprowadzane są do akceleratora **HERA**.
Tak utworzone przeciwbieżne wiązki elektronów i protonów krążą w dwu próżniowych rurach akceleratora **HERA** osiągając energię odpowiednio $E_e = 30$ GeV i $E_p = 820$ GeV. Na obwodzie akceleratora **HERA** znajdują się miejsca, w których rury akceleratora przecinają się. Pozwala to na zderzenia ze sobą biegnących w nim cząstek przy energii w układzie środka masy $E_{CMS} = 314$ GeV.

2). Detektor ZEUS .

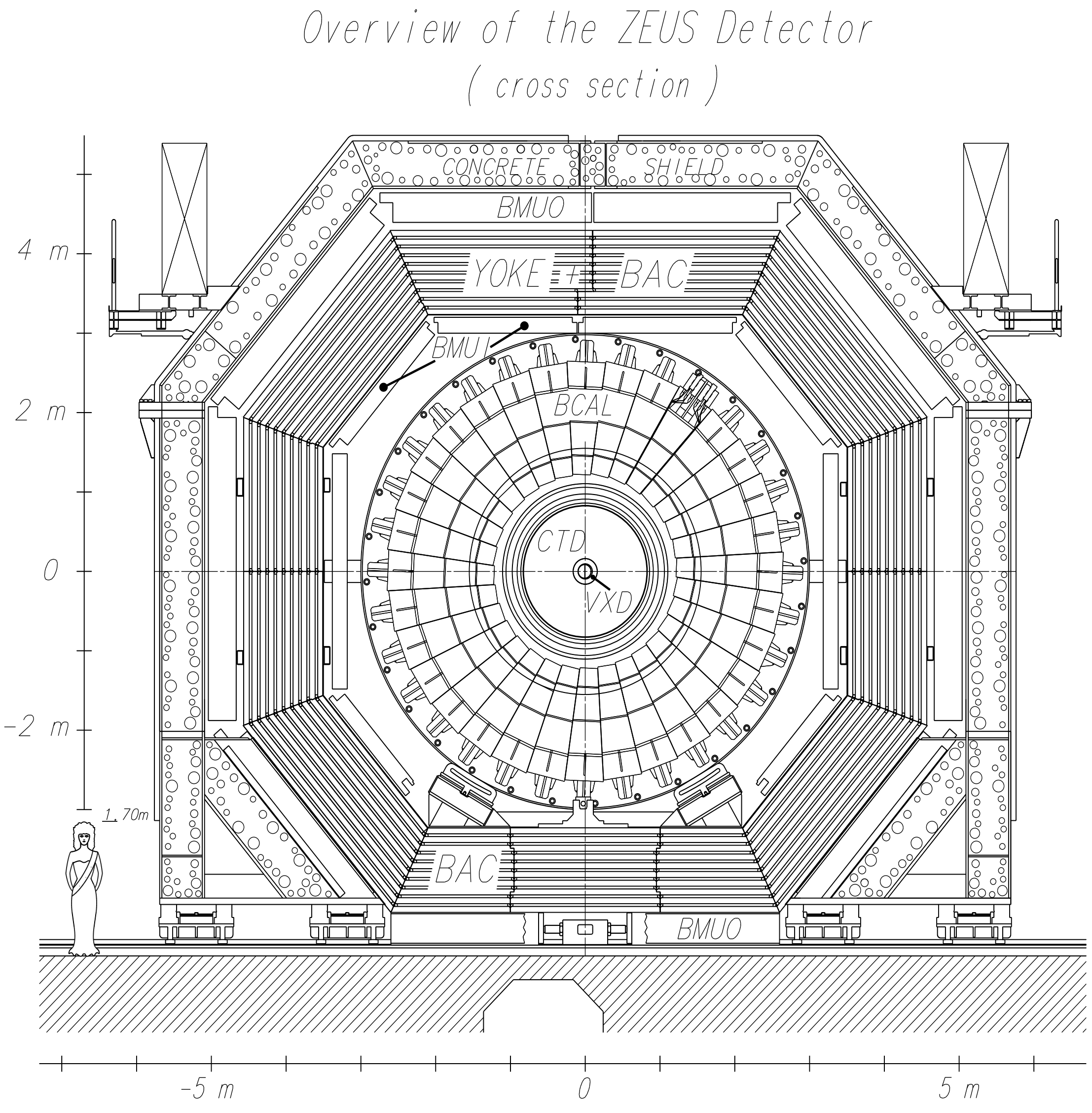
W miejscu zderzenia się elektronów z protonami umieszczony jest detektor **ZEUS**. Detektor ten jest tak zaprojektowany, aby uzyskać pomiar pełnej charakterystyki obserwowanych zderzeń. Podstawową informacją o produktach zderzeń $e\ p$ jest ich energia. Do jej pomiaru służy kalorymetr uranowy **CAL** składający się z trzech części: **FCAL**, **BCAL**, **RCAL**. Każda część składa się z płyt uranowych, owiniętych folią stalową, przełożonych plastikowymi scyntylatorami. Grubość poszczególnych części została dobrana tak, aby dla elektronów i hadronów o tej samej energii stosunek sygnałów z kalorymetru był równy jedności. Aby uzyskać

jak najdokładniejszy pomiar energii, kalorymetr powinien mieć możliwie najlepszą zdolność rozdzielczą, czyli powinien być hermetryczny, tzn. pokrywać cały kąt bryłowy, pod którym są emitowane cząstki, jak również być dostatecznie głęboki, aby całkowicie absorbować mierzone cząstki.
CAL spełnia dość dobrze większość tych wymagań posiadając dobrą zdolność rozdzielczą oraz mierząc cząstki w przedziale kątów od około 2 stopni do przodu, do około 176 stopni do tyłu względem wiązki protonowej. Dokładność, z jaką może zostać zmierzona energia E dla hadronów i pęków hadronowych jest:

$$\frac{\triangle E}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$$

Dla pęków rozkład kątowy energii jest mierzony z dokładnością lepszą niż 10 mrad.

Schemat detektora **ZEUS** przedstawia rysunek:



Energie pęków hadronowych w akceleratorze **HERA** mogą dochodzić do kilkuset GeV;

pełna hermetryczność wymagała bardzo głębokiego kalorymetru. Budowa takiego kalorymetru jest kosztowna. Zdecydowano się na budowę drugiego tańszego kalorymetru **BAC** (**BAC**king **C**alorimetr). **BAC** jest kalorymetrem uzupełniającym. Zdolność rozdzielcza tego kalorymetru jest gorsza, jednakże pozwala on na rozpoznawanie przypadków z uciekającą energią, oraz na identyfikację i pomiar pędów mionów.

Projekt i wykonanie **BAC** stanowiły wkład grupy warszawskiej do kolaboracji **ZEUS**.

Informacja pochodząca z kalorymetru **BAC** uzupełniana jest przez komory mionowe **MU**, wewnętrzne i zewnętrzne. Do ich budowy użyto komór strimerowych wypełnionych mieszaniną izobutanu (75%) i argonu (25%). Zadanie ich polega, podobnie jak **BAC**-u, na identyfikacji i pomiarze pędu mionów.

II . Kinematyka głęboko nieelastycznego rozpraszania .

Przy dostępnych energiach z akceleratora, można badać głęboko nieelastyczne rozpraszanie e na p (**DIS - D**eep **I**nelastic **S**cattering). Według uproszczonego modelu kwarkowo - partonowego rozpraszanie to można traktować jako rozpraszanie elastyczne na punktowym partonie w protonie .

Proton współcześnie traktuje się jako dynamicznie ewoluujący zbiór silnie oddziałujących punktowych kwarków i gluonów. Przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie punktowych leptonów na protonie wyraża się przez tak zwane funkcje struktury; opisują one prawdopodobieństwo znalezienia kwarków niosących określony ułamek x pędu protonu przez próbkujący proton o przekazie czteropędu

$$-Q^2 = q^2$$

Poniższy graf Feynmana obrazuje oddziaływanie zachodzące w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu e p. Diagram ten odpowiada najprostszemu oddziaływaniu.

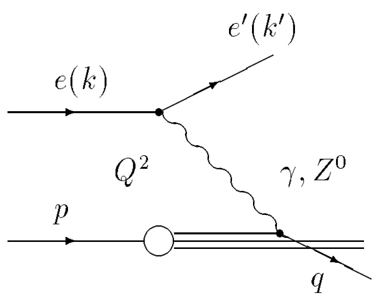


Diagram Feynmana.

Pomiar funkcji struktury protonu i zbadanie ich zależności od zmiennych kinematycznych x i Q^2 jest jednym z podstawowych zadań eksperymentów przy akceleratorze **HERA**. Przewidywania teoretyczne o naturze oddziaływań silnych i słabych dostarczają relacji wiążących funkcje struktury. Obserwowanie pewnych rozbieżności stanowić może o tym, iż napotkano na nowe zjawiska fizyczne.
W akceleratorze **HERA** są dogodne warunki do prowadzenia badań w nowym obszarze kinematycznym.

My zajmujemy się obecnie obszarem, który nigdy wcześniej nie był mierzony. Mianowicie badamy obszar, w którym x i Q^2 przyjmują następujące wartości:

$$x = 10^{-1} \div 1$$

$$Q^2 = 10^3 \div 10^5 \text{ GeV}^2$$

Przekrój czynny na oddziaływanie jest odwrotnie proporcjonalny do przekazu czteropędu Q^2; w związku z tym, gdy mamy dużą wartość Q^2, to przekrój czynny jest mały.

Opracowując dane pochodzące z eksperymentu **ZEUS** używa się następujących zmiennych kinematycznych.

Kwadrat przekazu czteropędu

$$q^2 \approx -2E_e E_e^{'}(1 - cos\theta)$$

zmienna Bjorkena

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \qquad 0 \leq x \leq 1$$

energia przekazana do protonu

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \qquad 0 \leq y \leq 1$$

ν - przekaz energii z e do $e^{'}$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M}$$

gdzie M jest masą protonu
kwadrat energii w środku masy

$$s^2 = 4E_e \cdot E_p$$

gdzie

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y$$

Kinematykę rozpraszania głęboko nieelastycznego elektronu na protonie, przedstawioną na diagramie Feynmana, można opisać podając dwie z trzech zmiennych kinematycznych, tzn. x, y, Q^2. W celu dokonania analizy wybrano zmienne Q^2 i x. Ich wartości wyznaczono z tzw. metody dwóch kątów (**D**ouble **A**ngle), nieczułej na niepewność skali energetycznej w kalorymetrze. W metodzie tej mierzy się kąty: kąt rozproszenia elektronu i kąt emisji rozproszonego partonu (γ_q). Kąt γ_q i energię rozproszonego partonu E_q wyznacza się z pomiaru rozkładu energii w celach kalorymetru, gdzie cela jest to najmniejszy fragment kalorymetru, w którym została zdeponowana energia hadronów.

$$\tan\frac{\gamma_q}{2} = \frac{\sum_i (E_i - p_z^i)}{\sqrt{(\sum p_x^i)^2 + (\sum p_y^i)^2}}$$

$$E_q = \frac{1}{2}\sum_i (E_i - p_z^i) + \frac{(\sum p_x^i)^2 + (\sum p_y^i)^2}{2\sum_i (E_i - p_z^i)}$$

Sumujemy po wszystkich celach kalorymetru z wyjątkiem tych przypisanych do rozproszonego elektronu. Przy założeniu uproszczonego modelu kwarkowo - gluonowego w doświadczeniu powinniśmy zaobserwować pęk cząstek wysyłanych pod kątem γ_q o całkowitej energii E_q, zwanych jetem prądowym (z ang.current jet). Pseudopospieszność jetu prądowego η_q dana jest :

$$\eta_q = -\ln(\tan\frac{\gamma_q}{2})$$

III . Metoda analizy danych .

W pracy tej badamy przestrzenny rozkład energii poprzecznej wyemitowanych produktów oddziaływania $e\ p$. Energia poprzeczna jest iloczynem energii E_i zdeponowanej w danej celi kalorymetru i odpowiadającego tej celi kąta θ_i, czyli $E_i \cdot sin\theta_i$. Dla małych kątów θ_i, nawet przy dużych energiach E_i, energia poprzeczna jest mała. Całkowita energia poprzeczna E_T :

$$E_T = \sum_i E_i \cdot sin\theta_i$$

Sumujemy po wszystkich celach kalorymetru nie uwzględniając tych dla rozproszonego elektronu. Badamy energię poprzeczną, aby eliminować straty produktów oddziaływania wysyłanych w rurę akceleratora. Energia produktów straconych, które są wysyłane w kierunku do przodu i do tyłu jest duża, a nie zostanie zarejestrowana w kalorymetrze **CAL**. Rozkład energii w przestrzeni jest badany w funkcji pseudopospieszności względem rozproszonego kwarku η_q. Dla celi kalorymetru i z pseudopospiesznością η_i względna pseudopospieszność $\Delta\eta$ jest zdefiniowana jako:

$$\Delta\eta = \eta_q - \eta_i$$

W tej pracy rozkład energii w przestrzeni jest opisany przez znormalizowany przepływ energii poprzecznej zdefiniowany jako:

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

gdzie N jest liczbą przypadków, dE_T jest energią poprzeczną zdeponowaną w celach kalorymetru w obszarze $(\Delta\eta, \Delta\eta + d(\Delta\eta))$.

IV . Przewidywania teoretyczne .

Zajmuję się w tym doświadczeniu badaniem głęboko nieelastycznego rozpraszania $e\ p$ przy bardzo dużych Q^2, tj. $Q^2 > 1000$ GeV^2. Dla $x > 0,1$ obszar ten charakteryzuje się tym, iż mamy duże prawdopodobieństwo wybicia pojedyńczego kwarku z protonu. Kwark ten w następnym etapie oddziałuje z fragmentami protonu, tworzy kaskady partonowe; następuje hadronizacja. Efektem tego procesu jest to, iż w stanie końcowym nie obserwujemy swobodnego kwarka, lecz hadrony, w postaci wyraźnego pęku cząstek, zwanego jet. Badając przepływ energii poprzecznej zajmujemy się porównaniem rozkładu energii w tym pęku, minimalizując wkład od hadronów wysyłanych w kierunku pozostałości protonu. Patrzymy na trzy obszary x:

$$0.05 < x < 0.1$$

$$0.1 < x < 0.2$$

$$0.2 < x < 0.3$$

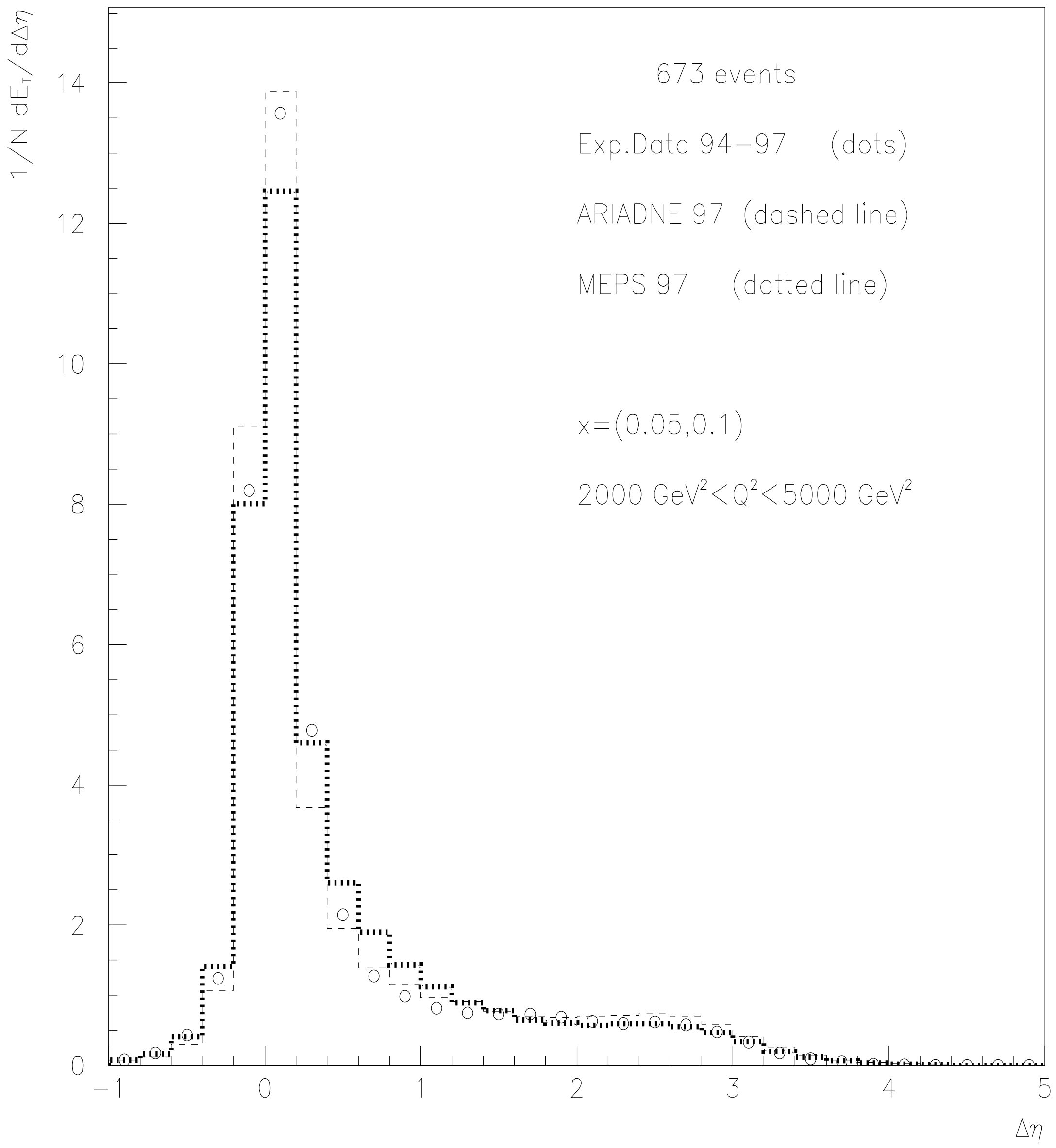
Dla $x < 0.1$ istnieje duże prawdopodobieństwo oddziaływania z gluonem lub kwarkiem morza. Gdy x rośnie liczba oddziaływań z kwarkiem morza lub gluonem maleje.
Dla $x > 0.2$ oczekujemy rozpraszania na kwarku walencyjnym.

V . Analiza danych .

Dla badanego oddziaływania $e\ p$ z 2000 GeV^2 $< Q^2 <$ 5000 GeV^2 wyznacza się kąt, pod którym poleciał rozproszony kwark. Obszar kątowy pomiędzy kierunkiem protonu i kwarku dzielimy na części, by następnie w poszczególnych częściach liczyć energię poprzeczną. Uzyskaną w ten sposób energię sumujemy otrzymując rozkład przepływu energii poprzecznej.

Rysunki 1 - 3 prezentują znormalizowany rozkład przepływu energii poprzecznej w zależności od względnej pseudopospieszności $\Delta\eta$. Dodanie wartości $\Delta\eta$ odpowiadają kierunkowi wiązki protonowej. Jest to również kierunek emisji fragmentów rozszczepionego protonu, czyli pozostałości z protonu po wybiciu kwarku. Na rozkłady doświadczalne są nałożone dwa modele teoretyczne. Modelami, o których mowa to:

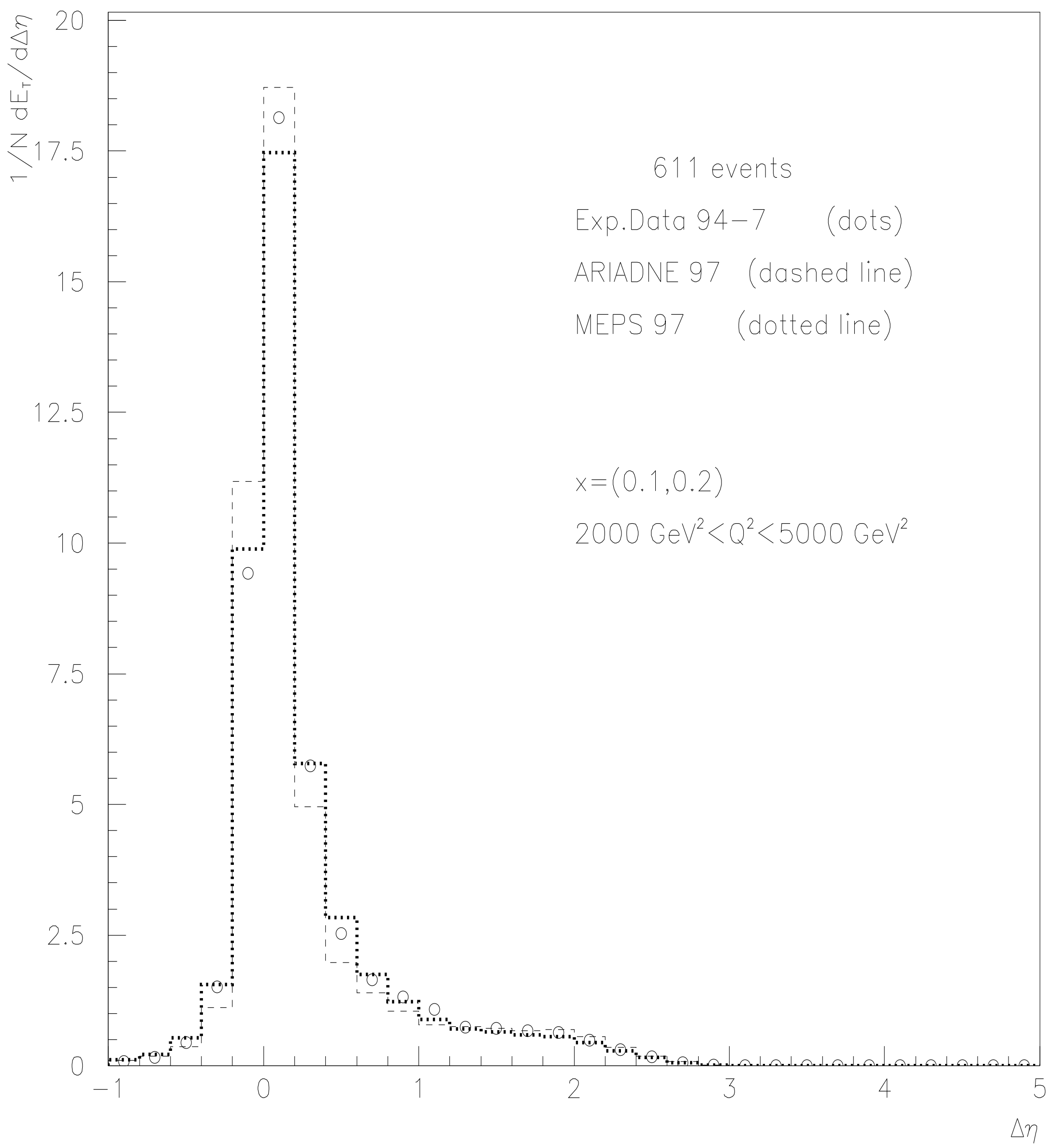
- **ARIADNE** - czyli model dipolu kolorowego.
- **LEPTO - MEPS** - czyli model elementu macierzowego i kaskady partonowej.



Rysunek 1.

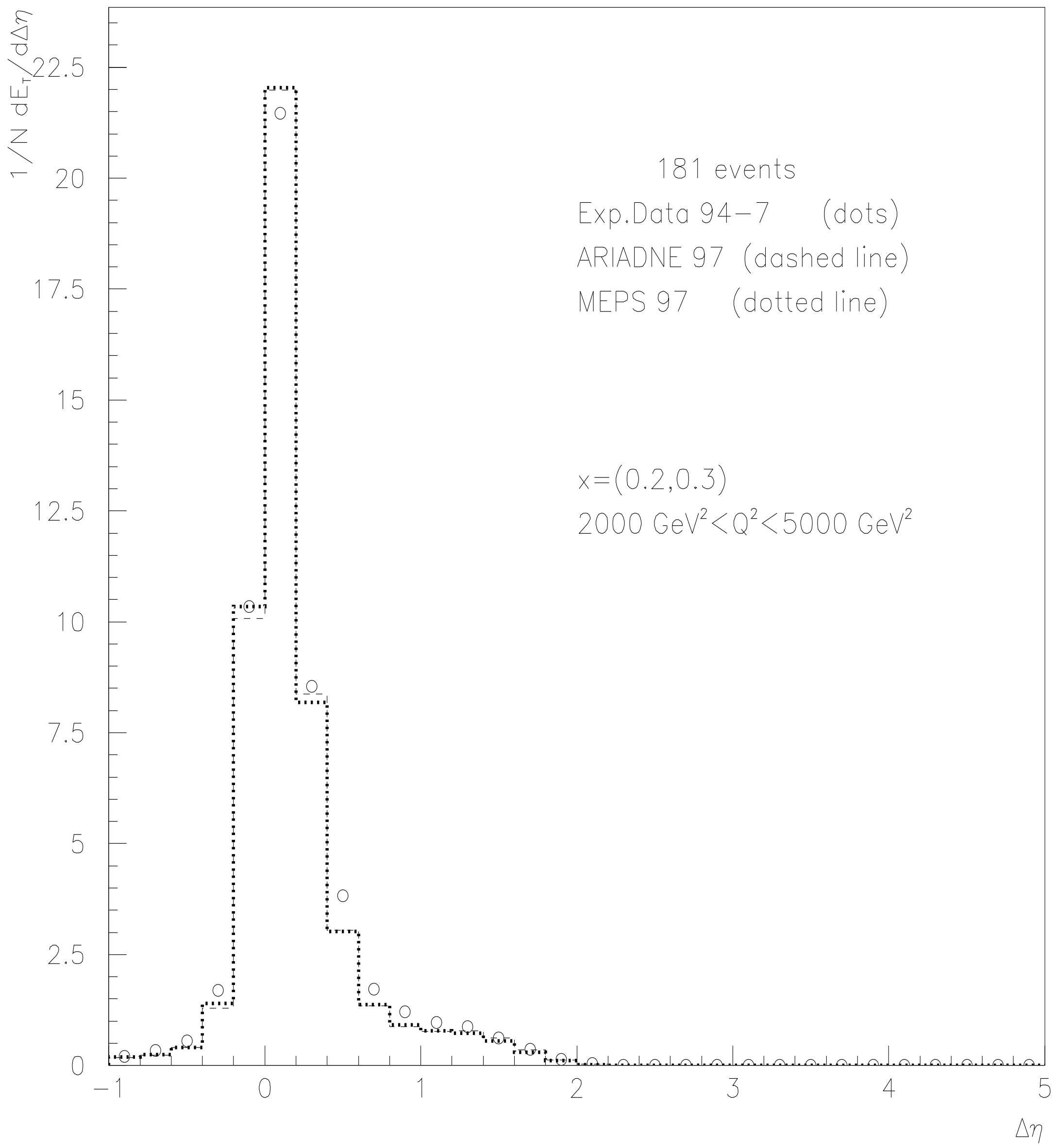
Na rysunku 1 mamy znormalizowany przepływ energii w zależności od względnej pseudopospieszności $\Delta\eta$ dla danych eksperymentalnych i modeli teoretycznych **ARIADNE** i **LEPTO - MEPS** dla $0.05 < x < 0.1$.

Można zaobserwować wyraźne maksimum w okolicy $\Delta\eta = 0$ czyli odpowiadające kierunkowi rozproszonego kwarku. Widać asymetryczny rozkład energii wokół kierunku kwarku i przesunięcie maximum energii w kierunku fragmentów rozszczepionego protonu. Asymetria i przesunięcie jest wynikiem oddziaływania kolorowego pomiędzy kwarkiem i fragmentami protonu. Plateau, widoczne na wykresie dla $\Delta\eta > 1$, obrazuje fragmenty protonu po wybiciu kwarku. Zajmuje ono około 1.6 jednostek pseudopospieszności ze średnią gęstością przepływu energii około 0.7 GeV^2/0.2. Dla największych wartości pseudopospieszności ($\Delta\eta > 2.5$) widać, iż efektywność detekcji maleje dla cząstek emitowanych pod małymi kątami.



Rysunek 2.

Rysunek 2 prezentuje znormalizowany przepływ energii w zależności od względnej pseudopospieszności $\Delta\eta$ dla danych eksperymentalnych i modeli teoretycznych **ARIADNE** i **LEPTO - MEPS**, dla $0.1 < x < 0.2$. Na tym wykresie, podobnie jak na poprzednim, obserwujemy asymetrię i przesunięcie maximum, natomiast energia wybitego kwarku jest znacznie wyższa. Energia wynoszona przez pozostałości protonu tworzy plateau, które jest krótsze niż w poprzednim przypadku. Gęstość przepływu energii w plateau jest prawie taka sama jak poprzednio.



Rysunek 3.

Na powyższym wykresie widać znormalizowany przepływ energii w zależności od względnej pseudopospieszności $\Delta\eta$ dla danych eksperymentalnych i modeli teoretycznych **ARIADNE** i **LEPTO - MEPS**, dla $0.2 < x < 0.3$. Podobnie jak poprzednio widzimy asymetrię i przesunięcie maximum; energia jetu prądowego jest prawie dwa razy większa niż dla $x < 0.1$. Natomiast jest znacznie mniej zarejestrowanych fragmentów z pozostałości protonu po wybiciu kwarku niż dla $x < 0.2$ i plateau jest niewidoczne.

VI . Wnioski .

W pracy tej porównano przewidywania teoretyczne z doświadczeniem dla

$$2000 \ \mathrm{GeV}^2 < \mathrm{Q}^2 < 5000\mathrm{GeV}^2$$

oraz x z zakresu

$$0.1 < x < 1$$

w trzech przedziałach, tj.

$$0.05 < x < 0.1; \ 0.1 < x < 0.2; \ 0.2 < x < 0.3$$

Z zaprezentowanych wykresów widać, iż jest dosyć dobra zgodność teorii z doświadczeniem dla x z zakresu $0.05 < x < 0.1$ oraz $0.1 < x < 0.2$ czyli na dwu z pierwszych wykresów. Na trzecim zgodność ta jest nieco zachwiana, szczególnie w obszarze względnej pseudopospieszności $0.4 < \Delta\eta < 1.4$.

W zależności od wartości x jet leci pod różnymi kątami biegunowymi. Im wartość x większa to kąt większy, czyli ilość zarejestrowanych w kalorymetrze fragmentów protonu jest mniejsza. Widoczne to jest zwłaszcza na ostatnim z przedstawionych wykresów.

We wszystkich przypadkach kształt jetu nie ulega zmianie i jest dobrze opisywany przez przewidywania modeli **ARIADNE** i **LEPTO - MEPS**.

Rozkład energii w jecie jest asymetryczny a maksimum jest przesunięte w kierunku fragmentów rozszczepionego protonu. Jest to wynik sił kolorowych między rozproszonym kwarkiem a pozostałościami z protonu.

Literatura

[1] Low$-x$ physics at **HERA**, A.Levy; DESY 97-013,1997.

[2] T.Tymieniecka, private communication, 1998. ZEUS Nate 97-094, 1997.