

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Aleksander Filip Żarnecki

**Wyniki testów i symulacji kalorymetru
uzupełniającego dla detektora ZEUS**

Praca doktorska przygotowana
w Zakładzie Fizyki Cząstek Elementarnych
pod kierunkiem dr hab. Haliny Abramowicz

Warszawa, 1992

Spis treści

1 Wstęp	3
2 Pomiar funkcji struktury protonu w zderzeniach e-p	5
2.1 Kinematyka oddziaływań głęboko nieelastycznych	5
2.2 Przekrój czynny	6
2.3 Pomiar zmiennych kinematycznych	7
2.4 Poprawki do modelu partonowego	9
2.5 Rola kalymetrii	10
3 Projekt układu kalymetrycznego detektora ZEUS	11
3.1 Pomiar energii w kalymetrach	11
3.2 Kompensacja w kalymetrach hadronowych	13
3.3 Podłużna struktura kalymetru	16
4 Testy prototypu kalymetru FCAL	18
4.1 Konstrukcja prototypu	18
4.2 Kalibracja	19
4.3 Układ testowy	20
4.4 Wyniki testów	20
5 Testy prototypu kalymetru BAC	21
5.1 Konstrukcja kalymetru	21
5.2 Struktura odczytu	23
5.3 Układ testowy	23
5.4 Badanie liniowości i zdolności rozdzielczej kalymetru	24
5.5 Podsumowanie	26
6 Testy układu prototypowych kalymetrów FCAL i BAC	26
6.1 Układ doświadczalny	26
6.2 Wpływ obszaru martwego na działanie prototypu FCAL	26
6.3 Interkalibracja kalymetrów FCAL i BAC	27
6.4 Wpływ kalymetru BAC na pomiar energii	29
6.5 Podsumowanie	30
7 Szybka symulacja kaskad hadronowych.	31
7.1 Opis średniego profilu kaskady	32
7.2 Symulacja fluktuacji w rozwoju kaskady	33
7.3 Porównanie z danymi	35
7.4 Podsumowanie	37
8 Symulacja działania kalymetru BAC w ramach detektora ZEUS	37
8.1 Symulacja procesów rozpraszania elektron – proton	37
8.2 Symulacja detektora ZEUS	38
8.3 Kalibracja kalymetru BAC	39
8.4 Wpływ kalymetru BAC na pomiar funkcji struktury	41
8.5 Wpływ kalymetru BAC na pomiar całkowitego pędu poprzecznego	42
8.6 Podsumowanie	43
9 Wnioski	43
Dodatki	45
A Rekonstrukcja sygnału z kalymetru BAC	45
B Testy jednorodności prototypu BAC	47

Rozdział 1

Wstęp

Poznanie i zrozumienie budowy materii zawsze było pierwszoplanowym zadaniem fizyki. W drugiej połowie XXw., gdy ugruntowane zostało pojęcie atomu złożonego z jądra atomowego otoczonego obłokiem elektronów, wyzwaniem dla fizyków stało się poznanie struktury składników jądra: protonów i neutronów. Rozpraszanie leptonów, najpierw elektronów, następnie także mionów i neutrin, od początku było podstawowym narzędziem tego poznania. Wiąże się to z punktowością leptonów (brakiem struktury wewnętrznej) oraz ich słabym sprzężeniem do nukleonów (nie podlegają oddziaływaniom silnym). Umożliwia to stosowanie do analizy oddziaływań lepton-nukleon dobrze poznanego i sprawdzonego, perturbacyjnego opisu oddziaływań elektromagnetycznych i słabych.

Elastyczne rozpraszanie niskoenergetycznych elektronów pozwoliło na pomiar rozmiarów nukleonów i średniego rozkładu przestrzennego ich ładunku [1]. Wraz ze wzrostem energii wiązek, a więc i energii oddziaływania w środku masy lepton-nukleon, dostępna pomiarom staje się coraz to drobniejsza struktura materii. W latach '70 doświadczenia prowadzone w amerykańskim ośrodku SLAC (skrót od angielskiej nazwy Stanford Linear Accelerator Center) potwierdziły koncepcję kwarkowej budowy nukleonu [2]. W kolejnych latach prowadzono bardzo wiele różnorodnych eksperymentów, w których badano strukturę nukleonów przy coraz to wyższych energiach wiązek leptonowych [3]. Przy użyciu dostępnych obecnie wiązek mionowych i neutrinowych, o energiach sięgających kilkuset GeV, możliwe jest badanie struktury wewnętrznej nukleonów z rozdzielczością sięgającą $2 \cdot 10^{-17} \text{m}$ [4]. Niestety skala energetyczna oddziaływania leptonu z nieruchomym nukleonem rośnie jedynie jak pierwiastek z energii wiązki. Dalsze, istotne zwiększanie zdolności rozdzielczej, z jaką badamy wnętrze nukleonu, przez zwiększanie energii wiązki leptonowej kierowanej na nieruchomą tarczę jądrową, przestało być technicznie możliwe. Dlatego właśnie zaproponowano w ośrodku DESY (skrót od niemieckiej nazwy Deutsches Elektronen-Synchrotron) w Hamburgu budowę nowego typu akceleratora, który umożliwiłby rozpraszanie wiązki elektronów (bądź pozytonów) na przeciwbieżnej wiązce protonów, pomnażając tym samym dostępną energię w środku masy [5].

Akcelerator HERA (skrót od niemieckiej nazwy Hadron-Elektron Ring Anlage) składa się z dwóch odrębnych pierścieni umieszczonych w tunelu o obwodzie około 6,3 km, w których elektrony i protony przyspieszane będą do energii wynoszących odpowiednio 30 i 820 GeV. W zderzeniach przecinających się wiązek przeciwbieżnych energia dostępna w środku masy wyniesie 314 GeV (dla uzyskania takiej energii w doświadczeniach z nieruchomą tarczą potrzebna by była wiązka leptonowa o energii około 52 TeV). Maksymalny możliwy do uzyskania kwadrat przekazu czteropędu Q^2 , określający twardość zderzenia, a tym samym i przestrzenną zdolność rozdzielczą, wyniesie prawie 10^5 GeV^2 , czyli ponad dwa rzędy wielkości powyżej dotychczas dostępnego obszaru [4]. Przy przewidywanej świetlności akceleratora HERA, która wynosi $\mathcal{L} = 200 \text{ pb}^{-1}/\text{rok}$, zbyt mała oczekiwana liczba oddziaływań ogranicza pomiar wewnętrznej struktury protonu do $Q^2 \leq 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$, co jest równoważne przestrzennej zdolności rozdzielczej około 10^{-18}m .

Proton opisujemy obecnie jako złożony z silnie oddziałujących kwarków i gluonów. Przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów na protonie (w skrócie DIS, od angielskiego Deep Inelastic Scattering) wyraża się przez tzw. funkcje struktury. W świecie kwarków i gluonów opisują one prawdopodobieństwo znalezienia kwarków, niosących określony ułamek pędu protonu. Pomiar funkcji struktury protonu i ich zależności od energetycznej skali zderzenia Q^2 , będzie głównym zadaniem eksperymentów przy akceleratorze HERA. Będzie to jednocześnie bezpośrednim, bardzo dokładnym testem przewidywań powszechnie obecnie przyjętych teorii oddziaływań silnych i elektroślabych, które przewidują szereg relacji wiążących funkcje struktury. Ewentualne rozbieżności mogą być wyrazem napotkania nowych zjawisk fizycznych. W eksperymentach przy akceleratorze HERA poszukiwać będziemy w ten sposób podstruktury kwarków i leptonów, leptokwarków, stanów wzbudzonych leptonów, cząstek supersymetrycznych, nowych oddziaływań. W szczególności możliwość uzyskania w akceleratorze HERA spolary-

zowanej wiązki elektronów, pozwoli na bardzo dokładne sprawdzenie struktury oddziaływań słabych, na przykład przez poszukiwanie łamiących obecny model oddziaływań z wymianą prawoskrętnych prądów naładowanych. W eksperymentach przy akceleratorze HERA możliwy też będzie bezpośredni pomiar funkcji rozkładu gluonów w protonie, badanie zjawiska fotoprodukcji oraz własności licznie produkowanych ciężkich kwarków [6].

Potencjał badawczy akceleratora HERA stawia jednak bardzo wysokie wymagania dla instalowanych przy nim detektorów. Na pierwszy plan wysuwa się potrzeba jak najdokładniejszego pomiaru energii cząstek, wpadających do detektora. W procesie rozpraszania elektron oddziałuje z partonem niosącym jedynie część energii protonu. Dlatego też, skala energetyczna zderzenia nie jest określona przez energie wiązki i musi być mierzona dla każdego obserwowanego przypadku. Aby uzyskać dokładny pomiar energii, kalorymetr powinien mieć jak najlepszą zdolność rozdzielczą, ale także musi zapewniać hermetyczność pomiaru: po pierwsze pokrywać cały dostępny kąt bryłowy, po drugie być dostatecznie głęboki, aby całkowicie absorbować mierzone cząstki. Ponieważ energie jetów hadronowych w akceleratorze HERA mogą sięgać kilkuset GeV, pełna hermetyczność (definiowana dla celów praktycznych jako pomiar co najmniej 95% energii w 99% przypadków) wymagałaby kalorymetru o głębokości ponad 10 dróg swobodnych na oddziaływanie - λ_{int} [7].

Budowa tak głębokiego kalorymetru hadronowego wysokiej rozdzielczości nie była możliwa ze względu na trudności konstrukcyjne i bardzo wysokie koszty. W obu wybudowanych przy akceleratorze HERA detektorach, H1[8] i ZEUS[9, 10], zdecydowano o budowie podwójnego układu kalorymetrycznego. Na rysunku 1 przedstawiono schemat budowy układu kalorymetrycznego detektora ZEUS. Centralny kalorymetr wysokiej rozdzielczości (w skrócie CAL) zbudowany jest z płyt uranu i scyntylatora. Ma on od 4 do 7,1 λ_{int} głębokości, co zapewnia akceptację (pomiar 95% energii) co najmniej 90% przypadków. Centralna część detektora otoczona jest przez jarzmo zbudowane z płyt stalowych grubości 7,3 cm. Zamyka ono pole magnetyczne wytwarzane w centralnej części detektora, a jednocześnie jako warstwa absorbera jest pomocne przy identyfikacji mionów uciekających z detektora. W szczeliny pomiędzy kolejnymi płytami jarzma wstawiono aluminiowe komory proporcjonalne, tworząc w ten sposób tzw. kalorymetr uzupełniający (w skrócie BAC). Niezależnie od identyfikacji mionów oraz pomiaru ich pędu, umożliwia on rozpoznawanie przypadków z wpływem energii z kalorymetru centralnego, zapewniając przez to hermetyczność pomiaru. Projekt kalorymetru uzupełniającego, jak i wykonanie komór aluminiowych, stanowiły wkład grupy warszawskiej do kolaboracji ZEUS.

Niniejsza praca poświęcona jest wynikom testów oraz symulacji działania układu kalorymetrycznego detektora ZEUS. Plan pracy jest następujący. W rozdziale 2 przedstawiam opis przy użyciu funkcji struktury głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton. Zakres zmiennych, w jakim możliwy będzie pomiar funkcji struktury protonu, omówiony jest dla różnych metody pomiaru zmiennych kinematycznych. W rozdziale 3 przedstawiam projekt układu kalorymetrycznego detektora ZEUS. Omówiona jest zasada działania kalorymetrów oraz czynniki wpływające na zdolność rozdzielczą. Optymalne rozwiązanie wybrane zostało na podstawie szczegółowej analizy danych testowych. Rozdział 4 poświęcony jest wynikom testów prototypowego kalorymetru uranowego, wykonanego zgodnie z ostatecznym projektem detektora ZEUS. W rozdziałach 5 i 6 przedstawione są wyniki testów odpowiadającego mu kalorymetru uzupełniającego, w rozdziale 5 - jako samodzielnego kalorymetru hadronowego i elektromagnetycznego, zaś w rozdziale 6 - jako kalorymetru domierzającego energię wypływającą z kalorymetru uranowego ¹. W rozdziale 7 przedstawiona jest metoda szybkiej symulacji kaskad hadronowych, która następnie jest wykorzystana w symulacji przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton w detektorze ZEUS. W rozdziale 8 przedstawiam wyniki symulacji dotyczące kalibracji kalorymetru uzupełniającego, jego roli w pomiarze funkcji struktury protonu oraz w poszukiwaniu nowej fizyki.

¹Część wyników uzyskanych w testach prototypu BAC jako samodzielnego kalorymetru, nie związana z głównym tematem pracy, została zamieszczona w dodatkach A i B.

Rozdział 2

Pomiar funkcji struktury protonu w zderzeniach e-p

2.1 Kinematyka oddziaływań głęboko nieelastycznych

O rozpraszaniu elektron – proton mówimy, że jest głęboko nieelastyczne, gdy w wyniku dużego przekazu czteropędu powstaje złożony (wielocząstkowy) stan hadronowy

$$e + p \longrightarrow l (e \text{ lub } \nu_e) + X. \quad (1)$$

Proces taki (patrz rysunek 2), w najprostszym modelu kwarkowo-partonowym (w skrócie QPM, od angielskiego Quark-Parton Model), opisujemy jako oddziaływanie elektronu z kwazi-swobodnym kwarkiem. Poprzez wymianę bozonu cechowania (γ , Z^0 lub $W^\pm$) następuje przekaz czteropędu q_μ pomiędzy elektronem a kwarkiem, przez co kwark zostaje wyrwany z macierzystego protonu. W następującym potem procesie hadronizacji z fragmentów rozbitego protonu formują się jety hadronowe. Jet powstający z rozproszonego kwarku nazywamy jechem prądowym, a ten powstający z pozostałych, nieoddziałujących kwarków protonu — jechem protonowym lub jechem spektatorem. Jeśli wymienianym bozonem cechowania jest γ lub Z^0 (oddziaływanie przez tzw. prądy neutralne, w skrócie NC, od angielskiego Neutral Current), to w stanie końcowym obserwujemy także rozproszony elektron. W przypadku wymiany bozonu W^- (dla wiązki elektronów) lub W^+ (dla wiązki pozytonów) rozproszonym leptonem jest neutrino, które praktycznie zawsze ucieka z detektora (jest to oddziaływanie przez tzw. prądy naładowane, w skrócie CC, od angielskiego Charge Current). W modelu kwarkowo-partonowym zaniedbujemy możliwość udziału wiążących proton gluonów w procesie rozpraszania. Zaniedbanie, w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń, wpływu oddziaływań silnych wiąże się z tzw. asymptotyczną swobodą kwarków. Wraz ze wzrostem skali Q^2 maleje logarytmicznie silna stała sprzężenia, przez co w elementarnym procesie rozpraszania głęboko nieelastycznego kwarki można opisywać jako cząstki swobodne. Uwzględnienie wkładu oddziaływań silnych w rozpraszaniu elektron-proton może dawać znaczący wkład do przekroju czynnego, nie ma jednak wpływu na ogólne metody opisu przypadków przedstawione w tym rozdziale.

Do opisu kinematyki elementarnego procesu rozpraszania wprowadza się na ogół następujące zmienne:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q_\mu q^\mu \\ &= -(k_\mu - k'_\mu)^2 = -(p_\mu - p'_\mu)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot p \cdot q}, \quad (3)$$

$$y = \frac{q \cdot p}{k \cdot p}, \quad (4)$$

gdzie q_μ - jest czteropędem bozonu cechowania,

k i k' - są początkowym i końcowym czteropędem elektronu (neutrino),

p i p' - są początkowym czteropędem protonu i czteropędem rozproszonego kwarku.

Wartość Q^2 , wirtualność wymienianego bozonu cechowania, określa "twardość" procesu, a tym samym rozdzielczość z jaką wnikamy w głąb protonu. Jak widać, wartość Q^2 nie jest ustalona przez energie wiązek, jak to ma na przykład miejsce w zderzeniach e^+e^- . Może się ona formalnie zmieniać od zera do wartości kwadratu energii dostępnej w środku masy elektron-proton. Przy zaniedbaniu mas obu cząstek (co w przypadku akceleratora HERA jest bardzo dobrym przybliżeniem) energia ta wynosi

$$s = 4 \cdot E_p \cdot E_e, \quad (5)$$

gdzie E_p i E_e są odpowiednio energiami wiązki protonowej i elektronowej.

Zmienna x ma w QPM interpretację ułamka pędu protonu niesionego przez oddziałujący kwark. Jest tym samym podstawowym parametrem w opisie rozkładu kwarków w protonie, argumentem poszukiwanych funkcji struktury. Natomiast zmienna y ma w układzie spoczywającego

protonu interpretację ułamka energii elektronu, przekazywanej kwarkowi. Obie zmienne x i y przyjmują wartości z przedziału od 0 do 1. Ze względu na ustalone energie obu wiązek, dowolne dwie z trzech opisanych zmiennych określają całkowicie kinematykę DIS, gdyż dodatkowo są one ze sobą związane relacją

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s. \quad (6)$$

2.2 Przekrój czynny

Źródłem informacji o strukturze protonu jest w oddziaływaniach głęboko nieelastycznych pomiar różniczkowego przekroju czynnego. Przekrój na rozpraszanie typu NC, wyrażony w zmiennych x i Q^2 ma ogólną postać

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x Q^4} \cdot \left[y^2 x F_1^{\text{NC}}(x, Q^2) + (1-y) F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) \right], \quad (7)$$

gdzie F_1^{NC} , F_2^{NC} i F_3^{NC} nazywamy funkcjami struktury protonu w oddziaływaniach przez wymianę γ/Z^0 . Wyrażają się one przez prawdopodobieństwa opisujące rozkłady kwarków w protonie oraz ich sprzężenia do bozonów cechowania. Szczególnie prostą postać zależności te przyjmują w obszarze małych Q^2 , gdy zaniedbać możemy oddziaływania z wymianą bozonu Z^0 . W ramach QPM oddziaływanie elektronu z protonem rozważamy jako niekoherentną sumę wkładów pochodzących od pojedynczych partonów. Zaniedbując w dalszym ciągu udział oddziaływań silnych, otrzymujemy na funkcje struktury wyrażenia w postaci

$$2xF_1^{\text{NC}}(x, Q^2) = F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) = \sum_f e_f^2 \cdot (xq_f(x) + x\bar{q}_f(x)), \quad (8)$$

$$F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) = 0, \quad (9)$$

gdzie $q_f(x)$ ($\bar{q}_f(x)$) - oznacza prawdopodobieństwo znalezienia kwarku (antykwaraku) f niosącego ułamek x pędu protonu.

Z równania tego wynika tzw. skalowanie funkcji struktury, czyli ich niezależność od zmiennej Q^2 , zapostulowana przez Bjorkena [11]. Doświadczalne potwierdzenie skalowania było podstawowym argumentem, potwierdzającym kwarkową budowę nukleonów [2]. Silne oddziaływania kwarków i gluonów wewnątrz protonu, opisywane przez chromodynamikę kwantową (QCD), powodują jednak, że rozkłady kwarków, a więc i funkcje struktury, zależą od skali Q^2 , na której zachodzi oddziaływanie (jest tzw. łamanie skalowania lub ewolucja funkcji struktury). QCD przewiduje, że zależność ta jest logarytmiczna, a jej postać opisana jest przez tzw. równania Gribova-Lipatova-Altarelliego-Parisiego [12]. Dotychczasowe wyniki, dotyczące łamania skalowania funkcji struktury, zgodne są z przewidywaniami QCD [13]. Pomiaru te są jednak obciążone dużymi błędami, głównie ze względu na mały, dostępny doświadczalnie, obszar Q^2 . Pomiar różniczkowego przekroju czynnego (7) w akceleratorze HERA, dostarczy nam informacji o rozkładach pędowych kwarków w protonie i pozwoli na dokładne badanie ewolucji funkcji struktury w znacznie szerszym zakresie Q^2 . Tym samym będzie on bardzo dokładnym testem przewidywań teorii. Duża energia, dostępna w środku masy elektron-proton, pozwoli także na dokładny pomiar funkcji struktury dla bardzo małych wartości x , $x \geq 5 \cdot 10^{-5}$. Jest to obszar, w którym rachunki perturbacyjne QCD przewidują bardzo szybki wzrost gęstości rozkładu partonów. W obszarze tym mogą pojawić się zjawiska nieperturbacyjne, związane z oddziaływaniem partonów. Istnieje nadzieja, że w obszarze kinematycznym akceleratora HERA można będzie zweryfikować niektóre modele próbujące opisać rozkłady partonów dla małych x [14]. Odstępstwa ewolucji funkcji struktury od przewidywań QCD mogą być sygnałem "nowej fizyki", na przykład podstruktury kwarków, leptokwarków, lub też wkładu do oddziaływania nowych bozonów cechowania.

2.3 Pomiar zmiennych kinematycznych

Różniczkowy przekrój czynny mierzymy przez wyznaczanie liczby oddziaływań NC, bądź CC w kolejnych przedziałach x i Q^2 . W tym celu musimy wyznaczyć wartości tych zmiennych dla każdego obserwowanego przypadku. Formalnie, w przypadkach NC, można to zrobić biorąc dowolne dwie z czterech mierzonych wielkości: energii końcowej i kąta rozproszenia elektronu, oraz energii i kąta emisji jetu prądowego (rysunek 2). Ponieważ jednak wszystkie pomiary dokonywane w detektorze obarczone są pewnym błędem, który następnie propaguje się na błąd wyznaczenia x i Q^2 , metody te wcale nie są równoważne.

Najprościej wyznaczyć kinematykę rozpraszania głęboko nieelastycznego z pomiaru kąta rozproszenia i energii końcowej elektronu,

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (10)$$

$$Q^2 = 4 E'_e E_e \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (11)$$

$$x = \frac{E'_e E_e \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)}{E_p \left[E_e - E'_e \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]}, \quad (12)$$

gdzie E'_e - jest energią rozproszonego elektronu,

θ - jest kierunkiem jego toru w detektorze, liczonym od kierunku wiązki protonowej (!).

Metoda ta znajduje zastosowanie jedynie w przypadkach NC, zakres jej stosowalności ograniczają także w znacznej mierze parametry detektorów. Ze względu na akceptację kątową detektorów, pomiar elektronu możliwy jest tylko dla $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$. Dla niższych Q^2 kąt rozproszenia jest zbyt niski i elektron pozostaje niezauważony w rurze akceleratora. Kąt rozproszenia elektronu wpadającego do detektora może być bardzo dokładnie zmierzony przy użyciu detektorów śladowych. Dla przykładu, w detektorze ZEUS błąd pomiaru nie przekracza 1 mrad [10]. Jedynie w bezpośrednim sąsiedztwie rury wiązki, poza zakresem pomiarowym detektorów śladowych, kąt rozproszenia elektronu wyznaczany jest z mniejszą dokładnością z pomiaru położenia kaskady w kalorymtrze. Niepewność wyznaczenia zmiennych kinematycznych na podstawie pomiaru rozproszonego elektronu, pochodzi więc prawie wyłącznie z błędu pomiaru jego energii. W praktyce ogranicza to zakres stosowalności tej metody do $y > 0,1$ (ze względu na błąd pomiaru wynikający ze zdolności rozdzielczej kalorymetru) i $x < 0,6$ (ze względu na błąd absolutnej kalibracji) [15]. Obszar zmiennych kinematycznych dostępny doświadczalnie z pomiaru energii i kąta elektronu pokazany jest schematycznie na rysunku 3.

Wyznaczenie zmiennych kinematycznych z pomiaru jetu prądowego, choć bardziej skomplikowane, jest jednak jedyną metodą wyznaczenia zmiennych kinematycznych w oddziaływaniach CC. Końcowy stan hadronowy w wyidealizowanym przypadku składa się z dwóch jetów: prądowego, obserwowanego w detektorze oraz protonowego, kolinearnego z wiązką protonową i gubionego w rurze akceleratora. Jednakże, ze względu na oddziaływanie silne pomiędzy jetami (każdy z nich niesie niezbilansowany ładunek kolorowy), podział cząstek pomiędzy jety nie jest jednoznaczny. Dodatkowo, ze względu na rozmycie katowe jetów, w rurze akceleratora może być tracona część cząstek jetu prądowego, a cząstki z jetu protonowego mogą wejść do detektora. W ten sposób, pomiar energii jetu prądowego jako całkowitej energii hadronowej zmierzonej w detektorze, obarczony jest dużą niepewnością. Trudny do zdefiniowania i obarczony podobną niepewnością jest też kąt emisji jetu. Pewną pomocą mogłoby być tutaj zastosowanie algorytmu wynajdywania jetów hadronowych. Bezpośredni pomiar energii i kąta jetu hadronowego wymagałby jednak w każdym przypadku uwzględnienia poprawek związanych z akceptacją detektora. Wartości tych poprawek silnie zależą od przyjętego modelu fragmentacji jetów.

Metoda, w znacznym stopniu wolna od tych niepewności, została zaproponowana przez A.Blondela i F.Jacqueta [16]. Omówione niepewności pomiaru energii i kąta wiążą się z cząstkami poruszającymi się bardzo blisko osi wiązki. Tym samym dają one bardzo niewielki wkład do

całkowitego pędu poprzecznego i energii poprzecznej przypadku,

$$\vec{p}_t = \sum_h \vec{p}_\perp^h, \quad (13)$$

$$E_t = \sum_h (E^h - p_\parallel^h), \quad (14)$$

gdzie $\sum_h$ - jest sumą po obserwowanych cząstkach stanu hadronowego (wszystkich cząstkach, z wyłączeniem rozproszonego leptonu),

E^h i $\vec{p}^h$ - są energiami i pędami poszczególnych cząstek,

$\vec{p}_\perp$ i $\vec{p}_\parallel$ - oznaczają składową pędu cząstki prostopadłą i równoległą do osi wiązki.

Na podstawie tych dwu dobrze mierzonych wielkości można wyznaczyć zmienne kinematyczne przypadku

$$y = \frac{E_t}{2 E_e}, \quad (15)$$

$$Q^2 = \frac{p_t^2}{1 - y}, \quad (16)$$

$$x = \frac{Q^2}{4 E_p E_e y}. \quad (17)$$

Aby możliwe było dokładne wyznaczenie zmiennych kinematycznych, kierunek emisji jetu prądowego nie może być jednak zbyt bliski osi wiązki. Wtedy bowiem tracona jest niezaniebnywalna część energii i pędu poprzecznego. W przypadku detektora ZEUS ogranicza to zakres stosowalności tej metody do $y > 0,05$. Wymagania związane z układem wyzwalania detektora, wpływ cząstek przynależących do jetu protonowego, a także błąd związany z pomiarem energii, prowadzą do wymagania, aby pęd poprzeczny układu hadronowego był nie mniejszy niż 10 GeV. Zawęża to obszar stosowalności metody Jacqueta-Blondela do $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ i $x > 0,004$ [15]. Błąd pomiaru energii hadronowej, wynikający ze zdolności rozdzielczej kalorymetru hadronowego i niepewności jego absolutnej kalibracji, uniemożliwia dodatkowo dokładny pomiar zmiennych kinematycznych dla $x > 0,5$. Obszar zmiennych kinematycznych, dostępny w metodzie Jacqueta-Blondela, pokazany jest schematycznie na rysunku 3.

Głównym ograniczeniem dla wyznaczania zmiennych kinematycznych zarówno z pomiaru elektronu jak i w metodzie Jacqueta-Blondela jest błąd, związany z pomiarem energii. Wolny w znacznym stopniu od niepewności związanych ze zdolnością rozdzielczą i kalibracją kalorymetru jest natomiast w metodzie Jacqueta-Blondela kąt emisji jetu prądowego. Zależność tego kąta od zmiennych kinematycznych sprowadza się do prostej zależności od energii i pędu poprzecznego

$$\cos(\gamma) = \frac{p_t^2 - E_t^2}{p_t^2 + E_t^2}. \quad (18)$$

Zmienne kinematyczne rozpraszania głęboko nieelastycznego można wyrazić w funkcji kątów rozproszenia elektronu θ i emisji jetu γ (oba kąty mierzone od kierunku wiązki protonowej)

$$y = \frac{\sin\gamma (1 + \cos\theta)}{\sin\gamma + \sin\theta + \sin(\gamma + \theta)}, \quad (19)$$

$$Q^2 = 4 E_e^2 \frac{\sin\gamma (1 + \cos\theta)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\gamma + \theta)}, \quad (20)$$

$$x = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin\gamma + \sin\theta + \sin(\gamma + \theta)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\gamma + \theta)}. \quad (21)$$

Zakres stosowalności tej metody, zwanej metodą "dwóch kątów", zbliżony jest do metody Jacqueta-Blondela, jak pokazano na rysunku 3. Ograniczony on jest wymaganiem, żeby całkowity pęd poprzeczny przypadku był nie mniejszy niż 10 GeV (ze względu na wpływ cząstek przynależących do jetu protonowego) oraz cięciem na kierunek emisji jetu. Metoda ta pozwala natomiast dokładnie wyznaczać zmienne kinematyczne w obszarze dużych x , gdzie pozostałe metody

obarczone są dużą niepewnością, związaną z błędem absolutnej kalibracji kalorymetrów. Zakresy stosowalności trzech przedstawionych metod pomiaru zmiennych kinematycznych porównane są w tabeli 1.

2.4 Poprawki do modelu partonowego

Proces przedstawiony na rysunku 2, opisywany w ramach QPM, daje dominujący wkład do przekroju czynnego na rozpraszanie elektron-proton. Niezaniedbywalny wkład dają jednak także procesy wyższego rzędu, zarówno silne jak i elektromagnetyczne. Uwzględnienie ich wkładu do przekroju czynnego jest niezbędne do prawidłowego wyznaczenia rozkładów kwarków w protonie.

Rozważając rozpraszanie głęboko nieelastyczne, w pierwszym rzędzie rachunku perturbacyjnego QCD uwzględnić należy dodatkowo trzy możliwe procesy. Kwark, z którym oddziałuje elektron, może zarówno przed jak i po zderzeniu wyemitować gluon, możliwe jest też oddziaływanie elektronu ze znajdującymi się w protonie gluonami przez proces tzw. fuzji fotonowo-gluonowej. Wszystkie trzy procesy prowadzą do powstania w stanie końcowym dwu jetów hadronowych (nie licząc traconego w rurze wiązki jetu protonowego), odpowiadających rozproszonym partonom. Przewiduje się, że dwu-jetową strukturę będzie można zaobserwować w około 20% przypadków badanych w akceleratorze HERA [17]. Poprawki wyższych rzędów mają już znacznie niższy wkład do przekroju czynnego. Struktura trój-jetowa, odpowiadająca procesom drugiego rzędu w silnej stałej sprzężenia, spodziewana jest w mniej niż 1% przypadków.

Udział procesów silnych wpływa też na interpretację mierzonej funkcji struktury nukleonu. Zmienne kinematyczne mierzone opisanymi metodami odnoszą się z definicji do kwarku bezpośrednio oddziałującego z elektronem. W rezultacie wcześniejszego oddziaływania silnego może on nieść znacząco mniejszy ułamek pędu, niż początkowo wyodrębniony z protonu parton. Podobnie skala energetyczna, przy której badamy strukturę protonu, nie odpowiada wtedy wirtualności Q^2 wymienianego bozonu cechowania. Wpływ tych poprawek należy wziąć pod uwagę, interpretując mierzoną funkcję struktury nukleonu poprzez rozkłady pędowe partonów.

Mimo dużo niższej wartości stałej sprzężenia, znaczący wkład do przekroju czynnego mają też wyższego rzędu poprawki elektromagnetyczne, zwłaszcza promieniowanie hamowania elektronu. Wiąże się to przede wszystkim, z dużą wartością skalującego poprawki czynnika $\ln(Q^2/m_e)$, gdzie m_e jest masą elektronu. Promieniowanie hamowania elektronu wiązki prowadzi także do zmniejszenia skali oddziaływania Q^2 (dla ustalonego stanu końcowego elektronu, obserwowanego w detektorze), co daje znaczący wzrost przekroju czynnego dla tych przypadków (przekrój czynny zmienia się jak Q^{-4}). Poprawki związane z wyższego rzędu oddziaływaniami elektromagnetycznymi, tzw. poprawki radiacyjne, można uwzględnić przez wprowadzenie tzw. czynnika K , który wiąże przekroje czynne, obliczone no podstawie QPM i z uwzględnieniem poprawek radiacyjnych [18]:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right|_{\text{QED}} = K_{\text{QED}}(x, Q^2) \cdot \left. \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right|_{\text{QPM}}. \quad (22)$$

Zależność czynnika K_{QED} od zmiennych kinematycznych przedstawiona jest dla oddziaływań NC na rysunku 4 [18]. Jak widać, procesy radiacyjne mogą dawać dominujący wkład do przekroju czynnego w obszarze małych x i dużych y . Nie wyklucza to jednak pomiaru funkcji struktury protonu w tym obszarze, gdyż K_{QED} jest bardzo dokładnie wyznaczany w ramach elektrodynamiki kwantowej. Możliwe jest też podejście alternatywne, w którym procesy radiacyjne są wyodrębniane na etapie rekonstrukcji kinematyki przypadków. Dla oddziaływań NC, gdy w stanie końcowym mierzymy zarówno rozproszony elektron jak i jet prądowy, możliwe jest wyznaczenie pełnej kinematyki elementarnego procesu rozpraszania, łącznie z traktowaną jako niezależna zmienna energią początkową oddziałującego elektronu [19]. Jeśli energia ta jest istotnie mniejsza od energii wiązki, świadczy to o emisji twardego fotonu przez oddziałujący elektron. Odrzucenie takich przypadków w istotny sposób redukuje poprawki radiacyjne do przekroju czynnego [18].

2.5 Rola kalorymetrii

W każdej metodzie pomiaru zmiennych kinematycznych konieczny jest pomiar energii elektronu lub układu hadronowego. Jedynie kąt rozproszenia elektronu może być wyznaczony na podstawie toru rejestrowanego w detektorach śladowych, znajdujących się w centralnej części detektora. Pomiar rozkładu energii w kalorymetrze jest jednak potrzebny dla właściwej identyfikacji elektronu. Pomiar kąta rozproszenia jetu musi już uwzględniać pędy cząstek, którymi należy ważyć mierzony kierunek ich produkcji. Nie jest on więc możliwy bez udziału kalorymetru, także ze względu na obecność cząstek neutralnych, nie rejestrowanych przez detektory śladowe. Zdolność rozdzielcza kalorymetru oraz dokładność, z jaką mierzy on pozycję wpadającej cząstki, mają więc istotny wpływ na dokładność, z jaką mierzymy zmienne kinematyczne.

W analizie przypadków DIS bardzo ważny okazuje się także pomiar całkowitego pędu poprzecznego. W przypadku oddziaływań NC pędy poprzeczne rozproszonego elektronu i jetu prądowego powinny całkowicie się równoważyć, dając całkowity obserwowany pęd poprzeczny równy zeru (w granicach błędów pomiaru). Pomiar dużego brakującego pędu poprzecznego świadczy o ucieczce z detektora nie rejestrowanej cząstki, na przykład neutrina. Będzie to jednym z kryteriów oddzielania rejestrowanych przypadków CC i NC [20], a także selekcji przypadków, w których licznie produkowane ciężkie kwarki rozpadają się semileptonowo [21]. Niezbilansowanie pędu poprzecznego w przypadkach NC jest też częstym sygnałem w procesach, wykraczających poza obecnie uznaną teorię oddziaływań kwarków i leptonów.

Przykładem "nowej fizyki", w której bardzo ważną rolę odgrywa dokładny pomiar energii jest poszukiwanie cząstek supersymetrycznych. Przypadki, w których produkowane są te cząstki obserwujemy jako przypadki NC (poprawnie zidentyfikowany rozproszony elektron), z dużym niezbilansowaniem pędu poprzecznego (ze względu na cząstkę supersymetryczną uciekającą z detektora bez oddziaływania)[22]. Silnym tłem dla tych przypadków są standardowe przypadki NC ze źle zmierzoną energią. Dla jego zmniejszenia istotna jest nie tylko jak najlepsza zdolność rozdzielcza, ale i całkowita hermetyczność kalorymetru. Ewentualne wypływy energii lub jej straty w obszarach martwych, powodują pojawienie się niegaussowskich ogonów w rozkładach mierzonej energii, które mogą całkowicie przesłonić poszukiwany sygnał egzotycznych przypadków. Dokładny pomiar całkowitego pędu poprzecznego wymaga także dobrego pomiaru pozycji cząstek, wchodzących do kalorymetru (tym samym - kierunku ich ruchu od punktu oddziaływania) oraz bardzo dokładnej kalibracji względnej poszczególnych modułów kalorymetru. Poszukiwanie "nowej fizyki" w przypadkach NC z dużym brakującym pędem poprzecznym wymaga też bardzo wysokiej efektywności identyfikacji elektronu na podstawie jego sygnału w kalorymetrze, aby można było odrzucić tło przypadków z wymianą prądów naładowanych.

Kalorymetr detektora ZEUS projektowany był z myślą uzyskania najlepszej możliwej zdolności rozdzielczej w pomiarze energii układu hadronowego. Mogłoby się jednak wydawać, że gorsza zdolność rozdzielcza prowadzi jedynie do zwiększenia liczby przypadków, potrzebnej do uzyskania wyniku o zadanej dokładności. Miałoby to wpływ na poszukiwania "nowej fizyki", gdzie spodziewana liczba przypadków jest bardzo mała, nie powinno natomiast zakłócać pomiaru funkcji struktury protonu. Dokładność pomiaru energii wpływa jednak znacząco na obszar kinematyczny dostępny pomiarom. Błąd pomiaru prowadzi do rozmycia mierzonych wartości zmiennych kinematycznych, co powoduje przepływanie przypadków pomiędzy różnymi obszarami x i Q^2 . Silna zależność przekroju czynnego od zmiennych kinematycznych, powoduje, że "ucieczka" przypadków z danego obszaru, zazwyczaj nie jest kompensowana przez napływ przypadków z innych obszarów (jakby to miało miejsce dla przekroju czynnego niezależnego od x i Q^2). Przekrój czynny mierzony na podstawie rozkładu liczby przypadków w rozmytych zmiennych, może znacząco różnić się od rzeczywistego rozkładu. Z tego powodu, na podstawie symulacji procesów rozpraszania głęboko nieelastycznego i działania detektora wprowadzamy tzw. poprawki na akceptację. Ponieważ akceptacja wyznaczana jest z symulacji, która z konieczności idealizuje wiele aspektów doświadczalnych, uzyskana poprawka obarczona jest niepewnością tym większą, im większa jest sama poprawka. Zazwyczaj przyjmuje się więc, że stosowana poprawka nie powinna przekraczać 10%, czemu odpowiadają przedstawione na rysunku 3 dostępne obszary pomiaru funkcji struktury.

Rozdział 3

Projekt układu kalorymetrycznego detektora ZEUS

3.1 Pomiar energii w kalorymetrach

Kalorymetrem, w fizyce wysokich energii, nazywamy detektor służący do pomiaru energii cząstek przez jej całkowitą absorpcję. Wpadająca cząstka oddziałuje z materiałem kalorymetru wytracając swoją energię. Produkowana jest pewna liczba cząstek wtórnych, które unoszą energię cząstki początkowej. W kolejnych oddziaływaniach energia ta jest dzielona pomiędzy coraz to większą liczbę cząstek wtórnych, które tworzą tzw. kaskadę. Proces zamiera, gdy energia niesiona przez pojedynczą cząstkę wtórną staje się zbyt mała dla kontynuacji powielania. Podstawą kalorymetrii jest możliwość zamiany przynajmniej części energii traconej przez cząstki kaskady na mierzalny sygnał optyczny, bądź impuls elektryczny. W tym celu wykorzystuje się zazwyczaj jonizację ośrodka przez cząstki kaskady. Materiały, w których możemy mierzyć jonizację wywołaną przez przechodzące cząstki nazywamy materiałami aktywnymi.

Kaskady dzielimy, ze względu na inicjujące je cząstki i wynikające stąd własności kaskady, na elektromagnetyczne (pomiar energii $e^\pm$, γ lub π^0) i hadronowe. W kaskadzie elektromagnetycznej procesami dominującymi jej rozwój są promieniowanie hamowania

$$e \longrightarrow e + \gamma \quad (23)$$

oraz kreacja par

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- . \quad (24)$$

Oba te procesy muszą zachodzić w sąsiedztwie ciężkich jąder, ale ze względu na dysproporcję masy nie ma to wpływu na bilans energii. Energia początkowa dzielona jest pomiędzy coraz to większą liczbę elektronów, pozytonów oraz kwantów γ . Całkowita energia kaskady maleje jedynie na skutek jonizacji ośrodka. Rozwój kaskady zamiera, gdy energia wtórnych elektronów spadnie poniżej tzw. energii krytycznej ϵ [23]. Jest to właściwa dla ośrodka wartość energii, przy której zrównują się straty energii elektronu na jonizację i promieniowanie hamowania. Dla energii znacznie wyższych od energii krytycznej jonizacja ma zaniedbywalny wpływ na rozwój kaskady. Natomiast poniżej tej energii straty energii na jonizację bardzo szybko rosną i elektrony są wyhamowywane w ośrodku. Niskoenergetyczne kwanty γ tracą swoją energię, głównie przez zjawisko fotoelektryczne i rozpraszanie Comptona, co także prowadzi do jonizacji ośrodka. Praktycznie więc, cała energia początkowa kaskady elektromagnetycznej zamieniona zostaje na jonizację. Jeśli rozwój kaskady w całości zachodzi w jednorodnym ośrodku aktywnym, np. scyntylatorze, to możemy w ten sposób uzyskiwać bardzo dokładny pomiar jej energii.

Możliwa do uzyskania dokładność pomiaru energii ograniczona jest jednak fluktuacjami w rozwoju kaskady. Rzeczywiste detektory pozwalają mierzyć cząstki jedynie powyżej pewnej energii progowej. Dlatego też, część energii traconej w ośrodku przez bardzo wolne cząstki jest gubiona, co ze względu na fluktuację wprowadza błąd do pomiaru energii. Dla przykładu, teoretyczne ograniczenie na zdolność rozdzielczą, wynikające z fluktuacji rozwoju kaskady, obliczone dla kalorymetru ze szkła ołowiowego wynosi [24]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,7\%}{\sqrt{E}} . \quad (25)$$

Ograniczenia zdolności rozdzielczej wynikają jednak również ze skończonych rozmiarów kalorymetru, na skutek wpływów kaskady z ośrodka aktywnego. W przypadku scyntylatorów istotny wpływ na pomiar energii mają też fluktuacje, związane z wydajnością pomiaru sygnału świetlnego (statystyka mierzonych fotonów). Jest to głównym ograniczeniem dokładności pomiaru energii we wspomnianych kalorymetrach elektromagnetycznych ze szkła ołowiowego. W praktyce uzyskuje się w nich zdolności rozdzielcze rzędu [25]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4 - 5\%}{\sqrt{E}} . \quad (26)$$

Skalowanie zdolności rozdzielczej z $\sqrt{E}$ jest prostą konsekwencją faktu, że główny do niej przyczynek dają fluktuacje Poissona rejestrowanej liczby scyntylacji.

Rozwój kaskady elektromagnetycznej w różnych materiałach skaluje się jeśli jej długość wyrazimy w drogach radiacyjnych. Długość drogi radiacyjnej, w zależności od materiału, wyraża się w przybliżeniu wzorem

$$1 X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = 180 \frac{A}{Z^2} . \quad (27)$$

Rozmiary przestrzenne kaskady są wielokrotnie mniejsze w ciężkim materiale, o dużej liczbie masowej Z (np. ołowiu), niż w lekkim materiale (np. scyntylatorze organicznym). Istotne zmniejszenie rozmiarów, a więc i kosztów budowy kalorymetru, można przez to uzyskać w tzw. kalorymetrach próbkujących. Warstwy gęstego absorbera, w którym głównie odbywa się rozwój kaskady, przekładane są cienkimi warstwami odczytowymi z lekkiego materiału aktywnego. W ten sposób możemy mierzyć liczbę torów cząstek naładowanych w kolejnych płaszczyznach. Całkowita długość torów cząstek naładowanych w kaskadzie elektromagnetycznej jest proporcjonalna do energii cząstki początkowej E

$$T [X_0] = \frac{E}{\epsilon} , \quad (28)$$

gdzie ϵ jest wprowadzoną wcześniej energią krytyczną elektronu. Jeśli próbkowanie kaskady jest dostatecznie gęste, to suma liczby torów we wszystkich płaszczyznach jest proporcjonalna do całkowitej długości torów w detektorze. Niestety, próbkowanie wprowadza dodatkowe fluktuacje wpływające na zdolność rozdzielczą kalorymetru. W pierwszym rzędzie są to fluktuacje statystyczne mierzonej liczby torów, wynikające z fluktuacji rozwoju kaskady. Poza tym, w kalorymetrach próbkujących otrzymywane sygnały są wielokrotnie niższe, niż w kalorymetrach jednorodnych, co prowadzi do zwiększenia wpływu fluktuacji związanych z metodą pomiaru (jak na przykład wspomnianych fluktuacji rejestrowanej liczby fotonów w przypadku scyntylatora). W detektorach o bardzo cienkich warstwach ośrodka aktywnego, zwłaszcza w detektorach z odczytem gazowym, bardzo istotne są też fluktuacje samych strat na jonizację, które podlegają rozkładowi Landaua [23]. W wyniku wielokrotnego rozpraszania cząstki mogą też przecinać warstwę aktywną pod bardzo różnymi kątami, czasami przebywając w niej dystans dużo większy od grubości samej warstwy. Tym samym jonizacja, a więc i sygnał pochodzący od takiej cząstki są znacznie zawyżone. Może to wprowadzać istotny błąd do pomiaru energii w kalorymetrze [26]. Uzyskiwane w próbkujących kalorymetrach elektromagnetycznych zdolności rozdzielcze zależą bardzo od użytych materiałów, geometrii oraz rodzaju odczytu. Przykładowe zestawienie dla różnej konstrukcji kalorymetrów przedstawiono w tabeli 2.

Pomiar energii hadronów w kalorymetrze jest dużo bardziej skomplikowany. Kaskada hadronowa powstaje w wyniku kolejnych, nieelastycznych rozprożeń cząstek kaskady na jądrach absorbera. W wyniku kolejnych oddziaływań hadron–nukleon powstaje lawina cząstek wtórnych, głównie nukleonów i pionów. Znaczna część początkowej energii kaskady, unoszona przez licznie produkowane π^0 , deponowana jest w formie mini-kaskad elektromagnetycznych. Poza tym naładowane hadrony pomiędzy kolejnymi nieelastycznymi zderzeniami tracą energię na jonizację ośrodka. W ten sposób jednak detekcji podlega jedynie ok. 60-70% energii kaskady hadronowej [37]. Pozostała jej część tracona jest na energie wzbudzenia, rozszczepienia oraz odrzutu jąder, z którymi oddziałują cząstki kaskady, włączając w to produkcję niskoenergetycznych neutronów. Niewielka część energii może też być unoszona przez produkowane w rozpadach cząstek wtórnych neutrina i miony.

Fluktuacje w rozwoju kaskady hadronowej są dużo większe, niż w przypadku kaskady elektromagnetycznej. Związane jest to, między innymi, z fluktuacjami krotności cząstek wtórnych, powstających w nieelastycznych oddziaływaniach powielających kaskadę (w kaskadzie elektromagnetycznej mamy do czynienia wyłącznie z procesami typu $1 \rightarrow 2$) oraz ich różnorodnością. Duże fluktuacje rozwoju kaskady hadronowej, a tym samym fluktuacje energii gubionej w procesach jądrowych, prowadzą do dużej niepewności pomiaru energii w kalorymetrze. Daje to niezależny

od geometrii kalorymetru wkład do zdolności rozdzielczej [27]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{45\%}{\sqrt{E}}. \quad (29)$$

Wpływ fluktuacji rozwoju kaskady na zdolność rozdzielczą jest silnie powiązany z różnicą odpowiedzi kalorymetru na elektromagnetyczną i hadronową część kaskady. Jeśli, ze względu na straty energii w procesach jądrowych, odpowiedź na część hadronową kaskady jest wyraźnie niższa, kaskada hadronowa o tej samej energii początkowej może dać bardzo różny sygnał, w zależności od udziału części elektromagnetycznej w rozwoju kaskady. Różnice w odpowiedzi kalorymetru na część hadronową i elektromagnetyczną kaskady nazywamy nieskompensowaniem. W kalorymetrze takim średnia odpowiedź na kaskadę hadronową jest na ogół niższa od odpowiedzi na kaskadę elektromagnetyczną o tej samej energii, co symbolicznie zapisujemy jako

$$\frac{e}{h} > 1.$$

Stosunek odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony jest bezpośrednią miarą różnicy w odpowiedzi na elektromagnetyczną i czysto hadronową część kaskady hadronowej.

Jeżeli stosunek odpowiedzi na kaskady elektromagnetyczne i hadronowe w kalorymetrze wynosi

$$\frac{e}{h} = 1,$$

to mamy do czynienia z tzw. kalorymetrem kompensującym. W kalorymetrze takim fluktuacje rozwoju kaskady hadronowej mają dużo mniejszy wpływ na zdolność rozdzielczą, gdyż odpowiedź nie zależy od fluktuacji udziału składowej elektromagnetycznej w kaskadzie. Ograniczenie dokładności pomiaru energii, wynikające z fluktuacji rozwoju kaskady, zostaje zmniejszone do [27]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{20\%}{\sqrt{E}}. \quad (30)$$

Pragnąc uzyskać możliwie jak najlepszy pomiar energii jetów hadronowych w detektorze ZEUS, zdecydowano o budowie kalorymetru kompensującego. W przypadku pomiaru jetów jest to istotne nie tylko ze względu na zdolność rozdzielczą. W ramach jetów hadronowych, składających się głównie z nukleonów i pionów, do kalorymetru wpadać też mogą elektrony i wysokoenergetyczne kwanty γ (głównie z rozpadu π^0). Brak kompensacji powodowałby, w tym przypadku, dodatkowy błąd w pomiarze całkowitej energii, związany z fluktuacjami składu jetu. Mogło by to też prowadzić do systematycznego błędu w pomiarze energii dla jetów o nietypowym składzie, pochodzących z egzotycznych procesów fizycznych.

3.2 Kompensacja w kalorymetrach hadronowych

Kompensacja, czyli zrównanie odpowiedzi kalorymetru dla różnych części kaskady hadronowej, wymaga znacznego stłumienia sygnału elektromagnetycznego w kaskadzie lub odzyskania części energii hadronowej, traconej w procesach jądrowych. Oba te mechanizmy można wykorzystać do uzyskania kompensacji przy odpowiednim doborze materiału absorbera i ośrodka aktywnego. Zrównanie odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony następuje jednak jedynie przy odpowiednim doborze grubości warstw tych materiałów [39]. Wybór uranu i scyntylatora dla uzyskania kompensacji w kalorymetrze detektora ZEUS wymagał wnikliwej analizy teoretycznej procesów, zachodzących w kalorymetrze hadronowym, popartej symulacjami komputerowymi [39, 38] oraz szeregiem testów kalorymetrów prototypowych [10, 40].

Aby lepiej opisać mechanizm kompensacji, wprowadza się dla każdego składnika kaskady (każdej formy strat energii) tzw. współczynnik próbkowania

$$r_i = \frac{E_v^i}{E_v^i + E_a^i}, \quad (31)$$

gdzie i - oznacza składnik kaskady,
 E_v - energię mierzoną w ośrodku aktywnym,
 E_a - energię traconą w absorberze lub nie rejestrowaną w ośrodku aktywnym.

W przypadku kalorymetru hermetycznego

$$\sum_i E_v^i + E_a^i = E_0, \quad (32)$$

gdzie E_0 jest początkową energią kaskady. Współczynniki próbkowania zależą przede wszystkim od stosunku grubości warstwy aktywnej i pasywnej detektora. Aby pominąć w rozważaniach tę podstawową, czysto geometryczną zależność, często używa się współczynników znormalizowanych do współczynnika próbkowania dla cząstki minimalnej jonizacji

$$R_i = \frac{r_i}{r_{mip}}. \quad (33)$$

Stosując współczynniki próbkowania, możemy wyrazić współczynnik $\frac{e}{h}$ dla kalorymetru

$$\frac{e}{h} = \frac{R_{EM}}{f_{EM}R_{EM} + (1 - f_{EM})R_{Had}}, \quad (34)$$

gdzie R_{EM} - jest współczynnikiem próbkowania składowej elektromagnetycznej,
 R_{Had} - jest współczynnikiem próbkowania składowej czysto hadronowej,
 f_{EM} - jest średnim ułamkiem energii niesionym przez część elektromagnetyczną kaskady.

Wynika z tego, że warunkiem uzyskania kompensacji jest równość współczynników próbkowania dla kaskad elektromagnetycznych i procesów hadronowych

$$R_{EM} = R_{Had}. \quad (35)$$

Jak zostało już powiedziane w poprzednim rozdziale, energia kaskady elektromagnetycznej deponowana jest w ośrodku przez jonizację elektronów kaskady oraz w wyniku oddziaływania niskoenergetycznych kwantów γ . Możemy więc zapisać

$$R_{EM} = (1 - f_\gamma)R_e + f_\gamma R_\gamma, \quad (36)$$

gdzie R_e - jest współczynnikiem próbkowania dla elektronów,
 R_γ - jest współczynnikiem próbkowania dla niskoenergetycznych kwantów gamma,
 f_γ - jest średnim ułamkiem energii deponowanym przez niskoenergetyczne kwanty γ , poprzez rozpraszanie Comptona i efekt fotoelektryczny.

Współczynnik próbkowania dla strat jonizacyjnych elektronów jest w przybliżeniu równy jedności

$$R_e \sim 1. \quad (37)$$

Również dla niskoenergetycznych kwantów γ współczynnik próbkowania jest bliski jedności, jeśli kalorymetr składa się z warstw absorbera i ośrodka aktywnego o podobnych liczbach atomowych. Jeżeli jednak absorberem jest ośrodek o dużej liczbie masowej Z , na przykład uran lub ołów, a materiałem aktywnym ośrodek o małej liczbie masowej, na przykład scyntylator organiczny, to mamy do czynienia z efektem "przesunięcia" energii deponowanej przez kwanty γ w kierunku absorbera. Efekt ten powoduje tłumienie odpowiedzi kalorymetru na kwanty γ , a więc i całą kaskadę elektromagnetyczną. W scyntylatorze organicznym (złożonym głównie z lekkich pierwiastków: wodoru, węgla i tlenu) niskoenergetyczne kwanty γ mają średnią drogę swobodną rzędu kilku centymetrów, a więc bez trudu przelatują przez pojedyncze warstwy grubości kilku milimetrów. Są jednak praktycznie w całości absorbowane przez cienkie warstwy ciężkiego absorbera, ze względu na wielokrotnie wyższy przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne

$$\sigma_{f-e} \sim Z^{4-5}. \quad (38)$$

Wprowadzenie pomiędzy warstwy absorbera i scyntylatora cienkiej folii z lekkiego metalu (na przykład miedzi) wzmacnia dodatkowo ten efekt, izolując warstwę aktywną od powstających w wyniku zjawiska fotoelektrycznego niskoenergetycznych elektronów. Dla kwantów γ , o energiach niższych od progu na kreację par, praktycznie cała energia deponowana jest w absorberze, czyli [39]

$$R_\gamma \sim 0. \quad (39)$$

Tym samym, współczynnik próbkowania dla kaskady elektromagnetycznej R_{EM} zależy głównie od ułamka energii unoszonego przez niskoenergetyczne kwanty γ - f_γ . Dla kalorymetru uranowego z odczytem za pomocą scyntylatora organicznego uzyskujemy [38]:

$$R_{EM} \sim 0,6, \quad (40)$$

co odpowiada

$$f_\gamma \sim 0,4. \quad (41)$$

Drugim czynnikiem, który może prowadzić do uzyskania kompensacji jest możliwość "odzyskania" części energii traconej w procesach jądrowych. Współczynnik próbkowania czysto hadronowej części kaskady można przedstawić schematycznie jako

$$R_{Had} = f_{ion}R_{ion} + (1 - f_{ion})R_{nucl}, \quad (42)$$

gdzie R_{ion} - jest współczynnikiem próbkowania dla strat jonizacyjnych,
 R_{nucl} - jest współczynnikiem próbkowania dla procesów jądrowych,
 f_{ion} - jest częścią energii, jaką czysto hadronowa część kaskady deponuje przez jonizację.

Dla strat jonizacyjnych mamy, jak w przypadku elektronów

$$R_{ion} \sim 1. \quad (43)$$

W kalorymetrach niekompensujących zazwyczaj nie rejestrujemy energii traconej w procesach jądrowych, czyli

$$R_{nucl} \sim 0. \quad (44)$$

Procesom jądrowym towarzyszy jednak powstanie pewnej liczby wtórnych neutronów i kwantów γ . Najliczniej produkowane są one w kalorymetrach zbudowanych z uranu. Wiąże się to przede wszystkim z łatwością, z jaką wzbudzone jądro uranu ulega rozszczepieniu. Rozszczepienia mogą być też indukowane przez wychwyt wolnych neutronów, prowadząc do ich pomnażania. Szacuje się, że na energię 1 GeV, zdeponowaną przez kaskadę hadronową w uranie, przypada średnio około 40 procesów rozszczepienia, w których wyzwala się z kolei ok. 10 GeV energii jądrowej. Dla uzyskania kompensacji wystarczy zarejestrować jedynie niewielką część tej energii. Oprócz pomiaru energii niesionej przez emitowane w procesach jądrowych kwanty γ , możliwy jest także pomiar energii unoszonej przez neutrony. W absorberze powolne neutrony mogą rozpraszać się elastycznie na jądrach, nie tracąc praktycznie przy tym energii, ze względu na dużą dysproporcję masy. Część z nich może przedostać się do ośrodka aktywnego. Jeśli jako ośrodka aktywnego użyjemy scyntylatora organicznego, zawierającego duże ilości wodoru, a więc kwazi-swobodnych protonów, neutron może rozproszyć się, oddając znaczną część lub całość swojej energii kinetycznej. W ten sposób jego energia zostaje zamieniona na jonizację ośrodka przez rozproszony proton. Pozwala to na pomiar jedynie niewielkiego ułamka energii wyzwalonej w procesach jądrowych, gdyż większość jej nie wydostaje się z absorbera. Ułamek ten może być jednak kontrolowany względną grubością warstw uranu i scyntylatora, co w połączeniu ze zjawiskiem tłumienia sygnału składowej elektromagnetycznej kaskady pozwala na uzyskanie kompensacji.

Zasadnicze znaczenie w uzyskaniu kompensacji ma zastosowanie materiału aktywnego, zawierającego dużą ilość wodoru. Wybór, w przypadku detektora ZEUS, scyntylatora organicznego

podyktowany był głównie względami konstrukcyjnymi. Możliwe jest też uzyskanie kompensacji w kalorymetrach uranowych z odczytem gazowym [41] oraz komorami jonizacyjnymi wypełnionymi ciekłymi związkami organicznymi, na przykład TMP (tetra-metylo-pentan) [42]. Gdy ośrodek aktywny nie zawiera wodoru, to, jak wskazują rozważania teoretyczne, dokładna kompensacja jest trudna do osiągnięcia, ze względu na zbyt mały współczynnik próbkowania dla pochodzących z procesów jądrowych kwantów γ [39], możliwe jest jednak uzyskanie stosunku $\frac{e}{h}$ bardzo bliskiego 1 [43].

Opisane procesy, prowadzące do uzyskania kompensacji w kalorymetrach hadronowych, dają wkład zależący istotnie od parametrów geometrycznych detektora. Dla cienkich warstw absorbera i ośrodka aktywnego, rzędu paru milimetrów, mierzona wartość współczynnika $\frac{e}{h}$ zależy przede wszystkim od stosunku ich grubości. Dokładna kompensacja uzyskana być może jedynie dla określonej wartości tego stosunku. Zrównanie odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony możliwe jest nie tylko dla kalorymetru wykonanego z uranu lub ołowiu, ale nawet dla znacznie lżejszych materiałów pasywnych, jak na przykład żelaza [39]. Wraz ze spadkiem liczby atomowej Z materiału absorbera rośnie jednak szybko, wymagany do kompensacji, stosunek grubości warstwy absorbera do ośrodka aktywnego. Tym samym, rośnie wkład do zdolności rozdzielczej fluktuacji związanych z próbkowaniem kaskady. W przypadku kompensującego kalorymetru ołowiowego, zbudowanego w ramach przygotowań do eksperymentu ZEUS, uzyskana została zdolność rozdzielcza około $\frac{44\%}{\sqrt{E}}$ [44]. Zdecydowało to o wyborze uranu jako absorbera dla kalorymetru detektora ZEUS, gdyż zapewniał on znacząco lepszą zdolność rozdzielczą.

Do zrozumienia mechanizmu kompensacji w kalorymetrze uran-scyntylator bardzo przyczyniły się liczne programy symulujące rozwój kaskady hadronowej [38]. Zawierają one jednak zbyt dużo założeń modelowych, aby dawać precyzyjne przewidywania co do wyboru optymalnej geometrii. O przyjętej ostatecznie konstrukcji układu kalorymetrycznego detektora ZEUS, zadecydowały eksperymentalne testy kalorymetrów prototypowych. W ramach przygotowań do budowy detektora przeprowadzono szereg pomiarów na wiązkach testowych w ośrodku CERN [10]. Dla różnych wartości R_d - stosunku grubości kolejnych warstw uranu i scyntylatora, wyznaczano stosunek odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony $\frac{e}{h}$. Po raz pierwszy kompensację uzyskano dla $R_d=1,07$ w testach oznaczonych jako T60B [45], mianowicie dla płyt uranowych o grubości 3,2 mm i warstw scyntylatora o grubości 3,0 mm. Uzyskana zdolność rozdzielcza w pomiarze energii hadronowej wyniosła $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$. Na podkreślenie zasługuje fakt, że przy wyższych wartościach R_d odpowiedź kalorymetru na hadrony staje się wyższa, niż dla elektronów o takiej samej energii. Jest to zjawisko tzw. nadkompensacji kalorymetru, które obserwowane było na przykład w testach WA78. Podstawowe dane testowych kalorymetrów uranowych podsumowane zostały w tabeli 3 [10, 40].

3.3 Podłużna struktura kalorymetru

Aby zapewnić dobry pomiar energii w kalorymetrze hadronowym, o wysokiej zdolności rozdzielczej, musi on być także dostatecznie głęboki, aby kaskada zawarła się w nim całkowicie. Projekt układu kalorymetrycznego detektora ZEUS opracowany został na podstawie poświęconych temu zagadnieniu testów kalorymetru WA78 [7]. Schematycznie budowa kalorymetru WA78 przedstawiona jest na rysunku 5. Kalorymetr składał się z absorbera w postaci 48 płyt uranowych o grubości 10 mm w przedniej części oraz 52 płyt żelaznych o grubości (20) mm w drugiej części. Pomiedzy płytami absorbera wstawione były płyty scyntylatora o grubości 5 mm. Sygnał świetlny z każdych czterech kolejnych warstw scyntylatora odczytywany był łącznie przy użyciu fotopowielacza. W ten sposób kalorymetr został podzielony na 12 modułów "uranowych" (każdy składający się z 4 płyt uranu i 4 płyt scyntylatora, łącznie $0,45 \lambda_{int}$) i 13 modułów "żelaznych" ($0,62 \lambda_{int}$ na moduł). Tak drobny podział podłużny kalorymetru pozwolił na dokładne przebadanie rozwoju kaskad hadronowych w zakresie energii od 5 do 210 GeV. Średnia długość kaskady hadronowej rośnie z energią, więc średnia kaskada rozwijająca się z wielocząstkowego jetu, będzie krótsza niż zainicjowana przez pojedynczą cząstkę o tej samej energii całkowitej. Dlatego też, jako najbardziej odpowiadające jetom, wybierano kaskady, których wierzchołek

(pierwsze nieelastyczne oddziaływanie hadronu wiązki z ośrodkiem) leżał w pierwszym module kalorymetru. Na rysunku 6 pokazano średnie profile podłużne kaskady, dla różnych energii wiązki otrzymane dla tak zdefiniowanych jetów.

Przyjmijmy, że za poprawnie zmierzone uznamy jety, dla których co najmniej 95% energii będzie zawarte w kalorymetrze o zadanej głębokości. Dla najwyższej badanej energii 210 GeV, 95% energii średniej kaskady deponowane jest w pierwszych $6\lambda_{int}$ kalorymetru WA78. Jednak, ze względu na duże fluktuacje w rozwoju kaskad hadronowych, kalorymetr o takiej głębokości zapewniłby poprawny pomiar w jedynie ok. 85% przypadków. Procent przypadków, dla których mierzone jest mniej niż 95% energii, w funkcji głębokości kalorymetru dla różnych energii wiązki, pokazany jest na rysunku 7. Aby co najmniej 95% energii jetu o energii 210 GeV mierzone było dla 99% przypadków, potrzebny byłby kalorymetr o głębokości ok. $10\lambda_{int}$. Wymagana głębokość kalorymetru rośnie w przybliżeniu logarytmicznie z energią wiązki. Przy energiach jetów w akceleratorze HERA, sięgających 820 GeV, ekstrapolowana głębokość odpowiedniego kalorymetru wynosi ponad $12\lambda_{int}$.

Budowa tak głębokiego kalorymetru wysokiej rozdzielczości nie była możliwa, głównie z uwagi na bardzo wysokie koszty (rosnące ze względu na geometrię potęgowo z głębokością kalorymetru). Jednocześnie, ze względu na duże fluktuacje w rozwoju podłużnym kaskad, znacznie płytszy kalorymetr może już zapewnić dobry pomiar energii w większości przypadków, pod warunkiem, że przypadki wpływające z kalorymetru będą rozpoznawane. W przypadku detektora ZEUS przyjęto, że budowany kalorymetr o wysokiej zdolności rozdzielczej powinien zapewniać poprawny pomiar energii (co najmniej 95% akceptacja) dla nie mniej, niż 90% jetów o maksymalnej, dozwolonej kinematycznie energii. Zależność wymaganej głębokości kalorymetru od energii jetu przedstawiona jest na rysunku 8. Ze względu na dużą różnicę energii wiązek i wynikający z tego ruch układu środka masy względem detektora, maksymalna możliwa energia jetu silnie zależy od jego kąta względem wiązki protonowej. Zmienia się ona od 820 GeV, w kierunku zgodnym z początkowym ruchem protonu (tzw. kierunek "do przodu") do 30 GeV, w kierunku początkowego ruchu elektronu (tzw. kierunek "do tyłu"). Tym samym, głębokość kalorymetru musi być znacznie większa w kierunku "do przodu" niż w kierunku przeciwnym. Prowadzi to do asymetrycznej konstrukcji detektora, wyraźnie widocznej na rysunku 1. Kalorymetr uranowy detektora ZEUS podzielony jest na trzy funkcjonujące niezależnie fragmenty: część "do przodu" (w skrócie FCAL, od angielskiego Forward CALorimeter), o głębokości maksymalnej $7,1\lambda_{int}$, część centralną (w skrócie BCAL, od angielskiego Barrel CALorimeter), o głębokości $5,1\lambda_{int}$, oraz część "do tyłu" (w skrócie RCAL, od angielskiego Rear CALorimeter), o głębokości maksymalnej $4,0\lambda_{int}$. Zależność głębokości kalorymetru uranowego detektora ZEUS od kierunku względem wiązki protonowej, z uwzględnieniem czynników kątowych, pokazana jest na rysunku 9. Linia przerywaną zaznaczono głębokość kalorymetru potrzebną zgodnie z wynikami testów WA78. Przyjęta konstrukcja kalorymetru spełnia postawione wymagania w całym obszarze detektora. Ze względu na przechodzącą przez detektor rurę próżniową akceleratora, nie jest jedynie możliwy pomiar energii dla cząstek lecących pod bardzo małymi kątami (około $2,5^\circ$ w kierunku "do przodu" i około 4° w kierunku "do tyłu").

Możliwość znacznych wpływów energii z kalorymetru uranowego (powyżej 5% energii w 10% przypadków) powoduje konieczność rozbudowania układu kalorymetrycznego detektora ZEUS o tzw. kalorymetr uzupełniający (w skrócie BAC, od angielskiego BACking CALorimeter). Umieszczony bezpośrednio za kalorymetrem CAL, powinien on rozpoznawać przypadki, w których nastąpił "wypływ" kaskady z kalorymetru wysokiej rozdzielczości. Aby spełnić to zadanie, kalorymetr BAC nie musi być kompensujący i może mieć zdolność rozdzielczą wyraźnie słabszą niż kalorymetr CAL. Kalorymetr taki zaprojektowano, wykorzystując jako absorber konstrukcję stalową otaczającą centralną część detektora. Konstrukcja ta, złożona z 8 do 11 płyt stalowych o grubości 7,3 cm, stanowi jarzmo zamykające pole magnetyczne, wytwarzane przez solenoid w centralnym obszarze detektora ZEUS. Dodatkowe elektromagnesy wytwarzają w jarzmie pole toroidalne, które ma umożliwić lepszy pomiar pędu przelatujących mionów. Obecność grubej warstwy absorbera za kalorymetrem hadronowym stanowi przy tym warunek dobrej identyfikacji mionów. Zgodnie z projektem opracowanym w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu

Warszawskiego, w szczelinach pomiędzy stalowymi płytami jarzma zainstalowane zostały gazowe liczniki proporcjonalne. Uzyskano w ten sposób kalorymetr o grubości od $4,9 \lambda_{int}$ w kierunku "do przodu" (11 płyt stalowych, 10 warstw liczników), do $3,6 \lambda_{int}$ w kierunku "do tyłu" (8 płyt, 7 warstw liczników). Szczegóły konstrukcji kalorymetru BAC zostaną przedstawione na przykładzie prototypu testowego w rozdziale 5.

Dla współdziałania kalorymetrów CAL i BAC istotne znaczenie ma tzw. obszar martwy, znajdujący się pomiędzy tymi dwoma detektorami. Ze względu na wymóg hermetycznego otoczenia punktu oddziaływania, wszystkie nieaktywne elementy konstrukcji kalorymetru CAL zostały w miarę możliwości umieszczone z tyłu kalorymetru. Jest to przede wszystkim metalowa konstrukcja nośna kalorymetru oraz elementy odczytu: fotopowielacze, mocowane w metalowych osłonach dla ochrony przed polem magnetycznym, światłowody oraz kable. W sumie średnia grubość tego obszaru szacowana jest na około $1 \lambda_{int}$, co odpowiada warstwie żelaza o grubości ok. 16 cm.

Rola kalorymetru uzupełniającego BAC i wpływ obszaru martwego na pomiar energii były po raz pierwszy szczegółowo badane w trakcie testów T60B [46]. Konstrukcje kalorymetrów testowych różniły się istotnie od końcowego projektu detektora ZEUS, wyniki pozwoliły jednak na wyciągnięcie szeregu ogólnych wniosków. Zastosowanie kalorymetru uzupełniającego jest niezbędne, aby osiągnąć w kalorymetrze uranowym optymalną zdolność rozdzielczą. W szczególności użycie BAC pozwala na skuteczną eliminację, pojawiających się na skutek wpływów, przypadków o znacząco niedomierzonej energii, widocznych jako niegaussowskie "ogony", w rozkładach mierzonej energii. Przykładowe wyniki, uzyskane dla kalorymetru uranowego o głębokości $5,6 \lambda_{int}$, dla energii wiązki hadronowej 50 GeV, przedstawione są na rysunku 10. Oprócz odrzucania przypadków wypływających z CAL, możliwe jest także używanie BAC do poprawiania ich energii. Można w ten sposób, nie redukując liczby przypadków, poprawić znacząco pomiar ich energii. Wpływ obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami może być częściowo kompensowany przez zmianę w kalibracji kalorymetru BAC. Badaniom tych efektów poświęcona była seria testów prototypowego układu kalorymetrycznego detektora ZEUS, przeprowadzonych w ośrodku CERN w latach 1988 i 1989. Wyniki testów przeprowadzonych w listopadzie 1989 są szczegółowo omówione w rozdziale 6.

Rozdział 4

Testy prototypu kalorymetru FCAL

4.1 Konstrukcja prototypu

Testowy prototyp kalorymetru FCAL wykonany został według ostatecznego projektu przyjętego dla detektora ZEUS [10, 47]. Prototyp, schematycznie przedstawiony na rysunku 11, składa się z 4 "pionowych" modułów (w kalorymetrze "do przodu" detektora ZEUS będzie ich 24) złożonych z 4 wież o wymiarach $20 \times 20 \text{ cm}^2$ każda (w detektorze ZEUS moduły będą się składać z 11 do 23 wież, w zależności od pozycji w detektorze). Podłużnie kalorymetr, którego całkowita głębokość wynosi $7,1 \lambda_{int}$, podzielony jest na trzy części: elektromagnetyczną (w skrócie EMC) o głębokości $0,9 \lambda_{int}$ (równoważnej $26 X_0$, co zapewnia całkowitą absorpcję większości kaskad elektromagnetycznych) oraz dwie sekcje hadronowe o grubości $3,1 \lambda_{int}$ każda. Płyty uranowe, z których zbudowany jest kalorymetr, mają grubość $3,3 \pm 0,2 \text{ mm}$ i są owinięte folią stalową o grubości $0,2 \text{ mm}$ w części EMC i $0,4 \text{ mm}$ w obu sekcjach hadronowych. Folia ta została wprowadzona nie tylko ze względu na kompensację, w której ma niezaniebdywalny udział. Zapewnia ona bezpieczeństwo w posługiwaniu się radioaktywnym i łatwopalnym uranem i jednocześnie redukuje w scyntylatorach sygnał, pochodzący od naturalnej promieniotwórczości uranu. Sygnał tzw. szumu uranowego (w skrócie UNO, od angielskiego Uran NOise) musi być zmniejszony do

poziomu nie zakłócającego pomiaru energii, a jednocześnie wystarczającego do celów kalibracji detektora. Pomiędzy płyty uranowe wstawione są płyty scyntylatora o grubości $2,6 \pm 0,3$ cm. W części hadronowej (sekcje HAC1 i HAC2) mają one wymiar 20×20 cm², odpowiadający struktu-rze wieżowej kalorymetru. W części elektromagnetycznej wieży, dla uzyskania dokładniejszego pomiaru pozycji kaskady, w każdej warstwie znajdują się 4 płyty o wymiarach 20×5 cm². W ten sposób część EMC każdej wieży jest podzielona na cztery sekcje.

Schematycznie konstrukcja pojedynczej wieży kalorymetru prototypowego przedstawiona jest na rysunku 12. Sygnał świetlny ze scyntylatorów jest odczytywany z obu stron wieży, osobno dla każdej sekcji, przy użyciu biegnących po bokach modułów światłowodów. Kierują one światło do fotopowielaczy umieszczonych z tyłu kalorymetru, za sekcją HAC2. Sygnał z każdej wieży odczytywany jest więc przez 12 fotopowielaczy: po dwa na każdą sekcję hadronową i 8 dla 4 sekcji elektromagnetycznych. Światło ze scyntylatorów wpada jednak do światłowodów prostopadle do kierunku, w którym ma być propagowane. Dlatego też część światłowodów dochodząca bezpośrednio do scyntylatorów jest wykonana ze specjalnie domieszkowanego materiału. Światło dochodzące ze scyntylatorów jest pochłaniane, a następnie reemitowane z przesunięciem długości fali (stąd materiał ten nazywany w skrócie WLS, od angielskiego Wave Length Shifter). Reemisja odbywa się izotropowo, podnosząc przez to efektywność rejestracji sygnału. Na wielkość sygnału docierającego do fotopowielacza istotny wpływ ma też wtórne pochłanianie emitowanych kwantów światła, zarówno w scyntylatorach jak i w WLS. Straty sygnału są tym większe, im dłuższa jest droga przebywana przez światło od miejsca pierwotnej scyntylacji do fotopowielacza. Dla zapewnienia jednolitej odpowiedzi kalorymetru, niezależnej od miejsca przejścia cząstki, konieczne było wprowadzenie specjalnych folii przylegających do powierzchni bocznych scyntylatorów i światłowodów. Zmieniając stopień zaczer-nienia folii modyfikować można współczynnik wewnętrznego odbicia światła i wprowadzić jego zależność od położenia w detektorze. Odpowiedni dobór "rysunku" na foliach pozwala skompensować wpływ atenuacji światła w scyntylatorach i światłowodach na odpowiedź kalorymetru. Podstawowe parametry prototypu kalorymetru FCAL zebrane są w tabeli 4.

4.2 Kalibracja

Jedną z zalet kalorymetru uranowego jest możliwość wykorzystania naturalnej radioaktywności uranu w kalibracji detektora. Wielkość UNO może być bardzo dokładnie mierzona przez zastosowanie specjalnego układu całkującego sygnał. Przeprowadzone w 1988 roku testy prototypu miały, między innymi, odpowiedzieć na pytanie, czy pomiar UNO jest wystarczający do interkalibracji poszczególnych wież kalorymetru. Dla detektora ZEUS zakładano, że interkali-bracja ta powinna być wykonana z dokładnością nie gorszą niż 1%. Sygnały UNO poszczególnych sekcji kalorymetru prototypowego porównano z odpowiedziami tych wież na wiązkę elektronów (interkalibracja sekcji EMC) lub mionów (interkalibracja sekcji HAC1 i HAC2). Rozkłady stosunku odpowiedzi na cząstki wiązki do wartości UNO pokazane są na rysunku 13. Kali-bracja wynikająca z przyrównania sygnałów UNO zapewnia zrównanie odpowiedzi na miony poszczególnych sekcji hadronowych z dokładnością ok. 1,5%, zaś w przypadku odpowiedzi części EMC na elektrony z dokładnością jedynie ok. 3,5%. Dlatego też, ostateczna kalibracja proto-typu została ustalona na podstawie odpowiedzi poszczególnych sekcji kalorymetru na elektrony i miony. Pomiar szumu uranowego był następnie używany do monitorowania ewentualnych zmian wzmocnienia fotopowielaczy podczas trwania testów, zapewniając stabilną kalibrację z dokładnością do ok. 1%.

Zaostrzenie kontroli jakości komponentów i montażu docelowych modułów FCAL dla detektora ZEUS pozwoliło na znaczne polepszenie dokładności interkalibracji. Jak pokazały testy części modułów na wiązce w ośrodku CERN, na podstawie pomiaru UNO można uzyskać dokładność interkalibracji wszystkich sekcji kalorymetru ok. 1% (patrz rysunek 14) i jej stabilność z dokładnością lepszą niż 0,5% [48].

4.3 Układ testowy

Prototyp FCAL testowany był w ośrodku CERN na wiązce T7 przy akceleratorze PS oraz na wiązce X5 przy akceleratorze SPS. W przypadku wiązki X5 prowadzone były także testy prototypu FCAL wraz z prototypem kalorymetru BAC, będą one jednak szczegółowo omawiane w rozdziale 6. Obie wiązki testowe dostarczały elektronów, mionów oraz hadronów o energiach odpowiednio od 1 do 10 GeV (PS) i od 5 do 100 GeV (SPS). Układ doświadczalny na wiązce X5 przedstawiony jest schematycznie na rysunku 15. Liczniki scyntylacyjne B1–B5 używane były do wyzwalania zbierającej dane elektroniki.

Za przejście cząstki uznawano koincydencje sygnałów z liczników B1 i B2, o wymiarach odpowiednio $15 \times 15 \text{ cm}^2$ i $9,5 \times 9,5 \text{ cm}^2$, ustawionych przed kalorymetrem w odległości ok. 30 cm od siebie. Jednocześnie wymagany był brak sygnału w scyntylatorze B4, który miał wymiary $70 \times 80 \text{ cm}^2$ z centralnym otworem o średnicy 3 cm. W ten sposób odrzucane były cząstki nie lecące dokładnie w osi wiązki. Scyntylator B3, mający wymiary $0,5 \times 2 \text{ cm}^2$, włączany był do koincydencji wyzwalającej zbieranie danych wtedy, gdy potrzebna była bardzo dobrze skolimowana wiązka, na przykład przy badaniach jednorodności odpowiedzi kalorymetru. Licznik B5, stojący z tyłu za kalorymetrem, używany był w koincydencji z innymi licznikami przy zbieraniu przypadków mionowych. Dwa liczniki Czerenkowa C1 i C2, wypełnione odpowiednio helem i azotem pozwalały na wybieranie z wiązki przypadków hadronowych bądź elektronowych. Dodatkowo, w analizie danych, zebrane próbki przypadków hadronowych bądź elektronowych "oczyszczane" były na podstawie podłużnego i poprzecznego rozkładu energii w kalorymetrze FCAL.

4.4 Wyniki testów

W testach liniowości i rezolucji prototypu FCAL wiązka elektronów bądź hadronów kierowana była w środek sekcji EMC należącej do jednej z centralnych wież detektora, jak zaznaczono na rysunku 11. Taka pozycja wiązki minimalizuje wpływ przerw między modułami i sekcjami na pomiar energii. W przypadkach hadronowych, dla uniknięcia podłużnych wpływów energii z kalorymetru żądano, aby odpowiedź sekcji HAC2 nie przekraczała 10% odpowiedzi całego detektora. Rozkład odpowiedzi kalorymetru prototypowego na elektrony i hadrony o różnych energiach przedstawiony jest na rysunku 16. Średnią odpowiedź kalorymetru i zdolność rozdzielczą mierzono przez dopasowanie do otrzymanych rozkładów krzywej Gaussa.

Odpowiedź kalorymetru prototypowego na elektrony jest liniowa z dokładnością do ok. 1,5% w pełnym zakresie energii od 1 do 100 GeV, jak pokazano na rysunku 17a. Stosunek odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony przedstawiony jest na rysunku 17b. Dla energii powyżej 10 GeV otrzymano zgodnie z oczekiwaniami $\frac{e}{h} = 1,00 \pm 0,01$. Dla niższych energii kalorymetr nie jest dokładnie kompensujący. Może to wynikać z faktu, że do energii 10 GeV testowane były jedynie 3 moduły prototypu, przez co zwiększyć się mogły straty energii hadronowej przez boczne wypływy. Znaczny spadek stosunku $\frac{e}{h}$ dla energii wiązki 1 GeV związany jest z tym, że dla tak niskich energii hadronów zwiększa się udział strat jonizacyjnych w kaskadzie. Prowadzi to też do znacznego poprawienia zdolności rozdzielczej dla hadronów, co jest widoczne na rysunku 17c. Począwszy od energii 2 GeV zdolność rozdzielcza pomiaru energii hadronów, po odjęciu rozmycia pędowego wiązki i szumów elektroniki, ustala się na poziomie ok. $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$. Dla elektronów, w całym badanym zakresie energii, dokładność pomiaru wynosi $\frac{18\%}{\sqrt{E}}$ ².

²Przedstawione wyniki uzyskane zostały dla ustalonej pozycji wiązki, dla której wpływ przerw między modułami i sekcjami na pomiar energii był najmniejszy. Podczas testów prototypu FCAL prowadzono też intensywne badania jednorodności odpowiedzi detektora. Dla hadronów, ze względu na znaczne rozmiary poprzeczne kaskady, odpowiedź kalorymetru praktycznie nie zależy od punktu wejścia cząstki do detektora. W przypadku elektronów zaobserwowano natomiast znaczny (ok. 65%) wzrost odpowiedzi, dla cząstek wchodzących prostopadle pomiędzy dwa moduły kalorymetru, jak pokazano na rysunku 18a. Wynika to z faktu, że znaczna część kaskady rozwija się wtedy w biegnących wzdłuż modułów światłowodach. Dodatkowy sygnał powstaje głównie przez promieniowanie Czerenkowa elektronów kaskady w WLS. Efekt ten został w znacznym stopniu skorygowany, przez wstawienie pomiędzy moduły kalorymetru folii ołowianej o grubości 2 mm. Grubość folii została tak do-

Struktura wieżowa kalorymetru FCAL pozwala także na rekonstrukcję, na podstawie rozkładu energii w kalorymetrze, pozycji cząstki inicjującej kaskadę. W ramach każdej wieży dodatkową informację o pozycji kaskady można uzyskać na podstawie stosunku odpowiedzi fotopowielaczy, znajdujących się po przeciwnych stronach wieży. Stosunek ten zależy od pozycji kaskady ze względu na atenuację światła w scyntylatorze. Prosty algorytm ważenia pozycji sygnałem znalezionym w każdej wieży, prowadzi do dokładności pomiaru położenia, dla wchodzących prostopadle do kalorymetru elektronów

$$\sigma_x \sim \frac{5,4}{\sqrt{E}} \text{ cm} , \quad (45)$$

$$\sigma_y \sim \frac{1,4}{\sqrt{E}} \oplus 0,7 \text{ cm} , \quad (46)$$

gdzie σ_x, σ_y - są odpowiednio dokładnością pomiaru poziomej i pionowej pozycji cząstki,
 E - jest jej energią.

Dla hadronów otrzymujemy odpowiednio

$$\sigma_x \sim \frac{6,5}{\sqrt{E}} \text{ cm} , \quad (47)$$

$$\sigma_y \sim \frac{6,7}{\sqrt{E}} \oplus 0,7 \text{ cm} . \quad (48)$$

Stały człon w błędzie rekonstrukcji pionowego położenia cząstki wynika z niedoskonałości przyjętego algorytmu. Średnia pozycja wyznaczana metodą ważenia obarczona jest błędem systematycznym, zależącym od pozycji wiązki. Zależność dokładności pomiaru współrzędnej pionowej cząstki oraz błędu systematycznego pomiaru od położenia wiązki 5 GeV elektronów, pokazana jest na rysunku 19.

Wyniki przeprowadzonych testów prototypowego kalorymetru FCAL pokazały, że przyjęty dla detektora ZEUS projekt kalorymetru uran–scyntylicator spełnia wcześniej postulowane wymagania [9]. Przy dokładnej kompensacji kalorymetru uzyskano najlepszą z wcześniej osiągniętych zdolność rozdzielczą dla hadronów $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$. Wykorzystanie naturalnej promieniotwórczości uranu pozwala na uzyskanie stabilnej kalibracji detektora z dokładnością około 1%. Struktura wieżowa kalorymetru daje możliwość dokładnego pomiaru pozycji cząstek wchodzących do kalorymetru, co powinno zagwarantować pomiar kąta emisji jetów z dokładnością lepszą niż 10 mrad.

Rozdział 5

Testy prototypu kalorymetru BAC

5.1 Konstrukcja kalorymetru

Prototyp kalorymetru BAC, wybudowany według ostatecznego projektu przyjętego dla detektora ZEUS, testowany był na wiązce X5 w ośrodku CERN latem i jesienią 1989 roku. Geometria prototypu odpowiadała konstrukcji kalorymetru BAC w kierunku "do przodu". Konstrukcja stalowa prototypu w całości przygotowana została w Hucie Stalowa Wola. Prototyp zbudowany

brana, aby absorbowała ona ułamek energii kaskady, odpowiadający dodatkowemu sygnałowi z WLS.

Jednorodność odpowiedzi kalorymetru jest też wyraźnie lepsza, jeśli uwzględnimy fakt, że w detektorze ZEUS cząstki wychodzące z punktu oddziaływania nie mogą wejść prostopadle pomiędzy moduły FCAL, ze względu na nieprojekcyjną geometrię detektora. Minimalny kąt względem kierunku normalnego wynosi dla cząstek wpadających do FCAL 40 mrad. W takim przypadku zmiany sygnałów elektronów w bezpośrednim sąsiedztwie granicy modułów są nie większe niż 9%, jak pokazano na rysunku 18b. Ponieważ zmiany te ograniczają się do bezpośredniego sąsiedztwa granic modułów, ich wpływ na kalibrację i rozdzielczość kalorymetru nie przekracza 1%.

był z 11 płyt stalowych o grubości 7,3 cm i powierzchni $2 \times 2 \text{ m}^2$, pomiędzy którymi umieszczono 10 płaszczyzn aluminiowych komór proporcjonalnych, po 12 komór w każdej płaszczyźnie (patrz rysunek 20). Komory proporcjonalne zostały zaprojektowane i wykonane w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Budowę pojedynczej komory przedstawiono schematycznie na rysunku 21. Aluminiowy profil, o długości 2 m i szerokości 13,5 cm, podzielony jest ściankami o wysokości ok. 10 mm na osiem cel szerokości 15 mm. Wszystkie one przykryte są od góry aluminiowymi elektrodami odczytowymi, tzw. padami, o długości ok. 50 cm. Pady mocowane są przy użyciu plastikowych wsporników, przez co odizolowane są od reszty profilu. W jednej 2 m komorze są cztery niezależne pady, zamykające 8 cel o wymiarach $11 \times 15 \text{ mm}^2$. Środkiem każdej celi poprowadzony jest połączony drut wolframowy o średnicy $50 \mu\text{m}$. Drut ten lutowany jest do płytek drukowanych, znajdujących się na obu końcach komory. Dodatkowo, aby zapewnić stałe położenie drutu w stosunku do ścianek celi, jest on co 50 cm podtrzymywany przez specjalne plastikowe "wieszaki", znajdujące się w przerwach pomiędzy padami. Profil aluminiowy domknięty jest od góry aluminiową przykrywką, która dla zapewnienia szczelności sklejana jest z profilem na całej długości przy użyciu żywicy epoksydowej. Oba końce komory zakończone są aluminiowymi korkami. W jednym z nich znajduje się szczelina, przez którą wyprowadzona jest płytka drukowana. Pozwala to na doprowadzenie do drutów w komorze wysokiego napięcia roboczego oraz wyprowadzenie sygnałów. W tym samym korku znajdują się złącza umożliwiające wpuszczanie i odprowadzanie gazu z komory. Dla zapewnienia równomiernego przepływu gazu wzdłuż całej komory, wpuszczany gaz doprowadzany jest specjalną rurką do przeciwnego końca komory. Przepływ gazu jest więc taki, jakby wlot i wylot znajdowały się po przeciwnych końcach komory.

Testowy kalorymetr BAC zasilany był mieszanką argonu (87%) i dwutlenku węgla (13%). Przechodząca przez komorę cząstka naładowana jonizuje atomy gazu. W 1 cm argonu cząstka minimalnej jonizacji traci średnio około 3 keV wytwarzając 94 pary jon dodatni - elektron [49]. Pod wpływem pola elektrycznego, wytworzonego przez przyłożone do drutów napięcie, jony gazu dryfują w kierunku aluminiowych ścianek celi, zaś elektrony w kierunku drutu. Dryfujący elektron przyspieszany jest w polu elektrycznym, ale jednocześnie hamowany w wyniku kolejnych zderzeń z atomami gazu. W silnym polu elektrycznym elektron może pomiędzy kolejnymi zderzeniami nabrać energii wystarczającej do jonizacji kolejnych atomów. W ten sposób w bezpośrednim sąsiedztwie drutu (pole elektryczne rośnie jak odwrotność odległości od osi drutu) następuje kaskadowe powielanie ładunków swobodnych. W wyniku tego procesu liczba docierających do drutu elektronów może być o czynnik 10^5 większa od początkowej jonizacji gazu (czynnik ten nazywamy wzmocnieniem gazowym)³. Jednocześnie wokół drutu pozostaje chmura dodatnich jonów gazu. Jej dryf w kierunku ścianek celi powoduje napłynięcie tam ładunku ujemnego równego ładunkowi, który spłynął na drut.

³Wzmocnienie gazowe, czyli współczynnik powielania ładunku w komorach proporcjonalnych, zależy bardzo silnie od przyłożonego napięcia roboczego, składu mieszanki gazowej oraz ciśnienia atmosferycznego i temperatury. Jedynie napięcie robocze mogło być wystarczająco dokładnie kontrolowane i regulowane podczas trwania testów. Aby uwzględnić wpływ pozostałych czynników na pracę komór, zastosowano specjalny system monitorowania wzmocnienia gazowego. Układ małych komór proporcjonalnych, o geometrii odpowiadającej geometrii komór kalorymetru, został podłączony do tego samego układu gazowego i źródła wysokiego napięcia. Komórki te były naświetlane kwantami γ ze źródła ^{55}Fe , a rozkład uzyskiwanych sygnałów mierzony był co pół godziny. Zmiany wzmocnienia gazowego rejestrowane były na podstawie pozycji maksimum tego rozkładu, odpowiadającego konwersji kwantów γ . Na rysunku 22a przedstawiono przykładowe wyniki pomiarów wzmocnienia gazowego w okresie kolejnych dni. Zmiany wzmocnienia gazowego, które mogą sięgać 10%, prowadzą do proporcjonalnych zmian w odpowiedzi kalorymetru. Na podstawie mierzonego wzmocnienia gazowego poprawiane są sygnały otrzymywane z kalorymetru, co zapewnia stabilność kalibracji w czasie z dokładnością do ok. 1%. Dla przykładu, zależność od czasu średniego sygnału 30 GeV elektronów, przed i po uwzględnieniu poprawek na wzmocnienie gazowe, przedstawiona jest na rysunku 22b.

5.2 Struktura odczytu

W komorach kalorymetru BAC mierzony jest zarówno sygnał powstający na drucie anodowym, jak i indukowany na izolowanych padach. W każdej płaszczyźnie sygnały te są wzmacniane i sumowane w grupach po 4 komory. Z każdej "czwórki" otrzymujemy jeden sygnał "druutowy", będący sumą sygnałów ze wszystkich 32 drutów oraz 4 sygnały "padowe", będące sumą sygnałów, odpowiadających sobie padów z kolejnych komór. Wszystkie sygnały są następnie sumowane po wszystkich płaszczyznach detektora. Ostatecznie więc, w strukturze odczytu kalorymetru prototypowego możemy wyróżnić 12 wież padowych, o wymiarach poprzecznych ok. $50 \times 50 \text{ cm}^2$, oraz 3 wieże drutowe o wymiarach około $200 \times 50 \text{ cm}^2$. Struktura wieżowa prototypu pokazana jest schematycznie na rysunku 23.

Opisana struktura odpowiada dokładnie strukturze wieżowej kalorymetru BAC w detektorze ZEUS. Odczyt drutowy zapewnia dokładny pomiar energii w szerokim zakresie dynamicznym, gdyż sygnał dodatkowo rozdzielany jest na dwa odczyty o różnym wzmocnieniu. Odczyt ten nie daje jednak pełnej informacji o miejscu, w którym energia została zdeponowana, gdyż druty w komorach kalorymetru BAC mają do 7,5 m długości. Dokładną informację przestrzenną zapewnić ma odczyt padowy (wież padowych jest około 10 razy więcej niż wież drutowych), który ma być także wykorzystywany w systemie wyzwalającym zbieranie danych. Rozmiary poprzeczne wież padowych ($50 \times 50 \text{ cm}^2$, czyli dla żelaza około $3 \times 3 \lambda_{int}$) odpowiadają spodziewanej szerokości kaskad hadronowych wypływających z kalorymetru uranowego. Przeciętnie 95% energii kaskady zdeponowane jest w obszarze o średnicy około $2 \lambda_{int}$ (około 20 cm dla uranu), rozmiary poprzeczne rosną jednak z odległością od wierzchołka kaskady [27].

Oprócz wymienionych odczytów analogowych (służących pomiarowi amplitudy sygnału), kalorymetr testowy został także częściowo wyposażony w prototypowy odczyt cyfrowy, który dla każdego drutu ma dawać informację o przejściu cząstki. Ponieważ w odczyt ten wyposażono na próbę jedynie osiem komór (w całym prototypie jest ich 120) nie miał on zastosowania w analizie kalorymetrycznej. W kalorymetrze BAC odczyt cyfrowy ma służyć do rozróżniania mionów od kaskad hadronowych, eliminacji szumów (izolowane depozyty energii obserwowane w wewnętrznych warstwach kalorymetru) oraz do dokładnego pomiaru toru mionów.

Zgodnie z ostatecznym rozwiązaniem przyjętym dla kalorymetru BAC wszystkie sygnały analogowe z kalorymetru prototypowego (18 kanałów) mierzone były przy użyciu szybkiego przetwornika analogowo-cyfrowego (w skrócie FADC, od angielskiego Fast Analog to Digital Converter). Ten 8-bitowy przetwornik próbkuje amplitudę (napięcie) impulsu wejściowego, w odstępach co 96 ns, a następnie zapisuje je w pamięci cyklicznej. Przyjście sygnału wyzwalającego powoduje zatrzymanie konwersji oraz odczytanie odpowiedniej części zmagazynowanych wyników. Na ich podstawie, dzięki zastosowaniu na wejściu przetwornika specjalnego układu kształtującego, możliwa jest rekonstrukcja całkowitego ładunku impulsu z kalorymetru. Wyniki analizy kształtów sygnałów próbkowanych przez FADC oraz opracowana na tej podstawie metoda rekonstrukcji amplitudy i czasu przyjścia sygnału są szczegółowo opisane w dodatku A.

5.3 Układ testowy

Układ doświadczalny dla testów prototypu BAC na wiązce X5 w ośrodku CERN pokazany jest schematycznie na rysunku 24. Układ liczników wyzwalających (scyntylatory i liczniki Czerenkowa), opisany przy omawianiu testów prototypu FCAL, został wzbogacony o dwie komory dryfowe DC_1 i DC_2 . W analizie danych były one używane do odrzucania przypadków, w których cząstka przechodzi przez liczniki wyzwalające pod dużym kątem, w stosunku do osi wiązki (cząstki z tzw. halo wiązki).

Prototypowy kalorymetr BAC był testowany na wiązkach elektronów i hadronów o energiach od 10 do 40 GeV. Głębokość kalorymetru jest równoważna ok. $46 X_0$ lub $4,9 \lambda_{int}$. Wystarcza to do zapewnienia hermetycznego pomiaru jedynie dla kaskad elektromagnetycznych. W przypadkach hadronowych, nawet dla energii 10 GeV, obserwujemy znaczące wpływy z prototypu BAC. Aby wykluczyć takie przypadki z analizy posłużono się dwoma detektorami, ustawionymi dodatkowo za kalorymetrem BAC. Tzw. kalorymetr Veto, zbudowany był z dziewięciu płyt

stalowych o grubości 5 cm, przełożonych warstwami aluminiowych komór proporcjonalnych, identycznych z komorami prototypu. W tabeli 5 zestawione są dla porównania parametry obu kalorymetrów. Dodatkowo, pomiędzy kalorymetrami umieszczono dwie warstwy takich komór, które miały spełniać rolę detektora mionowego (znajdującego się w detektorze ZEUS przed i za kalorymetrem BAC).

Zarówno kalorymetr Veto jak i komory mionowe miały rozmiary poprzeczne mniejsze od kalorymetru BAC, około $1 \times 1 \text{ m}^2$. Oba detektory wyposażone były jedynie w odczyt padowy. Na rysunku 25 przedstawiono rozkład odpowiedzi tych detektorów dla wyodrębnionych przypadków mionowych. Dla porównania przedstawiono też rozkłady odpowiedzi dla przypadków kalibracyjnych. Na rysunku uwzględniono też cięcie, na poziomie 3 RMS sygnału w przypadkach kalibracyjnych, stosowane dla odrzucenia przypadków hadronowych wpływających z kalorymetru BAC. W przypadku kalorymetru Veto, który był niezależnie kalibrowany, cięcie na poziomie ok. $\frac{1}{15}$ średniego sygnału mionowego odpowiada energii ok. 0,1 GeV. Cięcie na wypływy odrzuca od ok. 25% przypadków hadronowych przy energii 10 GeV, aż do 70% przy energii 40 GeV. Podłużne wypływy energii były powodem, dla którego nie można było badać odpowiedzi kalorymetru BAC dla hadronów, o energiach wyższych niż 40 GeV.

Pierwsza część letnich testów prototypu BAC poświęcona została badaniom jego odpowiedzi na elektrony i hadrony, przy różnych wartościach napięcia roboczego. W wyniku wstępnej analizy zebranych danych napięcie robocze dla dalszych testów prototypu BAC zostało ustalone na 1785 V. Na wybór ten miały też wpływ wyniki testów prototypowego odczytu cyfrowego - wybrane napięcie zapewniało jego największą efektywność.

5.4 Badanie liniowości i zdolności rozdzielczej kalorymetru

Przykładowe rozkłady odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony o różnych energiach pokazane są na rysunkach 26 i 27. Szczególnie dla hadronów widoczna jest wyraźna asymetria rozkładów. Dają się one jednak bardzo dobrze opisać za pomocą funkcji Gamma, w postaci

$$y(x) = y_0 \exp \left[- \left(\frac{x_0}{\sigma} \right)^2 \left(\frac{x - x_0}{x_0} - \ln \frac{x}{x_0} \right) \right], \quad (49)$$

gdzie x_0 - jest pozycją maksimum rozkładu,

y_0 - jest wartością funkcji w maksimum,

σ - jest miarą szerokości rozkładu, równoważną opisowi przez krzywą Gaussa w bezpośrednim sąsiedztwie x_0 .

Wyniki dopasowania funkcji Gamma dołączyono do rozkładów przedstawionych na rysunkach 26 i 27. Rozkład Gamma jest dla $\sigma \ll x_0$ równoważny rozkładowi Gaussa. Wydaje on się jednak właściwszy do opisu szerokich rozkładów odpowiedzi, wyklucza on bowiem między innymi ujemne odpowiedzi kalorymetru, jednocześnie zachowując szereg ważnych własności rozkładu Gaussa. Suma zmiennych losowych, o rozkładach opisanych funkcją Gamma jest także zmienną o rozkładzie Gamma, a dyspersje rozkładów sumują się w kwadratach.

W dalszym ciągu tego rozdziału, wartość x_0 będzie dla uproszczenia nazywana średnią odpowiedzią kalorymetru, a $\frac{\sigma}{x_0} \cdot \sqrt{E_0 [\text{GeV}]}$ - zdolnością rozdzielczą (E_0 jest energią wiązki).

Na rysunku 28 porównane są średnie odpowiedzi odczytu padowego dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, dla elektronów i hadronów. Zaznaczone na rysunku zależności liniowe dopasowane zostały do średnich odpowiedzi kalorymetru dla energii do 20 GeV. Odpowiedź prototypu w testach jesiennych była około 30% niższa niż latem, ze względu na spadek wzmocnienia gazowego ⁴. Dla elektronów, zwłaszcza w letnim okresie zbierania danych, obserwujemy wyraźne odchylenie od liniowości dla energii wiązki powyżej 20 GeV. Wiąże się to prawdopodobnie z zaburzeniami rozkładu pola elektrycznego w komorze na skutek dużej gęstości przestrzennej powielanego ładunku [50]. Promień kaskady elektromagnetycznej w żelazie wynosi jedynie

⁴Pomiędzy testami przeprowadzonymi latem, a drugą serią pomiarów na jesieni, system monitorowania wzmocnienia gazowego uległ zasadniczym modyfikacjom. W rezultacie zmian w elektronice odczytowej nie jest możliwe bezwzględne porównywanie pomiarów z obu okresów zbierania danych. Zmiana wzmocnienia gazowego pomiędzy testami przeprowadzonymi latem i jesienią związana jest prawdopodobnie ze zmianą składu mieszanki gazowej.

ok. 4 cm i jest bardzo prawdopodobne, że wiele elektronów przejdzie przez tę samą celę w wąskim obszarze wzdłuż drutu. Kaskady hadronowe są znacznie szersze i dłuższe od elektromagnetycznych i dla nich efekt ten nie występuje. Dodatkowym źródłem nieliniowości może być nasycanie się wzmacniaczy drutowych. Każdy drut komory wyposażony jest w osobny wzmacniacz, który, aby zapobiec powstawaniu dużych sygnałów w wyniku ruchu cząstki równoległe do drutu komory, nasyczał się na stosunkowo niskim poziomie. Sygnał hadronowy rozkłada się na wielokrotnie większą liczbę drutów, niż w przypadku kaskady elektromagnetycznej. Zależność efektów nasycenia od wielkości powstających w wyniku powielania ładunków powoduje, że liniowość odpowiedzi prototypu na elektrony była jesienią wyraźnie lepsza niż latem, ze względu na mniejsze wzmocnienie gazowe. Wpływ wzmocnienia gazowego na liniowość odpowiedzi prototypu jest także wyraźnie widoczny w danych uzyskanych przy różnych wartościach napięcia roboczego. Zależność średniej odpowiedzi odczytu drutowego od energii wiązki elektronów, dla trzech różnych wartości napięcia, pokazana jest na rysunku 29. Linie proste zostały dla przejrzystości poprowadzone przez punkt (0,0). Przy napięciu 1700 V wyraźne odchylenie od liniowości obserwujemy jedynie dla elektronów o energii 40 GeV. Wraz ze wzrostem napięcia pracy, a tym samym wzmocnienia gazowego, nieliniowość odpowiedzi kalorymetru wyraźnie rośnie i pojawia się przy coraz to niższych energiach.

Odpowiedź prototypu na hadrony jest w obu okresach zbierania danych liniowa w całym zakresie energii. Dopasowane zależności liniowe wskazują jednak na nieliniowość odpowiedzi kalorymetru przy bardzo niskich energiach. Dla energii hadronów, wpadających do kalorymetru, poniżej około 2,5 GeV, ekstrapolowana odpowiedź detektora staje się równa zero. Może się to jednak wiązać częściowo z wybranym sposobem opisywania rozkładu sygnałów przy użyciu położenia maksimum. Dla bardzo małych depozytów w kalorymetrze rozkład jego odpowiedzi może mieć maksimum dla wartości 0 i opadać monotonicznie. Bardziej użyteczną miarą dla takich rozkładów jest wtedy wartość średnia. Rozkłady takie są też opisywane funkcją Gamma z ujemną (formalnie) wartością położenia maksimum.

Obecność progu w odpowiedzi kalorymetru na hadrony może wpływać na zależność od energii mierzonego stosunku $\frac{e}{h}$. Stosunek odpowiedzi odczytu padowego na elektrony i hadrony w funkcji energii przedstawiony jest na rysunku 30. Mierzona wartość stosunku $\frac{e}{h}$ szybko maleje ze wzrostem energii. Wiąże się to z rosnącym udziałem w rozwoju kaskady składowej elektromagnetycznej, generowanej przez π^0 produkowane w oddziaływaniach silnych [51]. Znaczący wkład do tego efektu ma też prawdopodobnie cięcie na wypływy energii kaskad hadronowych z prototypu BAC. Wybierane kaskady hadronowe, całkowicie zawarte w kalorymetrze, są wraz ze wzrostem energii dodatkowo dominowane przez krótszą składową elektromagnetyczną. Wyniki uzyskane w obu okresach zbierania danych dla energii do 20 GeV są zgodne ze sobą. Dla wyższych energii $\frac{e}{h}$ mierzone w okresie letnim jest mniejsze ze względu na silniejsze odchylenia od liniowości (efekty nasycenia) w pomiarze elektronów.

Na rysunku 31 pokazano zależność od energii zdolności rozdzielczej odczytu padowego prototypu BAC, dla elektronów i hadronów. Dla elektronów (rysunek 31a), w obu okresach zbierania danych, zdolność rozdzielcza wynosi średnio ok. 65% i nie zależy w sposób systematyczny od energii. Widoczne wahania zdolności rozdzielczej są prawdopodobnie związane ze zmieniającym się profilem poprzecznym wiązki. Wpływ punktu wejścia cząstki na odpowiedź kalorymetru jest omówiony w następnym rozdziale. Dla hadronów (rysunek 31b), zdolność rozdzielcza zmienia się od ok. 125% przy 10 GeV do ok. 110% przy 40 GeV, dla danych letnich. Dla danych jesiennych zdolność rozdzielcza jest systematycznie gorsza, zmienia się odpowiednio od 130% do 112%. Niewielkie pogorszenie zdolności rozdzielczej w okresie jesiennym może wynikać ze spadku wzmocnienia gazowego. Wyraźna zależność zdolności rozdzielczej od energii wiązki hadronów, poza efektem progowym w odpowiedzi kalorymetru, może być rezultatem zastosowanych cięć na wypływy z kalorymetru. Odrzucenie wszystkich przypadków z obserwowanymi wpływami energii z prototypu BAC zmniejsza efektywnie fluktuacje w rozwoju kaskady hadronowej, wybierając kaskady o zwiększonym udziale składowej elektromagnetycznej.

Przedstawione dotychczas wyniki testów prototypu BAC uzyskane zostały dla odczytu padowego. Ponieważ w komorach proporcjonalnych ładunek zbierany z padów jest dokładnie propor-

cjonalny do ładunku mierzonego na drutach komory, wyniki te powinny być zgodne z uzyskanymi dla odczytu drutowego. Różnice w odpowiedzi obu rodzajów odczytu mogą się jednak pojawić ze względu na różnice w elektronice odczytowej. Wyniki uzyskane dla odczytu drutowego i padowego są porównane w dodatku B. Tam też przedstawione są wyniki testów jednorodności odpowiedzi kalorymetru BAC.

5.5 Podsumowanie

Przed przystąpieniem do testów w układzie z kalorymetrem uranowym, prototyp kalorymetru BAC poddany był wszechstronnym testom jako samodzielny detektor. Odpowiedź prototypu BAC na hadrony jest w dobrym przybliżeniu liniowa w całym zakresie badanych energii (do 40 GeV). Efekty nasycenia odpowiedzi kalorymetru widoczne są dla elektronów o energiach powyżej 20–30 GeV (zależnie od wzmocnienia gazowego). Zdolność rozdzielcza uzyskana w pomiarze energii elektronów wynosi średnio 68%. Dla hadronów natomiast zmienia się od około 130%, przy energii 10 GeV, do około 110% przy 40 GeV. Jeśli uwzględnimy skalowanie zdolności rozdzielczej z grubością warstw absorbera, wyniki te zgodne są z otrzymanymi w kalorymetrach elektromagnetycznych [36, 52] i hadronowych [46, 53] podobnej budowy. Odpowiedź kalorymetru nie zależy w granicach 5% od punktu wejścia cząstki, z wyjątkiem cząstek wchodzących prostopadłe w obszar pomiędzy wieżami padowymi (patrz dodatek B). Ze względu na nieprojekcyjną geometrię detektora, sytuacja taka będzie bardzo rzadko spotykana w detektorze ZEUS.

Rozdział 6

Testy układu prototypowych kalorymetrów FCAL i BAC

6.1 Układ doświadczalny

Część testów, przeprowadzonych na wiązce X5 w ośrodku CERN w listopadzie 1989, była poświęcona badaniom pełnego układu prototypowego, odpowiadającego systemowi kalorymetrycznemu detektora ZEUS, złożonego z prototypów kalorymetrów FCAL i BAC. Układ doświadczalny, w którym przeprowadzono testy, przedstawiony jest na rysunku 32. Bezpośrednio za układem liczników wyzwalających (scyntylatory B1–B4, liczniki Czerenkowa C1 i C2 oraz komory dryfowe DC₁ i DC₂) ustawiony jest, tak jak w testach bez udziału prototypu BAC, opisanych w rozdziale 4, prototyp kalorymetru FCAL. Za nim ustawione są kolejno prototyp BAC oraz kalorymetr Veto. Układ komór proporcjonalnych, pełniący rolę detektorów mionowych, został umieszczony zarówno przed jak i za prototypem BAC, zgodnie z projektem detektora ZEUS. Pierwsza płaszczyzna komór, oznaczona μ_1 , może być używana w pomiarze wpływów energii z prototypu FCAL. Druga warstwa komór μ_2 , używana była razem z kalorymetrem Veto do rozpoznawania przypadków nie całkowicie absorbowanych w układzie kalorymetrów FCAL i BAC. Przypadki takie nie były włączane do analizy. Przy energii 100 GeV sygnał w komorach μ_2 lub kalorymetrze Veto prowadził do odrzucenia ok. 3,2% przypadków.

Analiza opisana w tym rozdziale została oparta na próbie ok. 80 000 przypadków hadronowych, z czego ok. 55 000 przypadków zebrano dla energii wiązki 100 GeV, ok. 14 000 dla energii 75 GeV i ok. 11 000 dla 50 GeV.

6.2 Wpływ obszaru martwego na działanie prototypu FCAL

Głębokość kalorymetru FCAL zapewnia absorpcję 95% energii w jedynie około 90% kaskad inicjowanych przez 100 GeV hadrony [7]. Wpływ podłużnych wpływów kaskad z kalorymetru na pomiar ich energii widoczny jest wyraźnie na rysunku 33. Przy braku cięć eliminujących

wpływy, rozkład energii mierzonej w kalorymetrze jest wyraźnie asymetryczny. Lewy ogon rozkładu odpowiada przypadkom wpływającym do prototypu BAC. W ok. 5% przypadków mierzona energia jest zaniżona o więcej niż 3σ , gdzie σ jest błędem pomiaru, ocenianym z szerokości rozkładu. Znaczna część tych przypadków może być odrzucona przez zastosowanie cięcia na odpowiedzi prototypu BAC oraz komór μ_1 . W około 30% przypadków sygnał kalorymetru BAC jest wyższy od 0,5 GeV lub odpowiedź komór μ_1 jest wyższa, niż najbardziej prawdopodobny sygnał mionowy.

Odrzucenie wszystkich tych przypadków nie zapewnia jednak optymalnego pomiaru energii, ze względu na obecność obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami. Energia wpływająca z prototypu FCAL może zostać całkowicie wytracona w tym obszarze, nie dając sygnału ani w prototypie BAC, ani w komorach mionowych. Przypadki takie są wyraźnie widoczne na rysunku 34, na którym pokazano odpowiedź prototypu FCAL- E_{DU} , w zależności od ułamka energii zdeponowanego w części HAC2 kalorymetru $r = \frac{E_{HAC2}}{E_{DU}}$. Dla przypadków, w których większa część energii zdeponowana jest w ostatniej części kalorymetru, odpowiedź całego detektora jest wyraźnie zaniżona. Pomiar energii można jednak poprawić, wykorzystując wyraźną korelację pomiędzy mierzoną energią, a ułamkiem energii zdeponowanym w HAC2.

Zależność najbardziej prawdopodobnej odpowiedzi kalorymetru od wartości r , dla hadronów o energii 100 GeV, po cięciach w BAC i komorach mionowych μ_1 , jest pokazana na rysunku 35a. Dodatkowo, na rysunku 35b pokazano rozkład liczby przypadków w binach r . Dla $r \leq 25\%$, czyli dla ok. 88% przypadków, pomiar energii w prototypie FCAL nie jest zakłócany przez wpływy energii do obszaru martwego. Natomiast powyżej 25% mierzona energia systematycznie maleje ze wzrostem r . Efekt obniżenia odpowiedzi kalorymetru dla przypadków z dużym depozytem w części HAC2, zaobserwowano także dla przypadków o energii 50 i 75 GeV. Jak pokazano na rysunku 36, ułamkowa poprawka do energii mierzonej w funkcji r nie zależy od energii wiązki. Zależność dla $r > 25\%$ z dobrą dokładnością można opisać funkcją liniową.

Rozkład odpowiedzi prototypu FCAL dla hadronów o energii 100 GeV, uzyskany po uwzględnieniu poprawki na wpływ do obszaru martwego, pokazany jest na rysunku 37. Na rysunek naniesiono także dopasowaną funkcję Gaussa. Uzyskana z dopasowania zdolność rozdzielcza wynosi $\frac{38\%}{\sqrt{E}}$. Jest to zgodne z wynikami uzyskanymi dla prototypu FCAL bez udziału BAC, gdzie wpływy kontrolowane są cięciem w sekcji HAC2 kalorymetru (patrz rozdział 4), jeśli uwzględnimy wpływ rozmycia pędowego wiązki i szumy elektroniki. Pęd cząstek wchodzących do kalorymetru nie był, w omawianym okresie zbierania danych, mierzony dla każdego przypadku. Na podstawie parametrów wiązki można jedynie szacować, że jej rozmycie pędowe wynosiło ok. 1,5%. Opisaną poprawkę pomiaru energii w FCAL, w funkcji ułamka energii zdeponowanego w części HAC2, stosowano w dalszej analizie we wszystkich przypadkach, także tych z dalszymi wpływami energii do kalorymetru BAC.

6.3 Interkalibracja kalorymetrów FCAL i BAC

Wpływy kaskad hadronowych z kalorymetru uranowego prowadzą do wyraźnej korelacji między sygnałami prototypów FCAL i BAC. Zależność energii mierzonej w kalorymetrze BAC (według kalibracji BAC, jako samodzielnego kalorymetru) do sygnału kalorymetru uranowego pokazana jest na rysunku 38. Odpowiedź kalorymetru BAC wyraźnie zależy od wielkości energii uciekającej z prototypu FCAL. Tym samym BAC może być używany nie tylko do selekcji kaskad całkowicie zaabsorbowanych w kalorymetrze uranowym, ale również do poprawiania pomiaru energii dla kaskad z niego wpływających. Odpowiedź prototypu BAC jest jednak wyraźnie zaniżona w stosunku do energii wpływającej. Poprawka na straty energii w obszarze martwym, wprowadzona na podstawie sygnału z sekcji HAC2 kalorymetru uranowego, zapewnia poprawny pomiar energii jedynie dla kaskad nie wpływających do kalorymetru BAC. Wraz ze wzrostem wpływów do prototypu BAC rośnie stosunek strat energii w obszarze martwym do sygnału sekcji HAC2 i wprowadzona poprawka nie wystarcza do ich pełnego uwzględnienia. Aby skompensować dodatkowe straty energii w obszarze martwym, należy na podstawie obserwowanej korelacji wyznaczyć nową kalibrację kalorymetru BAC.

Pomiar energii wpływającej z kalorymetru uranowego może być znacząco poprawiony, jeśli oprócz sygnału z prototypu BAC uwzględnimy także informację uzyskiwaną z komór mionowych μ_1 , umieszczonych pomiędzy kalorymetrami FCAL i BAC. Odpowiedź komór mionowych jest proporcjonalna do liczby cząstek naładowanych, wpadających do kalorymetru BAC. Pośrednio odzwierciedla to więc straty energii w obszarze martwym, pomiędzy kalorymetrami. Ponieważ w prototypie BAC pierwsza warstwa komór znajduje się za 7,3 cm płytą żelazną, uwzględnienie komór μ_1 w pomiarze energii daje efektywnie zminieszenie, o co najmniej taką grubość, obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami. Rozkład sygnału z komór mionowych μ_1 , dla przypadków hadronowych o energii 100 GeV, pokazany jest na rysunku 39. Maksimum, wyraźnie oddzielone od przypadków, w których nie zarejestrowano żadnego sygnału, odpowiada przejściu pojedynczej cząstki naładowanej. Sygnały odpowiadające przejściu większej liczby cząstek zlewają się, tworząc długi ogon rozkładu. Kaskady hadronowe docierają do komór μ_1 w około 30% przypadków, dając średni sygnał odpowiadający 3,5 cząstkom naładowanym.

Kalibrację prototypu BAC i układu komór mionowych μ_1 ustalono przez optymalizację zdolności rozdzielczej w pomiarze energii. Badano rozkład energii mierzonej, uzyskany przez dodanie do odpowiedzi prototypu FCAL odpowiednio ważonych sygnałów z kalorymetru BAC i komór μ_1

$$E = E_{DU} + c_{BAC} \cdot E_{BAC} + c_{\mu} \cdot S_{\mu}, \quad (50)$$

gdzie c_{BAC} , c_{μ} - są stałymi kalibracyjnymi dla kalorymetru BAC i komór mionowych,
 E_{BAC} - jest odpowiedzią prototypu BAC mierzona w GeV, według kalibracji kalorymetru wolnostojącego,
 S_{μ} - jest odpowiedzią komór μ_1 , mierzona w jednostkach najbardziej prawdopodobnego sygnału mionowego (w skrócie "mip").

Otrzymane rozkłady nie dają się jednak w ogólności opisać funkcją Gaussa. W przypadku złożenia odpowiedzi dwu kalorymetrów, o bardzo różnej rozdzielczości, udział przypadków w ogonach rozkładu może być znacznie większy, niż by to wynikało z jego szerokości wokół maksimum. Ze względu natomiast na straty energii w obszarze martwym, otrzymywane rozkłady są wyraźnie asymetryczne. Wynika z tego konieczność znalezienia innego opisu zdolności rozdzielczej kalorymetru, nie związanego z rozkładem Gaussa.

Dla wszystkich badanych rozkładów energii pozycję maksimum określano na podstawie dopasowania funkcji Gaussa, w bezpośrednim jego sąsiedztwie. Następnie dopasowywano niezależnie oba zbocza rozkładu, co pozwalało na określenie jego szerokości w połowie wysokości (w skrócie FWHM, od angielskiego Full Width at Half Maximum). Ostatecznie wybrano cztery wielkości, będące miarą zdolności rozdzielczej. Są to:

- szerokość rozkładu wyznaczona z FWHM, $\sigma = \frac{FWHM}{\sqrt{2 \cdot \ln 2}}$,
- dyspersja (RMS) rozkładu, obliczona w obszarze $\pm 3\sigma$ wokół maksimum,
- ułamek przypadków na zewnątrz obszaru $\pm 3\sigma$ wokół maksimum rozkładu — $f_{3\sigma}$,
- dyspersja (RMS) całego rozkładu.

Wszystkie cztery opisane wielkości mogą być zminimalizowane przez odpowiednie dobranie wartości c_{BAC} i c_{μ} , dając zgodne wyniki. Od wyboru miary zdolności rozdzielczej zależy natomiast wyraźnie dokładność wyznaczenia stałych kalibracyjnych. Na rysunku 40 pokazany jest uzyskany dla każdej z badanych wielkości obszar c_{BAC} i c_{μ} , w którym zmienia się ona o nie więcej niż 1 odchylenie standardowe, od znalezionej wartości minimalnej. Szerokość rozkładu, wyznaczona z FWHM lub z RMS w obszarze $\pm 3\sigma$ wokół maksimum, bardzo słabo zależy od c_{BAC} i c_{μ} , gdyż większość przypadków jest dobrze mierzona w kalorymetrze FCAL. Obie te wielkości dają więc bardzo słabe oszacowania na c_{BAC} i c_{μ} . Znacznie dokładniejsze wyznaczenie kalibracji możliwe jest na podstawie ogonów rozkładów, mierzone przez liczone w pełnym zakresie RMS lub $f_{3\sigma}$. Ostatecznie kalibrację prototypu BAC i układu komór mionowych wyznaczono na podstawie minimalizacji RMS, gdyż wielkość ta jest czuła zarówno na ogony rozkładu, jak

i na jego szerokość. Optymalizacja RMS daje także najlepsze oszacowanie na błędy stałych kalibracyjnych. Kalibrację przeprowadzono początkowo niezależnie dla każdej badanej energii wiązki hadronowej. W granicach błędów ich wyznaczenia stałe kalibracyjne nie zależą jednak od energii wiązki. Ostateczną kalibrację ustalono więc na podstawie łącznej analizy wszystkich danych uzyskując ⁵

$$c_{BAC} = 1,21 \pm 0,02 \quad (51)$$

$$c_{\mu} = 0,43 \pm 0,01 \frac{\text{GeV}}{\text{mip}}. \quad (52)$$

Korelacja między energią widzianą w prototypie FCAL, a wpływem mierzonym na podstawie uzyskanej kalibracji w prototypie BAC oraz komorach mionowych, przedstawiona jest dla przypadków 100 GeV hadronów na rysunku 41.

Liniowość otrzymanej kalibracji detektorów została sprawdzona dla wszystkich badanych energii wiązki. Względne odchylenie energii mierzonej badane było w funkcji ułamka energii mierzonego w kalorymetrze BAC i komorach mionowych. Jak pokazano na rysunku 42a, kalibracja zapewnia dobrą liniowość w pomiarze energii dla wpływów nie przekraczających 25%. Dla około 1% przypadków (patrz rysunek 42b) z wysokimi sygnałami w kalorymetrze BAC obserwujemy wyraźne odchylenie od liniowości, dochodzące do 40%. Wiąże się to prawdopodobnie z bardzo wysokimi stratami w obszarze martwym dla kaskad zaczynających się pod koniec kalorymetru uranowego. Nie bez znaczenia mogą też być efekty nasycania odpowiedzi BAC dla wąskiej składowej elektromagnetycznej kaskady. Dla kaskad o dużym depozycie energii w prototypie BAC jest też możliwe, że część energii wypływa przez tylną ścianę kalorymetru. Kalorymetr Veto może nie rejestrować wszystkich wpływów, ze względu na wymiary poprzeczne, dużo mniejsze od wymiarów prototypu BAC. Poprawienie pomiaru energii dla tych przypadków nie jest możliwe bez naruszenia liniowości algorytmu (50); jednocześnie warto podkreślić, że dotyczy to jedynie około 1% przypadków. Przedstawiane wyniki, dotyczące kalibracji kalorymetru BAC i komór mionowych, uzyskane zostały po odrzuceniu przypadków z wpływami energii większymi niż 25% całkowitej mierzonej energii.

Komory mionowe w detektorze ZEUS będą miały konstrukcję całkowicie odmienną od komór kalorymetru BAC. Wypełnione mieszkanką argonu i izobutanu mogą dawać inną odpowiedź na kaskady wypływające z uranu niż komory używane podczas testów. Tym samym uzyskana kalibracja nie może być wprost przeniesiona do detektora ZEUS. W ramach prowadzonej analizy danych badano też możliwość pomiaru energii wypływającej z kalorymetru uranowego, na podstawie tylko sygnału prototypu BAC, z pominięciem informacji uzyskiwanych z komór mionowych. Metodą minimalizacji RMS dla rozkładu energii mierzonej w kalorymetrach FCAL i BAC uzyskana stała kalibracyjna dla prototypu BAC wynosi

$$c_{BAC} = 1,65 \pm 0,02. \quad (53)$$

Podobnie jak dla pomiaru z udziałem komór mionowych, kalibracja ta zapewnia liniowość w pomiarze energii dla wpływów do kalorymetru BAC nie większych niż ok. 25%.

6.4 Wpływ kalorymetru BAC na pomiar energii

Rozkład energii mierzonej w kalorymetrze FCAL oraz w układzie obu kalorymetrów FCAL i BAC, z udziałem komór mionowych, badany był w funkcji cięcia na wpływ energii z kalo-

⁵Wyższa od 1 stała kalibracyjna dla prototypu BAC może świadczyć o tym, że sygnał z komór mionowych nie jest wystarczający do skorygowania strat w obszarze martwym. Na kalibrację kalorymetru BAC może jednak wpływać szereg dodatkowych czynników, jak na przykład różny średni skład kaskady wypływającej z uranu, w porównaniu z kaskadą rozwijającą się w żelazie. Podczas testów pierwszego prototypu kalorymetru BAC [46], wyposażony on był w plastikowe komory wypełnione mieszkanką argonu i izobutanu. Przy braku obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami, uzyskano wtedy stałą kalibracyjną dla kalorymetru BAC $c_{BAC} \approx 0,7$. Wzrost odpowiedzi kalorymetru BAC dla kaskad wypływających z uranu mógł być częściowo związany ze strumieniem neutronów, które mogą dać znaczący sygnał w bogatej w wodór (kwasii-swoobodne protony) mieszanecz gazowej. Efekty takie są zaniedbywalne w przypadku komór aluminowych, wypełnionych gazem nieorganicznym. Ze względu na dużą różnicę zdolności rozdzielczej między dwoma współdziałającymi kalorymetrami, na kalibrację BAC może mieć też wpływ kształt rozkładu energii, wypływającej z kalorymetru uranowego.

rymetru uranowego. Wpływ cięcia, wyrażonego w procentach całkowitej mierzonej energii, na szerokość rozkładu σ (wyznaczoną z FWHM) dla 100 GeV hadronów pokazany jest na rysunku 43a. Cięcie w kalorymetrze BAC i komorach mionowych μ_1 wyraźnie poprawia zdolność rozdzielczą kalorymetru uranowego, definiowaną jako $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$. Zdolność rozdzielcza spada od $40,9 \pm 0,3\%$ dla wszystkich przypadków do $38,4 \pm 0,3\%$ dla około 70% przypadków z mierzonym wpływem, nie większym niż 1% energii wiązki. Dodając mierzoną wartość wpływającej energii, zdolność rozdzielcza dla pełnej próbki przypadków może być poprawiona z $40,9 \pm 0,3\%$ do $39,9 \pm 0,3\%$. Dużo silniejszy efekt ma badane cięcie na procent źle zmierzonych przypadków, dających wkład do niegaussowskich ogonów rozkładu, wyrażony przez $f_{3\sigma}$. Uwzględnienie energii mierzonej w kalorymetrze BAC i sygnału z komór mionowych redukuje udział tych przypadków w pełnej próbce z $4,9 \pm 0,1\%$ do $1,9 \pm 0,1\%$. Wybierając przypadki całkowicie zawarte w kalorymetrze FCAL, dla których mierzony wpływ energii nie przekracza 1%, udział źle zmierzonych przypadków może być zredukowany do $0,41 \pm 0,04\%$. Zależność wartości $f_{3\sigma}$ od cięcia na mierzony wpływ energii z kalorymetru uranowego pokazana jest na rysunku 43b.

Przedstawione dotychczas rezultaty otrzymane zostały dla energii wiązki hadronowej 100 GeV, przy której zebrano największą statystykę przypadków. Wpływ cięcia na energię wpływającą z kalorymetru uranowego był także badany dla pomiaru hadronów o energii 50 i 75 GeV. Wyniki dotyczące szerokości rozkładu mierzonej energii $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ oraz procentu przypadków w ogonach rozkładu $f_{3\sigma}$, podsumowane są na rysunku 44. Przy energii wiązki 50 GeV pomiar wpływów energii nie ma praktycznie wpływu na szerokość rozkładu. Począwszy od energii 75 GeV wyraźną poprawę zdolności rozdzielczej uzyskujemy przy odrzuceniu przypadków z wpływami energii, natomiast dodawanie mierzonych wpływów poprawia zdolność rozdzielczą jedynie dla energii 100 GeV. Znacznie wyraźniejszy jest wpływ pomiaru wpływów w kalorymetrze BAC i komorach mionowych, jeśli rozpatrujemy ogony rozkładu mierzonej energii (patrz rysunek 44b). Przy braku cięcia na wpływy, procent źle zmierzonych przypadków rośnie bardzo szybko z energią. Dodawanie mierzonej energii wpływającej redukuje liczbę tych przypadków o czynnik ok. 2. Odrzucenie przypadków z wpływem przekraczającym 1% całkowitej mierzonej energii, pozwala ograniczyć udział tych przypadków do stałego poziomu poniżej 1%.

Podobną analizę wpływu cięć na pomiar energii w kalorymetrze FCAL oraz w układzie kalorymetrów FCAL i BAC wykonano także przy założeniu, że komory mionowe μ_1 nie są włączone do pomiaru wpływającej energii. Bez udziału komór mionowych zdolności rozdzielcze, uzyskiwane z wykorzystaniem kalorymetru BAC, zarówno przy odrzucaniu wpływów jak i przy ich domierzaniu, są średnio o ok. 0,4% gorsze. Mimo to odrzucanie wpływających przypadków daje wciąż istotną poprawę zdolności rozdzielczej. Rezygnacja, przy odrzucaniu wpływających przypadków, z zastosowania komór mionowych, ma natomiast zanedbywalny wpływ na liczbę źle zmierzonych przypadków, wyrażoną przez $f_{3\sigma}$. Wiąże się to prawdopodobnie z faktem, że wkład do ogonów dają kaskady o znacznych wpływach energii (przy energii 100 GeV cięcie 3σ odpowiada wpływowi ok. 10 GeV), które bez trudu przechodzą przez obszar martwy dając sygnał w kalorymetrze BAC.

6.5 Podsumowanie

Wyniki testów prototypów kalorymetrów FCAL i BAC wskazują, że kalorymetr BAC zapewnia kontrolę nad wpływami energii z kalorymetru uranowego. Możliwy jest pomiar wpływającej energii, pod warunkiem, że kalibracja kalorymetru uzupełniającego zostanie odpowiednio poprawiona. Straty energii, w obszarze martwym pomiędzy kalorymetrami, można odtworzyć na podstawie sygnału sekcji HAC2 kalorymetru uranowego, a także włączając do pomiaru warstwę komór mionowych, znajdujących się bezpośrednio przed kalorymetrem BAC. Interkalibracja kalorymetrów nie zależy w badanym zakresie od energii wiązki i zapewnia stałą odpowiedź układu, niezależnie od podłużnego podziału energii. Jedynie w około 1% przypadków przy wpływach energii większych od 25% obserwujemy wyraźne odchylenie od liniowości.

Pomiar energii wpływającej z kalorymetru uranowego ma istotne znaczenie przy pomiarze kaskad hadronowych. Może on być wykorzystany do selekcji kaskad całkowicie zawartych

w kalorymetrze FCAL, zapewniając optymalny pomiar energii dla zredukowanej próbki przypadków. Dodając mierzoną wartość wypływu do sygnału kalorymetru FCAL można też znacząco poprawić pomiar energii dla wszystkich przypadków. Oba podejścia prowadzą do uzyskania symetrycznego rozkładu mierzonej energii. Niegaussowski ogon przypadków, o znacząco niedomierzonej energii, obserwowany w rozkładzie odpowiedzi kalorymetru FCAL, może być prawie całkowicie wyeliminowany. Tym samym, wykorzystując kalorymetr uzupełniający, uzyskujemy hermetyczny pomiar energii kaskad hadronowych, zbliżony do pomiaru w nieskończonym kalorymetrze uranowym. Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały opublikowane w pracy [54].

Rozdział 7

Szybka symulacja kaskad hadronowych.

Opisane rezultaty testów prototypowego układu kalorymetrycznego detektora ZEUS wskazują, że kalorymetr BAC może mieć duże znaczenie w pomiarach głęboko nieelastycznego rozpraszania e-p. Wyników uzyskanych na wiązce testowej nie można jednak w prosty sposób uogólnić na przypadki obserwowane w detektorze ZEUS. Przede wszystkim wynika to ze zmiennej grubości kalorymetru uranowego, w funkcji kierunku w detektorze (patrz rysunek 9), co ma istotny wpływ na wielkość wpływów energii do kalorymetru BAC. Istotna jest też różnica w rozwoju kaskad, pochodzących od pojedynczych hadronów, jakie obserwowane były podczas testów i kaskad powstających z wielocząstkowych jetów hadronowych, obserwowanych w detektorze ZEUS. Wyniki testów WA78 wskazują, że w przypadku jetów wpływy energii do kalorymetru BAC mogą być kilkakrotnie niższe, niż dla pojedynczych cząstek [7].

Ponieważ wyniki przeprowadzonych testów nie dostarczają pełnej potrzebnej informacji, wpływ kalorymetru BAC na pomiar rozpraszania e-p w akceleratorze HERA ocenić można jedynie na podstawie symulacji ⁶. Analiza Monte Carlo rozwoju kaskad hadronowych w detektorze ZEUS jest między innymi konieczna do znalezienia interkalibracji kalorymetrów CAL i BAC. Aby dokładnie prześledzić rolę kalorymetru BAC w pełnym dostępnym obszarze kinematycznym potrzebne jest jednak wygenerowanie setek tysięcy przypadków. Badanie tak dużych próbek kaskad hadronowych nie jest możliwe przy użyciu programów szczegółowo symulujących procesy ich rozwoju w kalorymetrze, z uwagi na ich ogromną czasochłonność. Potrzebny do tego jest program szybkiej symulacji, oparty na parametryzacji rozwoju kaskad hadronowych.

Szybka symulacja kaskad hadronowych oparta jest na założeniu, że dominujący wkład do fluktuacji podłużnego kształtu kaskady można opisać wprowadzając niewielką liczbę odpowiednio dobranych zmiennych losowych [55]. Mogą to być, na przykład, parametry związane z opisem średniego profilu kaskady. Rozkłady tych parametrów, odpowiadające fluktuacjom kształtu pojedynczych kaskad, można badać wykorzystując programy dokładnej symulacji (patrz na przykład [56]), lub też dane doświadczalne. Przedstawiony w tym rozdziale program przygotowany został na podstawie danych z testów opisanego w rozdziale 3 kalorymetru WA78. Średni profil kaskady, po uwzględnieniu rozmycia związanego z położeniem wierzchołka, opisany został prostą funkcją analityczną. Znaleziona funkcja zapewnia dokładny opis ogona kaskady, co ma decydujące znaczenie dla opisu wpływów energii do kalorymetru BAC. Fluktuacje parametrów wybranej funkcji, wyznaczone zostały przez jej dopasowanie do poszczególnych przypadków testowych.

⁶Rozwój jetów w kalorymetrze można również badać przez "sklejanie" przypadków testowych, mierzonych przy różnych energiach. Wymaga to jednak zebrania bardzo dużej liczby przypadków w szerokim przedziale energii. Rozwój kaskad hadronowych w układzie kalorymetrów FCAL i BAC nie był mierzony dla energii poniżej 50 GeV, co uniemożliwia zastosowanie takiego podejścia.

7.1 Opis średniego profilu kaskady

Punktem wyjścia do symulacji pojedynczych kaskad hadronowych była analiza średniego rozkładu energii w kalorymetrze w funkcji energii wiązki. Zgodnie z podejściem zasugerowanym przez R. K. Bocka [57], średni profil kaskady hadronowej może być użyty do wyboru parametrów, opisujących rozwój pojedynczych kaskad. Wyniki testów WA78 dostarczają bardzo dokładnej informacji o średnim rozkładzie podłużnym energii, ze względu na drobną segmentację kalorymetru. Grubości modułów kalorymetru nie są jednak dostatecznie małe, aby można było zaniedbać zmianę gęstości rozkładu energii na ich długości. Tym samym dopasowywanie dowolnej funkcji do danych powinno uwzględniać jej całkowanie po długościach kolejnych modułów. Może to stanowić poważny problem numeryczny w przypadku funkcji, której nie można scałkować analitycznie oraz w przypadku dużej liczby potrzebnych dopasowań (docelowo wybrana funkcja dopasowywana będzie dla każdego przypadku). Problem ten nie występuje jeśli w miejsce średniego rozkładu energii rozważamy rozkład scałkowany

$$I(x) = \int_x^\infty dy s(y) , \quad (54)$$

gdzie: $I(x)$ - jest scałkowanym rozkładem energii,
 $s(x) = \frac{1}{E_0} \frac{dE}{dx}$ - jest znormalizowanym średnim rozkładem energii w kalorymetrze,
 E_0 jest energią wiązki,
 x, y - jest pozycją w kalorymetrze mierzona w λ_{int} .

Z danych doświadczalnych możemy wyznaczyć $I(x)$ w punktach, odpowiadających brzegom kolejnych modułów kalorymetru, przez sumowanie depozytów w kolejnych modułach. Na rysunku 45 przedstawiony jest przykładowy kształt scałkowanego rozkładu energii, dla energii wiązki 210 GeV. Warunek normalizacji średniego rozkładu energii $s(x)$ zastępują warunki brzegowe na $I(x)$; $I(0)=1$ i $I(\infty)=0$.

Rozkład energii otrzymany z danych testowych nie odpowiada jednak średniemu kształtowi kaskady hadronowej. Jest on dodatkowo scałkowany po rozkładach wierzchołka kaskady w detektorze. Możliwe jest jednak odtworzenie pierwotnego profilu, przyjmując dwa założenia:

- wierzchołki kaskady hadronowej rozłożone są w kalorymetrze zgodnie z rozkładem eksponencjalnym

$$\rho(v) = \alpha \cdot e^{-\alpha v} , \quad (55)$$

gdzie: v - jest pozycją wierzchołka kaskady mierzona w λ_{int} ,
 α - jest parametrem rozkładu.

- średni kształt kaskady nie zależy od pozycji wierzchołka, co prowadzi do związku

$$s(x) = \int_0^x dv \cdot s_0(x-v) \rho(v), \quad (56)$$

gdzie $s_0(x)$ jest średnim kształtem kaskady hadronowej mierzonym od jej wierzchołka.

Na tej podstawie można wyznaczyć średni scałkowany profil kaskady, mierzony od jej wierzchołka $I_0(x)$, z równania

$$I_0(x) = I(x) + \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{dI(x)}{dx} , \quad (57)$$

gdzie α jest parametrem, określającym rozkład wierzchołków kaskady zgodnie z równaniem (55). Dla wiązki nukleonów rozkład pozycji wierzchołka kaskady opisywany jest przez $\alpha=1$, zgodnie z definicją λ_{int} . Hadronowa wiązka testowa składała się jednak w większości z pionów, dla których przekrój czynny na oddziaływanie z materią kalorymetru jest wyraźnie niższy niż dla nukleonów. Dla uzyskanego z danych WA78 rozkładu pozycji wierzchołka kaskady [58] otrzymano

$$\alpha = 0,84 \pm 0,01 . \quad (58)$$

Uzyskane przy tej wartości α rozkłady $I_0(x)$, dla kaskad hadronowych o różnych energiach, przedstawione są na rysunku 46.

Szczególnie istotny dla symulacji wpływów kaskad z kalorymetru uranowego jest dokładny opis ogonów rozkładu energii. Ogon średniego profilu kaskady $I_0(x)$ okazał się być bardzo dobrze opisany przez następującą zależność:

$$I_0(x) \sim \exp(-b \cdot x^p), \quad (59)$$

gdzie b i p są parametrami zależącymi od energii wiązki. Aby opisać cały profil kaskady należy jednak uwzględnić fakt, że około 30% jej energii zdeponowane jest w bezpośrednim sąsiedztwie wierzchołka. Można to zrobić dodając do wyrażenia (59) drugą, krótkozasięgową składową kaskady. Segmentacja podłużna kalorymetru WA78 nie jest wystarczająca do wyznaczenia kształtu tej składowej. Nie jest to jednak istotne, gdyż z tego samego powodu konkretna postać tej składowej ma zanedbywalny wpływ na dopasowywanie parametrów $I_0(x)$. Przyjęto, że składowa krótkozasięgową może być opisana przez niezależną od energii wiązki funkcję, odpowiadającą scałkowanemu profilowi kaskady elektromagnetycznej [23]

$$E(t) = \int_t^\infty dz \cdot \frac{z^3}{96} \cdot \exp\left(-\frac{z}{2}\right), \quad (60)$$

gdzie t, z - są odległościami od wierzchołka kaskady mierzoną w drogach radiacyjnych,
 $\frac{1}{96}$ - jest czynnikiem, zapewniającym odpowiednią normalizację funkcji;
 $E(0)=1$ i $E(\infty)=0$.

Dzięki przyjętej całkowitej wartości potęgi z , wyrażenie to może być scałkowane analitycznie.

Pełne wyrażenie opisujące średni profil kaskady hadronowej, uwzględniające zarówno ogon kaskady, jak i składową krótkozasięgową może być zapisane w postaci

$$I_0(x) = w \cdot E(t) + (1 - w) \cdot \exp(-b \cdot x^p) \quad (61)$$

gdzie w jest ułamkiem energii zdeponowanej przez składową krótkozasięgową kaskady. Wyniki dopasowania funkcji (61) do profili kaskad $I_0(x)$, otrzymanych przy różnych wartościach energii wiązki, przedstawione są na rysunku 46. Przyjęta postać funkcji bardzo dobrze opisuje średni kształt kaskad hadronowych.

7.2 Symulacja fluktuacji w rozwoju kaskady

Podstawowym założeniem opracowanego programu symulacji kaskad hadronowych jest możliwość opisu każdej pojedynczej kaskady zależnością funkcyjną (61) właściwą dla średniego rozkładu energii. Fluktuacje rozwoju kaskady uwzględnione mogą być przez fluktuacje parametrów równania: w, p i b . Dodatkowo pozycja wierzchołka kaskady v zmienia się zgodnie z rozkładem opisanym równaniem (55). Rozkłady tych czterech parametrów, opisujących kształt kaskady, zostały wyznaczone przez dopasowanie wybranej funkcji kolejno do wszystkich badanych przypadków. Oprócz wymienionych parametrów dopasowywana była także całkowita zdeponowana energia E oraz ułamek energii ε tracony ze względu na podłużne wpływy kaskady.

Na rysunku 47 pokazany jest rozkład pozycji wierzchołka kaskady uzyskany dla przypadków hadronowych o energii 210 GeV. Zgodnie z oczekiwaniami rozkład ten można opisać równaniem (55), przy czym dopasowana wartość parametru α pokrywa się z wartością wcześniej przyjętą na podstawie danych testowych [58]. Podobnie rozkład dopasowanej energii całkowitej kaskady jest dobrze opisany krzywą Gaussa, odpowiadającą zdolności rozdzielczej kalorymetru, jak pokazano na rysunku 48 ⁷. Względna szerokość rozkładu dopasowanej energii całkowitej kaskady wynosi

⁷Pojawienie się przypadków o energii znacznie większej niż energia wiązki jest wynikiem procedury dopasowania, w której nie wprowadzono ograniczenia na położenie wierzchołka. Dla tych przypadków dopasowane położenie wierzchołka kaskady wypadło przed kalorymetrem i stąd też energia wyznaczona z dopasowania jest zawyżona w stosunku do energii mierzonej w kalorymetrze. Przypadki takie były odrzucane w analizie rozkładów dopasowanych parametrów, jak również wszystkie te, których wierzchołek znajdował się w pierwszym module kalorymetru. W ten sposób usuwano z próbki domieszkę elektronów oraz kaskad rzeczywiście rozpoczynających się przed kalorymetrem (na przykład w wyniku oddziaływania hadronów w licznikach wiązki).

$5,3 \pm 0,1\%$, w porównaniu z $4,8 \pm 0,1\%$ uzyskanym bezpośrednio z kalorymetru. Rozkład ułamka energii niesionej przez składową krótkozasięgową kaskady - w, pokazany na rysunku 49a, ma bardziej skomplikowaną strukturę. Dla przypadków z $w > 0$ stwierdzono, że rozkład $-\ln(w)$ daje się bardzo dobrze opisać rozkładem Gamma, jak pokazano na rysunku 49b. Natomiast w około 20% przypadków dopasowana wartość w jest zgodna z 0 i do opisu kaskady wystarcza tylko jedna składowa ⁸.

Wśród dopasowywanych parametrów jedyną niezaniadbywalną korelację zaobserwowano pomiędzy wartościami b i p (patrz rysunek 50). Uniemożliwia to traktowanie tych parametrów jako niezależnych zmiennych losowych. Korelację można jednak wyeliminować wprowadzając dwie nowe zmienne, wyrażające się przez b i p. Jako takie zmienne wybrano dwa parametry, opisujące podłużny rozkład energii deponowanej przez część długozasięgową kaskady (otrzymany przez zróżniczkowanie zależności (59)): średnią głębokość M oraz $\text{RMS}/\sqrt{M}$, gdzie RMS jest dyspersją tego rozkładu. Jak pokazano na rysunku 51, wielkości te można uznać za niezależne zmienne losowe, co pozwala na ich niezależną generację. Ich rozkłady opisywane są przez stosunkowo proste funkcje o odpowiednio 2 i 3 zależnych od energii parametrach. Transformacja niezależnie wygenerowanych zmiennych M i $\text{RMS}/\sqrt{M}$ do parametrów b i p bardzo dobrze odtwarza ich rozkłady oraz korelację (patrz rysunek 52).

Symulacja pojedynczej kaskady hadronowej, o zadanej energii E_0 , wymaga wylosowania czterech niezależnych parametrów opisujących kształt kaskady: pozycji wierzchołka v, ułamka energii deponowanego przez składową krótkozasięgową w, średniej głębokości M energii deponowanej w ogonie kaskady oraz jego rozmycia wyrażonego przez $\text{RMS}/\sqrt{M}$. Dopasowywanie parametrów przeprowadzono dla kaskad rejestrowanych przy pięciu różnych energiach, od 20 do 210 GeV. Współczynniki określające kształty ich rozkładów okazały się zależeć logarytmicznie od energii wiązki. Dla współczynników określających położenia maksimum poszczególnych rozkładów zostało to pokazane na rysunku 53. Symulacja kaskad o różnych energiach została więc oparta na współczynnikach rozkładów interpolowanych do energii wiązki 100 GeV oraz na ich nachyleniu w funkcji $\ln(E_0)$. Pozwala to formalnie na poprawny opis rozkładów dla energii powyżej 2 GeV ⁹.

Wygenerowany kształt kaskady hadronowej jest w symulacji wykorzystywany do podziału energii wiązki E_0 pomiędzy depozyty w kolejnych modułach kalorymetru. Końcowym etapem symulacji jest uwzględnienie rozmycia odpowiedzi kalorymetru, wynikającego ze zdolności rozdzielczej. Odpowiedź każdego modułu generowana była z rozkładu Gamma, opisanego przy użyciu średniej odpowiedzi detektora $\langle E \rangle$ (równej wartości energii zdeponowanej przez kaskadę) oraz dyspersji rozkładu σ , według wzoru

$$\rho(E) = \frac{B^P}{\Gamma(P)} \cdot E^{P-1} \cdot e^{-BE}, \quad (62)$$

$$\text{gdzie : } P = \frac{\langle E \rangle^2}{\sigma^2},$$

$$B = \frac{P}{\langle E \rangle}.$$

Założono, że dla każdego modułu detektora rozmycie odpowiedzi skaluje się z pierwiastkiem zdeponowanej energii

$$\sigma = \text{const} \cdot \sqrt{\langle E \rangle} \quad (63)$$

Dodatkowo dla każdego modułu detektora uwzględniono niewielkie gaussowskie rozmycie odpowiedzi, odzwierciedlające niezależne od energii szumy.

⁸Wśród tych przypadków wyraźnie wyróżniają się dwie klasy, różniące się średnią długością kaskady. Przypadki o niższej średniej długości kaskady interpretujemy jako złożone jedynie ze składowej krótkozasięgowej, czyli odpowiadające $w=1$. W wyniku dopasowania otrzymujemy $w=0$, gdyż przyjęta parametryzacja nie dopuszcza fluktuacji składowej krótkozasięgowej - korzystniejsze jest dopasowanie zmiennego kształtu składowej długozasięgowej.

⁹Dla energii poniżej około 2 GeV funkcja opisująca rozkład $\text{RMS}/\sqrt{M}$ staje się, w wyniku ewolucji parametrów, niecałkowalna.

7.3 Porównanie z danymi

Aby symulacja, oparta na wynikach opisanego dopasowania profilu kaskady do danych WA78, odtwarzała poprawnie te dane, konieczne było wprowadzenie poprawki. Podłużne rozmycie ogona kaskady (losowany parametr $RMS/\sqrt{M}$) zwiększone zostało o 15%, niezależnie od energii wiązki. Konieczność zwiększenia rozmycia kaskady może wynikać z faktu, że fit 6 parametrów do 24 depozytów energii prowadzi do wygładzenia profilu i utraty informacji o części jego fluktuacji.

Porównanie symulowanej odpowiedzi wybranych modułów kalorymetru WA78 z danymi testowymi, dla energii wiązki 20 i 210 GeV, pokazane jest na rysunku 54. Symulacja dobrze odtwarza rozkłady energii w pojedynczych modułach kalorymetru. Bardzo dobrze jest też odtwarzany rozkład energii w całym kalorymetrze uranowym (pierwsze 12 modułów kalorymetru, równoważne $5,45 \lambda_{int}$), jak pokazano dla energii wiązki 210 GeV na rysunku 55. Zgodność symulacji z danymi, na których została ona oparta, nie jest jednak testem uniwersalności wybranej parametryzacji. Wyniki symulacji kaskad hadronowych zostały więc porównane z wynikami testów prototypowych kalorymetrów FCAL i BAC, opisanymi w poprzednim rozdziale. Jak pokazano na rysunku 56, na przykładzie danych o energii 100 GeV, program dobrze odtwarza zarówno rozkłady energii w poszczególnych sekcjach jak i w całym kalorymetrze uranowym. Niewielka rozbieżność jest jedynie widoczna w rozkładzie energii dla sekcji HAC1 kalorymetru. Symulacja nie odtwarza mianowicie maksimum rozkładu dla dużych depozytów, wyraźnie widocznego dla danych testowych. Jednocześnie jednak rozkład doświadczalny urywa się wyraźnie wcześniej niż to wynika z dostępnej energii wiązki (plus rozmycie związane z rezolucją). Sugeruje to obecność w danych efektów nasycenia dla kaskad hadronowych, całkowicie zawartych w sekcji HAC1 kalorymetru. Może się to też wiązać z odrzuceniem, na wstępnym etapie analizy, przypadków z przepełnieniami w odczytujących sygnały z fotopowielaczy przetwornikach analogowo-cyfrowych. Korelacja pomiędzy depozytami energii w różnych częściach kalorymetru, jak pokazano na przykładzie sekcji HAC1 i HAC2 na rysunku 57, jest również bardzo dobrze odtwarzana przez symulację.

Przyjęta logarytmiczna zależność parametrów symulacji od energii dobrze odtwarza obserwowaną zależność podłużnego profilu kaskady. Na rysunku 58 przedstawiono średni ułamek energii mierzony w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego, w funkcji energii wiązki. Symulacja, która jest przystosowana do generowania kaskad o energii $E > 2$ GeV, bardzo dobrze odtwarza średnie wypływy kaskad hadronowych do sekcji HAC2.

Symulowany rozkład odpowiedzi prototypowego kalorymetru BAC jest bardzo czuły na założoną grubość obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami FCAL i BAC. Najlepszą zgodność z danymi doświadczalnymi otrzymujemy dla obszaru martwego reprezentowanego przez warstwę żelaza o grubości 20 ± 1 cm¹⁰. Na rysunku 59 porównano symulowany rozkład odpowiedzi kalorymetru BAC dla przypadków hadronowych o energii 100 GeV z danymi testowymi. Zdolność rozdzielać prototypu BAC przyjęto za równą $\frac{120\%}{\sqrt{E}}$. Symulacja dobrze odtwarza wykładniczy zanik sygnału w kalorymetrze. Na rysunku 60 pokazano korelację uzyskaną dla symulowanych danych pomiędzy odpowiedziami kalorymetrów FCAL i BAC. Rozmycie korelacji jest wyraźnie mniejsze niż dla danych testowych (patrz rysunek 38). Oznacza to, że symulacja nie odtwarza w pełni fluktuacji w rozwoju kaskady. Tym samym symulowane straty energii w obszarze martwym są zbyt silnie skorelowane z odpowiedzią kalorymetru BAC. Dla większego rozmycia korelacji, obserwowanej dla danych testowych, może też mieć znaczenie nierównomierny rozkład materiału nieaktywnego pomiędzy kalorymetrami, co nie jest uwzględnione w symulacji. Wyniki doświadczalne mogą też być rozmyte przez prawdopodobne niejednorodności odczytu drutowego,

¹⁰Jest to wartość wyraźnie wyższa od grubości, szacowanej z danych technicznych prototypu FCAL, wynoszącej ok. 16 cm. Należy jednak pamiętać, że prototyp kalorymetru BAC rozpoczyna się płytą żelazną o grubości 7,3 cm. Możliwe, że dla potrzeb symulacji część tej grubości powinna być włączona do obszaru martwego. Na potrzebną grubość obszaru martwego istotny wpływ może też mieć różnica w konstrukcji pomiędzy kalorymetrami FCAL i BAC. Kalorymetr BAC nie jest czuły na neutronową składową kaskady hadronowej (gaz w komorach kalorymetru nie zawiera wodoru), a przez to jego odpowiedź na ogony kaskad może być znacząco niższa, niż w przypadku kalorymetru uranowego. Ponieważ parametryzacja nie uwzględnia tego typu efektów, zgodność symulacji z danymi dla kalorymetru BAC może wymagać powiększenia założonej grubości obszaru martwego.

obserwowane w jesiennym okresie zbierania danych, tym samym, w którym badany był układ kalorymetrów FCAL i BAC (patrz dodatek B).

Symulacja układu testowego pozwala na dokładne odtworzenie kalibracji kalorymetru BAC¹¹. Przyjęta grubość obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami zapewnia dokładne odtworzenie kalibracji kalorymetru BAC w sytuacji, gdy nie uwzględniano sygnału od komór mionowych, ani poprawki na ułamek energii zdeponowanej w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego. Otrzymana z symulacji stała kalibracyjna wynosi $c_{BAC}=1,86\pm0,01$ (dla danych testowych $c_{BAC}=1,86\pm0,03$, wyższa od prezentowanej w poprzednim rozdziale, ze względu na brak poprawki w HAC2). Mimo wyraźnej różnicy w opisie korelacji między sygnałami kalorymetrów, symulacja dobrze odtwarza zależność zdolności rozdzielczej kalorymetru FCAL od cięcia na ułamek energii mierzonej w kalorymetrze BAC, jak pokazano na rysunku 61a. Dobrze odtwarzany jest też charakter zależności od cięcia w BAC procentu przypadków, dla których energia, mierzona w prototypie FCAL, jest zaniżona o więcej niż $3\sigma - f_{3\sigma}$, jak pokazano na rysunku 61b. Udział tych przypadków jest jednak systematycznie większy w danych, niż dla przypadków symulowanych (przy braku cięcia w BAC odpowiednio $5,9\pm0,2\%$ i $4,60\pm0,05\%$). Istotne znaczenie ma tu prawdopodobnie, większe w symulacji niż w danych testowych, przesunięcie pozycji maksimum rozkładu w rezultacie wpływów energii (patrz rysunek 56). Pozycja maksimum ma silny wpływ na wyznaczaną wartość $f_{3\sigma}$. Obserwowana różnica może częściowo wynikać z odrzucania przypadków z wpływami energii poza kalorymetr BAC. Symulacja, dla konsystencji z danymi, uwzględnia cięcie w kalorymetrze Veto umieszczonym za kalorymetrem BAC. Ze względu na uproszczony opis fluktuacji w rozwoju symulowanych kaskad, cięcie to może mieć większy wpływ na symulowany rozkład energii w kalorymetrze FCAL, niż to obserwujemy w danych.

Udział komory mionowej umieszczonej przed kalorymetrem BAC w pomiarze energii można rozumieć, jak wspomniano w poprzednim rozdziale, jako efektywne zmniejszenie obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami. Ostatnie 7,3 cm obszaru martwego, odpowiadające grubości jednej warstwy kalorymetru BAC, wyodrębniono w symulacji jako odrębny kalorymetr. Symulacja kalibracji kalorymetru BAC z udziałem komór mionowych, prowadzi do wartości stałej kalibracyjnej $c_{BAC}=1,35\pm0,01$, bardzo dobrze zgodnej z wynikami testowymi (dla danych testowych otrzymujemy $1,35\pm0,02$). Na rysunku 62 porównano uzyskany z symulacji rozkład odpowiedzi komór mionowych z wynikami testowymi. Przeliczenia symulowanej odpowiedzi komór mionowych na jednostki najbardziej prawdopodobnego sygnału mionowego (używane w danych) dokonano na podstawie przyrównania stałych kalibracyjnych. Prowadzi to do bardzo dobrej zgodności symulacji z wynikami testów doświadczalnych.

Przy zastosowaniu cięcia w kalorymetrze BAC i komorach mionowych próbowano także odtworzyć obserwowaną w danych zależność odpowiedzi prototypu FCAL od ułamka energii zdeponowanej w sekcji HAC2 kalorymetru. Jak pokazano na rysunku 63, otrzymana z symulacji zależność wyraźnie różni się od wyników doświadczalnych - nie występuje widziany w danych efekt "progowy" zależności. W symulacji, przesunięcie pozycji maksimum w rozkładzie odpowiedzi kalorymetru FCAL występuje w całym zakresie depozytów w sekcji HAC2. Może to być wynikiem uproszczonego opisu fluktuacji w rozwoju symulowanych kaskad, co prowadzi do zbyt silnych korelacji pomiędzy depozytem energii w sekcji HAC2 a jej stratami w obszarze martwym. Efekt "progowy", obserwowany w danych doświadczalnych, może być jednak powiązany z efektem nasycenia widocznym w module HAC1 kalorymetru uranowego (patrz rysunek 56). Na podstawie wyników uzyskanych z symulacji analizowano wpływ liniowej poprawki na depozyt energii w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego na kalibrację kalorymetru BAC. W granicach błędów doświadczalnych stała kalibracyjna dla kalorymetru BAC jest bardzo dobrze odtwarzana, zarówno bez uwzględniania, jak i z uwzględnieniem sygnału z komór mionowych.

¹¹W analizie stosowano tą samą procedurę, jaka używana była dla danych testowych, włączając cięcie na wpływy z kalorymetru BAC oraz odrzucając przypadki o wpływach energii z kalorymetru uranowego większych niż 25%.

7.4 Podsumowanie

Fluktuacje kaskad hadronowych, obserwowane w danych z testów kalorymetru WA78, zostały opisane przez fluktuacje parametrów, opisujących średni profil kaskady. Pozwala to na bardzo szybką generację podłużnego rozwoju kaskad w kalorymetrach w bardzo szerokim zakresie energii. Przedstawiony program bardzo dobrze odtwarza rozkłady energii w poszczególnych modułach kalorymetru uranowego, całym kalorymetrze oraz wpływy energii do kalorymetru BAC. Co prawda uproszczony opis fluktuacji rozwoju kaskady nie zawsze pozwala odtworzyć wszystkie cechy obserwowanych korelacji, jak na przykład rozmycia korelacji odpowiedzi FCAL i BAC, lub poprawki na energię mierzoną w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego, to jednak średnie cechy rozwoju kaskady hadronowej są bardzo dobrze odtworzone. Możliwe jest więc bardzo dokładne i konsystentne odtworzenie interkalibracji kalorymetrów, uzyskanej w różnych konfiguracjach detektorów. Dobrze odtwarzany jest również wpływ kalorymetru BAC na pomiar energii w kalorymetrze uranowym, choć symulacja przewiduje o około 20% mniejszy udział przypadków, ze stratami energii większymi niż 3σ , w rozkładzie całkowitej mierzonej energii. Zgodność wyników symulacji z danymi testowymi wskazuje, że opisany program pozwala na szczegółowe badania interkalibracji kalorymetru BAC w detektorze ZEUS oraz jego roli w pomiarze przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania e-p.

Rozdział 8

Symulacja działania kalorymetru BAC w ramach detektora ZEUS

8.1 Symulacja procesów rozpraszania elektron – proton

Symulację działania układu kalorymetrycznego detektora ZEUS przeprowadzono dla próbki przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron – proton, generowanych przez program LEPTO 5.2[59]. Na podstawie zadanych parametryzacji rozkładów kwarków w protonie, program ten losuje procesy elementarnego rozpraszania elektron – kwark (patrz rysunek 2). Struktura programu LEPTO umożliwia wybór typu symulowanego oddziaływania (NC lub CC), przez określenie wymienianych bozonów cechowania. Oprócz podstawowego procesu twardego z wymianą pojedynczego bozonu możliwa jest symulacja z włączeniem do procesu fragmentacji poprawek QCD, związanych z emisją gluonów przez kwarki oraz kwarków przez gluony. Zmienne kinematyczne przypadku, x i Q^2 oraz zapach kwarku, oddziałującego z wymienianym bozonem cechowania, wybierane są dla każdego przypadku, zgodnie z różniczkowym przekrojem czynnym opisanym równaniem (7). Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały oparte na próbce przypadków NC (procesy z wymianą γ i Z^0), otrzymanych przy użyciu parametryzacji rozkładu kwarków w protonie według autorów Glücka, Rey i Vogta [60, 61]. Parametryzacja ta, opisująca dość poprawnie wszystkie dostępne dotychczas dane doświadczalne, wyróżnia się zakresem stosowalności, dopuszczającym bardzo małe wartości $Q^2 > 0,3 \text{ GeV}^2$. Chociaż obszar generowanych przypadków ograniczony był zazwyczaj do $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$, parametryzacja słuszna dla niższych wartości Q^2 wymagana jest przy uwzględnianiu we fragmentacji poprawek QCD. Wybór konkretnej parametryzacji rozkładu kwarków nie ma wpływu na wyniki prezentowane w tym rozdziale, gdyż zawsze odnoszą się one do dostatecznie małego obszaru zmiennych kinematycznych.

Do hadronizacji powstałego w wyniku elementarnego rozproszenia układu partonów, wykorzystywany jest program JETSET 6.3 [62], oparty na tzw. modelu strunowym Lund. Oddziaływanie oddalających się od siebie kolorowych kwarków przedstawiane jest w tym modelu przy użyciu łączącej je jednowymiarowej struny. Energia wewnętrzna struny rośnie proporcjonalnie

do jej długości, aż do momentu, gdy kosztem nagromadzonej energii wewnętrznej nastąpi jej pęknięcie i kreacja pary kwark-antykwar. Proces podziału struny na coraz to mniejsze fragmenty prowadzi w końcowej fazie do utworzenia nieniosących ładunku kolorowego hadronów. Na ostatnim etapie generacji program symuluje rozpad, utworzonych w procesie fragmentacji cząstek o krótkim czasie życia. Za cząstki stabilne, czyli takie, które mogą dotrzeć do rejestrującego przypadek detektora, uznaje się w ramach tego programu γ , e^- , μ^- , π^+ , K^+ , K_L^0 , p^+ oraz n (jak również odpowiednie antycząstki).

8.2 Symulacja detektora ZEUS

Analiza wpływu kalorymetru BAC na pomiar oddziaływań elektron-proton została oparta na bardzo uproszczonym opisie detektora ZEUS. W analizie zaniedbywano wpadające do detektora cząstki o energii poniżej 0,5 GeV. Jako całkowicie tracone w rurze akceleratora odrzucane były następnie wszystkie cząstki, poruszające się pod zbyt małym kątem w stosunku do osi wiązki. Cięcie to wynosiło odpowiednio $2,5^\circ$ w kierunku "do przodu" i 4° w kierunku "do tyłu" (różnica wynika z różnej odległości kalorymetrów FCAL i RCAL od punktu oddziaływania). Dla każdego hadronu wpadającego do detektora depozyty energii w obu kalorymetrach (CAL i BAC) generowane były przy użyciu opisanego w poprzednim rozdziale programu szybkiej symulacji. Grubości kalorymetru uranowego i kalorymetru BAC zostały sparametryzowane w funkcji kątów, określających kierunek ruchu cząstki. Zaniedbany został wpływ pola magnetycznego na ruch cząstek naładowanych. Obszar martwy pomiędzy kalorymetrami, zgodnie z wynikami symulacji układu testowego, został przedstawiony jako bezpośrednio poprzedzająca kalorymetr BAC warstwa żelaza o grubości 20 cm (z dokładnością do czynnika związanego z kątem przejścia cząstki). Dla elektronów i kwantów γ energia deponowana jest w detektorze zgodnie ze średnim kształtem kaskady elektromagnetycznej sparametryzowanym w funkcji energii [20]. Umożliwia to uwzględnienie strat energii w obszarze poprzedzającym kalorymetr uranowy (rura wiązki, detektory śladowe, solenoid), który wynosi od 0,5 do 4 X_0 [63].

Dla rozproszonego elektronu przyjmowano w symulacji pełną efektywność jego identyfikacji. Dokładność pomiaru kierunku ruchu elektronu przyjęto, dla kątów rozproszenia większych od 0,5 rad, za równą 1 mrad. Dla mniejszych kątów rozproszenia, co odpowiada przejściu elektronu przez przedni detektor śladów - FTD, dokładność pomiaru przyjęto za równą 0,3 mrad [9]. Przyjęto, że kierunek rozproszenia cząstek, należących do jetu hadronowego, określany jest na podstawie rozkładu energii w kalorymetrze. Zgodnie z opisanymi w rozdziale 4 rezultatami testów prototypu FCAL [47] przyjęto, że dokładność pomiaru kąta rozproszenia dla tych cząstek wynosi od $\frac{30 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$ w kierunku "do przodu", do $\frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$ w kierunku "do tyłu", gdzie E jest energią pojedynczej cząstki (różnica wynika z odległości kalorymetrów od punktu oddziaływania).

Wprowadzona szybka symulacja kaskad hadronowych nie uwzględnia poprzecznego rozwoju kaskady. Dla hadronów, trafiających do kalorymetru w bezpośrednim sąsiedztwie rury akceleratora (poruszających się pod niewielkimi kątami w stosunku do osi wiązki) istotne znaczenie mogą mieć także poprzeczne wypływy energii. Straty te uwzględniono posługując się średnim profilem poprzecznym kaskady hadronowej, który można przedstawić w postaci [64]

$$\rho(x) = \frac{w}{2R_1} \cdot e^{-\frac{|x|}{R_1}} + \frac{1-w}{2R_2} \cdot e^{-\frac{|x|}{R_2}}, \quad (64)$$

- gdzie $\rho(x) = \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dE}{dx}$ - jest średnim, jednowymiarowym rozkładem poprzecznym energii w kalorymetrze (E_0 jest całkowitą zdeponowaną energią),
 x - jest pozycją poprzeczną w kalorymetrze mierzona w stosunku do osi kaskady,
 R_1 i R_2 - są parametrami określającymi szerokości dwu wyróżnionych składowych rozkładu,
 w - jest ułamkiem energii deponowanym w pierwszej ze składowych.

Rozkład ten, dopasowany do danych testowych dla energii 100 GeV, przedstawiony jest na rysunku 64. Obliczenie części energii kaskady, jaka tracona jest w rurze akceleratora, wymaga je-

dnak pełnej dwuwymiarowej postaci rozkładu poprzecznego. Metodą całkowania numerycznego stwierdzono, że jest on bardzo dobrze opisany zależnością

$$\varrho(\vec{r}) = w \cdot N_1 \cdot r^{-\alpha} \cdot e^{-\frac{r}{R_1}} + (1 - w) \cdot N_2 \cdot r^{-\alpha} \cdot e^{-\frac{r}{R_2}}, \quad (65)$$

- gdzie $\varrho(\vec{r}) = \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dE^2}{d^2\vec{r}}$ - jest średnim, dwuwymiarowym rozkładem poprzecznym energii w kalorymetrze,
 $\vec{r}$ - jest pozycją w kalorymetrze mierzoną w płaszczyźnie prostopadłej do osi kaskady,
 $\alpha \approx 0,44$ - jest parametrem dopasowywanym dla uzyskania optymalnej zgodności,
 N_1 i N_2 - są stałymi normalizacji rozkładów składowych, wyrażającymi się przez R_i oraz α .

Na podstawie tak opisanego profilu poprzecznego kaskady, obliczano dla każdego hadronu część energii, traconą w rurze akceleratora i przeskalowywano odpowiednio całkowitą energię kaskady. Uwzględniano także wpływ poprzecznych wypływów energii na mierzony w kalorymetrze kąt lotu cząstki (przesunięcie środka ciężkości mierzonej energii względem osi kaskady). Rozkład poprzeczny zaniedbywano natomiast dla elektronów i kwantów γ , zakładając, że jeśli tylko cząstki te wpadają do detektora, to są w nim absorbowane całkowicie. W symulacji zaniedbano także zależność średniego profilu poprzecznego kaskady hadronowej od energii. Jak pokazano na rysunku 64, zależność ta jest bardzo słaba.

8.3 Kalibracja kalorymetru BAC

Ponieważ rozkład energii deponowanej w kalorymetrze przez jet hadronowy jest inny, niż dla kaskady hadronowej, inicjowanej przez pojedynczy hadron, konieczne jest ponowne rozważenie kalibracji kalorymetru BAC dla jetów. Konieczność uogólnienia wyników testowych wynika też z faktu, że stała kalibracyjna może zależeć od geometrii układu, to jest od grubości obu kalorymetrów i obszaru martwego pomiędzy nimi oraz od energii jetu. Jety hadronowe, używane do kalibracji, generowano przy użyciu opisanego programu LEPTO, bez uwzględniania poprawek QCD. Rozdziału cząstek pomiędzy jet prądowy i jet protonowy dokonywano na podstawie kąta ich emisji względem kierunku wiązki protonowej. W skład jetu prądowego włączano kolejno cząstki o coraz mniejszych kątach emisji (z wyłączeniem rozproszonego elektronu), aż do uzyskania całkowitej energii jetu najbardziej zbliżonej do energii oczekiwanej z kinematyki przypadku. Dla zapewnienia dobrej separacji przestrzennej obu jetów, zmienne kinematyczne ustalano w taki sposób, aby dla żądanej energii jetu otrzymać zbliżony do maksymalnego kąt jego rozproszenia. Jako alternatywny rozważano też algorytm, w którym za należące do jetu prądowego uznawano wszystkie cząstki emitowane pod kątem większym niż 100 mrad względem wiązki protonowej, pod warunkiem, że suma ich energii jest zgodna w granicach 20% z oczekiwaną energią jetu. Wybór sposobu definiowania jetu prądowego nie ma wpływu na uzyskiwane wyniki, dotyczące kalibracji kalorymetru BAC. Podobnie zaniedbywalny jest wpływ wyboru zmiennych kinematycznych (przy ustalonej energii jetu), jeśli tylko kąt emisji jetu prądowego jest znacznie większy od cięcia na rurę wiązki.

Dla wybranych jetów prądowych generowano depozyty energii wszystkich cząstek w detektorze o ustalonej, niezależnej od kąta geometrii (sferycznie symetrycznego). Pozwoliło to na analizę kalibracji, bezpośrednio w funkcji grubości kalorymetru uranowego, bez konieczności wiązania jej z kątem emisji jetu. W opisywanej w tym rozdziale kalibracji nie uwzględniano sygnału komór mionowych, znajdujących się pomiędzy kalorymetrami, ani też poprawki, opierającej się na ułamku energii zdeponowanej w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego ¹². Pozwala

¹²Komory mionowe, umieszczone w detektorze ZEUS, mają konstrukcję zupełnie odmienną od komór wykorzystywanych w trakcie testów prototypu kalorymetru BAC. W szczególności zawierają bogaty w wodór gaz, jako ośrodek aktywny, czule są więc na neutrony kaskady wpływającej z kalorymetru uranowego. Uwzględnienie ich wpływu na kalibrację i pomiar energii w detektorze ZEUS wymagałoby wprowadzenia dodatkowych założeń, bez

to uzyskać bardzo proste wyrażenie na stałą kalibracyjną kalorymetru BAC, w funkcji jedynie energii jetu i całkowitej grubości kalorymetru uranowego.

Na rysunku 65a przedstawiona jest zależność stałej kalibracyjnej dla kalorymetru BAC w funkcji energii jetu, dla kalorymetru uranowego o głębokości $6 \lambda_{int}$ ¹³. Stała kalibracyjna c_{BAC} rośnie liniowo z logarytmem energii jetu. Podobne zmiany c_{BAC} w funkcji energii obserwowano także dla innych grubości kalorymetru uranowego. Wyniki dopasowania zależności liniowych przedstawione są na rysunku 65b. Nachylenie zależności rośnie wyraźnie z grubością kalorymetru uranowego. Natomiast dla energii jetów ok. 340 GeV stała kalibracyjna c_{BAC} nie zależy, w granicach błędów, od grubości kalorymetru uranowego. Pozwala to na ujęcie obserwowanych zależności w prostej postaci

$$c_{BAC} = c_o + c' \cdot d_{DU} \cdot \ln \left(\frac{E_{Jet}}{E_o} \right), \quad (66)$$

gdzie: E_{Jet} - jest energią jetu, wyrażoną w GeV,
 d_{DU} - jest grubością kalorymetru uranowego w λ_{int} ,
 E_o, c_o i c' - są dopasowanymi parametrami zależności,
 $E_o = 340 \pm 20$ GeV ,
 $c_o = 1,70 \pm 0,01$,
 $c' = 0,0270 \pm 0,0008 \lambda_{int}^{-1}$.

Liniowa zależność c_{BAC} od grubości kalorymetru uranowego dobrze opisuje wyniki symulacji, jak pokazano na przykładzie jetów o energii 50 GeV na rysunku 66a.

Wyraźna zależność kalibracji od energii jetu, może wynikać między innymi z wpływu obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami. Zmieniający się z energią średni profil kaskady, wpływa na stosunek energii traconej w obszarze martwym, do energii deponowanej w kalorymetrze BAC. W przedstawionych wynikach grubość obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami ustalona była na 20 cm żelaza. Na rysunku 66b przedstawiona jest zależność stałej kalibracyjnej dla kalorymetru BAC od założonej grubości obszaru martwego, dla jetów o energii 50 i 300 GeV i grubości kalorymetru uranowego $5,1 \lambda_{int}$. Względna różnica stałych kalibracyjnych dla tych energii, zależy jednak słabo od grubości obszaru martwego. Przy całkowitej eliminacji obszaru martwego zmniejsza się jedynie o około 40%. Jednocześnie stałe kalibracyjne dla obu energii stają się znacząco mniejsze od 1. W przypadku, gdyby zdolności rozdzielcze kalorymetrów CAL i BAC były jednakowe, stała kalibracyjna uzyskana przy braku obszaru martwego powinna być tożsamościowo równa 1, niezależnie od grubości pierwszego kalorymetru i energii jetu. Duża różnica w zdolności rozdzielczej pomiędzy kalorymetrami CAL i BAC (odpowiednio $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$ i $\frac{120\%}{\sqrt{E}}$) daje jednak istotny wkład do kalibracji, ze względu na wykładniczo zanikający rozkład energii w kalorymetrze BAC. Określony sygnał z kalorymetru BAC z większym prawdopodobieństwem świadczy o depozycie energii mniejszym, niż o depozycie większym od wartości mierzonej. Efekt ten daje wkład do kalibracji, który zależy zarówno od głębokości kalorymetru uranowego jak i energii jetu, gdyż zależy od nich silnie kształt rozkładu energii w kalorymetrze BAC.

W ramach opisywanej symulacji (pomijającej szczegóły budowy detektora ZEUS) grubość obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami zmieniać się może jedynie w funkcji kąta wejścia

możliwości ich weryfikacji w oparciu o dane testowe.

Poprawka związana z podłużnym rozkładem energii w kalorymetrze uranowym pominięta została w prezentowanych wynikach, gdyż wprowadzałaby silną zależność kalibracji kalorymetru BAC od kierunku w detektorze. Wynika to z faktu, że grubość sekcji HAC2 nie jest proporcjonalna do całkowitej grubości kalorymetru uranowego. Odpowiedniej poprawki nie można, na przykład, uwzględnić dla kaskad mierzonych w kalorymetrze RCAL, gdyż część hadronowa nie jest w nim podzielna na dwie sekcje, jak w przypadku FCAL i BCAL. Niejednoznaczny jest przy tym wybór postaci tej poprawki dla kaskad, wypływających przez boczne płaszczyzny kalorymetrów lub przechodzących kolejno przez dwie części układu kalorymetrycznego (BCAL i FCAL lub BCAL i RCAL).

¹³Podobnie, jak w przypadku analizy i symulacji danych testowych, w kalibracji nie były uwzględniane przypadki o depozycie energii w BAC większym niż 25% całkowitego mierzonego sygnału. Odrzucano też przypadki z wpływami energii do komór mionowych, umieszczonych za kalorymetrem BAC, cięcie to ma jednak zaniedbywalny wpływ na kalibrację.

cząstki do kalorymetru. Ze względu na silną zależność stałej kalibracyjnej c_{BAC} od grubości obszaru martwego, rozważono niezależnie kalibrację dla jetów wchodzących pod kątem do układu kalorymetrycznego. Założono, że dla takich przypadków jednakowemu przeskalowaniu podlegają grubości wszystkich elementów układu. Zaniebano natomiast wpływ kąta na zdolność rozdzielczą kalorymetrów. Wyniki uzyskane dla jetów o energii 300 GeV, kierowanych w kalorymetr uranowy o grubości $7,1 \lambda_{int}$ oraz dla jetów o energii 50 GeV, kierowanych w kalorymetr uranowy o grubości $5,1 \lambda_{int}$, pokazane są na rysunku 66c. Zależność stałej kalibracyjnej od czynnika kąтового jest bardzo słaba. Wpływ zwiększonej grubości obszaru martwego kompensowany jest efektywnie zmianą kalibracji ze wzrostem grubości kalorymetru uranowego. Z tego względu pominięto w dalszej analizie wpływ czynnika kąтового na kalibrację BAC. Dla każdego depozytu energii w kalorymetrze BAC stosowano stałą kalibracyjną, wyznaczaną ze wzoru (66), wstawiając jako parametr d_{DU} prostopadłą grubość kalorymetru uranowego, przez który przeszła kaskada. Jako E_{Jet} we wzorze (66) podstawiano sumę energii zmierzonych w CAL i BAC przed kalibracją. Nie ma to jednak istotnego wpływu na wyznaczane współczynniki c_{BAC} ze względu na logarytmiczną zależność kalibracji od energii jetu.

Przedstawione wyniki, dotyczące kalibracji kalorymetru BAC, uzyskane były w wybranej konfiguracji programu LEPTO, dla przypadków NC bez uwzględniania poprawek QCD. Sprawdzono, że kalibracja pozostaje niezmienną dla przypadków CC, jak również, po uwzględnieniu poprawek QCD, w pierwszym rzędzie silnej stałej sprzężenia. Nie wpływa także na kalibrację BAC wprowadzenie schematu niezależnej fragmentacji jetów (w miejsce modelu Lund), co jest jedną z opcji programu JETSET. O wpływach energii do kalorymetru BAC decyduje najbardziej energetyczny hadron, czyli tzw. cząstka wiodąca, niosąca średnio około 30% energii jetu. Rozkłady energii i kierunku lotu tej cząstki są konsystentnie opisywane przez wszystkie modele fragmentacji, stąd brak zależności kalibracji od konfiguracji programu LEPTO.

8.4 Wpływ kalorymetru BAC na pomiar funkcji struktury

Niezaburzony wpływami pomiar kinematyki głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron – proton można otrzymać, odrzucając wszystkie przypadki ze znaczącym depozytem energii w BAC. Dane testowe, przedstawione w rozdziale 6, sugerują cięcie na poziomie 1% całkowitej mierzonej energii. Ze względu na zdolność rozdzielczą i szумы kalorymetru BAC założono dodatkowo, że dla odrzucenia przypadku sygnał ten musi przewyższać 1 GeV. Na rysunku 67 przedstawiono zależność procenta odrzucanych w ten sposób przypadków od obszaru zmiennych kinematycznych x i Q^2 . Pominięty na rysunku obszar małych x i małych Q^2 odpowiada kątom emisji jetu, dla których jest on gubiony w rurze akceleratora. Przypadki z tego obszaru nie będą w ogóle rejestrowane w detektorze ZEUS. Procent odrzucanych przypadków jest ściśle związany z energią jetu, której zależność od zmiennych kinematycznych przedstawiono na rysunku 68. Dla wysokich energii jetów, co odpowiada obszarowi x bliskiego 1, udział przypadków z wpływami do kalorymetru BAC może przekraczać 30%. Dla małych x , wraz ze spadkiem energii jetu zmniejsza się ilość wpływów. Procent odrzucanych przypadków spada poniżej 4% dla $x < 0,1$. Jedynie w obszarze $y > 0,5$, gdzie energia jetów jest zawsze zbliżona do 30 GeV (energii wiązki elektronowej), obserwujemy znaczącą liczbę przypadków z wpływami do kalorymetru BAC, nawet dla bardzo małych wartości x . Istotny udział wpływów w tym obszarze wiąże się z kierunkiem emisji jetu "do tyłu", gdzie grubość kalorymetru uranowego jest najmniejsza.

Pomiar funkcji struktury protonu, odbywa się poprzez wyznaczenie rozkładu mierzonych przypadków w przestrzeni zmiennych kinematycznych. Odrzucenie wszystkich przypadków z wpływami energii do kalorymetru BAC wprowadziłoby do tego rozkładu duże, przekraczające w obszarze dużych x 50%, poprawki na akceptację. Systematyczna niepewność tych poprawek, wynikająca z modelowego charakteru symulacji, dawałaby dodatkowy błąd systematyczny w wyznaczaniu funkcji struktury. Z tego względu, przynajmniej część przypadków z wpływami energii do kalorymetru BAC powinna być uwzględniona przy pomiarze funkcji struktury protonu.

W ramach opisaney symulacji badano wpływ podłużnych wpływów energii z kalorymetru uranowego na pomiar zmiennych kinematycznych metodą Jacqueta-Blondela, opisaną w roz-

dziale 2. Wyniki uzyskane dla próbki przypadków wygenerowanych dla $Q^2=10^4 \text{ GeV}^2$ i $x=0,3$ przedstawione są na rysunku 69. Porównane zostały rozkłady zmiennych kinematycznych x , y i Q^2 , uzyskane dla pełnej próbki przypadków oraz po odrzuceniu $8,4\pm0,1\%$ przypadków z wpływami do kalorymetru BAC większymi, niż 1% całkowitej mierzonej energii. Wpływy energii nie wpływają praktycznie na szerokości obserwowanych rozkładów (wyznaczone z FWHM). Tworzą natomiast wyraźne ogony przypadków, dla których zmierzone wartości wszystkich trzech zmiennych kinematycznych są istotnie zaniżone. Przypadki te mogą być w znacznym stopniu wyeliminowane przez cięcie w kalorymetrze BAC, ale także przez dodanie mierzonej wartości energii, wpływającej z kalorymetru uranowego, jak to pokazano na rysunku 70. Dla przykładu, procent przypadków obserwowany w rozkładzie zmiennej x poniżej 3σ od położenia maksimum, który dla pełnej próbki przypadków wynosi $2,35\pm0,05\%$, jest redukowany do $0,74\pm0,03\%$, po odrzuceniu wszystkich wpływających przypadków lub do $1,09\pm0,03\%$, w przypadku dodania odpowiedzi kalorymetru BAC. Dodanie energii mierzonej w kalorymetrze BAC powoduje jednak niewielki wzrost liczby przypadków o zawyżonych wartościach x .

Wpływ kalorymetru BAC na pomiar x metodą Jacqueta-Blondela podsumowany jest na rysunku 71. Procent przypadków, dla których błąd pomiaru zmiennej x jest większy niż 3σ , mierzony zarówno bez, jak i z uwzględnieniem mierzonej energii wpływającej, przedstawiony jest w funkcji cięcia na procent energii, zdeponowanej w kalorymetrze BAC. Pomiar wszystkich przypadków z uwzględnieniem energii mierzonej w kalorymetrze BAC, równoważny jest pomiarowi z wykorzystaniem jedynie sygnału z kalorymetru uranowego przy cięciu w kalorymetrze BAC na poziomie około 5%. Przy takim cięciu mniej niż 8% przypadków odrzucanych jest w całym obszarze kinematycznym.

Wpływ wpływów energii do kalorymetru BAC na pomiar zmiennych kinematycznych analizowany był także dla czterech innych punktów obszaru zmiennych kinematycznych, w którym przewidywane jest stosowanie metody Jacqueta-Blondela. Wyniki dotyczące wpływu kalorymetru BAC na rozkłady zmiennych kinematycznych podsumowane zostały w tabeli 6. Procent źle mierzonych przypadków, widocznych w ogonach rozkładów, w małym stopniu zależy od obszaru kinematycznego. Ogony te są wynikiem nie tylko wpływów energii z kalorymetru uranowego, ale także strat energii w obszarze martwym przed kalorymetrem, strat części energii jetu w rurze akceleratora, błędów w pomiarze energii i kątów. Cięcie w kalorymetrze BAC na poziomie 1% całkowitej mierzonej energii, redukuje liczbę tych przypadków 2 do 3 krotnie dla $x=0,3$. Dla niższych wartości x eliminowane jest średnio około 35% źle mierzonych przypadków, przy odrzuceniu jedynie około 5% próbki. Dodanie energii mierzonej w kalorymetrze BAC, które dla dużych x ($x=0,3$) redukuje liczbę źle mierzonych przypadków o 30–50%, dla mniejszych wartości x jedynie nieznacznie poprawia pomiar.

8.5 Wpływ kalorymetru BAC na pomiar całkowitego pędu poprzecznego

Ważną rolę w badaniu oddziaływań przy akceleratorze HERA będzie odgrywał pomiar całkowitego pędu poprzecznego przypadków. Dla oddziaływań z wymianą prądów neutralnych (NC) mierzony pęd poprzeczny powinien być równy zero, w granicach dokładności pomiaru. Bilans pędu może jednak zostać zaburzony przez podłużne wpływy energii z kalorymetru uranowego. Jak omawiano już w rozdziale 2, przypadki NC z "brakującym" pędem poprzecznym mogą dawać przyczynek do mierzonego przekroju czynnego dla oddziaływań CC (w sytuacji gdy rozproszony elektron nie jest dobrze identyfikowany), mogą też stanowić silne tło dla poszukiwanych procesów "egzotycznych", jak na przykład produkcji cząstek supersymetrycznych. Wpływ podłużnych wpływów energii na pomiar całkowitego pędu poprzecznego przedstawiony jest na rysunku 72a. Rozkład wartości pędu poprzecznego, mierzonego w kalorymetrze uranowym, dla przypadków NC generowanych przy $x=0,3$ i $Q^2=10^4 \text{ GeV}^2$, porównany jest dla pełnej próbki przypadków oraz dla przypadków z wpływami do kalorymetru BAC, mniejszymi niż 1% całkowitej mierzonej energii. Straty energii związane z wpływami dają wyraźny ogon przypadków z niezbilansowanym pędem poprzecznym. Dla $2,32\pm0,05\%$ przypadków mierzona wartość przekracza $8,5 \text{ GeV}/c$ (co odpowiada wartości 3σ otrzymanej z FWHM). Cięcie na poziomie 1% w kalorymetrze

BAC redukuje udział tych przypadków trzykrotnie do poziomu $0,77 \pm 0,03\%$. Uwzględnienie w pomiarze pędu poprzecznego sygnału kalorymetru BAC redukuje udział tych przypadków do $1,18 \pm 0,03\%$, dla pełnej próbki przypadków, co pokazane jest na rysunku 72b.

Zależność procenta przypadków, obserwowanych w ogonie mierzonego rozkładu pędu poprzecznego – $f_{3\sigma}$, od cięcia na ułamek energii mierzony w kalorymetrze BAC, przedstawiona jest na rysunku 73. Podobnie jak w przypadku pomiaru zmiennych kinematycznych wyraźne pogorszenie pomiaru pędu poprzecznego w kalorymetrze uranowym obserwujemy dla przypadków z wpływami energii większymi niż 5%. Kalorymetr BAC ma istotne znaczenie przy pomiarze pędu poprzecznego, także w innych obszarach zmiennych kinematycznych, co podsumowano w tabeli 7. Tak jak w przypadku rozkładów zmiennych kinematycznych, wpływ kalorymetru BAC jest największy dla dużych wartości x . Dla $x=0,3$ udział przypadków z dużym brakującym pędem poprzecznym redukowany jest o czynnik 3 przy zastosowaniu cięcia na poziomie 1% lub dwukrotnie, po uwzględnieniu energii zmierzonej w kalorymetrze BAC. Dla niższych wartości x , cięcie na wpływy energii redukuje udział źle zmierzonych przypadków o 35–50%, natomiast uwzględnienie mierzonej wartości wpływów – o 15–30%.

8.6 Podsumowanie

Podłużne wpływy energii jetu hadronowego do kalorymetru BAC spodziewane są w znaczącym procencie przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton, szczególnie dla dużych wartości x . Uwzględnienie odpowiedzi kalorymetru BAC jest niezbędne dla wyeliminowania przypadków o znacznie niedomierzonych wartościach zmiennych kinematycznych oraz zafałszowanym pomiarze całkowitego pędu poprzecznego. Odrzucenie wszystkich przypadków, dających sygnał w kalorymetrze BAC, oznaczałoby jednak wprowadzenie dochodzącej do 50% poprawki na akceptację. W porównaniu z przypadkami bez jakichkolwiek wpływów energii, uwzględnienie w analizie przypadków z wpływami poniżej 5% całkowitej energii jetu, jedynie nieznacznie zaburza pomiar zmiennych kinematycznych oraz całkowitego pędu poprzecznego, ograniczając poprawkę na akceptację do wartości nie większej niż 8%. Istotną, zwłaszcza dla dużych wartości x , poprawę pomiaru można też uzyskać dla wszystkich mierzonych przypadków, poprzez uwzględnienie odpowiednio wykalibrowanej odpowiedzi kalorymetru BAC. Wyniki zaprezentowane w tym rozdziale zostały częściowo przedstawione w sprawozdaniu [65].

Rozdział 9

Wnioski

Pomiar w akceleratorze HERA głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton wymaga między innymi bardzo dokładnego pomiaru energii cząstek, wpadających do detektora, zarówno rozproszonego elektronu jak i jetu hadronowego. Dzięki zastosowaniu kalorymetru kompensującego, zbudowanego z uranu i scyntylatora organicznego, w detektorze ZEUS uzyskano zdolność rozdzielczą w pomiarze energii kaskad hadronowych $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$. Kalorymetr uranowy (CAL) nie jest jednak wystarczająco głęboki, aby zapewnić hermetyczny pomiar energii dla wysokoenergetycznych jetów hadronowych. Z tego względu układ kalorymetryczny detektora ZEUS rozbudowany został o tzw. kalorymetr uzupełniający (BAC). Kalorymetr ten zbudowano wykorzystując jako absorber otaczające centralną część detektora 7,3 cm płyty stalowe jarzma elektromagnesu, pomiędzy którymi umieszczono aluminiowe liczniki proporcjonalne. Przeprowadzone latem i jesienią 1989 roku testy prototypowego układu kalorymetrycznego CAL+BAC, których wyniki przedstawiłem w tej pracy, potwierdziły trafność przyjętego w projekcie detektora ZEUS rozwiązania.

Kalorymetr BAC, mimo wyraźnie niższej zdolności rozdzielczej niż kalorymetr uranowy (od $\frac{110\%}{\sqrt{E}}$ do $\frac{130\%}{\sqrt{E}}$ w zależności od energii hadronów, w porównaniu z $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$ zmierzonymi dla prototypu FCAL), może zapewnić kontrolę nad wypływami energii z kalorymetru uranowego. Uzyskanie optymalnej zdolności rozdzielczej wymaga jednak uwzględnienia w sygnale kalorymetru uranowego dodatkowej poprawki, wynikającej z obecności obszaru martwego pomiędzy kalorymetrami. Konieczne jest także przeskalowanie odpowiedzi kalorymetru BAC, zgodnie z opisaną metodą interkalibracji. Cięcie w kalorymetrze BAC pozwala na wyodrębnienie próbek przypadków hadronowych, dla których uzyskujemy gaussowski rozkład odpowiedzi, odpowiadający zdolności rozdzielczej nieskończenie głębokiego kalorymetru uranowego. Oprócz wyraźnego poprawienia zdolności rozdzielczej (wyznaczanej z szerokości rozkładu), cięcie w kalorymetrze BAC prowadzi do prawie całkowitej eliminacji ogonów rozkładu, pochodzących od przypadków z niedomierzoną na skutek wpływów energią. Pomiar energii może być również znacząco poprawiony dla pełnej próbki przypadków, przez dodanie odpowiedzi kalorymetru BAC.

Wyniki testów prototypowych wskazują na ogromną rolę, jaką może odegrać BAC w pomiarze rozpraszania elektron-proton. Uogólnienia wyników testowych na sytuację w detektorze ZEUS dokonano, posługując się programem szybkiej symulacji kaskad hadronowych. Oparty na parametryzacji danych z testów WA78 program poprawnie odtwarza rozkłady depozytów w kalorymetrach w szerokim przedziale energii. W oparciu o symulację kaskad, powstających z jetów hadronowych, przeprowadzona została analiza interkalibracji kalorymetrów CAL i BAC. Uzyskane wyniki będą w przyszłości wykorzystywane w rekonstrukcji przypadków rejestrowanych w detektorze ZEUS. Przeprowadzona symulacja wskazuje, że podłużne wypływy energii jetów hadronowych do kalorymetru BAC występować będą w znaczącym procencie przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton, szczególnie dla dużych wartości x . Nie jest więc możliwe odrzucanie wszystkich takich przypadków, ze względu na wynikające z tego duże poprawki na akceptację. Z tego względu, jako optymalne dla detektora ZEUS, zaproponowano cięcie na wypływy energii do kalorymetru BAC na poziomie 5%. W porównaniu z przypadkami bez jakichkolwiek wpływów energii, dopuszczenie wpływów poniżej 5% całkowitej energii jetu jedynie nieznacznie zaburza pomiar zmiennych kinematycznych oraz całkowitego pędu poprzecznego. Jednocześnie natomiast ogranicza poprawkę na akceptację do wartości, nie przekraczającej 8%, w całym zakresie zmiennych kinematycznych. Istotną, zwłaszcza dla dużych wartości x , poprawę pomiaru można też uzyskać dla wszystkich mierzonych przypadków, poprzez dodanie odpowiedzi kalorymetru BAC. Uwzględnienie sygnału z kalorymetru BAC jest szczególnie ważne przy poszukiwaniu w detektorze ZEUS przypadków "nowej fizyki", gdyż pozwala znacząco zredukować tło pochodzące ze źle zmierzonych przypadków NC.

Eksperyment ZEUS rejestruje obecnie pierwsze przypadki głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron-proton. Dokładne zrozumienie działania układu kalorymetrycznego powinno pozwolić na pełne wykorzystanie możliwości detektora. Kalorymetr uzupełniający BAC jest z całą pewnością ważnym jego elementem.

Podziękowania

Pragnę na zakończenie podziękować wszystkim, którzy w jakikolwiek sposób przyczynili się do powstania tej pracy. W pierwszej kolejności bardzo serdecznie dziękuję mojemu promotorowi, Pani dr hab. Halinie Abramowicz, która opiekowała się moją działalnością począwszy od trzeciego roku studiów. Zawsze służyła radą i pomocą, stwarzając jednocześnie życzliwą atmosferę pracy. Pragnę także podziękować wszystkim pozostałym członkom warszawskiej grupy ZEUS, którzy brali udział w przygotowaniu i przeprowadzeniu testów kalorymetrycznych w ośrodku CERN, wspomagali mnie w analizie danych i opracowaniu programów symulacji, a także przejęli na siebie część moich obowiązków w okresie przygotowywania tej pracy. Serdecznie dziękuję także mojej żonie, za wyrozumiałość i cierpliwość oraz za dokładne sprawdzenie tekstu pracy.

Dodatek A

Rekonstrukcja sygnału z kalorymetru BAC

A.1 Kształtowanie impulsów

Paczki elektronów i protonów przecinają się w akceleratorze HERA co 96 ns. Aby skutecznie eliminować przypadki tła oraz zapobiec nakładaniu się przypadków przyjęto, że wszystkie pomiary w detektorze ZEUS powinny odbywać się synchronicznie z pracą akceleratora. Wiąże się to też z brakiem osobnych liczników wyzwających zbieranie danych. Sygnały przychodzące z detektora co 96 ns muszą być na bieżąco analizowane i na tej podstawie podejmowana jest decyzja o zapisaniu danego przypadku. Zgodnie z ostatecznym rozwiązaniem przyjętym dla kalorymetru BAC wszystkie sygnały analogowe z kalorymetru prototypowego (18 kanałów) mierzone były przy użyciu szybkiego przetwornika analogowo-cyfrowego (w skrócie FADC, od angielskiego Fast Analog to Digital Converter), który próbkuje amplitudę (napięcie) impulsu wejściowego, w odstępach co 96 ns.

Maksymalny czas dryfu elektronów w komorze kalorymetru BAC wynosi około 200 ns. Powoduje to duże fluktuacje kształtu impulsów uzyskiwanych bezpośrednio z kalorymetru, z powodu zmieniającej się pozycji przechodzącej cząstki jonizującej względem drutu w komorze. Czas trwania tych impulsów, około 100–200 ns, jest stanowczo zbyt krótki, aby próbkowanie przy użyciu FADC mogło dać dokładną informację o ich całkowitym ładunku. Dlatego też impulsy z kalorymetru kierowane są na specjalny układ kształtujący. Na wyjściu tego układu otrzymujemy sygnał, którego amplituda jest proporcjonalna do ładunku impulsu wejściowego.

Przykładowy kształt sygnału wyjściowego, uzyskanego dla testowego ładunku wejściowego 20 pC, pokazany jest na rysunku 74. Kształt ten uzyskano przez wielokrotne próbkowanie sygnału, przy użyciu FADC, przy różnych przesunięciach czasowych impulsu wejściowego względem zegara sterującego przetwornika. Maksimum impulsu, które rozciąga się na około 400 ns, jest wystarczająco szerokie, aby można było zrekonstruować jego wysokość z pomiarów dokonywanych co 96 ns. Jak wynika z testów laboratoryjnych, których wyniki pokazano na rysunku 75, zależność między ładunkiem a amplitudą jest liniowa z dokładnością do ok. 2%. Bardzo istotną cechą układu kształtującego impulsy jest to, że od ładunku wejściowego zależy jedynie amplituda sygnału wyjściowego, a jego kształt pozostaje niezmienny (tzn. skaluje się z amplitudą). Na rysunku 76 porównano dla przykładu kształty sygnałów uzyskanych dla testowych ładunków wejściowych 10 i 20 pC, po wzajemnej normalizacji. Względna różnica kształtów, choć wydaje się zależeć od czasu, nie przekracza 2%.

Podobna analiza kształtów sygnałów, próbkowanych przez FADC, została wykonana dla przypadków elektronowych i hadronowych, mierzonych na wiązce testowej w CERNie. Na rysunku 77 pokazano średnie kształty sygnałów, uzyskiwanych z kalorymetru dla przypadków elektronowych o energii 10 GeV, dla różnych rodzajów odczytu. Zależność kształtu sygnału od rodzaju odczytu wynika z czułości układu kształtującego na kształt impulsu wejściowego, który zależy od zastosowanych wzmacniaczy. W ramach danego rodzaju odczytu kształt sygnału nie zależy jednak ani od energii, ani od rodzaju cząstki wpadającej do kalorymetru. Rozbieżności, podobnie jak w testach laboratoryjnych, są poniżej 2%, jak pokazano na rysunku 78.

A.2 Rekonstrukcja amplitudy i czasu przyjścia sygnału

Na rysunku 79 pokazany jest przykładowy wynik konwersji sygnału z kalorymetru przez FADC. Wysokość sygnału z układu kształtującego została zmierzona w odstępach co 96 ns. Dla każdego kanału odczytu zapisywano kolejnych 18 pomiarów, poczynając od pomiaru wykonanego na ok. 400 ns przed przejściem cząstki. Jest to możliwe ze względu na buforowanie przez FADC ostatnich 64 pomiarów. Najprostszym sposobem wyznaczenia amplitudy sygnału jest odjęcie od najwyższego znalezionej wartości zmierzonej przed przejściem cząstki (zazwyczaj wybierano drugie przecięcie). Ponieważ moment przejścia cząstki nie jest zsynchronizowany z zegarem FADC, nie jest ustalone w którym przecięciu wypada maksimum mierzonego sygnału. Poszukiwanie wartości maksymalnej wprowadza jednak systematyczny błąd do pomiaru amplitudy, ze względu na szумы elektroniki. Najlepiej jest to widoczne dla przypadków kali-

bracyjnych, wyzwalnych pod nieobecność wiązki przy pomocy generatora. Na rysunku 80a pokazano rozkład sygnału, uzyskiwanego dla tych przypadków z 12 wież padowych. Rozkład jest wyraźnie asymetryczny ze średnią mierzoną wartością ok. 2,3 (w jednostkach FADC). Wpływ szumów zakłóca pomiar małych sygnałów w prototypie BAC, co jest szczególnie niekorzystne dla pomiaru wpływów z kalorymetru uranowego.

Opierając się na skalowaniu impulsu, mierzonego przez FADC, możemy powiązać mierzone wartości sygnału z jego amplitudą

$$a_i = A \cdot f(t_i) + f_0, \quad (67)$$

gdzie i - numeruje pomiary wykonane przez FADC

t_i - jest czasem pomiaru

a_i - jest amplitudą zmierzoną w chwili t_i ,

$f(t)$ - jest znormalizowanym średnim kształtem sygnału, tzw. sygnałem wzorcowym,

f_0 - jest poziomem odniesienia, uwzględniającym uśrednione szumy elektroniki i detektora,

A - jest szukaną amplitudą sygnału.

Amplitudę sygnału wzorcowego, dla każdego pomiaru, możemy wyrazić przez jego wartości dla wybranych czasów próbkowania i poprawki uzależnione od przesunięcia czasowego przychodzącego impulsu

$$f(t_i) = f_i + f'_i \cdot \delta t, \quad (68)$$

gdzie f_i - jest wartością sygnału wzorcowego w chwili $i \cdot 96$ ns,

f'_i - jest wartością pochodnej sygnału wzorcowego w tych samych momentach,

δt - jest przesunięciem czasowym przychodzącego impulsu względem impulsu wzorcowego. Dopuszczając ewentualne przesunięcie indeksów zakładamy przy tym, że δt jest małe: $|\delta t| \leq 48$ ns.

Tym samym możemy zapisać

$$a_i = A \cdot (f_i + f'_i \cdot \delta t) + f_0. \quad (69)$$

Znalezienie amplitudy A i przesunięcia czasowego sygnału δt sprowadza się tym samym do algebraicznego problemu znalezienia współrzędnych wektora a_i w bazie wektorów f_i i f'_i . Jest to równoważne wyznaczeniu tych parametrów z dopasowania metodą najmniejszych kwadratów. Wprowadzając przeskalowane liniowo wektory wzorcowe g_i i g'_i , takie że,

$$\sum_i g_i = \sum_i g'_i = 0, \quad (70)$$

$$\sum_i g_i \cdot f_i = \sum_i g'_i \cdot f'_i = 1, \quad (71)$$

możemy zapisać

$$\delta t = \frac{\beta C_1 - C_2}{\alpha C_2 - C_1}, \quad (72)$$

$$A = \frac{C_1}{1 + \alpha \delta t}, \quad (73)$$

gdzie

$$C_1 = \sum_i a_i g_i, \quad (74)$$

$$C_2 = \sum_i a_i g'_i, \quad (75)$$

$$\alpha = \sum_i f'_i g_i, \quad (76)$$

$$\beta = \sum_i f_i g'_i. \quad (77)$$

Ze względu na szумы elektroniki oraz zaokrąglanie przez FADC pomiarów do liczb całkowitych, pomiar przesunięcia czasowego dla małych wartości amplitudy obarczony jest dużym błędem. Z tego względu dla wartości $C_1 < 1$ wartość δt przyjmowano za równą 0. Jak pokazano na rysunku 80b, nowa metoda zapewnia symetryczny rozkład sygnałów dla przypadków kalibracyjnych. Średnia wartość sygnału wynosi dla tych przypadków 0, ze względu na warunek (70). Przedstawiony algorytm jest bardzo szybki, gdyż sprowadza się w zasadzie do obliczenia dla każdego przypadku jedynie sum C_1 i C_2 . W detektorze ZEUS, ze względu na ograniczenia czasowe narzucane przez system wyzwalania i zbierania danych, docelowo planuje się zmniejszenie do 6 liczby wykorzystywanych pomiarów. Najlepszą rekonstrukcję sygnału, co sprawdzono na przypadkach elektronowych 30 GeV, zapewnia wybór pomiarów schematycznie przedstawionych na rysunku 79. Wszystkie rezultaty, przedstawiane dalej w tej pracy, były uzyskiwane opisaną metodą ograniczoną do 6 wybranych przecięć.

Przesunięcie czasowe impulsu z kalorymetru testowego względem zegara FADC było także mierzone bezpośrednio przy użyciu przetwornika cyfrowego (w skrócie TDC, od angielskiego Time to Digital Converter). Porównanie czasu rekonstruowanego z sygnałów z odczytem TDC pozwala na określenie dokładności z jaką rekonstruowane jest δt . Na rysunku 81 pokazany jest rozkład różnicy obu czasów w centralnej wieży drutowej dla przypadków elektronowych o energii 10 GeV. Wyraźnie widoczna podwójna struktura rozkładu wynika z niedoskonałości układu wyzwalającego. Czasami FADC zatrzymywał konwersję o jeden takt zegara (96 ns) za późno w porównaniu z sygnałem wyzwalającym TDC. Zaniedbując te przypadki otrzymujemy zdolność rozdzielczą w rekonstrukcji czasu przyścia impulsu ok. 12 ns (z szerokości w połowie wysokości rozkładu). Dokładność pomiaru czasu poprawia się ze wzrostem amplitudy sygnału, co przedstawione jest na rysunku 82. Dokładny pomiar czasu przejścia cząstki przez kalorymetr konieczny jest dla prawidłowego przyporządkowania sygnału odpowiedniemu przecięciu wiązek oraz dla efektywnego odrzucania niesynchronizowanych przypadków mionów kosmicznych.

Dodatek B

Testy jednorodności prototypu BAC

B.1 Porównanie odpowiedzi odczytu padowego i drutowego

W komorze proporcjonalnej ładunek zbierany z padów jest dokładnie proporcjonalny do ładunku mierzonego na drutach komory. Różnice w obserwowanych rozkładach odpowiedzi obu rodzajów odczytu mogą wynikać jedynie z deformacji sygnału, bądź niejednorodności wprowadzanej przez elektronikę odczytową. Niejednorodności odczytu mogą pojawić się na skutek różnic we wzmacnieniu poszczególnych wzmacniaczy drutowych bądź padowych. W czasie trwania testów prototypu możliwa była względna kalibracja różnych kanałów odczytu jedynie na poziomie układów kształtowania impulsów, czyli już po zsumowaniu sygnałów w ramach poszczególnych wież.

Przedstawione w rozdziale 5 wyniki testów prototypu BAC uzyskane zostały wyłącznie dla odczytu padowego. Dla porównania średnie odpowiedzi odczytu drutowego dla elektronów i hadronów pokazane są w funkcji energii na rysunku 83. Wyniki te są bardzo podobne do uzyskanych dla odczytu padowego (patrz rysunek 28). Pomiar energii hadronowej jest liniowy w całym badanym zakresie (z dokładnością do około 2,5 GeV progu), dla elektronów obserwujemy odchylenie od liniowości dla wysokich sygnałów, wyraźnie większe dla danych letnich. Jednocześnie jednak dla elektronów różnica pomiędzy odpowiedzią dla danych letnich i jesiennych jest wyraźnie większa niż dla hadronów. Prowadzi to do znacznej różnicy w mierzonych wartościach $\frac{e}{h}$, co pokazane jest na rysunku 84. Wyraźna różnica pomiędzy różnymi okresami zbierania danych jest też widoczna w zdolności rozdzielczej. Jak pokazano na rysunku 85, zdolność rozdzielcza dla odczytu drutowego jest wyraźnie lepsza dla danych letnich niż dla danych jesiennych, zarówno dla elektronów (zwłaszcza dla energii do 20 GeV) jak i hadronów.

Zgodność wyników, otrzymanych w różnych okresach zbierania danych dla odczytu padowego (patrz rysunki 30 i 31), świadczy o stabilnej pracy komór prototypu. Jednocześnie, dla letniego okresu zbierania danych, dokładność pomiaru energii jest bardzo podobna dla obu rodzajów odczytu. Można więc przypuszczać, że rozbieżności odpowiedzi kalorymetru dla odczytu drutowego powstały wskutek wadliwego działania elektroniki dla testów jesiennych. Zmiana stosunku $\frac{e}{h}$ świadczy o tym, że musiało to spowodować naruszenie jednorodności odpowiedzi prototypu. Przykładowo, zmiana wzmocnienia dla komór w tylnej części prototypu nie wpływa praktycznie na sygnał pochodzący od elektronów, ma jednak istotne znaczenie w pomiarze kaskad hadronowych. Ponieważ kalorymetr testowy nie został rozmontowany po przeprowadzeniu testów i ani komory, ani elektronika nie zostały powtórnie sprawdzone, trudno jest stwierdzić jaka była konkretna przyczyna obserwowanych niejednorodności. Jedną z możliwości jest obecność prototypowej elektroniki cyfrowej. Elektronika ta była modyfikowana w przerwie pomiędzy testami letnimi i jesiennymi.

Obserwowane niejednorodności nie powinny mieć wpływu na działanie BAC jako kalorymetru uzupełniającego, gdyż energia kaskad wypływających z kalorymetru uranowego deponowana jest głównie w pierwszych płaszczyznach prototypu.

B.2 Wpływ pozycji wiązki na odpowiedź kalorymetru

Przedstawione dotychczas wyniki testów prototypu BAC uzyskane zostały dla wiązki skierowanej prostopadle w wieżę padową nr 7 (patrz rysunek 23). Umownie takie ustawienie prototypu zostało oznaczone jako pozycja P-7. Odpowiedź kalorymetru na elektrony i hadrony była także badana dla czterech dodatkowych pozycji prototypu:

- dla wiązki skierowanej prostopadle w środek wieży padowej nr 6, tzw. pozycja P-6,
- dla wiązki skierowanej prostopadle pomiędzy wieże padowe nr 6 i 7, czyli w miejsce zamontowania plastikowych wieszaków podtrzymujących druty, tzw. pozycja P-6/7,
- dla wiązki skierowanej pomiędzy wieże padowe nr 6 i 7 (pozycja P-6/7), pod kątem 21° do kierunku normalnego,
- dla wiązki skierowanej pod kątem 26° w środek wieży padowej nr 7 (pozycja P-7) ¹⁴.

Wyniki badań zostaną omówione na przykładzie odczytu padowego. Dla odczytu drutowego uzyskujemy nieznacznie lepszą jednorodność, gdyż wszystkie badane pozycje wiązki odpowiadały tej samej wieży drutowej. Na rysunku 86 przedstawiona została dla różnych pozycji wiązki średnia odpowiedź kalorymetru dla elektronów i hadronów, w funkcji energii wiązki. Zaznaczone linie ciągle odpowiadają wynikom uzyskanym wcześniej dla pozycji P-7.

W pozycji P-6, zarówno dla elektronów jak i hadronów, odpowiedź prototypu jest systematycznie, średnio o około 5%, niższa niż w pozycji P-7. Wiąże się to prawdopodobnie z niewielkimi różnicami wzmocnień wzmacniaczy różnych wież padowych (wieże interkalibrowane były jedynie na poziomie układów kształtowania impulsów). Wyraźne obniżenie odpowiedzi kalorymetru na elektrony i hadrony występuje natomiast dla pozycji P-6/7, dla wiązki skierowanej prostopadle w obszar pomiędzy wieżami padowymi. Obecność "wieszaków" podtrzymujących druty w komorze zaburza pole elektryczne i powoduje, że w bezpośrednim ich sąsiedztwie wzmocnienie gazowe może być dużo niższe, przez co odpowiedź prototypu spada o około 20% dla hadronów i 40% dla elektronów. Jeśli natomiast wiązka zostanie skierowana w obszar pomiędzy wieże padowe pod kątem, to odpowiedź kalorymetru jest praktycznie taka sama jak dla wiązki skierowanej prostopadle w środek wieży nr 6. Wyraźne odchylenie od liniowości obserwujemy także dla wiązki hadronów kierowanej pod kątem w środek wieży padowej nr 7 (pozycja P-7). Kaskady hadronowe rozwijają się znacznie głębiej niż elektromagnetyczne. Obserwowany efekt może się

¹⁴Przestawianie prototypu, który ważył ponad 20 ton, było bardzo skomplikowane i czasochłonne. Początkowo planowano obrócenie kalorymetru o ten sam co poprzednio kąt w stosunku do osi wiązki, co jednak nie zostało osiągnięte.

wiązać z niższym wzmocnieniem sąsiedniej wieży padowej nr 6, do której przechodzi rozwijająca się kaskada, mniej więcej w połowie głębokości kalorymetru, jak również z przejściem kaskady przez obszar obniżonego wzmocnienia pomiędzy wieżami.

Otrzymana dla różnych pozycji wiązki zdolność rozdzielcza kalorymetru dla elektronów, w funkcji energii wiązki, została przedstawiona na rysunku 87a. Zdolność rozdzielcza w pomiarze energii elektronów nie zależy praktycznie od pozycji wiązki, z wyjątkiem wiązki skierowanej prostopadle w obszar obniżonego wzmocnienia pomiędzy wieżami padowymi. W obszarze tym zdolność rozdzielcza wynosi około $\frac{105\%}{\sqrt{E}}$, w porównaniu ze zdolnością rozdzielczą około $\frac{65\%}{\sqrt{E}}$, uzyskiwaną dla innych pozycji wiązki, bądź dla wiązki wchodzącej pod kątem pomiędzy wieże padowe.

Zdolności rozdzielcze w pomiarze energii kaskad hadronowych, uzyskane dla różnych pozycji wiązki, porównane są na rysunku 87b. Dla niskich energii uzyskana zdolność rozdzielcza nie zależy od pozycji wiązki. Nie obserwujemy zwłaszcza spodziewanego pogorszenia zdolności rozdzielczej dla wiązki skierowanej prostopadle w obszar pomiędzy wieżami padowymi, mimo 20% różnicy sygnałów pomiędzy pozycją P-6/7 i P-7. Może to mieć związek z efektywną kompensacją kalorymetru dla wiązki kierowanej w P-6/7 (patrz rysunek 86). Dla wyższych energii wiązki hadronowej zdolność rozdzielcza zmienia się od ok. 110% dla pozycji P-7 do 120-125% dla pozycji P-6/7.

B.3 Wpływ struktury komór aluminiowych

Wiązka używana w omówionych testach miała średnicę ok. 3 cm. Przy użyciu komór dryfowych DC₁ i DC₂ (patrz rysunek 24) można było ustalić punkt wejścia cząstki w kalorymetr z dokładnością do około 1 mm. Na tej podstawie można badać zależność odpowiedzi kalorymetru od pozycji cząstki. Na rysunku 88 pokazane jest średnie odchylenie sygnału mierzonego dla elektronów (od sygnału średniego dla wszystkich przypadków) w funkcji współrzędnej pionowej cząstki. Widoczna zależność wynika z położenia osi kaskady względem celu w komorze. Odległość między drutami w komorze jest 1,6 cm, co pokrywa się z cyklicznym charakterem zależności. Gdy elektron wchodzi do kalorymetru na wysokości odpowiadającej położeniu drutu, sygnał z kalorymetru jest średnio ok. 5% wyższy, niż dla cząstek wchodzących na wysokości aluminiowych ścianek oddzielających cele komory. W powiązaniu ze zmieniającym się profilem poprzecznym wiązki może to tłumaczyć wahania w zdolności rozdzielczej prototypu BAC dla elektronów, obserwowane na rysunku 31. Podobne badania były również prowadzone dla kaskad hadronowych. W ich przypadku jednak nie zaobserwowano żadnej zależności sygnału od punktu wejścia cząstki, co wynika ze znacznie większego rozmycia poprzecznego kaskady hadronowej.

Literatura

- [1] R. W. Mc Allister i R. Hoftadter, Phys. Rev. 102 (1956) 851.
- [2] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935,
J. S. Poucher et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 118,
A. Bodek et al., Phys. Rev. D 20 (1979) 1471.
- [3] F. Eisele, Rep. Prog. Phys. 49 (1986) 233.
- [4] R. G. Roberts i M. R. Whalley J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17 (1991) D1.
- [5] Proceedings of the 'Study of an ep Facility for Europe',
Hamburg 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79-48,
HERA - a proposal for a large electron-proton colliding beam facility,
DESY 81-10.
- [6] Proc. of the HERA Workshop, Hamburg 1991,
Ed. W. Buchmüller i G. Ingelman (DESY Hamburg, 1992).
- [7] J. Krüger, DESY 90-163.
- [8] Technical Proposal for the H1 Detector, DESY 1986.
Technical Progress Report, H1 Detector, DESY 1987.
- [9] ZEUS, a Detector for HERA, Letter of Intent, DESY, June 1985,
The ZEUS Detector, Technical Proposal, DESY, March 1986.
- [10] The ZEUS Detector, Status Report 1989, DESY, March 1989.
- [11] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547,
J. D. Bjorken i E. A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
- [12] V. N. Gribov i L.N.Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 438 i 675.
G. Altarelli i G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298,
G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1.
- [13] A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. 237B (1990) 592,
M. Arneodo et al., Nucl. Phys. B333 (1990) 1,
P. Berge et al., Z. Phys. C49 (1991) 187.
- [14] B. Badelek et al., DESY 91-124.
- [15] J. Feltesse, Proc. of the HERA Workshop, Hamburg 1987,
Ed. R. D. Peccei (DESY Hamburg, 1988) Vol.1, p.33.
- [16] A. Blondel i F. Jacquet, Proceedings of the study of an ep facility for Europe,
Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979), p.391-394.
- [17] T. Brodtkorb et al. DESY 89-030.
- [18] J. Kripfganz et al., DESY 90-096.
- [19] S. Bentvelsen i P. Kooijman, ZEUS-Note 91-057.
- [20] G. Ingelman et al., Proc. of the HERA Workshop, Hamburg 1987,
Ed. R. D. Peccei (DESY Hamburg, 1988) Vol.1, p.19.
- [21] A. Ali et al, DESY 88-119.

- [22] L. Stanco, Proc. of the HERA Workshop, Hamburg 1987,
Ed. R.D.Peccei (DESY Hamburg, 1988) Vol.2, p.889.
- [23] B. Rossi, "High-Energy Particles", Prentice-Hall, Inc., New York 1952.
- [24] E. Longo i I. Sestili, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283.
- [25] W. Bartel et al., Phys. Lett. 88B (1979) 171.
- [26] H. G. Fisher, Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 81.
- [27] C. W. Fabian i T. Ludlam, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 32 (1982) 335,
C. W. Fabian, CERN-EP 85-54.
- [28] Y. Chan et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 333.
- [29] B. Powell et al., Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 217.
- [30] C. W. Fabjan et al., Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 61.
- [31] H. J. Behrend et al., Phys. Scr. 23 (1981) 610.
- [32] R. Carosi et al., Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 311.
- [33] R. L. Anderson et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 340.
- [34] A. N. Diddens et al., Nucl. Instr. and Meth. 178 (1980) 27.
- [35] G. Barbiellini et al., Nucl. Instr. and Meth. 235 (1983) 55.
- [36] M. G. Catanesi et al., Nucl. Instr. and Meth. A247 (1986) 438.
- [37] C. W. Fabian i R. Wigmans, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1517.
- [38] H. Brückmann et al., DESY 87-064.
- [39] R. Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. A259 (1987) 389.
- [40] E. Bernardi, DESY F1-87-01.
- [41] Y. Galaktinov et al., Nucl. Instr. and Meth. A251 (1986) 258.
- [42] R. Apsimon et al., Nucl. Instr. and Meth. A305 (1991) 331.
- [43] M. Abolins et al., Nucl. Instr. and Meth. A280 (1989) 36.
- [44] E. Bernardi et al., Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 229.
- [45] G. d'Agostini et al., Nucl. Instr. and Meth. A274 (1989) 134.
- [46] I. Kudla, et al., Nucl. Instr. and Meth. A300 (1991) 480.
- [47] U. Behrens, et al., Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 115.
- [48] A. Andersen, et al., Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991) 101.
- [49] F. Sauli, CERN Report 77-09.
- [50] A. Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 189.
- [51] R. Wigmans, CERN-PPE/91-205.
- [52] J. Engeler, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 9.

- [53] H. Abramowicz et al., Nucl. Instr. and Meth. 180 (1981) 429.
- [54] H. Abramowicz et al., Nucl. Instr. and Meth. A313 (1992) 126.
- [55] G. Iaselli et al., Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 122.
- [56] G. Grindhammer, et al., Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 469.
- [57] R. K. Bock et al., Nucl. Instr. and Meth. 186 (1981) 533.
- [58] J. Krüger, ZEUS Note 86-019.
- [59] G. Ingelman, DESY preprint w przygotowaniu.
- [60] K. Charchula, Comp. Phys. Comm. 69 (1992) 360.
- [61] M. Glück, E. Reya i A. Vogt, Z. Phys. C48 (1990) 471.
- [62] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347.
- [63] M. Zachara, ZEUS Note 88-052.
- [64] F. Barreiro et al., DESY 89-171.
- [65] A. F. Żarnecki, et al., Proc. of the HERA Workshop, Hamburg 1991,
Ed. W. Buchmüller i G. Ingelman (DESY Hamburg, 1992) Vol.1, p.115.

Metoda pomiaru	Zakres stosowalności		
	x	y	Q^2 [GeV ²]
Pomiar elektronu	< 0,6	> 0,1	> 5
Jacquet-Blondel	0,004 – 0,5	> 0,05	> 100
Dwa kąty	> 0,004	> 0,05	> 100

Tabela 1: Zakres stosowalności różnych metod pomiaru zmiennych kinematycznych.

Ośrodek aktywny		Absorber		Rezolucja przy 1 GeV [%]
Materiał	grubość warstw [mm]	Materiał	grubość warstw [mm]	
NaI		<i>kalorymetr jednorodny</i>		1,5 [28]
Szkło ołowiowe		<i>kalorymetr jednorodny</i>		4 [29]
Ciekły argon	2,0	Żelazo	1,5	7,5 [30]
Ciekły argon	3,6	Ołów	1,2	9 [31]
Scyntylator	2,5	Uran	1,6	11 [32]
Liczniki gazowe		Ołów	2,8	17 [33]
Scyntylator	30	Aluminium	89	20 [34]
Diody krzemowe	0,2	Wolfram	7,0	25 [35]
Liczniki gazowe		Żelazo	50	55 [36]

Tabela 2: Zdolności rozdzielcze uzyskiwane dla różnej konstrukcji kalorymetrów elektromagnetycznych.

Oznaczenie testów	WA78	T35	T60A	T60B
Głębokość	5,5 λ_{int}	4,2 λ_{int}	4,4 λ_{int}	6,0 λ_{int}
Zakres energii	5-210 GeV	3-9 GeV	3-9 GeV	1-100 GeV
Grubość warstw				
uranu	10 mm	3 mm	3,2 mm	3,2 mm
scyntylatora	5 mm	2,5 mm	5 mm	3 mm
R_d	2,0	1,20	0,64	1,07
e/h	0,76±0,05	1,08±0,03	1,10±0,04	1,00±0,03

Tabela 3: Podstawowe parametry kilku testowych kalorymetrów uranowych oraz uzyskiwany stosunek odpowiedzi na elektrony i hadrony.

	Część kalorymetru	
	EMC	HAC1, HAC2
Absorber Folia oddzielająca Materiał aktywny	uran stal nierdzewna scyntylator SCSN-38	
Grubości warstw:		
uranu	3,3 mm	3,3 mm
folii stalowej	0,2 mm	0,4 mm
scyntylatora	2,6 mm	2,6 mm
Liczba warstw	25	80
Głębokość	24 cm 26 X_o 0,96 λ_{int}	64 cm 85 X_o 3,09 λ_{int}
Podział poprzeczny	$5 \times 20 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$
Całkowita głębokość	152 cm 196 X_o 7,1 λ_{int}	
Całkowity wymiar poprzeczny	$80 \times 80 \text{ cm}^2$	

Tabela 4: Podstawowe parametry prototypu kalorymetru FCAL.

	kalorymetr BAC	kalorymetr Veto
Absorber Element aktywny Mieszanka gazowa	żelazo aluminiowe komory proporcjonalne 87% Ar + 13% CO ₂	
Grubość absorbera	7,3 cm	5,0 cm
Liczba warstw absorbera	11	9
Liczba warstw komór	10	8
Długość całkowita	115 cm 46 X_o 4,9 λ_{int}	73 cm 26 X_o 2,8 λ_{int}
Całkowita powierzchnia czynna	$200 \times 150 \text{ cm}^2$	$96 \times 80 \text{ cm}^2$
Odczyt	padowy i dwa drutowe	padowy

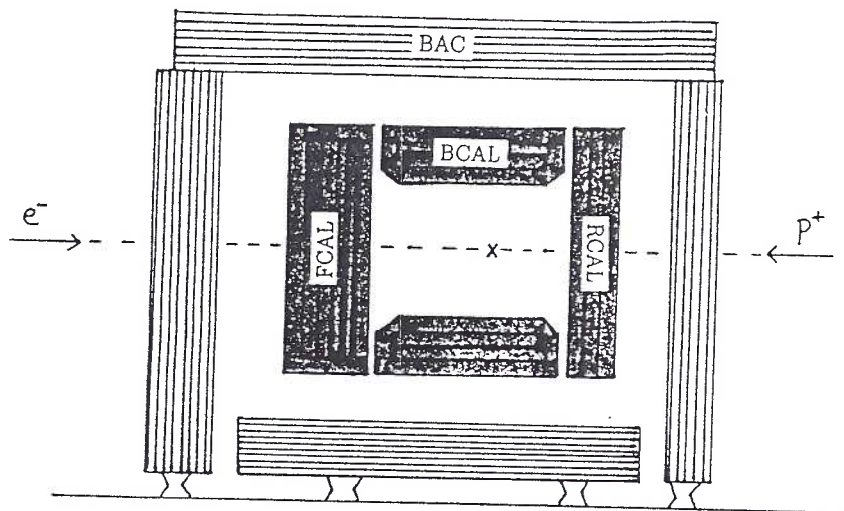
Tabela 5: Podstawowe parametry kalorymetru prototypowego BAC i kalorymetru Veto.

Punkt generacji	Wpływy do BAC [%]		$f_{3\sigma}$ [%] CAL	r	
				BAC<1%	CAL+BAC
x=0,3 $Q^2 = 10^4$ GeV ²	8,4±0,1	x	2,79±0,05	2,31±0,08	1,53±0,05
		y	2,88±0,05	2,22±0,08	1,57±0,04
		Q^2	2,66±0,05	2,51±0,09	1,63±0,05
x=0,3 $Q^2 = 3 \cdot 10^3$ GeV ²	14,1±0,1	x	4,38±0,07	1,90±0,05	1,52±0,04
		y	3,30±0,06	3,30±0,12	2,09±0,06
		Q^2	3,63±0,06	2,93±0,10	1,89±0,05
x=0,1 $Q^2 = 3 \cdot 10^3$ GeV ²	3,9±0,1	x	2,82±0,05	1,58±0,05	1,16±0,03
		y	2,96±0,05	1,56±0,05	1,15±0,03
		Q^2	2,64±0,05	1,62±0,05	1,14±0,03
x=0,1 $Q^2 = 10^3$ GeV ²	4,3±0,1	x	3,67±0,06	1,29±0,03	1,09±0,03
		y	3,19±0,06	1,44±0,04	1,14±0,03
		Q^2	2,78±0,05	1,50±0,05	1,13±0,03
x=0,03 $Q^2 = 10^3$ GeV ²	6,3±0,1	x	3,40±0,06	1,57±0,04	1,15±0,03
		y	3,73±0,06	1,64±0,04	1,21±0,03
		Q^2	3,52±0,06	1,45±0,04	1,13±0,03

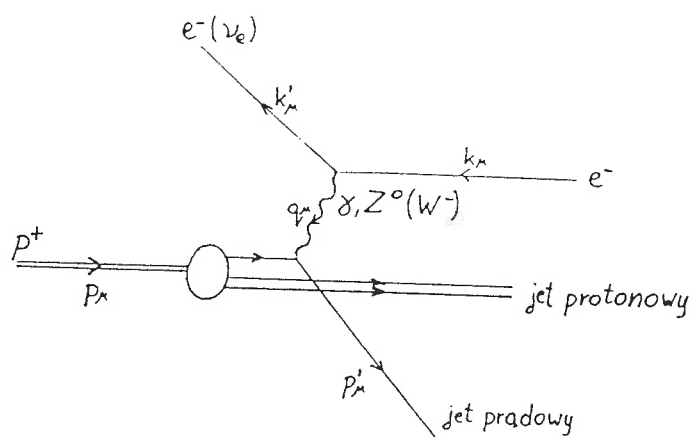
Tabela 6: Procent przypadków obserwowanych poniżej 3σ od położenia maksimum - $f_{3\sigma}$, w rozkładach zmiennych kinematycznych x,y i Q^2 , mierzony bez uwzględnienia wpływów energii, oraz stosunek r, wartości $f_{3\sigma}$ uzyskanej przed i po uwzględnieniu 1% cięcia na ułamek energii mierzony w kalorymetrze BAC, a także przed i po uwzględnieniu sygnału kalorymetru BAC w pomiarze.

Punkt generacji	Wpływy do BAC [%]	$f_{3\sigma}$ [%] CAL	r	
			BAC<1%	CAL+BAC
x=0,3 $Q^2 = 10^4$ GeV ²	8,4±0,1	2,32±0,05	3,01±0,13	1,97±0,07
x=0,3 $Q^2 = 3 \cdot 10^3$ GeV ²	14,1±0,1	2,36±0,05	3,11±0,14	2,21±0,08
x=0,1 $Q^2 = 3 \cdot 10^3$ GeV ²	3,9±0,1	2,09±0,05	1,90±0,07	1,26±0,04
x=0,1 $Q^2 = 10^3$ GeV ²	4,3±0,1	2,09±0,05	1,57±0,06	1,15±0,04
x=0,03 $Q^2 = 10^3$ GeV ²	6,3±0,1	2,41±0,05	2,06±0,08	1,33±0,04

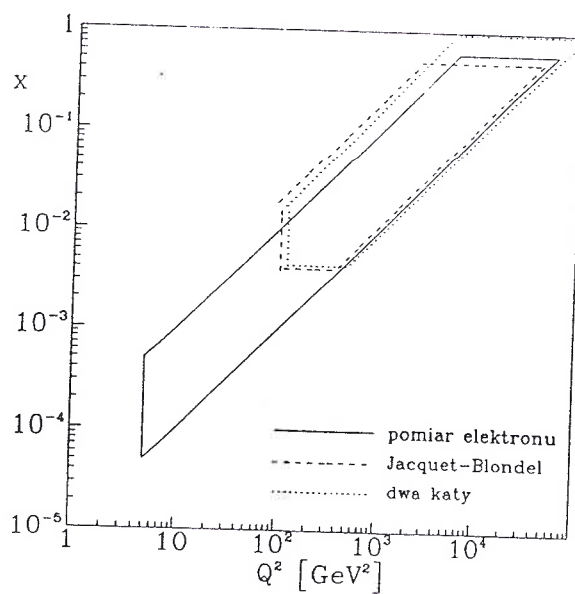
Tabela 7: Procent $f_{3\sigma}$ przypadków typu NC z mierzoną wartością całkowitego pędu poprzecznego większą niż 3σ , mierzony bez uwzględnienia wpływów energii do kalorymetru BAC, oraz stosunek r, wartości $f_{3\sigma}$ uzyskanej przed i po uwzględnieniu 1% cięcia na ułamek energii mierzony w kalorymetrze BAC, a także przed i po uwzględnieniu sygnału kalorymetru BAC w pomiarze.



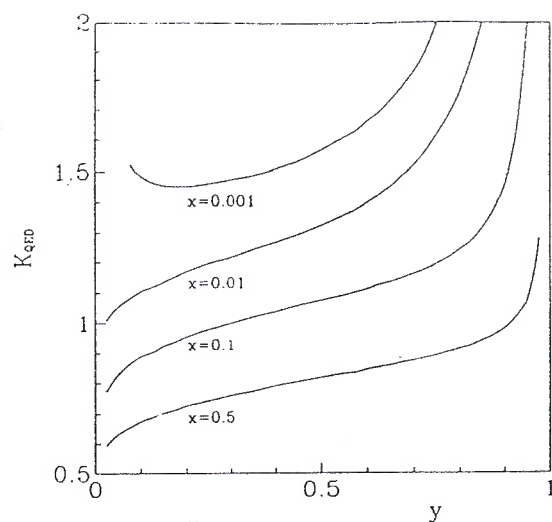
Rysunek 1: Schemat budowy układu kalorymerycznego detektora ZEUS.



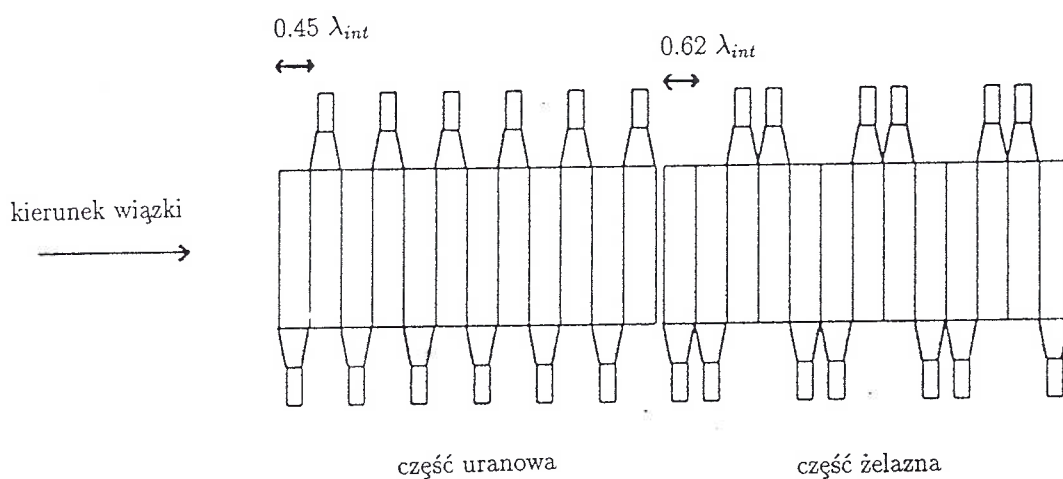
Rysunek 2: Schematyczne przedstawienie rozpraszania głęboko nieelastycznego elektron-proton.



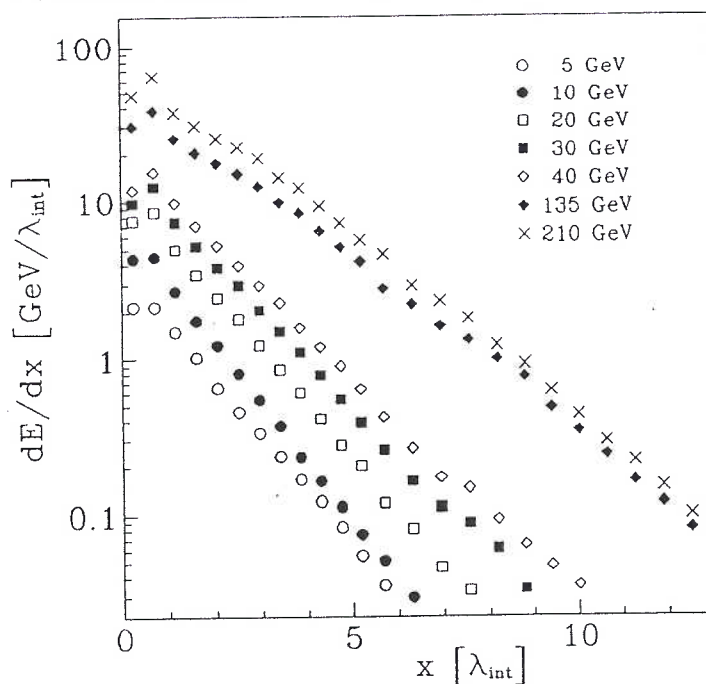
Rysunek 3: Obszar zmiennych kinematycznych, w którym różnymi metodami pomiaru zmiennych x i Q^2 można wyznaczyć przekrój czynny z błędem systematycznym nie przekraczającym 10%.



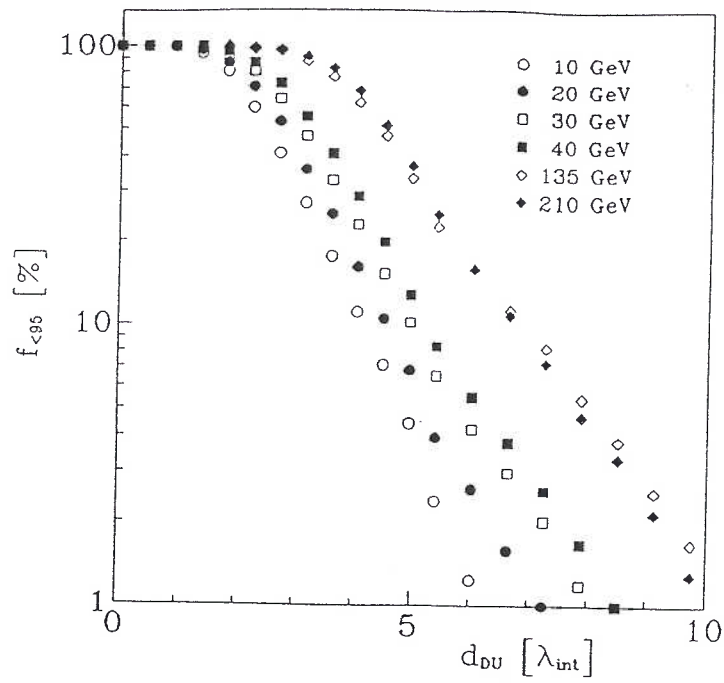
Rysunek 4: Zależność współczynnika K_{QED} (stosunek przekroju czynnego po i przed uwzględnieniem poprawek radiacyjnych) od zmiennej kinematycznej y , dla różnych wartości x .



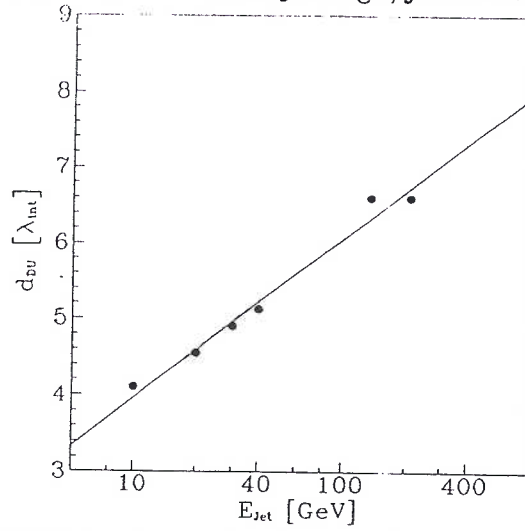
Rysunek 5: Schemat budowy kalorymetru WA78.



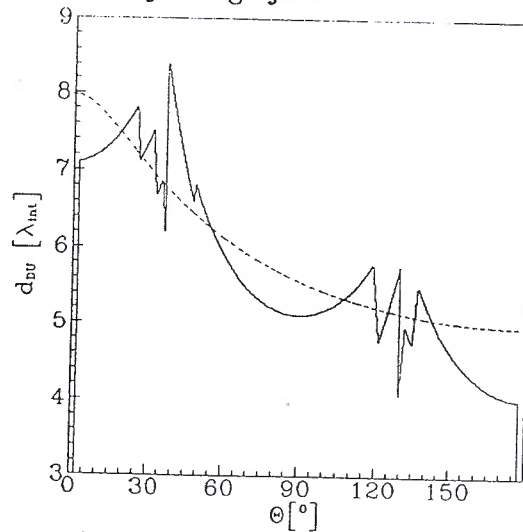
Rysunek 6: Średni podłużny profil kaskady hadronowej, mierzony w kalorymetrze WA78, w funkcji pozycji w kalorymetrze x , dla jetów o różnej energii, jak zaznaczono na rysunku.



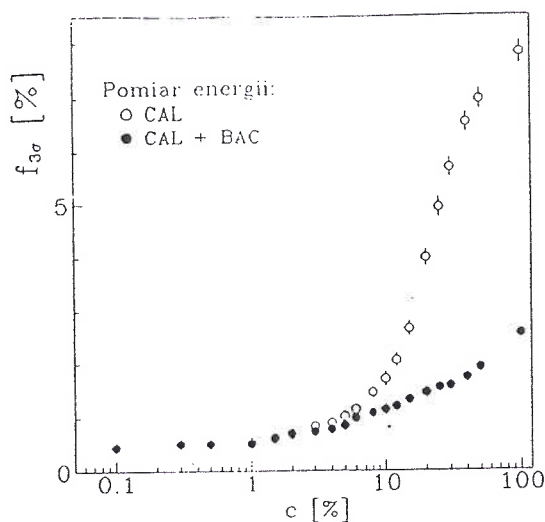
Rysunek 7: Procent przypadków $f_{<95}$, dla których mierzone jest mniej niż 95% energii, w funkcji głębokości kalorymetru d_{DU} , dla jetów o różnej energii, jak zaznaczono na rysunku.



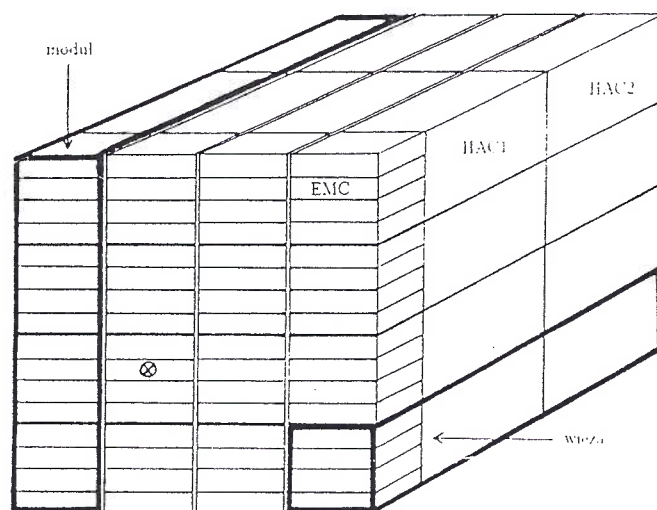
Rysunek 8: Głębokość kalorymetru d_{DU} , potrzebna do akceptacji co najmniej 95% energii w nie mniej niż 90% przypadków, w funkcji energii jetu.



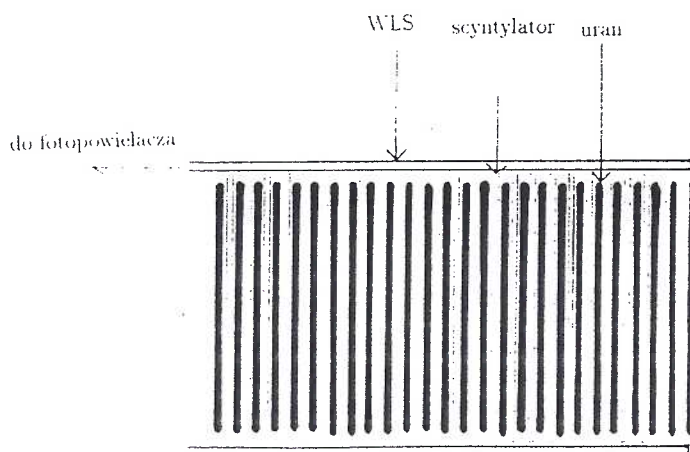
Rysunek 9: Głębokość kalorymetru uranowego detektora ZEUS - d_{DU} , w funkcji kąta względem wiązki protonowej - θ . Linia przerywaną zaznaczono głębokość kalorymetru wymaganą zgodnie z wynikami testów WA78.



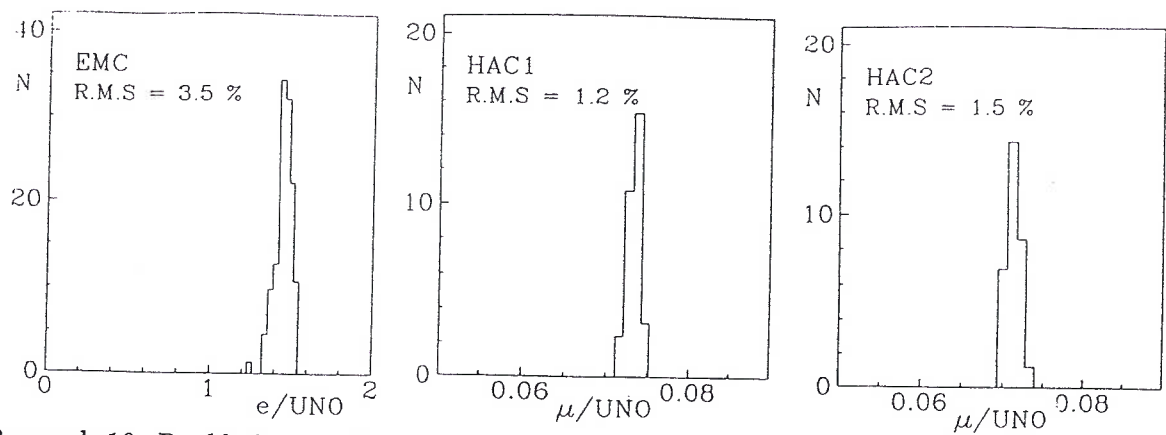
Rysunek 10: Zależność ułamka przypadków $f_{3\sigma}$, dla których mierzona energia różni się od nominalnej o więcej niż 3σ , od cięcia na ułamek energii mierzony w kalorymtrze BAC - c . Dla kalorymetru uranowego o grubości $5,6\lambda_{int}$, oraz energii wiązki hadronowej 50 GeV (testy T60B).



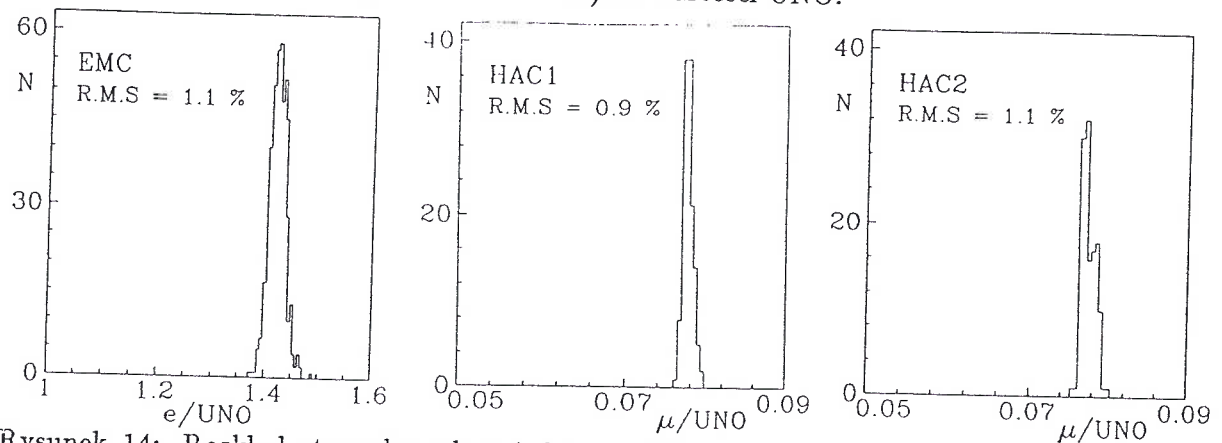
Rysunek 11: Schemat budowy prototypu kalorymetru FCAL. Symbolem $\otimes$ oznaczono miejsce, w które kierowana była wiązka w testach liniowości i rozdzielczości prototypu.



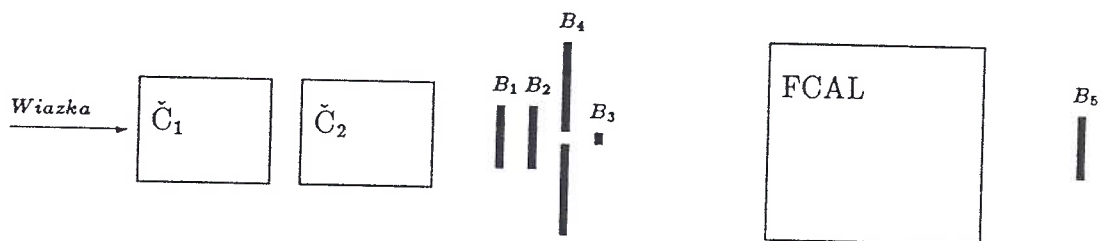
Rysunek 12: Schemat konstrukcji pojedynczej wieży prototypowego kalorymetru FCAL.



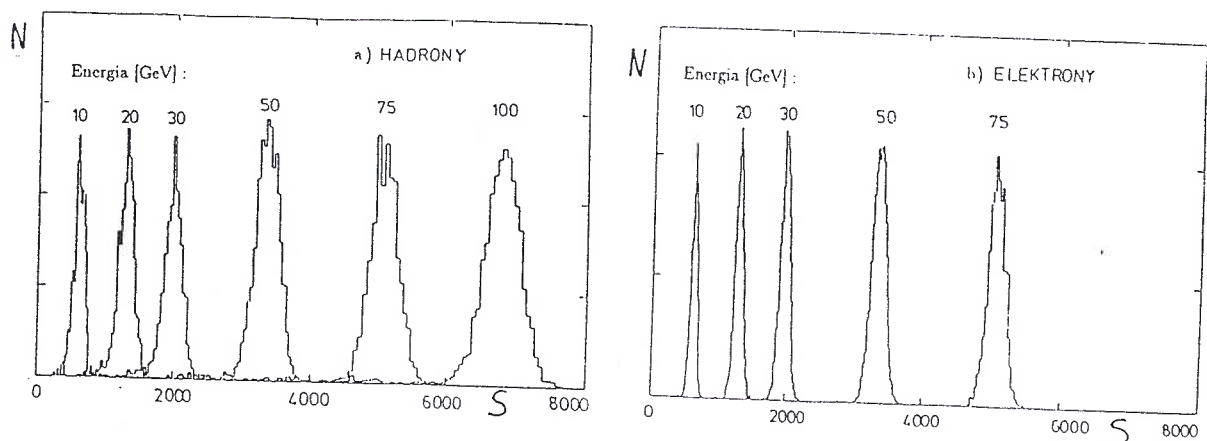
Rysunek 13: Rozkład stosunku odpowiedzi poszczególnych wież prototypu FCAL na elektrony (sekcje EMC) i miony (sekcje HAC1 i HAC2) do wartości UNO.



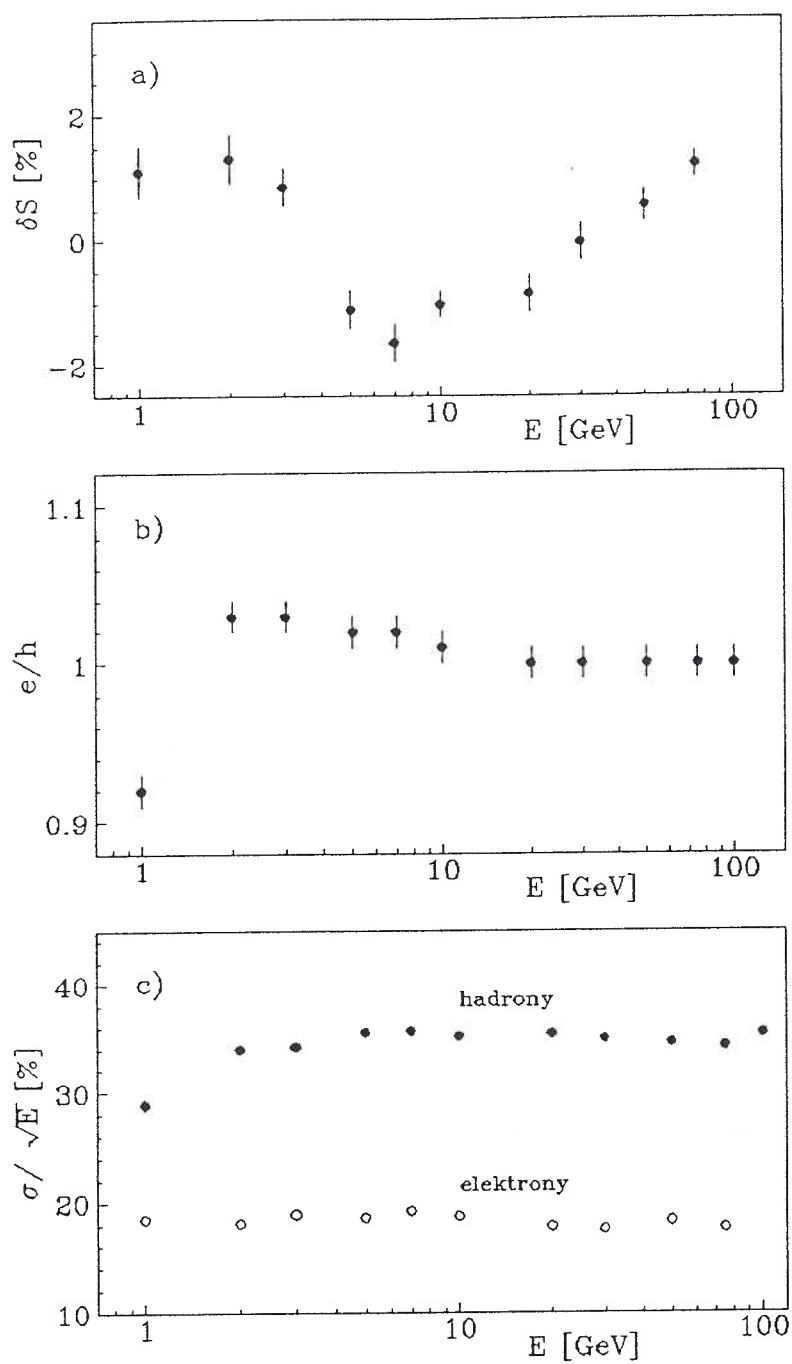
Rysunek 14: Rozkład stosunku odpowiedzi na elektrony i miony poszczególnych wież kalorymetru FCAL detektora ZEUS do wartości UNO.



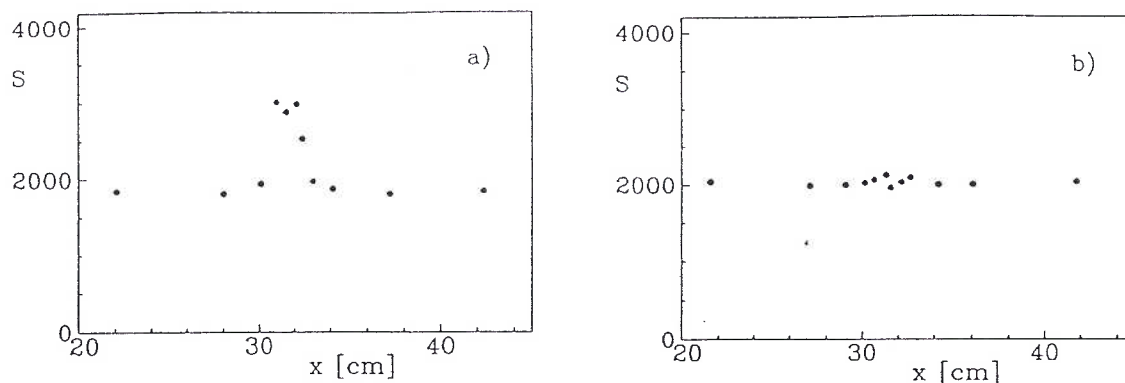
Rysunek 15: Schemat układu detektorów na wiązkę w testach prototypu kalorymetru FCAL (Č oznacza liczniki Czerenkowa, B - scyntylatory układu wyzwalającego).



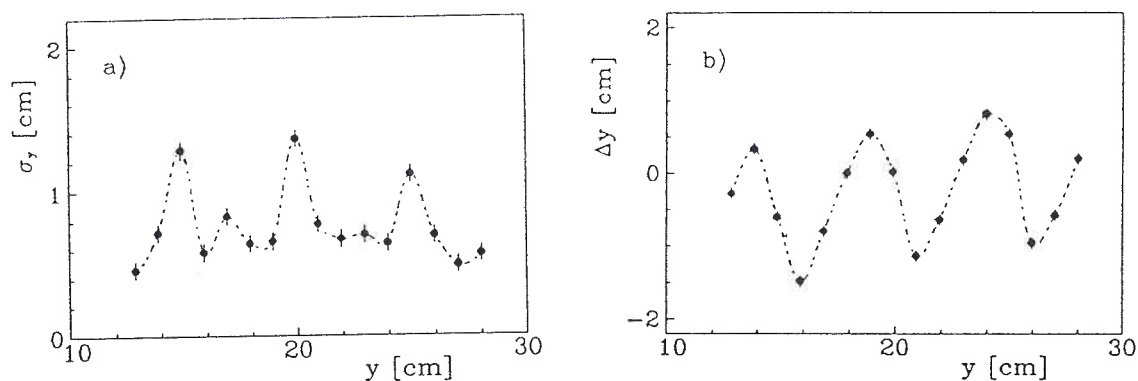
Rysunek 16: Znormalizowane rozkłady odpowiedzi S prototypu FCAL, na hadrony (a) i elektrony (b), dla różnych energii wiązki, jak zaznaczono na rysunku.



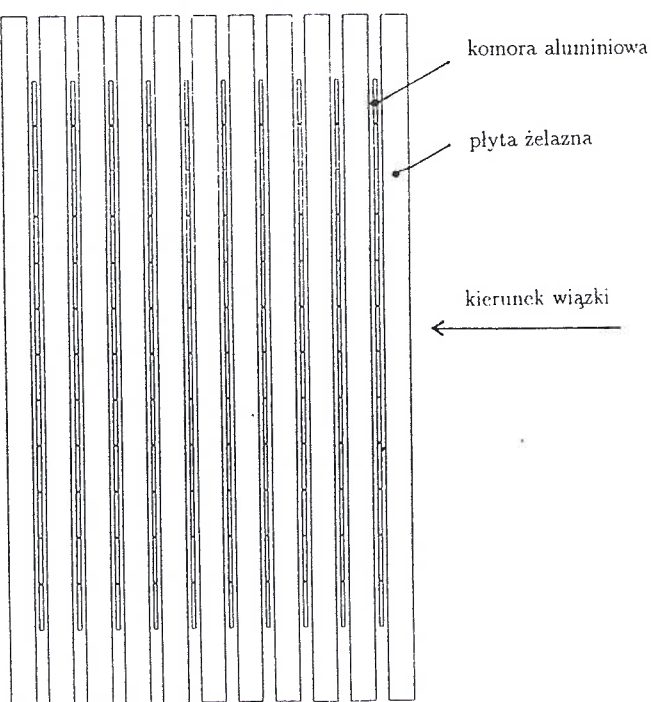
Rysunek 17: Względne odchylenie od liniowości δS odpowiedzi prototypu FCAL na elektrony (a), stosunek $\frac{e}{h}$ odpowiedzi prototypu FCAL na elektrony i hadrony (b), oraz zdolność rozdzielcza prototypu FCAL $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$, dla hadronów i elektronów (c), w funkcji energii wiązki.



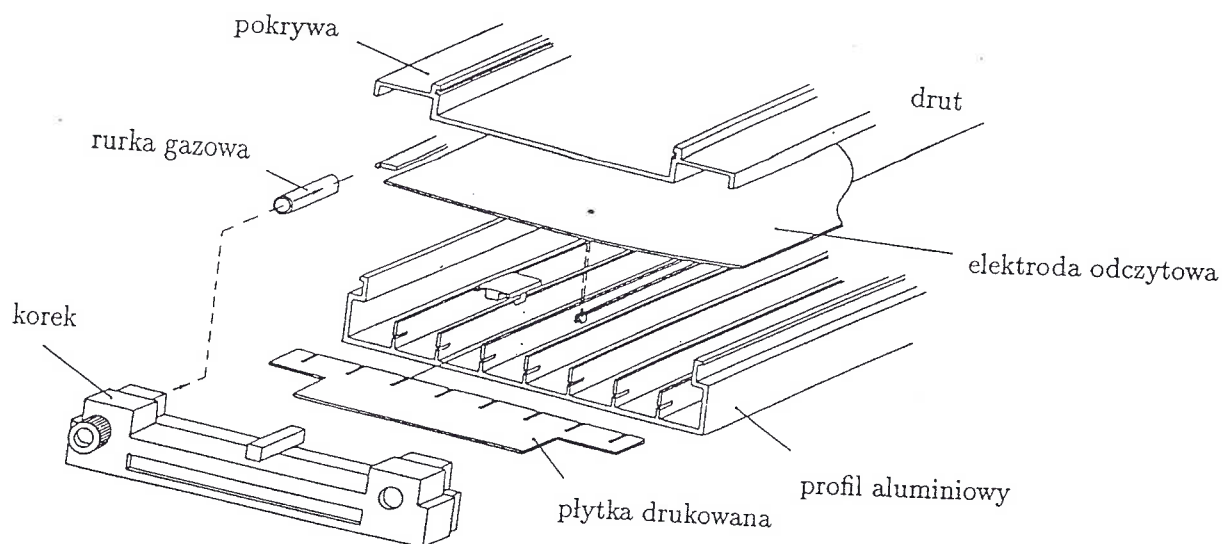
Rysunek 18: Zależność średniej wartości odpowiedzi S , mierzonej w prototypie FCAL, od poziomej pozycji x wiązki elektronowej o energii 30 GeV, dla wiązki wchodzącej prostopadle do kalorymetru (a), oraz dla wiązki wchodzącej pod kątem 40 mrad, po wprowadzeniu pomiędzy moduły kalorymetru folii ołowianej o grubości 2 mm (b).



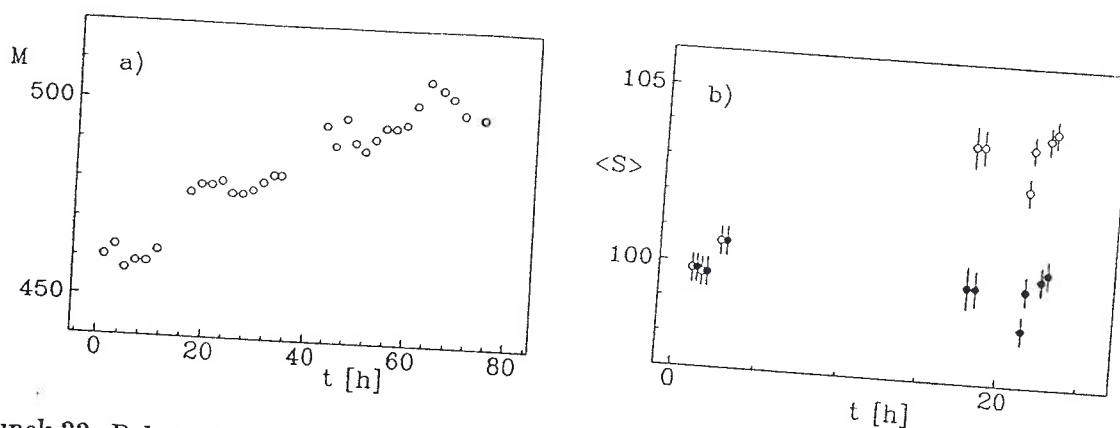
Rysunek 19: Błąd statystyczny (a) i systematyczny (b) pomiaru metodą ważenia pionowej współrzędnej w kalorymetrze FCAL elektronu o energii 5 GeV, w funkcji pozycji wiązki y . Linie przerywane, łączące punkty doświadczalne, zostały naniesione dla lepszego uwidocznienia cyklicznego charakteru zależności.



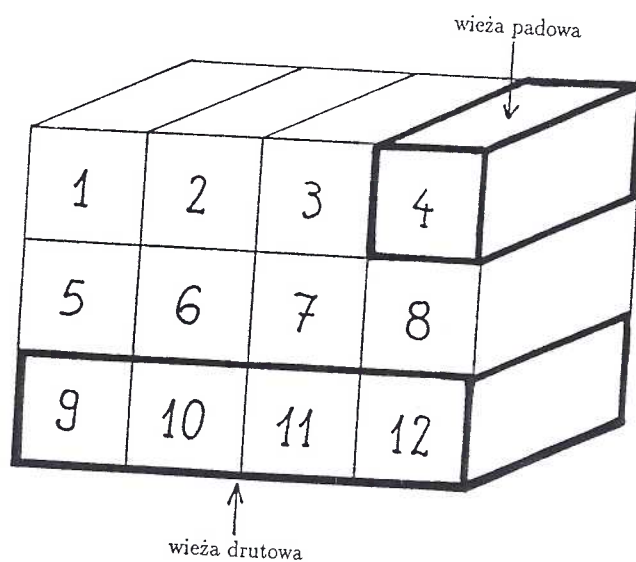
Rysunek 20: Schemat budowy prototypu kalorymetru BAC.



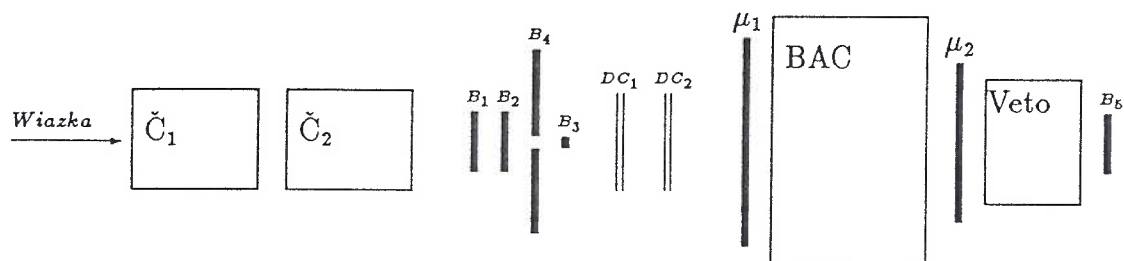
Rysunek 21: Schemat budowy aluminiowej komory proporcjonalnej.



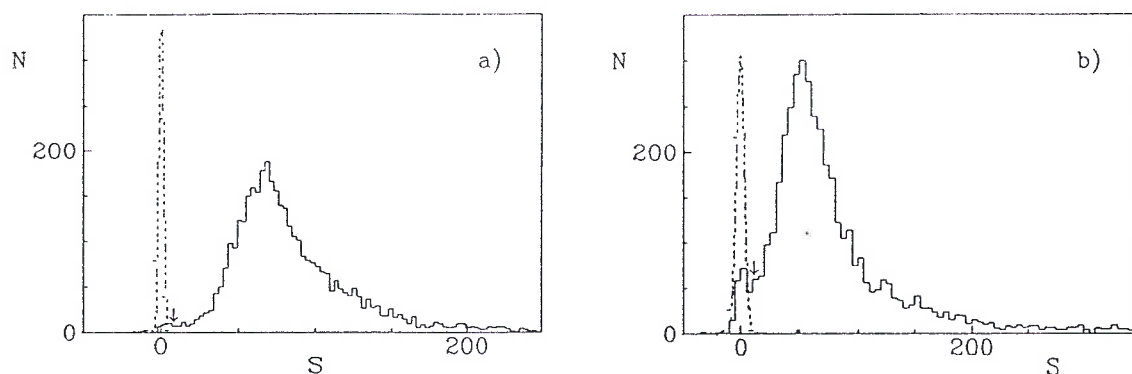
Rysunek 22: Położenie maksimum M rozkładu sygnału uzyskiwanego ze źródła ^{55}Fe , w komorach monitorujących wzmocnienie gazowe (a), oraz wyniki pomiaru średniego sygnału $\langle S \rangle$ prototypowego kalorymetru BAC dla 30 GeV elektronów, przed (o) i po (•) uwzględnieniu poprawek na wzmocnienie gazowe (b), w funkcji czasu t .



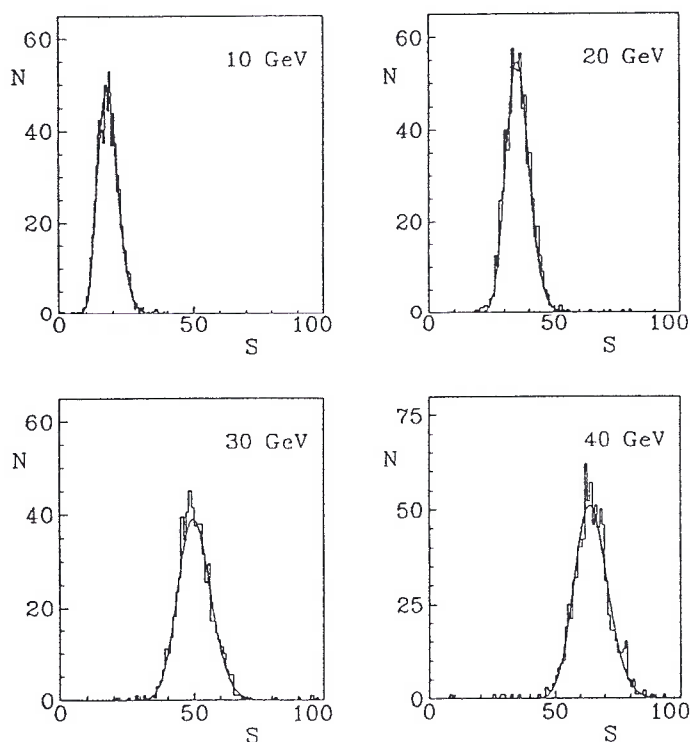
Rysunek 23: Schemat wieżowej struktury odczytu prototypowego kalorymetru BAC.



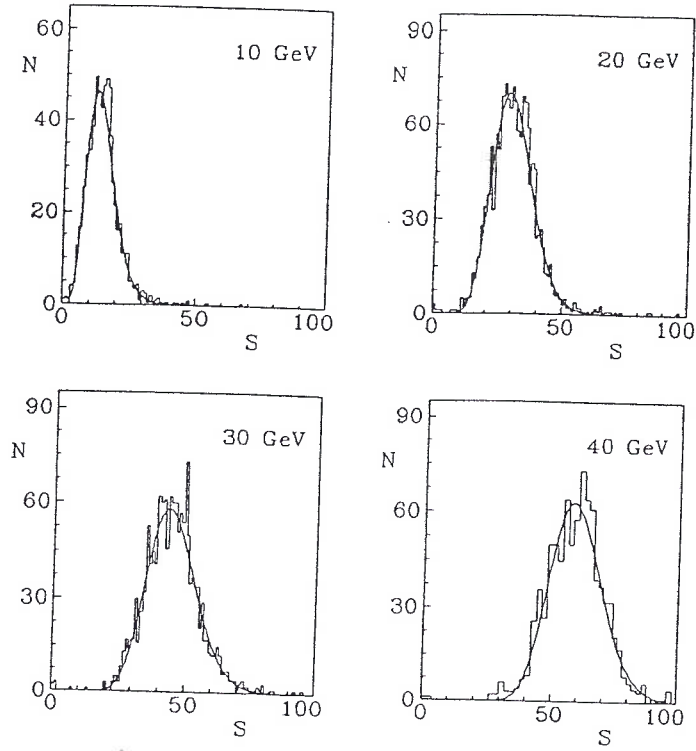
Rysunek 24: Schemat układu detektorów na wiązkę w testach prototypu kalorymetru BAC (C oznacza liczniki Czerenkowa, B - scyntylatory układu wyzwalającego, DC - komory dryfowe, a μ - komory mionowe).



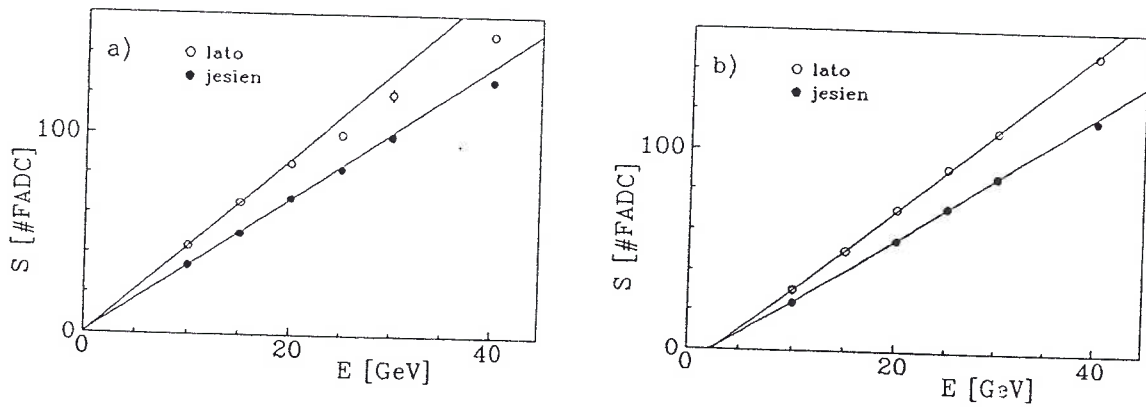
Rysunek 25: Rozkład sygnału S mierzonego w kalorymetrze Veto (a) i w detektorze mionowym umieszczonym pomiędzy kalorymetrami BAC i Veto (b), dla wiązki mionowej. Linia przerywaną oznaczono poziom szumów. Strzałką oznaczono cięcie, którym odrzucano przypadki z wpływami energii poza kalorymetr BAC.



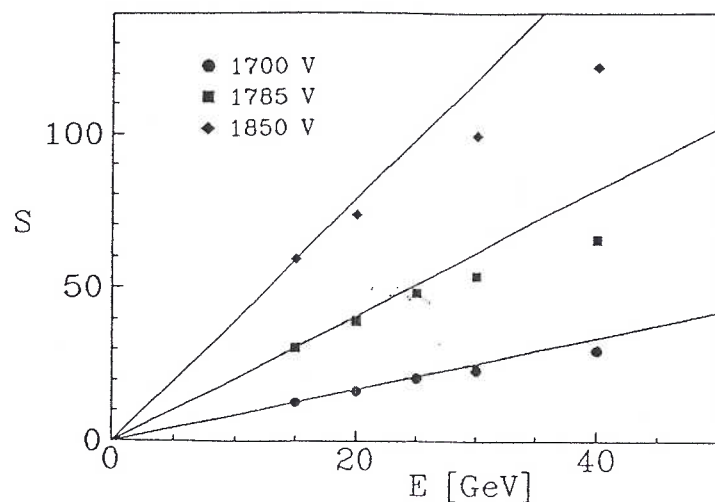
Rysunek 26: Rozkład odpowiedzi S odczytu drutowego prototypu BAC dla elektronów o energiach od 10 do 40 GeV, jak zaznaczono na rysunku. Linia ciągłą przedstawiono wyniki dopasowania rozkładu Gamma.



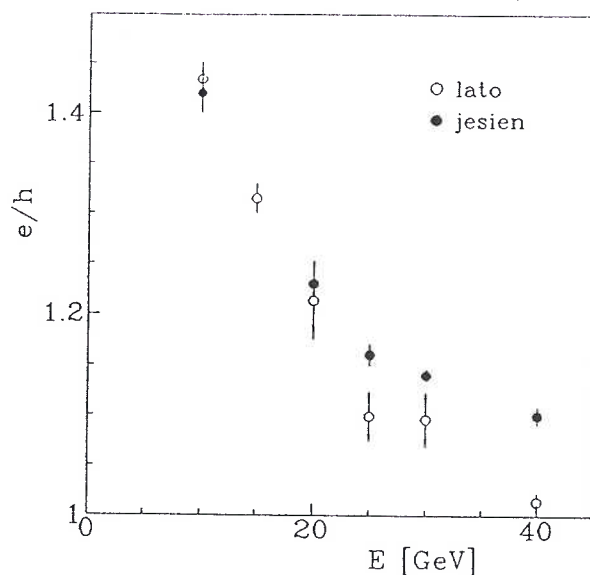
Rysunek 27: Rozkład odpowiedzi S odczytu drutowego prototypu BAC dla hadronów o energiach od 10 do 40 GeV, jak zaznaczono na rysunku. Linia ciągłą przedstawiono wyniki dopasowania rozkładu Gamma.



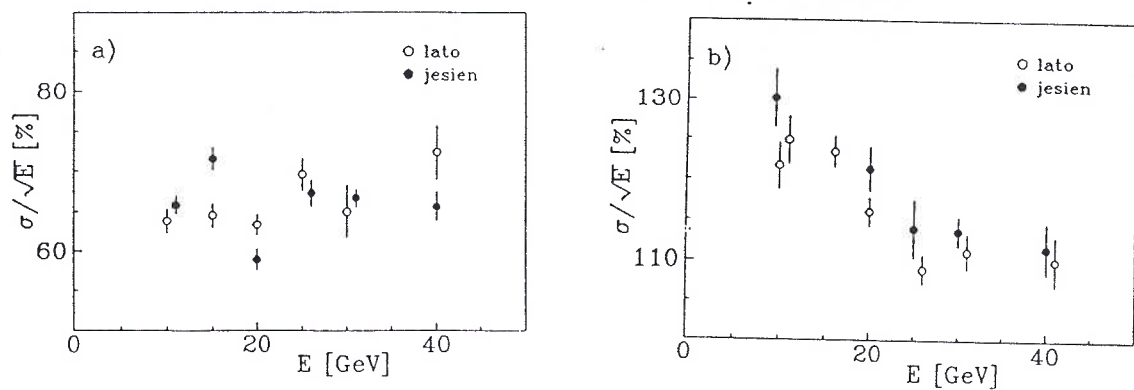
Rysunek 28: Zależność odpowiedzi odczytu padowego S , w funkcji energii E wiązki elektronów (a) i hadronów (b), dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku. Zaznaczone na rysunku zależności liniowe dopasowane zostały dla energii do 20 GeV.



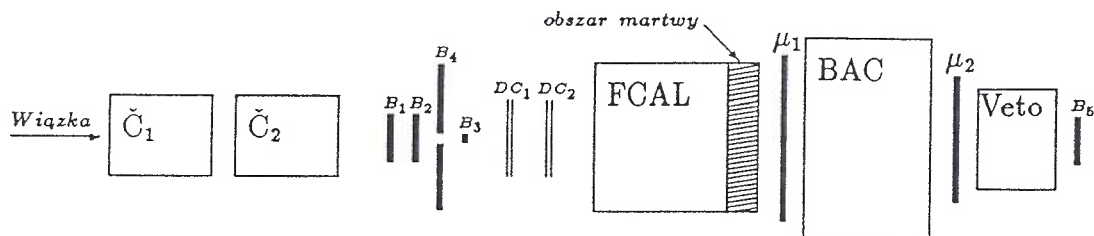
Rysunek 29: Liniowość odpowiedzi odczytu drutowego S , w funkcji energii wiązki elektronów E , dla różnych wartości napięcia, jak zaznaczono na rysunku. Pomocnicze linie ciągłe przeprowadzone zostały przez punkt (0,0) i pierwszy punkt pomiarowy.



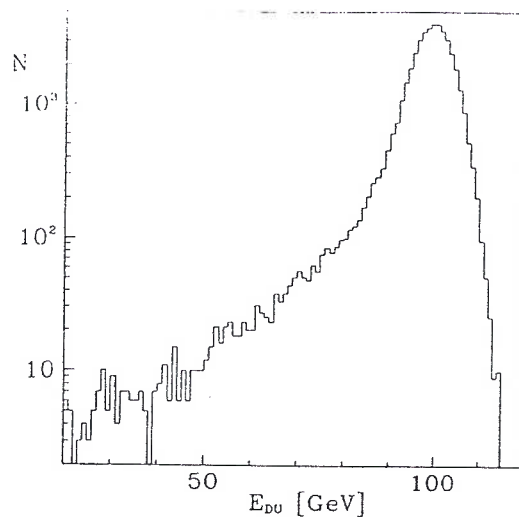
Rysunek 30: Stosunek odpowiedzi odczytu padowego dla elektronów i hadronów e/h , w funkcji energii wiązki E , dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku.



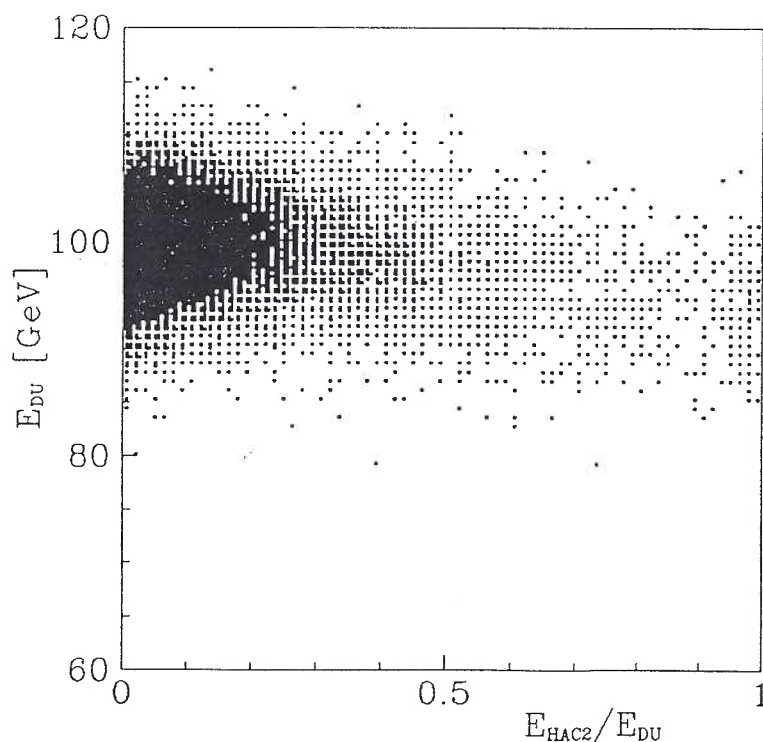
Rysunek 31: Zdolność rozdzielcza dla odczytu padowego $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$, w funkcji energii E wiązki elektronów (a) i hadronów (b), dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku.



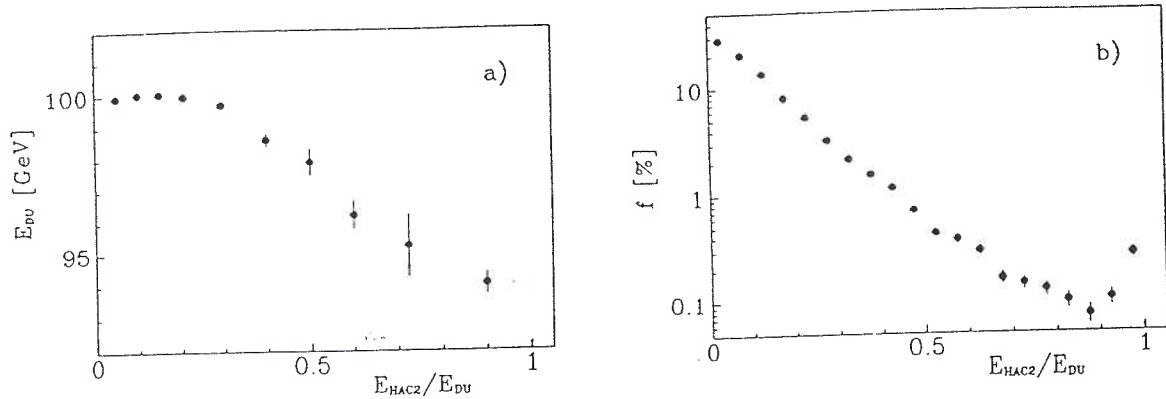
Rysunek 32: Schemat układu detektorów na wiązkę w testach prototypów kalorymetrów FCAL i BAC (Č oznacza liczniki Czerenkowa, B - scyntylatory układu wyzwalającego, DC - komory dryfowe, a μ - komory mionowe).



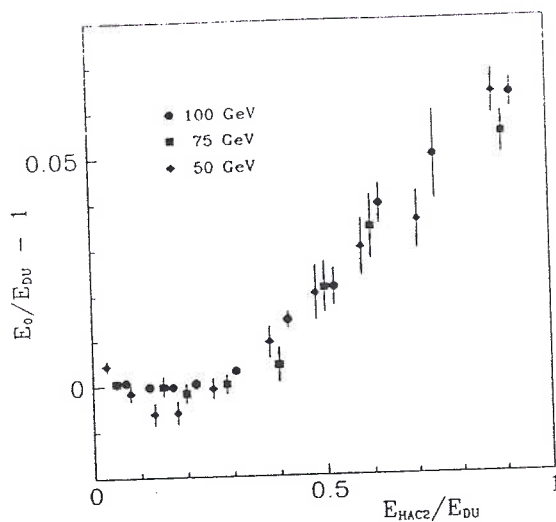
Rysunek 33: Rozkład energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} , dla hadronów o energii 100 GeV, bez cięć na podłużne wypływy energii.



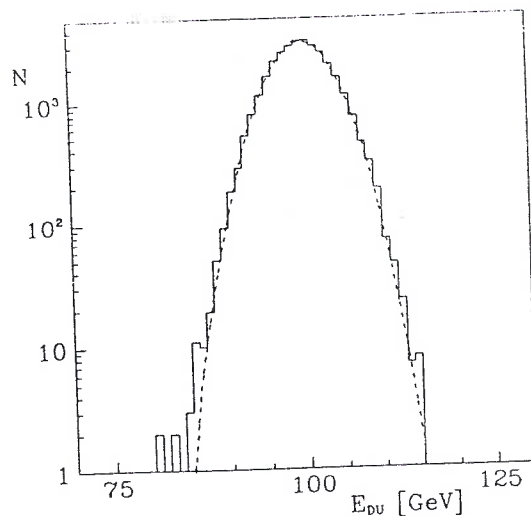
Rysunek 34: Zależność energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} , od ułamka energii zdeponowanego w części HAC2 kalorymetru, dla hadronów o energii 100 GeV.



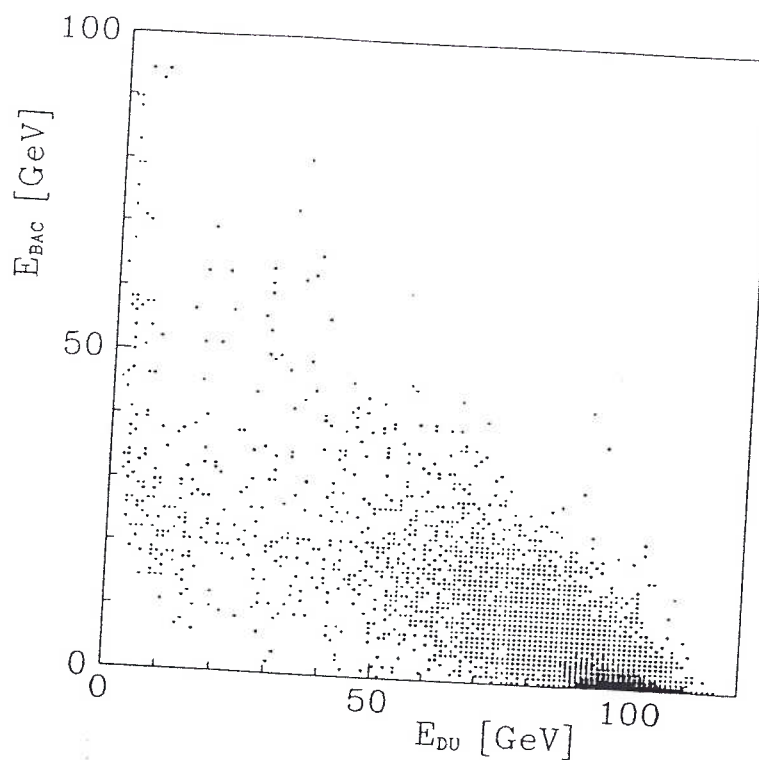
Rysunek 35: Najbardziej prawdopodobna wartość energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} (a), oraz procent przypadków f , o określonym ułamku energii zdeponowanym w części HAC2 kalorymetru (b), w funkcji tego ułamka, dla hadronów o energii 100 GeV.



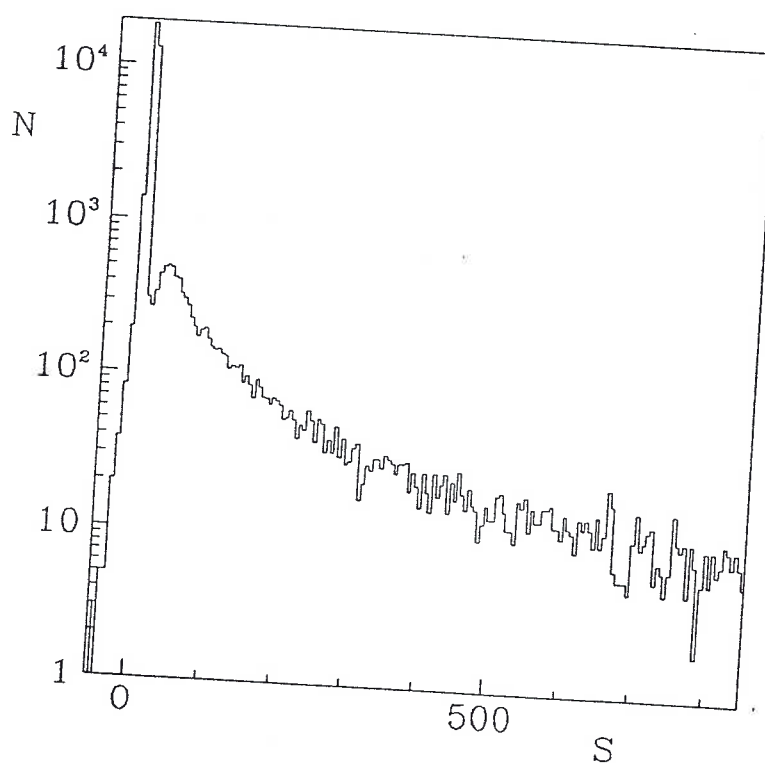
Rysunek 36: Zależność poprawki do energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} , od ułamka energii zdeponowanego w części HAC2 kalorymetru, dla różnych wartości energii wiązki E_0 , jak zaznaczono na rysunku.



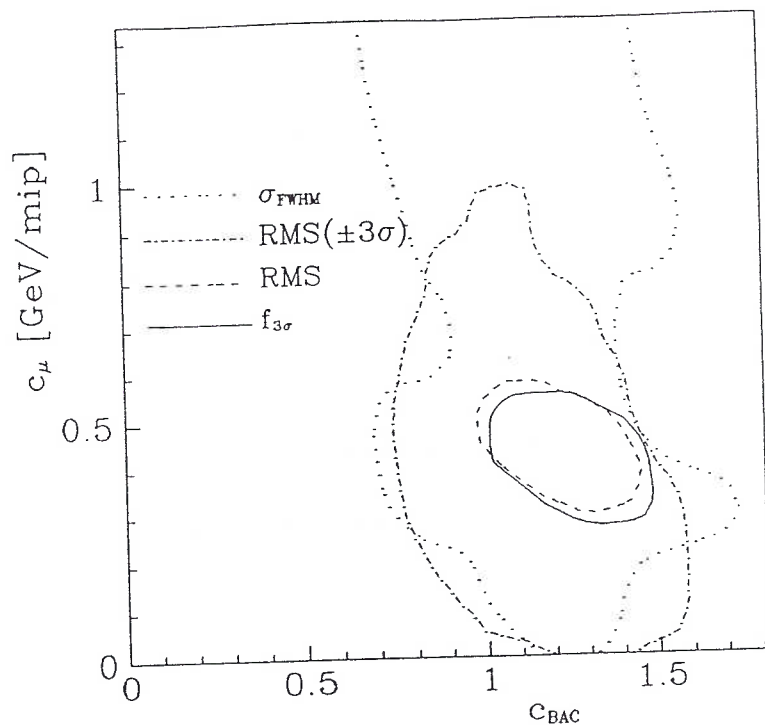
Rysunek 37: Rozkład energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} , dla hadronów o energii 100 GeV, po uwzględnieniu cięć na podłużne wypływy energii oraz poprawki na straty energii w obszarze martwym. Linia przerywaną zaznaczono wynik dopasowania rozkładu Gaussa w obszarze $\pm 2\sigma$ wokół maksimum.



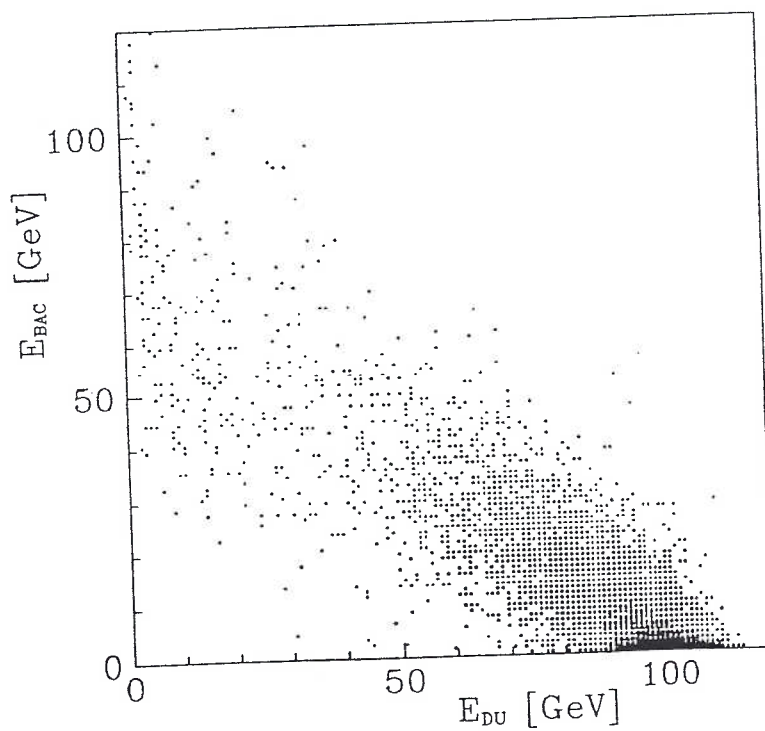
Rysunek 38: Zależność energii mierzonej w prototypie BAC - E_{BAC} , od energii mierzonej w kalorymetrze FCAL - E_{DU} .



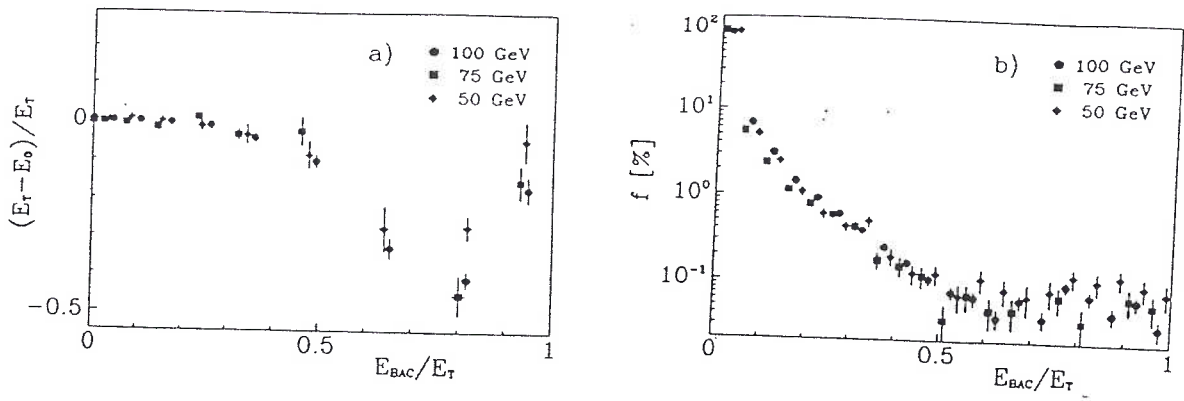
Rysunek 39: Rozkład sygnału S mierzonego w komorach mionowych μ_1 , umieszczonych pomiędzy prototypami FCAL i BAC, dla przypadków hadronowych o energii 100 GeV.



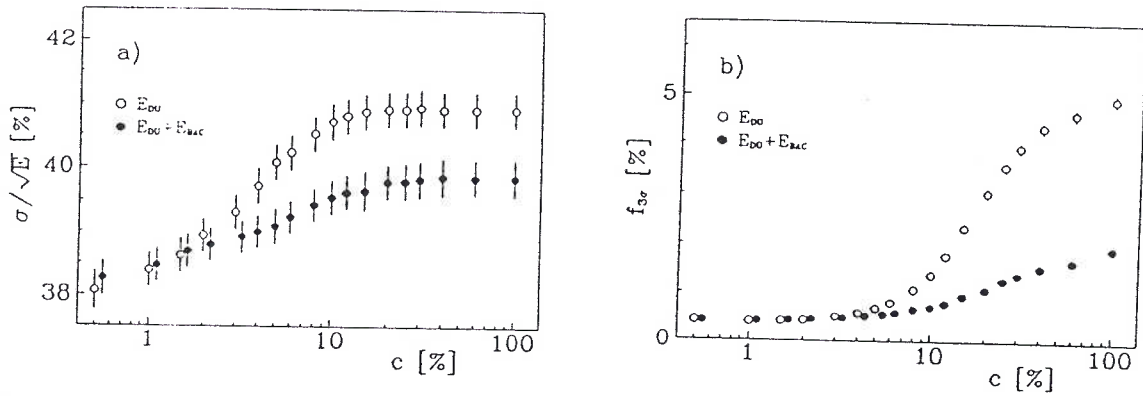
Rysunek 40: Kontury odpowiadające jednemu odchyleniu standardowemu od wartości minimalnej, dla różnych wielkości opisujących zdolność rozdzielczą, w funkcji stałych kalibracyjnych kalorymetru BAC (c_{BAC}) i komór mionowych (c_μ).



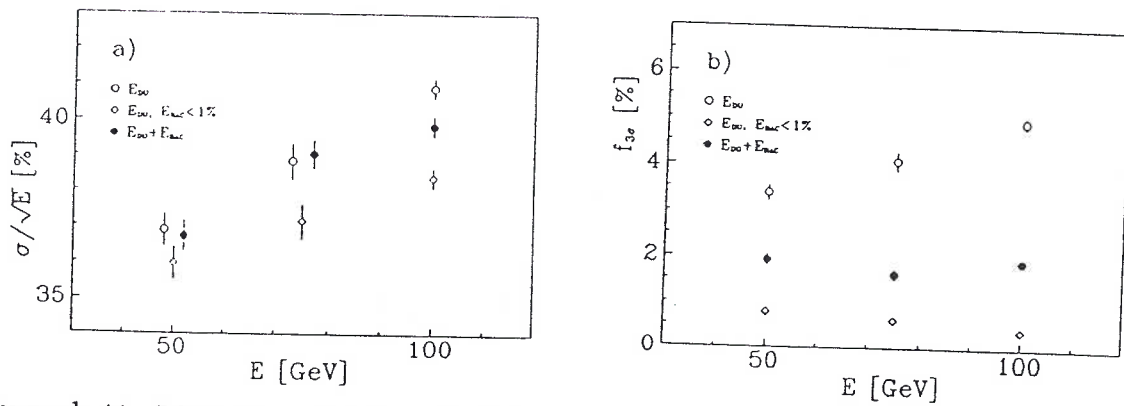
Rysunek 41: Zależność energii mierzonej w prototypie BAC, z uwzględnieniem komór mionowych - E_{BAC} , od energii mierzonej w kalorymetrze FCAL - E_{DU} .



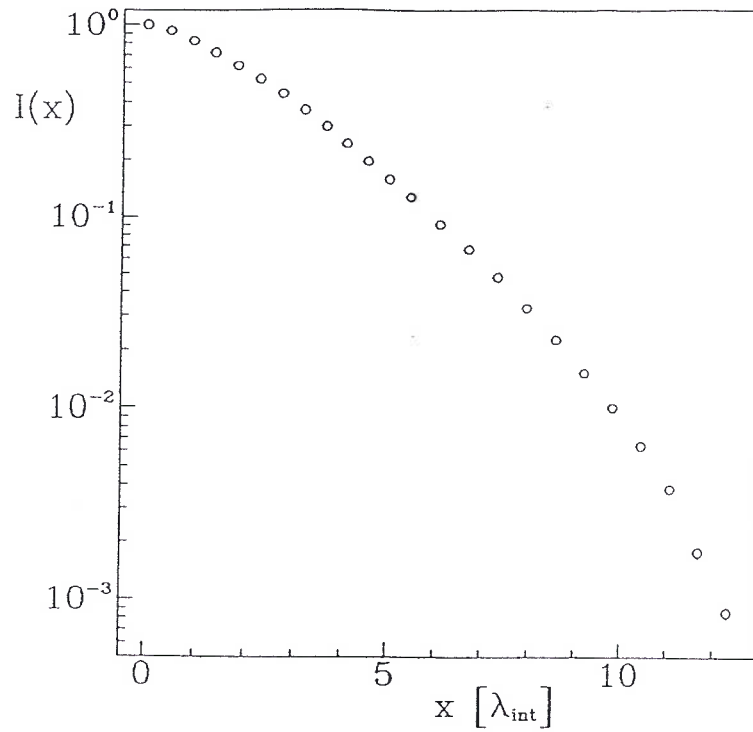
Rysunek 42: Względne odchylenie średniej energii mierzonej w układzie kalorymetrów FCAL i BAC - E_T , od wartości energii wiązki E_0 (a), oraz procent przypadków f , o określonym stosunku energii zdeponowanej w kalorymtrze BAC, z uwzględnieniem komór mionowych - E_{BAC} , do całkowitej mierzonej energii (b), w funkcji tego stosunku, dla różnych wartości energii wiązki, jak zaznaczono na rysunku.



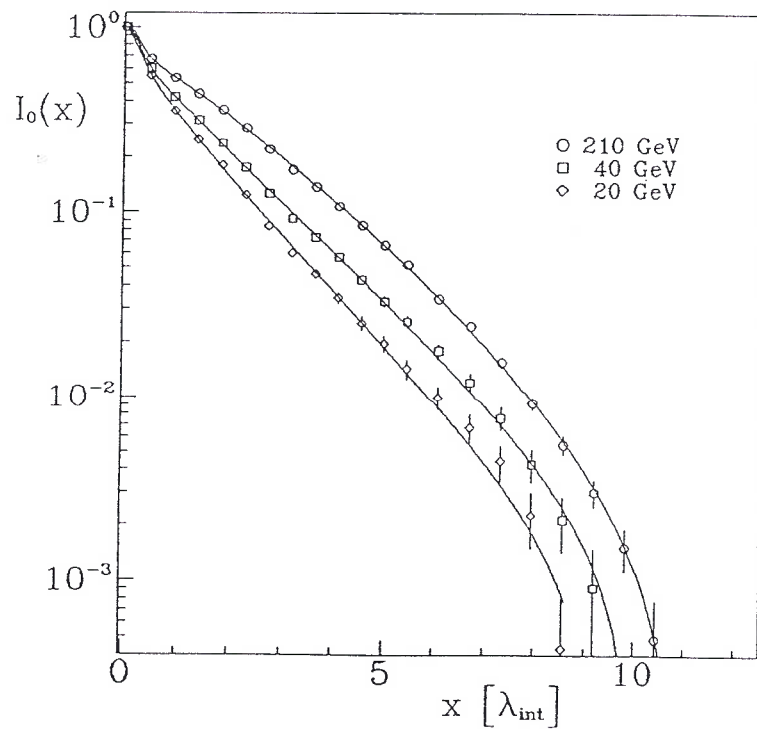
Rysunek 43: Zdolność rozdzielcza $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ (a) oraz (b) ułamek przypadków, dla których mierzona energia różni się o więcej niż 3σ od energii wiązki - $f_{3\sigma}$, w funkcji cięcia c na ułamek całkowitej mierzonej energii zdeponowanej w kalorymtrze BAC, z uwzględnieniem komór mionowych. Wyniki uzyskane dla 100 GeV hadronów, dla rozkładu energii mierzonej w kalorymtrze FCAL - E_{DU} , oraz w układzie kalorymetrów FCAL i BAC - $E_{DU} + E_{BAC}$.



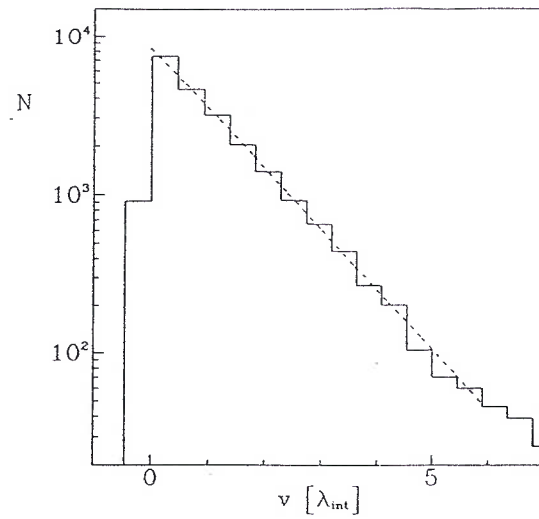
Rysunek 44: Zdolność rozdzielcza $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ (a) oraz (b) ułamek przypadków, dla których mierzona energia różni się o więcej niż 3σ od energii wiązki - $f_{3\sigma}$, w funkcji energii wiązki E . Wyniki uzyskane dla rozkładu energii mierzonej w kalorymtrze FCAL - E_{DU} , bez uwzględnienia ($\diamond$) i z uwzględnieniem ($\circ$) cięcia na wpływy energii do kalorymetru BAC, z uwzględnieniem komór mionowych, oraz dla rozkładu energii mierzonego w układzie kalorymetrów FCAL i BAC - $E_{DU} + E_{BAC}$ ($\bullet$).



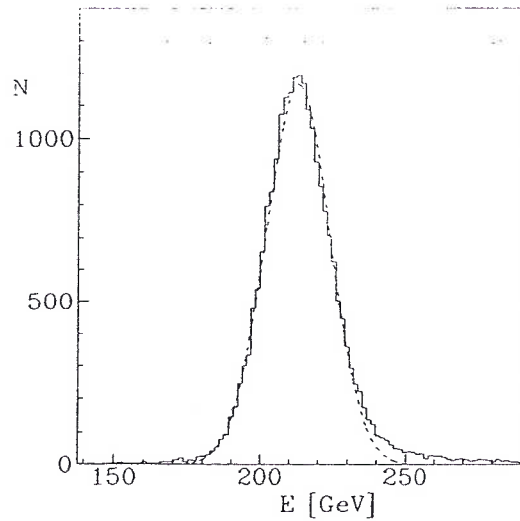
Rysunek 45: Ułamek energii całkowitej kaskady - I , zdeponowany od pozycji x w kalorymtrze do końca kalorymetru, dla przypadków hadronowych o energii 210 GeV.



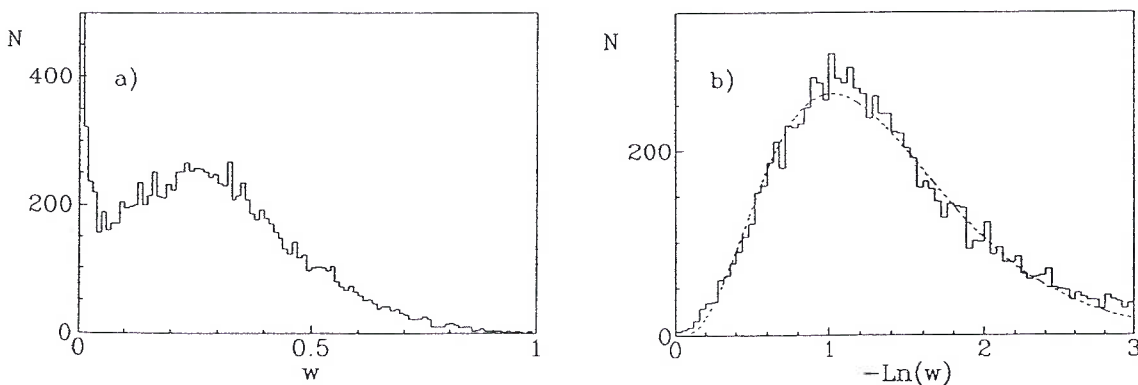
Rysunek 46: Ułamek energii całkowitej kaskady - I_0 , zdeponowany od pozycji x liczonej względem wierzchołka kaskady do końca kalorymetru, dla przypadków hadronowych o różnej energii, jak zaznaczono na rysunku. Linia ciągłą zaznaczono wyniki dopasowania postaci funkcyjnej.



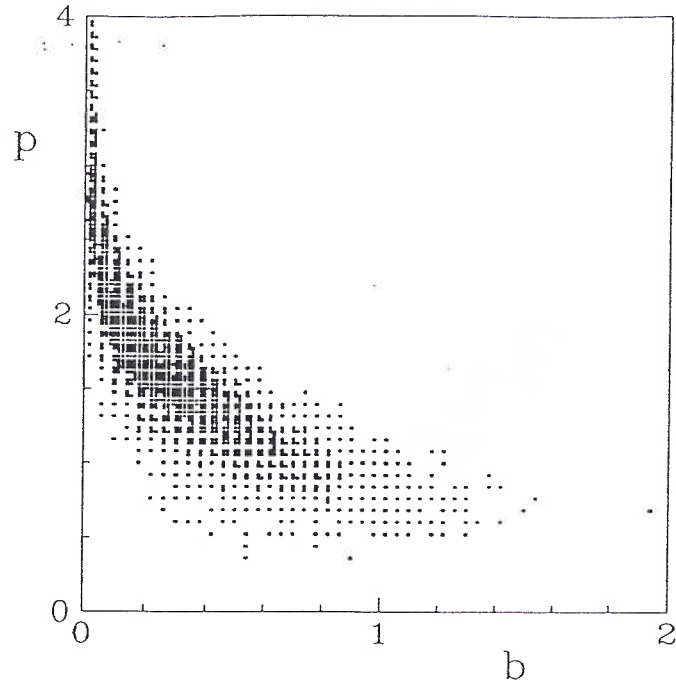
Rysunek 47: Rozkład położenia wierzchołka kaskady v , uzyskany z dopasowania profilu kaskady do przypadków hadronowych o energii 210 GeV. Linia przerywaną zaznaczono wynik dopasowania funkcji eksponencjalnej.



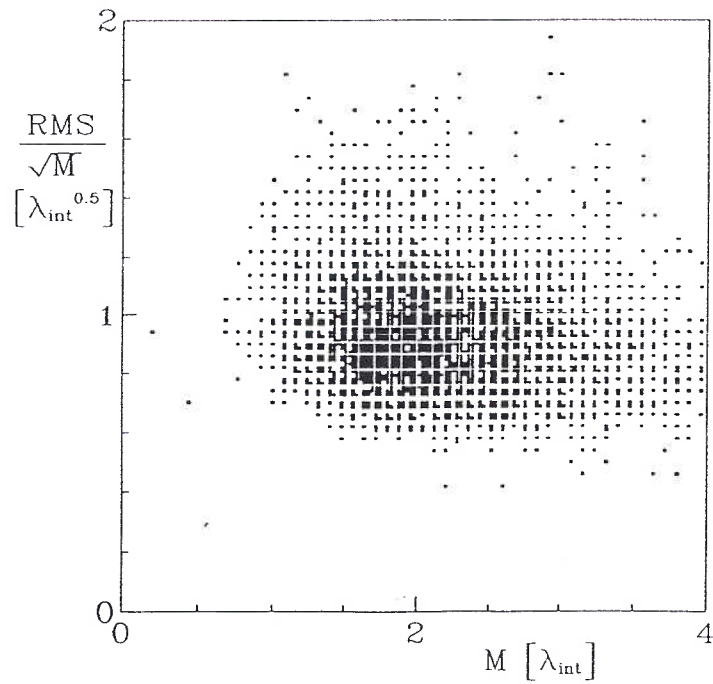
Rysunek 48: Rozkład energii całkowitej E , uzyskany z dopasowania profilu kaskady do przypadków hadronowych o energii 210 GeV. Linia przerywaną zaznaczono wynik dopasowania rozkładu Gaussa w obszarze $\pm 2\sigma$ wokół maksimum.



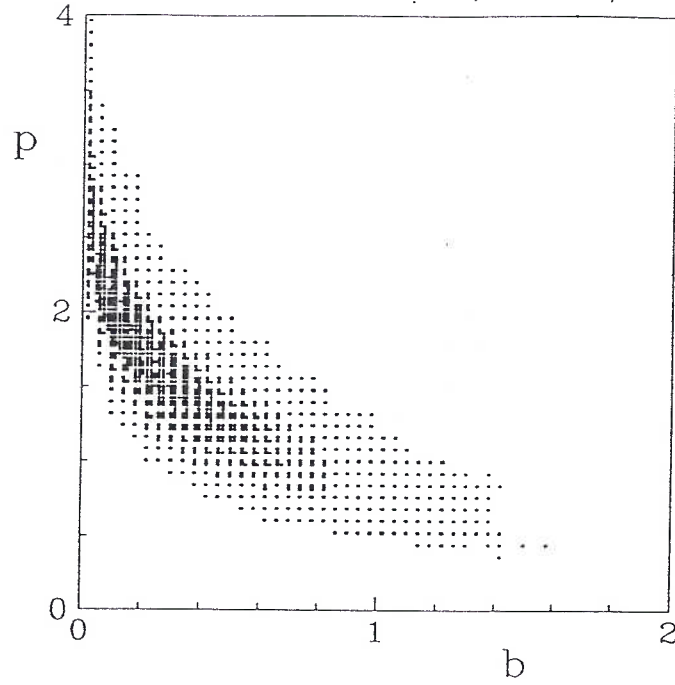
Rysunek 49: Rozkład ułamka energii niesionego przez składową krótkozasięgową kaskady hadronowej - w (a), oraz rozkład $-\ln(w)$ (b), uzyskane z dopasowania profilu kaskady do przypadków hadronowych o energii 210 GeV. Linia przerywaną na rysunku (b) zaznaczono wynik dopasowania rozkładu Gamma.



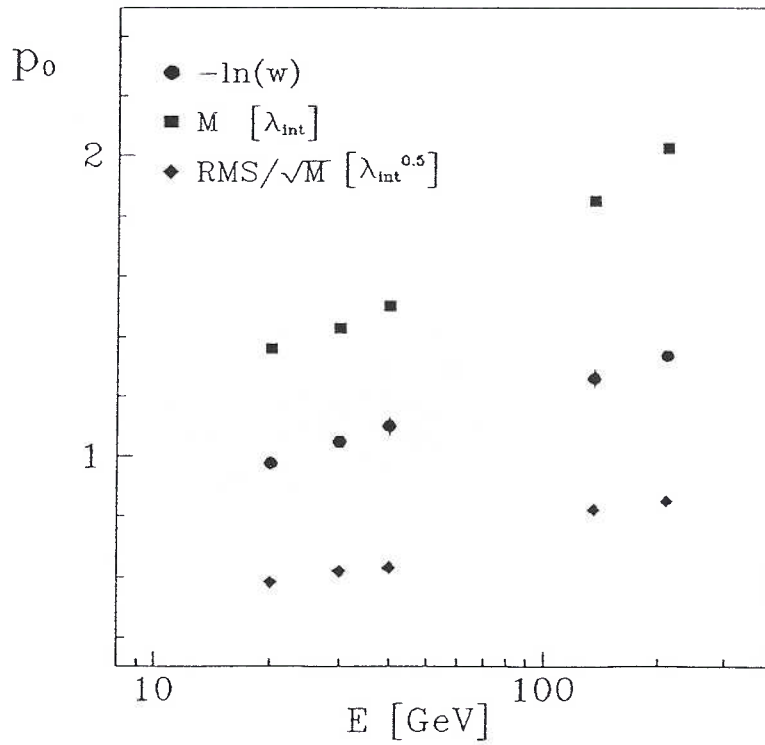
Rysunek 50: Korelacja pomiędzy wartościami parametrów b i p , opisującymi kształt składowej długozasięgowej kaskady, uzyskana z dopasowania profilu kaskady do przypadków hadronowych o energii 210 GeV.



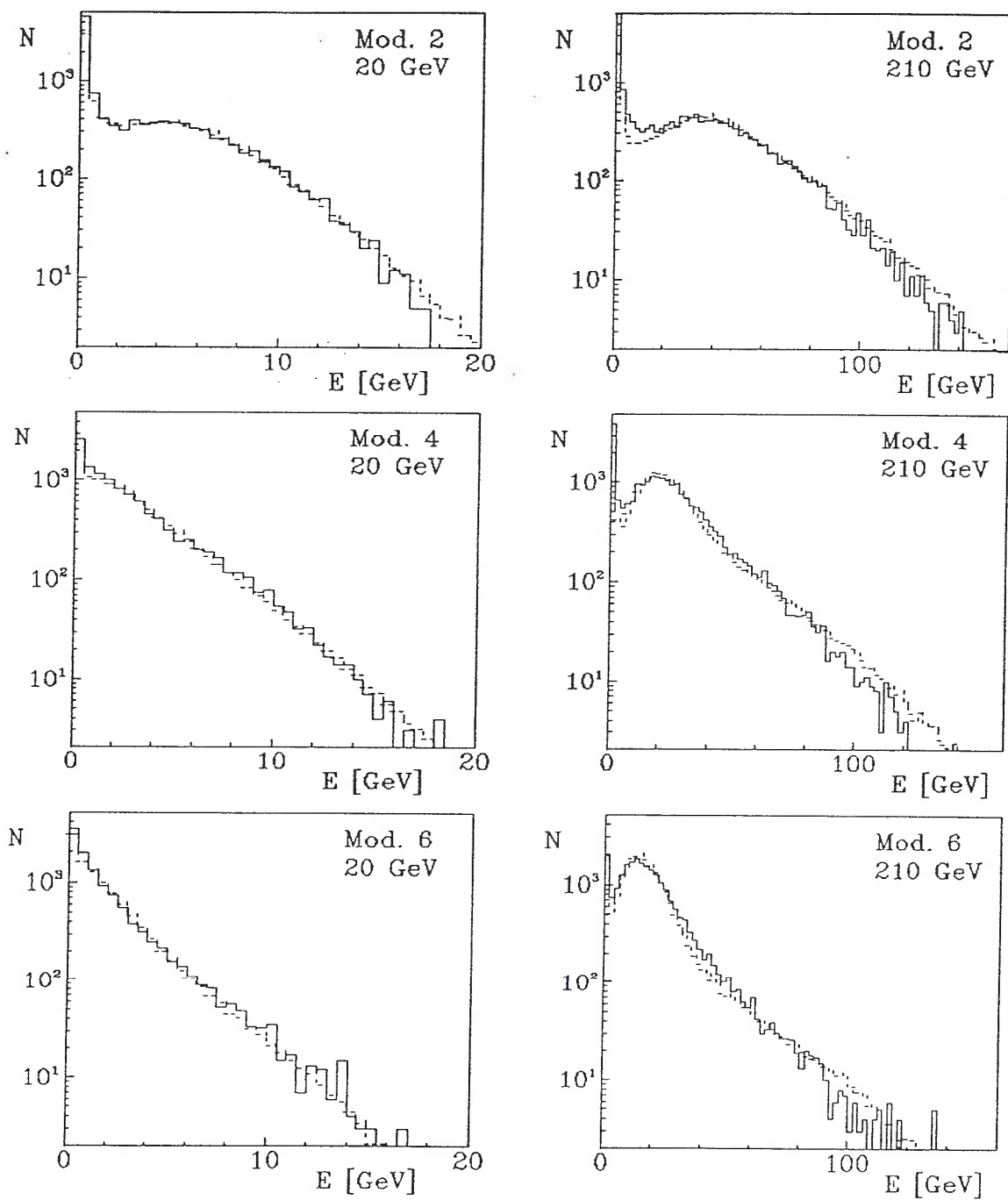
Rysunek 51: Korelacja pomiędzy dyspersją podłużnego rozkładu energii składowej długozasięgowej kaskady $RMS/\sqrt{M}$, a średnią głębokością depozytu M , uzyskana z dopasowania profilu kaskady do przypadków hadronowych o energii 210 GeV.



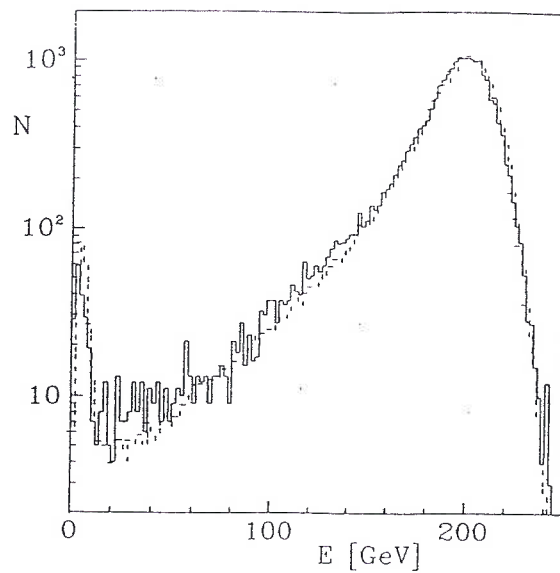
Rysunek 52: Korelacja pomiędzy parametrami p i b uzyskana w wyniku niezależnego losowania średniej M i dyspersji $\text{RMS}/\sqrt{M}$ podłużnego rozkładu energii składowej długozasięgowej kaskady, dla kaskad hadronowych o energii 210 GeV.



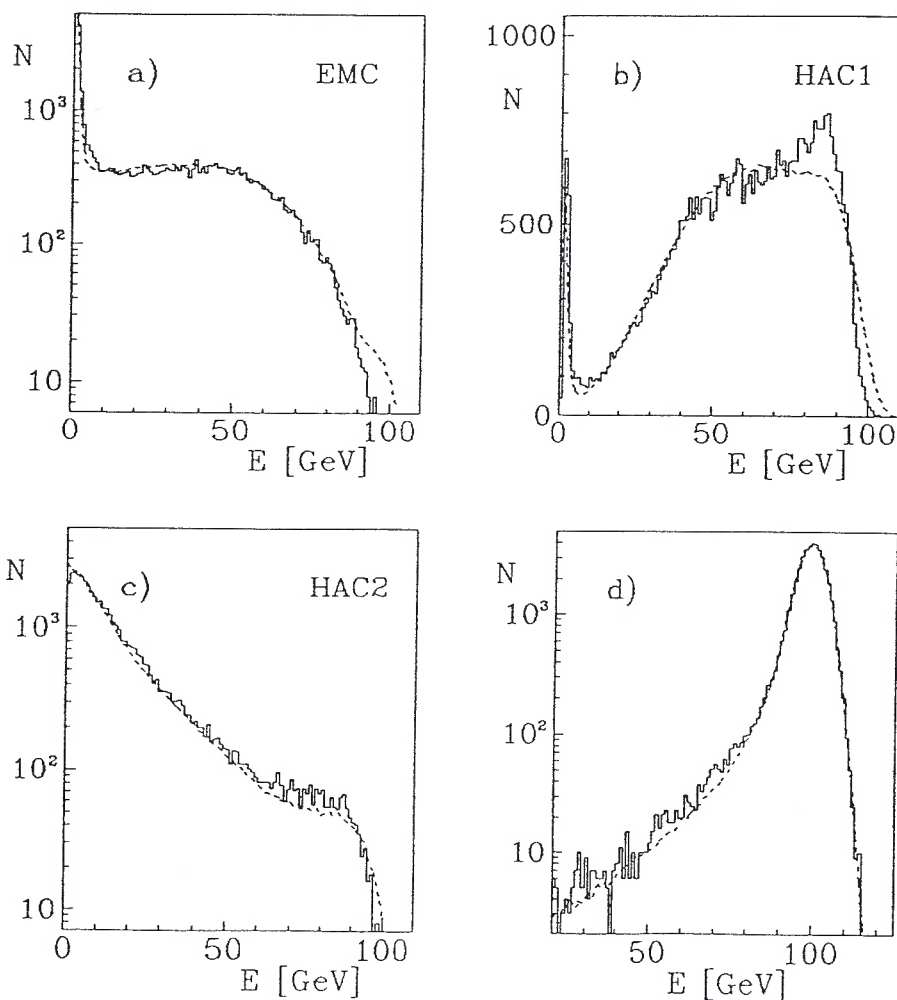
Rysunek 53: Zależność od energii wiązki E , najbardziej prawdopodobnej wartości p_0 , dla trzech wybranych parametrów opisujących rozwój kaskady hadronowej, jak zaznaczono na rysunku.



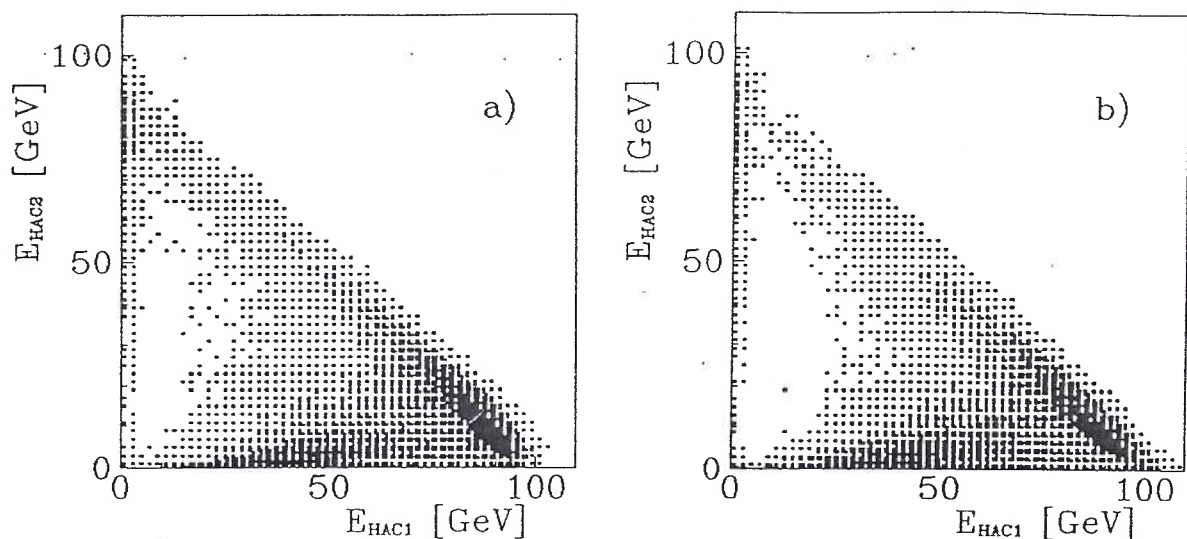
Rysunek 54: Rozkłady energii E mierzonej w wybranych modułach kalorymetru WA78 (linia ciągła), porównane z wynikami symulacji (linia przerywana), dla energii wiązki 20 i 210 GeV.



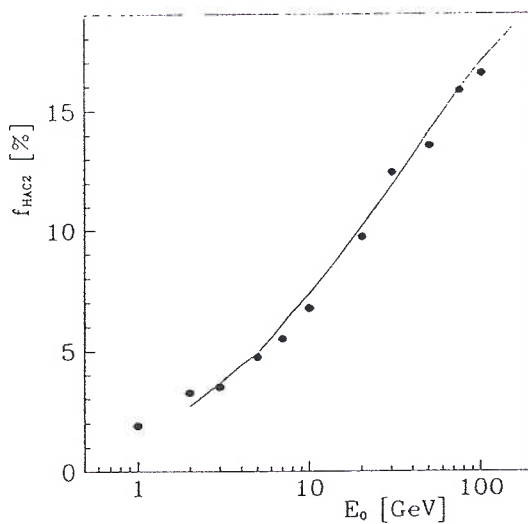
Rysunek 55: Rozkład energii E mierzonej w części uranowej kalorymetru WA78, dla wiązki hadronowej o energii 210 GeV (linia ciągła), porównany z wynikami symulacji (linia przerywana).



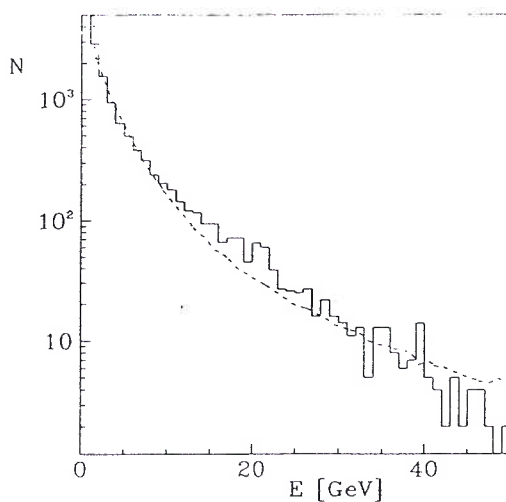
Rysunek 56: Rozkład energii E mierzonej w poszczególnych sekcjach prototypu kalorymetru FCAL (a-c) oraz w całym kalorymetrze (d), dla wiązki hadronowej o energii 100 GeV (linia ciągła), porównane z wynikami symulacji (linia przerywana).



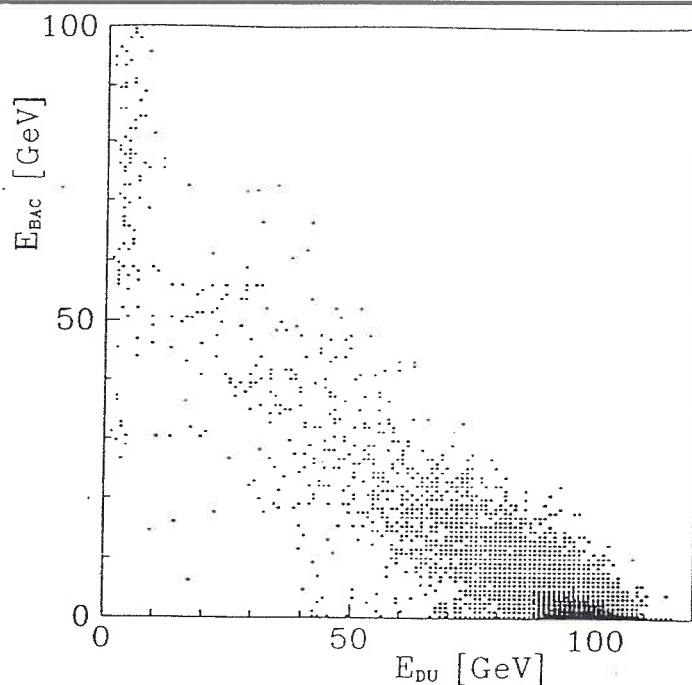
Rysunek 57: Korelacja pomiędzy energią mierzoną w sekcjach HAC1 i HAC2 kalorymetru FCAL, dla przypadków hadronowych o energii 100 GeV: (a) uzyskana z danych testowych oraz (b) w wyniku symulacji.



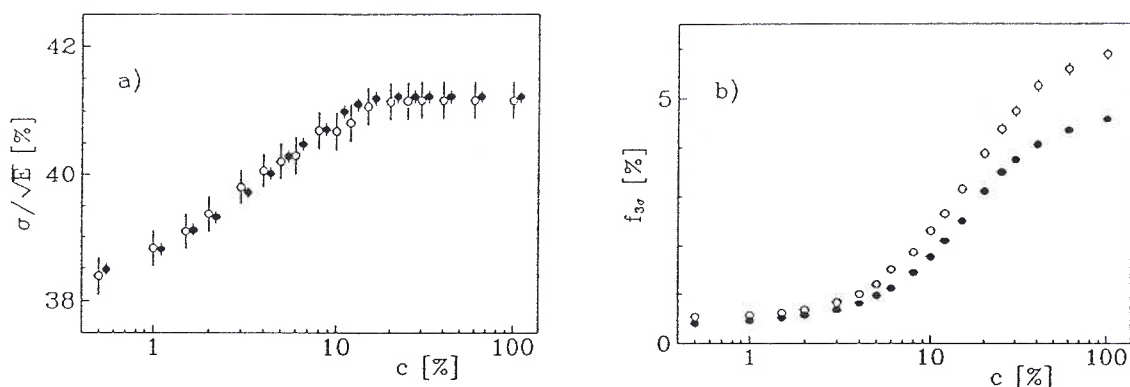
Rysunek 58: Zależność od energii wiązki E_0 średniego ułamka energii f_{HAC2} , deponowanego w sekcji HAC2 kalorymetru uranowego: wyniki symulacji (linia ciągła), dane ($\bullet$).



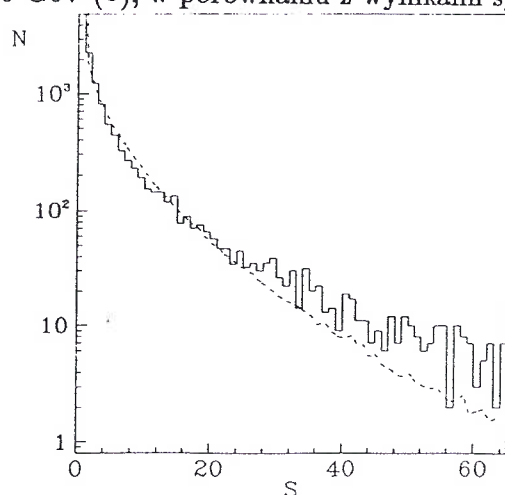
Rysunek 59: Rozkład energii E mierzonej w prototypie BAC, dla wiązki hadronowej o energii 100 GeV (linia ciągła), porównany z wynikami symulacji (linia przerywana).



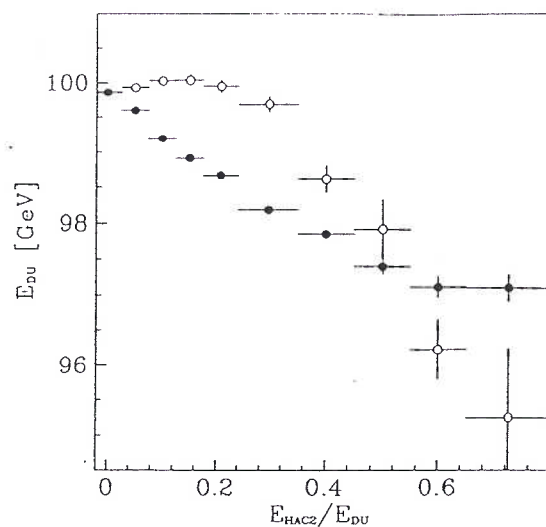
Rysunek 60: Korelacja pomiędzy energią mierzoną w kalorymetrze uranowym - E_{DU} i kalorymetrze BAC - E_{BAC} , uzyskana w symulacji przypadków o energii 100 GeV.



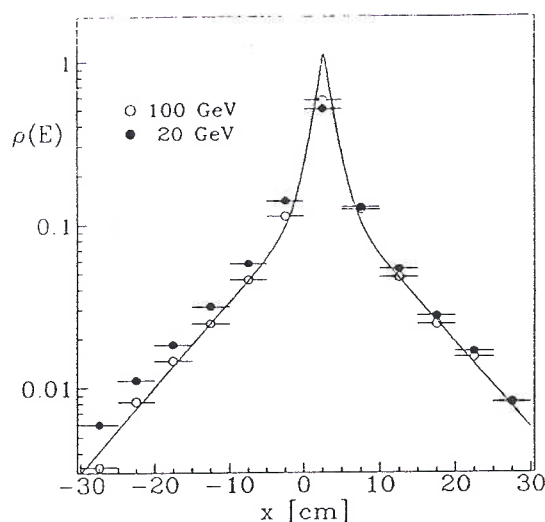
Rysunek 61: Zależność zdolności rozdzielczej kalorymetru FCAL $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ (a) oraz (b) ułamka przypadków, dla których mierzona energia różni się o więcej niż 3σ od energii wiązki - $f_{3\sigma}$, od cięcia c na ułamek całkowitej mierzonej energii zdeponowanej w kalorymetrze BAC, dla danych hadronowych o energii 100 GeV (o), w porównaniu z wynikami symulacji (•).



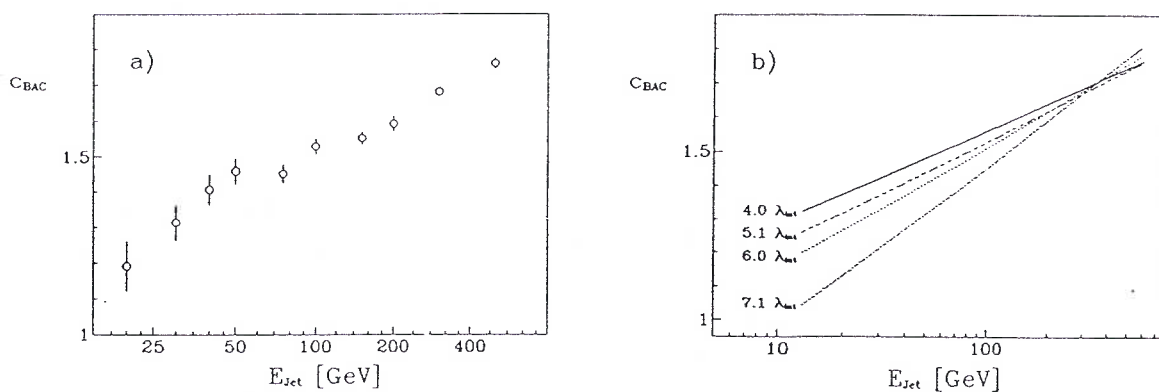
Rysunek 62: Porównanie wyników symulacji rozkładu odpowiedzi S komór mionowych umieszczonych przed prototypem BAC (linia przerywana) z danymi testowymi dla hadronów o energii 100 GeV (linia ciągła).



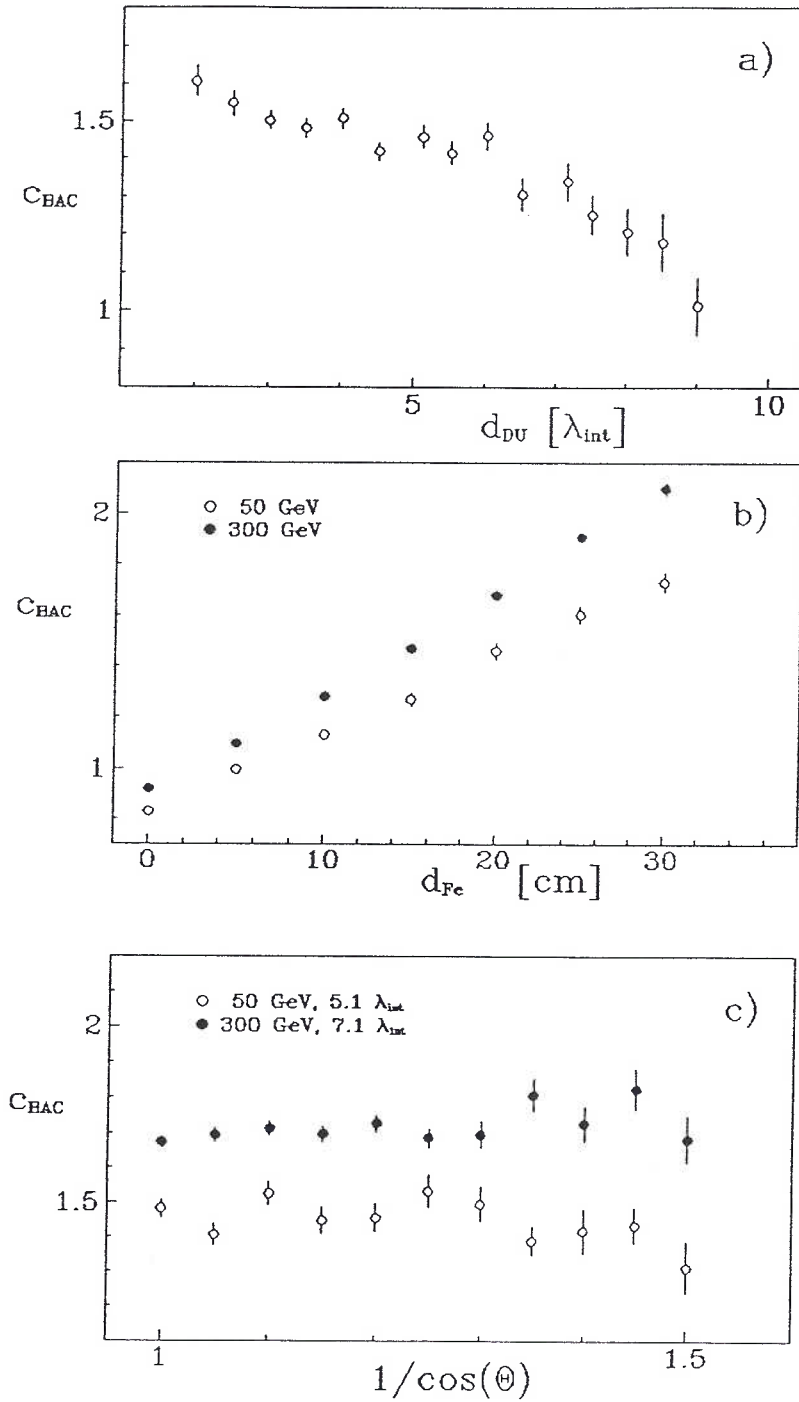
Rysunek 63: Porównanie najbardziej prawdopodobnej wartości energii mierzonej w prototypie FCAL - E_{DU} , w funkcji ułamka energii zdeponowanego w części HAC2 kalorymetru, dla danych hadronowych o energii 100 GeV (o), z wynikami symulacji (•).



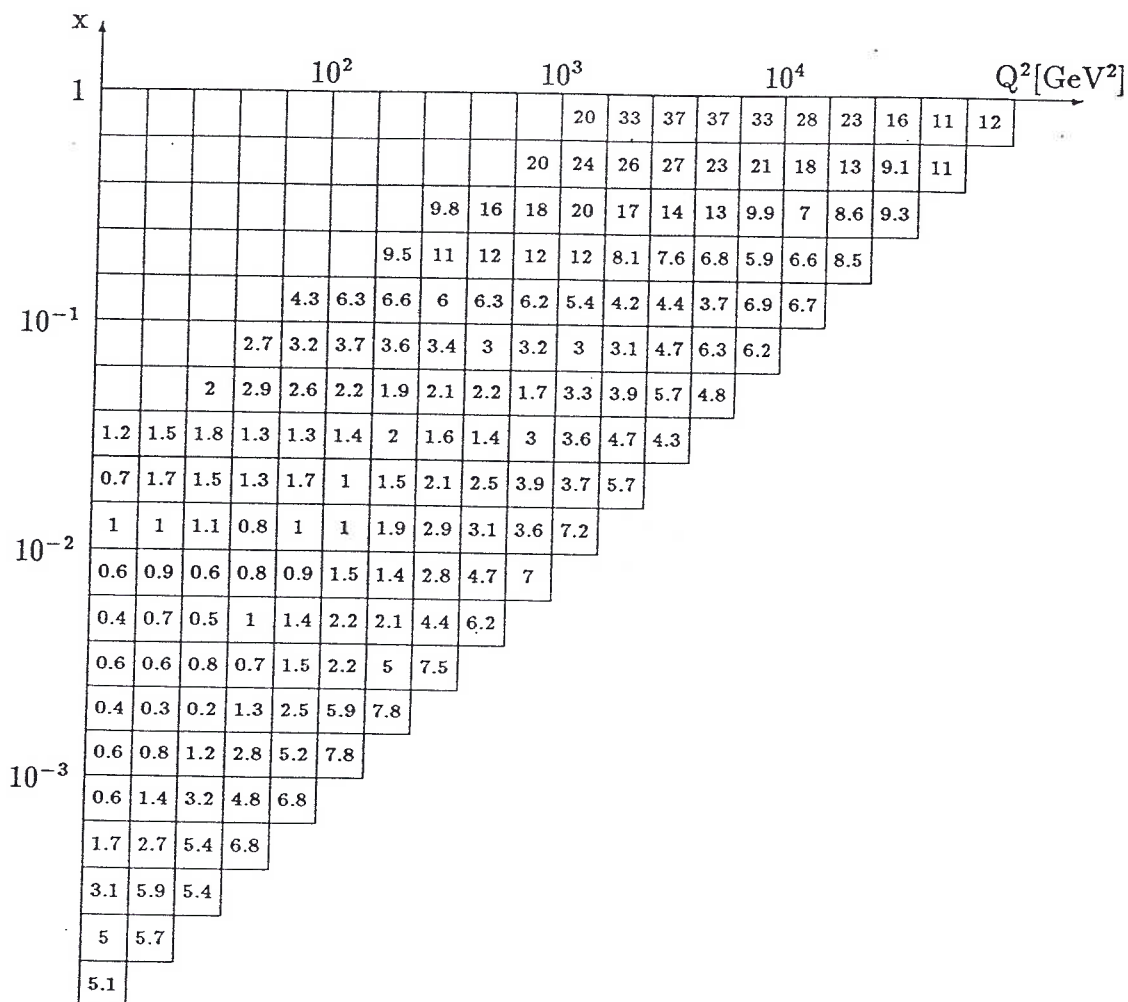
Rysunek 64: Średni poprzeczny rozkład energii w kalorymetrze uranowym $\rho(E)$, w funkcji odległości od osi wiązki x , dla kaskad hadronowych o energii 20 i 100 GeV, jak zaznaczono na rysunku. Linia ciągła odpowiada postaci funkcyjnej dopasowanej dla energii 100 GeV.



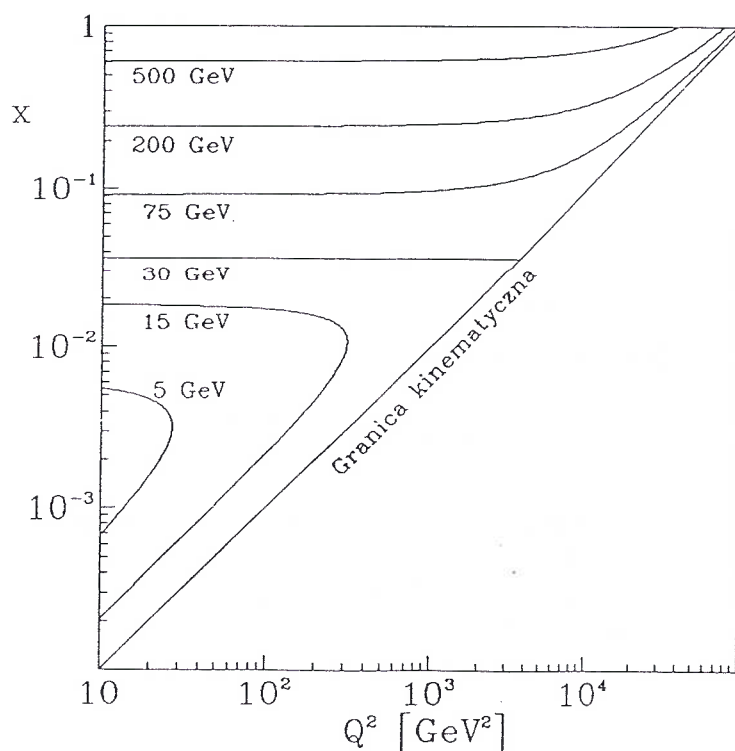
Rysunek 65: Zależność stałej kalibracyjnej dla kalorymetru BAC - c_{BAC} , od energii jetu hadronowego E_{Jet} , uzyskana w wyniku symulacji dla kalorymetru uranowego o grubości $6 \lambda_{int}$ (a), oraz (b) wyniki dopasowania zależności liniowej dla różnych grubości kalorymetru uranowego, jak zaznaczono na rysunku.



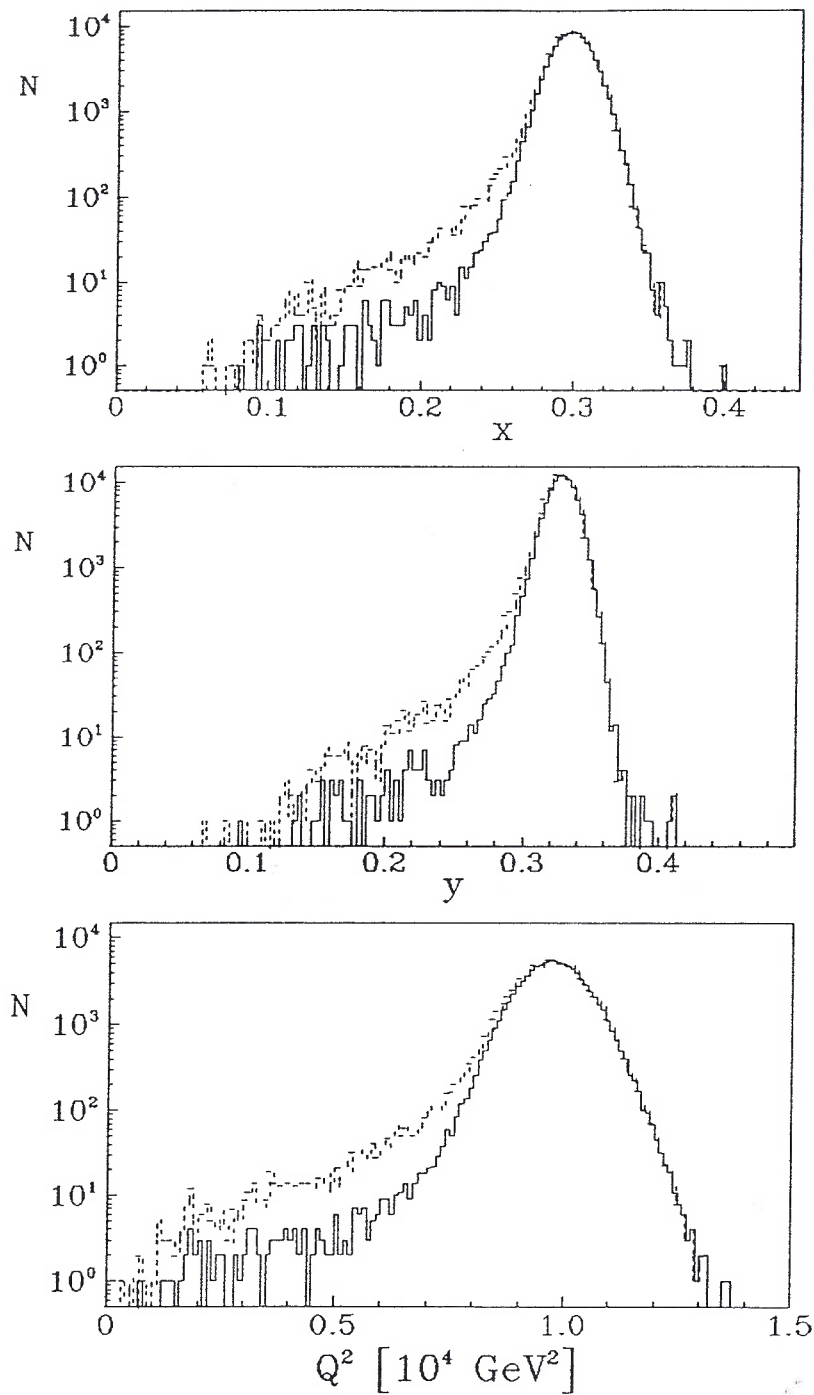
Rysunek 66: Uzyskana w wyniku symulacji zależność stałej kalibracyjnej dla kalorymetru BAC - c_{BAC} , od geometrii układu: (a) od grubości kalorymetru uranowego d_{DU} , dla jetów hadronowych o energii 50 GeV, (b) od założonej grubości obszaru martwego pomiędzy kalorymetrem uranowym o grubości $5,1 \lambda_{int}$ i BAC - d_{Fe} , dla energii jetów hadronowych 50 i 300 GeV, jak zaznaczono na rysunku, oraz (c) od czynnika kąтового związanego z kątem θ wejścia jetu do kalorymetru uranowego o dwóch różnych grubościach $5,1$ i $7,1 \lambda_{int}$, dla jetów o energii odpowiednio 50 i 300 GeV, jak zaznaczono na rysunku.



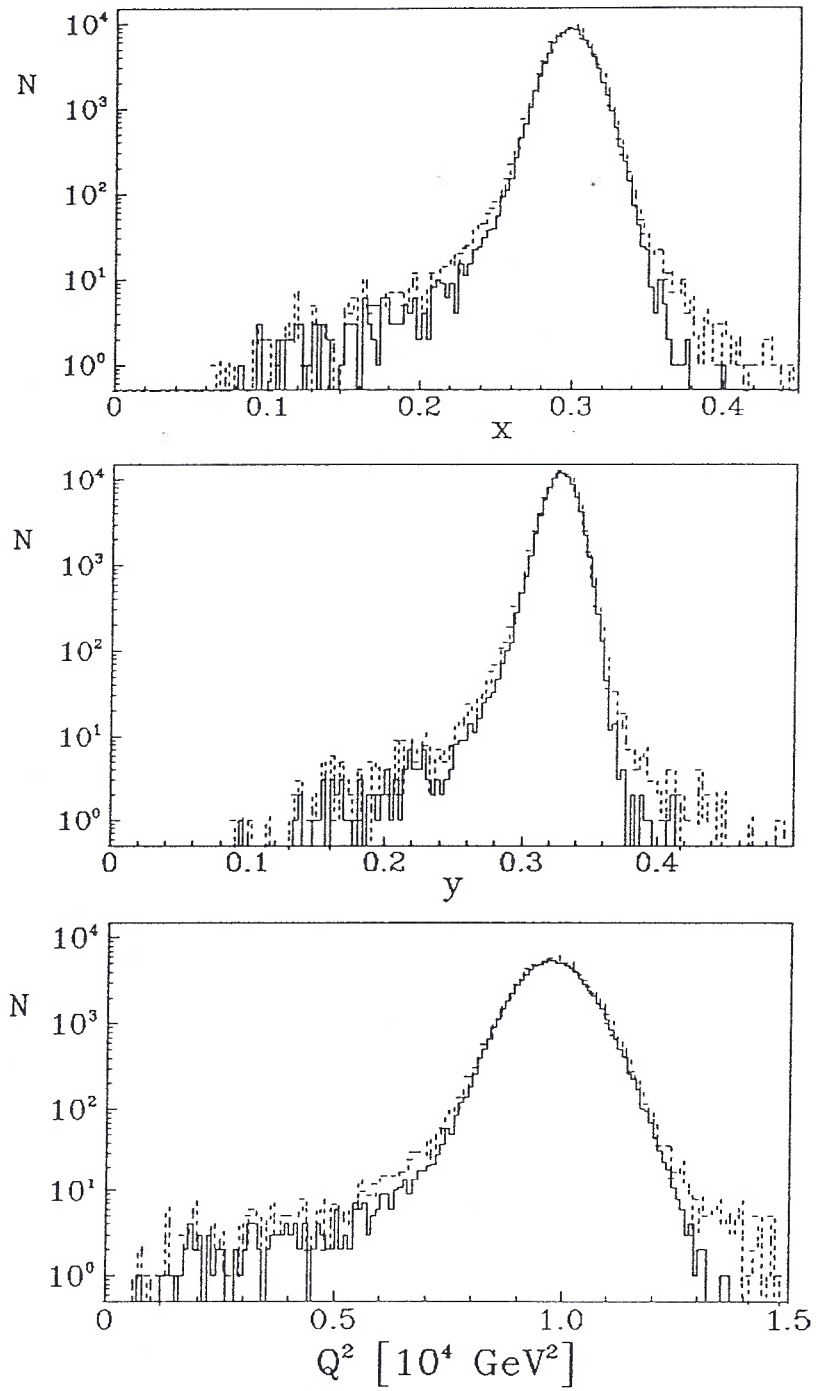
Rysunek 67: Procent przypadków o energii mierzonej w kalorymetrze BAC większej niż 1 GeV i większej niż 1% całkowitej mierzonej energii jetu, w funkcji zmiennych kinematycznych x i Q^2 .



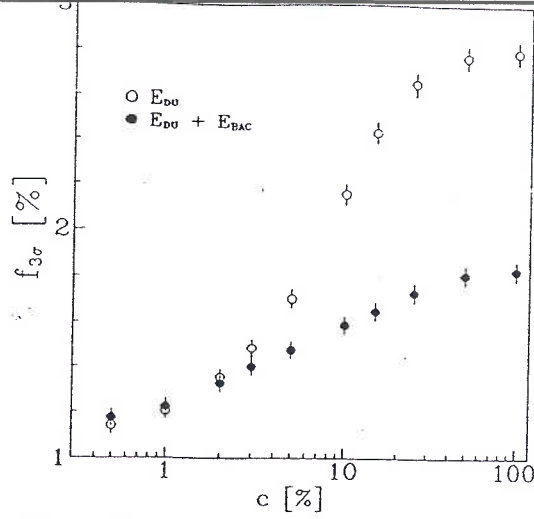
Rysunek 68: Zależność energii jetu prądowego, produkowanego w oddziaływaniu elektron-proton przy energiach akceleratora HERA, od zmiennych kinematycznych x i Q^2 .



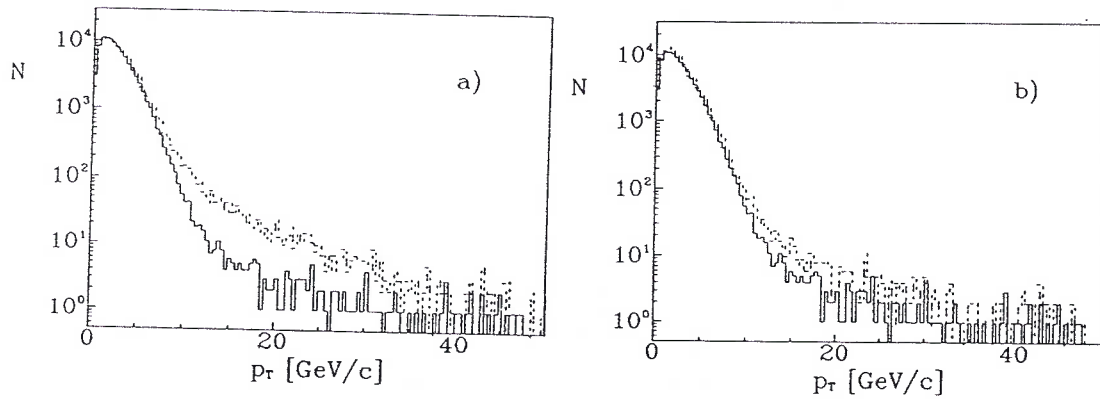
Rysunek 69: Rozkłady wartości zmiennych kinematycznych x , y i Q^2 , wyznaczonych metodą Jacqueta-Blondela, dla pełnej próbki przypadków (linia przerywana) oraz po odrzuceniu przypadków z wpływami energii do kalorymetru BAC większymi niż 1% (linia ciągła), dla przypadków wygenerowanych przy $x=0,3$ i $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.



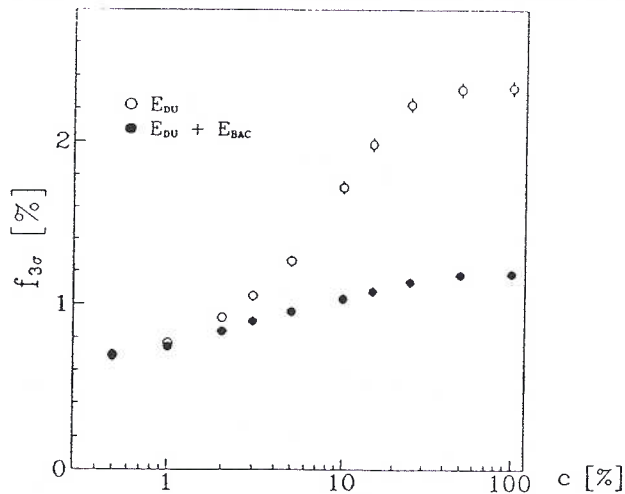
Rysunek 70: Rozkłady wartości zmiennych kinematycznych x , y i Q^2 , wyznaczonych metodą Jacqueta-Blondela, dla przypadków całkowicie zawartych w kalorymetrze uranowym (linia ciągła) oraz dla pełnej próbki przypadków po uwzględnieniu sygnału z kalorymetru BAC (linia przerywana), dla przypadków wygenerowanych przy $x=0,3$ i $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.



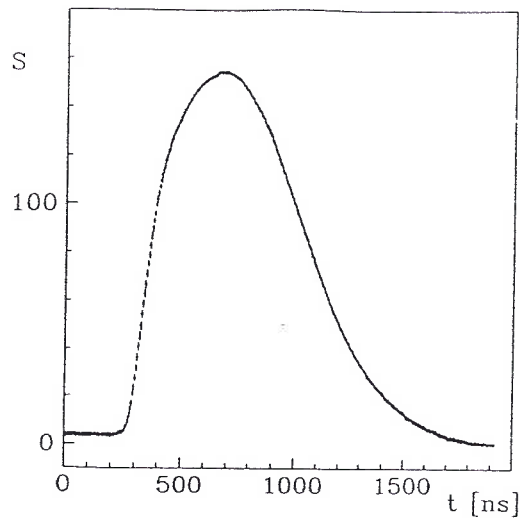
Rysunek 71: Ułamek przypadków, dla których mierzona metodą Jacqueta-Blondela wartość zmiennej kinematycznej x różni się o więcej niż 3σ od wartości nominalnej - $f_{3\sigma}$, w funkcji cięcia c na ułamek całkowitej mierzonej energii zdeponowany w kalorymetrze BAC. Wyniki uzyskane dla przypadków wygenerowanych przy $x=0,3$ i $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$, dla energii mierzonej w kalorymetrze FCAL - E_{DU} , oraz w układzie kalorymetrów FCAL i BAC - $E_{DU} + E_{BAC}$.



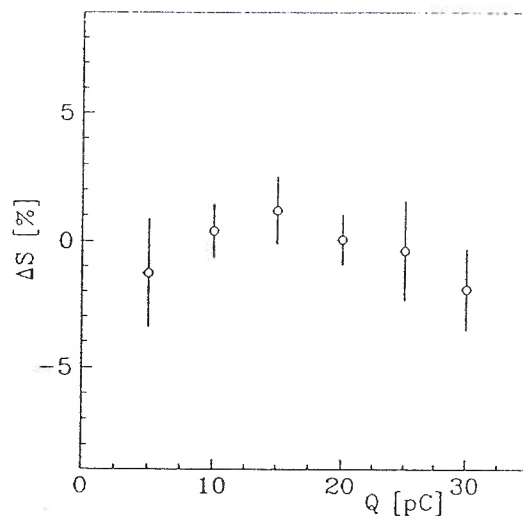
Rysunek 72: Rozkład wartości całkowitego pędu poprzecznego mierzonego dla przypadków z wpływami energii do kalorymetru BAC mniejszymi niż 1% (linia ciągła), porównany z rozkładem otrzymanym dla pełnej próbki przypadków mierzonych w kalorymetrze uranowym (linia przerywana), bez uwzględnienia sygnału z kalorymetru BAC (a), oraz po dodaniu energii mierzonej w kalorymetrze BAC (b), dla przypadków typu NC wygenerowanych przy $x=0,3$ i $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$.



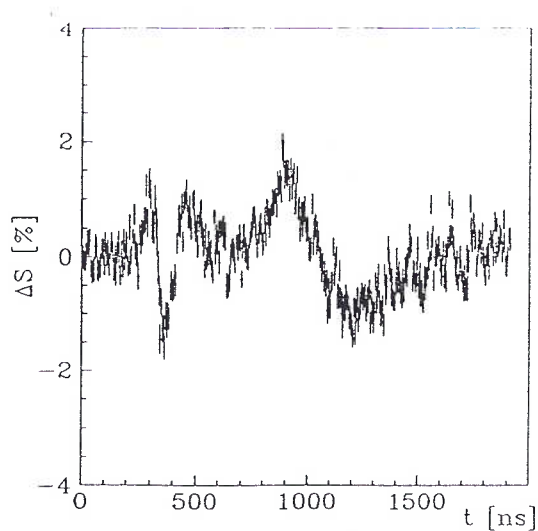
Rysunek 73: Ułamek przypadków, dla których mierzona wartość całkowitego pędu poprzecznego jest większa niż 3σ - $f_{3\sigma}$, w funkcji cięcia c na ułamek całkowitej mierzonej energii zdeponowany w kalorymetrze BAC. Wyniki uzyskane dla przypadków typu NC wygenerowanych przy $x=0,3$ i $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$, dla energii mierzonej w kalorymetrze FCAL - E_{DU} , oraz w układzie kalorymetrów FCAL i BAC - $E_{DU} + E_{BAC}$.



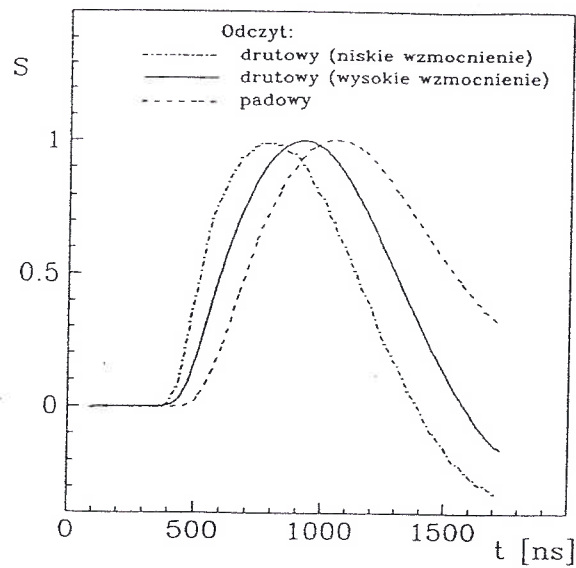
Rysunek 74: Zależność amplitudy S (wyrażonej w jednostkach FADC) od czasu t , dla układu kształtującego impulsy z komór kalorymetru BAC, uzyskany dla testowego ładunku wejściowego 20 pC.



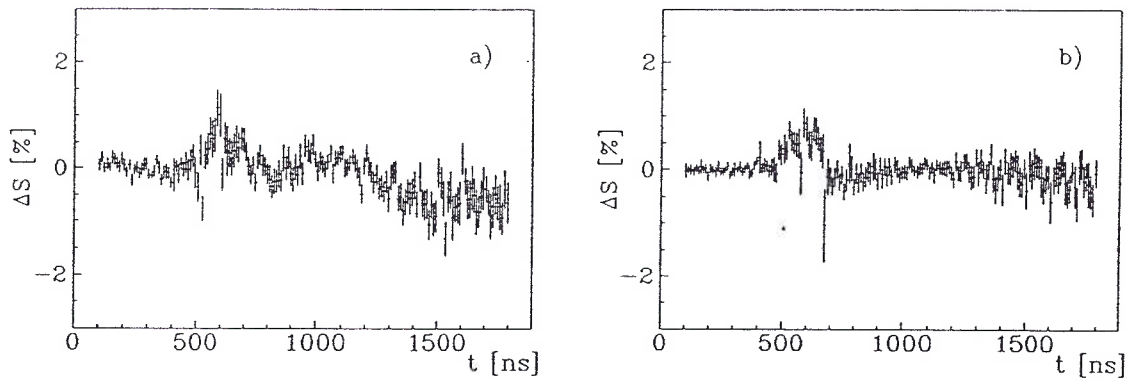
Rysunek 75: Względne odchylenie od liniowości ΔS amplitudy na wyjściu układu kształtującego impulsy, w funkcji ładunku wejściowego Q .



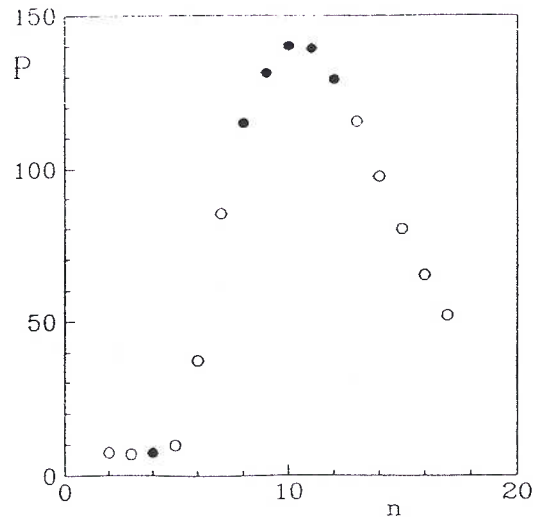
Rysunek 76: Względna różnica sygnałów wyjściowych ΔS uzyskanych dla ładunków testowych 10 i 20 pC (po wzajemnej normalizacji), w funkcji czasu t .



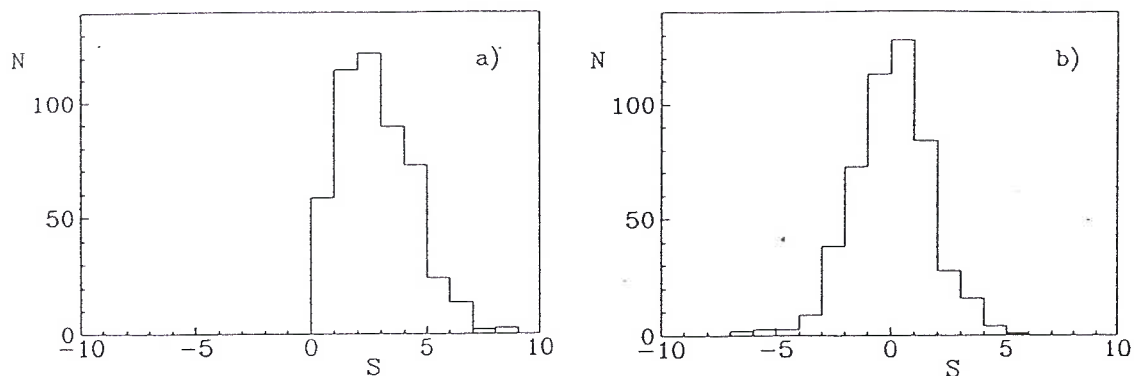
Rysunek 77: Średnie kształty sygnału S, w funkcji czasu t, uzyskiwane z prototypu BAC dla wiązki elektronów o energii 10 GeV. Sygnały z różnych rodzajów odczytu, jak zaznaczono na rysunku, zostały znormalizowane do jednostkowej amplitudy.



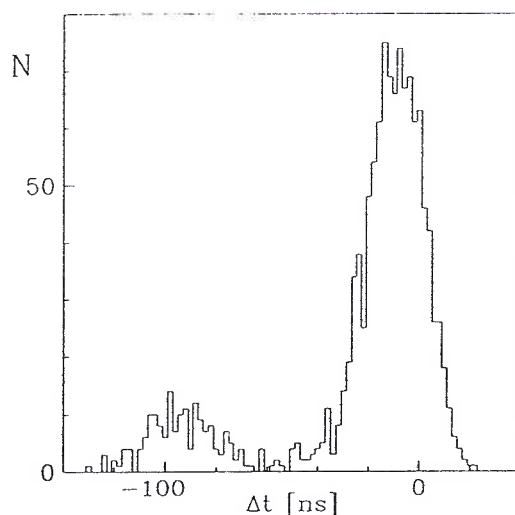
Rysunek 78: Względna różnica sygnałów ΔS uzyskana dla odczytu padowego: (a) dla elektronów i hadronów o energii tej samej 10 GeV, oraz (b) dla elektronów o energii 10 i 25 GeV.



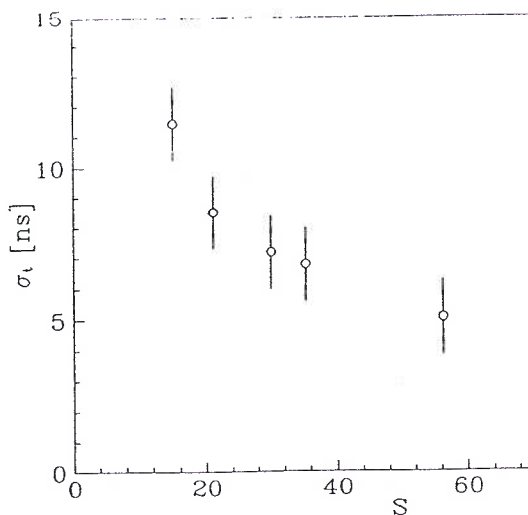
Rysunek 79: Przykładowy wynik P konwersji przez FADC sygnału uzyskiwanego z prototypu kalorymetru BAC, w funkcji numeru przecięcia n. Zciemnione symbole odpowiadają pomiarom używanym w rekonstrukcji sygnału.



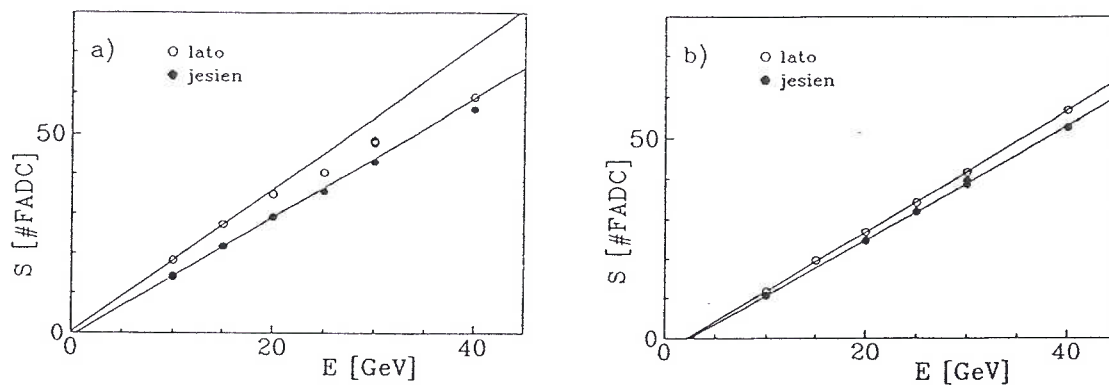
Rysunek 80: Rozkład sygnału z wień padowych dla przypadków bez wiązki, wyzwalanych generatorem. Sygnał wyznaczano: (a) jako różnice między wartością maksymalną a wartością mierzoną przez FADC w drugim przecięciu, (b) z dopasowania sygnału wzorcowego.



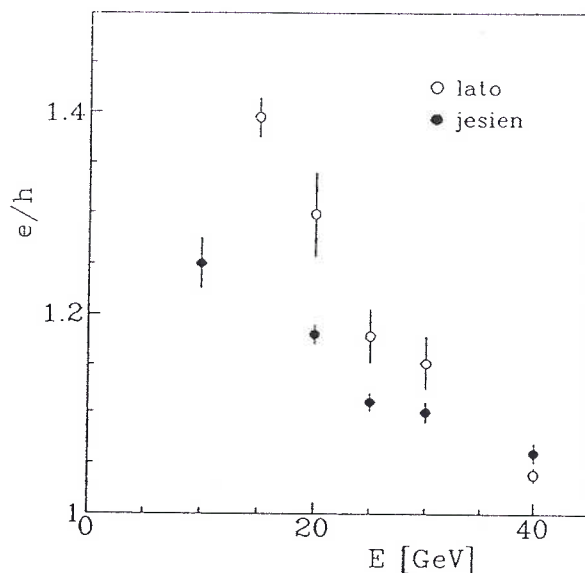
Rysunek 81: Różnica Δt między czasem przejścia cząstki wyznaczonym z sygnału kalorymetru BAC a czasem mierzonym przy pomocy TDC, dla przypadków elektronowych o energii 10 GeV.



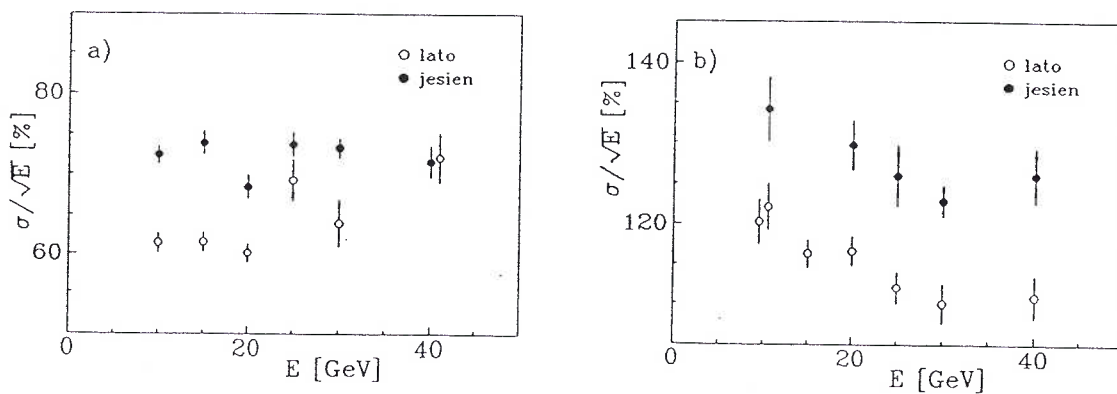
Rysunek 82: Dokładność rekonstrukcji czasu przejścia cząstki σ_t , w funkcji amplitudy S sygnału z kalorymetru BAC.



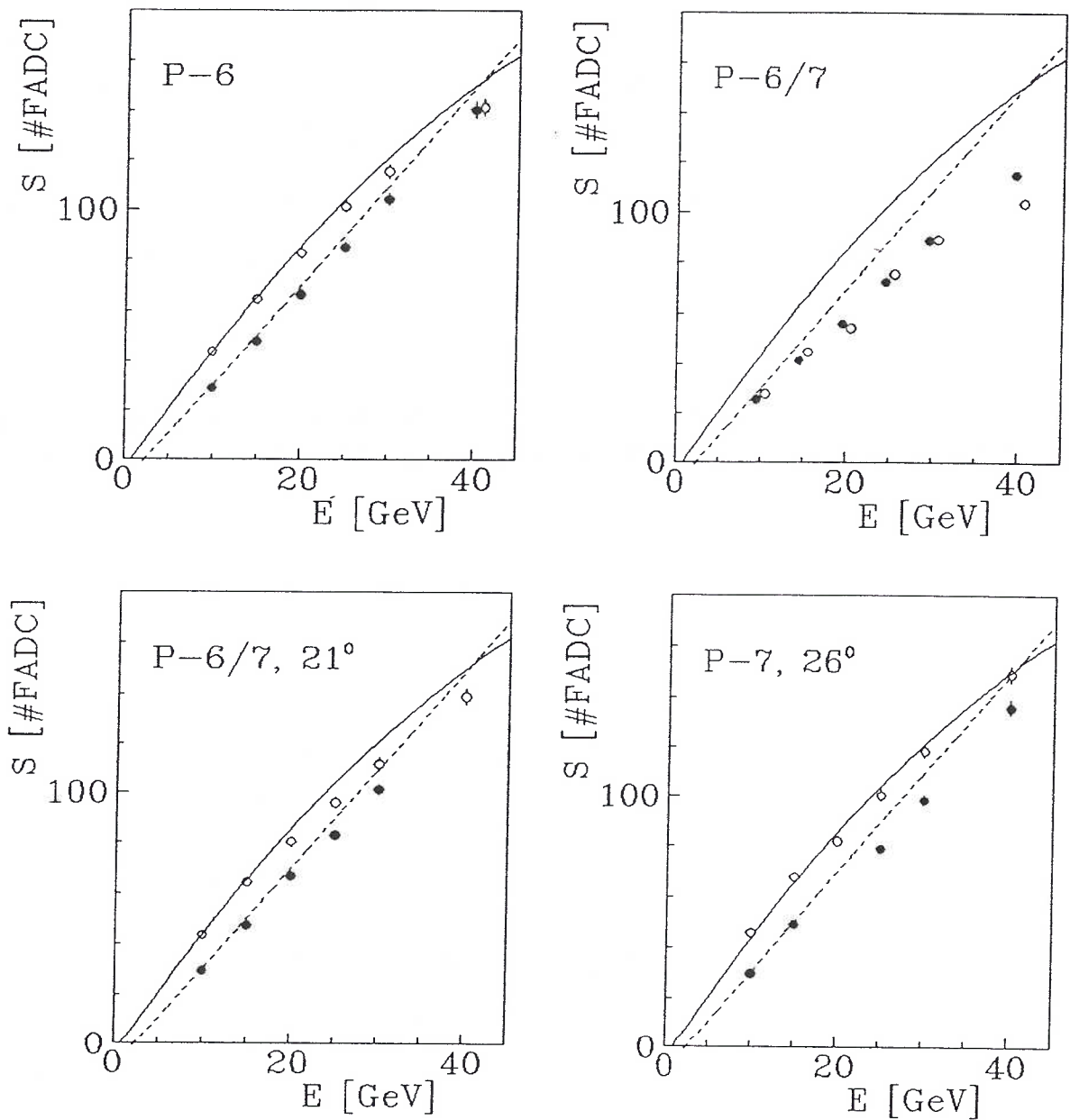
Rysunek 83: Zależność odpowiedzi odczytu drutowego S , w funkcji energii E wiązki elektronów (a) i hadronów (b), dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku. Zaznaczone na rysunku zależności liniowe dopasowane zostały dla energii do 20 GeV.



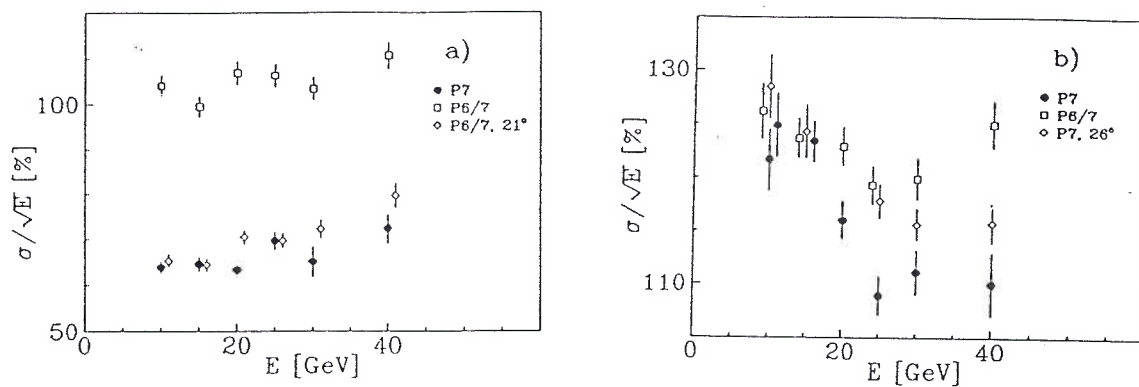
Rysunek 84: Stosunek odpowiedzi odczytu drutowego dla elektronów i hadronów e/h , w funkcji energii wiązki E , dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku.



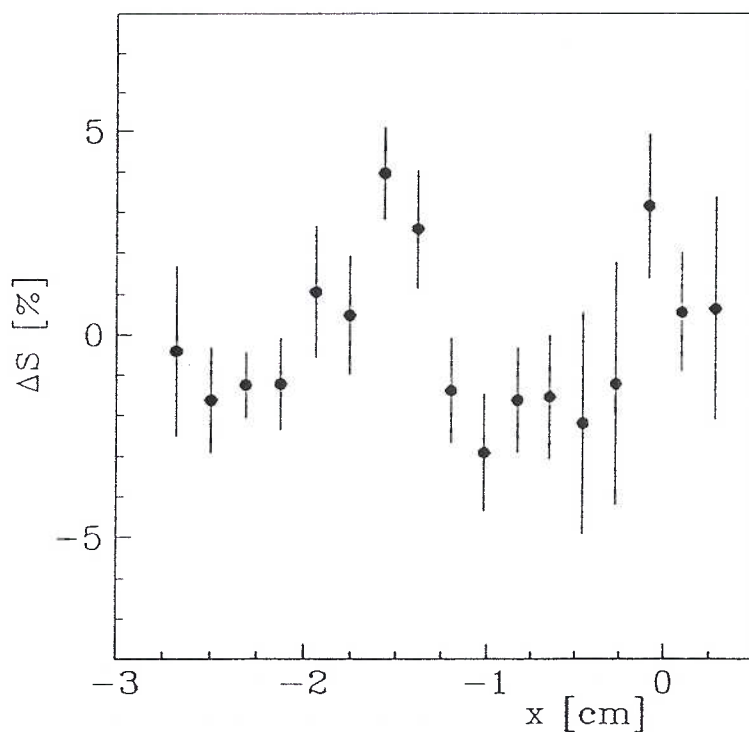
Rysunek 85: Zdolność rozdzielcza dla odczytu drutowego $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$, w funkcji energii E wiązki elektronów (a) i hadronów (b), dla letniego i jesiennego okresu zbierania danych, jak zaznaczono na rysunku.



Rysunek 86: Zależność odpowiedzi S odczytu padowego prototypu BAC, w funkcji energii wiązki E , dla elektronów ($\circ$) i hadronów ($\bullet$), dla różnych pozycji wiązki, jak zaznaczono na rysunku. Dla porównania (linią ciągłą dla elektronów i linią przerywaną dla hadronów) zaznaczono schematycznie przebieg tej samej zależności, gdy wiązka celowała prostopadle w pozycję P-7.



Rysunek 87: Zależność zdolności rozdzielczej $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ odczytu padowego prototypu BAC, od energii E wiązki elektronów (a) i hadronów (b), dla różnych pozycji wiązki, jak zaznaczono na rysunku.



Rysunek 88: Zależność odchylenia sygnału ΔS , od średniej wartości sygnału mierzonej dla wszystkich przypadków elektronowych, w funkcji położenia cząstek x .