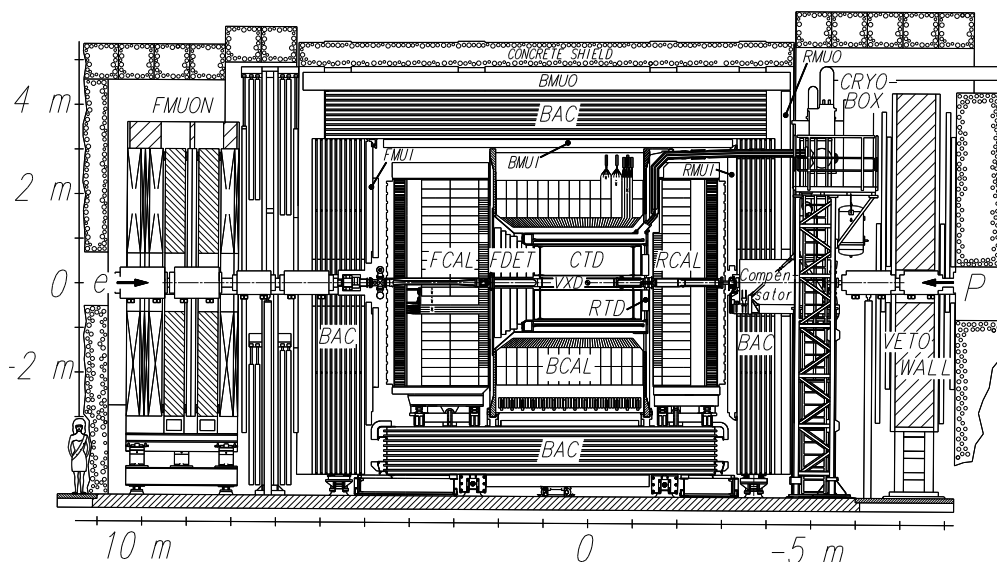


Eksperyment ZEUS

Detektor ZEUS [7, 8] został zaprojektowany jako wielofunkcyjny instrument przeznaczony do badania szerokiej klasy procesów fizycznych zachodzących podczas oddziaływania wysokoenergetycznych elektronów i protonów. Wyposażony został w szereg wyspecjalizowanych podzespołów pozwalających na rejestrację różnych rodzajów cząstek powstających w reakcji ep. Jego ogólny plan budowy (rys. 3.1) był typowy dla konstruowanych wspólnie detektorów fizyki cząstek elementarnych pracujących przy wiązkach przeciwbieżnych. Był detektorem hermetycznym obejmującym prawie pełny kąt bryłowy 4π wokół punktu oddziaływania z wyjątkiem niewielkich obszarów zajmowanych przez próżniową rurę akceleratora.

Asymetria jego konstrukcji odzwierciedlała asymetrię energii wiązek akceleratora. Kierunek wiązki protonowej wyznaczał dodatni zwrot osi Z lokalnego układu odniesienia wprowadzonego do opisu detektora ZEUS. Był to prawoskrętny układ kartezjański o początku $(0, 0, 0)$ umieszczonym w punkcie nominalnego przecięcia się wiązek, a pozostałe jego osie skierowane były do środka pierścienia akceleratora (oś X) oraz prostopadle do jego płaszczyzny w kierunku zenitalnym (oś Y). Kąt biegunowy θ mierzony był od dodatniego zwrotu osi Z , a kąt azymutalny ϕ od dodatniego zwrotu osi X . W zgodzie z powyższą definicją kierunek wzdłuż wiązki protonowej określany był często jako kierunek „do przodu”, a kierunek „do tyłu” odpowiadał biegowi wiązki elektronowej.



Rysunek 3.1. Schemat budowy detektora ZEUS. Przekrój płaszczyzną ZY wzdłuż osi akceleratora HERA

Wymiary detektora ZEUS wynosiły około $12 \times 10 \times 19 \text{ m}^3$, a jego ciężar 3600 ton. Najbliżej punktu oddziaływania znajdowały się detektory śladowe służące do rejestracji punktu oddziaływania (detektor wierzchołka MVD/VXD) oraz pomiaru parametrów torów wychodzących z niego cząstek naładowanych (centralny detektor śladowy CTD). Detektory śladowe umieszczone były we wnętrzu nadprzewodzącego solenoidu wytwarzającego pole magnetyczne o indukcji 1,4 T. Pomiar promienia krzywizny rejestrowanych trajektorii dostarczał informacji o pędzie cząstek. Za solenoidem znajdowały się uranowe kalorymetry elektromagnetyczny i hadronowy (CAL) oraz kalorymetr uzupełniający (BAC) zlokalizowany w stalowym jarzmie detektora. Jarzmo to było namagnesowane, a wytworzone w nim toroidalne pole magnetyczne umożliwiało pomiar pędu mionów rejestrowanych w komorach mionowych umieszczonych na jego wewnętrznych i zewnętrznych powierzchniach (BRMUO). Dodatkowe stacje komór mionowych rejestrujące cząstki opuszczające detektor pod małymi kątami do przodu umieszczone były na zewnątrz jarzma i zaopatrzone we własny toroidalny magnes (FMUON). Detektor Ściana VETO (*Veto Wall*) umieszczony w tylnej części eksperymentu aktywnie osłaniał detektor przed tłem pochodzącym od wiązki protonowej, złożonym głównie z wysokoenergetycznych mionów.

Wyposażenie detektora ZEUS uzupełniały mniejsze detektory umieszczone blisko osi wiązek i służące do mierzenia parametrów cząstek emitowanych pod małymi kątami. Należały do nich między innymi: detektory świetlności LUMI (*Luminosity Monitor*, elektronowy i fotonowy), spektrometr wiodącego protonu LPS (*Leading Proton Spectrometer*) oraz detektory rejestrujące hadrony powstałe z rozbitego protonu PRT (*Proton Remnant Tagger*) i FPC (*Forward Plug-in Calorimeter*). Większość z nich (poza detektorami świetlności) została rozmontowana podczas modernizacji przed fazą HERA-II, ponieważ kolidowały z instalowanym tam nowym wyposażeniem akceleratora.

W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostały ogólne założenia konstrukcyjne detektora ZEUS wynikające z fizyki oddziaływań ep, a następnie bardziej szczegółowo opisane najważniejsze podzespoły eksperymentu ZEUS, ze szczególnym zwróceniem uwagi na detektory wykorzystywane do pomiaru parametrów mionów.

3.1. Ogólne założenia

Jednym z podstawowych procesów, do badania którego zaprojektowany został detektor ZEUS, było głębokonieelastyczne rozpraszanie elektronów na protonach (DIS, *Deep Inelastic Scattering*). Reakcja ta jest zazwyczaj opisywana przez trzy zmienne kinematyczne: x , y oraz Q^2 zdefiniowane następującymi równościami:

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

gdzie k i k' są odpowiednio czterowektorami energii-pędu (czteropędami) początkowego i rozproszonego elektronu,

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad (3.2)$$

gdzie P jest czteropędem początkowego protonu,

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}. \quad (3.3)$$

Zmienne x , y i Q^2 nie są niezależne i związane są relacją

$$Q^2 = sxy, \quad (3.4)$$

gdzie s jest kwadratem energii dostępnej w układzie środka masy ep, $s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_p$.

Ostatnie przybliżenie obowiązuje w sytuacji, gdy masy elektronu i protonu są zanedbywalnie małe w porównaniu z ich początkowymi energiami, odpowiednio E_e oraz E_p .

Zmienna Q^2 jest wartością kwadratu czteropędu przekazywanego od elektronu do protonu i zarazem miarą wirtualności uczestniczącego w tym przekazie bozonu pośredniczącego. W najprostszej interpretacji zmienna Bjorkena x (oznaczana także jako x_{Bj}) jest ułamkiem pędu składnika protonu (partonu), na którym zachodzi rozważane rozpraszanie. W jego następstwie parton wybijany jest z protonu, często pod dużym kątem, i tworzy strugi cząstek wtórnych zwane dżetami, złożone głównie z hadronów. Pozostałe składniki protonu (*proton remnant*) także hadronizują, tworząc strugę w kierunku lotu początkowego protonu. Zmienna y niesie informację o ułamku energii elektronu przekazywanej do protonu w jego układzie spoczynkowym.

Jeśli bozonem pośredniczącym wymienianym pomiędzy elektronem (lub pozytonem) a protonem jest foton (γ) lub bozon Z^0 , to proces określany jest jako zachodzący przy udziale prądów neutralnych (NC, *Neutral Currents*). W przypadku gdy wymieniane są bozony naładowane W^- (dla rozpraszania e^-p) lub W^+ (dla rozpraszania e^+p), mówimy o reakcji z udziałem prądów naładowanych (CC, *Charged Currents*). Opisujemy proces określamy mianem głębokonieelastycznego, jeśli długość fali wymienianego bozonu jest na tyle mała, iż powyższa reakcja może być faktycznie interpretowana jako zachodząca na składnikach protonu. Analizy teoretyczne sugerują, że sytuacja taka występuje dla wirtualności wymienianego fotonu $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$. Dla mniejszych wartości zmiennej Q^2 ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) mamy do czynienia z oddziaływaniem (prawie) rzeczywistego fotonu z protonem, a cały proces określany jest mianem fotoprodukcji (PHP, *Photoproduction*).

Zmienna Q^2 oraz kąt rozproszonego elektronu θ_e związane są zależnością

$$Q^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta_e), \quad (3.5)$$

gdzie E_e oraz E'_e są energiami pierwotnego oraz rozproszonego elektronu. Kąt θ_e liczony jest względem kierunku wiązki protonowej, zgodnie z układem odniesienia detektora ZEUS zdefiniowanym na początku rozdziału 3. Wynika stąd, że dla reakcji typu DIS NC, jeśli tylko wartość kwadratu przekazu czteropędu Q^2 nie jest zbyt mała ($Q^2 \gtrsim 4 \text{ GeV}^2$ w przypadku detektora ZEUS), w detektorze zawsze obserwowany jest rozproszony elektron. W reakcjach typu DIS CC elektron zamienia się natomiast w nieobserwowalne w stanie końcowym neutrino i w detektorze rejestrowane są tylko dżety hadronowe. Dodatkową sygnaturą tych procesów jest brakujący pęd poprzeczny. Z kolei dla procesów fotoprodukcji, choć także obserwowana jest zazwyczaj tylko aktywność hadronowa, to ponieważ elektron praktycznie nie ulega odchyleniu od swego pierwotnego kierunku, reakcje te charakteryzują się zrównoważonym pędem poprzecznym.

W procesach typu DIS NC większość obserwowanych elektronów odchyła się o małe kąty względem pierwotnego kierunku lotu ($\theta_e \lesssim \pi$), co wynika z szybko malejącej zależności różniczkowego przekroju czynnego od zmiennej Q^2 :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4}. \quad (3.6)$$

Oznacza to, że tory rozproszonych elektronów będą znajdować się często blisko osi wiązki, poza zakresem katowej akceptacji detektorów śladowych. Fakt ten stawia wysokie wymagania względem konstrukcji kalorymetru elektromagnetycznego, który będzie wówczas jedynym detektorem obserwującym rozproszony elektron. Obok dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej powinien on także posiadać odpowiednią granularność niezbędną do wyznaczenia położenia kaskady elektromagnetycznej. W połączeniu z pomiarem pozycji wierzchołka oddziaływania pozwala to na rekonstrukcję kąta rozproszenia elektronu, nawet jeśli tor samego elektronu nie zostanie zarejestrowany.

W procesach typu DIS CC oraz fotoprodukcji cała kinematyka reakcji rekonstruowana jest tylko za pośrednictwem zmiennych hadronowych, zazwyczaj w stanach końcowych o dużej krotności cząstek naładowanych i neutralnych. Wynika stąd, iż kalorymetr hadronowy powinien nie tylko

precyzyjnie mierzyć energię dżetów, ale także mieć segmentację wystarczającą do pomiaru ich kierunków. Tak zaprojektowany kalorymetr będzie istotnie rozszerzał zakres akceptacji kątowej pokrywany przez detektory śladowe.

W obszarze centralnym detektory śladowe powinny dostarczać precyzyjnej informacji o pędach i kierunkach cząstek naładowanych, a współpracując z detektorem wierzchołka, umożliwiać dokładną rekonstrukcję punktu oddziaływania wiązek ep.

3.2. Detektor wierzchołka MVD

Głównym zadaniem detektora wierzchołka jest precyzyjna rekonstrukcja bieżącego punktu oddziaływania cząstek z wiązki, wykrywanie krótkożyciowych cząstek poprzez rejestrację wtórnych wierzchołków powstałych wskutek ich rozpadu w locie oraz poprawa zdolności rozdzielczej (pędowej i kątowej) centralnego detektora śladowego poprzez wydłużenie ramienia pomiaru trajektorii cząstek naładowanych.

W okresie HERA-I eksperyment ZEUS wyposażony został w detektor wierzchołka (VXD) w formie wielodrutowej cylindrycznej komory dryfowej otaczającej punkt oddziaływania. Niestety z powodu problemów technicznych związanych ze zrywaniem się drutów anodowych wykazywał on dużą awaryjność skutkującą narastającymi przerwami w jego eksploatacji. W roku 1995 został on wymontowany z detektora ZEUS. W czasie przerwy technicznej 2000–2001 zastąpiono go nowoczesnym krzemowym detektorem wierzchołka MVD (*Microvertex Detector*) [9, 10].

Detektor wierzchołka MVD podzielony był na dwie części: centralną BMVD (*Barrel MVD*) oraz przednią FMVD (*Forward MVD*). Obszar beczki o długości 64 cm pokrywał region, w którym dochodziło do zderzeń wiązek, jego rozmiar uwarunkowany był długością paczki protonowej wynoszącą około 20 cm. Zapewniał on pomiar torów w zakresie kąta biegunowego $30^\circ < \theta < 150^\circ$. Składał się z 600 kwadratowych sensorów krzemowych o wymiarach $64,2 \times 64,2 \text{ mm}^2$ tworzących trzy podwójne warstwy umieszczone cylindrycznie wokół rury akceleratora. Sensory te miały strukturę paskową (*strip sensors*) i były pogrupowane w moduły. W obrębie modułu paski na przylegających do siebie sensorach ustawione były prostopadle do siebie, pozwalając na pomiar dwóch współrzędnych przestrzennych ($r\phi$ oraz rz) na danej płaszczyźnie. Każdy z sensorów podzielony był na 3082 paski rozmieszczone co 20 μm . Co szósty pasek podłączony był do układu elektronicznego, dając 512 aktywnych pasków odczytowych na każdym sensorze odległych od siebie o 120 μm . Pojemnościowy podział pomiędzy paskami ładunku wytworzonego w warstwie krzemowej przez cząstki jonizujące pozwalał na uzyskanie przestrzennej zdolności rozdzielczej pojedynczego punktu na torze rzędu 7,5 μm wyznaczonej z użyciem wiązki testowej. Część przednia (FMVD) składała się z czterech sekcji zwanych kołami. W płaszczyźnie każdego koła umieszczono dwie warstwy, każda złożona z 14 sensorów w kształcie trapezów wykonanych w identycznej technologii jak sensory zastosowane w obszarze beczki. Liczba pasków odczytowych w sensorze wynosiła 480. Paski w przylegających do siebie sensorach skrzyżowane były pod kątem $360^\circ/14$, zapewniając dwuwymiarowy odczyt pozycji. Zakres kątów biegunowych dostępnych dla pomiarów w tej części detektora zawierał się w przedziale $7^\circ < \theta < 30^\circ$. Przestrzenna zdolność rozdzielcza detektora MVD uzyskana w czasie jego eksploatacji wyniosła średnio 24 μm dla rejestracji pojedynczego punktu na torze cząstki w płaszczyźnie sensorów oraz 120 μm dla separacji przestrzennej dwóch torów.

Liczba kanałów odczytowych detektora MVD przekraczała 360 tysięcy i była większa niż łączna liczba kanałów wszystkich pozostałych detektorów eksperymentu ZEUS. Detektor MVD i obsługujące go podzespoły elektroniczne były o 10 do 15 lat bardziej zaawansowane technologiczne niż pozostałe rozwiązania projektowane w latach osiemdziesiątych i na początku lat dziewięćdziesiątych XX wieku. Taki potok informacji stanowił wyzwanie dla układu akwizycji danych oraz układu wyzwalania eksperymentu. W szczególności, specjalnie dla jego potrzeb, zbudowano dedykowany drugi poziom układu wyzwalania GTT (*Global Track Trigger*) [11] (podrozdział 3.7.2).

3.3. Centralny detektor śladowy CTD

Centralny detektor śladowy CTD (*Central Tracking Detector*) [12] eksperymentu ZEUS był cylindryczną wielodrutową komorą dryfową służącą do pomiaru kierunków i pędów cząstek naładowanych. Pozwalał także na identyfikację cząstek poprzez pomiar ich jonizacyjnych strat energii dE/dx . Jej wewnętrzny promień wynosił 18,2 cm, a zewnętrzny – 79,4 cm. W kierunku podłużnym do osi wiązek komora CTD pokrywała obszar od $z = -100$ cm do $z = 104$ cm, co odpowiadało dostępnym dla pomiarów kątom biegunowym w zakresie $15^\circ < \theta < 164^\circ$. Aktywnym ośrodkiem wypełniającym jej wnętrze była mieszanka gazowa składająca się z argonu (Ar), dwutlenku węgla (CO_2) oraz etanu (C_2H_6) w proporcjach 85 : 5 : 1. Prędkość dryfu ładunku elektrycznego w tej mieszance wynosiła około 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$, a uzyskiwane wzmocnienie gazowe było rzędu 10^4 .

Komora CTD wyposażona była w 4608 drutów sygnałowych i 19 584 druty kształtujące pole elektryczne. Rozpięte były one w 72 radialnych warstwach i podzielone na 9 tzw. superwarstw (SL, *Super Layers*). Grupa ośmiu drutów sygnałowych wraz z towarzyszącymi im drutami kształtującymi tworzyła pojedynczą celę dryfową. Ósemki drutów z pojedynczej celi leżały w jednej płaszczyźnie obróconej o kąt 45° względem kierunku radialnego. Dryf ładunku pochodzącego z pierwotnej jonizacji odbywał się w polu magnetycznym, a kąt Lorentza wynikający z geometrii układu wynosił 45° , co ułatwiało rozstrzygnięcie niejednoznaczności „lewo-prawo” w rekonstrukcji współrzędnych $r\phi$. Osiągnięta zdolność rozdzielcza rekonstrukcji tej współrzędnej wyniosła $\sigma_{r\phi} = 200 \mu\text{m}$.

Druty w nieparzystych superwarstwach biegiły równoległe do osi wiązek, w warstwach parzystych zaś obrócone były o kąt 5° względem osi Z . Rozwiązanie takie umożliwiało rekonstrukcję także trzeciej współrzędnej przestrzennej z ze zdolnością rozdzielczą wynoszącą około $\sigma_z = 1,5$ mm. Dodatkowo, dla potrzeb układu wyzwalania trzy wewnętrzne superwarstwy wyposażone zostały w system szybkiego pomiaru współrzędnej z na podstawie obserwacji różnicy czasów dotarcia sygnałów do obu końców odpowiednich drutów (system *z-by-timing*) [13]. Osiągana tą metodą zdolność rozdzielcza wynosiła około $\sigma_z = 4 \div 6$ cm. Pędowa zdolność rozdzielcza komory CTD w okresie HERA-I charakteryzowana była parametryzacją

$$\sigma(p_t)/p_t = 0,0058 p_t \oplus 0,0065 \oplus 0,0014/p_t, \quad (3.7)$$

gdzie pęd poprzeczny p_t wyrażony jest w GeV, a symbole \oplus oznaczają sumowanie kolejnych składników w kwadracie pod wspólnym pierwiastkiem. Pierwszy człon tego wyrażenia związany jest z precyzją pomiaru współrzędnych punktów na torze, podczas gdy drugi i trzeci wynika z efektu wielokrotnego kulombowskiego rozpraszania przed i w obszarze CTD.

W okresie HERA-II warunki pracy komory CTD zmieniły się istotnie z powodu zmiany optyki ogniskujących wiązkę magnesów oraz większego tła. Spowodowało to konieczność obniżenia wysokiego napięcia zasilającego komorę CTD, co pociągnęło za sobą nieznaczny spadek jej efektywności. Z drugiej strony, obecność detektora wierzchołka MVD dostarczała dodatkowej informacji o punktach leżących na trajektorii blisko punktu oddziaływania, co poprawiło precyzję pomiaru pędu, szczególnie w obszarze pędów poprzecznych $p_t > 1$ GeV:

$$\sigma(p_t)/p_t = 0,0029 p_t \oplus 0,0081 \oplus 0,0012/p_t. \quad (3.8)$$

3.4. Kalorymetr uranowy CAL

Główny kalorymetr (CAL) [15] eksperymentu ZEUS był kalorymetrem kompensującym o wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej. Miał strukturę warstwową charakterystyczną dla kalorymetrów próbkujących i wykonany był z naprzemiennie ułożonych warstw uranowego absorbera (tzw. zużożony uran o składzie 98,1% ^{238}U , 1,7% Nb, 0,2% ^{235}U) o grubości 3,3 mm oraz scyntylatora

z tworzywa sztucznego (domieszkowany polistyren SCSN-38) o grubości 2,6 mm stanowiącego materiał aktywny. Kalorymetr CAL składał się z trzech części: przedniej (FCAL), pokrywającej zakres kątów biegunowych $2^\circ < \theta < 40^\circ$, beczki (BCAL) znajdującej się w obszarze akceptacji kątowej $37^\circ < \theta < 129^\circ$ oraz części tylnej (RCAL) obejmującej kąty $128^\circ < \theta < 177^\circ$. W sumie pokrywały one 99,7% pełnego kąta bryłowego 4π .

Każda z tych części podzielona była na leżącą bliżej punktu oddziaływania sekcję elektromagnetyczną EMC oraz jedną (w RCAL) lub dwie (w FCAL i BCAL) sekcje hadronowe HAC1 i HAC2. W celu pomiaru położenia kaskad elektromagnetycznych i hadronowych sekcje te podzielone były na cele o wymiarach $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (HAC) lub $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (EMC, $10 \times 20 \text{ cm}^2$ w przypadku EMC RCAL). Sekcja elektromagnetyczna FCAL składała się z 25 warstw uranowo-scyntylatorowych o łącznej grubości odpowiadającej 26 drogom radiacyjnym (X_0)¹, obie zaś sekcje hadronowe liczyły 160 warstw o grubości 3,1 średnich dróg na oddziaływanie (λ)² każda. Sekcja EMC w obszarze beczki składała się z 21 warstw o grubości $21X_0$, a sekcje HAC1 i HAC2 z 98 warstw o grubości 2λ każda. Cele EMC w obszarze beczki miały kształt klinowy o osi celującej w kierunku punktu oddziaływania i pogrupowane były w 32 moduły, każdy obejmujący przedział $11,25^\circ$ kąta azymutalnego. Część RCAL zbudowana była podobnie do FCAL, nie miała jednak części HAC2, więc jej efektywne grubości wynosiły odpowiednio: $26X_0$ dla sekcji EMC oraz $3,1\lambda$ w sekcji HAC.

Sygnaly pochodzące z każdej spośród 5918 cel kalorymetru rejestrowane były przez parę fotopowielaczy zbierających za pomocą przesuwników długości fali (WLS)³ oraz światłowodów światło scyntylicyjne opuszczające przeciwne krańce celi. Rozwiązanie takie pozwalało na poprawę przestrzennej zdolności rozdzielczej kalorymetru poprzez analizę asymetrii lewego i prawego sygnału. Energetyczna zdolność rozdzielcza kalorymetru CAL wyznaczona przy użyciu wiązki testowej wynosiła $\sigma_E/E = 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ dla kaskad hadronowych oraz $\sigma_E/E = 18\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ dla kaskad elektromagnetycznych, gdzie energia kaskad E wyrażona jest w GeV.

Znakomita energetyczna zdolność rozdzielcza dla hadronów była wynikiem kompensujących własności tego kalorymetru. W typowych kalorymetrach niekompensujących wynosi ona około $50 \div 60\%/\sqrt{E}$, ponieważ hadrony i elektrony o tej samej energii wytwarzają sygnały o innej wielkości z powodu odmiennych mechanizmów ich oddziaływania z ośrodkiem. Kaskady elektromagnetyczne są bardzo jednorodne i zwarte przestrzenie, składają się wyłącznie z par elektron-pozyton oraz emitowanych przez nie wysokoenergetycznych fotonów promieniowania hamowania (*bremstrahlung*), które kreują kolejne pary e^+e^- . Przy tej samej energii cząstki pierwotnej i w tym samym materiale absorbującym kaskady hadronowe mają większe rozmiary przestrzenne, a ich skład jest bardziej różnorodny. Dominują w nich piony naładowane π^+ i π^- oraz piony neutralne π^0 . Te ostatnie rozpadają się na dwa fotony gamma: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, tworząc tzw. składową elektromagnetyczną kaskad hadronowych. Kaskady hadronowe tracą także znaczną część swojej energii w procesach oddziaływania silnego z jądrami atomowymi, jest ona również unoszona przez powstające w rozpadach hadronów neutrino.

Energia zaabsorbowana jako energia wiązania jądrowego oraz neutrino nie są obserwowane w kalorymetrze. W połączeniu z fluktuacjami składowej elektromagnetycznej w kaskadzie hadronowej odpowiada to za gorszą energetyczną zdolność rozdzielczą kalorymetrów hadronowych. Efekt ten można minimalizować poprzez taki dobór materiału absorbera, aby zachodzące w nim oddziaływania jądrowe prowadziły do produkcji dodatkowych obserwowalnych cząstek. W przypadku kalorymetru

¹Droga radiacyjna dla elektronu poruszającego się w ośrodku materialnym równa się odległości, na której traci on na procesy radiacyjne $1/e$ swej początkowej energii, odpowiada ona $7/9$ średniej drogi swobodnej fotonu produkującego parę e^+e^- w tym samym ośrodku.

²Droga na oddziaływanie $\lambda = A/(N\sigma\rho)$ jest średnim zasięgiem hadronu oddziałującego silnie z jądrami atomów ośrodka materialnego, N jest liczbą Avogadra, A masą atomową ośrodka, ρ jego gęstością, a σ przekrojem czynnym na oddziaływanie silne.

³WLS, *Wave Length Shifter*, materiał pochłaniający światło o długości fali λ_{ab} i następnie reemitujący je z długością fali λ_{em} ($\lambda_{ab} < \lambda_{em}$).

CAL w uranie ^{238}U w wyniku procesów spalacyjnych wytwarzane są wolne neutrony. Wybijają one następnie protony z jąder bogatego w wodór materiału scyntylatora, a w wyniku wychwytu przez cięższe jądra produkują fotony gamma. Jednakową odpowiedź kalorymetru na elektrony i hadrony (w przypadku CAL $e/h = 1,00 \pm 0,05$) uzyskano poprzez optymalizację stosunku grubości warstw absorbera i scyntylatora. Zapewnia to uzyskanie jednakowej odpowiedzi kalorymetru dla cząstki pierwotnej o zadanej energii niezależnie od jej rodzaju, co z kolei poprawia zdolność rozdzielczą kalorymetru hadronowego.

Inną ważną cechą kalorymetru CAL była jego bardzo dobra czasowa zdolność rozdzielcza wynosząca $\sigma_t = 1$ ns dla sygnałów o energii powyżej 4,5 GeV. Wykorzystywana ona była w układzie wyzwalania eksperymentu ZEUS oraz podczas rekonstrukcji przypadków do odrzucania procesów tła nie pochodzącego od oddziaływań elektron-proton poprzez wybór zdarzeń o czasie rejestracji zgodnym z oknem czasowym dla oddziaływania wiązek ep.

Naturalna promieniotwórczość typu α jąder uranu dostarczała poręczny sygnał kalibrującego na poziomie 20 MeV dla cel EMC oraz 30 MeV dla cel HAC pozwalającego monitorować stabilność w czasie wzmocnienia fotopowielaczy oraz elektroniki odczytu.

3.5. Detektory mionowe

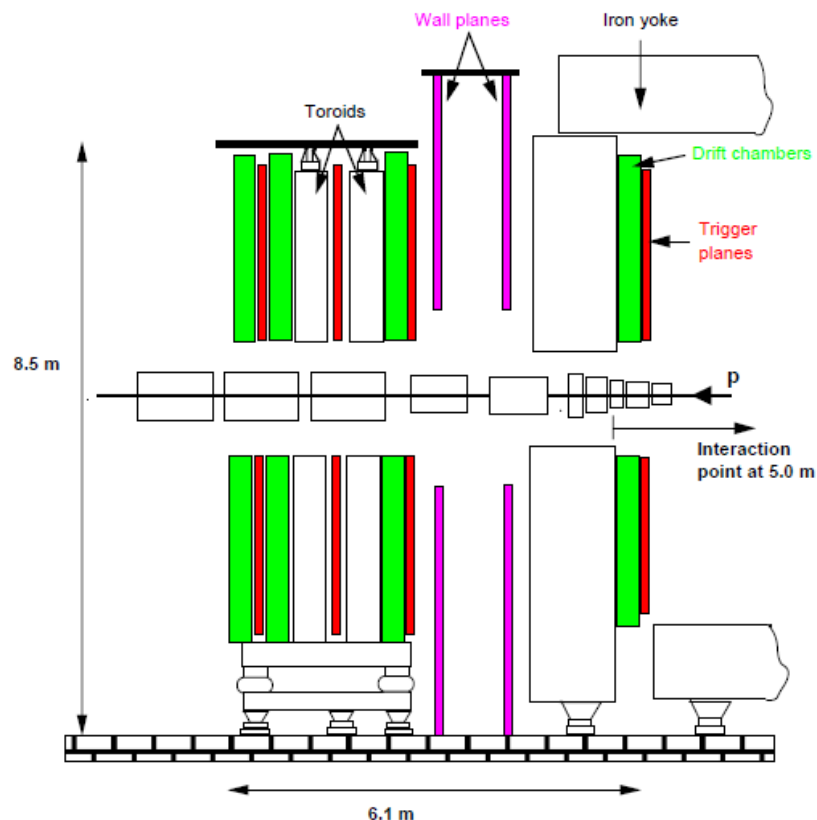
Detektory mionowe umieszczane są najdalej od punktu oddziaływania wiązek, ponieważ rejestrowane przez nie cząstki oddziałują najsłabiej z materią detektora. W istotnym tu zakresie energii praktycznie jedynym mechanizmem strat energii mionów jest jonizacja ośrodka, co czyni te cząstki niezwykle przenikliwymi. Przykładowo, wysokoenergetyczny mion znajdujący się na tzw. plateau minimalnej jonizacji MIP¹ ($2 < E_\mu < 100$ GeV) w absorberze żelaznym o grubości 1 m traci na jonizację około 1,1 GeV. Z powodu dużej różnicy energii wiązek akceleratora HERA środek masy oddziałującej pary ep poruszał się w układzie laboratoryjnym z prędkością $\beta = 0,93$ w kierunku wiązki protonowej. Sprawia to, że obserwowane energie produktów reakcji, w tym mionów, bardzo silnie zależą od kierunku ich emisji. W zakresie kinematycznym dostępnym przy akceleratorze HERA typowe energie mionów wyprodukowanych w kierunku do przodu, zależnie od badanych procesów, miały energie rzędu 10 GeV, podczas gdy w obszarze beczki i w kierunkach do tyłu energie mionów osiągały pojedyncze GeV. Fakt ten stawał różne wymagania przed detektorami mionowymi umieszczonymi w kierunku wiązki protonowej (FMUON, *Forward Muon*) i pozostałymi (BRMUO, *Barrel and Rear Muon*).

3.5.1. Przedni detektor mionowy FMUON

Detektor mionowy FMUON [17, 52, 53] składał się z dwóch części: wewnętrznej (FMUI, FMUon *Inner*), znajdującej się pomiędzy kalorymetrami CAL i BAC, oraz zewnętrznej (FMUO, FMUon *Outer*), umieszczonej na zewnątrz żelaznego jarzma detektora ZEUS. Detektor FMUON zbudowany był z kilku sekcji o wyspecjalizowanym przeznaczeniu (rys. 3.2):

- zespołu czterech płaszczyzn komór strimerowych (LST1–LST4, *Limited Streamer Tubes*) wyposażonych w cyfrowy odczyt pozycyjny współrzędnych ρ oraz ϕ , dostarczających szybkiej informacji dla potrzeb układu wyzwalania,
- dwóch dodatkowych, rozszerzonych płaszczyzn komór strimerowych (LW1, LW2) zaopatrzonych w cyfrowy odczyt pozycyjny współrzędnych ρ i ϕ oraz w analogowy odczyt współrzędnej ρ pracujących w obszarze większych kątów biegunowych, powiększających zakres akceptacji kątowej systemu detektorów FMUON,

¹MIP, *Minimum Ionizing Particle*.



Rysunek 3.2. Schemat budowy przedniego detektora mionowego FMUON. Kolorem czerwonym zaznaczono płaszczyzny komór strimerowych (LST1–LST4) używane w układzie wyzwalania, kolorem zielonym komory dryfowe (DC1–DC4), a kolorem fioletowym płaszczyzny LW1–LW2 o szerszej akceptacji kątowej

- czterech płaszczyzn komór dryfowych (DC1–DC4, *Drift Chambers*) wykorzystywanych do precyzyjnej rekonstrukcji trajektorii mionów,
- dwóch dużych toroidalnych magnesów wytwarzających pole magnetyczne o indukcji 1,7 T umożliwiających pomiar pędu mionów w obszarze kątów biegunowych $5^\circ < \theta < 16^\circ$.

W skład części wewnętrznej (FMUI) wchodziły pierwsza płaszczyzna komór strimerowych LST1 oraz pierwsza komora dryfowa DC1. Pozostałe elementy tworzyły część zewnętrzną (FMUO).

Płaszczyzny komór strimerowych LST

Każda płaszczyzna LST podzielona była pod względem mechanicznym na ćwiartki (kwadranty) i składała się z dwóch warstw biegnących poziomo rurek umieszczonych w plastikowym poszyciu. Rurki w sąsiednich warstwach przesunięte były względem siebie o 0,5 cm w celu uzyskania lepszej akceptacji przestrzennej. Cały kwadrant zamknięty był w szczelnej aluminiowej kopercie wypełnionej mieszkanką gazową (argon 30%, izobutan 70%). Sygnały ładunkowe powstające w komorach LST indukowane były na powierzchni miedzianych elektrod w formie pasków przyklejonych do wewnętrznych powierzchni plastikowego poszycia. Paski te o szerokości 1,9 cm tworzyły wzór w postaci 132 koncentrycznych pierścieni o rosnącym promieniu ρ . Ze względu na optymalizację połączeń elektrycznych każdy kwadrant podzielony był dodatkowo na dwa oktanty o symetrii radialnej. Wewnątrz każdego oktantu, wzdłuż obwodu pierścienia paski podzielone były na 32 krótsze łuki obejmujące zakres kąta azymutalnego $\Delta\phi = 1,4^\circ$. Zewnętrzne 64 paski położone najdalej od osi wiązek, gdzie wystarczająca była niższa zdolność rozdzielcza, pogrupowane były w pary podłączone do wspólnych kanałów odczytowych, co redukowało łączną liczbę radialnych kanałów do 96.

Komory dryfowe DC

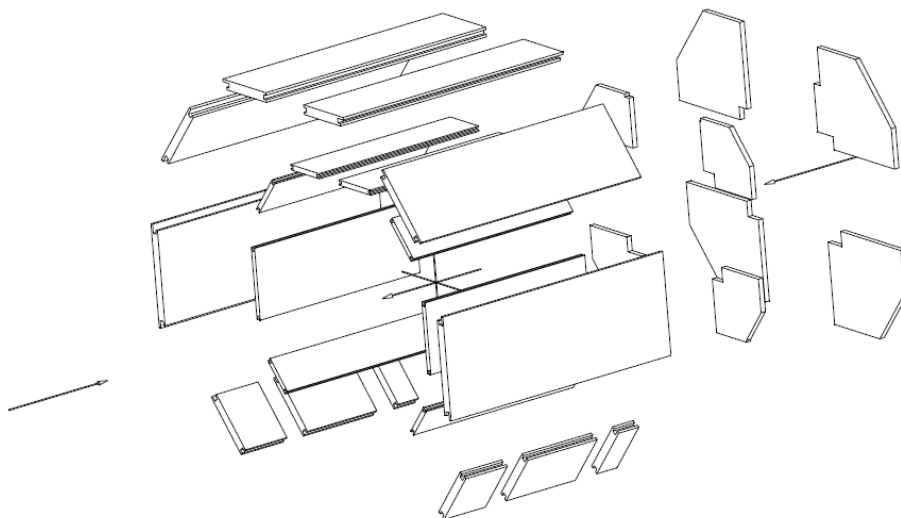
Komory dryfowe w systemie detektorów FMUON służyły do precyzyjnego pomiaru pędu mionów. Każda płaszczyzna składała się z czterech komór pogrupowanych w dwie pary przymocowane z dwóch stron mechanicznego stelaża. Komory podzielone były na cele wyposażone w 4 druty sygnałowe i elektrody kształtujące pole elektryczne. W komorach DC zastosowano mieszanke gazową składającą się z argonu (90%), dwutlenku węgla (9%) i metanu (1%). Impulsy z drutów sygnałowych odczytywane były przez przetworniki TDC dostarczające informacji o czasie dotarcia sygnału. W połączeniu ze znajomością prędkości dryfu ładunku pozwalało to na wyznaczenie składowej radialnej pozycji mionu. Ze względu na toroidalną geometrię linii sił pola magnetycznego współrzędna ta miała decydujący wpływ na precyzję wyznaczenia pędu mionów.

Płaszczyzny komór strimerowych LW

Dodatkowe płaszczyzny komór strimerowych zainstalowane były w celu powiększenia aktywnego obszaru detektora FMUON w zakresie kątów biegunowych nieobejmowanym przez toroid ($16^\circ < \theta < 32^\circ$). Każda z tych płaszczyzn składała się z ośmiu sektorów (oktantów) w formie szczelnych aluminiowych kopert zawierających komory LST o podobnej konstrukcji do komór LST zastosowanych w płaszczyznach układu wyzwalania. Każdy oktant podzielony był na 192 koncentryczne paski o szerokości 1,8 cm mierzące współrzędną ρ . Paski podzielone były na 64 krótsze łuki obejmujące zakres kątów azymutalnych $\Delta\phi = 0,7^\circ$. Komory te dostarczały informacji o pozycji mionu z dokładnością rzędu 1 mm.

3.5.2. Centralny i tylny detektor mionowy BRMUO

Komory mionowe BRMUO [18, 52, 53] umieszczone w obszarze beczki i jej tylnej pokrywy obejmowały obszar około 2000 m². Detektor mionowy w tym regionie składał się z odrębnych modułów pozwalających pokryć dużą powierzchnię o nieregularnych kształtach (rys. 3.3). Wewnętrzny obszar jarzma pomiędzy kalorymetrami CAL i BAC wypełniały komory BMUI oraz RMUI (B/RMU *Inner*), na zewnątrz jarzma umieszczone były moduły BMUO i RMUO (B/RMU *Outer*). Poszczególne moduły zależnie od ich położenia w detektorze miały różne kształty, ale schemat ich konstrukcji był identyczny. Mechanicznym nośnikiem każdego modułu zapewniającym odpowiednią sztywność był



Rysunek 3.3. Schemat budowy centralnego i tylnego detektora mionowego BRMUO. W celu lepszej wizualizacji moduły składające się na część wewnętrzną (B/RMUI) oraz zewnętrzną (B/RMUO) zostały rozsunięte względem siebie

alumiiniowy profil o strukturze plastra miodu i grubości 40 cm w obszarze beczki oraz 20 cm w obszarze jej tylnej pokrywy.

Po obu stronach profilu umieszczone były po dwie warstwy komór strimerowych typu LST [19]. Komory wykonane były z plastikowych profili zawierających 8 cel, przez środek których przebiegał miedziano-berylowy drut anodowy o średnicy 100 μm . Katodę stanowiła warstwa grafitu napyłona na wewnętrzną powierzchnię komory. Odległość między drutami sąsiednich cel wynosiła 1 cm, a komory w przylegających warstwach przesunięte były o 0,5 cm, aby zminimalizować wielkość nieaktywnego obszaru na granicy cel. Komory LST pokryte były z jednej strony katodowymi paskami odczytowymi o szerokości 13 mm z przerwą 2 mm biegnącymi prostopadle do kierunku drutów. W obszarze beczki druty sygnałowe biegły równolegle do osi wiązki, a w tylnej pokrywie prostopadle do wiązki w płaszczyźnie poziomej.

Komory LST wypełnione były mieszkanką gazową składającą się z argonu (Ar), dwutlenku węgla (CO_2) oraz izobutanu (C_4H_{10}) i pracowały przy napięciu ~ 4500 V. Wyposażone były w system odczytu sygnałów ładunkowych z drutów anodowych oraz pasków katodowych pozwalający na pełną rekonstrukcję współrzędnych trajektorii mionów. Sygnały z drutów rejestrowane były przez dedykowane płyty elektroniczne zwane SGS, a z pasków katodowych – przez płyty STAR. Charakterystyczną cechą tego rozwiązania było inicjowanie cyklu odczytu analogowego tylko po pozytywnej decyzji lokalnego układu wyzwalania komór mionowych BRMUO. Układ ten generował decyzje dwójakiego typu: tzw. silną decyzję (*strong trigger*), gdy zarejestrowano trajektorię penetrującą przez wewnętrzne (BRMUI) oraz zewnętrzne (BRMUO) komory o kierunku celującym w stronę punktu oddziaływania wiązek, oraz tzw. słabą decyzję (*weak trigger*), gdy sygnał zaobserwowano w przynajmniej jednej z wewnętrznych komór mionowych BRMUI. Decyzja układu wyzwalania wypracowywana była na podstawie analizy sygnałów z drutów i pasków. W celu zredukowania liczby kanałów sąsiednie druty z płaszczyzn LST połączone były w grupy po 16, tak samo pogrupowane były też paski. Dla każdej takiej grupy, która zarejestrowała niezerowy sygnał, określana była jej pozycja w układzie biegunowym (θ, ϕ). Informacja o położeniu sygnałów uzyskana z wewnętrznych i zewnętrznych komór analizowana była w macierzach koincydencji wybierających konfiguracje celujące w kierunku punktu oddziaływania (*pointing tracks*). W przypadku ich pozytywnej odpowiedzi generowana była silna decyzja układu wyzwalania. W przypadku pozytywnej decyzji lokalnego układu wyzwalania (silnej lub słabej) odczytywane były także następujące informacje: pozycje drutów anodowych, które zarejestrowały niezerowe ładunki, dystans, na którym odbywał się dryf ładunku, pozycje pasków katodowych i wielkość ładunku zarejestrowanego na odpowiednich paskach (odczyt analogowy). Przestrzenna zdolność rozdzielcza komór LST uzyskana przy użyciu analogowego odczytu wynosiła 200 μm w kierunku prostopadłym do drutów oraz 700 μm w kierunku równoległym. W razie braku pozytywnej decyzji lokalnego układu wyzwalania, o ile globalny układ wyzwalania całego eksperymentu dostarczył pozytywną decyzję odnoszącą się do danego przypadku, rejestrowana była jedynie informacja cyfrowa o pozycji drutów oraz czwórek sąsiednich pasków (tzw. kwadrupletów). W takim przypadku uzyskiwana zdolność rozdzielcza była rzędu $1/\sqrt{12}$ cm w kierunku prostopadłym oraz $6/\sqrt{12}$ cm w kierunku równoległym do drutu.

3.6. Detektor świetlności LUMI

Świetlność akceleratora \mathcal{L} jest miarą natężenia zdarzeń produkowanych w procesie o danym całkowitym przekroju czynnym σ :

$$R = \frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}, \quad (3.9)$$

gdzie R jest liczbą zdarzeń na jednostkę czasu. Tak zdefiniowana świetlność określana jest mianem świetlności chwilowej (*instantaneous luminosity*). W celu określenia całkowitej liczby przypadków N