Wybór niektórych klas oddziaływań elektron-proton za pomocą układu filtrowania drugiego stopnia w eksperymencie H1

Grażyna Nowak

Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Zakład Oddziaływań Leptonów
ul. Kawiory 26A, 30-055 Kraków

Kraków 1998

Spis treści

1 Wstęp **2**

2 Warunki działania eksperymentu H1 **5**
- 2.1 Akcelerator HERA 5
- 2.2 Detektor H1 7
- 2.3 Źródła tła 9
- 2.4 System wyzwalania w eksperymencie H1 12
  - 2.4.1 Tryger poziomu pierwszego 14

3 Fizyka zderzeń ep **20**
- 3.1 Kinematyka zderzenia lepton-proton 20
- 3.2 Fotoprodukcja 23
- 3.3 Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne 27

4 Topologiczny układ wyzwalania stopnia drugiego (L2TT) **32**
- 4.1 Idea topologicznego trygera 32
- 4.2 Opis rodzin 39
- 4.3 Analiza przypadku 41
  - 4.3.1 Pierwsza faza analizy 42
  - 4.3.2 Druga faza analizy 43
  - 4.3.3 Trzecia faza analizy 50

5 Aparatura systemu **52**

6 Przykłady procesów fizycznych filtrowanych z udziałem L2TT **57**
- 6.1 Procesy fotoprodukcji 57
  - 6.1.1 Element L2TT oparty na μ z półleptonowego rozpadu kwarku b. . . 59
  - 6.1.2 Element L2TT oparty na e z rozpadu mezonu $J/\psi \to e^+e^-$ 73
- 6.2 Procesy głęboko-nieelastycznego rozpraszania 81
  - 6.2.1 Elementy L2TT oparte na informacji z kalorymetru SpaCal 81
  - 6.2.2 Element L2TT oparty tylko na informacji z kalorymetru LAr 85

7 Podsumowanie **88**

1 Wstęp

We wszystkich współczesnych eksperymentach na wielkich akceleratorach fizycy stoją wobec istotnego problemu jakim jest wybór określonego procesu spośród innych, współzawodniczących zjawisk, które występują jednocześnie. Oczywiście nie jest to zagadnienie całkiem nowe, ale stopień trudności odróżnienia pożądanych przypadków od zdarzeń tła zwiększył się istotnie ze wzrostem komplikacji aparatury, liczby kanałów odczytu oraz liczby obserwowanych zderzeń. Aby wybrać określone przypadki wprowadza się pewne warunki, które identyfikują wybraną reakcję, np. koincydencję sygnałów z różnych części detektora, próg na energię zarejestrowaną w kalorymetrze, liczbę torów cząstek itp. Kryteria te zależą zarówno od detektora jak i od reakcji, którą chcemy wybrać. Zaprojektowany do przeprowadzenia takiego wyboru system elektroniczny nazywany jest układem wyzwalania, czy też wyboru lub krótko trygerem. Spełnienie żądanych przez tryger warunków powoduje rozpoczęcie innych operacji, np. pełny odczyt informacji o przypadku i jej zapis.

Stosowane warunki wyboru powinny wydajnie zredukować wejściową częstość procesów tła, bez utraty interesujących nas przypadków. Dla zderzeń ep na akceleratorze HERA ten czynnik redukcji wynosi $10^5 - 10^6$, w zależności od parametrów pracy zderzacza; jest to dość wysokie wymaganie i dlatego zastosowano wielopoziomowy system wyboru, który pozwala na wprowadzenie złożonych warunków eliminacji, zachowując równocześnie niski czas martwy, tzn. okres, kiedy żadne dane nie mogą być wczytywane, ponieważ system "zastanawia się" nad wyborem. W eksperymencie H1 ten czas martwy jest utrzymywany na poziomie 10%.

Projektując układ wyzwalania dla danego eksperymentu fizyk szuka takich warunków wyboru, które pozwolą spełnić powyższe żądania. Słusznym jest twierdzenie, że tryger jest pierwszym krokiem w analizie fizycznej. *Przypadki odrzucone przy wyborze przez tryger są przypadkami straconymi na zawsze.* Jest to szczególnie istotne dla rzadkich procesów, czy też dla zdarzeń o charakterystykach zbliżonych do sygnatury tła, które przez to podobieństwo trudno jest zaakceptować. Ponadto, nie możemy zapominać o nowej, nieznanej fizyce i powinniśmy zostawić dla niej "furtkę" w systemie wyboru.

Tryger jest ciągle żywym elementem w łańcuchu analizy fizycznej. Niezależnie od przyjętej strategii, zmieniające się warunki pracy akceleratora, np. wzrost świetlności, ale też i niestabilne parametry wiązek, mogą prowadzić do zmian w koncepcji trygera. Ponadto badanie nowych procesów fizycznych wiąże się z wprowadzeniem nowych elementów wyboru. Dlatego studia trygerowe trwają przez cały okres działania eksperymentu i nie kończą się w momencie opracowania pewnej strategii. Wprowadzanie koniecznych zmian i modyfikacji w odpowiedzi na pojawiające się nowe problemy fizyczne wymaga stałej działalności.

Różnorodność badanych reakcji powoduje, że układ wyzwalania powinien zawierać wiele elementów wyboru, aby akceptować możliwie szeroką klasę oddziaływań. W projektowaniu trygerowania na akceleratorze HERA należy uwzględnić również fakt, że chcemy rejestrować możliwie wolne od tła próbki procesów o przekrojach czynnych różniących się o kilka rzędów wielkości, od fotoprodukcji ($\sigma \sim 150\ \mu$b) do zjawisk poza Modelem Standardowym ($\sigma \sim 10$ pb). W eksperymencie H1 na pierwszym, podstawowym poziomie trygera mamy obecnie 256 tzw. elementów trygerowych, czyli prostych warunków wyboru. Z tych elementów tworzymy 128 bardziej złożonych warunków wyboru tzw. podtrygerów (*subtriggers*), z których następnie, poprzez logiczne sumowanie budujemy pierwszy poziom trygera. Spełnienie chociby jednego z warunków tego trygera powoduje akceptację przypadku i zainicjowanie poziomu drugiego. Ze względu na bardzo krótki odstęp czasowy między kolejnymi zderzeniami wiązek (96 nsek), nie ma tutaj czasu na wprowadzenie bardziej skomplikowanej korelacji między elementami trygerowymi. Jest to możliwe dopiero na następnym, drugim poziomie, który również ma ograniczenia czasowe, ale na podjęcie decyzji dysponuje czasem kilkakrotnie dluższym niż pierwszy poziom trygera. Kolejny poziom, który nie jest zsynchronizowany z czasem zderzenia, nie zależy już bezpośrednio od częstości oddziaływań elektron-proton, tylko od szybkości zapisu danych na zewnętrzne urządzenia. Tutaj ograniczeniem jest dostępna moc obliczeniowa, co spowodowane jest głównie limitami finansowymi.

Trudność trygerowania na zderzaczu HERA wynika nie tylko z krótkiego odstępu czasowego między kolejnymi zderzeniami, ale także z niekorzystnego stosunku przekroju czynnego procesów oddziaływania *ep* (oddziaływanie elektromagnetyczne i słabe) do przekroju czynnego na główne procesy tła jakimi są zderzenia protonów z wiązki z elementami konstrukcji rury akceleratora i z resztkami gazu w rurze (oddziaływania silne). Nie ma tutaj również tej korzystnej okoliczności, jaką w zderzeniach e^+e^- czy $pp(p\overline{p})$ stanowi fakt, że układ laboratoryjny jest również układem środka masy tego zderzenia. Mamy wtedy symetrię zderzenia przeciwbieżnych wiązek w odróżnieniu od asymetrii zderzenia dla przypadków tła. Natomiast stan końcowy w oddziaływaniu *ep* jest w układzie laboratoryjnym prawie równie asymetryczny jak stan końcowy procesów tła.

Wymienione powyżej zagadnienia stanowiły główną motywację do zaangażowania się w problematykę trygerowania w eksperymencie H1. W pracy przedstawiono ideę i działanie topologicznego układu wyzwalania stopnia drugiego, zainstalowanego w tym eksperymencie w 1995 roku. Układ wyzwalania stopnia drugiego nie był przewidziany w pierwszym okresie zbierania danych, kiedy dostarczana świetlność jest zwykle niska i wystarcza prostszy system wyboru.

Nazwa "*topologiczny tryger*" została wprowadzona dla podkreślenia sposobu analizy przypadku, która polega na badaniu korelacji między wybranymi wielkościami, przyporządkowanymi określonym przedziałom kątów θ i ϕ. Rozkład w zadanym przedziale przestrzeni (θ,ϕ) wybranych wielkości przy założonych warunkach początkowych stanowi określoną konfigurację, która nazywana jest topologią. Oczekuje się, że w przypadkach z interesującego nas procesu fizycznego będą występować inne konfiguracje (topologie) analizowanych wielkości, niż w przypadkach stanowiących tło do danego procesu. Podstawą decyzji analizy trygerowej jest wielkość, będąca miarą występowania pożądanych konfiguracji.

Topologiczny układ wyzwalania stopnia drugiego jest wspólnym, od roku 1988, projektem grupy z LAL Orsay i grupy z IFJ w Krakowie [1, 2, 3, 4]. Projekt i budowa aparatury zostały wykonane przez stronę francuską. Fizycy z obu zespołów wspólnie pracowali nad koncepcją trygera, przygotowaniem i rozwojem programu symulacyjnego do analizy jego działania, opracowaniem strategii wyboru dla różnych procesów fizycznych, oraz badaniem wydajności układu w okresie zbierania danych. Inżynierowie i fizycy zaprojektowali i oprogramowali układ monitorujący [5], który w czasie działania eksperymentu umożliwia "bezinwazyjne podglądanie " systemu i kontrolę jego działania.

Autorka rozprawy jest pierwszą osobą z Krakowa zaangażowaną od początku w powyższy projekt. W pierwszym okresie, do momentu zainstalowania systemu, zajmowałam się ustalaniem koncepcji topologicznego trygera, tzn. wyborem wielkości, które chcieliśmy wprowadzić do selekcji, sposobem analizy wybranej informacji w oparciu o wzajemne korelacje tych wielkości oraz badaniem efektywności przyjętych rozwiązań. Początkowe studia przeprowadzane były na symulowanych danych, zarówno dla procesów tła jak i dla wybranych procesów fizycznych. Uzyskane wyniki były na tyle przekonywujące, że w 1992 roku współpraca zaakceptowała projekt. Wobec tego kontynuowałam pracę nad dalszym rozwojem trygera, tzn. zajmowałam się wprowadzaniem nowych strategii i badaniem wydajności opracowanych warunków wyboru, także w oparciu o dane zebrane w czasie pracy akceleratora. Wymagało to równolegle ciągłych zmian i uaktualniania programu symulacyjnego do bieżącego stanu detektora, jak np. w przypadku instalacji nowego tylnego kalorymetru elektromagnetycznego. Ponadto, nieoczekiwanie trudne warunki eksperymentalne wymusiły rezygnację z pewnych rozwiązań przyjętych na podstawie testów na symulowanych danych i wprowadzenie zmian w koncepcji trygera. Po zainstalowaniu systemu pod koniec 1995 roku tryger L2TT rozpoczął działanie i został zastosowany w kilku klasach przypadków, dla których opracowano warunki wyboru: fotoprodukcja ciężkich kwarków, rozpraszanie głęboko-nieelastyczne przy małych i dużych przekazach czteropędu Q^2 dla procesów z prądem neutralnym, rozpraszanie głęboko-nieelastyczne przy dużych Q^2 dla procesów z prądem naładowanym. Wprowadzenie topologicznego trygera drugiego poziomu dało w rezultacie zarówno zwiększenie statystyki czy wręcz umożliwiło rejestrację niektórych zdarzeń jak i zwiększenie czystości zebranych przypadków w poszczególnych klasach. Ten drugi aspekt jest szczególnie istotny dla tych analiz fizycznych, dla których błąd systematyczny zaczyna być większy od błędu statystycznego, np. w pomiarach funkcji struktury protonu F_2. Zarówno efektywność opracowanych rozwiązań jak i niezawodność działania systemu przyczyniły się do pełnego sukcesu projektu. Chciałabym podkreślić, że istotną cechą topologicznego trygera jest duża elastyczność w dostosowaniu warunków wyboru do analizowanych klas procesów fizycznych. Uzyskano ją dzięki koncepcji, która opiera się na łączeniu, w określony sposób, informacji uzyskanej z badania wielu korelacji między rozmaitymi sygnałami definiującymi naturę cząstek, przy założeniu różnych warunków początkowych ustalających m.in. wielkość sygnałów i ich położenie. Dość wyrafinowane możliwości formułowania warunków wyboru, które pozwalają na efektywną analizę szerokiej klasy zdarzeń, są podstawą sukcesu projektu.

Plan rozprawy jest następujący. Rozdział 2 zawiera krótki opis detektora H1 i warunków w jakich działa. Rozdział 3 zawiera przegląd tych wyników z H1, do uzyskania których zasadniczy był topologiczny tryger drugiego poziomu, a także rezultatów, które dzięki wprowadzeniu topologicznego trygera znacznie się poprawią. Idea topologicznego trygera drugiego stopnia przedstawiona jest w rozdziale 4, a aparatura systemu opisana jest krótko w rozdziale 5. Opracowane strategie i działanie trygera dla wybranych procesów fizycznych stanowi treść rozdziału 6. Podsumowanie zawarte jest w rozdziale 7.

2 Warunki działania eksperymentu H1

Eksperyment H1 jest jednym z dwóch pierwszych eksperymentów związanych ze zderzaczem HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*), który należy do serii największych akceleratorów, stanowiących wyzwanie dla nowych rozwiązań w tak budowie detektorów jak i w projektowaniu i budowie nowoczesnych układów wyzwalania. Główne parametry HERY przedstawione są w następnym rozdziale.

2.1 Akcelerator HERA

HERA jest pierwszym na świecie akceleratorem przeciwbieżnych wiązek elektron-proton [6]. Konstrukcję zderzacza rozpoczęto w 1984 roku w ośrodku naukowo-badawczym DESY w Hamburgu. Pierwsze zderzenia zostały zarejestrowane jesienią 1991 roku, a w maju następnego roku eksperymenty rozpoczęły zbieranie danych.

Dwa niezależne urządzenia przyspieszające znajdują się w tunelu o długości 6.3 km, około 15 m pod ziemią. Jedno, to akcelerator przyspieszający elektrony [1], maksymalnie do 30 GeV. Drugie, to protonowy akcelerator przyspieszający protony do energii 820 GeV (obecnie do 920 GeV), przy której następuje zderzenie z elektronami. Nadprzewodzące magnesy wytwarzające pole magnetyczne 4.6 T utrzymują wysokoenergetyczne protony na orbicie. Cały obwód akceleratora podzielony jest na odcinki prostoliniowe i zakrzywione. Przyspieszanie, a następnie zderzanie odbywa się na odcinkach prostoliniowych, gdzie umieszczone są hale doświadczalne. W dwóch miejscach zderzeń znajdują się działające od początku uruchomienia HERY dwa eksperymenty: H1 [7] (w hali północnej) i ZEUS [8] (w hali południowej). Trzecia hala (wschodnia), mieści eksperyment HERMES [9], którego celem jest badanie struktury spinowej protonu, wykorzystując do tego celu zderzenia spolaryzowanej wiązki elektronowej ze spolaryzowanymi nukleonami w gazowej tarczy. Czwartym eksperymentem jest HERA-B [10], w którym protony zderzają się z jądrami aluminium. Zadaniem tego eksperymentu, którego pierwsze wyniki oczekiwane są w 1999 roku, jest pomiar łamania parzystości CP poprzez analizę rozpadów neutralnych mezonów B.

Główne parametry akceleratora przedstawione są w tabeli 1. Są to wartości przewidywane w projekcie i dotychczas nie wszystkie parametry, jak np. świetlność [2] osiągnęły zaprojektowaną wielkość.

Od maja 1992, kiedy eksperymenty H1 i ZEUS zarejestrowały pierwsze zderzenia w swoich detektorach, świetlność HERY systematycznie wzrastała, co ilustruje tabela 2.

Wzrost świetlności osiągnięto dzięki wzrostowi prądów wiązek, co uzyskano poprzez

---

[1] Termin elektron będzie używany w pracy zarówno dla elektronów jak i pozytonów.

[2] Świetlność L zdefiniowana jest jako:

$$\mathrm{dN/dt} = \mathrm{L} \cdot \sigma$$

gdzie dN/dt jest liczbą przypadków danego procesu zaobserwowaną w jednostce czasu, σ przekrojem czynnym na ten proces, a L świetlnością wyrażoną w $cm^{-2} sek^{-1}$. Świetlność podzielona przez iloczyn prądów wiązek nazywana jest świetlnością właściwą, L_{spec}.

HERA	
obwód [m]	6333
T [nsek]	96
L [cm^{-2} sek^{-1}]	1.5×10^{31}
L_{spec} [cm^{-2} sek^{-1} mA^{-2}]	3.3×10^{29}
N	210
I_e [μA/pęczek]	290
I_p [μA/pęczek]	760

Tabela 1: Parametry akceleratora HERA. T jest odstępem czasowym pomiędzy kolejnymi zderzeniami wiązek. L oznacza świetlność, a L_{spec} świetlność właściwą. I_e, I_p są to odpowiednio natężenia prądu elektronowego i protonowego pojedynczego pęczka, a N jest liczbą zderzających się naładowanych pęczków.

Rok	HERA L [pb^{-1}]	H1 L [pb^{-1}]	H1/HERA	N
1992	0.056	0.025	0.45	9
1993	0.999	0.456	0.46	84
1994	5.607	3.261	0.58	153
1995	10.698	4.134	0.39	174
1996	15.313	9.703	0.63	183
1997	31.562	25.080	0.80	210

Tabela 2: Całkowita świetlność dostarczona przez akcelerator HERA (HERA L) i zebrana przez eksperyment H1 (H1 L) w poszczególnych latach. Liczba zderzających się naładowanych pęczków N osiągnęła w 1997 roku wartość przewidywaną jako docelowa w pierwotnym projekcie.

zwiększenie liczby pęczków w wiązkach oraz natężenia prądu w pojedynczym pęczku. Prąd protonowy osiąga obecnie natężenie nieco ponad 100 mA, a natężenie prądu elektronowego $\sim$ 60 mA, co przewyższa nawet nieco planowaną wielkość. Największą przeszkodą w dobrej, stabilnej pracy akceleratora HERA okazał się krótki czas życia wiązki elektronowej. Częściowym rozwiązaniem tego problemu było zastąpienie wiązki elektronowej przez wiązkę pozytonową. Czas życia wiązki pozytonowej jest znacznie dłuższy, ponieważ odpychające oddziaływanie pomiędzy dodatnimi ładunkami wiązki i zjonizowanego gazu w rurze powoduje zmniejszenie ciśnienia gazu wokół wiązki pozytonowej i w rezultacie nie psuje jej ogniskowania.

Osiągnięcie świetlności o rząd wielkości większej wymaga już zmian w prowadzeniu wiązek, poprzez wprowadzenie magnesów ogniskujących w pobliżu punktów przecięcia się wiązek. Zmiana ta wiąże się również z przebudową detektora [11] i jest planowana podczas dłuższej przerwy na przełomie lat 1999/2000.

Z tabeli 2 widać, że systematycznie wzrastał [3] procent świetlności odpowiadający przypadkom zapisanym na taśmę i użytym do analizy fizycznej (kolumna "H1/HERA"). Składa się na to kilka czynników: lepsza praca akceleratora, coraz większe doświadczenie osób będących na dyżurach podczas zbierania danych, a także wzrost efektywności w odrzucaniu tła i mniejszy czas martwy, osiągnięte m.in. poprzez wprowadzenie dodatkowego poziomu trygera.

2.2 Detektor H1

Bogactwo reakcji z różnorodnymi stanami końcowymi w szerokim zakresie energii, żądanie rejestracji i identyfikacji cząstek występujących w tych reakcjach, zarówno leptonów jak i hadronów, nakłada wysokie wymagania na współczesne detektory.

Detektory H1 i ZEUS zainstalowane na HERZE różnią się głównie wyborem kalorymetru [4]. ZEUS używa kompensującego kalorymetru uranowo-scyntylacyjnego [12], który ma bardzo dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą dla hadronów, $\sigma/E = 35\%/\sqrt{E[GeV]}$. Kompensacja oznacza, że stosunek sygnału pochodzącego od cząstek oddziaływujących elektromagnetycznie do sygnału wytworzonego przez hadrony o tej samej energii, e/h jest równy 1. H1 ma kalorymetr z ciekłego argonu [13], który pozwala na bardzo stabilną w czasie i dokładną kalibrację, o dużej segmentacji poprzecznej i podłużnej. Jest to kalorymetr niekompensujący, $e/h = 1.1 \div 1.25$. Jednak stosując metody ważenia [14] można otrzymać równe sygnały dla cząstek oddziaływujących elektromagnetycznie i dla hadronów. Kalorymetr ten ma lepszą energetyczną zdolność rozdzielczą dla elektronów niż kalorymetr uranowo-scyntylacyjny, w którym energia elektromagnetyczna jest mierzona z dokładnością $\sigma/E = 18\%/\sqrt{E[GeV]}$.

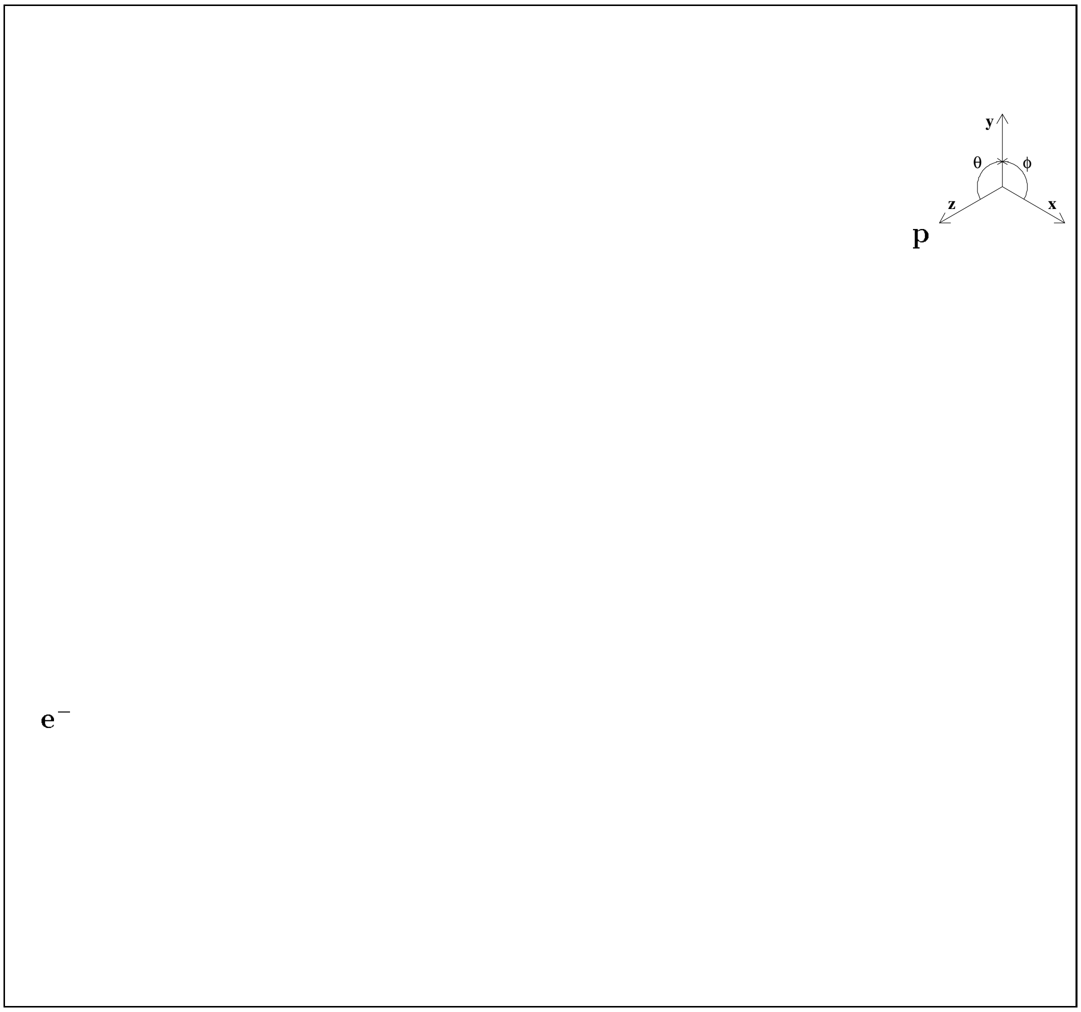
Główne elementy detektora H1, którego szczegółowy opis można znaleźć w [13], przedstawia rysunek 1. Początek układu współrzędnych umieszczony jest w nominalnym punkcie oddziaływania, tzn. w punkcie z=0. Wiązka protonowa wchodzi z prawej strony, w kierunku dodatniej osi z. Współrzędna y skierowana jest do góry, a współrzędna x w stronę środka pierścienia HERY. Kąt biegunowy θ=0 wyznaczony jest przez kierunek wiązki protonowej.

Aparatura H1 składa się z centralnego $\boxed{2}$ i przedniego $\boxed{3}$ detektora śladów, otoczonego przez kalorymetr z ciekłego argonu LAr, który podzielony jest na część elektromagnetyczną $\boxed{4}$ i hadronową $\boxed{5}$. Kalorymetr umieszczony jest wewnątrz nadprzewodzącej cewki $\boxed{6}$, która wytwarza jednorodne pole magnetyczne 1.2 T, równoległe do osi wiązek. Miony wychodzące z kalorymetru argonowego rejestrowane są w komorach mionowych $\boxed{9}$ otaczających żelazo $\boxed{10}$ oraz znajdujących się wewnątrz niego. W zakresie kąta biegunowego $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ wysokoenergetyczne miony rejestrowane są w przednim spektrometrze mionowym $\boxed{11}$. Kalorymetr argonowy obejmuje kąt $4^\circ < \theta < 153^\circ$, co odpowiada zakre-

---

[3] W 1995 roku mielismy problemy z magnesem i przez to straciliśmy sporo danych.

[4] H1 ma od 1995 roku krzemowy detektor wierzchołka, którego nie ma ZEUS, ale dane z niego nie są jeszcze używane w analizie fizycznej.



Rysunek 1: Schematyczny rysunek detektora H1.

sowi pseudorapidity $3.35 > \eta > -1.43$ ($\eta = -lntg(\theta/2)$) i pokrywa cały kąt azymutalny ϕ. Kalorymetr umożliwia pomiar strumienia energii oraz identyfikację elektronów, mionów i hadronów. Elektromagnetyczna część z ołowiem jako absorbentem ma grubość od 20 do 30 dróg radiacyjnych. W części hadronowej absorbentem jest żelazo. Całkowita głębokość obu sekcji jest równoważna od 4.5 (w obszarze centralnym) do 8 (w obszarze do przodu) dróg oddziaływania λ. Odczyt z kalorymetru zapewnia $\sim$ 45000 kanałów elektroniki. Hadronowa energia mierzona jest z dokładnością $\sigma/E = 50\%/\sqrt{E[GeV]}$, natomiast energia elektromagnetyczna znacznie lepiej, $\sigma/E = 12\%/\sqrt{E[GeV]}$. Kalibracja segmentów kalorymetru argonowego została przeprowadzona na wiązkach elektronów i pionów w zakresie energii od 5 GeV do 220 GeV [15]. W kierunku do przodu rurę akceleratora $\boxed{1}$ otacza kalorymetr miedziano-krzemowy (PLUG) $\boxed{13}$, który pokrywa kąt $0.6^\circ < \theta < 3.5^\circ$. W obszarze do tyłu kalorymetr argonowy uzupełnia kalorymetr typu *spaghetti* (SpaCal)

$\boxed{12}$, zbudowany z ołowiu i włókien scyntylacyjnych. Pokrywa on kąt $152° \leq \theta \leq 178°$. Bezpośrednio przed tylnym kalorymetrem, dla polepszenia jego przestrzennej zdolności rozdzielczej znajduje się 8-warstwowa komora dryfowa. Przedni układ do rejestracji śladów $\boxed{3}$ składa się z trzech identycznych supermodułów, z których każdy złożony jest z radialnej i planarnej komory dryfowej, detektora promieniowania przejścia i dwuwarstwowej wielodrutowej komory proporcjonalnej używanej do trygerowania. Pokrywa on obszar kątowy $5° < \theta < 25°$ $(2.79 > \eta > 1.51)$. Obszar środkowy $\boxed{2}$, dla zakresu kąta $15° < \theta < 165°$ $(2.03 > \eta > -2.03)$ obejmuje układ dwóch koncentrycznych komór dryfowych. Na wewnętrznych promieniach tych komór umieszczone są cienkie, wielodrutowe komory proporcjonalne używane do trygerowania, a następnie komory dryfowe przeznaczone do dokładnego pomiaru współrzędnej z-owej toru cząstki naładowanej.

Świetlność mierzona jest poprzez obserwację procesu promieniowania hamowania elektronu w polu elektrostatycznym protonu $ep \longrightarrow e'p\gamma$ dla bardzo małych kątów rozpraszania elektronu ($\theta_{e'} \leq 5\,mrad$). Elektron i foton w stanie końcowym rejestrowane są w koincydencji w kalorymetrach elektromagnetycznych detektora świetlności umieszczonych daleko od punktu przecięcia wiązek w odległości $z = -33.4$ m (licznik elektronowy) i $z = -102.9$ m (licznik fotonowy).

Świetlność można mierzyć także wykorzystując proces elastycznego rozpraszania Comptona $e\gamma^\star \longrightarrow e\gamma$, w którym kwazi-rzeczywisty foton rozprasza się na padającym elektronie [16, 17]. Obie cząstki rejestrowane są albo w tylnym elektromagnetycznym kalorymetrze albo w centralnym kalorymetrze argonowym.

Na przełomie 1994/95 zainstalowano pomiędzy rurą akceleratora a centralnym układem do rejestracji śladów detektory krzemowe [19], które pozwolą osiągnąć zdolność rozdzielczą ~ 70 μm dla położenia wtórnego wierzchołka, dla cząstek naładowanych o pędzie poprzecznym ~ 1 GeV/c.

Dla lepszej analizy procesów dyfrakcyjnych zbudowano przedni spektrometr protonowy oraz przedni detektor neutronów [20].

2.3 Źródła tła

Dla porównania warunków pracy na różnych urządzeniach przyspieszających tabela 3 pokazuje parametry istniejących i przyszłych akceleratorów.

Z prezentowanych liczb widać, że w stosunku do akceleratorów e^+e^-, a szczególnie w porównaniu do zderzaczy $pp/p\bar{p}$, HERA jest w znacznie gorszej sytuacji z powodu niekorzystnego stosunku przekroju czynnego na oddziaływanie ep do przekroju czynnego na zderzenia tła, czyli zderzeń protonów z wiązki z resztkami gazu w rurze akceleratora (*beam-gas collisions*) i z elementami systemu transportu wiązek, nazywanych zwykle zderzeniami wiązki ze ścianami (*beam-wall collisions*). Ponadto stosunek ten pogarsza się ze wzrostem prądów wiązek.

proces	$pp/p\bar{p}$	ep	e^+e^-
σ_{fizyka}	40 mb	10 μb	$\leq$ 40 nb [5]
σ_{tlo}	$A^{2/3}\cdot$ 40 mb	$A^{2/3}\cdot$ 40 mb	150 μb
$\sigma_{fizyka}/\sigma_{tlo}$	1/6	1/24000	1/3800
Akcelerator	LHC [6]	HERA	LEP
L [$10^{31} cm^{-2} s^{-1}$]	4000	1.6	1.7
I_p [mA]	865	163	-
I_e [mA]	-	58	3
$\sigma_{fizyka}/\sigma_{tlo} \cdot L/I_1 \cdot I_2$	0.077	$4.2\cdot 10^{-7}$	$1.3\cdot 10^{-4}$
próżnia [tor]	10^{-11}	10^{-9}	10^{-9}
τ_p [godz]	50	15	-
τ_e [godz]	-	5	5
T [μsek]	0.016	0.1	11

Tabela 3: Porównanie parametrów akceleratorów. A jest liczbą masową jądra gazu w rurze akceleratora z którym zachodzi zderzenie ($< A >$=16), τ_p oznacza czas życia wiązki protonowej a τ_e wiązki elektronowej. T jest odstępem czasowym pomiędzy kolejnymi zderzeniami wiązek.

Źródłem tła dla zderzeń elektron-proton są następujące procesy:

- oddziaływania protonów z resztkami gazu w rurze akceleratora.
  Przekrój czynny na ten jądrowy proces jest $\sigma_{pN} \sim A^{2/3}\cdot$ 40 mb (N oznacza nukleon w jądrze o liczbie masowej A uderzony przez proton). Dodatkowo, stosunkowo nienajlepsza próżnia w pobliżu obszaru zderzenia ep, spowodowana nagrzaniem się rury akceleratora przez promieniowanie hamowania, prowadzi do wzrostu tego typu tła w pobliżu punktu przecięcia się wiązek. Tło to jest trudne do eliminacji, ponieważ nie można wykorzystać jako kryterium odrzucającego wartości współrzędnej z-owej położenia wierzchołka oddziaływania. Przewidywana częstość tego typu tła w obszarze detektora dla projektowanych wartości natężeń wiązek wynosi $\sim$ 50 kHz/m [21].

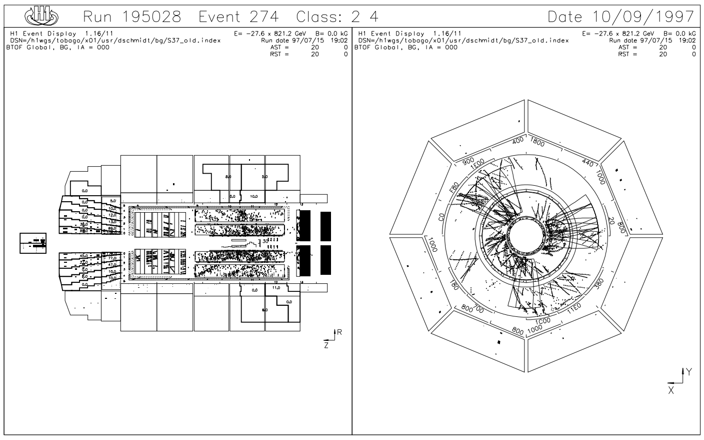
- oddziaływanie elektronów z resztkami gazu w rurze.
  Ze względu na mały przekrój czynny na ten proces, $\sigma_{eN} \sim 200\ \mu b$, wkład ten jest zaniedbywalny.

- oddziaływanie protonów ze ścianami.
  Protony, które wypadły z orbity trafiają w konstrukcję, w której prowadzone są wiązki. Zdarza się to głównie w miejscu lokacji kolimatorów od strony, gdzie protony

---

[5] Dla energii równej masie rezonansu Z^0, w zderzeniach na akceleratorze LEP (*Large Electron Proton Collider*).

[6] Głównym zadaniem trygera na LHC (*Large Hadron Collider*) nie jest redukcja tła pochodzącego od zderzeń wiązki z gazem lub ze ścianami rury akceleratora, ale wybór bardzo rzadkich procesów, np. produkcja cząstki Higgsa, spośród kilkunastu przypadków pp pochodzących z jednego zderzenia wiązek.



Rysunek 2: Przypadek tła zarejestrowany w detektorze H1. Lewa część rysunku przedstawia przekrój podłużny, a prawa przekrój poprzeczny detektora. Widoczna jest duża krotność cząstek w detektorach śladowych oraz w przedniej części kalorymetru LAr.

wchodzą do rury. Oszacowana częstość tych zdarzeń w obszarze detektora, dla projektowanych wartości prądów wiązek jest $\sim$ 100 kHz/m [21].
Przykład takiego zdarzenia ilustruje rysunek 2. Charakterystyczną cechą tych zdarzeń jest bardzo duża krotność cząstek dających sygnały w detektorach śladowych i w przedniej części kalorymetru LAr.

- oddziaływania elektronów ze ścianami.
  Przyczynek od tych procesów jest zaniedbywalny ze względu na mały przekrój czynny a także dlatego, że wiązka elektronowa ma mniejsze natężenie i jest lepiej ogniskowana niż wiązka protonowa.

- promieniowanie synchrotronowe.
  Aby doprowadzić do przecięcia się wiązek, które poruszają się niezależnie, wiązka elektronowa jest zakrzywiana, w wyniku czego powstaje tzw. promieniowanie synchrotronowe. Specjalne maski zabezpieczają detektor przed tym promieniowaniem, a część widoczna w detektorze nie daje dużego przyczynku.

- do tła można też zaliczyć promieniowanie kosmiczne, które z drugiej strony jest bardzo użyteczne i wykorzystywane do kalibracji komór czy kalorymetru. Biorąc pod uwagę powierzchnię detektora H1, $\sim 28\ m^2$ dla kalorymetru i $\sim 8\ m^2$ dla detektorów śladowych oraz strumień promieniowania kosmicznego na poziomą powierzchnię $\sim 1.7 \cdot 10^2 m^{-2} s^{-1}$, oczekujemy 1400 - 4800 cząstek promieniowania kosmicznego na sekundę. Ponieważ jednak topologia tych przypadków różni się znacznie od topologii zderzeń ep, nie stanowią one poważnego problemu dla trygera.

Obserwowane podczas pracy akceleratora częstości tła, przeskalowane przez natężenia prądów wiązek, okazały się być zgodne z przewidywanymi.

2.4 System wyzwalania w eksperymencie H1

Dla zderzeń na HERZE wybór przypadków fizycznych jest szczególnie trudny nie tylko z powodu niekorzystnego stosunku sygnału do tła, ale również z powodu krótkiej odległości czasowej, 96 nsek, pomiędzy kolejnymi zderzeniami. Ponadto nierówność energii zderzających się wiązek powoduje, że topologie przypadków z oddziaływań ep i przypadków tła są do siebie podobne. W obu grupach mamy silnie asymetryczny rozkład cząstek, zgrupowanych pod małymi kątami θ. Te trudne warunki doświadczalne wymuszają wybór przypadków w kilku etapach. W eksperymencie H1 zastosowano schemat 4-poziomowego trygera, aby przy maksymalnie efektywnym wyborze zminimalizować czas martwy, tzn. okres w którym detektor nie rejestruje nowych zdarzeń. Kolejny stopień trygera startuje tylko wtedy, kiedy przypadek zostanie zaakceptowany przez poprzedni poziom. Z każdym kolejnym, wyższym stopniem trygera wzrasta ilość dostępnej informacji, złożoność kryteriów wyboru i w rezultacie wydajność odrzucania tła.

Pewne klasy przypadków mogą omijać niektóre stopnie filtrowania. Takim przykładem są np. zderzenia z bardzo dużą energią zarejestrowaną w kalorymetrze. Są one szczególnie interesujące, ponieważ mogą "zwiastować" nową fizykę. Ponieważ jednak są bardzo rzadkie, powinny być wyjątkowo starannie selekcjonowane już na pierwszym poziomie wyboru, mimo że dostępna w tym czasie informacja jest niepełna. Dla pewnych klas przypadków możliwe jest też osłabienie warunków wyboru na niższych stopniach trygerowania, jeśli mamy dobre algorytmy filtrujące na wyższych poziomach.

Aby zredukować czas martwy, w praktyce do zera, w trygerze poziomu pierwszego (L1) zastosowano ideę potokowania danych [7] (*pipeline*). Dzięki temu czas decyzji może być znacznie wydłużony, w naszym przypadku do 2.3 μsek, mimo krótkiego czasowego odstępu między zderzeniami.

Pozytywna decyzja na pierwszym poziomie trygera (*L1keep*) zatrzymuje wszystkie potoki (*pipelines*) i startuje następny, drugi poziom (L2), który ma już około 20 μsek na podjęcie decyzji. Wtedy też zaczyna się liczyć czas martwy. Sygnał *L2keep* rozpoczyna odczyt danych. Sygnał *L2reject* może przedwcześnie przerwać wczytywanie danych, co spowoduje, że system będzie gotowy na przyjęcie nowego przypadku. Tryger poziomu czwartego (L4) [8] wykorzystujący farmę procesorów RISC, pracuje na pełnej informacji o przypadku, przeprowadza szybką rekonstrukcję i selekcjonuje dane do zapisania na dysku lub taśmie, z częstością 5-10 Hz [9]. Tryger L4 pracuje asynchronicznie, tzn. niezależnie

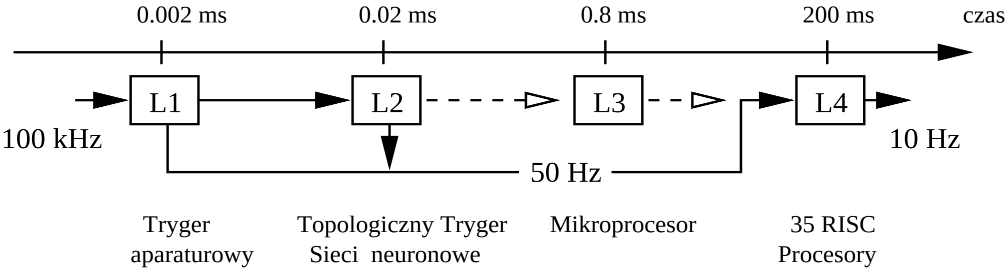
---

[7] Potokowanie oznacza, że przez pewien określony przedział czasu, dane wpływające z różnych podsystemów detektora będą magazynowane w rejestrach (*pipelines*), z których na dany sygnał mogą być z powrotem odczytane. Eksperymenty H1 i ZEUS były pierwszymi eksperymentami fizyki wysokich energii w których zastosowano to rozwiązanie.

[8] Trzeci poziom trygera (L3) jeszcze nie działa. Będzie to w schemacie trygerowym H1 pierwszy całkowicie programowalny poziom (*software trigger*), dysponujący czasem 800 μsek na podjęcie decyzji i mający już dostęp do znacznie szerszej informacji o przypadku niż dwa poprzednie poziomy, które są trygerami aparaturowymi (*hardware triggers*).

[9] Całkowita moc obliczeniowa farmy procesorów ogranicza wejściową częstotliwość dla poziomu L4.

od częstości zderzeń wiązek i nie wprowadza dodatkowego czasu martwego. Rysunek 3 przedstawia schematycznie układ wyzwalania w eksperymencie H1, a w tabeli 4 podane są niektóre parametry tego układu.



Rysunek 3: Poziomy układu wyzwalania w eksperymencie H1. Linie ciągłe i pełne strzałki oznaczają aktualnie działający schemat, czyli poziomy L1, L2 i L4. Linie przerywane i puste strzałki oznaczają przewidywany, ale jeszcze nieaktywny poziom L3. Na osi podany jest przedział czasu, dostępny dla analizy na danym poziomie trygera. Wartość 100 kHz jest wejściową częstością dla trygera L1 w sprzyjających warunkach pracy akceleratora. 10 Hz oznacza maksymalną dopuszczalną częstość zapisu danych na urządzenia zewnętrzne.

poziom trygera	wyjściowa częstość	czas martwy
L1	$(1 \div 5)$ kHz	0 %
L2	$(50 \div 200)$ Hz	11.5 %
L4	$(\ 5 \div 10)$ Hz	0 %

Tabela 4: Niektóre parametry obecnego układu wyzwalania eksperymentu H1. Podane wartości wyjściowej częstości oznaczają dopuszczalny ich zakres.

Podczas pierwszych lat zbierania danych drugi poziom trygera nie był jeszcze zainstalowany. Brak pośrednich poziomów wyzwalania kompensowany był przez niższą wartość świetlności. Jednakże w miarę jej wzrostu, jeśli nie wprowadzimy dodatkowego stopnia selekcji, mamy do wyboru dwie możliwości: albo zaakceptować wysoki czas martwy, albo wprowadzić duże wstępne czynniki skalujące [10] (*prescale factors*) do tłumienia tych trygerów, których częstości są za wysokie. Oba rozwiązania są niekorzystne, ponieważ prowadzą do trudnej do kontroli utraty przypadków. Dlatego staramy się ich w miarę możliwości unikać, wykorzystując dodatkowe poziomy wyboru do obniżenia częstości do wymaganej wartości.

---

[10] Czynnik skalujący n oznacza, że tylko co $n-ty$ przypadek, który byłby zaakceptowany przez dany tryger wyzwala *L1keep*, pozostałe $n-1$ przypadki są stracone, chyba, że zostaną zaakceptowane przez inny tryger. Dlatego rozróżnia się między nieprzeskalowanymi trygerami (*raw subtriggers*) i trygerami po przeskalowaniu (*actual subtriggers*), które decydują o akceptacji przypadku.

2.4.1 Tryger poziomu pierwszego

Tryger poziomu pierwszego (L1) składa się z sygnałów trygerowych od poszczególnych części detektora jak np. kalorymetru czy komór śladowych. Z sygnałów tych buduje się tzw. elementy trygerowe (*trigger elements*, TE), których liczba wynosi obecnie 256. Elementem trygerowym może być np. energia zarejestrowana w kalorymetrze, sygnał z komór mionowych czy z licznika elektronów. Centralna logika trygerowa (CTL) tworzy z tych elementów poprzez logiczne operacje 128 warunków trygerowania, tzw. podtrygerów (*subtriggers*, ST), których logiczna suma daje sygnał *L1keep*, jeśli choć jeden z podtrygerów sygnalizuje, że żądany przez niego warunek został spełniony. Oznacza to akceptację przypadku i zainicjalizowanie drugiego poziomu trygera. Optymalizacja warunków do akceptacji przypadków jest procedurą iteracyjną i wymaga analizy wyników ze zbieranych na bieżąco danych. Zachowanie się trygera, częstość wyjściowa (*output rate*) i związany z tym czas martwy mogą się zmieniać pod wpływem zmieniających się w czasie parametrów wiązek. Dlatego wprowadzone zostały cztery fazy trygerowania, różniące się wyborem warunków trygerowania, czyli ustawieniem tzw. maski trygerowej. Wybór fazy zależy od tego, jak silne jest tło [11]. Pewne części detektora są bardziej wrażliwe, jak np. komory śladowe i nie można ich włączać, jeśli poziom tła nie spadnie poniżej pewnego progu, ponieważ za wysoki prąd w komorach, generowany przez to tło, mógłby je uszkodzić. Dlatego w początkowej fazie, kiedy tło jest największe, opieramy się głównie na sygnałach z kalorymetru. Dzięki temu nie tracimy danych, gdy świetlność jest największa (świetlność spada w czasie, gdyż natężenie wiązek maleje). Ponieważ jednak informacja użyta przy trygerowaniu jest uboższa, rejestrowane przypadki muszą mieć bardzo wyraźną sygnaturę, wyróżniającą je od tła. Taką klasę stanowią przykładowo zdarzenia charakteryzujące się bardzo dużą i silnie skupioną energią widoczną w detektorze.

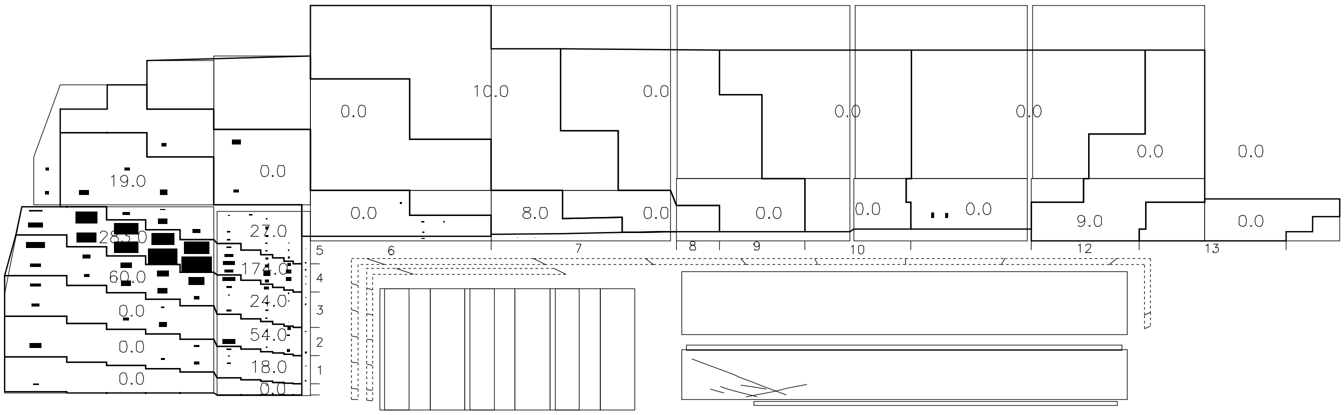
Różne elementy trygera, które są związane z poszczególnymi częściami detektora, można podzielić na trzy grupy:

1) systemy trygerowe ukierunkowane na energię

a) Na sygnałach o energii zarejestrowanej w kalorymetrze argonowym i w kalorymetrze SpaCal oparte są trygery kalorymetryczne. Kalorymetr argonowy podzielony jest na wieże trygerowe (*Trigger Towers*, TT), o granulacji 23×32 odpowiednio w kącie θ i ϕ. Stanowią one podstawowe elementy do budowy trygera kalorymetrycznego [22, 13]. Geometria tych wież została tak dobrana, by wskazywały na wierzchołek oddziaływania w punkcie $z = 0$. Wieże trygerowe, maksymalnie 4, łączone są następnie w duże wieże (*Big Towers*, BT). Każda duża wieża dostarcza informacji do trygera. Mierzona jest oddzielnie część elektromagnetyczna i część hadronowa energii zarejestrowanej w dużej wieży. Łącznie mamy możliwość odczytu 256 dużych wież, 240 w samym kalorymetrze argonowym, 8 w kalorymetrze SpaCal i 4 w kalorymetrze PLUG (4 wieże nie są wykorzystane). Rysunek 4 pokazuje przekrój kalorymetru LAr w płaszczyźnie rz. Zaznaczony jest podział kalorymetru w kącie θ na 14 dużych wież, którym odpowiadają indeksy Θ= 0,1...13. Podział w kącie ϕ

---

[11] Obecnie przejście z jednej fazy do drugiej jest zautomatyzowane, dzięki programowi analizującemu na bieżąco częstość wyjściową trygera i czas martwy.



Rysunek 4: Przekrój kalorymetru w płaszczyźnie rz i podział na duże wieże. Zaznaczone są indeksy Θ (z wyjątkiem Θ =0)) dla dużych wież. W częściach elektromagnetycznej (dolnej) i hadronowej (górnej) dużych wież podane są odpowiednio wartości (w MeV) energii elektromagnetycznej i hadronowej dla konkretnego przypadku. Wartość zarejestrowanej energii przedstawiona jest również w postaci prostokątów. Ich wielkość ilustruje wyraźnie znaczną energię hadronową zlokalizowaną w przedniej części kalorymetru.

zmienia się od 8 do 32, w zależności od kąta θ, jak przedstawiono w tabeli 5. Widać, że obszar do przodu, ze względu na kinematykę procesów na HERZE, ma większą granulację niż obszar centralny.

Tryger może zostać wyzwolony jeżeli zarejestrowana energia w dużej wieży przewyższa pewną, ustaloną dla tej wieży wartość progową. Sygnałem trygerowym może być również suma energii w trzech określonych obszarach kątowych kalorymetru argonowego, wymienionych w tabeli 5, w kalorymetrze SpaCal i w kalorymetrze PLUG. Także asymetria w energii poprzecznej obserwowana w oddziaływaniach z prądem naładowanym może być sygnałem trygerowym.

2) systemy trygerowe ukierunkowane na detekcję wierzchołka oddziaływania

a) Informacje z centralnych komór proporcjonalnych, wewnętrznej (CIP) i zewnętrznej (COP), oraz przedniej komory proporcjonalnej (FPC) wykorzystywane są do określenia współrzędnej z-owej wierzchołka zderzenia (*z-vertex trigger*, [23, 13]). Cząstka wychodząca z punktu z=0 przechodzi przez 4 warstwy komór proporcjonalnych (rysunek 5). Odpowiednie segmenty (*pads*), w których zarejestrowano sygnał, łączy się w tzw. *promienie* (*Rays*). Obszar około ± 40 cm wokół punktu z=0 jest podzielony na 16 równych przedziałów (*bins*) o długości 5.4 cm. Promienie, które po przedłużeniu przecinają oś z w tym obszarze, dają wkład do histogramu położenia wierzchołka, jak przedstawiono na rysunku 5. Te, które pochodzą z punktu oddziaływania (linie ciągłe na rysunku 5) tworzą w histogramie maksimum (zaczernione

Indeks Θ	kąt θ	Liczba podziałów w kącie ϕ
Obszar do przodu *(Inner Forward)* **(IF)**		
0	4.7^0	8
1	7.0^0	16
2	9.7^0	16
3	12.6^0	32
4	15.2^0	32
5	18.5^0	16
Obszar centralny *(Forward Barrel)* **(FB)**		
6	24.3^0	16
7	31.7^0	16
8	42.9^0	16
9	58.6^0	16
Obszar centralny *(Central Barrel)* **(CB)**		
10	80.2^0	16
11	107.0^0	16
12	131.7^0	16
13	146.5^0	8

Tabela 5: Podział kalorymetru argonowego na duże wieże. Podane wartości θ oznaczają dolną granicę kąta θ dla dużej wieży o danym indeksie Θ.

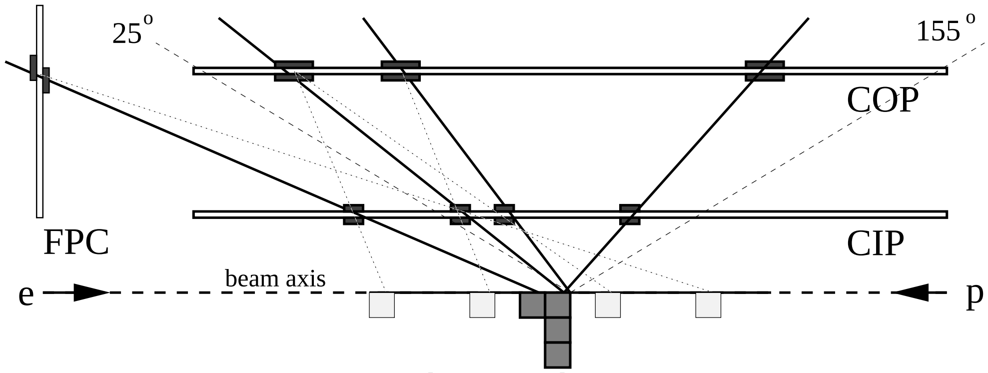
kwadraciki na rysunku 5). Pozostałe wejścia, pochodzące od fałszywych kombinacji sygnałów (linie przerywane na rys. 5) i trafiające przypadkowo w zakres histogramu, dają płaski rozkład.

Te promienie, które trafiają w maksimum histogramu nazywane są *dużymi promieniami* (*Big Rays*, BR). Są one przyporządkowane elementom macierzy $\theta\phi$ o granulacji 14×16 (kąt biegunowy× kąt azymutalny). Taka granulacja w kącie biegunowym została dopasowana do podziału kalorymetru argonowego na duże wieże. Duże promienie w obszarze do przodu (*Forward Big Rays*), o indeksach Θ od 0 do 5 (tabela 5), tworzone są z sygnałów z CIP i z FPC. Duże promienie w obszarze centralnym (*Central Big Rays*), o indeksie Θ od 5 do 13, tworzone są z sygnałów z CIP i z COP [12].

b) Sygnały z centralnych komór dryfowych są używane do znajdywania śladów w płaszczyźnie $r\phi$, wychodzących z punktu z=0 (*DCrϕ-trigger*, [24, 13]). Cząstka o pędzie poprzecznym p_t > 400 MeV może już być zarejestrowana przez tryger DCrϕ. Z kombinacji możliwych sygnałów, ślady wybierane są poprzez zdefiniowane wcześniej tzw. maski śladowe i następnie klasyfikowane według ładunku i wielkości pędu poprzecznego. Mały pęd poprzeczny p_t zdefiniowany jest jako 400 MeV<

---

[12] Dla indeksu Θ=5 mamy możliwość wyboru pomiędzy dwiema definicjami dużych promieni, jak ilustruje to rysunek 21.



Rysunek 5: Definicja promieni i powstawanie histogramu współrzędnej z-owej wierzchołka oddziaływania. Linie ciągłe symbolizują cząstki wychodzące z wierzchołka oddziaływania. Linie przerywane przedstawiają fałszywe kombinacje, które przypadkowo przecinają oś z w obszarze histogramu. Centralne komory proporcjonalne oznaczone są jako CIP i COP, natomiast przednia komora proporcjonalna jako FPC.

p_t <800 MeV, a duży jako $p_t >$ 800 MeV. Płaszczyzna rϕ podzielona jest na 45 przedziałów, do których przyporządkowuje się odpowiednio znalezione ślady.

c) Bardzo dobra czasowa zdolność rozdzielcza centralnych komór dryfowych pozwala na powiązanie zdarzenia z określonym przecięciem się wiązek [13] (*bunch crossing*) i wyznaczenie tzw. czasu t_0, tzn. czasu, w którym zaszło zaakceptowane oddziaływanie.

d) Także systemy pomiaru czasu przelotu (ToF) rekonstruują czasową współrzędną pierwotnego wierzchołka, rozpoznając na podstawie różnicy czasu przelotu cząstki z tła, np. od oddziaływań (przed wejściem do detektora) protonów wiązki z kolimatorami, od cząstek ze zderzeń *ep*. Również informacje czasowe z kalorymetru SpaCal, dzięki swojej wysokiej precyzji ($\sim$ 1 nsek), spełniają taką funkcję.

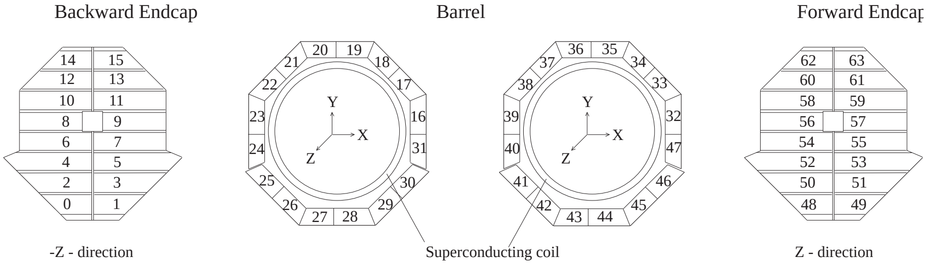
3) systemy trygerowe zorientowane na identyfikację cząstek.

a) Miony o energii $\geq$ 2 GeV są identyfikowane poprzez sygnały w detektorach mionowych, w które wyposażone jest żelazo, stanowiące jarzmo magnesu. Obejmowany zakres kątowy podzielony jest na część centralną (*barrel region:* $35° \leq \theta \leq 130°$), przednią (*forward endcaps:* $5° \leq \theta \leq 35°$) i tylną (*backward endcaps:* $130° \leq \theta \leq 171°$). Każda z tych części składa się z 16 modułów jak ilustruje rys. 6.

Jeżeli określona liczba komór mionowych w danym module zadziała, wtedy sygnał z systemu mionowego wyzwala odpowiedni element trygerowy. Informacja trygerowa zawiera dane o tym w jakim zakresie kąta ϕ, (który moduł) zarejestrowano mion i jaka jest krotność śladów na moduł. Na poziom drugi przekazywana jest także informacja o pozycji sygnału w czterech obszarach kąta θ: centralnym, podzielonym na

---

[13] Czas między dwoma kolejnymi zderzeniami używany jest na HERZE jako jednostka czasu, którą nazywać będę taktem HERY. 1 takt HERY odpowiada 96 nsek.



Rysunek 6: Moduły detektora mionowego.

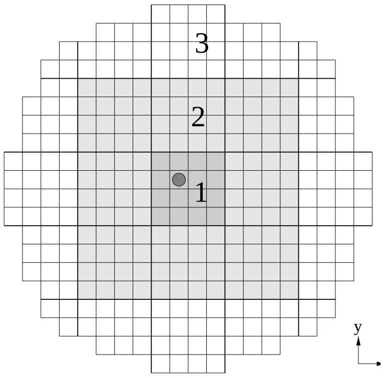
przednią (*forward barrel*) i centralną beczkę (*central barrel*), oraz tylnym i przednim.

Miony o energii między 5 GeV a 200 GeV wyzwalają system trygerowy przedniego spektrometru mionowego. Dla analizy trygerowej na drugim poziomie dostępne jest położenie śladu w ośmiu przedziałach kątów ϕ i θ.

b) W procesach głęboko-nieelastycznego rozpraszania elektron-proton, wysokoenergetyczny rozproszony elektron identyfikowany jest poprzez obecność elektromagnetycznego skupiska w kalorymetrze argonowym (dla $Q^2 > 100$ GeV^2) lub w kalorymetrze SpaCal (dla wartości 4 GeV$^2 < Q^2 < 100$ GeV^2).
Rys. 7 przedstawia segmentację kalorymetru SpaCal. Tzw. inkluzywny tryger elektronowy (*Inclusive Electron Trigger*, IET [25]) dostarcza informacji o energii dla 4×4 sąsiednich cel, łącznie dla 320 takich układów cel. Energia ta jest porównywana z trzema progami energetycznymi, które mogą się zmieniać między 100 MeV i 20 GeV. Obecność skupiska o energii powyżej zdefiniowanego progu jest sygnałem trygerowym.

Wymieniłam tylko te elementy w układzie trygerowym, które dostarczają informacji na poziom drugi. Nie wszystkie bowiem sygnały dostępne na pierwszym poziomie trygera są przekazywane na wyższy poziom.

Może należy dodać, że sygnały trygerowe muszą być do dyspozycji w odpowiednio krótkim przedziale czasowym, aby nie zwiększać czasu martwego. Natomiast nie jest wymagane bardzo dokładne określenie wartości sygnału. Dlatego systemy elektroniczne dla sygnałów trygerowych są inne od tych, które dostarczają informacji wykorzystywanych w końcowej analizie fizycznej. Przykładowo, dla kalorymetru argonowego, analogowy sygnał pochodzący od energii zarejestrowanej w dużej wieży zamieniany jest przy pomocy szybkiego konwertera analogowo-cyfrowego (*Flash Analog Digital Converter*, FADC) na 8-bitowy liczbę. Mamy więc do dyspozycji wartości od 0 do 255, tzw. liczby zliczeń FADC, które są miarą energii zarejestrowanej w dużej wieży. Jedno zliczenie FADC odpowiada 0.125 GeV. W oparciu o wartości energii wyrażone w tych jednostkach, ustalane są w trygerze kalorymetrycznym progi energetyczne przy wyborze dużych wież z określoną energią.



Rysunek 7: Poprzeczny przekrój kalorymetru SpaCal. Zaznaczone obszary pokazują zakresy stosowania progów energetycznych w trygerze kalorymetru SpaCal. Obszar 1 otacza rurę akceleratora oznaczoną na rysunku jako kółeczko.

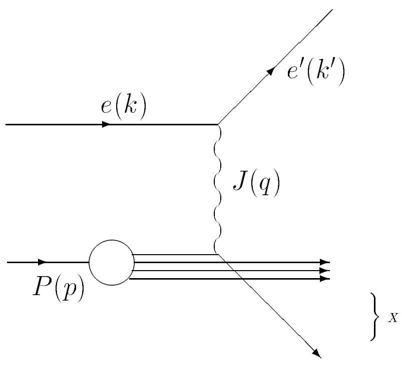
Z opisu informacji dostarczanych do trygera z kalorymetru czy też z detektorów śladowych widać, że w trygerze nie operujemy bezpośrednio wartościami kątów θ i ϕ, ale indeksami Θ i Φ, które są liczbami całkowitymi i odpowiadają określonym zakresom tych kątów. Mamy więc zadany z góry podział płaszczyzny (θ, ϕ) i sygnały, przyporządkowane tym zdefiniowanym przedziałom. Sygnały te, to również są liczby całkowite, reprezentujące zakodowaną w określonej liczbie bitów informację o wysokości danego sygnału, będącą miarą np. zarejestrowanej energii lub ilości śladów. Informacja przekazywana w tej postaci z pierwszego poziomu trygera stanowi wejściowe dane do analizy przeprowadzonej przez tryger drugiego poziomu.

3 Fizyka zderzeń *ep*

Rozpraszanie wysoko-energetycznych leptonów na nukleonach odgrywa istotną rolę w zrozumieniu struktury materii. Na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych eksperymenty w SLAC [26] odkryły, że proton ma wewnętrzną strukturę, co stało się podstawą sformułowania przez Feynmana [27] partonowego modelu budowy nukleonów. Kolejne eksperymenty na stałej tarczy [28] wniosły podstawowy wkład do zrozumienia opisu własności partonów przez perturbacyjną QCD. Dlatego z zainteresowaniem oczekiwano na wyniki z eksperymentów na HERZE w nowych, niedostępnych dotąd obszarach kinematycznych. Nowe dane nie zawiodły oczekiwań, nie tylko rozszerzając naszą wiedzę o strukturze znanych cząstek, ale i inspirując do szukania nowych zjawisk.

3.1 Kinematyka zderzenia lepton-proton

Proces badania wewnętrznej struktury wiązkami leptonowymi zwany jest głęboko-nieelastycznym rozpraszaniem (*Deep Inelastic Scattering, DIS*). Podstawowy diagram dla głęboko-nieelastycznego rozpraszania *ep* przedstawiony jest na rysunku 8.



Rysunek 8: Podstawowy diagram dla głęboko-nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie. p oznacza czteropęd padającego protonu, a k czteropęd padającego elektronu. Rozproszony elektron e' ma czteropęd k'. Końcowy stan hadronowy jest oznaczony przez X, a $J(q)$ symbolizuje wymieniany bozon o czteropędzie q.

Padający elektron oddziaływuje poprzez wymianę bozonów pośredniczących neutralnych γ, Z^0 lub naładowanych W z kwarkiem z protonu. Kwark ten zostaje wybity, pozostawiając rozbity proton (*proton remnant*). Oba te obiekty następnie hadronizują w stan końcowy X. Ponieważ zarówno wybity kwark jak i pozostałość z uderzonego protonu niosą kolor, następuje przepływ koloru między tymi obiektami i w efekcie oczekujemy, że obszar między nimi będzie wypełniony cząstkami. Rozpraszania z wymianą bozonu γ lub Z^0 nazywane są procesami z prądem neutralnym (*Neutral Current, NC*), natomiast te z wymianą bozonu W – procesami z prądem naładowanym (*Charged Current, CC*). Neutralna i naładowana składowa elektrosłabego prądu mogą być zidentyfikowane poprzez obecność elektronu albo neutrina w stanie końcowym. Przy ustalonej energii w układzie środka masy zderzenia ep kinematyka inkluzywnego rozpraszania:

$$ep \longrightarrow lX\ ; \quad l = e, \nu$$

określona jest przez dwie niezależne zmienne, które standardowo wybiera się spośród x, y i Q^2.

Q^2 jest kwadratem masy wymienianego bozonu i określa jego wirtualność. Q^2 wylicza się z przekazu czteropędu w wierzchołku leptonowym:

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$$

gdzie k i k' oznaczają czteropędy padającego i rozproszonego elektronu.

Zmienna y w układzie spoczynkowym protonu stanowi część energii elektronu przekazaną protonowi. Zdefiniowana jest jako:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \sim \frac{2}{s} q \cdot p$$

gdzie p jest czteropędem protonu, a $\sqrt{s}$ jest energią całkowitą w układzie środka masy zderzenia ep:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p+k)^2} \approx \sqrt{4E_pE_e}$$

Wszystkie przybliżenia są przy zaniedbaniu masy padających cząstek.

Dla energii padającego elektronu $E_e = 27.5$ GeV i energii padającego protonu $E_p = 820$ GeV, $\sqrt{s}$ ma wartość ≈ 300 GeV, co dla zderzeń na stałej tarczy jest równoważne wiązce elektronowej o olbrzymiej energii ~ 50 TeV.

W naiwnym modelu kwarkowo-partonowym (*QPM - Quark Parton Model*), tzn. w modelu partonowym bez efektów QCD, zmienna x, zwana x-Bjorkena, mierzy część pędu protonu niesioną przez uderzony kwark:

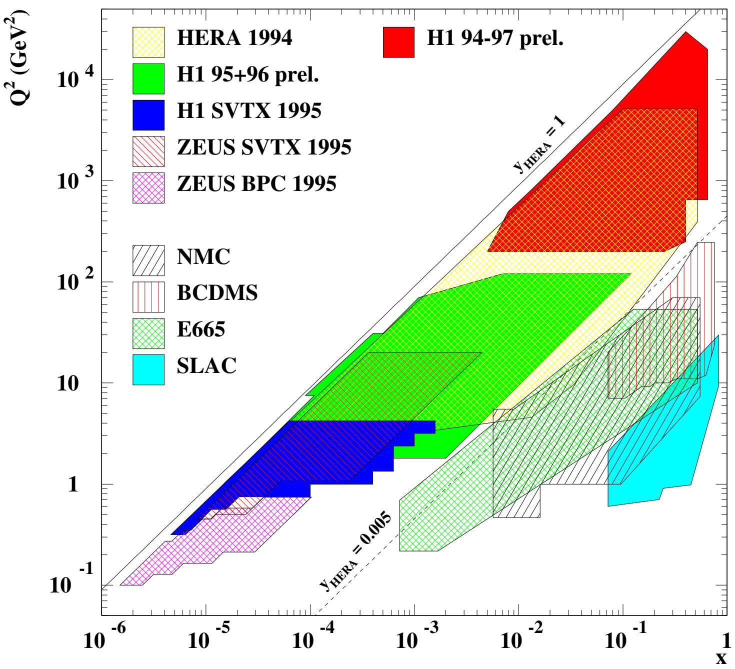
$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{ys}$$

Masę niezmienniczą hadronowego stanu końcowego X, równą całkowitej energii w układzie środka masy γp, określamy z zależności:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(q+p)^2} \sim Q^2 \frac{1}{(x-1)}$$

natomiast masę cząstki, która powstałaby z anihilacji padającego leptonu z kwarkiem z protonu definiujemy jako:

$$M = \sqrt{sx} = \sqrt{\frac{Q^2}{y}}$$



Rysunek 9: Obszary kinematyczne dostępne w eksperymentach na stałej tarczy (E665, NMC, SLAC, BCDMS) i na HERZE (H1 i ZEUS). H1 SVX i ZEUS SVX są to dane zebrane w specjalnych warunkach (*shifted vertex data*): punkt przecięcia się wiązek został przesunięty o 70 cm w kierunku do przodu. ZEUS-BPC oznacza dane zebrane przy użyciu tylnego kalorymetru (*beam pipe calorimeter*), zlokalizowanego ~ 5 cm od osi wiązki protonowej.

Rysunek 9 ilustruje nowy zakres kinematyczny, jaki w badaniach struktury nukleonu otworzyła HERA. Energia w układzie środka masy zderzenia ep jest $\sim$ 10-krotnie większa od energii osiąganych w eksperymentach na stałej tarczy. Powoduje to wzrost maksymalnej wartości przekazywanego czteropędu o dwa rzędy wielkości, do wartości $Q^2 \sim 10^5$ GeV^2. Bardzo istotne jest też rozszerzenie zakresu zmiennej x w stronę małych wartości, do $x \sim 10^{-6}$, czyli prawie trzy rzędy wielkości mniejszych od mierzonych dotychczas. Dostęp do tak małego x był możliwy dzięki przesunięciu wierzchołka oddziaływania o kilkadziesiąt centymetrów w kierunku do przodu. Aby osiągnąć dodatkowo bardzo małe wartości $Q^2 \sim 1$ GeV^2, w eksperymencie ZEUS został zainstalowany mały elektromagnetyczny kalorymetr BPC [29] (*beam pipe calorimeter*), dla pomiarów rozproszonego pod niewielkim kątem elektronu.

Szeroki zakres zmienności Q^2 pozwala badać zarówno procesy głęboko-nieelastycznego rozpraszania, gdzie $Q^2 \gg 0$ jak i procesy fotoprodukcji, w których $Q^2 \sim 0$ i wymieniany foton jest prawie rzeczywisty. Dla tych procesów HERA jest źródłem zderzeń o energii w układzie środka masy γp o rząd wielkości wyższej niż w obecnych eksperymentach leptonowych na stałej tarczy.

W następnych rozdziałach przedstawię wybrane wyniki ze zderzeń *ep* dla procesów, w których do wyboru przypadków wprowadzono topologiczny tryger drugiego stopnia.

3.2 Fotoprodukcja

W procesach fotoprodukcji przy wysokiej energii mamy dwa różne mechanizmy: *"bezpośrednią"* fotoprodukcję (*direct photon interaction*), gdzie rzeczywisty fotony oddziaływuje z materią bezpośrednio, poprzez punktowe wiązanie do partonów w hadronie lub poprzez swoją hadronową składową i tzw. *"rozdzieloną"* fotoprodukcję (*resolved photon interaction*), gdzie foton zachowuje się jak obiekt złożony z kwarków i gluonów. W tym drugim mechaniźmie, partonowa składowa fotonu oddziaływuje poprzez twarde rozproszenie z partonową składową protonu.

Doświadczalnie stosuje się dwie metody wyboru przypadków fotoprodukcji:

a) przypadki "znaczone" (*tagged events*), w których rozproszony pod małym kątem ($\leq$ 5 mrad) elektron identyfikowany jest w detektorze elektronów (*elektron tagger*). Warunek rejestracji elektronu ogranicza akceptację tej klasy przypadków do zakresu $3 \cdot 10^{-8} < Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2, a w konsekwencji statystykę zarejestrowanych przypadków. Na tej próbce można badać fotoprodukcję dla średniej energii $W_{\gamma p} \sim 200$ GeV,

b) przypadki "nieznaczone" (*untagged events*) – są to przypadki bez warunku na obecność rozproszonego elektronu w detektorze elektronów, tylko z żądaniem, aby w głównym detektorze nie identyfikowano elektronu, co oznacza, że Q^2 jest ≤ 4 GeV^2.

Jednym z ważniejszych aspektów fotoprodukcji jest produkcja ciężkich kwarków c i b. W zderzeniach *ep* ciężkie zapachy produkowane są prawie wyłącznie w parach $q\overline{q}$, głównie w procesach elastycznego i dyfrakcyjnego rozpraszania.

Kwarki powabne są wykrywane poprzez poszukiwanie hadronów zawierających kwark c, takich jak mezony D^* lub D, czy też J/ψ i ψ'.

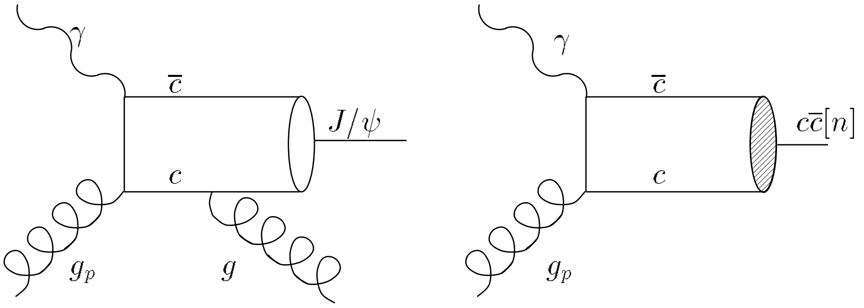
Przykład procesu, którego badanie jest interesujące a utrudnione ze względu na małą statystykę zebranych przypadków, jest nieelastyczna produkcja mezonu J/ψ. Opublikowane dotychczas przez współpracę H1 wyniki są dla analizy, w której mezony J/ψ są identyfikowane poprzez rozpad $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ [30].

Dla rozróżnienia elastycznej i nieelastycznej produkcji J/ψ używa się zmiennej z, zdefiniowanej następująco:

$$z = \frac{p \cdot p_{J/\psi}}{p \cdot q}$$

gdzie $p_{J/\psi}$ oznacza czteropęd mezonu J/ψ. W układzie spoczynkowym protonu z jest częścią energii fotonu zabraną przez mezon J/ψ. Dla przypadków elastycznego i dyfrakcyjnego rozpraszania $z \sim 1$. Wybierając przypadki o $z < 0.9$ otrzymujemy czystą próbkę zderzeń nieelastycznych. Teoretyczny opis nieelastycznej produkcji J/ψ oparty jest na mechaniźmie fuzji gluonowo-bozonowej, w którym tworzenie pary $c\overline{c}$ zachodzi poprzez twarde oddziaływanie wyemitowanego z elektronu fotonu z gluonem z protonu (rysunek 10). Twarde oddziaływanie jest policzalne w perturbacyjnej QCD, a sam proces jako czuły na zawartość gluonu w protonie jest klasycznym sposobem na badanie funkcji gęstości gluonu w protonie [31]. Równie interesującym zagadnieniem jest badanie mechanizmów produkcji ciężkich kwarków, które pozwala na testy perturbacyjnej QCD w następnym rzędzie rachunku zaburzeń, a także na badanie powiązań między perturbacyjną i nieperturbacyjną dynamiką QCD [32, 33]. Kreacja ciężkich kwarków w procesie twardego rozpraszania opisywana jest przez perturbacyjną QCD, natomiast przejście do fizycznego stanu końcowego wprowadza nieperturbacyjne aspekty.

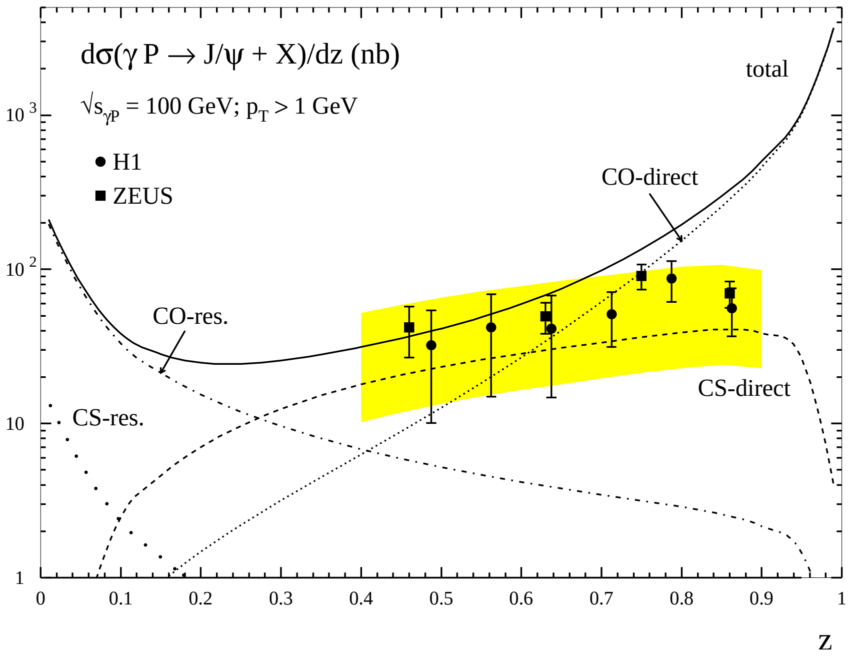
Tworzenie się związanego stanu J/ψ jest dość dobrze opisywane przez model kolorowego singletu (CS) [34], w którym rozpatruje się tylko produkcję najniższego stanu układu $c\overline{c}$. W celu transformacji pary $c\overline{c}$ w niekolorowy singletowy stan J/ψ, musi zostać wyemitowany przynajmniej jeden twardy gluon (lewy diagram na rysunku 10). Radiacja gluonu z linii kwarkowej jest częścią twardego oddziaływania. Ostatnio wzrosło zainteresowanie modelem kolorowego oktetu (CO) [35], który tłumaczy obserwowany w zderzeniach $p\overline{p}$ nadmiar mezonów J/ψ z dużym pędem poprzecznym, w stosunku do przewidywań modelu CS ([36]). W modelu kolorowego oktetu rozważa się produkcję wszystkich możliwych stanów układu $c\overline{c}$, nie tylko stanu singletowego, ale również stanów z kolorowego oktetu. Przejście z kolorowego stanu $c\overline{c}$ do niekolorowego stanu fizycznego zachodzi nieperturbacyjnie, poprzez emisję miękich gluonów (prawy diagram na rysunku 10).



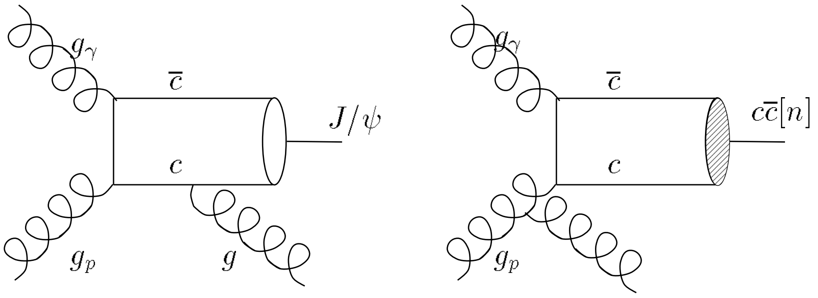
Rysunek 10: Produkcja mezonu J/ψ poprzez fuzję gluonowo-bozonową w modelu kolorowego singletu (lewy graf) i w modelu kolorowego oktetu (prawy graf). $c\overline{c}[n]$ oznacza możliwe stany układu $c\overline{c}$.

Prawdopodobieństwo przejścia do stanu J/ψ wylicza się z rachunku na siatkach, albo z dopasowania do doświadczenia. Otrzymane, np. w eksperymencie na Tevatronie wartości, można zastosować do przewidywań na HERZE. Dlatego dla wytestowania modelu istotne jest porównanie z danymi z różnych eksperymentów.

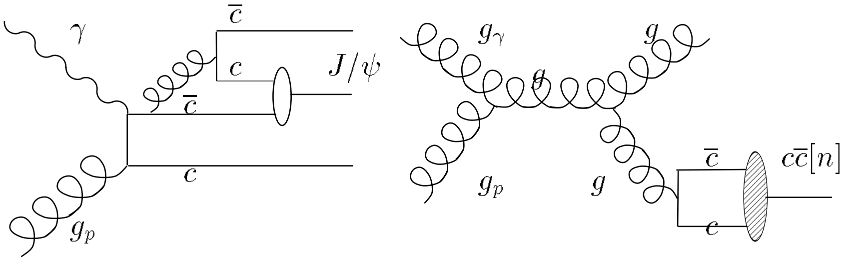
Dla wartości w zakresie $0.45 < z < 0.9$, które obejmują dotychczas analizowany obszar z, wyniki z HERY są zgodne z przewidywaniami modelu kolorowego singletu w następnym rzędzie wiodących logarytmów i nie wskazują na potrzebę uwzględnienia przyczynków od modelu kolorowego oktetu, jak ilustruje rysunek 11, chociaż należy pamiętać, że teoretyczne przewidywania tego modelu są obarczone dość dużą niepewnością, szczególnie dla dużych z.



Rysunek 11: Różniczkowy przekrój czynny na nieelastyczną produkcję mezonów J/ψ w funkcji zmiennej z. Zaciemniony obszar oznacza niepewności obliczeń teoretycznych wynikające z niepewności na masę kwarku c i stałą α_s.



Rysunek 12: Produkcja mezonu J/ψ poprzez ”*resolved*” foton w modelu kolorowego singletu (lewy graf) i w modelu kolorowego oktetu (prawy graf). $c\bar{c}[n]$ oznacza możliwe stany układu $c\bar{c}$.



Rysunek 13: Produkcja mezonu J/ψ poprzez fragmentację partonów w stanie końcowym w modelu kolorowego singletu (lewy graf) i w modelu kolorowego oktetu (prawy graf). $c\bar{c}[n]$ oznacza możliwe stany układu $c\bar{c}$.

Dla mniejszych wartości z zaczynają mieć znaczenie procesy typu *resolved*, przedstawione na rys 12. Ich wkład jest szczególnie duży w modelu kolorowych oktetów (rysunek 12, prawy graf) i prowadzi do 10-krotnego wzrostu przekroju czynnego [37] dla $z < 0.1$ (rysunek 11). Także rozważany od niedawna proces produkcji mezonów J/ψ poprzez fragmentację partonów w stanie końcowym (rysunek 13) jest nie do zaniedbania dla małych wartości z. Już dla $z < 0.4$ daje wkład przewyższający przyczynek od fuzji gluonowo-bozonowej [38]. Jak widać z rysunku 11 bardzo potrzebny jest wzrost statystyki, zarówno dla rozszerzenia obszaru z, szczególnie w stronę małych wartości z, jak i dla zmniejszenia błędów statystycznych, co pozwoliłoby na lepsze rozróżnienie między modelami. Większa liczba przypadków umożliwiłaby także testowanie przewidywań dyskutowanych modeli w zależności od innych zmiennych kinematycznych, np. pędu poprzecznego mezonu J/ψ, czy też energii zderzenia w układzie środka masy foton-proton.

Dzięki wprowadzonemu elementowi topologicznego trygera L2 dla przypadków nieelastycznej produkcji mezonów J/ψ (rozdz. 6.1.2) rozpadających się następnie na parę e^+e^-, udało się kilkakrotnie zwiększyć dotychczasową statystykę. Należy więc oczekiwać nowych wyników dla nieelastycznej produkcji mezonu J/ψ w procesach fotoprodukcji, opartych na wspólnych danych z elektronowego i mionowego kanału rozpadu tej cząstki.

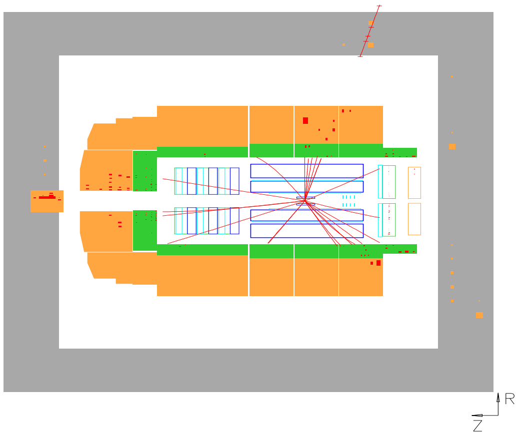
Pierwsza obserwacja otwartego piękna w zderzeniach ep została przedstawiona przez współpracę H1 w tym roku [39]. Analizę przeprowadzono dla procesu:

$$ep \rightarrow \bar{b}b + cokolwiek,$$

przy czym jeden kwark b rozpada się hadronowo na mezon $D^\star$ + *cokolwiek*, a drugi półleptonowo na $\overline{\mu}\nu_\mu$ + *cokolwiek*. Przykład takiego zdarzenia jest pokazany na rysunku 14.

Wstępne wyniki uzyskane dla przekroju czynnego na produkcję b [39, 57]:

$$\sigma^{vis}_{\bar{b}b} = 0.93 \pm 0.08(stat.)^{+0.21}_{-0.12}(syst.)\ nb$$



Rysunek 14: Przypadek produkcji kwarku b zarejestrowany w detektorze H1. W żelazie otaczającym kalorymetr widoczny jest ślad μ. z półleptonowego rozpadu kwarku b. Drugi kwark b rozpada się hadronowo.

są $\sim$ 5-krotnie wyższe niż wartość 0.19 nb oczekiwana z przewidywań modeli (AROMA [58], HERWIG [59]) opartych na rachunkach QCD w wiodącym rzędzie [14].

Prezentowany pomiar $\sigma^{vis}_{b\bar{b}}$ jest ograniczony do obszaru kinematycznego określonego przez obserwowane leptony z rozpadu ciężkiego kwarku. Rachunki QCD w następnym rzędzie [60, 61, 62] zatrzymują się na poziomie partonowym i nie produkują leptonów z rozpadu. Dlatego otrzymany wynik na przekrój czynny porównywany jest z przewidywaniami modeli opartych na rachunkach w wiodącym rzędzie, gdzie jest ta informacja o leptonach. Pewne oszacowanie wkładu od rachunków w wyższym rzędzie można uzyskać z porównania przewidywań na całkowity przekrój czynny dla procesu $ep \rightarrow b\bar{b} + cokolwiek$, które wynoszą 5-10 pb dla rachunków w wyższym rzędzie i $\sim$ 4 pb w modelu AROMA.

Wyniki doświadczalne oparte są na niezbyt dużej próbce przypadków, odpowiadającej świetlności 8.3 pb^{-1}, zebranych w latach 1995 i 1996. Ponieważ przekrój czynny na ten proces jest mały, istotnym było zapewnienie, że przy zwiększonej świetlności nie będziemy tracić przypadków przez tryger, który np. będzie wymagał przeskalowania. Dlatego na podstawie danych z 1995 roku opracowano element topologicznego trygera (rozdz. 6.1.1), który spełniał wymagania wyboru przypadków zawierających μ z rozpadu kwarku b, a równocześnie skutecznie redukował tło. Zebrane w 1997 roku dane, spełniające warunek topologicznego trygera, są obecnie analizowane.

3.3 Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

Dla wartości Q^2 znacznie mniejszych od kwadratu masy bozonów W czy Z^0, dominującym procesem w rozpraszaniu głęboko-nieelastycznym jest wymiana fotonu.

---

[14] Dla różniczkowego przekroju czynnego na produkcję powabu, zmierzonego metodą rekonstrukcji mezonu $D^{\star}$, wartość eksperymentalna zgadza się z oczekiwaniami opartymi na modelu AROMA [63].

W modelu kwarkowo-gluonowym różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elektron-proton w przypadku wymiany jednofotonowej jest bezpośrednio związany z funkcją struktury protonu $F_2(x, Q^2)$:

$$\frac{d^2\sigma(e^{\pm}p)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} Y_{\pm}^2 F_2(x, Q^2)$$

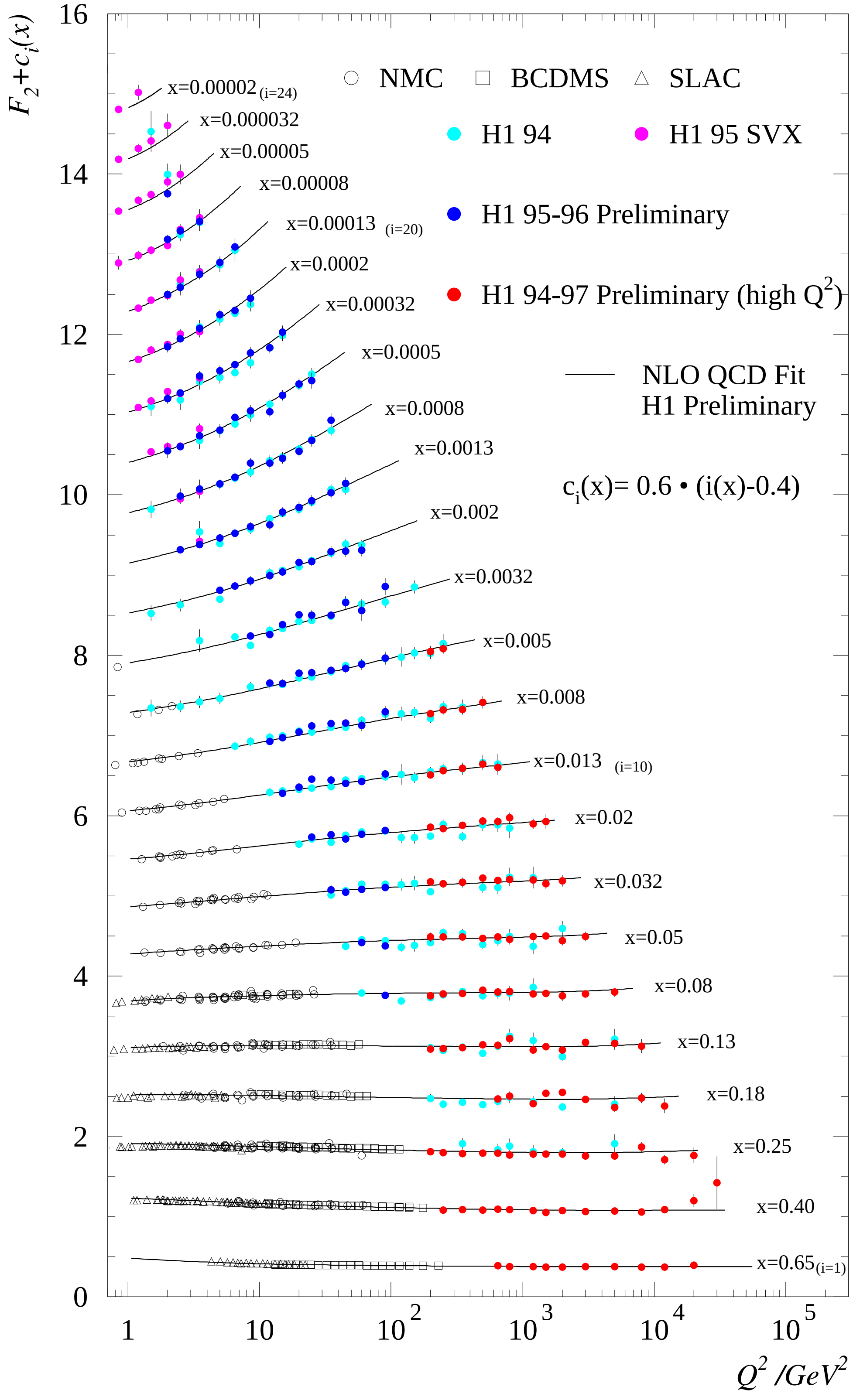
gdzie $Y_{\pm} = 1 \pm (1 - y^2)$. Dzięki interpretacji funkcji F_2 w postaci rozkładów partonów wewnątrz nukleonu, rozpraszanie lepton-proton jest idealnym procesem dla pomiarów funkcji rozkładów partonów oraz badania zależności tych rozkładów od Q^2.

Rysunek 15 przedstawia funkcję F_2 zmierzoną w eksperymencie H1 oraz w eksperymentach na stałej tarczy. Fit QCD [40], który obejmuje zarówno punkty z HERY, jak i z eksperymentów na stałej tarczy, pięknie ilustruje ciągłość zachowań funkcji F_2 w imponującym zakresie zmiennych x i Q^2. Dane z H1 pokrywają teraz zakres x od bardzo małych wartości, $x \sim 10^{-5}$ do wartości odpowiadających kwarkom walencyjnym, $x \sim 0.65$. Q^2 zmienia się o pięć rzędów wielkości, od $Q^2 \sim 1$ GeV^2 do $Q^2 \sim 10^5$ GeV^2.

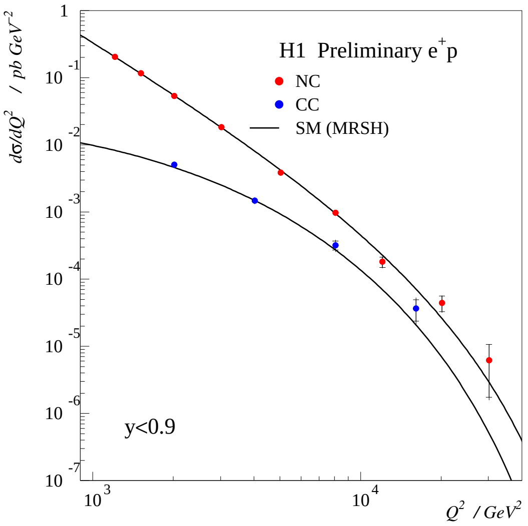
Topologiczny tryger ma bezpośredni wkład do wyników fizycznych dla procesów głęboko-nieelastycznych poprzez elementy trygerowe związane z kalorymetrem SpaCal oraz z kalorymetrem LAr. W procesach DIS, dla $Q^2 \leq 100$ GeV^2, rozproszony elektron rejestrowany jest w tylnym kalorymetrze elektromagnetycznym SpaCal. Kiedy rozpoczęto zbieranie danych pod koniec 1995 roku, okazało się, że elementy trygerowe pierwszego poziomu oparte na informacji z kalorymetru SpaCal, są źródłem bardzo wysokiej częstości trygera. Ta wysoka częstość była spowodowana przez tzw. "gorące" cele kalorymetryczne ("hot spots"), tzn. cele, w których stale był rejestrowany sygnał. Topologiczny tryger był zdolny rozpoznać i odrzucić przypadki z "gorącymi" celami. Efekt zastosowania elementów topologicznych do wyboru tego typu zdarzeń przedstawiony jest w rozdziale 6.2.1.

W miarę wzrostu przekazywanego czteropędu, dla $Q^2 \geq 100$ GeV^2, rozproszony elektron rejestrowany jest w kalorymetrze z ciekłego argonu. Wprawdzie ta sygnatura jest bardzo wyraźna, ale żeby lepiej kontrolować tło w wyborze przypadków z bardzo dużą wartością Q^2 i obniżyć bardzo wysoką częstotliwość tych zdarzeń, wprowadzono również element topologicznego trygera, który działał równolegle do trygera pierwszego poziomu [52]. W tym obszarze Q^2 HERA dostarczyła interesujących wyników dotyczących przekrojów czynnych [53]. Wprawdzie nie potwierdziły się one w pełni na większej statystyce, ale ze wzrostem danych dla bardzo dużych Q^2 otwarły się nowe, ciekawe możliwości.

Dla wartości $Q^2 \sim M_W^2$ przekrój czynny dla procesów z prądem naładowanym jest tego samego rzędu co przekrój czynny dla procesów neutralnych, $\sigma_{CC} \sim \sigma_{NC}$. Rysunek 16 przedstawia zależność σ_{CC} i σ_{NC} od Q^2, zmierzoną w eksperymencie H1 w zderzeniach e^+p. Dane odpowiadają całkowitej świetlności $L \sim 37$ pb^{-1}. Narysowane krzywe, które są przewidywaniami modelu standardowego dla zderzeń e^+p, dobrze zgadzają się z punktami doświadczalnymi. Można dopatrzyć się pewnego odstępstwa od tych przewidywań dla wartości $Q^2 > 10^4$ GeV^2, ale jest ono niewielkie, na poziomie dwóch standardowych odchyleń. Widoczna na rysunku różnica w wartościach przekrojów czynnych σ_{CC} i σ_{NC} wynika z wiązania się bozonów pośredniczących w tych procesach do kwarków o różnych



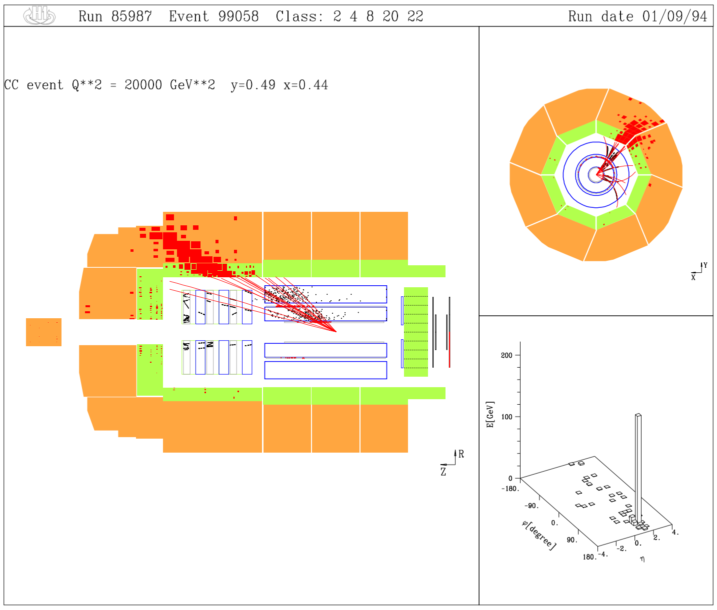
Rysunek 15: Zależność funkcji F_2 od Q^2 dla zakresu zmiennych kinematycznych x i Q^2 obejmującego dane na stałej tarczy (NMC, BCDMS, SLAC) oraz dane z HERY (H1).



Rysunek 16: Przekroje czynne dla prądów neutralnych i naładowanych zmierzone w eksperymencie H1. Dane pochodzą ze zderzeń e^+p i odpowiadają całkowitej świetlności $L \sim 37$ pb^{-1}. Krzywe przedstawiają przewidywania modelu standardowego dla zderzeń e^+p dla parametryzacji MRSH [54] funkcji rozkładów partonów w protonie.

zapachach. Główny wkład do σ_{NC} pochodzi od kwarków typu u, natomiast największy przyczynek do σ_{CC} jest od kwarku d, dla małych wartości y (duże x) i od kwarku $\bar{u}$ dla dużych wartości y (małe x). Pomiary przekrojów czynnych dla dużych wartości Q^2 otwierają nowe możliwości pomiarów gęstości kwarków w szerokim zakresie x, od $x \simeq 0.01$ do wartości $x \simeq 0.65$, odpowiadającej kwarkom walencyjnym, oraz badania zmian tych rozkładów w funkcji Q^2 [41]. Znajomość tych rozkładów jest istotna dla wiarygodnych przewidywań wartości przekrojów czynnych dla procesów na LHC [42].

Przypadki z prądem naładowanym charakteryzują się brakiem naładowanego leptonu w stanie końcowym, a występujące neutrino umyka rejestracji w detektorze. Przykład takiego zdarzenia pokazany jest na rysunku 17. Widać tylko pęk hadronowy, nie zarejestrowano natomiast innego stanu końcowego, który równoważyłby w pędzie poprzecznym obserwowany pęk. Detekcja tych przypadków opiera się głównie na warunku na brakujący pęd poprzeczny. Niestety wydajność selekcji maleje z malejącą wartością tego cięcia. Opracowano więc element topologicznego trygera, który miał za zadanie zwiększyć tę wydajność [52]. Udało się to uzyskać przez wprowadzenie warunków topologicznych na redukcję tła dla tych procesów w tym obszarze kinematycznym [43].



Rysunek 17: Przypadek procesu z prądem naładowanym o Q^2=20000 GeV^2, $y = 0.49$, x= 0.44, zarejestrowany w detektorze H1. Zarówno na przekroju podłużnym (lewa część rysunku) jak i na przekroju poprzecznym (prawy górny rysunek) widać pojedynczy pęk hadronowy. Na prawym dolnym rysunku przedstawiony jest rozkład η i ϕ zaobserwowanych cząstek oraz ich energia.

4 Topologiczny układ wyzwalania stopnia drugiego (L2TT)

Układ wyzwalania stopnia drugiego w eksperymencie H1 stanowią dwa działające niezależnie systemy [44]:

- opracowany przez grupę Monachium-Dortmund-Berlin-Kiel tryger stosujący sieci neuronowe (*Level 2 Neural Network* ≡ *L2NN* [45]), które "nauczone" na pewnych klasach przypadków, mają następnie za zadanie rozpoznanie właściwego wzoru i rozdzielenie sygnału od tła,

- opisany w tej rozprawie topologiczny tryger (*Level 2 Topological Trigger* ≡ *L2TT* [1, 2]), który wykorzystuje korelacje sygnałów z różnych części detektora do przeprowadzenia analizy topologicznej przypadku. Wyniki tej analizy stanowią podstawę do odrzucenia lub akceptacji przypadku.

Należy zaznaczyć, że chociaż oba systemy mają dostęp do tej samej informacji, analizują ją zupełnie inaczej i wyniki z obu analiz są niezależne. Pozytywna odpowiedź jednego z systemów wystarcza do akceptacji przypadku.

4.1 Idea topologicznego trygera

Jak wspomniałam wcześniej, tryger topologiczny analizując przypadek opiera się na przekazywanych z pierwszego poziomu trygera sygnałach, które są przypisane określonym przedziałom kątów θ i ϕ. W analizie trygera topologicznego, jako podstawowy podział przyjmujemy 16 przedziałów w kącie θ i 16 przedziałów w kącie ϕ. Podział w kącie θ odpowiada dokładnie podziałowi kalorymetru na duże wieże, natomiast dla kąta ϕ, jeden przedział [15] odpowiada $2\pi/16$. Każdemu przedziałowi kątowemu przypisujemy indeksy Θ i Φ o wartościach od 0 do 15.

Taki podział detektora w przestrzeni (θ, ϕ) reprezentowany jest przez tzw. *topologiczną macierz* $\Theta\Phi$ o wymiarach 16 × 16, typu Boolean, tzn. w kratkach tej macierzy mamy tylko informację czy jest sygnał czy nie, zakodowaną jako wartość 0 jeśli brak sygnału lub 1, jeśli sygnał jest obecny. Nakładając określone warunki na dany sygnał, np. na jego wielkość, uzyskujemy różne wypełnienia tej macierzy, czyli różne rozkłady wybranego sygnału na płaszczyźnie $\Theta\Phi$.

Jako przykład rzutowania sygnału na topologiczną macierz 16 × 16, rozważmy projekcję energii zarejestrowanej w kalorymetrze argonowym, tak jak to przedstawia rysunek 4. Są tam podane indeksy Θ dla dużych wież (z wyjątkiem indeksu Θ=0), tzn. liczby od 1 do 13 i energie (w MeV) zarejestrowane w wieżach. Dla uproszczenia załóżmy, że te wartości energii są wprost równe sygnałowi przekazanemu z pierwszego poziomu trygera, bez zamiany na liczbę zliczeń FADC. Nie mamy wprawdzie pokazanego rozkładu w kącie ϕ, ale podany on jest w tabeli 6, razem z indeksami Θ i Φ dużych wież i zarejestrowanymi w nich wartościami energii elektromagnetycznej i hadronowej.

---

[15] Podział w kącie ϕ, jak widać z tabeli 5 nie jest jednakowy w całym zakresie kąta θ. Odpowiednia zmiana granulacji dokonywana jest przez system w czasie analizy.

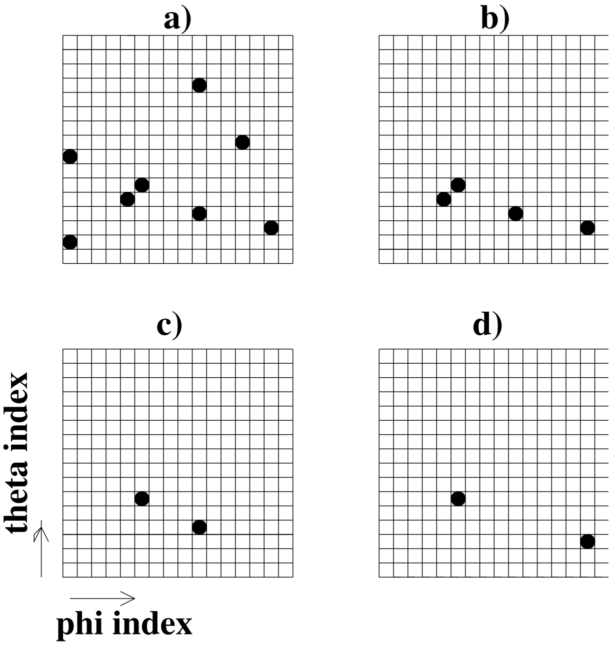
Indeks		Energia [MeV]	
Θ	Φ	elektromagnetyczna	hadronowa
1	0	18	0
2	14	54	0
3	9	24	60
4	4	174	2850
5	5	27	19
7	0	8	0
8	12	0	10
12	9	9	0

Tabela 6: Indeksy Θ i Φ dla dużych wież i zarejestrowane w nich wartości energii elektromagnetycznej i hadronowej dla przypadku pokazanego na rysunku 4.

Sygnały od zarejestrowanej energii rzutowane są do odpowiednich cel topologicznej macierzy, opisanych przez indeksy Θ i Φ. Otrzymany rozkład pokazany jest na rysunku 18a. Jest to rozkład sygnałów energetycznych, niezależnie od wielkości sygnału i jego rodzaju, tzn. czy jest to energia elektromagnetyczna czy też hadronowa. Nałóżmy teraz warunek, że chcemy rzutować tylko te sygnały, które pochodzą od energii elektromagnetycznej i ponadto, wartość tej energii powinna być większa niż 20 MeV. Nie interesuje nas czy w przypadku jest widoczna czy też nie energia hadronowa. Otrzymany rozkład przedstawiony jest na rysunku 18b. Jeszcze inny rozkład (rysunek 18c) otrzymamy rzutując tylko te sygnały, które wskazują na obecność w dużej wieży energii hadronowej o wartości większej niż 50 MeV, bez warunku na energię elektromagnetyczną. Natomiast rysunek 18d przedstawia rzut sygnałów przy założeniu, że w danej wieży energia elektromagnetyczna jest większa od 20 MeV i równocześnie energia hadronowa jest mniejsza od 20 MeV.

W ten sposób na płaszczyźnie $\Theta\Phi$ otrzymaliśmy 4 różne rozkłady energii zarejestrowanej w kalorymetrze. Nakładając inne warunki na obserwowaną energię, czyli wybierając inną projekcję, otrzymamy inne rozkłady. Rozkład określonych sygnałów otrzymany przez przyporządkowanie tych sygnałów elementom macierzy 16×16, nazywamy jest też *topologią*, stąd nazwa *macierz topologiczna*. Nazwa *topologia* nie jest tutaj używana w znaczeniu ściśle matematycznym, oznacza tylko występowanie i rozkład pewnych wielkości w zadanym podziale przestrzeni (θ, ϕ).

Aby ustalić warunki wystarczające do wydajnego odrzucania przypadków tła i równocześnie odpowiedniej akceptacji wybranych klas przypadków, rzutowane informacje łączymy, np. żądając aby w ten obszar kalorymetru gdzie widzimy energię, trafiał ślad. Jest to typowy warunek na identyfikację cząstki naładowanej, który stosujemy w końcowej analizie fizycznej. W programie analizującym możemy dowolnie ustalać warunki korelacji skupiska energetycznego ze śladem. Na poziomie trygera mamy ograniczoną swobodę. Dostępnym warunkiem korelacji jest np. żądanie aby indeksy Θ i Φ dużej wieży w której



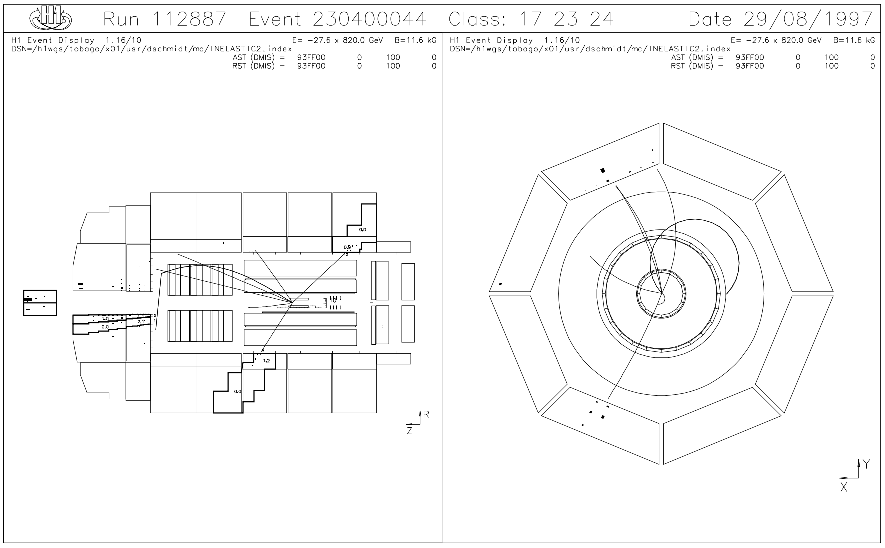
Rysunek 18: Projekcje na macierz ΘΦ sygnałów energetycznych zarejestrowanych w kalorymetrze argonowym, dla przypadku pokazanego na rysunku 4. a) niezależnie od wielkości i rodzaju sygnału; b) z warunkiem, że wartość energii elektromagnetycznej jest powyżej 20 MeV; c) z warunkiem, że energia hadronowa jest większa niż 50 MeV ; d) z warunkiem, że energia elektromagnetyczna jest większa od 20 MeV i równocześnie energia hadronowa jest mniejsza od 20 MeV.

mamy energię i indeksy Θ i Φ dużego promienia, który chcemy skorelować z tą energią, były takie same. Przykład takiego zdarzenia w którym widoczna jest korelacja między śladem i energią przedstawiony jest na rysunku 19.

Widzimy kilka śladów, z których dwa trafiają dokładnie w duże wieże z widoczną energią (z przekroju poprzecznego widać zgodność indeksów Φ). W tabeli 7 podane są wartości energii oraz indeksy Θ dużych wież dla tego przypadku. Grubym drukiem wyróżniono duże wieże stowarzyszone z dużymi promieniami.

Rysunek 20 ilustruje natomiast, jak wygląda macierz ΘΦ dla różnych projekcji tego przypadku. Rozkład na rysunku 20a powstał w wyniku rzutowania samych sygnałów energetycznych, a na rysunku 20b z rzutowania tylko dużych promieni, bez żadnych dodatkowych warunków. Rzut tych sygnałów z warunkiem zgodności indeksów Θ i Φ, czyli potwierdzenia jednego sygnału przez drugi, w tym przypadku energii w dużej wieży przez obecność dużego promienia trafiającego w tę wieżę, przedstawia rysunek 20c. Te same warunki zgodności obu sygnałów, ale z dodatkowym żądaniem aby energia elektromagnetyczna była większa od 1 GeV, dają rzut przedstawiony na rysunku 20d.

Rysunek 21 ilustruje schematycznie, które systemy detektora i w jakich zakresach in-



Rysunek 19: Ilustracja korelacji między śladem a energią w dużej wieży. Na przekroju podłużnym (lewy rysunek) widać zgodność indeksów Θ dużych wież z zarejestrowaną energią i dużych promieni, czyli śladów stowarzyszonych z tą energią. Na przekroju poprzecznym (prawy rysunek) widać zgodność indeksów Φ dla tych wielkości.

deksu Θ dostarczają informacji topologicznej. Są to układy trygerowe kalorymetru LAr, kalorymetru SpaCal, komór śladowych i komór mionowych. Sygnały z komór mionowych w jarzmie, tzw. *mwj*, obejmują nieco szerszy zakres dla dużych kątów θ aniżeli kalorymetr LAr. Ponieważ jednak w analizach topologicznego trygera prezentowanych w tej rozprawie nie używamy sygnałów z komór mionowych poza obszarem kątowym, który obejmuje kalorymetr argonowy, zaznaczone są one (jako *digimu*) na wspólnym rysunku z kalorymetrem LAr. Sygnały z przednich komór mionowych, tzw. *mps*, pokrywają zakres kąta θ odpowiadający indeksom Θ od 0 do 5. Zaznaczone są wobec tego, jako *fwdmu*, na wspólnym rysunku z dużymi promieniami do przodu. Czarne kółka w kratkach oznaczają przykładowe sygnały zarejestrowane przez tryger kalorymetryczny (duże wieże w obszarze centralnym) oraz przez tryger komór proporcjonalnych (duże promienie do przodu). W części środkowej przedstawiona jest topologiczną macierz, która powstała w wyniku rzutowania tych sygnałów.

Dla przekazania w sposób zrozumiały do systemu trygera informacji o tym, jakie sygnały wybieramy do projekcji i jak je chcemy następnie analizować, wprowadzone zostało pojęcie *rodziny* (*family*). Rodzina, są to zakodowane w określony sposób warunki analizy przypadku, tzn. które sygnały i w jakich zakresach kąta θ będą analizowane oraz czy i jak będą te sygnały ze sobą korelowane. Te określone warunki system zapamiętuje i

duże wieże		
indeks	energia [GeV]	
Θ	elektromagnetyczna	hadronowa
0	1.0	1.1
1	2.1	0.0
9	**1.2**	**0.0**
12	**0.9**	**0.0**

Tabela 7: Indeksy Θ dużych wież i zarejestrowane w nich wartości energii elektromagnetycznej i hadronowej. Dane pochodzą z rysunku 20. Grubym drukiem wyróżniono duże wieże stowarzyszone z dużymi promieniami.

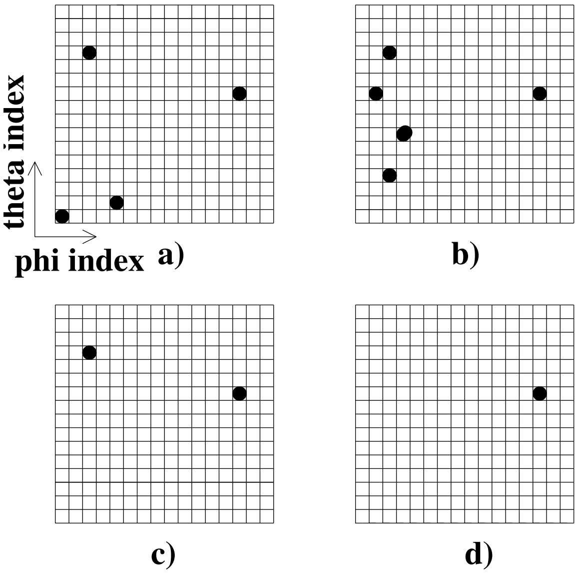
tylko w ten sposób analizuje przypadek. Wprowadzenie nowego sposobu analizy wymaga przerwania procesu zbierania danych i wprowadzenia do systemu trygera nowych warunków.

Biorąc jako przykład przypadek pokazany na rysunku 19, jeżeli chcemy trygerować właśnie tego typu zdarzenia, w których w obszarze centralnym kalorymetru mamy dwa skupiska energii elektromagnetycznej powiązane ze śladami, musimy przekazać te informacje do trygera, tworząc rodzinę, w której zapiszemy następujące warunki:

- analizuj duże wieże o indeksach Θ od 5 do 13, sprawdź czy jest w nich zarejestrowana energia elektromagnetyczna,
- analizuj duże promienie o indeksach Θ od 5 do 13, sprawdź czy są w nich sygnały,
- sprawdź, czy są równocześnie oba te sygnały o tych samych indeksach Θ i Φ.

W następnym rozdziale przedstawione są wszystkie dostępne dla analizy trygerowej sygnały oraz możliwe korelacje między nimi i tam też wrócimy jeszcze do naszego przypadku, opisując go ”językiem trygerowym”.

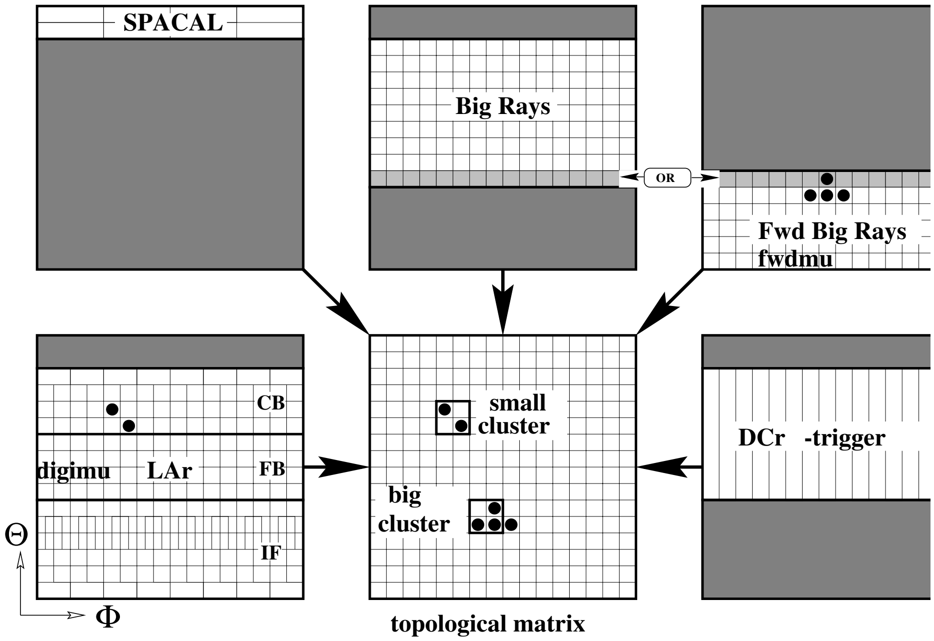
Przy pomocy utworzonych rodzin analizujemy przypadek badając rzuty wybranych sygnałów na płaszczyznę $\Theta\Phi$. Dla opisania występujących kształtów rozkładów, czyli topologii, wprowadzamy pewne wielkości, tzw. *indeksy topologiczne*. Zawierają one tę informację o kształtach rozkładów zakodowaną w postaci liczb, tzn. określonym konfiguracjom sygnałów na płaszczyźnie $\Theta\Phi$ i ich rzutów na osie Θ i Φ przypisujemy określoną wartość liczbową. Sposób tworzenia indeksów topologicznych opisany jest dokładnie w rozdz. 4.3.2 i tam też są podane kody, odpowiadające określonym konfiguracjom sygnałów zrzutowanych na osie Θ i Φ. Opracowując rodziny do wyboru danej klasy zdarzeń definiujemy następnie jakie konfiguracje, a więc jakie wartości indeksów topologicznych są dla tego wyboru istotne. Oczekujemy, że w przypadkach tła będą występować inne konfiguracje niż w przypadkach z interesujących nas procesów. Każdej pożądanej konfiguracji przypisujemy pewną wielkość, którą nazywamy *odległością od tła* danej konfiguracji. Wielkość ta stanowi istotę przeprowadzanej analizy topologicznej.



Rysunek 20: Macierz ΘΦ dla sygnałów z przypadku pokazanego na rysunku 19. a) rzut dużych wież z zarejestrowaną energią; b) rzut dużych promieni; c) rzut tych dużych wież z energią, do których przyporządkowano duże promienie; d) rzut tych dużych wież z energią elektromagnetyczną powyżej 1 GeV, do których przyporządkowano duże promienie.

Rodziny związane z określonym wyborem grupujemy razem i sumujemy wartości *odległości od tła* dla wszystkich konfiguracji występujących w tym wyborze. Określony wybór stanowi *element topologicznego trygera drugiego poziomu*, w analogii do elementów trygerowych pierwszego poziomu. Obliczona suma, która stanowi *całkowitą odległość od tła* dla danego przypadku, jest *podstawą decyzji trygera.* Dla podjęcia tej decyzji porównujemy tę sumę ze zdefiniowaną wcześniej wartością progową dla tej wielkości. Wynik tego porównania generuje pozytywną lub negatywną odpowiedź trygera dla danego wyboru, tzn. przypadek będzie zaakceptowany lub odrzucony przez dany element trygera L2TT. Akceptacja przypadku wymaga, aby wartość *całkowitej odległości od tła* była większa od wartości progowej.

Warunki dla analizy przeprowadzanej przez topologiczny tryger są określane na podstawie zebranych danych zarówno dla interesujących nas zdarzeń jak i dla tła. Staramy się wybrać te sygnały i te topologie, które najlepiej charakteryzują wybrane przypadki, są wystarczająco efektywne w odrzucaniu tła i równocześnie nie powodują zbyt dużych strat w próbce fizycznej. W rozdziale 4.3 opisane są szczegółowo kolejne kroki analizy prowadzące do decyzji trygera, a w rozdziale 6 podane są wybrane przykłady zastosowania topologicznego trygera w procesie wyboru danych.



Rysunek 21: Zasada tworzenia topologicznej macierzy. Przedstawiono systemy trygerowe, które dostarczają informacji do topologicznego trygera, z zaznaczeniem obejmowanych przez nie obszarów kątowych, określonych poprzez indeksy Θ i Φ. Patrząc kolejno od lewej strony, w górnej części są to sygnały: z kalorymetru SpaCal (oznaczone jako SPACAL, indeks $\Theta = 14$ i 15), z centralnych i przednich komór proporcjonalnych (oznaczone jako Big Rays, indeks Θ od 5 do 13 oraz jako Fwd Big Rays, indeks Θ od 0 do 5), z przednick komór mionowych (oznaczone jako fwdmu, indeks Θ od 0 do 5). W dolnej części są to sygnały: z kalorymetru LAr i z komór mionowych (oznaczone odpowiednio jako LAr i digimu, indeks Θ od 0 do 13) oraz z centralnych komór dryfowych (oznaczone jako DCrϕ -trigger, indeks Θ od 5 do 13). Czarne kółka oznaczają, że w danych celach $\Theta\Phi$ zostały zarejestrowane sygnały od poszczególnych systemów. Na środkowym obrazku w dolnej części przedstawiono te sygnały zrzutowane na wspólną topologiczną macierz. Pojęcia "small cluster" i "big cluster" są wyjaśnione w rozdz. 4.3.1.

4.2 Opis rodzin

Zgodnie z definicją z poprzedniego rozdziału, rodzina określa wybór i sposób rzutowania sygnałów na topologiczną macierz $\Theta\Phi$. Maksymalnie możemy zdefiniować 16 rodzin. Ale do każdej rodziny możemy dodać tzw. podrodziny, w których definiujemy dodatkowo inne projekcje [16]. Pozwala to rozszerzyć liczbę rodzin w ramach istniejącego schematu trygera.

W zależności od rodzaju informacji potrzebnej do zanalizowania przypadku, możemy wybierać spośród następujących sygnałów:

1) jeśli żądamy informacji kalorymetrycznej to może to być:

a) z kalorymetru LAr:

- energia elektromagnetyczna E_{elm} lub hadronowa E_{had} w dużych wieżach,
- tylko energia elektromagnetyczna E_{elm}, bez patrzenia na energię hadronową E_{had},
- tylko energia hadronowa E_{had}, bez patrzenia na energię elektromagnetyczną E_{elm},
- energia elektromagnetyczna E_{elm} z nałożonym warunkiem na maksymalną wielkość energii hadronowej E_{had} (weto na E_{had}).

  Dla wymienionych powyżej sygnałów, tzn. E_{elm} i E_{had}, możemy zdefiniować progi, maksymalnie 8, na wielkość rzutowanej energii. Progi te mogą być określone oddzielnie dla poszczególnych indeksów Θ dużych wież,
- globalne wielkości kalorymetryczne: energia całkowita E_{tot} i energia poprzeczna E_t,

b) dla kalorymetru SpaCal:

- energia elektromagnetyczna zarejestrowana w celach tylnego kalorymetru,

2) jesli wymagana jest informacja z detektorów śladowych, to może to być:

- obecność dużych promieni,
- obecność sygnałów z komór dryfowych przedniego spektrometru mionowego, tzw. *mps* (miony w przednim spektrometrze, oznaczone jako *fwdmu* na rysunku 21),
- obecność sygnałów z komór mionowych, w które wyposażone jest żelazo, tzw. *mwj* (miony w jarzmie, oznaczone jako *digimu* na rysunku 21),

---

[16] Pojęcie podrodziny zostało wprowadzone ze względu na ograniczenia w systemie. Należy pamiętać, że trygery poziomu drugiego są trygerami aparaturowymi. Dlatego każda informacja, którą przekazujemy do układu, musi zostać zakodowana w określonej przy projektowaniu systemu liczbie bitów. Ponieważ dla numeru rodziny mamy do dyspozycji 4 bity, pozwala to zapisać liczby od 0 do 15, a więc zdefiniować maksymalnie 16 rodzin. Ale z każdą rodziną możemy połączyć kilka podrodzin (maksymalnie 7), co znacznie rozszerza liczbę możliwych grup projekcji. Do każdej projekcji przypisane są więc dwie liczby. Pierwsza oznacza rodzinę, a druga podrodzinę.

- obecność śladów o pędzie poprzecznym $p_t > 0.8$ GeV/c zarejestrowanych przez tryger DCrϕ centralnych komór dryfowych (oznaczony jako DCrϕ-trigger na rysunku 21),
- niektóre parametry histogramu z-owej współrzędnej wierzchołka oddziaływania: położenie maksimum, jego wysokość oraz całkowita liczba wejść do histogramu.

Rzuty sygnałów mogą być traktowane oddzielnie w trzech zakresach kąta θ, odpowiadających podziałowi kalorymetru argonowego na część do przodu (duże wieże o indeksach Θ od 0 do 5), część centralną (duże wieże o indeksach Θ od 6 do 13) oraz obejmującą kalorymetr SpaCal w części tylnej (duże wieże o indeksach Θ =14 i 15).

W tabeli 8 zebrane są wymienione wcześniej sygnały oraz wprowadzone do systemu korelacje tych sygnałów w poszczególnych obszarach kątowych. Dodatkowe korelacje możemy uzyskać w trakcie analizy przypadku, łącząc dostępne informacje. Symbol *BR* odnosi się zarówno do dużych promieni w obszarze do przodu jak i do dużych promieni w obszarze centralnym. Termin *pusty* oznacza, że nie bierzemy pod uwagę sygnałów w tym obszarze.

Obszar do przodu Θ=0 do 5	Obszar centralny Θ=6 do 13	Obszar do tyłu Θ=14,15
pusty	pusty	pusty
BR	BR	SpaCal
mps	DCrϕ	
mps $\cap$ BR	BR $\cap$ DCrϕ	
mwj	mwj	mwj
BR $\cap$ mwj	BR $\cap$ mwj	SpaCal $\cap$ mwj
mps $\cap$ mwj	BR $\cap$ DCrϕ $\cap$ mwj	
LAr	LAr	

Tabela 8: Dostępne dla topologicznego trygera sygnały i ich korelacje w różnych zakresach kąta θ. Znak $\cap$ symbolizuje logiczne "i", czyli obecność wszystkich żądanych sygnałów w danym obszarze. Termin "pusty" oznacza, że jeśli nawet w tym obszarze są sygnały trygerowe, nie będą one brane pod uwagę.

W tabeli 9 zebrane są dodatkowo możliwości wyboru natury sygnału z dużych wież kalorymetru LAr, opisane w punkcie 1).

Powróćmy do przypadku z rysunku 19 i zapiszmy rodziny do analizy tego typu zdarzeń używając tabel 8 i 9. Obszary do przodu i do tyłu nas nie interesują, czyli zaznaczamy je jako "puste". W obszarze centralnym natomiast powinniśmy widzieć w komorach śladowych tory elektronów, a w części elektromagnetycznej kalorymetru argonowego skupiska energii przyporządkowane tym torom. Tor elektronowy może być zarejestrowany jako duży promień (informacja z komór proporcjonalnych) lub wywołać sygnał trygera DCrϕ (informacja z centralnych komór dryfowych). Oba te sygnały mogą także wystąpić równocześnie. Wybrane warunki zapisane są w tabeli 10. //

Wybór natury sygnału z dużych wież kalorymetru LAr			
$E_{elm} \cup E_{had}$	E_{elm}	E_{had}	$E_{elm} \cap (\neg\, E_{had})$

Tabela 9: Dostępny dla topologicznego trygera rodzaj energii zarejestrowanej w kalorymetrze LAr. Symbol '$\cap$' oznacza logiczne "i", symbol '$\neg$' logiczne "nie", a symbol '$\cup$' logiczne "lub".

Obszar do przodu Θ=0 do 5	Obszar centralny Θ=6 do 13	Obszar do tyłu Θ=14,15
pusty	LAr (E_{elm}) $\cap$ BR	pusty
pusty	LAr (E_{elm}) $\cap$ DC$r\phi$	pusty
pusty	LAr (E_{elm}) $\cap$ BR $\cap$ DC$r\phi$	pusty

Tabela 10: Przykład rodzin dla analizy przypadku z rysunku 19. Wymagamy tylko, aby w obszarze centralnym było skupisko energii elektromagnetycznej, stowarzyszone z torem w komorach śladowych.

Jeśli w analizie przypadku interesuje nas tylko czy i gdzie są skupiska energii w kalorymetrze argonowym, tworzymy rodzinę czysto kalorymetryczną, tzn. z tabeli 8 wybieramy tylko projekcje dużych wież (ostatni rząd w tabeli). Ponieważ możemy zmieniać progi energetyczne na akceptację dużych wież, otrzymujemy w ten sposób różne rozkłady odpowiadające danej wartości progowej nałożonej na sygnał energetyczny. Jeśli natomiast tworzymy rodzinę czysto śladową, wtedy tylko informacje o torach cząstek brane są pod uwagę. W rodzinie, którą można nazwać mieszaną, wymagamy aby energia była stowarzyszona ze śladami.

W rozdziale 6, przedstawiającym zastosowanie trygera, opisane będą szczegółowo wybrane rodziny używane w selekcjach.

Wielkości wybrane do analizowania przypadku i kolejne kroki prowadzące do decyzji trygera zdefiniowane są w następnym rozdziale.

4.3 Analiza przypadku

Analizę przypadku można podzielić na trzy fazy. W pierwszej fazie analizowane są tylko rodziny kalorymetryczne, w celu określenia pewnych charakterystyk przypadku i wyznaczenia jednego lub dwóch *indeksów energetycznych*, pierwotnego i ewentualnie wtórnego. *Indeksy energetyczne* są to wielkości związane z progami energetycznymi, które zostały użyte do rzutowania sygnałów z kalorymetry argonowego. Zależność między indeksem energetycznym a progiem energetycznym podana jest w następnym rozdziale.

W fazie drugiej, dla wszystkich żądanych projekcji obliczane są *indeksy topologiczne*, czyli wielkości, w których zawarta jest informacja o topologii przypadku. Następnie, dla każdego możliwego indeksu wyliczany jest *wkład do odległości od tła*. Te indeksy, które przyporządkowane są do danego wyboru grupujemy razem i dodajemy pochodzące od nich przyczynki. Suma ta stanowi *całkowitą odległością od tła* dla danego przypadku.

W fazie trzeciej wartość tej sumy porównujemy z określonymi wcześniej *wartościami progowymi* dla danego wyboru, czyli danego elementu trygerowego L2TT. Jeśli ta suma, czyli całkowita odległość od tła, jest większa od wartości progowej, przypadek zostanie zaakceptowany przez ten element trygerowy.

Poszczególne fazy analizy opisane są szczegółowo w następnych rozdziałach.

4.3.1 Pierwsza faza analizy

W pierwszej fazie analizujemy tylko rodziny kalorymetryczne w celu określenia następujących charakterystyk:

a) liczby małych skupisk ν (*small clusters*), gdzie małe skupisko jest zdefiniowane jako układ sąsiednich [17] cel kalorymetrycznych (dużych wież) z zarejestrowaną energią, mieszczący się w kwadracie 2 x 2 na płaszczyźnie $\Theta\Phi$ (rysunek 21). Wartość ν nasyca się [18] przy 7.

b) obecności dużego skupiska (*big cluster*), to jest skupiska sąsiednich cel kalorymetrycznych, w których jest sygnał, nie mieszczących się w kwadracie 2 x 2 na płaszczyźnie $\Theta\Phi$ (rysunek 21). Ta informacja zakodowana jest w zmiennej logicznej Big.

c) izolacji małych skupisk. Dwa małe skupiska są dobrze izolowane, jeśli przedzielone są co najmniej dwoma pustymi celami w Θ i w Φ. Tę cechę określa zmienna logiczna X.

Takie charakterystyki do opisu przypadków zostały wybrane na podstawie symulacji prowadzonych w okresie przygotowywania projektu i związane są z ogólnymi cechami rejestrowanych zdarzeń. Np. obecność dużego skupiska cel kalorymetrycznych z energią elektromagnetyczną może wskazywać na obecność wysokoenergetycznego fotonu lub elektronu. Natomiast występowanie pęków hadronowych powinno się raczej manifestować poprzez izolowane, małe skupiska.

Dla rodzin kalorymetrycznych wynik rzutu na topologiczną macierz zależy od progu energetycznego użytego do wyboru sygnałów z wież kalorymetrycznych. W analizie mamy do dyspozycji osiem różnych progów energetycznych $T_\Theta(W)$, gdzie W = 0,1...7. Progi te mogą przybierać różne wartości w zależności od indeksu Θ dużej wieży. Jeżeli nie podajemy wprost tej zależności, przyjmuje się, że progi są równe 2^W dla wszystkich dużych wież, niezależnie od indeksu Θ. Progi energetyczne T wyliczone według tej zależności i odpowiadające im wartości W wynoszą odpowiednio:

---

[17] Sąsiednie cele są to cele mające wspólny bok lub wierzchołek

[18] Symulacje robione w okresie przygotowania projektu wskazywały, że takie nasycenie jest dla analizy wystarczające.

T [GeV]	$T < 0.25$	$0.25 \leq T < 0.5$	$0.5 \leq T < 1.0$	$1.0 \leq T < 2.0$
W	0	1	2	3
T [GeV]	$2.0 \leq T < 4.0$	$4.0 \leq T < 8.0$	$8.0 \leq T < 16.0$	$T \geq 128$
W	4	5	6	7

Dana wieża będzie włączona w topologię, jeśli zarejestrowana w niej energia będzie większa od określonej wartości progowej.

Pierwotny indeks energetyczny jest zdefiniowany jako maksymalna wartość W, która daje *niepustą topologię*, tzn. w wyniku rzutu otrzymujemy macierz $\Theta\Phi$, w której chociaż w jednej celi jest sygnał. Jeśli dla maksymalnej wartości W otrzymujemy topologiczną macierz zawierającą sygnały, które mieszczą się w jednym małym skupisku, to taką topologię nazywamy *trywialną*. Przykład takiej topologii ilustruje rysunek 20d. W tej sytuacji szukamy jeszcze drugiej wartości W, tzn. *wtórnego indeksu energetycznego*, dla którego topologia nie jest już trywialna. Jeśli topologia pozostaje trywialną dla wszystkich progów energetycznych, wtedy pierwotny i wtórny indeks energetyczny są sobie równe.

Powyższe charakterystyki, tzn. liczba małych skupisk i ich separacja, obecność dużego skupiska, mogą być określone także dla rodzin czysto śladowych, ale nie zależą wtedy oczywiście od progu energetycznego. Można natomiast przypisać im indeks energetyczny w sposób sztuczny, biorąc tę wartość z jakiejś rodziny kalorymetrycznej albo z globalnych zmiennych kalorymetrycznych[19] (E_{tot}, E_t). Oczywiście w tym przypadku nie mamy wtórnego indeksu energetycznego.

Istnieje również możliwość przypisania "sztucznego" indeksu energetycznego z innych wielkości niż energia, np. z parametrów histogramu współrzędnej z-owej wierzchołka oddziaływania. Taka analiza została przeprowadzona dla danych ze znaczonej fotoprodukcji, dla próbki zawierającej pęki hadronowe o dużej energii. Rezultaty [49] były obiecujące, jednakże ze względu na konieczność wprowadzenia dość istotnych zmian do aparatury systemu, realizacja tego wariantu przewidziana jest w terminie późniejszym.

Określone w fazie pierwszej charakterystyki przypadku zakodowane są w zmiennej d, tzw. *resumed topology code*. Zawiera ona następujące informacje, które są wykorzystane w kolejnej, drugiej fazie analizy:

- czy topologia była pusta (d=0),
- czy była trywialna (d=1),
- czy nietrywialna i bez dużego skupiska (d=2),
- czy z dużym skupiskiem (d=3).

4.3.2 Druga faza analizy

W drugiej fazie analizy tworzone są *indeksy topologiczne*, które podsumowują topologię przypadku. Zbudowane są one z następujących składników:

---

[19] Taka możliwość była testowana w symulacjach, ale nie jest jeszcze zrealizowana aparaturowo.

- informacji o rzutach na macierz $\Theta\Phi$, zakodowanych w tzw. *pattern codes*, które będę nazywać *topologicznymi kodami*,

- informacji o liczbie małych skupisk, czy są one rozdzielone czy też nie i obecności dużego skupiska, zakodowanych w tzw. *class code c*, który będę nazywać *kodem klasy przypadku.* Kod ten zawiera też informację, jakie obiekty będą rzutowane na osie Θ i Φ. Jeśli przypadek zawiera tylko małe skupiska, mamy do dyspozycji pozycje tych skupisk albo pozycje samych cel. Jeśli w przypadku występuje duże skupisko, do tych dwóch możliwości dochodzi pozycja środka dużego skupiska [20]. Klasa przypadku jest bardzo przydatna przy wyborze konfiguracji dla określonego wyboru. Jeśli chcemy wybierać np. przypadki elastycznej produkcji cząstki J/ψ w kanale rozpadu na dwa elektrony, których sygnaturą w stanie końcowym są dwa dobrze odizolowane skupiska energii elektromagnetycznej, żądanie takiej konfiguracji, czyli obecności małych skupisk, powinno wystąpić jako jeden z warunków analizy topologicznej,

- informacji z pierwszego poziomu trygera (1^{st} *level selection code*), którą nazywać będę *kodem selekcji trygerowej.* Pozwala nam to na określenie ośmiu sposobów analizy w zależności od różnych kombinacji trygerów L1 [21],

- informacji typu: energia poprzeczna, parametry histogramu z-owej współrzędnej wierzchołka oddziaływania, informacje z kalorymetru SpaCal, które określać będę mianem *kodu globalnego.*

Informacja o rozkładach na płaszczyźnie $\Theta\Phi$ zawarta jest w 4 topologicznych kodach:

- w kodzie Θ (Θ *code*, C_Θ), który opisuje kształt rzutu sygnałów na oś Θ,

- w kodzie Φ (Φ *code,* C_Φ), który opisuje kształt rzutu sygnałów na oś Φ,

- w kodzie $\Theta\Phi$ ($\Theta\Phi$ *code,* $C_{\Theta\Phi}$), który opisuje kształt rzutu sygnałów na płaszczyznę $\Theta\Phi$,

- w kodzie $\Theta_1\Theta_2$ ($\Theta_1\Theta_2$ *code,* $C_{\Theta_1\Theta_2}$), który zawiera połączoną informację z dwóch rzutów na oś Θ dla dwóch różnych rodzin.

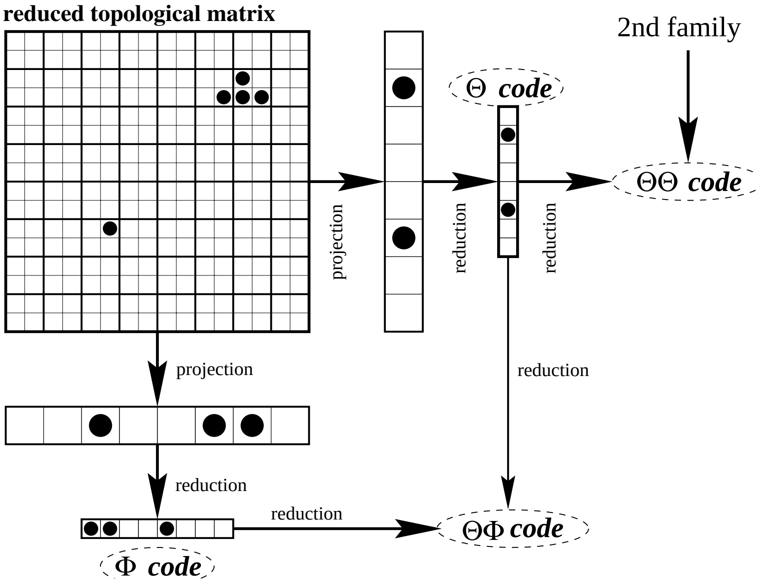
Sposób określania 4 topologicznych kodów przedstawiony jest obrazowo na rysunku 22.

Topologiczną macierz 16×16 transformujemy do macierzy o granulacji 8×8, dzięki czemu liczba możliwych wzorów (*patterns*) dla projekcji na osie Θ i Φ maleje do 255. Jest to i tak jeszcze za dużo, ale nie z powodu ograniczeń aparaturowych. Jeśli chcemy mieć rozsądną statystykę dla różnych rzutów, to nie możemy mieć zbyt wiele grup. Ale nawet gdybyśmy mieli wystarczającą statystykę, to zbyt duża liczba kodów utrudniałaby krytyczną analizę przypadku. Dlatego nie chcemy ich mieć więcej niż kilkadziesiąt. Postępujemy więc w następujący sposób:

---

[20] Środek dużego skupiska zdefiniowany jest jako niepusta cela otoczona również niepustymi celami w przedziałach $\Phi + 1$ i $\Phi - 1$ lub $\Theta + 1$ i $\Theta - 1$

[21] Ta możliwość była dotychczas wykorzystana tylko w symulacjach.



Rysunek 22: Określanie topologicznych kodów. W pierwszym kroku topologiczna macierz 16×16 jest zredukowana do wymiarów 8×8 (zaznaczone na rysunku grubymi liniami). Następnie sygnały z poszczególnych cel są rzutowane na osie Θ i Φ. Otrzymane rozkłady klasyfikuje się i poszczególnym kształtom tych rozkładów zostaje przypisana pewna wartość liczbowa, czyli topologiczny kod. Sposób przypisania podany jest w tabelach 11 i 12. Przedstawionemu na rysunku rozkładowi w Θ odpowiada (wg. tabeli 11) wartość topologicznego kodu C_Θ=25, a rozkładowi w Φ (wg. tabeli 12) wartość topologicznego kodu C_Φ=11.

- kod Θ (C_Θ): aby zredukować liczbę kodów klasyfikujemy możliwe rzuty na przypadki zawierające jeden, dwa, lub więcej skupisk w ten sposób, że mamy nie więcej niż 64 wartości. Rozkładom z jednym zajętym sektorem przypisujemy liczby od 0 do 7, rozkładom z dwoma zajętymi sektorami odpowiadają liczby od 8 do 35. Kody liczbowe od 36 do 64 są użyte dla opisu rozkładów z trzema lub więcej zajętymi sektorami. Tabela 11 przedstawia rozkłady w Θ i odpowiadające im kody liczbowe C_Θ. Przykładowo, rozkładowi w Θ na rysunku 22 odpowiada C_Θ=25.

- kod Φ (C_Φ): dla rzutów na oś Φ, grupując razem te rozkłady, które poprzez obrót i/lub odbicie nakładają się na siebie, redukujemy liczbę wskaźników do 30. Tabela 12 przedstawia zależność między rozkładami w Φ i kodami C_Φ. Rzutowi na oś Φ z rysunku 22 przypisana zostanie wartość C_Φ=11.

- kod ΘΦ ($C_\Theta C_\Phi$): nawet dla zredukowanych kodów Θ i Φ liczba możliwych różnych dwuwymiarowych rozkładów jest 30x64=1920. Musimy więc ją znowu obniżyć i uzyskujemy to poprzez kolejną redukcję topologicznych kodów Θ i Φ do ośmiu wartości dla każdego rzutu (c_θ i c_ϕ). Tabele 13 i 14 przedstawiają przypisanie

wzór Θ	C_Θ	wzór Θ	C_Θ	wzór Θ	C_Θ
○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	0	● ○ ○ ○ ○ ○ ● ○	23	● × ○ × ● ○ ○ ○	41
● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○	0	○ ● ○ ○ ○ ○ ○ ○	24	● ⋆ ● ⋆ ● ○ ○ ○	42
○ ⋆ ○ ○ ○ ○ ○ ○	1	○ ○ ● ○ ○ ○ ● ○	25	○ ● × ○ × ● ○ ○	43
○ ○ ● ○ ○ ○ ○ ○	2	○ ○ ○ ● ○ ○ ● ○	26	○ ● ⋆ ● ⋆ ● ○ ○	44
○ ○ ○ ● ○ ○ ○ ○	3	○ ○ ○ ○ ● ○ ● ○	27	○ ○ ● × ○ × ● ○	45
○ ○ ○ ○ ● ○ ○ ○	4	○ ○ ○ ○ ○ ● ● ○	28	○ ○ ● ⋆ ● ⋆ ● ○	46
○ ○ ○ ○ ○ ● ○ ○	5	● ○ ○ ○ ○ ○ ○ ●	29	○ ○ ○ ● × ○ × ●	47
○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ○	6	○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ●	30	○ ○ ○ ● ⋆ ● ⋆ ●	48
○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ●	7	○ ○ ● ○ ○ ○ ○ ●	31	● × ○ ○ × ● ○ ○	49
● ● ○ ○ ○ ○ ○ ○	8	○ ○ ○ ● ○ ○ ○ ●	32	● ⋆ × × ⋆ ● ○ ○	50
● ○ ● ○ ○ ○ ○ ○	9	○ ○ ○ ○ ● ○ ○ ●	33	○ ● × ○ ○ × ● ○	51
○ ● ● ○ ○ ○ ○ ○	10	○ ○ ○ ○ ○ ● ○ ●	34	○ ● ⋆ × × ⋆ ● ○	52
● ○ ○ ● ○ ○ ○ ○	11	○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ●	35	○ ○ ● × ○ ○ × ●	53
○ ● ○ ● ○ ○ ○ ○	12	● ● ● ○ ○ ○ ○ ○	36	○ ○ ● ⋆ × × ⋆ ●	54
○ ○ ● ● ○ ○ ○ ○	13	● × × ● ○ ○ ○ ○	36	● × ○ ○ ○ × ● ○	55
● ○ ○ ○ ● ○ ○ ○	14	○ ● ● ● ○ ○ ○ ○	37	● ⋆ × ○ × ⋆ ● ○	56
○ ● ○ ○ ● ○ ○ ○	15	○ ● × × ● ○ ○ ○	37	● ⋆ ⋆ ● ⋆ ⋆ ● ○	57
○ ○ ● ○ ● ○ ○ ○	16	○ ○ ● ● ● ○ ○ ○	38	○ ● × ○ ○ ○ × ●	58
○ ○ ○ ● ● ○ ○ ○	17	○ ○ ○ ● ● ● ○ ○	38	○ ● ⋆ × ○ × ⋆ ●	59
● ○ ○ ○ ○ ● ○ ○	18	○ ○ ● × × ● ○ ○	38	○ ● ⋆ ⋆ ● ⋆ ⋆ ●	60
○ ● ○ ○ ○ ● ○ ○	19	○ ○ ○ ○ ● ● ● ○	39	● × ○ ○ ○ ○ × ●	61
○ ○ ● ○ ○ ● ○ ○	20	○ ○ ○ ● × × ● ○	39	● ⋆ × ○ ○ × ⋆ ●	62
○ ○ ○ ● ○ ● ○ ○	21	○ ○ ○ ○ ○ ● ● ●	40	● ⋆ ⋆ × × ⋆ ⋆ ●	63
○ ○ ○ ○ ● ● ○ ○	22	○ ○ ○ ○ ● ⋆ ⋆ ●	40		

Tabela 11: Zależność między pojedynczymi rozkładami w Θ, a przypisanymi im kodami C_Θ. "◦" oznacza, że dany sektor jest pusty, "•" wskazuje na obecność sygnału w danym sektorze. "⋆" oznacza, że nie bierzemy pod uwagę czy dany sektor jest pusty, czy też nie. Podobnie jest dla oznaczenia "×", z tym, że w tym przypadku żądamy, aby pośród sektorów oznaczonych jako "×" przynajmniej w jednym był sygnał.

wzór Φ	C_Φ	wzór Φ	C_Φ	wzór Φ	C_Φ
○ ○ ○ ○ ○ ○ ○○	0	● ○ ● ● ○ ● ○○	23	● ● ● ● ○ ● ○○	43
● ○ ○ ○ ○ ○ ○○	4	● ○ ● ○ ● ○ ●○	25	● ● ● ○ ● ● ○○	45
● ● ○ ○ ○ ○ ○○	6	● ○ ● ○ ○ ○ ○○	26	● ● ● ○ ● ○ ●○	47
● ○ ○ ○ ● ○ ○○	9	● ● ● ○ ○ ○ ○○	28	● ● ○ ● ● ○ ●○	49
● ● ○ ○ ● ○ ○○	11	● ● ○ ● ○ ○ ○○	30	● ● ● ● ● ● ○○	51
● ● ○ ○ ● ● ○○	13	● ● ● ● ○ ○ ○○	32	● ● ● ● ● ○ ●○	53
● ○ ○ ● ○ ○ ○○	14	● ● ● ○ ● ○ ○○	35	● ● ● ● ○ ● ●○	55
● ○ ● ○ ○ ● ○○	17	● ● ○ ● ● ○ ○○	37	● ● ● ○ ● ● ●○	57
● ○ ● ○ ● ○ ○○	19	● ● ● ○ ○ ● ○○	39	● ● ● ● ● ● ●○	59
● ● ○ ● ○ ● ○○	21	● ● ● ● ● ○ ○○	41	● ● ● ● ● ● ●●	61

Tabela 12: Rozkłady w Φ i odpowiadające im kody C_Φ. "•" oznacza obecność sygnału w danym sektorze, "∘" oznacza pusty sektor.

wartości c_ϕ i c_θ poszczególnym kształtom rozkładów w Φ i Θ. Przyjmujemy następnie, że:

$$C_{\Theta\Phi} = 8c_\theta + c_\phi$$

- kod $\Theta_1\Theta_2$ ($C_{\Theta_1\Theta_2}$) [22]

Opisane powyżej sposoby redukcji kodów Θ i Φ zostały opracowane w czasie przygotowywania projektu, w oparciu o analizę danych dla zderzeń *ep* i dla procesów tła.

Topologiczny kod stanowi część topologicznego indeksu, który oprócz tego składa się z kodu klasy przypadku i kodu selekcji trygerowej. Topologiczny kod może być zastąpiony przez kod globalny.

Dla każdej rodziny w wyniku analizy możemy mieć 4 indeksy topologiczne, odpowiadające 4 kodom topologicznym, z których każdy wnosi swój wkład do odległości od tła, co symbolicznie przedstawiono na rysunku 23 jako δ_i (i = 1,..4). Wartość δ_i, ze względu na ustalenia przy projektowaniu systemu, nie może przekraczać 15.

Musimy więc podać przepis na obliczenie tego wkładu dla każdej możliwej konfiguracji, czyli dla wszystkich możliwych wartości każdego indeksu topologicznego.

Stosowany obecnie algorytm ma postać:

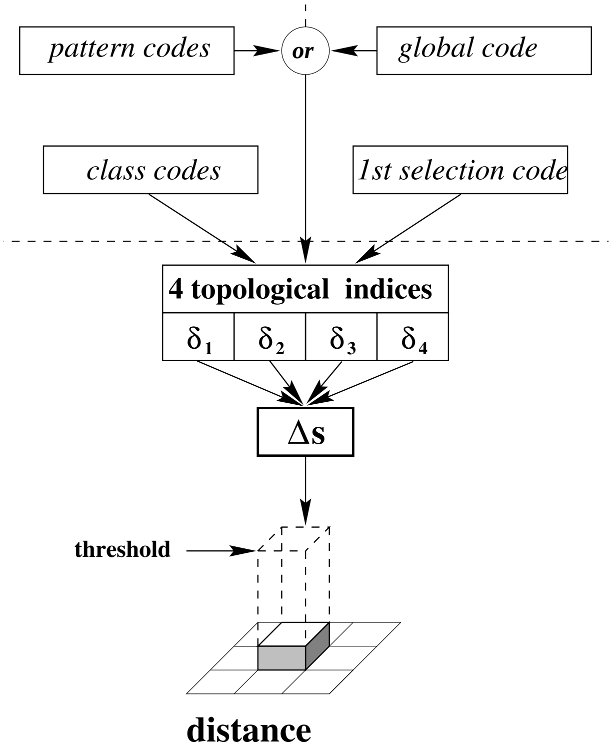
$$\delta \;=\; max[1, min(15, \frac{16}{2^{r/2}}(w - t + 1)]$$

---

[22] Topologiczny indeks dla pary rodzin wykorzystuje tylko kształty rozkładów w Θ, opierając się na zredukowanych do ośmiu wartości topologicznych wskaźnikach Θ. Przyjmujemy następnie, że:

$$C_{\Theta_1\Theta_2} = 8c_{\theta_1} + c_{\theta_2}$$

Kod $\Theta_1\Theta_2$ nie był dotychczas w analizie używany.



Rysunek 23: Rysunek przedstawia schemat tworzenia *indeksu topologicznego* i zasadę *dodawania odległości od tła*. Poszczególne składniki indeksu topologicznego to: topologiczny kod (*pattern codes*) lub kod globalny (*global code*), kod klasy przypadku (*class codes*) i kod selekcji trygerowej (*1st selection code*). δ_i oznacza wkład do odległości od tła od pojedynczego indeksu topologicznego, a Δs sumę wkładów od czterech indeksów topologicznych danej rodziny. Wysokość prostopadłościanu symbolizuje *wartość progową* dla *całkowitej odległości od tła* dla danego *elementu trygerowego* L2TT. Z nią porównywana jest suma wkładów od poszczególnych indeksów topologicznych rodzin, które są zgrupowane w tym elemencie trygerowym. Zakreskowana część oznacza przykładowo wkład Δs pochodzący od jednej rodziny.

wzór Φ	c_ϕ	wzór Φ	c_ϕ	wzór Φ	c_ϕ
○ ○ ○ ○ ○ ○ ○○	0	● ○ ● ● ○ ● ○○	6	● ● ● ● ○ ● ○○	6
● ○ ○ ○ ○ ○ ○○	0	● ○ ● ○ ● ○ ●○	7	● ● ● ○ ● ● ○○	6
● ● ○ ○ ○ ○ ○○	1	● ○ ● ○ ○ ○ ○○	2	● ● ● ○ ● ○ ●○	7
● ○ ○ ○ ● ○ ○○	4	● ● ● ○ ○ ○ ○○	2	● ● ○ ● ● ○ ●○	7
● ● ○ ○ ● ○ ○○	4	● ● ○ ● ○ ○ ○○	3	● ● ● ● ● ● ○○	6
● ● ○ ○ ● ● ○○	4	● ● ● ● ○ ○ ○○	3	● ● ● ● ● ○ ●○	7
● ○ ○ ● ○ ○ ○○	3	● ● ● ○ ● ○ ○○	3	● ● ● ● ○ ● ●○	7
● ○ ● ○ ● ○ ○○	5	● ● ● ○ ○ ● ○○	6	● ● ● ● ● ● ●○	7
● ● ○ ● ○ ● ○○	6	● ● ● ● ● ○ ○○	5	● ● ● ● ● ● ●●	7

Tabela 13: Rozkłady w Φ i odpowiadające im zredukowane kody c_ϕ. ”•” oznacza obecność sygnału w danym sektorze, ”◦” oznacza pusty sektor.

Nie jest to oczywiście jedyny możliwy algorytm, ale ponieważ wyniki otrzymane przy jego zastosowaniu są zadawalające, nie testowano dotychczas innych, możliwych rozwiązań.

Parametry tego algorytmu: w, r i t są dobierane empirycznie w trakcie ustalania warunków topologicznego trygera dla wyboru analizowanej klasy oddziaływań. Dobrane odpowiednio wartości tych parametrów są następnie zapisane razem z warunkami analizy topologicznej na zbiorze sterującym (tzw. *cut file* [46]), który kieruje pracą systemu.

Parametr w oznacza tzw. indeks energetyczny drugiej fazy. Może on być równy indeksowi W wyliczonemu w pierwszej fazie, ale dozwolone jest także wprowadzenie innej wartości w, między 0 i 7. Parametr t, który również może przyjmować wartości od 0 do 7, dla wszystkich analiz opisanych w tej rozprawie był równy 0. Parametr r przyjmuje wartości między 0 i 15.

Swoboda w wyborze parametrów w, t i r jest istotna, ponieważ pozwala na sterowanie wielkością δ. Opracowując strategię wyboru danej klasy przypadków, dobieramy odpowiednio wartości w, t *i* r tak, aby otrzymać żądane przyczynki do *odległości od tła* od poszczególnych indeksów topologicznych mogących wystąpić w danej selekcji. Tym indeksom topologicznym, które związane są z topologiami istotnymi dla danego procesu, powinny odpowiadać odpowiednio duże przyczynki do *odległości od tła*, ponieważ zwiększa to wagę tych konfiguracji w procesie wyboru. Rozdział 6 szczegółowo ilustruje tę metodę na konkretnych analizach.

Podany powyżej algorytm stosuje się z następującymi wyjątkami:

- jeśli r = 15 wtedy $\delta = 0$ niezależnie od wartości w i t,

- jeśli r < 15 ale $t > w$, wtedy także $\delta = 0$

wzór Θ	c_θ	wzór Θ	c_θ
● ○ ○ ○ ○ ○ ○○	0	● ● ○ ○ ○ ○ ○○	0
○ ● ○ ○ ○ ○ ○○	1	○ ○ ● ● ● ● ○○	1
○ ○ ● ○ ○ ○ ○○	2	●● z z z z ○○	2
○ ○ ○ ● ○ ○ ○○	3	○ ○ ○ ○ ○ ○ ●●	3
○ ○ ○ ○ ● ○ ○○	4	● ● ○ ○ ○○ z z	4
○ ○ ○ ○ ○ ● ○○	5	○ ○ ● ● ⋆⋆ z z	5
○ ○ ○ ○ ○ ○ ●○	6	○ ○ ○○ x x z z	6
○ ○ ○ ○ ○ ○ ○●	7	● ● ● ● ●● z z	7

Tabela 14: Rozkłady w Θ i odpowiadające im zredukowane kody c_θ. "•", "x" i "z" oznacza obecność sygnału przynajmniej w jednym sektorze danej grupy, tzn. układzie kolejnych sektorów oznaczonych tym samym znakiem. "○" oznacza pusty sektor, ⋆ znaczy, że sektor może być pusty albo może w nim być sygnał.

W tabeli 15 podane są wartości δ dla różnych wartości w i r, przy założeniu $t = 0$.

Indeksy topologiczne dla jednej lub kilku rodzin związanych z wyborem danej klasy przypadków grupujemy razem i przyporządkowujemy odpowiedniemu elementowi trygera L2TT. Następnie sumujemy wyliczone dla nich wkłady do *odległości od tła*. Otrzymana suma [23] s może być rozumiana jako *całkowita odległość danego przypadku od tła w przestrzeni określonej przez zmienne topologicznego trygera L2*. Ta wielkość stanowi podstawę do podjęcia przez system decyzji. Jest to trzecia i ostatnia faza analizy.

4.3.3 Trzecia faza analizy

W tej ostatniej fazie analizy system jest już przygotowany do podjęcia decyzji i wysłania odpowiedzi do centralnej logiki trygerowej. Obliczona w poprzedniej fazie analizy, dla każdego elementu trygerowego, odległość od tła jest porównywana ze zdefiniowaną wcześniej wartością progową dla tej wielkości. Warunkiem akceptacji przypadku przez dany element trygerowy jest, aby wyliczona odległość od tła była większa od wartości progowej ustalonej dla tego elementu. Jak wspomniałam poprzednio, wartości progowe, dobrane empirycznie w trakcie opracowywania warunków wyboru, wprowadzone są do systemu jako dane w zbiorze sterującym.

Należy podkreślić, że dzięki metodzie opartej na wyznaczeniu odległości możemy wprowadzać do naszej analizy nawet skomplikowane łączenia różnych rodzin. Daje to dużą elastyczność zarówno w doborze procesów fizycznych jak i warunków ich wyboru. Ta właśnie cecha okazała się istotna dla efektywności topologicznego trygera i przyczyniła się do sukcesu projektu .

Każdy z systemów wyzwalania drugiego poziomu, tzn. zarówno L2TT jak i L2NN, dostarcza 16 elementów trygerowych do centralnej logiki trygerowej. Każdy element

---

[23] Wartość s nasyca się przy 31, co wynika z ograniczeń aparaturowych.

w/r	0	1	2	3	4	5	6	7
0	15	15	15	15	15	15	15	15
1	11	15	15	15	15	15	15	15
2	8	15	15	15	15	15	15	15
3	5	11	15	15	15	15	15	15
4	4	8	12	15	15	15	15	15
5	2	5	8	11	14	15	15	15
6	2	4	6	8	10	12	14	15
7	1	2	4	5	7	8	9	11
8	1	2	3	4	5	6	7	8
9	1	1	2	2	3	4	4	5
10	1	1	1	2	2	3	3	4
11	1	1	1	1	1	2	2	2
12	1	1	1	1	1	1	1	2
13	1	1	1	1	1	1	1	1
14	1	1	1	1	1	1	1	1
15	0	0	0	0	0	0	0	0

Tabela 15: Wkłady δ do odległości od tła wyliczone dla różnych wartości parametrów w i r, przy założeniu t=0.

trygerowy drugiego stopnia wysyła swoją własną odpowiedź. Do akceptacji przypadku wystarcza pozytywna decyzja choćby jednego elementu trygerowego drugiego poziomu.

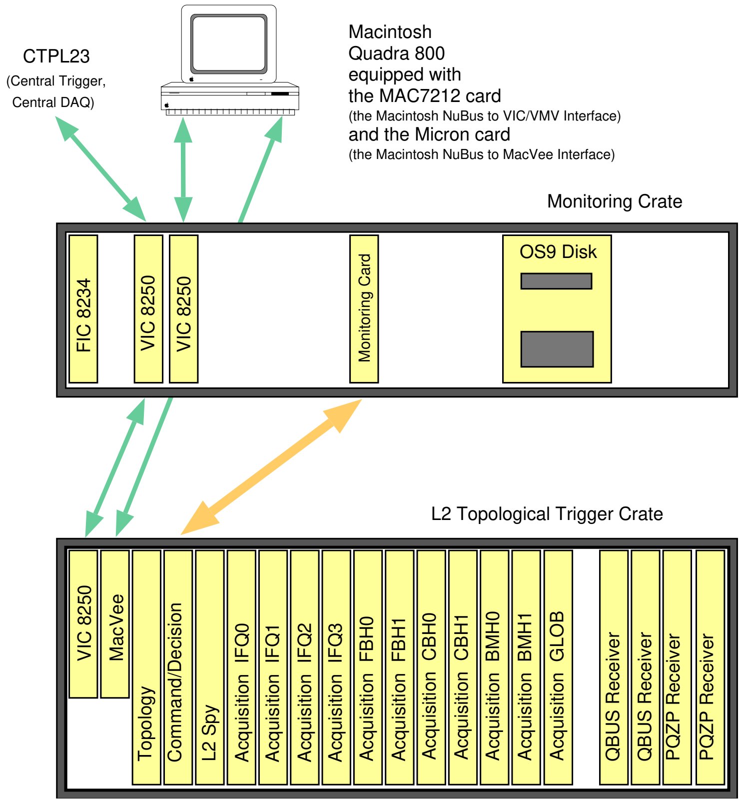
Rozdział 6 zawiera opis wybranych strategii trygera L2TT, natomiast w rozdziale następnym opisana jest krótko aparatura systemu.

5 Aparatura systemu

Realizacja aparaturowa opisanej wcześniej idei topologicznego trygera wykonana jest poprzez układ kart elektronicznych. Karty te zostały zaprojektowane i wykonane w laboratorium w Orsay [3, 4]. Ze względu na pełnione funkcje, karty dzielą się na 3 rodzaje:

- karty wczytujące dane (*Acquisition Cards*),
- kartę topologiczną (*Topology Card*),
- kartę sterująco-decyzyjną (*Command-Decision Card*).

Usytuowanie tych kart w kracie elektroniki eksperymentu przedstawione jest w dolnej części rysunku 24.



Rysunek 24: Położenie kart systemu L2TT w kracie elektroniki eksperymentu H1. Górna część przedstawia elementy układu monitorującego, a dolna elementy topologicznego trygera L2.

Pozostałe elementy umieszczone w kracie to :

– karta służąca do testowania działania aparatury (*Spy Card*),

- karty przekazujące do systemu informacje z trygera pierwszego poziomu (*PQZP Receiver Card, Qbus Receiver Card*) ([50, 51]),
- połączenie z centralną logiką trygerową (*VIC 8250*),
- połączenie z układem monitorującym (*Mac Vee Card*).

Górna część rysunku 24 przedstawia elementy układu monitorującego działanie trygera [5]. Układ ten nie jest w tej pracy bliżej opisany.

Szczegółowy opis aparatury podany jest w [3, 4], natomiast poniżej podane są tylko główne funkcje, które wykonują poszczególne elementy.

Karty wczytujące spełniają dwie funkcje:

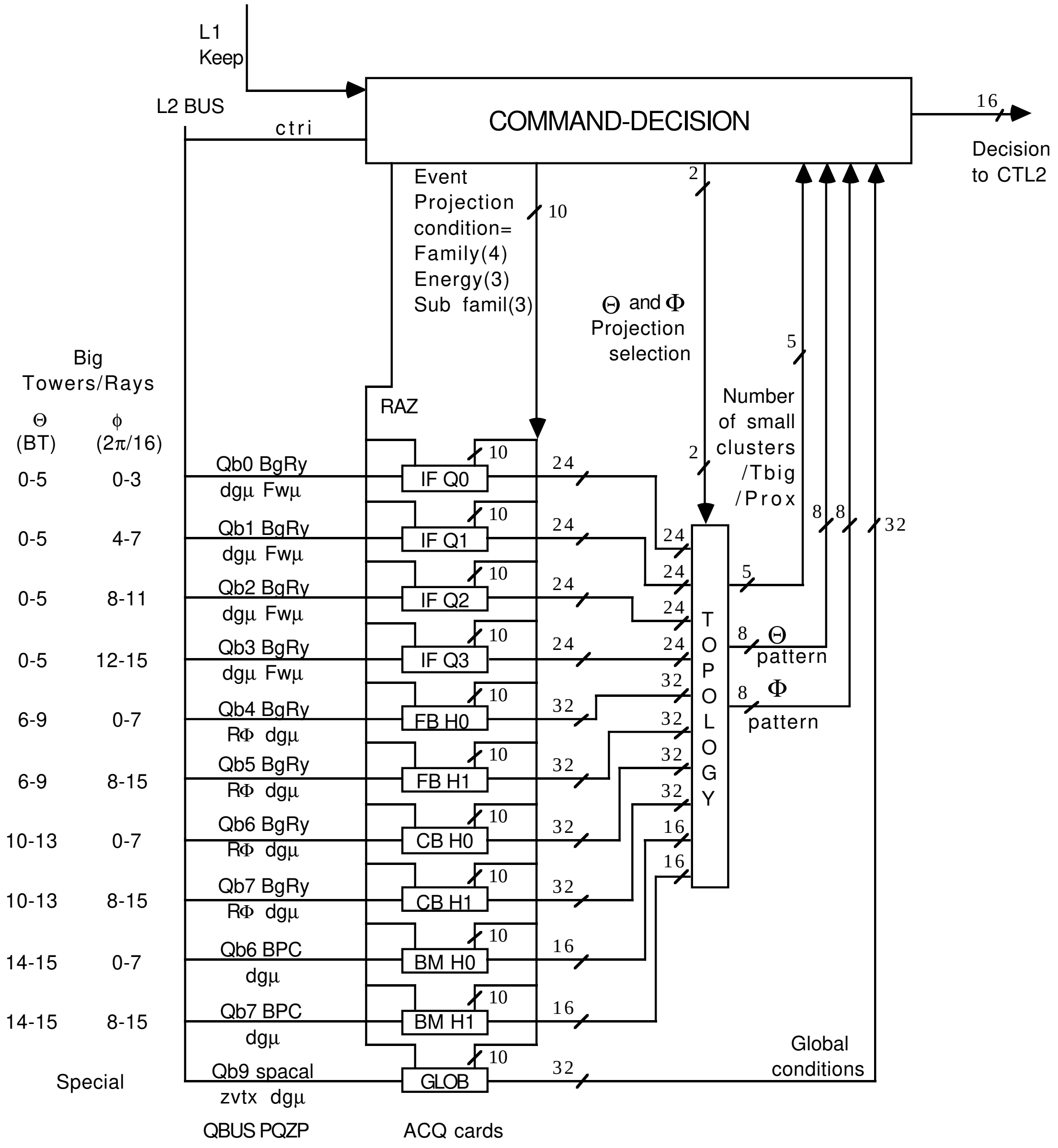
- zbierają dane z trygera poziomu pierwszego i przechowują je podczas analizy przypadku,
- wysyłają do odpowiednich kart z którymi są połączone (karta topologiczna i karta sterująco-decyzyjna) wyznaczone z danych informacje o sygnałach.

Rysunek 25 przedstawia ogólny schemat połączeń pomiędzy kartami. Kart wczytujących jest 11. Oznaczone są jako IF Q0, IF Q1, …, BM H1 i GLOB na rysunku 25. Każda karta połączona jest do czterech magistrali (*buses*) dostarczających dane z poszczególnych obszarów kalorymetru i detektorów śladowych. Magistrale te oznaczone są jako Qb0, …, Qb9 (dla kalorymetru LAr), BgRy, RΦ, zvtx, BPC (dla komór śladowych), dgμ, Fwμ (dla komór mionowych) i spacal (dla kalorymetru SpaCal). Po lewej stronie rysunku 25 podane są indeksy Θ i Φ sektorów, z których informacja jest przesyłana do poszczególnych kart.

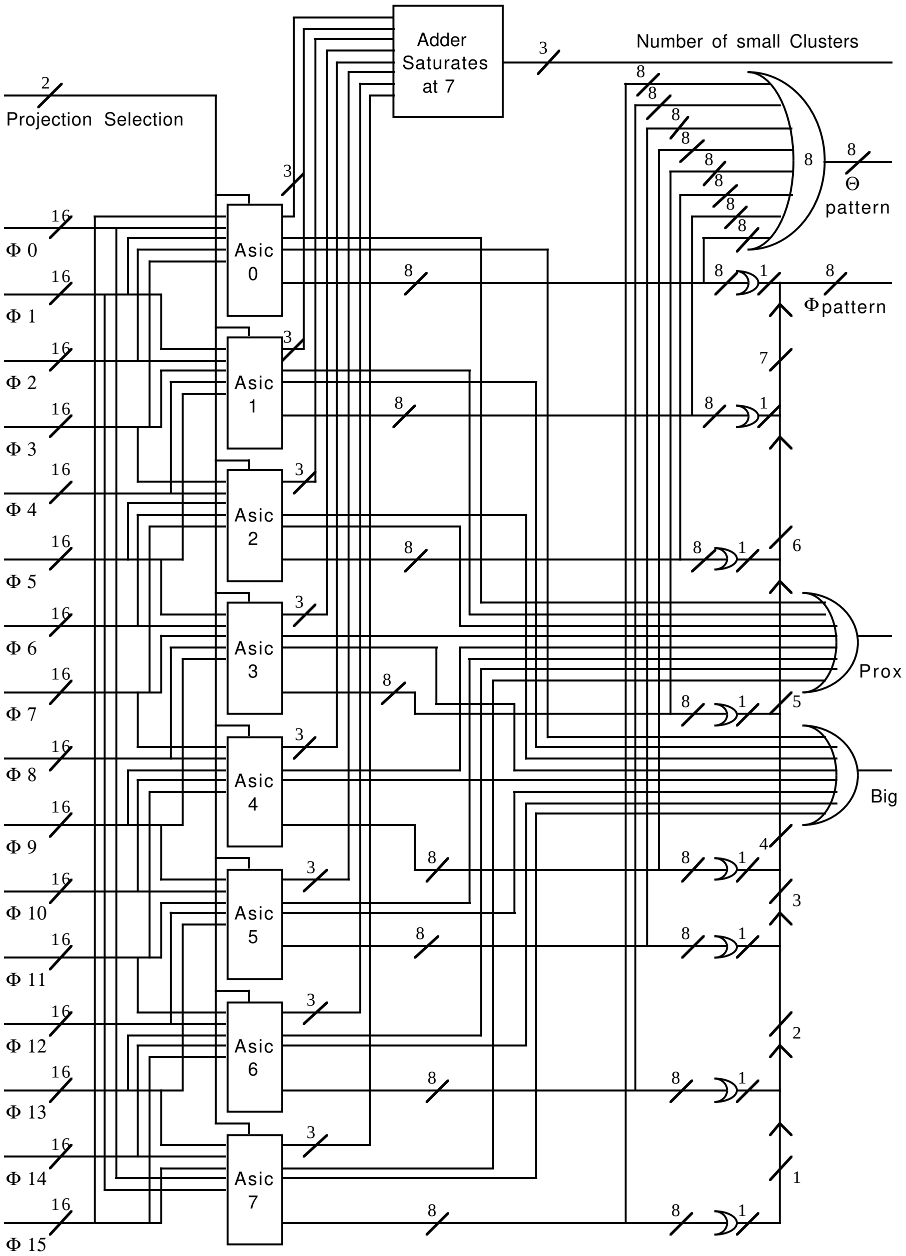
Na rysunku zaznaczone są też sygnały wejściowe i wyjściowe, oraz jest podana liczba bitów, w których zawarta jest dana informacja.

Karta topologiczna, oznaczona jako TOPOLOGY na rysunku 25, analizuje topologiczną macierz $\Theta\Phi$ o granulacji 16x16, identyfikując wielkości opisane w rozdz. 4.3.1: małe i duże skupiska cel oraz separację małych skupisk. Dla realizacji tego projektu zaprojektowano i zbudowano w LAL (Orsay) w technologii ASIC (*Application Specified Integrated Circuit*) specjalny obwód, przeprowadzający klasteryzację dwóch sąsiednich sek/-to/-rów Φ. Sposób działania obwodu ASIC opisany jest w pracy [3, 4]. Rysunek 26 ilustruje przyporządkowanie obwodów, oznaczonych jako Asic 0, …, Asic 7, poszczególnym sektorom Φ. Karta topologiczna ma 8 takich obwodów, obejmujących cały zakres kąta ϕ. Każdy obwód otrzymuje dane z kart wczytujących dla 5 kolejnych sektorów Φ i 16 sektorów Θ macierzy $\Theta\Phi$ oraz informację z karty sterująco-decyzyjnej (oznaczonej na rysunku 26 jako COMMAND-DECISION), podającej sposób projekcji cel z sygnałami na osie Θ i Φ. Wyliczone wielkości: ν, *Big* (Tbig na rysunku 25), X (Prox na rysunku 25), oraz projekcje macierzy $\Theta\Phi$ na oś Θ (Θ *pattern* na rysunku 25) i oś Φ (Φ *pattern* na rysunku 25) przesyłane są do karty sterująco- decyzyjnej.

Karta sterująco-decyzyjna pełni dwie różne funkcje, ale żeby nie wprowadzać dodatkowych opóźnień w przesyłaniu informacji, odpowiednie obwody zostały zaprojektowane na jednej karcie.



Rysunek 25: Ogólny schemat połączeń pomiędzy kartami systemu L2TT. Po lewej stronie rysunku zaznaczone są indeksy Θ i Φ sektorów, z których informacja przesyłana jest do poszczególnych kart wczytujących, oznaczonych jako IF Q0, ..., BM H1 i GLOB. Strzałki wskazują przepływ informacji, a liczby podają ilość przesyłanych bitów. "L1Keep" oznacza sygnał wysyłany przez pierwszy poziom trygera, inicjalizujący działanie poziomu drugiego. "ctri" oznacza informacje przesyłane z centralnej logiki trygera poziomu pierwszego do systemu L2TT. Wyjściowa decyzja L2TT oznaczona jest jako "Decision to CTL2". Sygnał "RAZ" zeruje zawartość kart przed rozpoczęciem wczytywania danych. Reszta objaśnień znajduje się w tekście.



Rysunek 26: Schemat połączeń wewnątrz karty topologicznej. Obwód sumujący liczbę małych skupisk oznaczony jest jako "Adder". Liczby przy Φ, podają numer sektora Φ, czyli indeks Φ. Pozostałe nazwy objaśnione są w tekście.

Część sterująca wysyła kolejno warunki analizy (oznaczone na rysunku 25 jako *Event Projection condition*) do kart wczytujących. Podają one numer rodziny (*Family*) i numer podrodziny (*Sub famil*) oraz wartość indeksu energetycznego (*Energy*) dla kolejnych projekcji. Również karta topologiczna otrzymuje sygnał z części decyzyjnej, podający sposób projekcji (Θ *i* Φ *Projection selection*).

Aby mieć możliwość wprowadzania zmian do części sterującej, funkcje sterowania przejęte są przez szybki, o cyklu równym 30 nsek, mikroprocesor DSP 21010 pracujący w oparciu o wprowadzony algorytm.

Część decyzyjna na podstawie danych z karty topologicznej wylicza indeksy topologiczne i dla określonej topologii sumę wkładów odległości od tła od tych indeksów, które występują w danej topologii. Na końcu analizy te wartości są wysyłane do części sterującej, gdzie odległości od tła dla wszystkich analiz dających wkład do określonego elementu trygerowego są dodawane. Otrzymana suma jest porównywana z wartością progową dla danego elementu trygerowego i na tej podstawie podejmowana jest decyzja o odrzuceniu lub akceptacji przypadku przez dany element trygerowy. Po zakończeniu analizy całego zdarzenia, 16 odpowiedzi dla 16 elementów trygerowych L2TT, jest przesyłanych do centralnej logiki trygerowej.

Tryger L2 ma 20 μsek, czyli 208 taktów HERY, na podjęcie decyzji. Po zakończeniu wczytywania danych, które wymaga 5 μsek, karta sterująco-decyzyjna wysyła kolejno warunki analizy z częstością jednej komendy na 1 jednostkę zegara HERY. Każda analiza trwa $\sim$ 1.6 taktów HERY, czyli możemy przeprowadzić $\sim$ 98 analiz. Obecnie jest ich nieco ponad 60.

System pracuje bardzo dobrze. Od połowy września 1996 roku, kiedy została wymieniona jedna z kart wczytujących, nie było żadnych awarii systemu [24].

---

[24] W tym roku, w początkowym okresie zbierania danych, wystąpiły pewne niestabilności w pracy systemu, spowodowane częściowo nieprawidłowym działaniem logiki centralnego trygera. Po rozwiązaniu tych problemów system pracuje poprawnie

6 Przykłady procesów fizycznych filtrowanych z udziałem L2TT

Począwszy od końca 1995 roku elementy topologicznego trygera były sukcesywnie wprowadzane do układu filtrowania danych w eksperymencie H1. Obecnie mamy 11 aktywnych elementów L2TT i kilka na etapie prób, tzn. ich wynik nie ma jeszcze wpływu na końcową decyzję centralnego trygera.

Zastosowane elementy można podzielić na dwie grupy, biorąc jako kryterium podziału procesy fizyczne z nimi związane. Jedna grupa obejmuje te elementy, które wybierają przypadki z procesów głęboko-nieelastycznych. Druga grupa związana jest z procesami fotoprodukcji. W następnych rozdziałach omówię szczegółowo te wybrane elementy z obu grup, które były albo niezbędne w uzyskaniu jakichkolwiek danych np. element trygerowy dla nieelastycznej produkcji mezonu J/ψ albo pomogły w zwiększeniu statystyki i czystości próbek. Do nich należą elementy trygerowe z wykorzystaniem informacji z kalorymetru SpaCal, czy też element trygerowy dla wyboru przypadków zawierających miony z półleptonowego rozpadu kwarku b. Ten ostatni wymieniony element jest ponadto przykładem dość skomplikowanej selekcji, ukazującej szerokie możliwości topologicznego trygera. Dlatego analiza ta została szczegółowo opisana, z uwzględniem kolejnych kroków prowadzących do opracowanej strategii trygera.

Topologiczny tryger korzysta z informacji dostarczanych przez tryger poziomu pierwszego. Każdej klasie procesów fizycznych można przyporządkować pewne trygery L1, które zawierają w sobie sygnały najbardziej charakterystyczne dla tych zdarzeń. Tak np. trygery L1, opracowane dla wyboru procesów głęboko-nieelastycznego rozpraszania z prądem neutralnym, dla wartości przekazanego czteropędu $Q^2 \leq 100$ GeV^2, zawierają sygnały z kalorymetru SpaCal, w którym powinien być widoczny rozproszony elektron. Dlatego w przykładach analiz topologicznego trygera podany jest krótki opis podstawowego dla wyboru danego procesu trygera L1, z którym stowarzyszony jest odpowiedni element topologicznego trygera. W opisie tym podane są najważniejsze składniki tego trygera, które służą do identyfikacji wybranego zdarzenia.

6.1 Procesy fotoprodukcji

Wśród procesów fotoprodukcji produkcja ciężkich kwarków jest zagadnieniem interesującym, ale niestety cierpiącym z powodu małej statystyki. Jak już wspomniałam wcześniej, przyczyny są głównie dwie: stosunkowo mały przekrój czynny na ten proces i duże podobieństwo tych zdarzeń do przypadków tła. Ta druga cecha powoduje, że są one odrzucane już na pierwszym poziomie trygera, bo w przeciwnym wypadku tło "zablokowałoby" nam całkowicie system zbierania danych. Dla tej klasy przypadków opracowano elementy topologicznego trygera dla:

- klasy zderzeń z ukrytym powabem, których sygnaturą jest *elektron* z rozpadu mezonu J/ψ na parę e^+e^-,
- klasy zderzeń z odkrytym pięknem, których sygnaturą jest *muon* z półleptonowego rozpadu kwarku b.

Te dwa elementy trygerowe, opisane szczegółowo w [55] i [56], przedstawione są w kolejnych rozdziałach.

6.1.1 Element L2TT oparty na μ z półleptonowego rozpadu kwarku b.

Jak dotychczas, w eksperymencie H1 jedynym kanałem w którym poszukuje się cząstek zawierających kwark b jest półleptonowy rozpad $b \rightarrow c\mu\overline{\nu}_\mu$ [57]. Kwark c rozpada się następnie półleptonowo lub hadronowo. Zgodnie z kinematyką półleptonowego rozpadu kwarku b oczekujemy, że kierunek μ z tego rozpadu jest skorelowany z kierunkiem pęku z hadronizacji kwarku c (rysunek 14). Ta cecha badanej reakcji została wykorzystana w opracowaniu warunków topologicznego trygera.

Jako próbkę danych wykorzystano 1278 przypadków zebranych w 1995 [64]. Dane z 1996 roku nie mogły być użyte ze względu na niezrozumiałe efekty w działaniu trygera mionowego, jednego ze składników warunku wyboru poziomu L1 dla tej klasy przypadków. Tryger ten oznaczony jest jako s19 w zestawie warunków trygerowych L1 używanych podczas zbierania danych. Główne żądania trygera s19 są następujące:

- obecność sygnału z trygera centralnych komór mionowych, tzn. z przedniej i centralnej beczki,
- obecność sygnału z trygera DCrϕ o rejestracji co najmniej jednej cząstki o pędzie poprzecznym $p_t > 800$ MeV,
- obecność sygnału z trygera DCrϕ o rejestracji co najmniej jednej cząstki o ładunku ujemnym [25] i o $p_t > 800$ MeV.

Wybór na poziomie końcowej analizy fizycznej zawierał dalsze warunki. Wymagano aby w przypadku był:

- przynajmniej jeden μ o pędzie poprzecznym $p_t^\mu > 1$ GeV i kącie $30° < \theta_\mu < 150°$, zarejestrowany w komorach mionowych, w które wyposażone jest żelazo (czyli tzw. mwj),
- przynajmniej jeden pęk hadronowy o energii poprzecznej $E_T > 8$ GeV.

Dla naszych badań zażądaliśmy, aby były spełnione dwa dodatkowe warunki, konieczne do przeprowadzenia analizy opracowywanych założeń topologicznego trygera:

1) obecność trygera mionowego pierwszego poziomu,
2) aby informacja z trygera mionowego pierwszego poziomu została przekazana na poziom drugi.

Ponieważ zarówno tryger mionowy, jak i przekaz informacji na drugi poziom trygera nie działały jeszcze w 1995 roku całkiem poprawnie, tylko 275 przypadków spełniało te dodatkowe warunki.

Jako tło wykorzystano próbkę 5512 przypadków z trygerem s19, zebranych przez system monitorujący L2TT, przed selekcją trygerową na wyższych poziomach. Tryger poziomu pierwszego s19, który oprócz wymaganej obecności sygnału z trygera mionowego ma tylko bardzo słabe kryteria wyboru dotyczące obecności śladów w centralnym obszarze

---

[25] Równie dobrze mógłby być ładunek dodatni, ale taki konkretny wybór był na pierwszym poziomie trygera.

detektora, akceptuje klasę przypadków, która stanowi rzeczywiste tło dla naszej selekcji, najtrudniejsze do odrzucenia. Wśród tej próbki tła mogą być też, ale w zaniedbywalnym procencie, zdarzenia z interesującej nas klasy przypadków.

Do opracowania elementu trygerowego wykorzystano następujące informacje:

- energię zarejestrowaną w dużych wieżach kalorymetru argonowego,
- sygnały z trygera DCrϕ,
- sygnały z trygera mionowego.

Podstawowe warunki selekcji fizycznej narzucają topologie, czyli wybór wielkości i zależności między nimi, które wprowadza sie do analizy trygerowej: powinna być *korelacja między mionem i pękiem hadronowym*. Pęk hadronowy może się manifestować zarówno poprzez obecność śladów jak i poprzez energię widoczną w kalorymetrze. Skupiska energii mogą być połaczone ze śladami, lub występować samodzielnie.

	rphi_mu	BT_mu	rphi_BT_mu
μ+pęk hadronowy	97.0%	86.2%	84.4%
tlo	50.8%	41.3%	22.1%

Tabela 16: Procent przypadków spełniających wymagane warunki koincydencji. Objaśnienia warunków koincydencji podane są w tekście.

Wprowadzone więc zostały następujące warunki koincydencji:

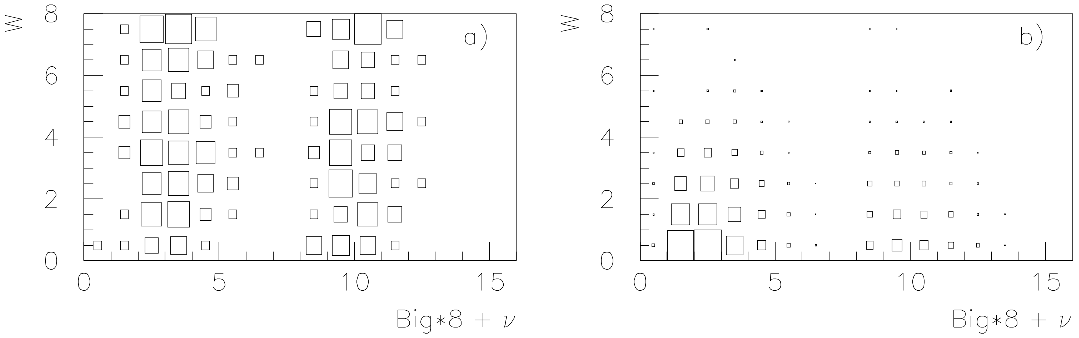
- sygnał mionowy stowarzyszony z sygnałem z trygera DCrϕ, przy czym wymagana jest zgodność obu sygnałów w kącie $\phi \pm 2\pi/16$. Ten warunek koincydencji oznaczać będę jako *rphi_mu*.
- sygnał mionowy stowarzyszony z energią w dużej wieży kalorymetru LAr, przy czym wymagana jest zgodność obu sygnałów w kącie $\phi \pm 4\pi/16$. Zakres zgodności w ϕ jest szerszy niż w poprzednim warunku, ponieważ miony są raczej niskoenergetyczne i ulegają zakrzywieniu w polu magnetycznym. Jako próg energetyczny dla dużej wieży przyjmujemy minimalną rejestrowaną wartość energii, czyli 0.5 GeV. Ten warunek koincydencji oznaczać będę jako *BT_mu*.
- sygnał mionowy stowarzyszony równocześnie z energią w dużej wieży kalorymetru LAr i z sygnałem z trygera DCrϕ. Ten warunek koincydencji oznaczać będę jako *rphi_BT_mu*.

  Energia zarejestrowana w kalorymetrze LAr pochodzi od pęku z hadronizacji kwarku *c*.

W tabeli 16 podany jest procent danych fizycznych i przypadków tła [26] spełniających powyższe warunki.

Z analizy fizycznej wynika, że pęki hadronowe w danych charakteryzują się raczej obecnością śladów w centralnych komorach cylindrycznych niż dużą wartością energii zarejestrowanej w kalorymetrze LAr. Dlatego istotną wielkością jest liczba i pozycja w ϕ sygnałów z trygera DCrϕ. Na podstawie rozkładów tych sygnałów określamy:

- liczbę małych skupisk ν i obecność dużego skupiska. Tę charakterystykę nazywać będę topologicznym wzorem $r - \phi$.



Rysunek 27: Topologiczny wzór $r - \phi$. Przedstawiona jest liczba małych skupisk ν w zależności od indeksu energetycznego W dla a) danych i b) tła. Do wartości ν dodana jest wartość 8 jeśli w przypadku jest duże skupisko (*Big*=1).

Rys. 27 ilustruje różnicę w liczbie skupisk dla przypadków z klasy μ + *pęk hadronowy* i z tła, w zależności od indeksu energetycznego W. Na osi poziomej przedstawiona jest wprost liczba małych skupisk ν (wartości od 0 do 7), jeśli w przypadku nie ma dużego skupiska (*Big*=0), lub ν+8 (wartości od 8 do 15), jeżeli w przypadku jest duże skupisko (*Big*=1). Zależność między energetycznym progiem T wyrażonym w liczbie zliczeń FADC lub w GeV, a indeksem energetycznym W użytym do rzutowania dużych wież kalorymetrycznych podana jest poniżej:

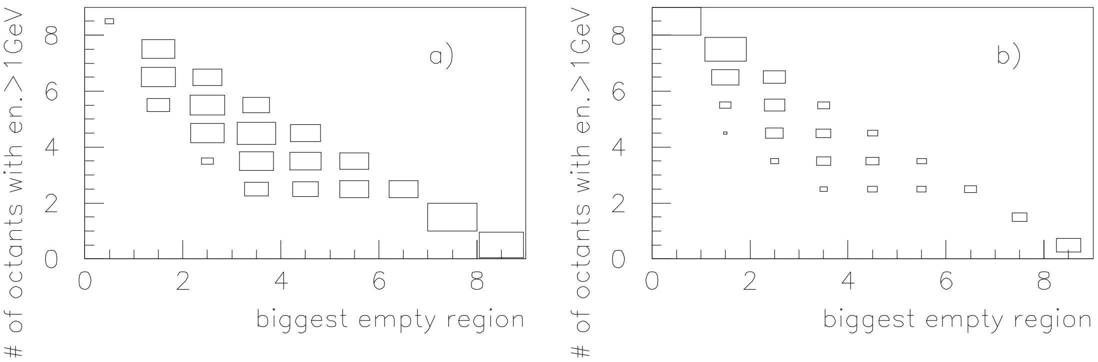
T (GeV)	$1.0\leq T<1.5$	$1.5\leq T<2.0$	$2.0\leq T<2.5$	$2.0\leq T<3.125$
W	0	1	2	3
T (GeV)	$3.125\leq T<4.0$	$4.0\leq T<5.0$	$5.0\leq T<6.25$	$T\geq 6.25$
W	4	5	6	7

Z rys. 27 widać, że przypadki tła grupują się przy małych wartościach ν oraz, że obecność dużego skupiska jest znacznie częstsza w danych niż w tle. Dlatego w analizie wprowadzamy następujące rozróżnienie przypadków, oparte na liczbie i rodzaju skupisk energii:

---

[26] Dla uproszczenia, przypadki wybrane w końcowej analizie interesujących nas procesów fizycznych, a więc w omawianym przykładzie przypadki klasy μ+*pęk hadronowy* będę nazywać "danymi", lub "danymi fizycznymi", a próbki zawierające przypadki stanowiące tło dla danego procesu, "tłem".

- przypadki, bez dużego skupiska (*Big=0*), które mają mniej niż 3 małe skupiska.
- przypadki, które mają dokładnie 3 małe skupiska, ν=3, ale bez dużego skupiska (*Big*=0),
- przypadki, które mają więcej niż 3 małe skupiska, $\nu \geq 4$, również bez dużego skupiska (*Big*=0),
- przypadki, które mają duże skupisko plus dowolną ilość małych skupisk, $\nu \geq 0$ i *Big*=1.



Rysunek 28: Topologiczny wzór dla dużych wież o indeksach Θ=0 i 1: a) dane, b) tło. Przedstawiony jest rozkład liczby sektorów Φ z zarejestrowaną energią powyżej 1 GeV w zależności od wielkości maksymalnego pustego obszaru, tzn. liczby sąsiadujących sektorów Φ z energią poniżej 1 GeV.

sygnatura tła			
	wszystkie przypadki	przypadki z mwj w	
		przedniej beczce	centralnej beczce
μ+pęk hadronowy	5.8%	4.3%	7.5%
tlo	49.2%	50.9%	25.7%

Tabela 17: Procent przypadków typu "*sygnatura tła*". Zakres kąta θ "przedniej beczki" odpowiada dużym wieżom o indeksach $\Theta = 6 \div 9$, natomiast zakres kąta θ "centralnej beczki" odpowiada dużym wieżom o indeksach $\Theta = 10 \div 13$.

Opisane powyżej charakterystyki okazały się jednak nie wystarczające do wydajnej redukcji tła. Dlatego wprowadzone zostały warunki dyskryminujące tło, oparte na rozkładach energii w dużych wieżach położonych najbliżej rury akceleratora, tzn. o indeksach Θ=0 i 1, co odpowiada kątowi $4° \leq \theta \leq 7°$. Jak widać z rysunku 2 w przypadkach tła jest zwykle duża krotność cząstek w przednim obszarze, w przeciwieństwie do przypadków z

	mwj w	
	przedniej beczce	centralnej beczce
μ+pęk hadronowy	51.3%	48.7%
tło	93.7%	6.3%

Tabela 18: Procent przypadków z mionami w żelazie (*mwj*) w przedniej beczce ($\Theta = 6 \div 9$) lub w centralnej beczce ($\Theta = 10 \div 13$).

interesującego nas procesu. Rysunek 28 przedstawia rozkład liczby sektorów Φ (dla granulacji w Φ równej 8) z zarejestrowaną energią powyżej 1 GeV w zależności od maksymalnej liczby sąsiadujących ze sobą sektorów Φ z energią poniżej 1 GeV, czyli tzw. maksymalnego pustego obszaru.

Jeśli jako charakterystykę przypadków tła, czyli *sygnaturę tła* uznamy fakt, że w danym przypadku 7 lub 8 sektorów Φ ma energię powyżej 1 GeV, wtedy 49.2% przypadków tła wykazuje taką cechę, a tylko 5.8% danych (tabela 17).

Ponadto okazuje się, jak ilustruje tabela 18, że prawie we wszystkich przypadkach tła sygnał mionowy jest w przedniej beczce i w połowie tych przypadków występuje sygnatura tła. Natomiast w danych sygnały mionowe rozłożone są równomiernie w przedniej i centralnej beczce i tylko niewielki procent tych przypadków wykazuje zachowanie typowe dla tła (tabela 17).

Dlatego wybór przypadku zależeć będzie od tego w jakim zakresie kąta θ jest sygnał mionowy. Warunki wyboru będą ostrzejsze, jeśli mion jest w przedniej beczce, ze względu na to, że spodziewamy się większego zanieczyszczenia próbki tłem w tym obszarze.

Rodzina	Obszar do przodu $\Theta=0 \div 5$	Obszar centralny $\Theta=6 \div 13$	Obszar do tyłu Θ=14,15
1	pusty	mwj	pusty
2	LAr BT $E_{elm} \cup E_{had}$ BT Θ=0,1	pusty	pusty
3	pusty	LAr $E_{elm} \cup E_{had} \cup$ mwj	pusty
4	pusty	LAr $E_{elm} \cup E_{had}$	pusty
5	pusty	DCr$\phi \cap$ mwj	pusty
6	pusty	DCrϕ	pusty

Tabela 19: Rodziny użyte w wyborze przypadków zawierających μ z półleptonowego rozpadu $b \rightarrow c\mu\overline{\nu}$. "$\cap$" oznacza logiczne "i", a "$\cup$" logiczne "lub".

Dla przeprowadzenia analizy topologicznej w oparciu o omówione charakterystyki wprowadzono sześć rodzin, które przedstawione są w tabeli 19.

Zadania rodzin są następujące:

rodzina 1	analizuje sygnały z trygera mionowego w obszarze centralnym w celu określenia *pozycji mionu*,
rodzina 2	analizuje duże wieże w obszarze do przodu w celu wyznaczenia topologicznego wzoru *sygnatury tła*,
rodzina 3	bada *koincydencję mionu z dużymi wieżami*,
rodzina 4	analizuje duże wieże w obszarze centralnym w celu wyznaczenia *indeksu energetycznego*,
rodzina 5	bada *koincydencję mionu ze śladami*,
rodzina 6	analizuje sygnały z trygera DCrϕ w celu wyznaczenia liczby i pozycji skupisk, czyli *topologicznego wzoru* $r - \phi$.

Wszystkim możliwym wartościom indeksów topologicznych związanych z podanymi rodzinami przypisujemy, wyznaczone empirycznie, określone wartości odległości od tła, Δs, wyliczone na podstawie wartości *w, r i t* (rozdz. 4) dla tej selekcji, podanych w zbiorze sterującym. Poniżej, podane są te wartości Δs dla poszczególnych topologii badanych w tej analizie. Aby przypadek został zaakceptowany, suma wkładów od wszystkich topologii występujących w danym przypadku powinna być co najmniej 16, ponieważ wartość progowa dla tego elementu topologicznego została ustalona na 15.

Analizowane topologie:

- pozycja μ:

warunek	Δs
μ jest w centralnej beczce	3
nie ma μ w centralnej beczce	0

- duże wieże kalorymetru LAr o indeksach Θ=0 i 1:

warunek	Δs
nie ma sygnatury tła	8
jest sygnatura tła	1

- μ w koincydencji z dużą wieżą kalorymetru LAr o energii E_{elm} lub E_{had} większej od 0.5 GeV:

warunek	Δs
jest koincydencja i $\nu \geq 4$ lub $\nu < 3$ i $Big=1$	3
jest koincydencja, ale $\nu < 3$ i $Big=0$	0
nie ma koincydencji	0

- energia E_{elm} lub E_{had} w dużych wieżach w centralnym obszarze kalorymetru LAr:

– wkład Δs zależy w następujący sposób od energetycznego progu T:

T (GeV)	$T<1.5$	$1.5\leq T<2.0$	$2.0\leq T<2.5$	$2.5\leq T<3.125$
Δs	2	4	6	8

T (GeV)	$3.125\leq T<4.0$	$4.0\leq T<5.0$	$5.0\leq T<6.25$	$T\geq 6.25$
Δs	10	12	14	15

- μ w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ:

– jeśli jest koincydencja, wtedy wkład Δs zależy w następujący sposób od energii E_{elm} lub E_{had} zarejestrowanej w dużych wieżach kalorymetru LAr w obszarze centralnym:

T (GeV)	$T<1.5$	$1.5\leq T<2.0$	$2.0\leq T<2.5$	$2.5\leq T<3.25$
Δs	2	5	8	11

T (GeV)	$3.125\leq T<4.0$	$4.0\leq T<5.0$	$5.0\leq T<6.25$	$T\geq 6.25$
Δs	14	15	15	15

– jeśli nie ma koincydencji, Δs jest równe 0.

- topologiczne wzory $r-\phi$:

warunek		Δs
$Big=0$	$\nu<3$	0
	$\nu=3$	1
	$\nu>3$	6
$Big=1$	$\nu=0$	10
	$\nu\geq 1$	10

Z tych indywidualnych wkładów dla każdej topologii budowane są warunki wyboru analizowanych przypadków.

Dla opracowania optymalnej strategii trygera, biorąc pod uwagę zarówno wydajność selekcji dla danych, jak i czynnik redukcji dla tła, podzielono przypadki na 4 klasy, w zależności od pozycji mionu i obecności sygnatury tła:

- 1-sza klasa:

\- mion jest tylko w centralnej beczce, nie ma sygnału mionowego w przedniej beczce. Nie ma sygnatury tła.

- 2-ga klasa:

\- mion jest tylko w centralnej beczce, nie ma sygnału mionowego w przedniej beczce. Jest sygnatura tła.

- 3-cia klasa:

\- mion jest w przedniej beczce. Nie ma sygnatury tła.

- 4-ta klasa:

	1-sza klasa	2-ga klasa	3-cia klasa	4-ta klasa
μ+pęk hadronowy	45%	3.6%	49.1%	2.2%
tło	4.8%	1.5%	45.5%	48.1%

Tabela 20: Procent przypadków danych i tła w poszczególnych klasach.

- Mion jest w przedniej beczce. Jest sygnatura tła.

W tabeli 20 podane są procenty przypadków danych i tła, w każdej z wyżej wymienionych klas. Widać, że dane fizyczne zgrupowane są w klasach 1-ej i 3-ej, charakteryzujących się brakiem sygnatury tła. Przypadki tła są najbardziej liczne również w klasie 3-ej, ale także i w 4-ej, czyli w klasach, w których μ jest w przedniej beczce, co widać było już wcześniej z danych w tabeli 18.

Opracowane warunki wyboru dla każdej z tych czterech klas przypadków są przedstawione w tabelach 21 do 24.

energetyczny indeks W	próg energetyczny T (GeV)	*nie* rphi_mu *nie* BT_mu	*nie* rphi_mu *tak* BT_mu	*tak* rphi_mu *nie* BT_mu	*tak* rphi_mu *tak* BT_mu
0	T <1.5	4s	akc	3s	akc
1	$1.5 \leq T < 2.0$	3s	akc	akc	akc
$\geq$2	$T \geq 2.0$	akc	akc	akc	akc

Tabela 21: Warunki wyboru dla 1-ej klasy przypadków; *tak* lub *nie* przed warunkiem koincydencji oznacza spełnienie lub niespełnienie danego warunku.

energetyczny indeks W	próg energetyczny T (GeV)	*nie* rphi_mu *nie* BT_mu	*nie* rphi_mu *tak* BT_mu	*tak* rphi_mu *nie* BT_mu	*tak* rphi_mu *tak* BT_mu
0	$T < 1.5$	big	big	big	4s
1	$1.5 \leq T < 2.0$	big	4s	4s	akc
2	$2.0 \leq T < 2.5$	4s	4s	akc	akc
3	$2.5 \leq T < 3.125$	4s	3s	akc	akc
4	$3.125 \leq T < 4.0$	4s	akc	akc	akc
$\geq$5	$T \geq 4.0$	akc	akc	akc	akc

Tabela 22: Warunki wyboru dla 2-ej klasy przypadków. *tak* lub *nie* przed warunkiem koincydencji oznacza spełnienie lub niespełnienie danego warunku.

Symbole użyte w tych tabelach, mają następujące znaczenie:

energetyczny indeks W	próg energetyczny T (GeV)	*nie* rphi_mu *nie* BT_mu	*nie* rphi_mu *tak* BT_mu	*tak* rphi_mu *nie* BT_mu	*tak* rphi_mu *tak* BT_mu
0	T <1.5	4s	4s	4s	3s
1	$1.5 \leq T < 2.0$	4s	3s	akc	akc
2	$2.0 \leq T < 2.5$	4s	acc	akc	akc
≥ 3	$T \geq 2.5$	akc	akc	akc	akc

Tabela 23: Warunki wyboru dla 3-ciej klasy przypadków; *tak* lub *nie* przed warunkiem koincydencji oznacza spełnienie lub niespełnienie danego warunku.

energetyczny indeks W	próg energetyczny T (GeV)	*nie* rphi_mu *nie* BT_mu	*nie* rphi_mu *tak* BT_mu	*tak* rphi_mu *nie* BT_mu	*tak* rphi_mu *tak* BT_mu
0	$T < 1.5$	odrz	big	odrz	big
1	$1.5 \leq T < 2.0$	odrz	big	4s	4s
2	$2.0 \leq T < 2.5$	big	4s	3s	akc
3	$2.5 \leq T < 3.125$	big	4s	akc	akc
4	$3.125 \leq T < 4.0$	4s	4s	akc	akc
5	$4.0 \leq T < 5.0$	4s	acc	akc	akc
6	$5.0 \leq T < 6.25$	3s	acc	akc	akc
7	$T \geq 6.25$	akc	akc	akc	akc

Tabela 24: Warunki wyboru dla 4-ej klasy przypadków; *tak* lub *nie* przed warunkiem koincydencji oznacza spełnienie lub niespełnienie danego warunku.

akc: oznacza, że przypadek zostanie zaakceptowany, niezależnie od topologicznego wzoru $r - \phi$,

odrz: oznacza, że przypadek zostanie odrzucony, niezależnie od topologicznego wzoru $r-\phi$,

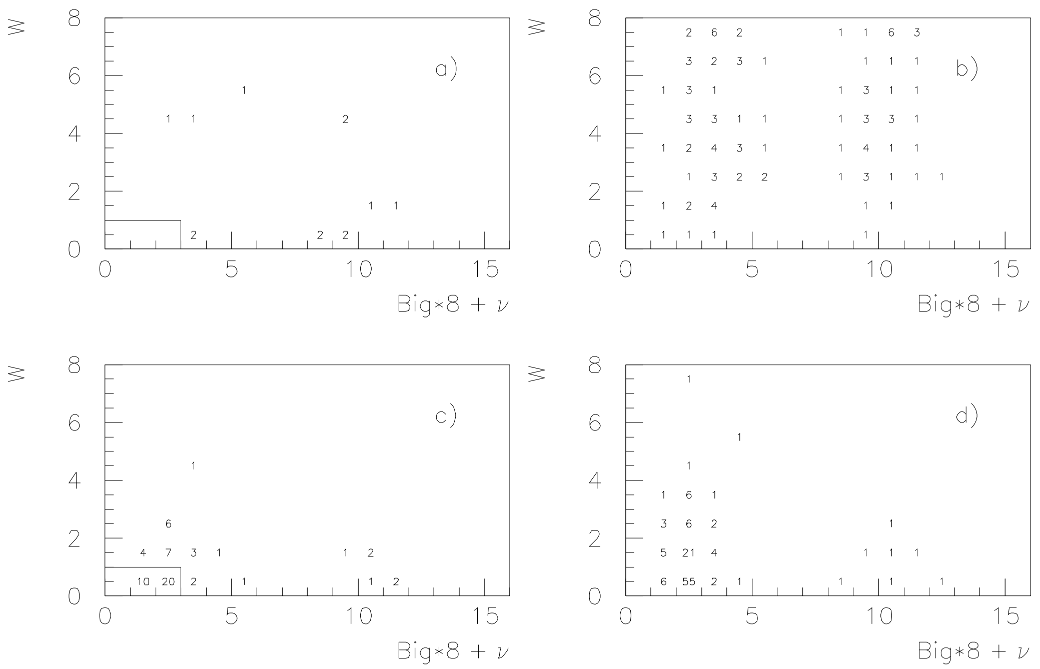
3s: oznacza, że przypadek zostanie zaakceptowany, jeśli było duże skupisko (Big=1) lub liczba małych skupisk $\nu \geq 3$,

4s: oznacza, że przypadek zostanie zaakceptowany, jeśli było duże skupisko (Big=1) lub liczba małych skupisk $\nu \geq 4$,

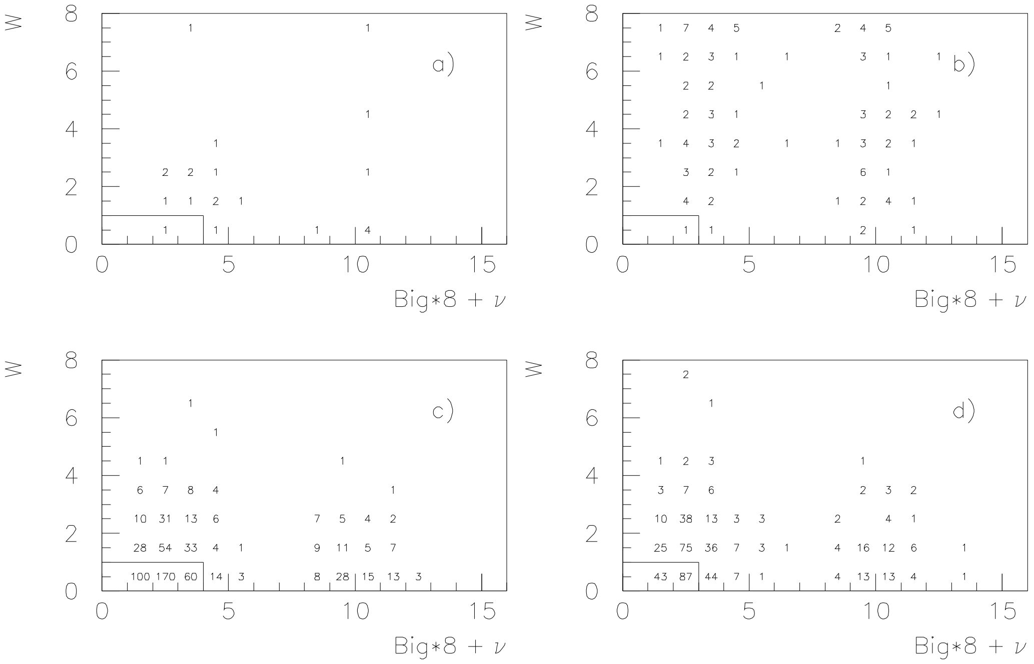
big: oznacza, że przypadek zostanie zaakceptowany niezależnie od liczby ν, jeśli było duże skupisko (Big=1),

$T < 1.5$: oznacza, że w przypadku nie ma dużej wieży z energią ≥ 1.5 GeV.

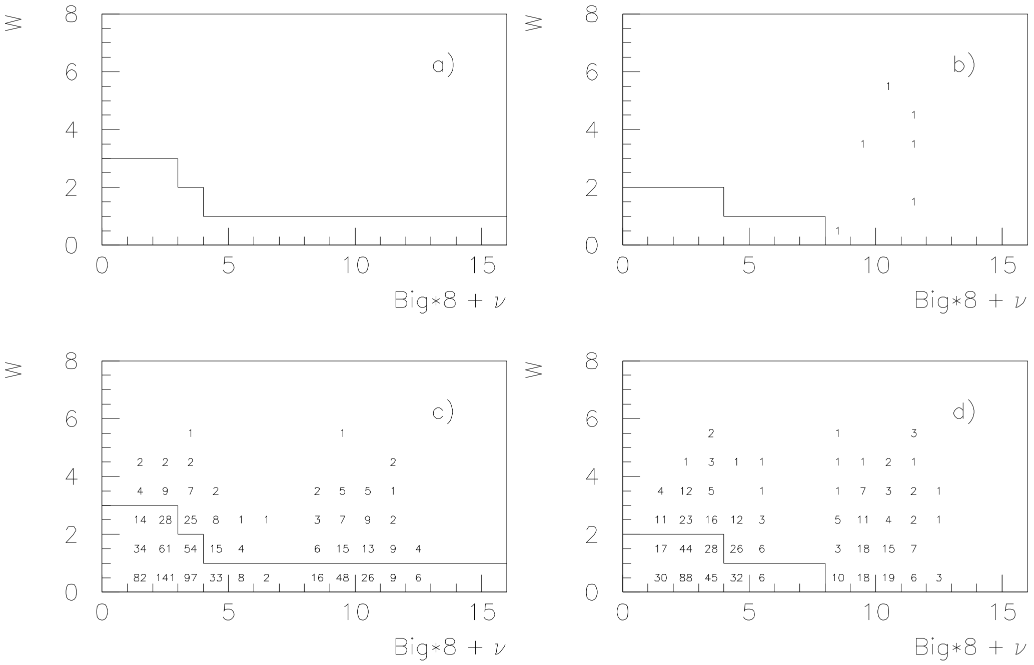
Jako przykład opracowanej strategii przedstawione są na rysunkach 29, 30 i 31, cięcia dla 1-ej, 3-ej i 4-ej klasy, dla dwóch najważniejszych topologii: mionu w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ i mionu w koincydencji zarówno z energią zarejestrowaną w dużej



Rysunek 29: 1-sza klasa przypadków. Górne rysunki przedstawiają dane, dolne rysunki przedstawiają tło. Liczby podają krotność przypadków w danym przedziale. Linie reprezentują zastosowane cięcia. a) i c) dla przypadków z mionem w jarzmie w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ, b) i d) dla przypadków, w których mion w jarzmie jest w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ i z energią w dużej wieży. W tym drugim przypadku nie ma cięć, akceptujemy wszystkie zdarzenia. Postępujemy tak dlatego, że w ustalaniu warunków wyboru staramy się mieć wysoką selektywność trygera i równocześnie wysoką wydajność. Z tym, że jeżeli uda nam się utrzymać wystarczająco wysoki czynnik redukcji, bezpieczniej jest zaakceptować nawet trochę więcej tła, które może zostać odrzucone w końcowej analizie fizycznej, niż stracić dobre przypadki.



Rysunek 30: 3-cia klasa przypadków. Górne rysunki przedstawiają dane, dolne rysunki przedstawiają tło. Liczby podają krotność przypadków w danym przedziale. Linie reprezentują zastosowane cięcia. a) i c) dla przypadków z mionem w jarzmie w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ, b) i d) dla przypadków, w których mion w jarzmie jest w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ i z energią w dużej wieży.



Rysunek 31: 4-ta klasa przypadków. Górne rysunki przedstawiają dane, dolne rysunki przedstawiają tło. Liczby podają krotność przypadków w danym przedziale. Linie reprezentują zastosowane cięcia. a) i c) dla przypadków z mionem w jarzmie w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ, b) i d) dla przypadków, w których mion w jarzmie jest w koincydencji z sygnałem z trygera DCrϕ i z energią w dużej wieży.

wieży, jak i z sygnałem z trygera DCrϕ. Te dwie topologie odpowiadają dwóm ostatnim kolumnom w tabelach 21 do 24. Zostały wybrane te klasy, ponieważ, jak już wcześniej wspomniałam, prawie wszystkie fizyczne przypadki należą do dwóch pierwszych z wymienionych klas (1-ej i 3-ej), a przypadki tła zgrupowane są w klasie 3-ej i 4-ej (tabela 20). Na rysunkach przedstawiona jest zależność indeksu energetycznego W od liczby skupisk $\nu + 8 \star Big$. Liczby podają statystykę przypadków w poszczególnych przedziałach, natomiast linie reprezentują cięcia. Przypadki leżące na zewnątrz linii zostaną zaakceptowane.

Procent przypadków zaakceptowanych w każdej klasie i dla każdej topologii, podany jest w tabeli 25. Wydajność selekcji dla danych jest wysoka i wynosi 99.3%. Tylko 2 przypadki z 275 zostały odrzucone. Ta niewielka strata przypadków jest w tych klasach, w których jest więcej tła. Ale musimy się z tym pogodzić, jeśli chcemy wydajnie zredukować tło.

klasa	próbka	*nie* rphi_val_mu *nie* BT_coin_mu	*nie* rphi_val_mu *tak* BT_coin_mu	*tak* rphi_val_mu *nie* BT_coin_mu	*tak* rphi_val_mu *tak* BT_coin_mu
1	*μ+pęk*	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
	tło	10.0%	0.0%	44.3%	100.0%
2	*μ+pęk*	–	100.0%	-	100.0%
	tło	10.5%	0.0%	31.8%	76.2%
3	*μ+pęk*	100.0%	–	95.5%	99.1%
	tło	10.1%	27.1%	48.1%	76.7%
4	*μ+pęk*	–	–	–	100.0%
	tło	1.2%	8.5%	20.2%	48.4%

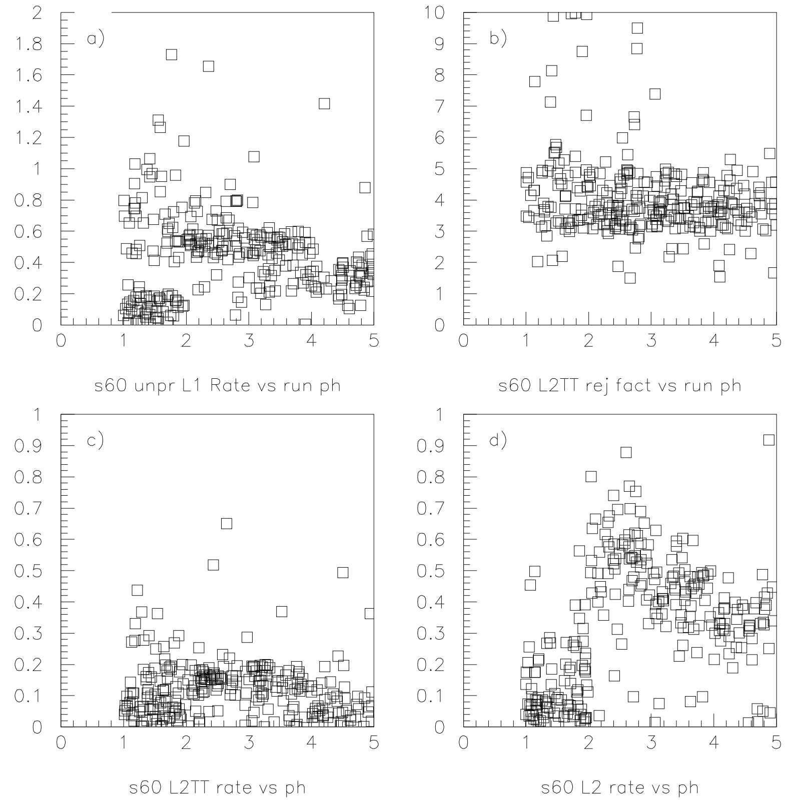
Tabela 25: Wydajność wyboru dla danych i tła, dla poszczególnych klas i topologii. '–' oznacza, że dana grupa jest pusta, nie ma zdarzeń spełniających żądane warunki.

Rysunek 32a przedstawia, dla róznych faz [27] zbierania danych, częstość na poziomie L1 trygera s60, który jest kopią st19 i ma dołączony omawiany element L2TT. Wartość ta nie wydaje się być bardzo duża, ale należy pamiętać, że trygerów mamy prawie 200 i żeby utrzymać całkowitą częstość na poziomie kilkudziesięciu Hz, pojedyncze przyczynki muszą być niewielkie. Czynnik redukcji tła, jak przedstawia rysunek 32b wynosił w 1997 roku ~ 4 i wystarczał, aby tryger s60 nie był przeskalowany już w pierwszej fazie zbierania danych.

Rysunki 32c i 32d pokazują częstości trygera s60 na drugim poziomie L2 również w funkcji fazy w danym cyklu zbierania danych. Z tym, że rysunek c) podaje częstość gdy tylko ten "mionowy" element topologicznego trygera jest aktywny, natomiast na rysunku d) jest częstość, spowodowaną akceptacją przypadku przez jakikolwiek element L2. Ta druga częstość jest wyższa i nieco mniej stabilna niż częstość w wyniku akceptacji tylko

---

[27] Fazy, numerowane od 0 do 4, różnią się zestawem trygerów aktywnych w danym okresie zbierania danych. Wybór fazy, a więc wybór trygerów, zależy od pracy akceleratora. Wyższa faza jest równoznaczna z niższym tłem od wiązek, co pozwala na włączenie w proces wyboru trygerów opartych na informacjach z detektorów czułych na jakość wiązek, np. komór śladowych.



Rysunek 32: Zachowanie się trygera s60 w funkcji fazy zbierania danych (objaśnienie faz jest w rozdziale 2.4.1). a) Nieprzeskalowana częstość na pierwszym poziomie. b) Czynnik redukcji tła. c) Częstość akceptacji przez "mionowy" element L2TT. d) Częstość akceptacji przez drugi poziom układu wyzwalania.

przez element L2TT. Jest to spowodowane przez trygery, które nie potrzebują akceptacji przez układ wyzwalania poziomu drugiego. Głównym "winowajcą" jest w tym przypadku s19, który jak wspomniałam, jest identyczny z s60, tylko nie wymaga weryfikacji przez L2.

Dla danych zebranych w 1997 roku, została przeprowadzona wstępna analiza wydajności na wyselekcjonowanej próbce 1447 przypadków [65]. Otrzymana wydajność jest niższa niż dla danych z 1995 i wynosi 85.1%.

Z pierwszych badań wydaje się, że mogą być dwie przyczyny obniżenia wydajności:

a) niższa wydajność centralnych komór dryfowych, spowodowana martwymi obszarami tego detektora. Zaniża to wydajność trygera DCrϕ i w konsekwencji wydajność trygerów korzystających z tej informacji. Podobny efekt obniżenia wydajności obserwowany jest w elemencie trygerowym opracowanym dla wyboru przypadków z mezonem J/ψ (rozdz. 6.1.2),

b) nieco inna selekcja, na poziomie końcowej analizy fizycznej, tych przypadków w 1997 roku. W rezultacie rozkład energii dla danych z 1997 ma maksimum dla indeksu energetycznego równego zero, podczas gdy w danych z 1995 roku jest przesunięty w stronę dużych wartości indeksu energetycznego. A właśnie w zakresie małych wartości indeksu energetycznego $W = 0$, 1 i 2 wydajność dla nowych danych jest niższa o kilkanaście procent w porównaniu do wydajności dla danych z 1995 roku.

Dane z 1997 roku są obecnie analizowane, w celu zrozumienia występujących różnic i wprowadzenia ewentualnych zmian w topologicznym trygerze, prowadzących do poprawienia wydajności.

Prezentowane w rozdz. 3.2 pierwsze wyniki dotyczące obserwacji kwarku b w zderzeniach na HERZE są dość interesujące, ponieważ wskazują na niezgodność z przewidywaniami teoretycznymi. Zwiększenie statystyki jest więc bardzo pożądane dla sprawdzenia tych wstępnych wyników. Dlatego wprowadzenie elementu topologicznego trygera dla tej klasy przypadków jest raczej istotne.

6.1.2 Element L2TT oparty na e z rozpadu mezonu $J/\psi \to e^+e^-$

W eksperymencie H1 mezony J/ψ identyfikowane są wyłącznie poprzez ich leptonowy rozpad na parę elektronów[28] lub mionów. Kanał elektronowy jest trudny do trygerowania, ze względu na niską, 1-2 GeV, energię elektronów w tym rozpadzie. Dla procesów elastycznej fotoprodukcji mezonu J/ψ udało się zebrać około 350 kandydatów w kanale elektronowym i około 400 w kanale mionowym [67]. Natomiast jedyne opublikowane dotychczas wyniki dotyczące nieelastycznej produkcji cząstki J/ψ [67] są dla kanału mionowego[29]. Ale i dla tego rozpadu statystyka nie jest imponująca, około 100 przypadków. Aby mieć jednak jakieś dane również w kanale elektronowym, został opracowany element topologicznego trygera stopnia drugiego dla tego rozpadu. Jest on omówiony w tym rozdziale.

Na pierwszym poziomie wyboru przypadków, podstawowym trygerem tej klasy zdarzeń jest tryger[30] oparty na kombinacji informacji z kalorymetru LAr oraz z detektorów śladowych.

Głównymi elementami tego trygera są:

- sygnały z dużych wież kalorymetru LAr,
- sygnały z komór proporcjonalnych (duże promienie),
- sygnał z trygera DCrϕ o rejestracji przynajmniej trzech cząstek o pędzie poprzecznym $p_t > 400$ MeV,
- sygnał z trygera DCrϕ o rejestracji przynajmniej jednej cząstki o ładunku ujemnym i o pędzie poprzecznym $p_t > 400$ MeV,
- sygnał z trygera DCrϕ o rejestracji przynajmniej jednej cząstki o pędzie poprzecznym $p_t > 800$ MeV.

Dla opracowania topologicznej selekcji L2 wykorzystano próbki danych zebrane w 1995 i 1997 [66], które oznaczać będę jako $J/\psi(1995)$ i $J/\psi(1997)$. Statystyki były odpowiednio 49 i 296 przypadków w poszczególnych latach. W roku 1996 nie było żadnych przypadków, ponieważ tryger s37 był tak silnie przeskalowany, że praktycznie był nieaktywny. W 1997 roku dzięki wprowadzeniu elementu topologicznego trygera L2 udało się kilkakrotnie zwiększyć dotychczasową statystykę, w stosunku do zebranej świetlności. Przed wprowadzeniem omawianego elementu topologicznego trygera, na 1 pb^{-1} przypadało ~ 2 kandydatów J/ψ dla zakresu masy niezmienniczej pary elektronów 2.9 GeV$< M_{ee} <$ 3.3 GeV, natomiast po wprowadzeniu tego elementu liczba ta wzrosła do ~ 7. Niestety, obejmowało to tylko końcowy okres zbierania danych, odpowiadający $\sim 28\%$ całkowitej świetlności zebranej w 1997 roku. Dlatego też statystyka tej klasy przypadków ciągle nie jest zbyt duża.

---

[28] nazwy *elektron* używać będę zarówno dla elektronów jak i pozytonów, a więc określenie *para elektronów* oznacza parę e^+e^-

[29] dane pochodzą z roku 1994, dla świetlności ~ 2.7 pb^{-1} dla kanału mionowego i ~ 2.0 pb^{-1} dla kanału elektronowego

[30] tryger ten jest oznaczony jako s37 na liście warunków trygerowych pierwszego poziomu

Na poziomie końcowej analizy fizycznej , wybór przypadków nieelastycznej produkcji mezonów J/ψ rozpadających się na parę elektronów, zawierał następujące warunki:

- są co najmniej dwa skupiska energii elektromagnetycznej w kalorymetrze LAr w zakresie kąta 20° $< \theta <$160°, połączone z torami i zidentyfikowane jako elektrony o pędzie poprzecznym $p_{t,e} > 0.9$ GeV,
- masa niezmiennicza zidentyfikowanej pary elektronów $M_{ee} > 2$ GeV,
- wartość z (elastyczność, zdefiniowana w rozdz.3.2) jest większa od 0.3,
- jest co najmniej jeden ślad (oprócz torów elektronów) o $p_t > 0.15$ GeV i o kącie biegunowym $6° < \theta < 160°$.

Próbkę tła wykorzystaną do opracowania tego elementu topologicznego trygera stanowiło 8357 przypadków z trygerem s37, zebranych przez system monitorujący L2TT przed analizą na wyższych poziomach trygera.

W oparciu o wymienione powyżej warunki końcowej selekcji wprowadzono 4 rodziny, których analiza była podstawą do opracowania założeń topologicznedo wyboru. Rodziny te przedstawione są w tabeli 26.

Rodzina	Obszar do przodu Θ=0 $\div$ 5	Obszar centralny Θ=6 $\div$ 13	Obszar do tyłu Θ=14,15
1	pusty	LAr (E_{elm})	pusty
2	LAr ($E_{elm} \cup E_{had}$) BT Θ=0,1	pusty	pusty
3	pusty	LAr ($E_{elm} \cup E_{had}$)	pusty
4	pusty	LAr (E_{elm})$\cap$ BR $\cap$ DCrϕ	pusty

Tabela 26: Rodziny użyte w wyborze przypadków nieelastycznej produkcji mezonu J/ψ, rozpadającego się następnie na parę elektronów. Rodzina 2 jest aktywna tylko dla dużych wież o indeksach Θ=0,1 i dostarcza informacji potrzebnych do wyznaczenia *sygnatury tła*. Pozostałe rodziny służą do sprawdzenia *sygnału fizycznego*, tzn. obecności elektronów w przypadku. "$\cap$" oznacza logiczne "i" , a "$\cup$ " logiczne "lub".

Zadania poszczególnych rodzin są następujące:

rodzina 1	analizuje duże wieże w obszarze centralnym, ale tylko ze względu na energię elektromagnetyczną, w celu wyznaczenia *indeksu energetycznego*,
rodzina 2	analizuje duże wieże w obszarze do przodu w celu wyznaczenia topologicznego wzoru *sygnatury tła*,
rodzina 3	analizuje duże wieże w obszarze centralnym w celu wyznaczenia *indeksu energetycznego*,
rodzina 4	bada *koincydencję*, w obszarze centralnym, *energii elektromagnetycznej ze śladami.*

Podobnie jak w opisanym poprzednio elemencie trygerowym dla wyboru przypadków z μ z rozpadu kwarku b, także w tej selekcji istotną rolę odgrywa odrzucanie tła w oparciu o rozkład energii w dużych wieżach kalorymetru LAr o indeksach Θ=0 i 1, otaczających rurę akceleratora. Jako *sygnaturę tła* uznajemy w tym przypadku zachowanie typu:

a) jest siedem lub więcej sektorów Φ z energią powyżej 1 GeV,

b) z rozkładu sektorów Φ z energią powyżej 1 GeV wynika, że jest duże skupisko, lub liczba małych skupisk $\nu \geq 3$.

Tabela 27 podaje procent przypadków danych i tła, w których stwierdzono sygnaturę tła. Widać, że zachowanie typu a) jest przeszło 10-krotnie częstsze w tle, niż w danych. Dlatego, jeśli w przypadku obserwujemy zachowanie typu a), zostanie on odrzucony, niezależnie od innych topologii występujących w tym przypadku. Tylko niewielki procent danych, mniej niż 3%, jest przez to tracony, natomiast $\sim$ 28% tła nie zostanie zaakceptowane. Natomiast zachowanie typu b) występuje prawie w jednej czwartej danych. Dlatego musi być powiązane jeszcze z innymi charakterystykami, aby przypadek mógł być ewentualnie odrzucony.

sygnatura tła			
dane			tło
	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	1997
#	49	296	8357
a)	1.1%	2.7%	28.2%
b)	26.5%	27.4%	66.6%

Tabela 27: Procent przypadków danych i tła w których zaobserwowano *sygnaturę tła* w rozkładzie energii w dużych wieżach o indeksach Θ=0,1. Zachowanie typu a) oznacza, że jest 7 lub 8 sektorów Φ z energią powyżej 1 GeV. Zachowanie typu b) oznacza, że jest duże skupisko lub liczba małych skupisk $\nu \geq 3$.

W oparciu o opisane wcześniej rodziny utworzono 6 warunków, z których zbudowano element topologicznego trygera. W analizie brano pod uwagę tylko kształt rozkładów w ϕ, ponieważ te rozkłady okazały się najbardziej dyskryminujące w odrzucaniu tła.

Warunki te , oznaczone poniżej symbolami A do F, są następujące:

- w obszarze do przodu, czyli dla dużych wież o indeksach Θ=0,1:

  A) nie więcej niż 6 segmentów Φ zawiera duże wieże z energią E_{elm} lub E_{had} większą od 1 GeV,

  B) liczba małych skupisk $\nu \leq 2$ i nie ma dużego skupiska.

  Jeśli spełniony jest warunek B, spełniony jest także warunek A, który jest słabszy niż B i wtedy wkład do odległości jest sumą przyczynków od tych dwóch warunków.

- w obszarze centralnym, czyli dla dużych wież o indeksach $\Theta=6 \div 13$,

C) co najmniej jedna duża wieża z energią elektromagnetyczną E_{elm} większą od 1 GeV (dla Θ=6,7) lub E_{elm} większą niż 0.5 GeV (dla $\Theta=8 \div 13$),

D) dla dużych wież z $E_{elm} > 1$ GeV liczba małych skupisk $\nu \leq 2$ i nie ma dużego skupiska. Dodatkowo żądamy, aby minimalna odległość między małymi skupiskami $\Delta\phi \geq 90^0$. Z symulacji Monte Carlo [31] wynika, że tylko $\sim 4\%$ przypadków fizycznych nie spełnia tego warunku [66].

Jeśli spełniony jest warunek D, wtedy również spełniony jest warunek C.

E) co najmniej jedna duża wieża z $E_{elm} > 1$ GeV jest stowarzyszona z dużym promieniem i z sygnałem z trygera DCrϕ.

Ten ostatni warunek jest efektywny w odrzucaniu torów, które nie pochodzą z punktu oddziaływania. Jeśli spełniony jest warunek E, wtedy również spełniony jest warunek C. Wymienione powyżej warunki C, D i E, oparte na obecności elektromagnetycznych skupisk i stowarzyszonych z nimi naładowanych torów, są pomyślane jako warunki na trygerowanie elektronów o niezbyt wysokiej energii z rozpadu mezonu J/ψ.

F) co najmniej jedna duża wieża z energią hadronową lub elektromagnetyczną powyżej 2 GeV.

Ta topologia musi być stowarzyszona z warunkiem C. Wybieramy dzięki niej albo elektron o wyższej energii, jeśli ta wysoka energia zlokalizowana jest w elektromagnetycznej części kalorymetru, albo elektron stowarzyszony z hadronową energią.

	analizowana topologia						wartość
	A	B	C	D	E	F	progowa
Δs	11	4	8	2	4	2	24

Tabela 28: Wartości wkładów Δs do całkowitej odległości od tła, określone dla poszczególnych topologii A do F, opisanych w tekście.

Każda z analizowanych topologii wnosi określony wkład Δs do odległości od tła. Przypadek zostanie odrzucony, jeśli suma wkładów od występujących w nim topologii jest mniejsza od 24, która to wielkość jest ustalonym progiem dla akceptacji przypadku przez ten element topologicznego trygera. W tabeli 28 podane są wartości Δs dla każdej z rozważanych topologii, oraz wartość progowa przyjęta dla omawianego elementu trygerowego.

Tabela 29 podsumowuje jakie warunki i ich kombinacje muszą być spełnione, aby przypadek został zaakceptowany. W każdym przypadku musi być spełniony warunek A,

---

[31] Przypadki nieelastycznej produkcji mezonu J/ψ generowane były przy pomocy programu EPJPSI [68], przy założeniu fuzji bozonowo-gluonowej w modelu kolorowego oktetu, jako mechanizmu produkcji. Symulacja odpowiedzi detektora odpowiadała stanowi aparatury w 1995 roku. Próbkę tych przypadków, nazywanych przypadkami Monte Carlo, oznaczać będę jako "MC".

wymagana kombinacja	całkowita odległość od tła s
A,B,C,D	25
A,B,C,E	27
A,B,C,F	25
A,C,D,E	25
A,C,E,F	25

Tabela 29: Wymagane dla akceptacji przypadku kombinacje warunków topologicznych A, B,.., F i całkowita odległość s od tła dla danej kombinacji. Objaśnienia warunków podane są w tekście.

	dane			tło
	J/ψ(1995)	J/ψ(1997)	MC	1997
N	49	296	310	8357
topologia	wydajność			
A	98.9%	97.3%	96.1%	71.2%
B	73.5%	72.6%	47.1%	33.4%
C	100%	91.9%	100%	86.9%
D	83.3%	52.4%	86.5%	43.2%
E	71.4%	58.8%	81.3%	24.3%
F	63.3%	36.5%	84.2%	19.5%

Tabela 30: Procent przypadków dla danych i tła, spełniających warunki topologiczne A do F, objaśnione w tekście. Warunki A i B służą do redukcji tła. Warunki C do F mają na celu rozpoznawanie elektronów z rozpadu mezonu J/ψ. N oznacza liczbę przypadków w danej próbce. Kolumna "MC" odpowiada wysymulowanym danym.

czyli brak sygnatury tła typu a) (tabela 27), oraz warunek C, czyli obecność przynajmniej jednego skupiska energii elektromagnetycznej w centralnym obszarze kalorymetru LAr.

Tabela 30 podaje jaki procent przypadków spełnia omawiane topologie. Można zauważyć dwa efekty: różnice między danymi z 1995 i 1997 roku, oraz różnice między "żywymi" danymi a wysymulowanymi. Te ostatnie różnice mogą wynikać z faktu, że symulacje trygera kalorymetrycznego dla dużych wież o indeksach Θ=0,1 mimo ciągłego ulepszania nie w pełni odpowiadają rzeczywistości, co prowadzi do różnic dla warunku B. Natomiast stosunkowo duży udział tła w wyselekcjonowanych danych może być przyczyną różnic dla warunków D, E i F.

Różnice między danymi J/ψ(1995) i J/ψ(1997), szczególnie widoczne dla warunku F, mogą być spowodowane przez:

- podwyższenie w 1997 roku progów na szumy w wieżach trygerowych, co w rezultacie prowadzi do obniżenia energii zarejestrowanej w dużej wieży i w efekcie do spadku

Wydajność			Redukcja
J/ψ(1995)	J/ψ(1997)	MC	tła
87.8%	69.3%	83.5%	3.7

Tabela 31: Wydajność selekcji oraz czynnik redukcji tła dla elementu trygerowego opracowanego dla wyboru kandydatów procesu nieelastycznej produkcji mezonów J/ψ rozpadających się następnie na parę e^+e^-. Kolumna "MC" oznacza wysumulowane dane.

wydajności, ponieważ nie będzie wystarczającej energii do wywołania sygnału trygerowego. Dla warunku F, w którym ustalony jest wyższy próg energetyczny, ma to największy wpływ,

- obecność w 1997 roku martwych obszarów w komorze CJC, co wpłynęło na niższą wydajność trygera DCrϕ w porównaniu do roku 1995 i w efekcie obniżyło prawdopodobieństwo potwierdzenia energii w kalorymetrze przez ślad.

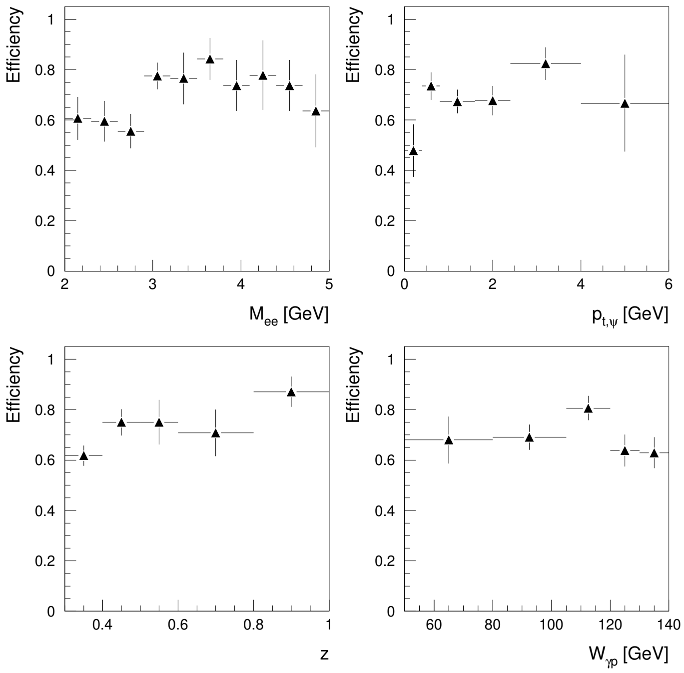
To dość szczegółowe porównanie ukazuje, te raczej niewidoczne na zewnątrz, problemy trygerowania. Końcowy efekt, czyli efektywność trygera zależy od wielu czynników powiązanych ze sobą, na które nasz system nie ma wpływu, ale które trzeba starannie kontrolować, aby móc wytłumaczyć obserwowane zachowanie trygera i ewentualnie korygować opracowane strategie. Należy może wspomnieć, że topologiczny tryger można dostosować do pewnych anomalnych zachowań aparatury. Przykładem takiego zachowania był np. w 1996 roku fakt ciągłej obecności sygnału trygera DCrϕ dla jednego, określonego przedziału ϕ. Ponieważ nie można było tego poprawić w okresie pracy akceleratora, prowadziło to do zawyżenia częstości tego trygera. Dzięki wyłączeniu tego obszaru poprzez wprowadzenie odpowiedniej informacji do warunków sterujących, nasze selekcje, w przeciwieństwie do elementów trygerowych L2NN, nie były obarczona tym błędem.

Całkowita wydajność topologicznego trygera dla wyboru przypadków nieelastycznej produkcji mezonu J/ψ oraz czynnik redukcji tła przedstawione są w tabeli 31. Z prezentowanych liczb widać, że wydajność dla danych z 1995 roku zgadza się z wartością otrzymaną dla przypadków wysymulowanych (kolumna "MC" w tabeli 31), natomiast jest duża różnica między wydajnością dla danych z 1995 i 1997 roku, spowodowana głównie warunkiem F (tabela 30).

Rysunek 33 przedstawia wydajność topologicznego trygera w zależności od masy niezmienniczej M_{ee}, pędu $p_{t,J/\psi}$ mezonu J/ψ, zmiennej z, oraz $W_{\gamma p}$ dla danych z 1997 roku. Widać, że w szerokim zakresie analizowanych zmiennych kinematycznych wydajność ta jest stała, co oczywiście jest bardzo ważną i pożadaną cechą każdego trygera.

Interesujące jest porównanie wydajności topologicznego trygera i elementu trygerowego sieci neuronowej, dedykowanego również dla tego procesu fizycznego [66]. Przedstawia je rysunek 34. Dane pochodzą z 1997 roku i obejmują próbkę używaną do testowania elementu L2NN. Ze względu na duże błędy wynikające z małej statystyki, trudno jest o zdecydowane konkluzje, ale nasuwają się pewne uwagi:

– wydajność obu elementów trygerowych w zależności od M_{ee} jest, poza pierwszym



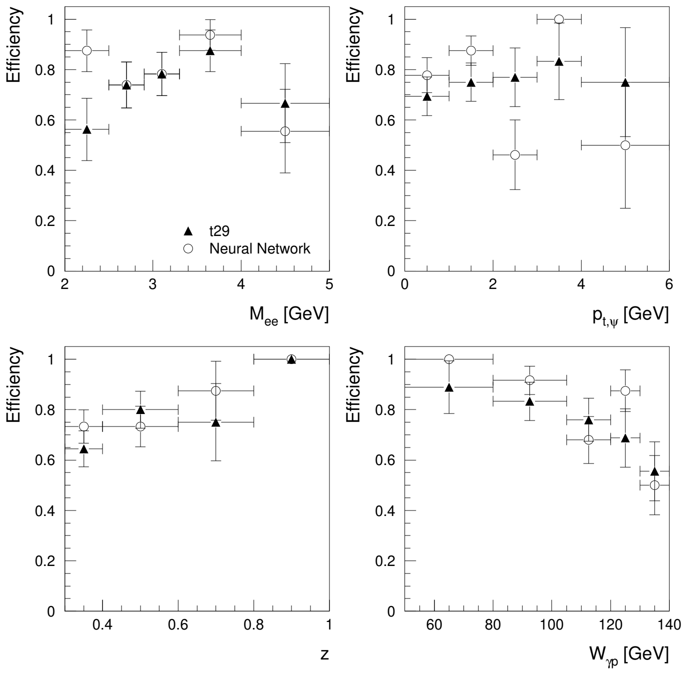
Rysunek 33: Wydajność topologicznego trygera w zależności od masy niezmienniczej M_{ee}, pędu $p_{t,J/\psi}$, zmiennej z, oraz $W_{\gamma p}$ dla danych z 1997 roku.

przedziałem, porównywalna. W tym przedziale wydajność sieci neuronowych jest wyższa, ale akurat dla tego zakresu M_{ee} dane zawierają najwięcej tła i tutaj wydajność powinna być jak najniższa [66],

- zależność wydajności od $p_{t,J/\psi}$ jest dla topologicznego trygera płaska, natomiast dla elementu L2NN bardzo zmienna, co oczywiście nie jest korzystne i dyskwalifikuje, obecnie, zastosowanie tego elementu L2NN,

- zależność od z i od $W_{\gamma p}$ wygląda podobnie.

Złe zachowanie trygera L2NN spowodowane jest problematycznym treningiem sieci, wynikającym z małej liczby zebranych przypadków. Próbka danych musi być podzielona na dwie części, z których jedna służy do nauki, a druga do testowania sieci. Aby zwiększyć statystykę, do treningu dołączono przypadki Monte Carlo. Okazało się jednak, że w efekcie sieć neuronowa znacznie lepiej wybiera przypadki Monte Carlo niż "żywe" dane. Może to być spowodowane m.in. tym, że wprowadzone do sieci wielkości są inaczej opisane w danych a inaczej w Monte Carlo. Również niekorzystny dla sieci jest fakt, że w czasie analizy prowadzonej przez sieć, wiele topologicznych informacji jest traconych i niektóre oczywiste kombinacje sygnałów trygerowych z różnych detektorów są później niedostępne. Przykładem występowania tego typu problemu jest sieć neuronowa trenowana dla wyboru



Rysunek 34: Porównanie wydajności topologicznego trygera (ciemne trójkąty) i trygera sieci neuronowych (otwarte kółka) dla danych z 1997 roku, użytych do testowania elementu L2NN.

elastycznie produkowanych mezonów J/ψ, rozpadających się na następnie na parę mionów [69]. Sieć nie potrafi rozróżnić między kosmicznymi mionami a mionami z rozpadu cząstki J/ψ.

Z przeprowadzonego porównania wynika, że tryger L2NN nie może być obecnie używany do wyboru przypadków nieelastycznej produkcji mezonów J/ψ. Co oczywiście nie wyklucza możliwości , że przy odpowiedniej statystyce przypadków oraz zrozumieniu różnic między danymi a przypadkami Monte Carlo, będzie można opracować wydajny tryger L2NN dla tej klasy przypadków.

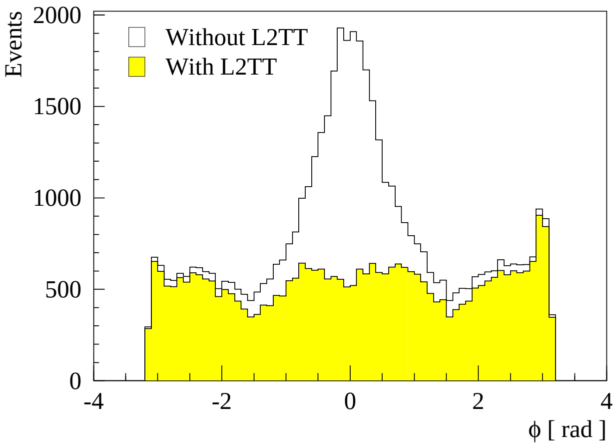
6.2 Procesy głęboko-nieelastycznego rozpraszania

6.2.1 Elementy L2TT oparte na informacji z kalorymetru SpaCal

Elementy topologicznego trygera oparte na informacji z kalorymetru SpaCal były pierwszymi warunkami L2TT zastosowanymi w łańcuchu trygerowym eksperymentu [70]. Po zainstalowaniu w 1995 roku w tylnym obszarze detektora nowego elektromagnetycznego kalorymetru SpaCal okazało się, że częstość tła jest nieoczekiwanie bardzo wysoka. Tło to pochodziło od tzw. ”hot spots”, bardzo aktywnych cel kalorymetru Spacal, położonych w pobliżu rury akceleratora. Źródłem tej aktywności, która od tamtego czasu utrzymuje się przez cały okres zbierania danych, jest prawdopodobnie wiązka elektronowa, ale dotychczas nie udało się znaleźć jednoznacznej korelacji między parametrami wiązki a obserwowanymi ”gorącymi” celami w kalorymetrze. Topologiczny tryger jest w stanie rozpoznać te cele i skorelować ten fakt z innymi topologiami. Aby przypadek został zaakceptowany musi być spełniony dodatkowy warunek:

- obecność w określonym obszarze kalorymetru SpaCal przynajmniej jednego skupiska energetycznego poza .obszarem określonym przez koło o promieniu r zakreślone ze środku kalorymetru SpaCal. r mogło być 10 cm lub więcej w zależności od wymagań wynikających z analiz fizycznych. W ten sposób eliminowano przypadki, w których sygnał trygerowy z kalorymetru SpaCal pochodził tylko od ”gorących cel”.

Efekt działania topologicznego trygera ilustruje rysunek 35, na którym przedstawiony jest rozkład ϕ najbardziej energetycznego skupiska w kalorymetrze SpaCal. Zakreskowana powierzchnia odpowiada przypadkom, w których był aktywny topologiczny tryger L2TT. Rozkład ϕ bez warunku L2TT jest silnie wypikowany wokół wartości ϕ=0. Zastosowanie L2TT powoduje wypłaszczenie rozkładu, dzięki odrzuceniu przypadków, w których L2TT rozpoznał sygnały wywołane aktywnością tła.



Rysunek 35: Rozkład ϕ skupisk energii z maksymalną energią zarejestrowanych w kalorymetrze SpaCal bez topologicznego trygera (histogram) i z topologicznym trygerem (zakreskowana powierzchnia histogramu).

Opracowane elementy topologicznego trygera były aktywne z podstawowymi trygerami poziomu L1, wprowadzonymi dla wyboru procesów rozpraszania głęboko-nieelastycznego z elektronem zarejestrowanym w kalorymetrze SpaCal, a więc dla przypadków z 2< Q^2 <100 GeV^2. Dzięki zastosowaniu topologicznych elementów L2 lepiej kontrolowano zbierane dane dla różnych obszarów rejestracji elektronu w kalorymetrze SpaCal, co wpłynęło m.in. na zwiększenie czystości próbek (mniej tła) i obniżenie systematycznych błędów dla pomiaru tak podstawowych wielkości jak przekrój czynny a więc i funkcji struktury F_2 w omawianym zakresie Q^2.

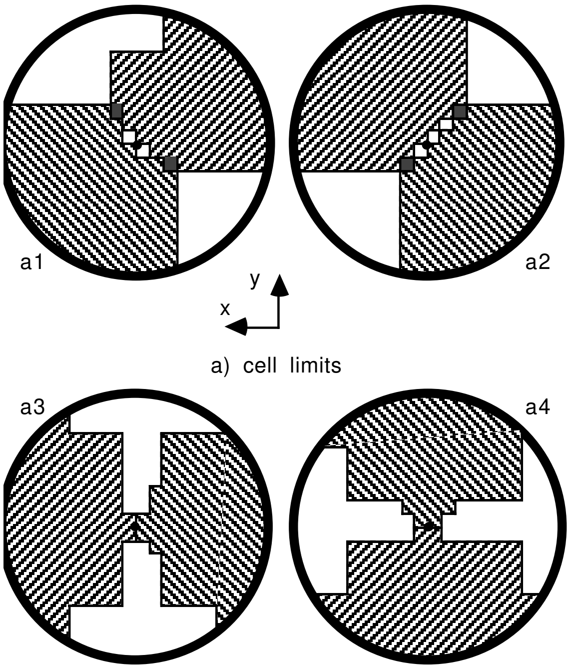
Innym procesem, dla którego opracowano niezależny element topologicznego trygera, jest elastyczne rozpraszanie QED Comptona, w którym zarówno rozproszony elektron jak i foton, widoczne są w tylnym kalorymetrze SpaCal [70]. Zdarzenia te, niezależnie od ciekawej fizyki, są również interesujące jako niezależny pomiar świetlności [16, 17], a także są jedną z metod kalibracji kalorymetru SpaCal [71]. Kalibracja kalorymetru SpaCal jest jednym z najważniejszych problemów analiz fizycznych w obszarze kinematycznym $Q^2 \leq$ 100 GeV^2. Precyzyjne wyznaczenie dokładności pomiaru energii staje się coraz bardziej istotne w momencie, kiedy przy dużej statystyce systematyczne błędy stają się większe od błędów statystycznych. Stosując metodę opartą na przypadkach rozpraszania Comptona uzyskano precyzję pomiaru energii $\leq 1\%$, co można porównać z precyzją metody kinematycznego piku [72, 73] wynoszącą (0.5 -2.0)%, czy też z dokładnością kalibracji opartej na kosmicznych mionach [74] wynoszącą $\sim 4\%$. Proces elastycznego rozpraszania Comptona ma jeszcze tę przewagę, że daje możliwość kalibracji w szerokim zakresie, aż do bardzo niskich wartości energii, od $\sim$ 24 GeV do 4 GeV, dzięki czemu pozwala dodatkowo na szczegółowe badanie liniowości pomiaru kalorymetrycznego.

Ponieważ przekrój czynny na ten proces spada szybko z malejącym kątem rozpraszania elektronu, powinniśmy rejestrować te przypadki, w których rozproszony elektron i foton widoczne są w tylnym kalorymetrze również w obszarze "gorących" cel.

Rysunek 36 ilustruje zasadę wyboru tych przypadków w oparciu o ich dość charakterystyczną topologię: dwa skupiska energii elektromagnetycznej w kalorymetrze SpaCal, dla których $\Delta\phi \sim 180\ ^0$.

Kalorymetr SpaCal został podzielony na cztery różne sposoby na dwa obszary. Akceptowany przypadek powinien mieć jedno skupisko z E_{elm} >2 GeV w jednym z obszarów i jedno skupisko z E_{elm} >6 GeV w drugim obszarze. To geometryczne żądanie różnicy w kącie $\Delta\phi \sim 180^0$ między śladami zredukowało tło trzykrotnie, ale częstość trygera była nadal za wysoka z powodu obecności "gorących " cel. Dodatkowe tłumienie tego tła uzyskano dzięki wykorzystaniu topologicznego wzoru dla tych cel [70]. Osiągnięto czynnik redukcji tła wynoszący średnio od 10 do 25, w zależności od warunków pracy akceleratora. Ilustruje to rysunek 37b, który przedstawia czynnik redukcji tła w zależności od numeru "run'u", tzn. pojedynczego okresu zbierania danych przy stałych parametrach trygera.

Rysunek 37a pokazuje nieprzeskalowaną częstość trygera pierwszego poziomu, oznaczonego jako s13, dedykowanego dla wyboru przypadków elastycznego rozpraszania QED Comptona. Wprowadzenie topologicznego elementu nie tylko znacząco obniżyło częstość, jak ilustruje rysunek 37c, ale także zredukowało pewne fluktuacje. Np. dla "run'u" z częstotliwością 58 Hz (rysunek 37a), czynnik redukcji wynosił 71 (jak można sprawdzić na rysunku 37b), dając w efekcie częstość L2TT równą 0.8 Hz (rysunek 37c). Taką

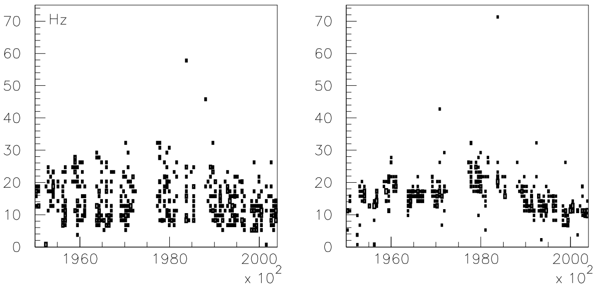


Rysunek 36: Geometryczny podział kalorymetru SpaCal dla selekcji przypadków elastycznego rozpraszania QED Comptona. Pokazane są cztery możliwości, oznaczone jako a1 do a4, które zostały zrealizowane w topologicznym trygerze. Zakreskowana powierzchnia oznacza cele przypisane poszczególnym obszarom. Nieregularny kształt tych obszarów wynika z ograniczeń aparaturowych systemu [70].

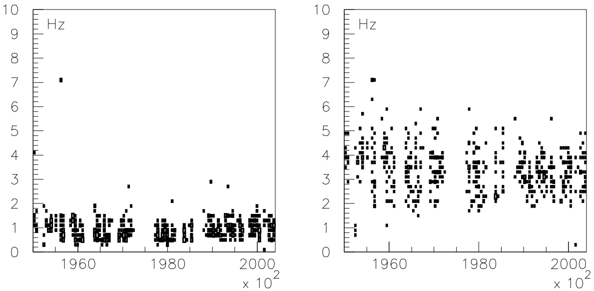
samą częstość otrzymano dla "run'u" z częstością 15 Hz, dla którego czynnik redukcji tła wynosił "zaledwie" 20. Wskazuje to na dużą elastyczność w dostosowaniu się trygera do zmieniających się warunków eksperymentalnych. Rysunek 37d przedstawia całkowitą częstość trygera s13 na drugim poziomie, która jest czterokrotnie większa od częstości akceptacji tylko przez element topologiczny opracowany dla tej selekcji (rysunek 37c). Jak to już było dyskutowane w rozdziale 6.1.1, jest to spowodowane przez trygery, które nie wymagają weryfikacji przez drugi poziom.

Wydajność opracowanego wyboru, oszacowana na podstawie niezależnie zebranej próbki 3234 przypadków rozpraszania Comptona jest wysoka i wynosi 98.9%. Tylko 37 przypadki z danych zostały odrzucone. Zebrane w 1996 i 1997 dane są obecnie analizowane [18].

Podsumowując ten rozdział można powiedzieć, że topologiczny tryger L2TT wniósł istotny wkład do wszystkich wyników fizycznych, które korzystają z informacji z kalorymetru SpaCal, a więc do wyników z procesów głęboko-nieelastycznego rozpraszania z $Q^2 \leq 100$ GeV^2.



a) s13 unpr L1 Rate vs run ph=2−4 b) s13 L2TT rej fact vs run ph=2−4



c) s13 L2TT Rate vs run ph=2−4 d) s13 L2Rate vs run ph=2−4

Rysunek 37: Częstość i czynniki redukcji dla elementu topologicznego trygera opracowanego dla wyboru przypadków elastycznego rozpraszania QED Comptona. Prezentowane punkty odpowiadają fazom zbierania danych 2, 3 i 4. W pierwszej fazie tryger dla tego procesu jest nieaktywny. a) Nieprzeskalowana częstość podstawowego trygera poziomu pierwszego (s13) dla tego procesu. b) Czynnik redukcji częstości osiągnięty dzięki wprowadzeniu L2TT. c) Częstość s13 na drugim poziomie uzyskana przy wyborze przypadków tylko przez topologiczny element L2TT. d) Całkowita częstość s13 na drugim poziomie.

6.2.2 Element L2TT oparty tylko na informacji z kalorymetru LAr

Procesy rozpraszania głęboko-nieelastycznego z prądem naładowanym, $ep \rightarrow \overline{\nu}_e + cokolwiek$, wybierane są głównie poprzez trygery oparte na energii zarejestrowanej w kalorymetrze LAr. Ponieważ antineutrino umyka detekcji w detektorze, mamy w przypadku brakującą energię. Dla warunku trygerowego wykorzystujemy wielkość nazywaną brakującą energią poprzeczną:

$$E_t^{miss} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$$

E_x i E_y jest sumą energii zarejestrowanych w dużych wieżach kalorymetru LAr:

$$\begin{aligned} E_x &= \sum_{BT} E_{x_i} = \sum_{BT} E_i sin(\theta_i) cos(\phi_i) \\ E_y &= \sum_{BT} E_{y_i} = \sum_{BT} E_i sin(\theta_i) sin(\phi_i) \end{aligned}$$

gdzie E_i jest energią w dużej wieży o kącie θ_i i ϕ_i.

Dla obserwowanego końcowego stanu hadronowego definiujemy kąt γ_h, który reprezentuje kąt biegunowy uderzonego kwarku: :

$$cos\gamma_h = \frac{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2 - (\sum_h (E_h - p_{z,h})^2}{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2 + (\sum_h (E_h - p_{z,h})^2}$$

E_h, $p_{x,h}$, $p_{y,h}$ $p_{z,h}$ są to składowe czterowektora pędu dla skupisk energii w kalorymetrze. Sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach należących do końcowego stanu hadronowego.

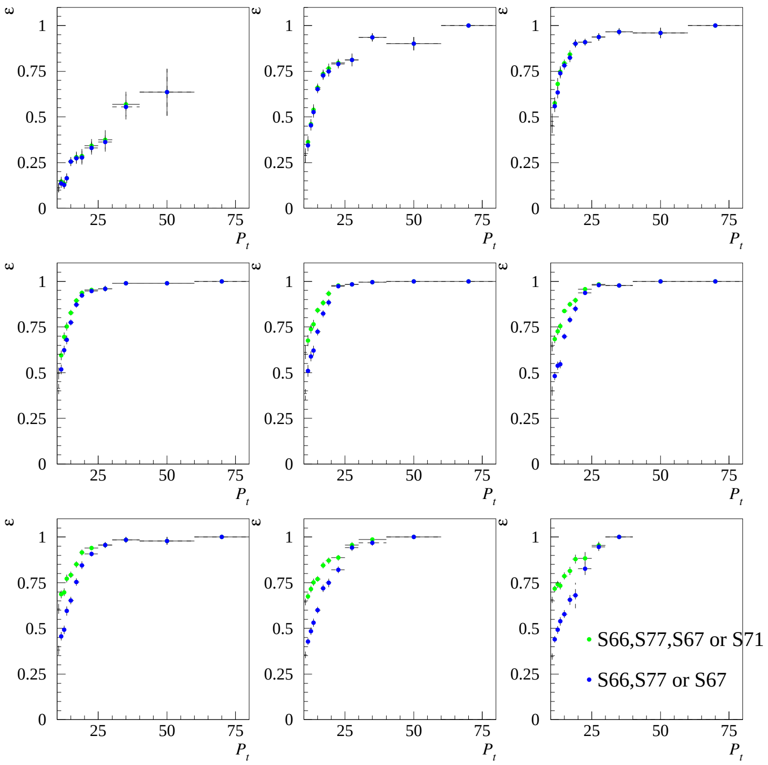
Dotychczasowe wyniki dotyczące prądów naładowanych oparte były głównie na danych z $E_t^{miss} \geq 25$ GeV. Dla niższych wartości E_t^{miss} wydajność była bardzo mała a na dodatek, częstość trygera była za wysoka, ~ 30 Hz, ze względu na znaczny udział tła i wobec tego musiał on być przeskalowany. Zadaniem topologicznego trygera było więc rozszerzenie tej granicy w stronę mniejszych wartości E_t^{miss}, przy równoczesnej redukcji przypadków tła.

Warunki jakie zastosowano w topologicznym trygerze opierały się na energii zarejestrowanej w centralnym obszarze kalorymetru LAr, tzn. dla dużych wież o indeksach Θ=6÷13. Próg energetyczny dla dużych wież wynosił 3.125 GeV. W oparciu o podstawową sygnaturę przypadków z prądem naładowanym, tzn.:

> widoczny jedynie pęk hadronowy, którego pęd poprzeczny nie jest równoważony przez jakikolwiek inny stan końcowy,

wprowadzono następujące warunki:

- w przypadku powinno być jedno lub co najwyżej dwa skupiska dużych wież o energii większej od progu,
- jeśli są dwa skupiska, to oba powinny być w tej samej półkuli ϕ.



Rysunek 38: Wydajność wyboru przypadków z prądem naładowanym bez warunku L2TT, tzn. zaakceptowanych przez trygery poziomu pierwszego oznaczone jako s66, s67 i s77 (ciemne punkty) i z warunkiem L2TT, tzn. zaakceptowanych dodatkowo przez s71 (jasne punkty)[43]. Rozkłady podane są dla następujących przedziałów kąta γ_h: $5^0 \div 10^0$, $10^0 \div 15^0$, $15^0 \div 20^0$, $20^0 \div 30^0$, $30^0 \div 40^0$, $40^0 \div 60^0$, $60^0 \div 80^0$, $80^0 \div 110^0$, $110^0 \div 140^0$. Widać wzrost wydajności dla wartości brakującego pędu poprzecznego P_t mniejszych od 25 GeV. Wzrost ten widoczny jest dla kątów γ_h obejmujących centralny obszar kalorymetru LAr, dla którego został opracowany warunek topogicznego trygera.

Rysunek 38 przedstawia wydajność wyboru w funkcji pędu poprzecznego P_t ($P_t \approx E_t^{miss}$) obserwowanego stanu końcowego dla dziewięciu przedziałów kąta γ_h, dla danych zebranych bez warunku topologicznego trygera, tzn. przypadków zaakceptowanych przez trygery pierwszego poziomu oznaczone jako s66, s67 i s77 oraz dla danych zebranych z aktywnym elementem L2TT, oznaczonym jako s71 [43]. Widać, że uzyskano wzrost wydajności w pożądanym zakresie kinematycznym. Jednocześnie uzyskano bardzo dobry czynnik redukcji tła $\sim$ 40, tak, że s71 mógł być nieprzeskalowany.

W przypadkach z wymianą bozonów neutralnych o czteropędzie $Q^2 \geq 100$ GeV^2 rozproszony elektron widoczny jest w kalorymetrze LAr. Aby zwiększyć statystykę tych przypadków z bardzo dużym Q^2, staramy się rejestrować te zdarzenia już w pierwszej fazie zbierania danych, opierając się tylko na informacji o energii w kalorymetrze. Efektem jest oczywiście wysoka częstość, $\sim$ 400 Hz, spowodowana głównie tłem. Wobec tego opracowano element topologicznego trygera, oparty na wyborze dużych wież z energią elektromagnetyczną, mający na celu redukcję tej częstości. Zastosowano wysokie progi energetyczne, których wartość zależała ponadto od indeksu Θ dużej wieży w następujący sposób :

indeks Θ dużej wieży	2	3	4	5	6	$7 \div 13$
próg energetyczny [GeV]	27	18	12	9	8	6

Wieże o indeksach Θ=0 i 1 nie były brane pod uwagę, ponieważ w przypadkach tła właśnie w nich jest najwięcej energii. W przypadkach fizycznych powinna być sporo energii również w pozostałych wieżach. Dlatego żądamy, aby projekcja dużych wież nie była pusta, tzn. była choć jedna duża wieża z energią powyżej ustalonego progu. Wprowadzenie tej w zasadzie prostej strategii dało czynnik redukcji ~ 2000, a więc bardzo wysoki.

7 Podsumowanie

W rozprawie przedstawiono ideę i wyniki działania topologicznego układu wyzwalania drugiego stopnia (trygera) w filtrowaniu przypadków zderzeń ep rejestrowanych w detektorze H1. Tryger zastosowano do wybranych klas procesów głęboko-nieelastycznego rozpraszania i procesów fotoprodukcji, dla których opracowano warunki wyboru. Działanie trygera okazało się być sukcesem zarówno ze względu na otrzymane wyniki jak i ze względu na niezawodność systemu.

Podstawą analizy są informacje (sygnały) o energii zarejestrowanej w kalorymetrze i obecności torów cząstek naładowanych, które to informacje są następnie w różny sposób łączone. Bazą badanych korelacji jest macierz 16×16, nazywana macierzą topologiczną, która reprezentuje geometrię detektora w przestrzeni (θ, ϕ). Poszczególnym celom tej macierzy są przyporządkowywane sygnały, tworząc projekcję określoną przez warunki nałożone na rzutowane sygnały. Przeprowadzona analiza ma na celu określenie topologicznych własności przypadku, wyliczając dla każdej projekcji pewne estymatory. Służą one do obliczenia wielkości nazywanej *odległością od tła danego przypadku*, która to wielkość jest podstawą decyzji trygera.

Od momentu zainstalowania systemu pod koniec 1995 roku, topologiczny tryger drugiego stopnia okazał się bardzo efektywny w odróżnianiu różnych procesów fizycznych od tła. Przyjęte przy projektowaniu systemu rozwiązania dotyczące wyboru wielkości fizycznych i sposobu ich analizy pozwoliły na skuteczne dostosowanie trygera do zmiennych wymagań narzuconych przez warunki eksperymentalne i potrzeby analiz fizycznych.

Celem opracowanych warunków wyboru było zarówno umożliwienie rejestracji pewnych klas przypadków, jak i wydajne zredukowanie tła w próbkach o dużej statystyce, ale i dużym zanieczyszczeniu tłem.

Efektywne działanie trygera dla wybranych klas procesów fizycznych wpływa też pośrednio na rejestrację innych zdarzeń. W eksperymencie jest określony "budżet" trygerowy i każda grupa fizyczna ma swój przydział częstości. Jeśli kryteria wyboru jakiejś klasy zdarzeń są dobre i częstość danego trygera jest niska, wtedy zostaje miejsce na inne wybory, które w przeciwnym razie nie byłyby aktywne.

Opracowano i wprowadzono 16 elementów topologicznego trygera, z których najważniejsze zostały omówione w pracy. Za główne rezultaty działania trygera uważam następujące fakty:

1. Dzięki wprowadzonemu, pod koniec okresu zbierania danych w 1997 roku, elementowi L2TT dla nieelastycznej produkcji mezonów J/ψ rozpadających się następnie na parę elektronów, liczba zaakceptowanych kandydatów, przypadających na 1 pb^{-1} zebranej świetlności, wzrosła $\sim$ 3.5-krotnie. Dane te odnoszą się do przypadków, dla których masa niezmiennicza pary elektronów z rozpadu jest $2.9 \text{ GeV} < M_{ee} < 3.3 \text{ GeV}$.

2. W przypadku inkluzywnej produkcji cząstek z kwarkiem b zastosowany element topologicznego trygera przyczynił się do zebrania w 1997 roku $\sim$ 4300 przypadków tego procesu. Umożliwi to ewentualne potwierdzenie ciekawych wyników dotyczących przekroju czynnego na produkcję kwarku b na HERZE.

Te klasy zdarzeń są obecnie opracowywane i wyniki analiz fizycznych opartych dodatkowo o dane zebrane przy udziale topologicznego trygera będą się sukcesywnie pojawiać.

3. W klasie zderzeń głęboko-nieelastycznych z prądem neutralnym zasługą topologicznego trygera jest redukcja tła poprzez eliminację "gorących" cel z warunków trygerowych oraz uwzględnienie geometrycznego położenia skupiska elektromagnetycznego w kalorymetrze SpaCal.

4. Dla przypadków elastycznego rozpraszania QED Comptona uzyskano możliwość rejestracji zdarzeń z rozproszonym pod małym kątem elektronem, dzięki czemu zwiększyła się statystyka tych przypadków , do ~ 30000, potrzebnych do precyzyjnej kalibracji kalorymetru SpaCal.

5. Dla zdarzeń z bardzo dużym Q^2, w których elektron rejestrowany jest w kalorymetrze LAr, wprowadzenie dodatkowej selekcji topologicznego trygera dało czynnik redukcji ~ 2000, bardzo dobrze odrzucając tło.

   Zastosowanie topologicznych elementów do tej klasy przypadków sprawiło, że zebrane dane są lepsze, ponieważ mają mniej tła, a ponadto zostały zmniejszone lub wyeliminowane czynniki skalujące dla trygerów pierwszego stopnia używanych w tych selekcjach. W efekcie obniżyło to błędy systematyczne analiz opartych na rejestracji przypadków z elektronem w kalorymetrze SpaCal lub w kalorymetrze LAr, których wynikiem są np. . pomiary przekrojów czynnych.

6. Dla procesów z prądem naładowanym wprowadzenie elementu topologicznego trygera rozszerzyło akceptację przypadków z małą wartością brakującej energii poprzecznej dzięki silnej, ~ 40-krotnej, redukcji tła dla zdarzeń z tego obszaru kinematycznego. Zdarzenia te są obecnie analizowane i zwiększą statystykę tej bardzo interesującej klasy przypadków.

Podsumowując efekty wprowadzenia topologicznego trygera drugiego stopnia można stwierdzić, że przyczynił się on do otrzymania interesujących wyników fizycznych w procesach rozpraszania głęboko- nieelastycznego a także pokazał swoje możliwości dla wyboru wybranych klas fotoprodukcji ciężkich kwarków, które to dane są obecnie analizowane. Praktycznie nie można sobie wyobrazić sprawnego działania eksperymentu H1 bez topologicznego układu wyzwalania drugiego stopnia. Ponadto, dzięki swojej dużej elastyczności jest on również przygotowany do pracy w warunkach, kiedy świetlność HERY znacząco wzrośnie.

Literatura

[1] J. C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, "Proposal for a Topological Level 2 Trigger", Internal note H1-06/91-181

[2] J. C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, "Status of Simulation for a Topological Level 2 Trigger", Internal note H1-02/92-212

[3] J. C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, "Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger", Internal note H1-02/92-240

[4] C. Beigbeder et al., "Level 2 Topological Trigger (L2TT) Hardware", Internal note H1-04/98-547

[5] E. Banaś, A. Ducorps, "L2TTMON Monitoring Program for L2 Topological Trigger in H1 Experiment, User's Guide", Internal note H1–06/97-527

[6] "A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY", DESY, HERA 81-10 (1981)

[7] H1 Collaboration, "Technical Proposal for H1 Detector" (1986),
H1 Collaboration, I. Abt et al.,Nucl.Instr.Meth. A386 (1997) 310,
H1 Collaboration, I. Abt et al.,Nucl.Instr.Meth. A386 (1997) 348

[8] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys.Lett.B 303 (1993) 183

[9] HERMES Collaboration, "Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA", DESY (1990)

[10] HERA-B Collaboration, 'Technical Proposal for HERA-B Detector" (19..)

[11] H1 Collaboration, "ep-Physics beyond 1999", Internal note H1-10/97-531

[12] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Nucl.Instr.Meth. A309 (1991) 77,
ZEUS Collaboration, A. Andresen et al., Nucl.Instr.Meth. A309 (1991) 101,
ZEUS Collaboration, A. Bernstein et al., Nucl.Instr.Meth. A336 (1993) 23

[13] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl.Instr.Meth. A386 (1997) 310,
H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl.Instr.Meth. A386 (1997) 348

[14] H1 Calorimeter Group, "Compensation by Software - Single Particles and Jets in the H1 Calorimeter", Proc.XXV. Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore, (1990) vol.2, p.1377

[15] H1 Collaboration, W. Braunschweig et al, Nucl.Instr.Meth. A265 (1988) 419,
H1 Collaboration, W. Braunschweig et al, Nucl.Instr.Meth. A275 (1989) 246,
H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl.Instr.Meth. A336 (1993) 499,
H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl.Instr.Meth. A350 (1994) 57

[16] S. Kermiche, "Etude du QED Compton a HERA: Luminosite et Calibration du Detecteur H1", praca doktorska, L.A.L. 94-14, 4/94

[17] L. Favart, R. Maraćek, "H1 1994 Integrated Luminosity Measurement Using Bremsstrahlung Overlapping Events and Quasi-Real Compton Events", Internal note H1-11/96-503

[18] R. Maraćek, przygotowywana praca doktorska, Instytut Fizyki Doświadczalnej, Koszyce,

[19] D. Pitzl et al., Nucl.Instr.Meth. A348 (1994) 454,
J. Bürger et al., Nucl.Instr.Meth. A367 (1995) 422

[20] J. Baähr et al., Nucl.Instr.Meth. A324 (1993)145,
J. Baähr et al., Nucl.Instr.Meth. A330 (1993) 103

[21] D. Handschuh, "Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung", praca doktorska, Uniwersytet Hamburski, 1993

[22] T. Carli et al., "Performance of the H1 LAr Trigger in 1994", Internal note H1-07/95/445

[23] H. Beck, "Principles and Operation of the z-Vertex Trigger", Internal note H1-05/96-479

[24] R. Riedlberger, "The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers", Internal note H1-01/95-419

[25] V. Boudry et al., "The Inclusive Electron Trigger for SPACAL : Design and CERN-Test Results", Internal note H1-03/95-430

[26] W. Bartel et al., Phys.Lett.28B (1968) 148,
J. I. Friedman, W. W. Kendall, Ann.Rev.Nucl.Scie. 22 (1972) 203,
M. Breidenbach et al., Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 935

[27] R. Feynman, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 1415

[28] CCFR Collaboration D. MacFarlane et al., Z.Phys. C26 (1984) 1,
BEBC Collaboration K. Varvell et al., Z.Phys. C36 (1987) 1,
CDHSW Collaboration P. Berge et al., Z.Phys. C49 (1991) 187,
E665 Collaboration M. R. Adams et al., Phys.Rev.Lett. 52 (1984)727,
BCDMS Collaboration G. Bari et al., Phys.Lett. B163 (1985) 282,
NMC Collaboration P. Amandruz et al., Phys.lett. B294 (1992) 120,
EMC Collaboration J. Aubert et al., Phys.lett. B123 (1983) 275

[29] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Z.Phys. C63 (1994) 391

[30] H1 Collaboration, S. Aid et al., Nucl.Phys. B472 (1996) 3

[31] "Physics at HERA", Proceedings of the Workshop, Hamburg, Vol 2, 1991

[32] M. Krämer et al., Phys.Lett. B348 (1995) 721

[33] M. Krämer, Nucl.Phys. B459 (1996) 3

[34] E. L. Berger, D. Jones, Phys.Rev. D23 (1981) 1521,
R. Baier, R. Rückl, Nucl.Phys. B201 (1982) 1

[35] G. T. Bodwin, E. Braaten, G. P. Lepage, Phys.Rev. D51 (1995) 1125,
M. Cacciari, M. Krämer, Phys.Rev.Lett. 76 (1996) 4128

[36] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys.Rev.Lett.75 (1995) 1451

[37] M. Krämer, "Inclusive J/ψ Photoproduction at HERA", hep-ph/9707449

[38] B. Kniehl, G. Kramer, "Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction via Fragmentation at HERA", hep-ph/9703280,
B. Kniehl, G. Kramer "Charmonium Production via Fragmentation at DESY HERA", hep-ph/9706369

[39] G. Tsipolitis, "First Observation of Open b Production at HERA", DIS98, 6th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and QCD, 4-8 April 1998, Brussel, Belgium

[40] E. Rizvi, "Structure Function Results and QCD Analyses at H1", ibid

[41] G. Nowak, "The High Q^2 Neutral Current and Charged Current Cross-Sections", First European Meeting "From Planck Scale to Electroweak Scale", Kazimierz, Poland, May 24-30, 1998

[42] A. D. Martin et al., "Parton Distributions: a New Global Analysis", hep-ph/9803445,
F. Eisele, "Nucleon Structure Function", XVIII International Conference on Physics in Collision, Frascatti, 18019 June, hep-ex/9807028

[43] B. Heinemann, "The Charged Current Cross Section at HERA" , Uniwersytet Hamburski, przygotowywana praca doktorska

[44] T. Nicholls et al., "Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector", IEEE Nuclear Science Symposium, Albuquerqua, New Mexico, 1997

[45] J. H. Köhne et al., "Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA", Internal note H1-01/97-509

[46] M. Jacquet, "The Steering of the H1 Level 2 Topological Trigger", Internal note H1-06/97-519

[47] G. Schuler, T.Sjöstrand, Phys.Rev. D49 (1994) 257

[48] H1 SpaCal Group, R. D. Appuhn et al., NIM A386 (1997) 397.

[49] L. Göerlich et al., "Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT)", Internal note H1-01/97-508.

[50] C. Beigbeider, D. Breton, "H1 PQZP System (Parallel Quickbus Zero-suppression Processor)", Internal note H1-10/92-269
H. Krehbiel, "The PQZP Receiver Card for the L2 Crate of H1", H1 Trigger Note 1/94

[51] J. H. Köhne, R. Deckert, D. Schmidt, "Simulation of the PQZP-System for the L2 Triggers", Internal note H1-02/97-514

[52] J. C. Bizot et al., "L2TT Trigger Element with LAr", Internal note H1, to be published

[53] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Z.Phys. C74 (1997) 191

[54] A. D. Martin et al., Phys.Rev. D50 (1994) 6743

[55] J. C. Bizot et al., "L2TT Trigger Element with a Digital μ", Internal note H1-07/98-548

[56] J. C. Bizot et al., "Inelastic J/ψ L2TT Trigger Element", Internal note H1, to be published

[57] G. Tsipolitis "First Observation of Open b Production at HERA", The 29th釘ternaional Conference on High Energy Physics ICHEP98, 22-29 July, Vancouver, Canada, praca # 575

[58] G. Ingelman, J. Rathsman i G. A. Schuler, Comp.Phys.Com. 101 (1997) 135

[59] G. Marchesini et al., Comp.Phys.Com. 67 (1992) 465

[60] R.K. Ellis i P. Nason, Nucl.Phys. B312 (1989) 551

[61] J. Smith i W. L. van Neerven, Nucl.Phys. B374 (1992) 36

[62] S. Frixione et al., Phys.Lett. B348 (1994) 633

[63] H1 Collaboration I. Aid et al., Nucl.Phys. B472 (1996) 32

[64] G. Tsipolitis, selekcja 1995, prywatna informacja

[65] G. Tsipolitis, selekcja 1997, prywatna informacja

[66] D. Schmidt, "Topologischer Trigger für inelastisch produzierte $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ am H1-Detektor bei HERA", praca magisterska, Universytet Hamburski, 1997

[67] H1 Collaboration, S. Aid et al., Nucl.Phys.B472 (1996) 3

[68] H. Young, "EPJPSI 3.3 Monte-Carlo-Generator for J/ψ-mesons", Hamburg, 1994

[69] R. Deckert, "Entwicklung eines Triggers für diffraktiv erzeugte J/ψ-Mesonen mit Hilfer Neuronaler Netze bei H1", praca magisterska, Uniwersytet Hamburski, 1997

[70] J. C. Bizot et al., "SpaCal-based L2TT Trigger Elements" Internal note H1-04/98-538

[71] A. Meyer, "SpaCal Calibration and Maintenance Instructions", Internal note H1-12/97-532

[72] A. Meyer, "Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA using the New Detector Components SpaCal and BDC", praca doktorska, Uniwersytet Hamburski, 1997

[73] S. Glazov, "Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA", praca doktorska, Hamburg, 1997

[74] M. Dirkmann, "Calibration of the SpaCal with Cosmics", Internal note H1-05/96-477 (1996)

Pragnę wyrazić swoją głęboką wdzięczność i podziękować prof. K. Rybickiemu za możliwość uczestnictwa w eksperymentach w ośrodku naukowo-badawczym DESY. Gdy kilkanaście lat temu rozpoczynałam pracę w kierowanej przez Niego grupie, nie mogłam przewidzieć, że ta decyzja będzie tak trafna i zaowocuje tak ciekawą i urozmaiconą tematyką moich prac w dziedzinie zderzeń e^+e^- i ep. Dziękuję również za stałą zachętę do pisania rozprawy, co bardzo pomogło w jej podjęciu i ukończeniu.

Współpraca z prof. J. C. Bizot z LAL w Orsay nad projektem topologicznego trygera drugiego stopnia w eksperymencie H1 była, zarówno ze względu na atrakcyjność tematu jak i na pasję i zaangażowanie prof. Bizot, niezwykle interesująca. Merci beaucoup Jean-Claude !

Bardzo dziękuję moim koleżankom i kolegom z krakowskiej grupy H1: Eli Banaś, Antkowi Cyzowi, Lidii Görlich, Ewelinie Łobodzińskiej, Leszkowi Hajdukowi, Januszowi Martyniakowi, Staszkowi Mikockiemu i Jackowi Turnauowi za wyjątkowo dobrą współpracę,

Również w tym miejscu chciałabym serdecznie podziękować tym wszystkim, zarówno koleżankom i kolegom z mojego zakładu, jak również przyjaciołom i rodzinie, od których doznałam wiele życzliwości i pomocy w trudnych chwilach. To ronież dzięki nim mogła powstać ta praca.