



AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Praca magisterska

Adam Dendek

kierunek studiów: fizyka techniczna

**Statystyczna analiza jakości
dopasowania śladów cząstek
naładowanych w eksperymencie LHCb**

Opiekun: dr hab. inż. Tomasz Szumalk

Kraków, czerwiec 2014

Oświadczam, świadomy(-a) odpowiedzialności karnej za poświadczanie nieprawdy, że niniejszą pracę dyplomową wykonałem(-am) osobiście i samodzielnie i nie korzystałem(-am) ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

.....

(czytelny podpis)

Kraków, ?? czerwca 20??

Tematyka pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej Adama Dendka, studenta V roku studiów kierunku fizyka techniczna

Temat pracy magisterskiej: Statystyczna analiza jakości dopasowania śladów cząstek naładowanych w eksperymencie LHCb

Opiekun pracy: dr hab. inż. Tomasz Szumlak

Recenzenci pracy: ...

Miejsce praktyki dyplomowej: CERN, Genewa

Program pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej

1. Omówienie realizacji pracy magisterskiej z opiekunem.
2. Zebranie i opracowanie literatury dotyczącej tematu pracy.
3. Praktyka dyplomowa:
 - zapoznanie się z ideą rekonstrukcji śladów w eksperymencie LHCb,
 - uczestnictwo w eksperymetach/przygotowanie oprogramowania...,
 - dyskusja i analiza wyników
 - sporządzenie sprawozdania z praktyki.
4. Kontynuacja obliczeń związanych z tematem pracy magisterskiej.
5. Zebranie i opracowanie wyników obliczeń.
6. Analiza wyników obliczeń numerycznych, ich omówienie i zatwierdzenie przez opiekuna.
7. Opracowanie redakcyjne pracy.

Termin oddania w dziekanacie: ?? czerwca 20??

.....
(podpis kierownika katedry)

.....
(podpis opiekuna)

Na kolejnych dwóch stronach proszę dołączyć kolejno recenzje pracy popełnione przez Opiekuna oraz Recenzenta (wydrukowane z systemu MISIO i podpisane przez odpowiednio Opiekuna i Recenzenta pracy). Papierową wersję pracy (zawierającą podpisane recenzje) proszę złożyć w dziekanacie celem rejestracji co najmniej na tydzień przed planowaną obroną.

Ocena pracy promotora

Ocena pracy recenzenta

Chciałbym w tym miejscu podziękować:

wspaniałemu człowiekowi, mojemu promotorowi **dr hab. inż. Tomaszowi Szumlakowi** za nieustające wsparcie jakie od Niego otrzymałem w trakcie tworzenia niniejszej pracy oraz umożliwienie mi czynnego udziału w pracach kolaboracji wielkiego eksperymentu Fizyki Wysokich Energii jakim jest LHCb

I would also thank to Adam Davis. He has always looked out for me and found time in his constantly crammed schedule to explain, discuss, read, listen and give feedback when I needed it. Without his valuable guidance and suggestions, this research project would not have been possible.

Mojej Mamie za wszystko.

Spis treści

Wstęp	14
1. Eksperyment LHCb	16
1.1. Symetrie w fizyce	16
1.2. Symetrie a początek Wszechświata	17
1.3. Symetria kombinowana CP	17
1.3.1. Teoretyczny opis łamania symetrii CP	18
1.3.2. Trójkąty unitarności	20
1.3.3. Typy łamania symetrii CP	22
2. Eksperyment LHCb	24
2.1. Akcelerator LHC	24
2.2. Detektor LHCb	26
2.2.1. Magnes zakrzywiający	30
2.2.2. VELO	30
2.2.2.1. Sensory krzemowe	31
2.2.2.2. Elektronika odczytu	32
2.2.3. Detektory Czerenkowa	33
2.2.4. Detektory śladowe	34
2.2.5. Kalorymetry	35
2.2.6. Komory mionowe	35
2.2.7. System wyzwalania	37

3. Rekonstrukcja śladów	38
3.1. Oddziaływanie cząstek z materią	38
3.1.1. Oddziaływania elektromagnetyczne	38
3.1.2. Oddziaływania hadronowe	39
3.2. Algorytm rekonstrukcji śladów	39
3.2.1. Parametryzacja śladów	39
3.2.2. Typy śladów	40
3.2.3. Rozpoznawania wzorców	41
3.3. Filtr Kalmana	42
4. Oprogramowanie	44
4.1. Root	44
4.2. Gaudi	45
4.2.1. Oprogramowanie LHCb	45
4.3. Przetwarzanie sieciowe	47
4.4. Oprogramowanie stworzone na potrzeby analizy	47
5. χ^2 - Badanie jakości dopasowania śladów	49
5.1. Definicja χ^2	49
5.2. Rozkład χ^2	50
5.3. Sposób wykorzystania testu χ^2 do badania jakości dopasowania	51
6. Analiza jakości dopasowania śladów w oparciu o test χ^2	52
6.1. Selekcja przypadków	52
6.2. Analiza bazująca an symulacjach Monte Carlo	53

6.2.1. Wydajność rekonstrukcji śladów	53
6.2.2. Rozkłady χ^2	56
6.2.3. Zależności korelacyjne	59
6.3. Analiza oparta na danych	61
6.3.1. Rozkłady χ^2 bazujące na danych	61
6.3.2. Ekstrakcja sygnału od szumu	61
6.3.3. Zależności korelacyjne	62
Podsumowanie	63
Literatura	64

Spis rysunków

1.3.1.Działanie operatorów C, P i CP na neutrino	18
1.3.2.Trójkąt unitarności, kąty $\phi_{1,2,3}$	20
1.3.3.Przedziały dostępności kątów trójkąta unitarności (db) otrzymane w wyniku zebrania danych ze wszystkich eksperymentów.[1]	21
1.3.4.Diagramy Feynmana opisujące procesy mieszania neutralnych mezonów B.	23
2.1.1.Schemat kompleksu przyspieszającego akceleratora LHC. [2]	25
2.2.1.Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwark(b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu(d)	26
2.2.2.Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków b w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [3]	27
2.2.3.Detektor LHCb w całej okazałości [2]	28
2.2.4.Wizualizacja parametru zderzenia, będącego najmniejszą odległością od wierzchołka pierwotnego do śladu. Parametr zderzenia (IP) został oznaczony czerwoną linią.	29
2.2.5.Schemat magnesu zakrzywiającego wchodzącego w skład systemu detekcyjnego LHCb(a) oraz wielkość składowej y-owej indukcji pola magnetycznego jako funkcja współrzędnej z-owej.	30
2.2.6.Schemat detektora VELO[4]	31
2.2.7.Geometria sensorów [4]	31
2.2.8.Schemat blokowy czipu Beetle[5]	32
2.2.9.Ścieżka odczytowa pomiędzy kanałami VELO a płytą TELL1[6]	33
2.2.10Schemat detektora RICH1 z zaznaczonymi ścieżkami dla światła pojawiającego się w aerożelu oraz C_4F_{10} (a). Rozkład kątów Czerenkowa w zależności od pędu cząstek emitujących. Rysunki pochodzą z [2]	34

2.2.1.1Schemat detektora TT [2]	35
2.2.1.2Schemat detektorów T1-T3[2]. Region oznaczony na czerwono przedstawia IT natomiast na żółto zaznaczono OT.	36
2.2.1.3Zdjęcie detektora ECAL po zamontowaniu go w detektorze LHCb.	36
2.2.1.4Schematyczne przedstawienie (widok z boku) stacji mionowych oraz żelaznych absorberów umieszczonych pomiędzy stacjami.	36
2.2.1.5Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[7]	37
 3.2.1.Poglądowy rysunek śladów w LHCb [8]	40
 4.2.1.Schemat blokowy architektury GAUDI[9]	46
 5.2.1.Funkcja rozkładu prawdopodobieństwa χ^2 dla $\nu = 2, 4, 10$	50
 6.1.1.Diagramy Feynmana obrazujące topologię rozpadu $B_d \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu + \mu) + K_s(\rightarrow \pi + \pi)$. po lewej diagram typu drzewiastego, po prawej typu pingwin.	52
 6.2.1.Wydajność rekonstrukcji śladów długich zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $J/\Psi \rightarrow \mu + \mu$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (środek) oraz pseudorapidity (dół).	54
 6.2.2.Wydajność rekonstrukcji śladów długich zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $K_s \rightarrow \pi + \pi$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (środek) oraz pseudorapidity (dół).	55
 6.2.3.Wydajność rekonstrukcji śladów typu downstream zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $K_s \rightarrow \pi + \pi$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (dół).	56
 6.2.4.Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów zrekonstruowanych w wyniku oddziaływania produktów rozpadu mezonu J/Ψ . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole rozkłady dla Velo (lewo) oraz TT (prawo)	57
 6.2.5.Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów długich zrekonstruowanych w wyniku oddziaływania produktów rozpadu mezonu K_s . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole rozkłady dla Velo (lewo) oraz TT (prawo)	58
 6.2.6.Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów typu downstream zrekonstruowanych w wyniku oddziaływania produktów rozpadu mezonu K_s . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole dla TT.	58

6.2.7.RKorelacje pomiędzy χ^2_{total} a (góra lewo) pseudorapidity, (góra prawo) masą niezmieniczą układu pionów oraz pędami całkowitym (dół lewo) oraz poprzecznym (dół lewo). Ślady pochodzą z rozpadu K_s	59
6.2.8.Korelacje pomiędzy χ^2_{TT} a (góra lewo) pseudorapidity, (góra prawo) masą niezmieniczą układu pionów oraz pędami całkowitym (dół lewo) oraz poprzecznym (dół lewo). Ślady pochodzą z rozpadu K_s .	60
6.2.9.Zależność χ^2 od pozycji śladu w detektorze TT. Po lewo znajduje się χ^2_{total} , po prawo χ^2_{TT} .	60
6.3.1.Rozkład masy niezmienniczej układu mionów wraz z dopasowanym modelem sumy dwóch rozkładów normalnych (kropkowane czerwona i czarna linia) oraz eksponencjalnym tłem (niebieska kropkowana linia). Wykres po prawej posiada os Y w skali logarytmicznej.	62
6.3.2.Rozkład χ^2 dla wyselekcyjowanego szumu (oznaczony na czerwono) oraz dla sygnału. Po lewej zamieszczono wykres dla χ^2_{total} natomiast po prawej χ^2_{TT}	62

Wstęp

Od zarania dziejów człowiek starał się zrozumieć pochodzenie świata, chciał odpowiedzieć na fundamentalne pytania “Co nas otacza?”, “Z czego to jest zbudowane?”. Obecnie Fizyka Wysokich Energii (ang. High Energy Physics HEP) kontynuuje badania w celu znalezienia podstawowych bloków budujących materię oraz ich wzajemnych oddziaływań.

Według obecnego stanu wiedzy przyjmuje się, że cała materia zbudowana jest z sześciu kwarków (u, d, c, s, t, b) oraz sześciu leptonów ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$). Każdemu kwarkowi i leptonowi odpowiada antycząstka. Antycząstki zostały przewidziane przez Paula Diraca podczas próby połączenia Mechaniki Kwantowej ze Szczególną Teorią Względności, której owocem jest słynne równanie Diraca. Cząstki oddziałują ze sobą poprzez wymianę bozonów pośredniczących. Znane są cztery fundamentalne oddziaływanie: silne, słabe, elektromagnetyczne oraz grawitacyjne, każde z nich posiada kwanty pośredniczące. Dla oddziaływań silnych są to gluony, elektromagnetyczne są przenoszone przez fotony, słabe siły powodowane są wymianą naładowanych bozonów W^\pm lub neutralnych Z^0 . Jak przewiduje teoria, oddziaływanie grawitacyjne są dozwolone dzięki grawitonom. Należy jednak pamiętać, że istnienie grawitonu jest, jak do tej pory, jedynie hipotezą niepotwierdzoną doświadczalnie. Poza wymienionymi częstotliwościami istnieje jeszcze pozbawiony spinu, koloru oraz ładunku elektrycznego bozon Higgsa odpowiedzialny za nadawanie masy innym częstotliwościom.

Suma posiadanej wiedzy dotyczącej cząstek oraz ich wzajemnych oddziaływań jest zebrana w jedną teorię zwaną Modelem Standardowym (MS). Jednakże MS nie jest fundamentalną teorią. Zawiera parametry, które mogą być wyznaczone jedynie doświadczalnie, nie potrafi też odpowiedzieć na pytania dotyczące ciemnej materii czy oddziaływań grawitacyjnych.

Jednym z warunków koniecznych do wyjaśnienia obecnej asymetrii pomiędzy materią oraz antimaterią jest proces łamania symetrii kombinowanej CP. Zjawisko jest opisane w MS przez macierz Cabibbo-Kobayashiego-Masakawy(CKM). Jednakże wartości elementów tej macierzy nie są przewidziane przez MS, należy je wyznaczyć doświadczalnie. Jest to jeden z celów przystępujących powstaniu eksperymentu LHCb na akceleratorze LHC w ośrodku CERN, będącym największym laboratorium fizycznym na świecie. Jednym z kluczowych zadań, w celu którego konsultuje się detektor jest pomiar pędu cząstek oddziałujących z jego powierzchnią czynną.

Wykonanie tego zadania nie jest trywialne. W wyniku wieloletnich prac zaimplementowano szereg skomplikowanych algorytmów służących do znajdowania śladów, procesie niezbędnym do znajdowania śladu.

Bardzo istotnym problemem, nadal występującym, jest iż otrzymywane wyniki nie są w pełni zadowalające. Studia nad jakością dopasowania śladów były przedmiotem badań wielu grup pracujących w ramach kolaboracji LHCb. Spowodowane jest to faktem, iż ewentualne błędy w wyznaczaniu pędu rzutują na wszystkie analizy wykonywane przez naukowców zrzeszonych w ramach kolaboracji LHCb. Niniejsza praca opisuje badania wykonane w ramach współpracy z Uniwersytetem Cincinnati, których głównym celem jest kontynuowanie analizy jakości dopasowania śladów. Wszystkie wyniki zgromadzone w tej pracy zostały zaprezentowane podczas spotkań roboczych grupy "Tracking and Alignment".

Rozdział 1

Eksperyment LHCb

Ten rozdział opisuje pokrótce eksperyment LHCb. Na samym początku omówione zostanie fundamentalne prawo fizyki łączące zasady zachowania z symetriami. Następnie opisane zostaną dyskretne symetrie w kontekście najnowszych badań doświadczalnych.

1.1. Symetrie w fizyce

Jeżeli chce się mówić na temat fizyki zawsze powinno się zacząć od tematu symetrii. Jedną z najbardziej fundamentalnych zasad w fizyce jest ta, łącząca prawa zachowania z symetriami natury. Twierdzenie Noether [10] pokazuje, że jeśli układ fizyczny jest niezmienniczy ¹ względem pewnej ciągłej transformacji, to istnieje prawo zachowania wielkości stwarzyszonej z tą transformacją. Niezmienniczość praw fizycznych względem translacji czasowej jest odpowiedzialna za istnienie fizycznej zasady zachowania energii. Zasada zachowania pędu jest konsekwencją niezmienniczości względem przesunięć w przestrzeni. Natomiast zasada zachowania momentu pędu jest spełniona gdy prawa fizyki są identyczne po uwzględnieniu obrotów w przestrzeni.

Poza wyżej wymienionymi symetriami ciągłymi istnieją jeszcze symetrie dyskretne tzw. punktowe. Z punktu widzenia fizyki częstek elementarnych istotnymi symetriami są:

- \hat{C} - sprzężenie ładunkowe (ang. charge conjugation) zmienia znak wszystkich addytywnych liczb kwantowych danej cząstki. W specyficzny sposób odniesieniu do rozpadów subatomowych cząstek, sprzężenie ładunkowe oznacza zamianę każdej cząstki na sprzężoną z nią antycząstkę.[11].

¹rozumiemy tu Lagranżjan opisujący ten układ

- \hat{P} - parzystość (ang. parity) jest to operacja zamiany wszystkich współrzędnych przestrzennych na przeciwnie. [11]
- \hat{T} odwrócenie czasu (ang. time reversal) zmienia kierunek przepływu czasu na przeciwny [11].

Według obecnej wiedzy, każda z tych symetrii jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Natomiast, co bardziej interesujące, słabe oddziaływanie łamią symetrie \hat{C} oraz \hat{P} . Jednakże, kombinacja tych symetrii **CPT** jest dokładną symetrią w każdej lokalnej Lorentz'ko niezmienniczej teorii pola [11].

1.2. Symetrie a początek Wszechświata

W przybliżeniu po okresie $10^{-6}s$ do Wielkiego Wybuchu została uformowana plazma kwarkowo-gluonowa w której to wolne kwarki oraz gluony podróżowały z relatywistycznymi prędkościami. Pary cząstka-antycząstka były stale tworzone oraz anihilowane, tworząc fotony, równomiernie poruszające się przez kosmos. Po tym procesie, do dzisiaj pozostało tzw. Mikrofalowe Promieniowanie Tła (ang. **Cosmic Microwave Background**). Na podstawie badań tego promieniowania oszacowano wiek Wszechświata na 13.75 ± 0.11 miliarda lat [12].

Niedługo, po tym jak CMB zostało wytworzone jedna z liczb kwantowych *liczba barionowa* została złamana, w wyniku czego ilość produkowanych cząstek była większa niż ilość wytwarzanych antycząstek. Ten proces nazywany *bariogenezą* tłumaczy niewystępowanie antymaterii w obecnym wszechświecie. Co, oczywiście prowadzi do prostego wniosku - dzisiejszy wszechświat zbudowany jest z materii.

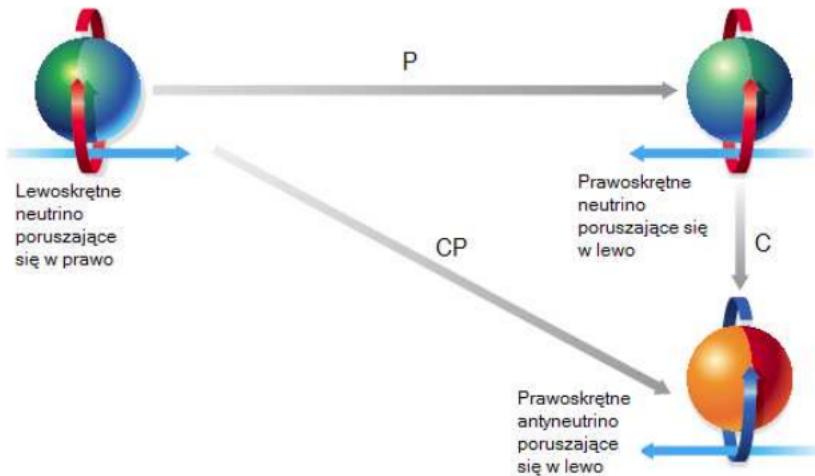
W 1967 Sacharow wyjaśnił [13], istnienie Wszechświata w obecnej formie wymaga spełnienia trzech warunków.

1. Niezachowania liczby barionowej.
2. Ochładzanie Wszechświata zachodziło w warunkach niebędących w równowadze termodynamicznej.
3. Zachodzenie procesu łamania symetrii kombinowanej **CP**

1.3. Symetria kombinowana CP

Symetria kombinowana **CP**, będąca jak uprzednio wspomniano jednym z warunków Sacharowa do tego, aby istniał wszechświat, była poddana obserwacji już wcześniej. Powodem tego

było odkryciem istnienia tylko lewoskrętnych² neutrin i prawoskrętnych antyneutrin. Wynikiem zastosowania operatora **CP**³ na neutrino lewoskrętne jest antyneutrino prawoskrętne. Stąd sądzono, że ta symetria jest zachowana przez oddziaływanie słabego. Obrazowo działania tych operatorów zostały zaprezentowane na rysunku 1.3.1.



Rys. 1.3.1. Działanie operatorów C, P i CP na neutrino

Tak było do roku 1964, kiedy to rozpad neutralnych kaonów pokazał, że ta symetria jednak jest łamana. Pierwszym dowodem na łamanie **CP** poza układem kaonów, został zaobserwowany w 2001 roku przez eksperyment Belle. Obiektami ich badań były układy neutralnych mezonów B⁴. Odkrycie zapoczątkowało nową erę badań procesów łamiących symetrię **CP**. Lekkie mezony B (neutralne B_u oraz naładowane B_d) były poddawane precyzyjnym pomiarom przez fabryki-B: Belle oraz BaBar. LHCb jest eksperymentem drugiej generacji. Jego krótki opis umieszczono w rozdziale 2.

1.3.1. Teoretyczny opis łamania symetrii CP

Stany własne oddziaływań słabych nie są tożsame ze stanami własnymi oddziaływań silnych⁵. Przejście z jednej bazy do drugiej możliwe jest dzięki macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy (CKM).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3.1)$$

²Skrętność oznacza rzut wektora spinu na kierunek ruchu cząstki

³Operatory **C** oraz **P** komutują ze sobą nawzajem

⁴Mezon B to hadron składający się z kwarka b oraz lżejszego antykwarka

⁵zwane również stanami własnymi masy

Macierz CKM jest macierzą unitarną trzeciego rzędu. Rozmiar macierzy odpowiada ilość rodzin kwarkowych. Zostało udowodnione⁶, że istnieją tylko 3 rodziny. Elementy macierzy określają stałe sprzężenie pomiędzy odpowiednimi kwarkami. Warto zwrócić uwagę, że Model Standardowy w żaden sposób nie przewiduje wartości elementów macierzy CKM. Wartości te należy wyznaczyć doświadczalnie.

W ciągu wielu lat teoretycznych studiów nad macierzą CKM teoretycy zaproponowali kilka sposobów jej parametryzacji. Do najbardziej uznanych należy parametryzacja Keung-Chau, zwana również standardowa.

$$\begin{aligned} V_{CKM} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ V_{CKM} &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3.2) \end{aligned}$$

gdzie:

$c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ oraz $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Warte wyjaśnienie jest znaczenie kąta θ_{ij} oraz δ . θ_{ij} są to tzw. katy Eulera⁷ mówiące o stopniu mieszania pomiędzy trzema zapachami kwarków (i,j=1,2,3) oraz δ jest fazą odpowiedzialną za łamanie symetrii CP.

Ważną, z punktu widzenia hierarchizacji wielkości mieszanie pomiędzy rodzinami kwarkowymi jest tak zwana parametryzacja Wolfensteina [15]. Każdy z elementów macierzy CKM jest wyrażany przez szereg potęgowy parametru $\lambda = \sin\theta_{12} \approx 0.22$. Kąt θ_{12} zwany jest kątem Cabibbo [16].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(\rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.3.3)$$

Pozostałe parametry występujące w równaniu 1.3.3 określone są zależnościami:

$$A \equiv \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \quad \rho \equiv \frac{s_{13}\cos\delta}{s_{12}s_{23}}, \quad \eta \equiv \frac{s_{13}\sin\delta}{s_{12}s_{23}}$$

Ponieważ parametr λ jest mniejszy od jedności to można, analizując wykładnik napisać względne relacje między poszczególnymi elementami macierzy CKM. Łatwo zauważyc, iż najbardziej prawdopodobne są przejścia między kwarkami tej samej rodziny.

⁶na podstawie pomiarów astronomicznych oraz niezależnie eksperymentu DELPHI[14]

⁷Układ trzech katów, za pomocą których można jednoznacznie określić wzajemną orientację dwóch układów współrzędnych.

1.3.2. Trójkąty unitarności

Wymogiem Modelu Standardowego jest unitarność macierzy CKM oznacza to, że musi zachodzić zależność

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \mathbf{1} \quad (1.3.4)$$

Z powyższego faktu wynika sześć warunków ortogonalności.

$$db : V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3.5)$$

$$sb : V_{us}V_{ud}^* + V_{cs}V_{cd}^* + V_{ts}V_{td}^* = 0 \quad (1.3.6)$$

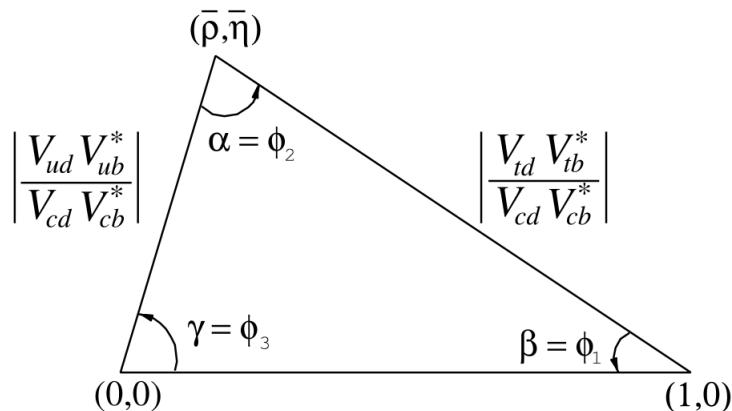
$$ds : V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3.7)$$

$$ut : V_{du}V_{dc}^* + V_{su}V_{sc}^* + V_{bu}V_{bc}^* = 0 \quad (1.3.8)$$

$$ct : V_{dc}V_{dt}^* + V_{sc}V_{st}^* + V_{bc}V_{bt}^* = 0 \quad (1.3.9)$$

$$uc : V_{dt}V_{du}^* + V_{st}V_{su}^* + V_{bt}V_{bu}^* = 0 \quad (1.3.10)$$

Łatwo się przekonać, że każdy z powyższych warunków prowadzi do zanikania sumy trzech zespolonych liczb. Warunki unitarności mogą być przedstawione w postaci trójkątów w przestrzeni zespolonej (diagram Arganda) i nazywane są trójkątami unitarności. Każdy, z tych trójkątów posiada jednakowe pole, które można wyrazić, w notacji parametryzacji Wolfensteinina, $P = \lambda^6 A^2 \eta$. Trójkąty te wyróżnia długości ich boków. Zaletą korzystania z formalizmu trójkątów unitarności jest fakt, że przy jakiekolwiek zmianie parametryzacji macierzy CKM trójkąty zostają tylko obrócone w przestrzeni zespolonej natomiast długości boków oraz kąty pozostają bez zmian.



Rys. 1.3.2. Trójkąt unitarności, kąty $\phi_{1,2,3}$

odpowiadają kątom α, β, γ w notacji używanej przez eksperyment BELLE. Dolny bok trójkąta posiada jednostkową długość jest to zgodne z przyjętą konwencją. [17]

Z eksperymentalnego punktu widzenia, najciekawszym trójkątem jest 1.3.5, ponieważ jego boki są porównywalnych rozmiarów co oznacza, że wszystkie kąty (bądź odpowiadające im fazy)

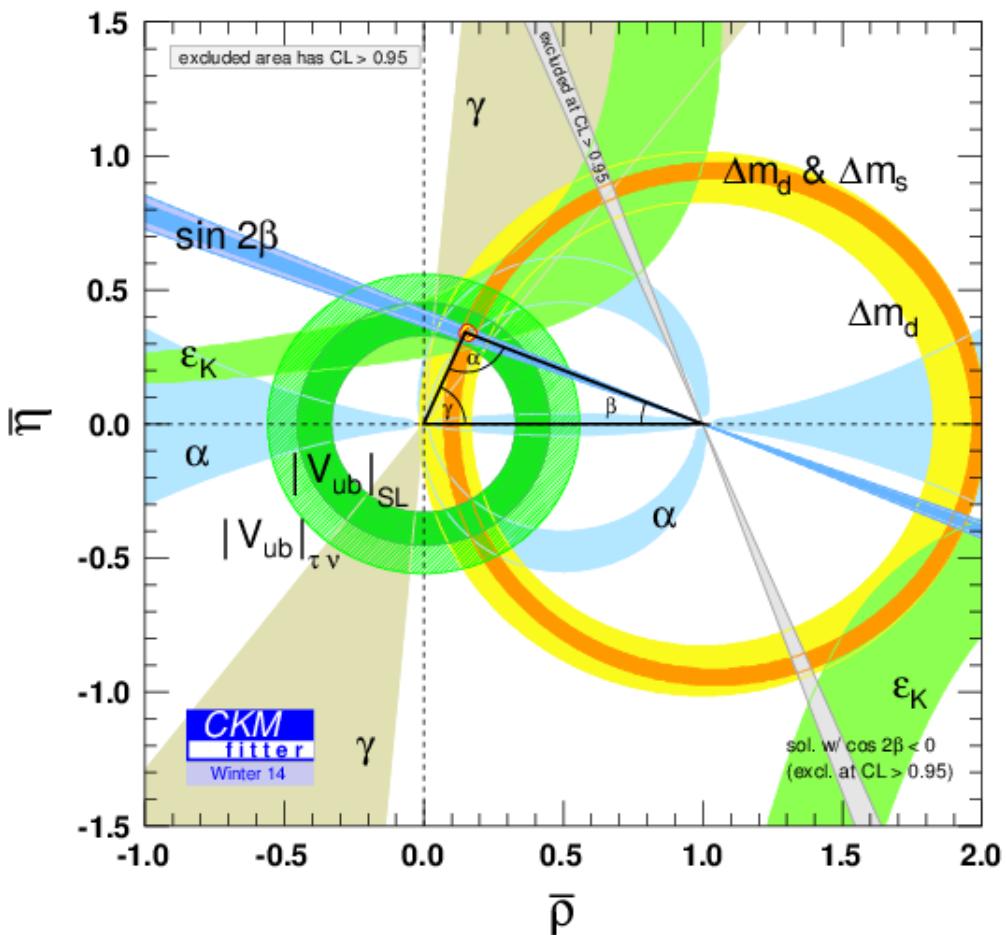
są duże. Trójkąt przedstawiony jest na rysunku 1.3.2. Użyto standardowego oznaczenia kątów (α, β, γ), te trzy kąty odnoszą się do zespolonych komponentów macierzy CKM przez związki:

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) = \arg\left(\frac{(1 - \frac{1}{2}\lambda^2)(i\eta - \rho)}{1 - \rho - i\eta}\right) \quad (1.3.11)$$

$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) = \arg\left(\frac{1}{1 - \rho - i\eta}\right) \quad (1.3.12)$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{cb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = \arg\left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right)(\rho - i\eta) \quad (1.3.13)$$

W celu wyznaczenia kątów trójkąta opisanego równaniem 1.3.5 wykonano serie pomiarów eksperymentalnych. Dokładniejsze opisy rozpadów dzięki którym udało się ograniczyć przedziały dostępności tych kątów można znaleźć w [17]. Rysunek 1.3.3 przedstawia zebrane wyniki ze wszystkich pomiarów jakie do tej pory były przeprowadzone w różnych eksperymentach.



Rys. 1.3.3. Przedziały dostępności kątów trójkąta unitarności (db) otrzymane w wyniku zebrania danych ze wszystkich eksperymentów.[1]

1.3.3. Typy łamania symetrii CP

Łamanie symetrii kombinowanej CP w ramach Modelu Standardowego, może zachodzić w trzech typach procesów.

- **Bezpośrednie łamanie symetrii CP** zwane również łamaniem w rozpadzie, zachodzi gdy występuje różnica pomiędzy częstościami rozpadów wzajemnie do siebie sprzężonych procesów. Zjawisko, to może się pojawiać zarówno dla naładowanych jak i neutralnych mezonów.
- **Łamanie symetrii CP w mieszaniu** występuje tylko dla neutralnych mezonów, dla których to możliwa jest sytuacja gdzie stany własne masy nie są stanami własnymi oddziaływań słabych. W związku z powyższym faktem można zapisać posługując się notacją Dirca biorąc jak przykładowy mezon B:

$$\begin{aligned} |B_H\rangle &= p|B^0\rangle + q|\overline{B^0}\rangle \\ |B_L\rangle &= p|B^0\rangle - q|\overline{B^0}\rangle \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

gdzie: stany po prawej stronie są stanami własnymi zapachu. natomiast te po lewej są stanami własnymi masy odpowiednio ciężkim $|B_H\rangle$ oraz lekkim $|B_L\rangle$. Warunek normalizacji wymaga aby w każdym momencie była spełniona zależność:

$$|q|^2 + |p|^2 = 1 \quad (1.3.15)$$

Ewolucja czasowa układu opisanego równaniem 1.3.15 reprezentowana jest zależnym od czasu równaniem Schrödingera.

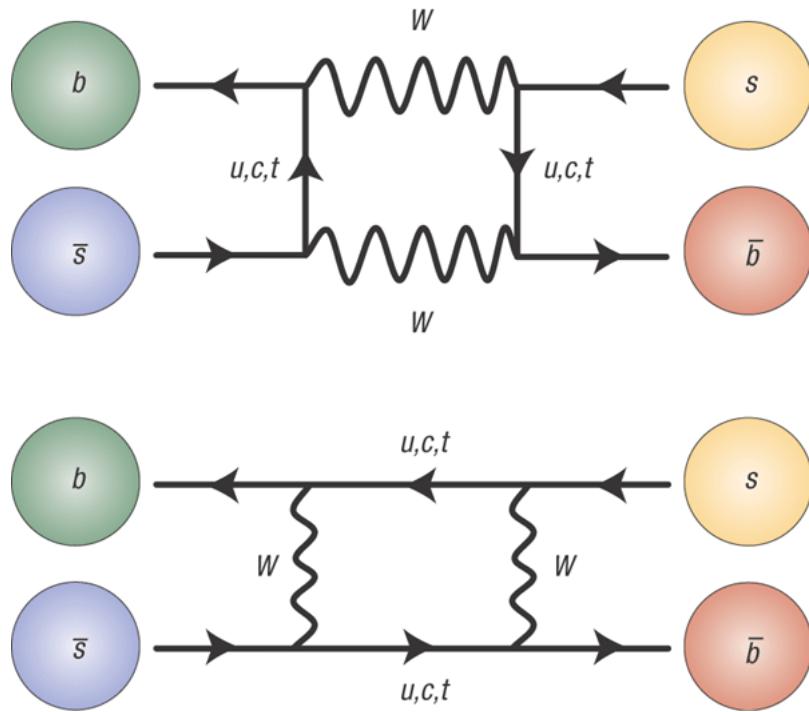
$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{H}} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma) \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} \quad (1.3.16)$$

gdzie $\hat{\mathcal{H}}$ - hamiltonian, \mathbf{M} oraz γ są macierzami o rozmiarach 2x2. Pozadiagonalne elementy tych macierzy są odpowiedzialne za procesy mieszanina. Zjawiska te można przedstawić w formie diagramów Feynmana, co zostało zrobione na rysunku 1.3.4. W literaturze diagramy tego typu nazywane są diagramami pudełkowymi.

Rozwiążanie krok po kroku równania 1.3.16 można znaleźć w [18]. W niniejszej pracy przytoczone zostanie tylko ostateczny wynik.

$$\frac{p}{q} \propto \Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma \quad (1.3.17)$$

Łamanie symetrii CP zachodzi gdy $|\frac{p}{q}| \neq 1$. Analizując równanie 1.3.17 można wywnioskować, że aby znaleźć wielkość łamania symetrii kombinowanej CP należy bardzo dokładnie znać różnice w czasach życia oraz masach pomiędzy stanem ciężkim $|B_H\rangle$ oraz lekkim $|B_L\rangle$.



Rys. 1.3.4. Diagramy Feynmana opisujące procesy mieszania neutralnych mezonów B.

- **Łamanie symetrii CP w interferencji pomiędzy rozpadem z mieszaniem i bez mieszania**

Zjawisko to jest związane z asymetrią pomiędzy rozpadami mezonów neutralnych zachodzącymi bezpośrednio $X^0 \rightarrow f$ lub w wyniku mieszania $X^0 \rightarrow \overline{X^0} \rightarrow f$. W takim wypadku stopień łamania symetrii jest proporcjonalny do części urojonej współczynnika η_f opisanego zależnością 1.3.18.

$$\eta_f = \frac{q}{p} \cdot \frac{A(\overline{X^0} \rightarrow f)}{A(X^0 \rightarrow f)} \quad (1.3.18)$$

Rozdział 2

Eksperyment LHCb

Niniejszy rozdział stanowi krótkie wprowadzenie do eksperymentu LHCb (ang. Large Hadron Collider beauty experiment).

2.1. Akcelerator LHC

LHC jest największym, działającym akceleratorem cząstek na świecie zaprojektowanym do zderzania protonów przy energii środka masy $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$. Poza samą energią wiązki ważnym parametrem związanym z pracą akceleratora jest świetlność (L). Wielkość ta, mówi jak wiele zaszło zderzeń na sekundę oraz jest związana z przekrojem czynnym:

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma \quad (2.1.1)$$

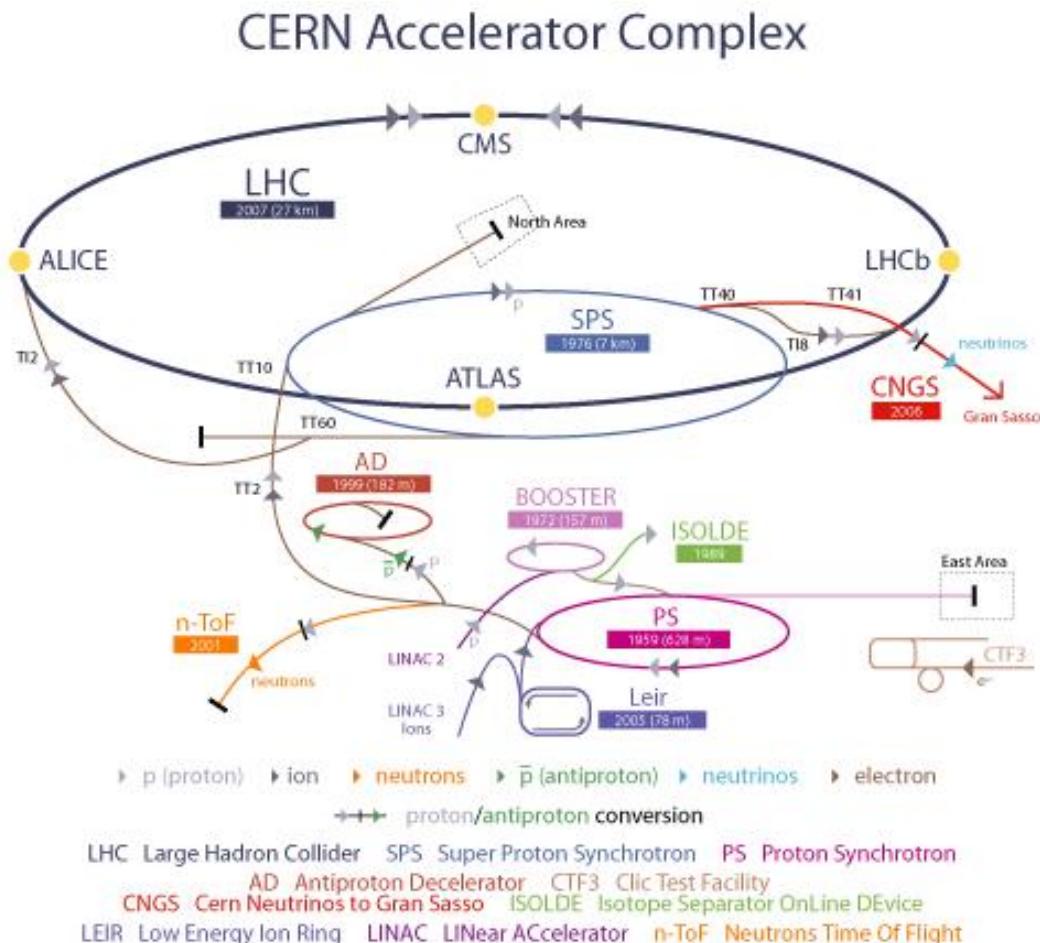
Łączny rozmiar zebranych danych można otrzymać całkując chwilową świetlność:

$$\mathcal{L} = \int L dt \quad (2.1.2)$$

Otrzymana wielkość posiada jednostkę odwrotności pola powierzchni, zwaną również barnem. Eksperymenty ATLAS oraz CMS (opisane poniżej) mogą pracować z maksymalną osiągalną świetlnością przez LHC- $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, natomiast LHCb redukuje ją dla swoich potrzeb w celu zmniejszenia wielokrotnych zderzeń dla pojedynczego zderzenia.

LHC został umiejscowiony w 26,7 km tunelu skonstruowanym pierwotnie dla poprzedniego akceleratora elektronowego LEP (ang. Large Electron–Positron Collider).

Na rysunku 2.1.1 pokazany jest schemat kompleksu przyspieszającego oraz detektorów pracujących przy eksperymencie LHC. Sam proces przyspieszania jest wielostopniowy[19]. Na początku protony otrzymywane są w wyniku jonizacji atomów wodoru po czym wstępnie przyspieszane w akceleratorze liniowym (LINIAC2) do energii 500MeV. Następnie dwa kołowe akceleratorzy zwiększą energię cząstek do 1GeV (BOOSTER) oraz 26 GeV (PS), kontynuując podróż



Rys. 2.1.1. Schemat kompleksu przyspieszającego akceleratora LHC. [2]

przez system akceleratorów przechodzą przez SPS rozpędzający je do energii 450 GeV. Na sam koniec są umieszczane w docelowym pierścieniu LHC, w którym to przebywają 20 minut zanim nabiorą maksymalną energię. Do utrzymania dwóch przeciwbieżnych wiązek protonowych na ich orbitach potrzebne są 1232 nadprzewodzące magnesy, generujące pole o indukcji 8.33T. Aby magnesy pozostawały w stanie nadprzewodzenia muszą być schłodzone do temperatury 1.9 K. Tak niską temperaturę uzyskuje się przy użyciu nadciekłego helu.

Wiązki są zderzane w 4 punktach oznaczonych na rysunku 2.1.1 żółtymi kropkami. W każdym z tych punktów umiejscowiony jest jeden z detektorów oraz powiązanych z nimi eksperymentów. Noszą one odpowiednio nazwy ATLAS, CMS, ALICE oraz LHCb.

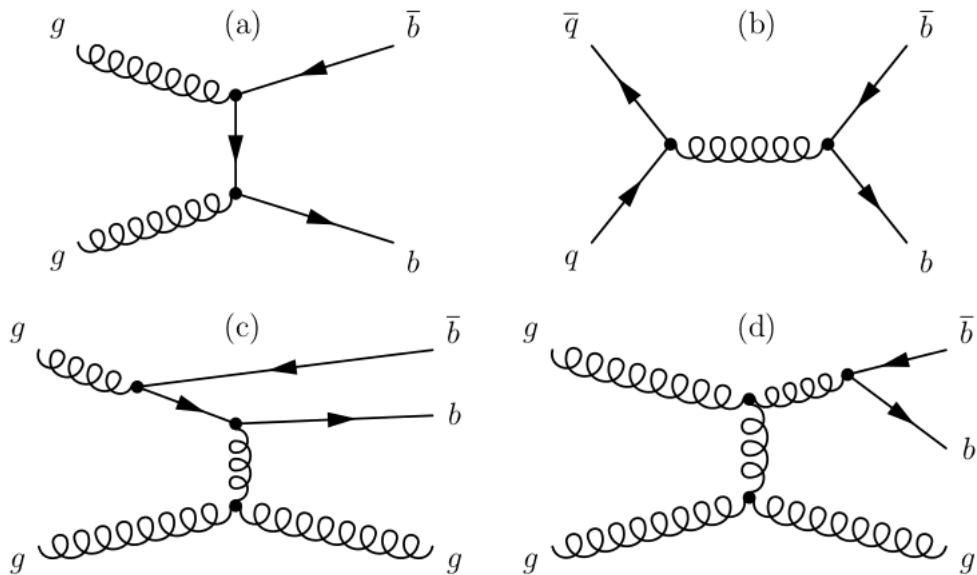
Głównymi celami eksperymentów ATLAS (ang. A Toroidal Lhc ApparatuS)[20] oraz CMS (ang. Compact Muon Solenoid) [21] jest poszukiwanie bozonu Higgsa, cząstki która wg Modelu Standardowego odpowiada za nadawanie masy, oraz sprawdzenie teorii supersymetrii (SUSY). ALICE (ang. A Large Ion Collider Experiment)[22] został zoptymalizowany do badania plazmy gluonowo-kwarkowej powstającej w wyniku zderzeń ciężkich jonów.

2.2. Detektor LHCb

Eksperyment LHCb został zaprojektowany do badania łamania symetrii kombinowanej **CP** oraz rzadkich procesów w sektorze ciężkich kwarków b i c . Jako przykład można podać mezon B. Produkcja pary $b\bar{b}$ będąca wynikiem zderzenia proton-proton jest zdominowana przez fuzję gluonową gluonów i partonów, diagram Feynmana opisujący takie procesy został umieszczony na rysunku 2.2.1. Amplituda takiego procesu jest proporcjonalna do kwadratu stałej oddziaływań silnych. Warto zwrócić uwagę, że w przeciwnieństwie do oddziaływań elektromagnetycznych, dla których stała sprzężenia zbliża się asymptotycznie do wartości:

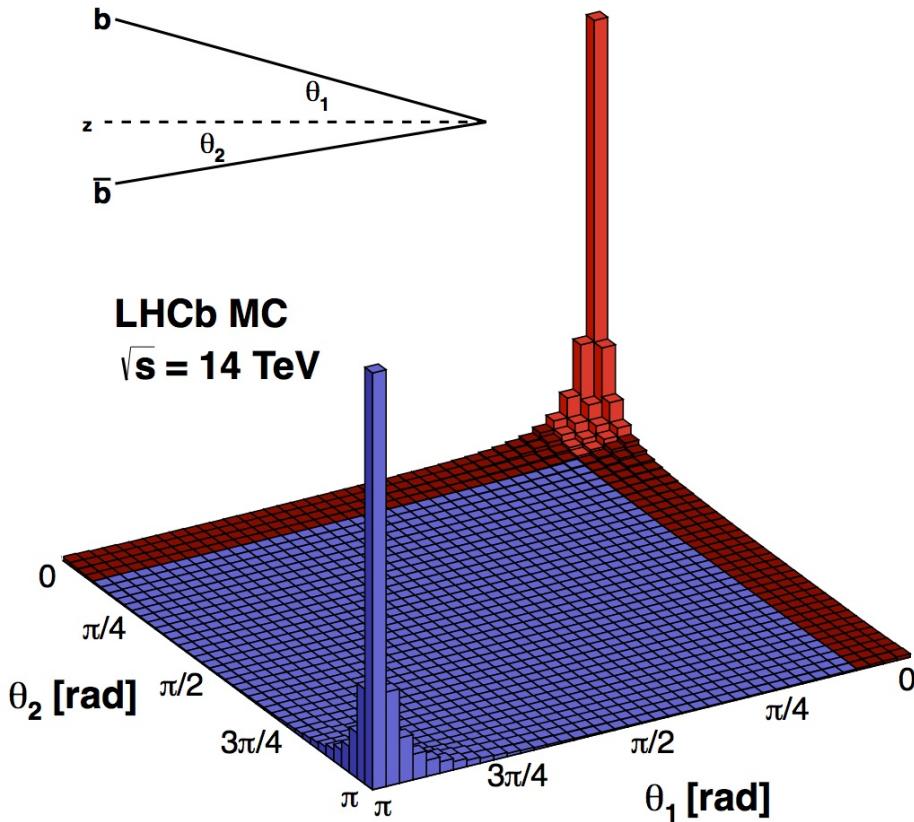
$$\alpha_{QED} = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (2.2.1)$$

Stałe sprzężenia oddziaływań silnych zmieniają się z odległościami pomiędzy kwarkami [16]. Symulacje takich procesów pokazały, że przy energiach osiąganych dzięki LHC, zarazem kwarki b jak i \bar{b} przeważnie produkowane są w kierunku do przodu lub tyłu, co przedstawiono na rysunku 2.2.2.



Rys. 2.2.1. Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwark(b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu(d)

Detektor LHCb jest spektrometrem o akceptanci kątowej wynoszącej od 10 do 300 mrad. Jest to geometria typu "do przodu", której konsekwencją jest efektywny przedział pseudorapidity



Rys. 2.2.2. Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków b w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [3]

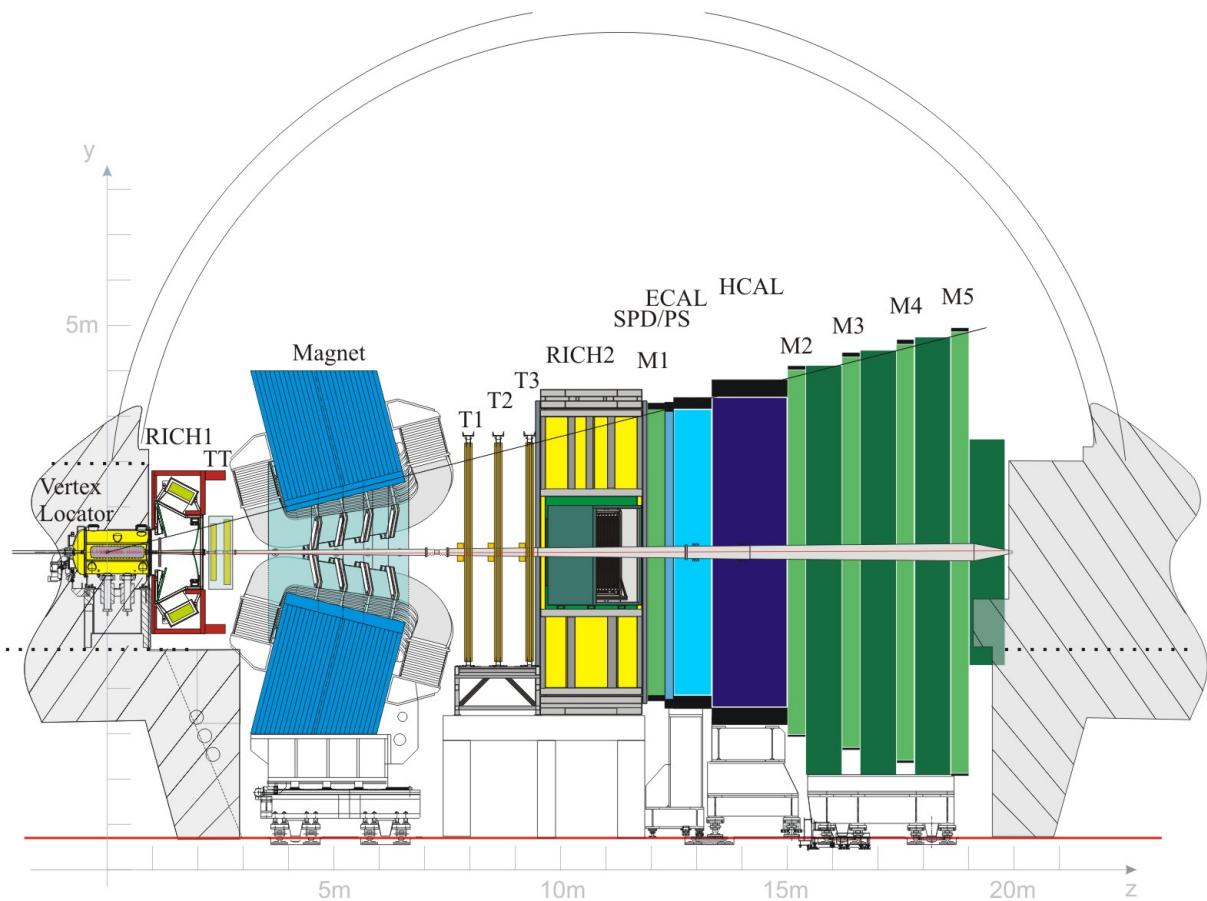
obserwowanych cząstek $1.7 < \eta < 5.3$. Przy czym pseudorapidity, η jest zdefiniowana jako

$$\eta = -\ln \left(\tg \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2.2)$$

gdzie θ kąt między kierunkiem pędu cząstki oraz osią wiązki.

Zamieszczony na rysunku 2.2.3 spektrometr LHCb składa się z szeregu systemów detekcyjnych. Systemy te są podzielone na trzy główne grupy. Pierwsza z nich służy do rekonstrukcji śladów cząstek naładowanych. Informacja o śladach niezbędna jest do wyznaczania trzech komponentów pędu i położenia cząstek. Następna grupa detektorów odpowiedzialna jest za identyfikację cząstek. Te dwie informacje w pełni opisują każdą indywidualną cząstkę, a co za tym idzie całe zdarzenie. Ostatecznie układ wyzwalania (ang. trigger) dokonuje selekcji przypadków na te, ciekawe z punktu widzenia analizy fizycznej.

- **Rekonstrukcja śladów:** System rekonstrukcji śladów składa się z położonego najbliżej punktu zderzeń, mikropaskowego, krzemowego detektora zwanego VELO (ang. VErtex

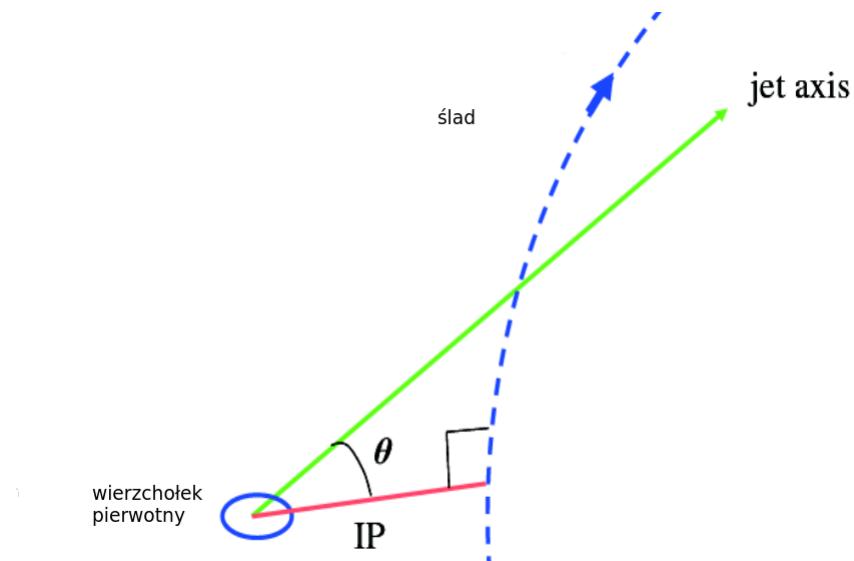


Rys. 2.2.3. Detektor LHCb w całej okazałości [2]

LOCator) który, z bardzo dużą precyzyją, mierzy pozycję pierwotnego wierzchołka oraz parametr zderzenia (ang. Impact Parameter, IP). Wizualizacja parametru zderzenia znajduje się na rysunku 2.2.4.

Następnym po detektorze VELO, jest umiejscowiony przed magnesem zakrzywiającym, detektor TT (ang. Tracker Turicensis). Podobnie jak wcześniej wspomniany VELO, TT również został wykonany w technologii mikropaskowej. Zadaniem jego jest zwiększenie rozdzielczości mierzonego pędu cząstek. Pole magnetyczne wytwarzane przez magnes dipolowy zakrzywia trajektorię ruchu cząstek w płaszczyźnie x-z, co umożliwia wyznaczanie ich pędu poprzez porównywanie elementów toru przed oraz za magnesem. System śladowy jest dopełniany przez stacje T, które to wraz z VELO, pozwalają wyznaczać pęd oraz kierunek ruchu cząstek. Stacje T dzielą się na dwa regiony. Pierwszy, znajdujący się bliżej rury akceleratora, składa się z mikroposkowych detektorów krzemowych, natomiast ten bardziej oddalony jest gazowym detektorem słomkowym. Każdy z detektorów do wyznaczania śladów charakteryzuje się wystarczającą rozdzielczością przestrzenną.

- **Identyfikacja cząstek:** Zasada działania systemu identyfikacji cząstek jest oparta na dwóch prawach fizycznych. Pierwszym z nich jest emisja promieniowania Czerenkowa.



Rys. 2.2.4. Wizualizacja parametru zderzenia, będącego najmniejszą odległością od wierzchołka pierwotnego do śladu. Parametr zderzenia (IP) został oznaczony czerwoną linią.

Promieniowanie to jest emitowane gdy naładowana cząstka porusza się w danym ośrodku szybciej niż światło w tym ośrodku. Kąt emitowanego fotonu jest zależny od prędkości z jaką porusza się cząstka wg wzoru

$$\cos\theta = \frac{c}{nv} \quad (2.2.3)$$

gdzie:

c- prędkość światła w próżni, v- prędkość cząstki, n- współczynnik załamania ośrodka.

Jak pokazano na rysunku 2.2.10

Zjawisko to wykorzystują dwa detektory RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov detector). Efekt ten pozwala na rozróżnienie pomiędzy typami hadronów.

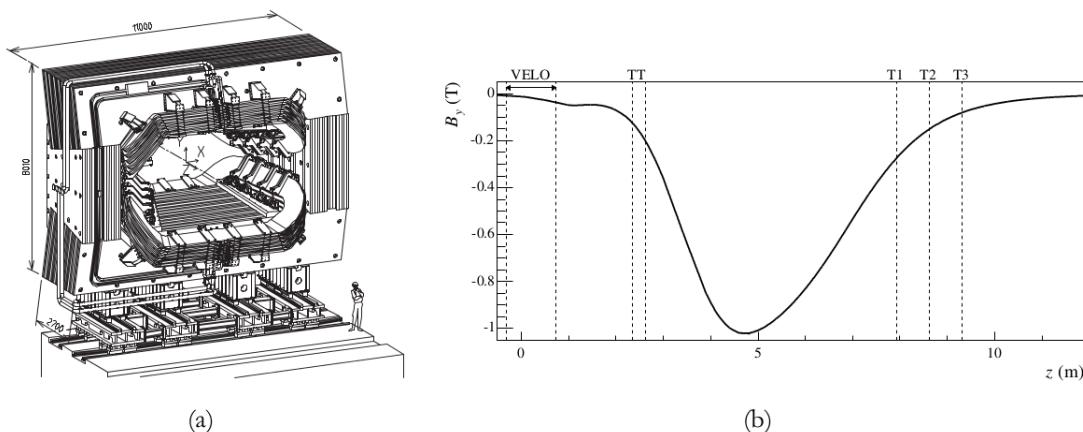
Elektromagnetyczne oraz hadronowe kalorymetry, ECAL i HCAL, mierzą energię oddziałujących z nimi cząstek poprzez całkowitą ich absorpcję. Detektory te wspierane są przez SPD oraz PS, które to pomagają w rozwiązywaniu występujących dwuznaczności w identyfikacji. Ostatnim elementem czynnym, w znaczeniu oddalenia od miejsca zajścia zderzenia, w systemie detekcyjnym LHCb jest układ detektorów mionowych. Układ ten, jak sama nazwa wskazuje, jest wykorzystywany do identyfikacji mionów. Jego stacje (od M1 do M5) rejestrują cząstki, które przemierzyły całą długość detektora LHCb. Tylko miony, z naładowanych cząstek, posiadają takie własności.

Komponenty wchodzące w skład detektora są dokładnie opisane w dalszej części tego rozdziału.

2.2.1. Magnes zakrzywiający

Jednym z istotnych elementów systemu rekonstrukcji śladów cząstek naładowanych jest magnes dipolowy, który zakrzywia trajektorie cząstek, co daje możliwość pomiaru pędu. Składa się z dwóch identycznych, aluminiowych, jednocześnie nie będących w stanie nadprzewodnictwa cewek umiejscowionych symetrycznie wokoło osi wiązki.

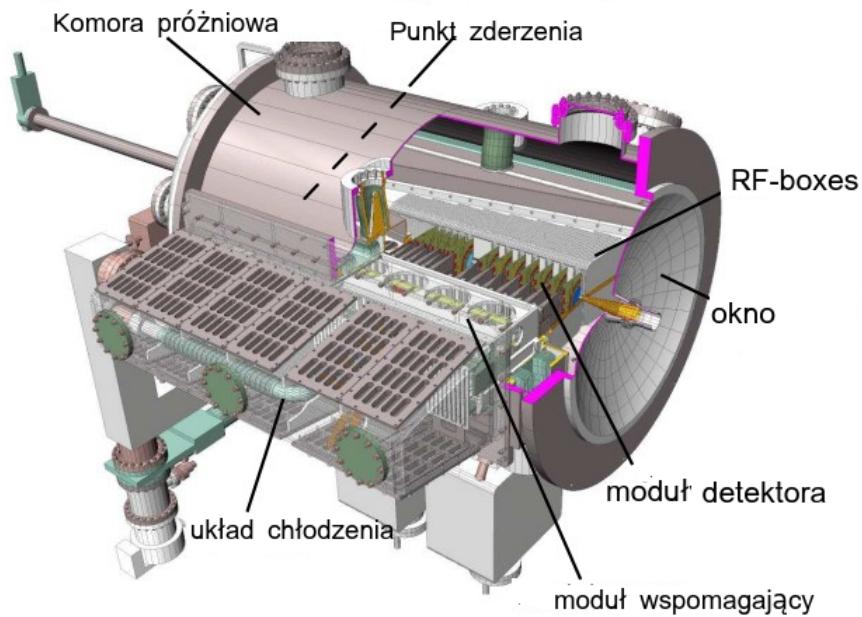
Magnes ten wytwarza pole o maksymalnej indukcji o wartości $B_{max} = 1.1T$ oraz siłę gięcia równą $\int B dl = 4Tm$ [23]. Posiada możliwość zamiany polaryzacji. Dokonuje się tego w celu wyeliminowania wpływu ewentualnej asymetrii detekcji, która to może wpływać na pomiary łamania symetrii **CP**. Diagram prezentujący wygląd magnesu został zamieszczony na rysunku 2.2.5.



Rys. 2.2.5. Schemat magnesu zakrzywiającego wchodzącego w skład systemu detekcyjnego LHCb(a) oraz wielkość składowej yowej indukcji pola magnetycznego jako funkcja współrzędnej z-owej.

2.2.2. VELo

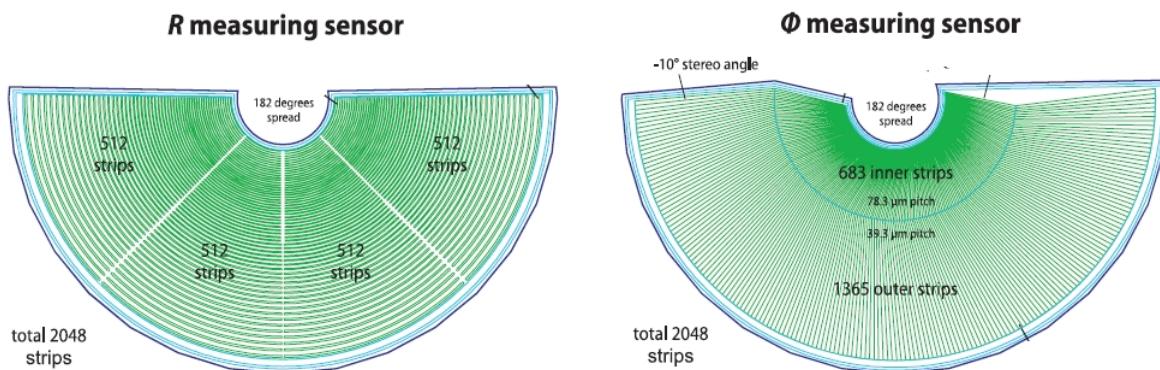
VELO (ang. VErtex LOcator) to mikropaskowy detektor krzemowy specjalnie zaprojektowany do rekonstrukcji pierwotnego oraz wtórnego wierzchołków powstającego w wyniku rozpadu mezonu $B^0_{(s)}$ oraz $D^0_{(s)}$ [4]. Obszar detekcji znajduje się już 8 mm od osi wiązki. W celu kontroli skutków efektów radiacyjnych układ stale utrzymywany jest w obniżonej temperaturze [24]. Pomiary dokonywane przez detektor są wykorzystywane również przez tryger wysokiego poziomu (HLT).



Rys. 2.2.6. Schemat detektora VELO[4]

2.2.2.1. Sensory krzemowe

Pozycjo-czułe elementy VELO składają się z jednostronnych detektorów półprzewodnikowych o grubości $300\mu m$ i kształcie zaprezentowanym na rysunku 2.2.7, akceptacja kątowa wynosi 182° , przy czym 2° jest to obszar pokryty przez dwa przeciwnie skierowane sensory. Wyróżniamy dwa typy sensorów. Jedne, służące do pomiaru współrzędnej radialnej R , drugie mierzą składową azymutalną Φ . Każdy sensor zawiera 2048 fizycznych kanałów pomiarowych.

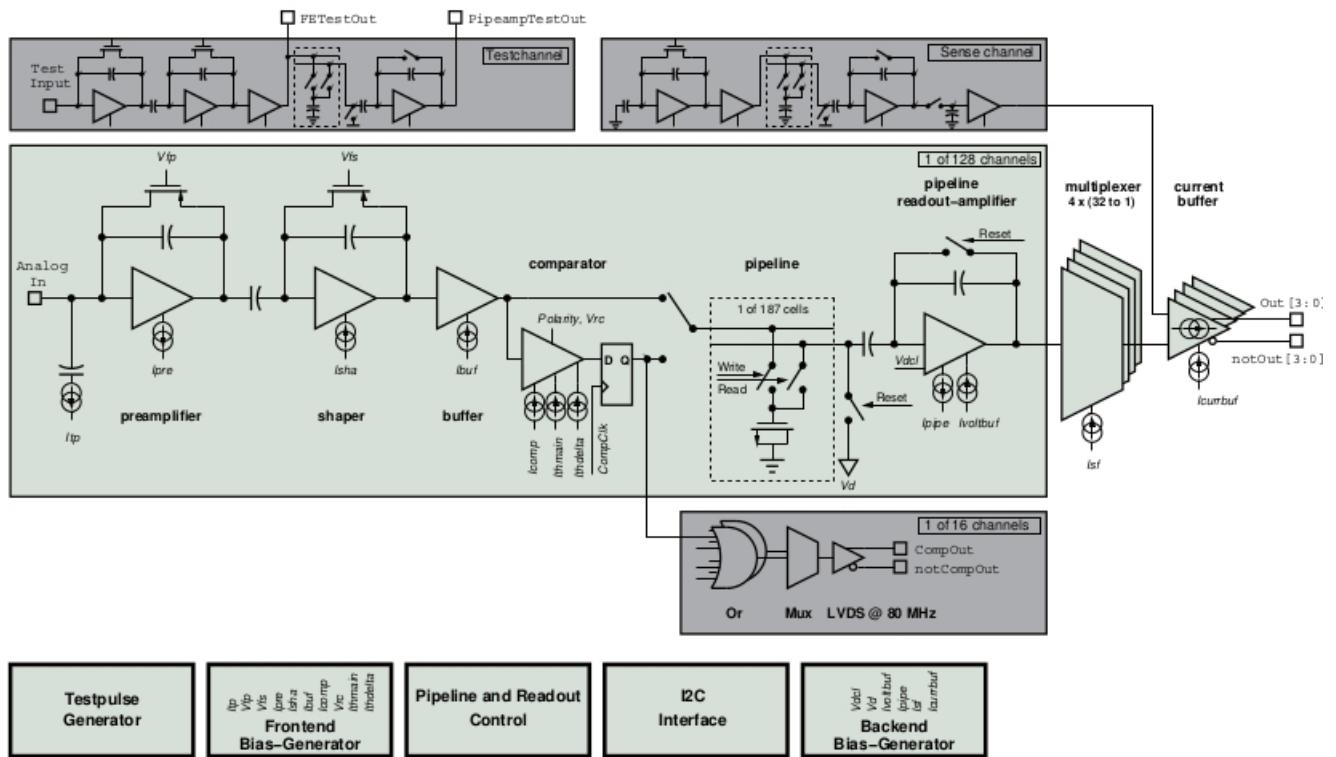


Rys. 2.2.7. Geometria sensorów [4]

Na 2.2.7 przedstawiona jest różnica w geometrii pasków. Paski w sensorach typu R są wycinkami wspólnego okręgu. Paski te podzielone są na 4 segmenty. Natomiast sensory Φ dzielą się radialnie na dwie części - zewnętrzna (638 pasków) oraz wewnętrzna (1365 pasków), przy czym paski w każdej z części posiadają kąty stereo przeciwnych znakach.

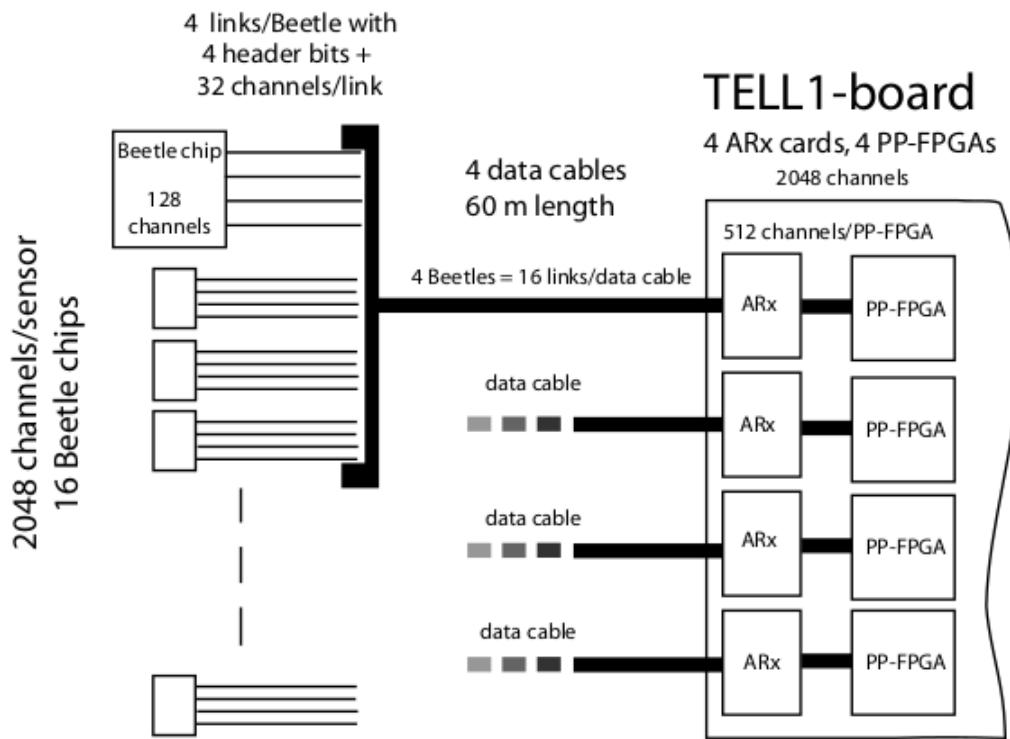
2.2.2.2. Elektronika odczytu

Beetle reprezentuje typ układów elektroniki front-end. Jest to ASIC (ang. Application Specific Integrated Circuit) czyli dedykowany układ scalony mający za zadanie odczyt oraz kształtowanie impulsów zarejestrowanych przez sensory VELO. Na 2.2.8 zostało przedstawiony schemat blokowy układu Beetle.



Rys. 2.2.8. Schemat blokowy czipu Beetle[5]

Układ odczytuje 128 kanały VELO. Zbiór prądowych oraz napięciowych przedwzmacniaczy oraz kształtników wykorzystywany jest do optymalizacji parametrów impulsu. Po ukształtowaniu impuls jest próbkowany a następnie w postaci analogowej przechowywany przez $4\mu s$ w linii opóźniającej (ang. pipeline) w oczekiwaniu na decyzję systemu wyzwalania pierwszego poziomu. Po akceptacji przez L0 dane przesyłane są do czterech kanałów analogowych. Każdy port wysyła dane z 32 fizycznych sensorów poprzedzonych czterema pseudo-cyfrowymi nagłówkami. Sygnały wyjściowe z układu Beetle przesyłane są przy pomocy 60 m kabli analogowych, w celu dalszej obróbki, do elektronicznych płyt akwizycyjnych TELL1 [6], co zostało zaprezentowane na rysunku 2.2.9. Przy użyciu których sygnały są digitalizowane z 10 bitową precyją a następnie przetwarzane przez układy FPGA (ang. Field Programmable Gate Arrays).

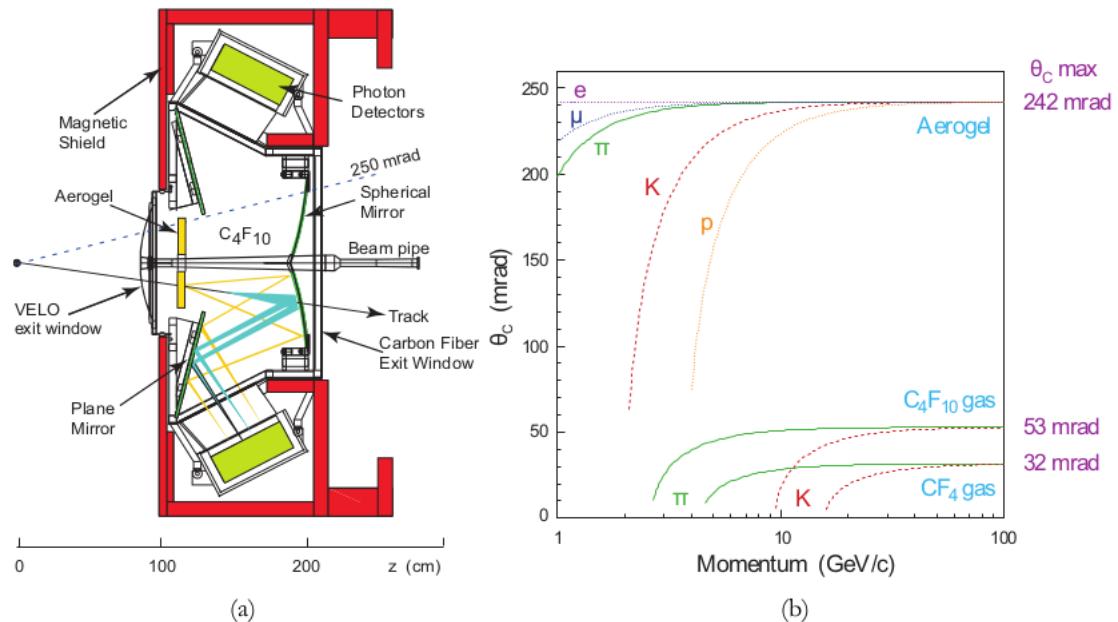


Rys. 2.2.9. Ścieżka odczytowa pomiędzy kanałami VELO a płytą TELL1[6]

2.2.3. Detektory Czerenkowa

RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov detector) jest detektorem promieniowania Czerenkowa wykorzystywanym do identyfikacji hadronów. W szczególności wydajna i niezawodna separa- cja pionów oraz kaonów jest niezbędna przy badaniu rozpadów mezonów $B_{(s)}^0$ oraz $D_{(s)}^0$. W spektrometrze LHCb zamontowano dwa detektory RICH. Pierwszy z nich (RICH1), umieszczony zaraz za VELO, jest zoptymalizowany dla nisko pędowych cząstek o pędzie w przedziale $\sim 1 - 60\text{GeV}/c$. Drugi (RICH2), położony za magnesem, służy do identyfikacji cząstek o du- żych pędach ($\sim 15 - 100\text{GeV}/c$) [25]. Detektory promieniowania Czerenkowa zbudowane są z radiatora, w którym cząstka emituje promieniowanie, oraz z układu luster skupiających odpowiednio promieniowanie na powierzchni fotoczułej. Pomiar kąta emisji promieniowania odbywa się przez pomiar promienia charakterystycznego pierścienia, który tworzy. RICH1 znajduje się zaraz za detektorem wierzchołka, przed magnesem dipolowym. Radiatorem w nim jest aerogel ($n = 1,03$), który umożliwia identyfikację kaonów dla przedziału pędów sięgających $2 \text{ GeV}/c$ oraz odróżnienie pionów od kaonów, aż do $10 \text{ GeV}/c$. W RICH1 znajduje się drugi radiator: C_4F_{10} ($n=1,0015$), który zapewnia rozróżnienie pion-kaon, w przedziale $50 \text{ GeV}/c$. Układem skupiającym jest lustro sferyczne o promieniu $1,7 \text{ m}$ wykonane z 6 mm warstwy szkła pokrytej 900 nm warstwą glinu i 200 nm warstwą kwarca. Do detekcji promieniowania użyto hybrydo-

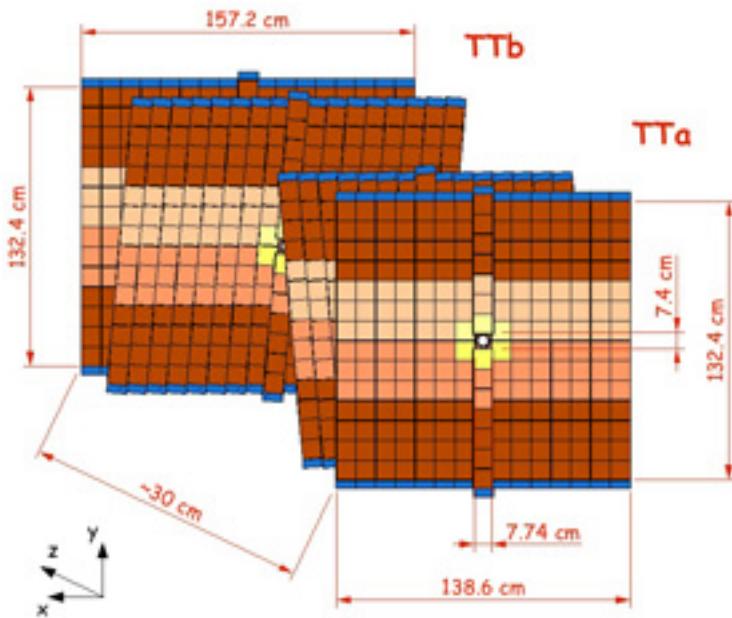
wych fotodetektorów umieszczone na powierzchnie sferycznej o promieniu dwa razy mniejszym niż zwierciadła.



Rys. 2.2.10. Schemat detektora RICH1 z zaznaczonymi ścieżkami dla światła pojawiącego się w aerożelu oraz C_4F_{10} (a). Rozkład kątów Czerenkowa w zależności od pędu cząstek emitujących. Rysunki pochodzą z [2]

2.2.4. Detektory śladowe

Układ detektorów śladowych pozwala na rekonstrukcję trajektorii cząstek oddziałujących z materiałem czynnym detektora. Składa się z części umieszczonych przed magnesem (VELO, TT) oraz za nim (stacje T1-T3 i komory mionowe). Umieszczony na rysunku 2.2.11 TT (ang. Tracker Turicensis) jest wykorzystywana w analizie do rekonstrukcji długotrwałych neutralnych cząstek np. kaonów rozpadających się na zewnątrz detektora VELO. Detektor ten zbudowany jest z czterech warstw krzemowych, mikropaskowych detektorów. Detektory śladowe T1-T3, których schemat zamieszczono na rysunku 2.2.12, dokonujące pomiarów pozycji za magnesem, dzielą się na dwie części. Pierwszą z nich jest IT (ang. Inner Tracker) zbudowany podobnie jak TT, z krzemowych mikropaskowych detektorów. Wynika to z faktu iż IT znajduje się w miejscu, w którym oczekiwana jest największa ilość cząstek, natomiast OT (ang. Outer Tracker) jest gazowym detektorem słomkowym.



Rys. 2.2.11. Schemat detektora TT [2]

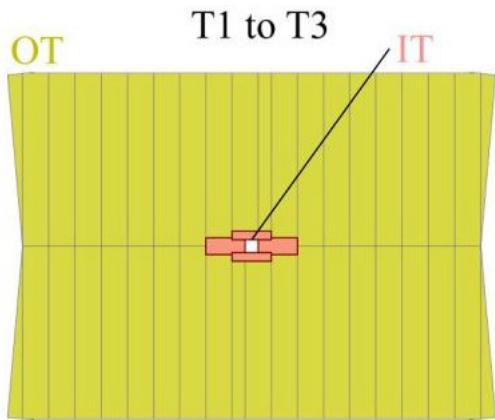
2.2.5. Kalorymetry

Zadaniem kalorymetrów jest identyfikacja fotonów, elektronów i hadronów oraz pomiar ich energii. Wykorzystywane są również w systemie wyzwalania. Wyróżniono następujące części:

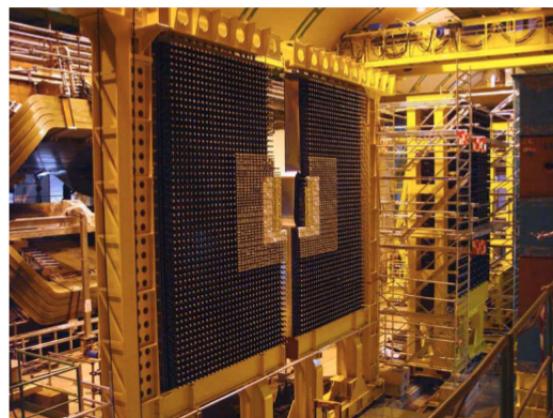
- SPD (ang. Scintillator Pad Detector) oraz PS (ang. Pre Shower) służą do odróżniania fotonów i elektronów poprzez analizę topologii elektromagnetycznej kaskady cząstek wtórznych.
- ECAL (ang. Electromagnetic CALorimeter) mierzy energię fotonów i elektronów. Zdjęcie detektora zostało zaprezentowane na rysunku 2.2.13.
- HCAL (ang. Hadronic CALorimeter) używany do pomiaru energii hadronów.

2.2.6. Komory mionowe

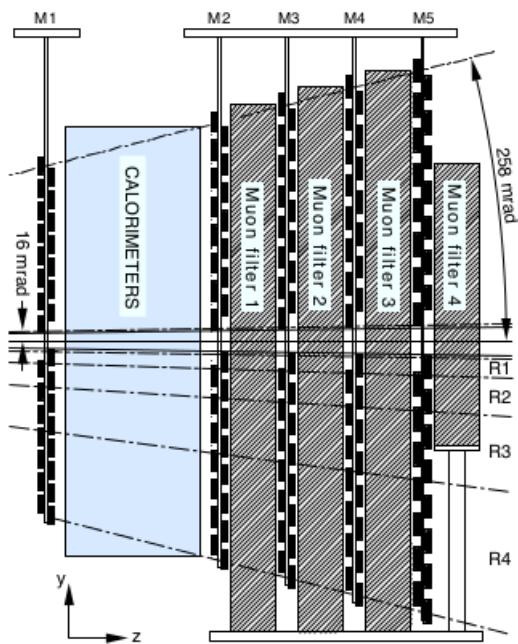
Identyfikacja mionów jest fundamentalnym wyzwaniem eksperymentu LHCb ponieważ cząstki te są stanami końcowymi powstającymi w wyniku rozpadów mezonów $B_{(s)}^0$ oraz $D_{(s)}^0$. Miony słabo oddziaływające z materią są jedynymi cząstkami, które przechodzą przez system kalorymetrów. Układ detektorów składa się z pięciu wielodrutowych komór proporcjonalnych. Mają bardzo ważną rolę w systemie wyzwalania L0, oraz estymacji pędu poprzecznego mionów. Struktura systemu detekcji mionów została zaprezentowana na rysunku 2.2.14



Rys. 2.2.12. Schemat detektorów T1-T3[2]. Region oznaczony na czerwono przedstawia IT natomiast na żółto zaznaczono OT.



Rys. 2.2.13. Zdjęcie detektora ECAL po zamontowaniu go w detektorze LHCb.

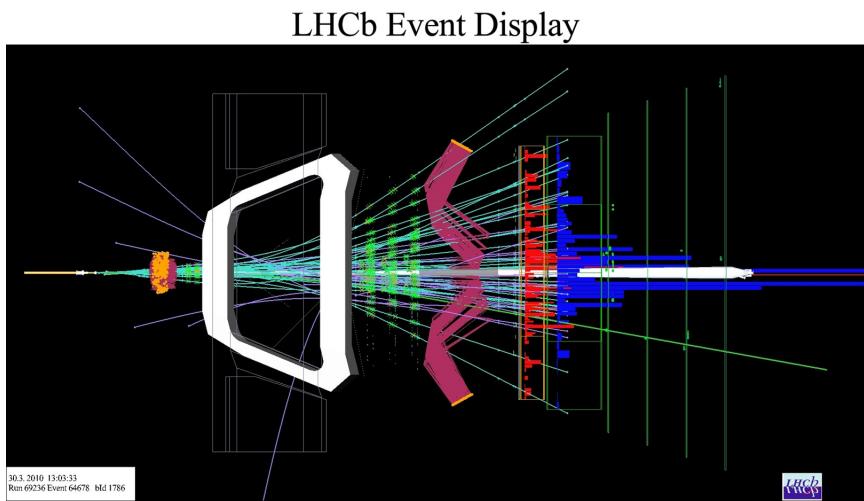


Rys. 2.2.14. Schematyczne przedstawienie (widok z boku) stacji mionowych oraz żelaznych absorberów umieszczonych pomiędzy stacjami.

2.2.7. System wyzwalania

Częstotliwość oddziaływania wiązek protonowych wynosi 40 MHz, co w przybliżeniu odpowiada strumieniowi danych 40 TB/s. W celu jego ograniczenia zastosowano system wyzwalania (ang. trigger). Obecny system akwizycji jest w stanie archiwizować dane przychodzące z prędkością nie większą niż 200 MB/s(4kHz). Końcowy efekt uzyskany jest dzięki dwóm poziomom decyzyjnym.

- Pierwszy poziom (Level0 [L0]) ogranicza strumień danych z 40 MHz do 1.1MHz. W procesie dokonywania decyzji wykorzystuje fakt iż produkty rozpadów mezonów $B_{(s)}^0$ oraz $D_{(s)}^0$ posiadają stosunkowo wysoki pęd poprzeczny oraz energię.
- Drugi poziom (High Level Trigger [HLT]) jest programem komputerowym wykonywanym na bardzo wielu CPU jednocześnie. Wykorzystuje dane pochodzące ze wszystkich detektorów. Szybki algorytm rekonstrukcji śladów łączy wyniki pochodzące z VELO wraz ze śladami zrekonstruowanymi przez pozostałe detektory śladowe. Na tej podstawie wybiera się przypadki fizyczne, które zapisywane są na dysku.



Rys. 2.2.15. Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[7]

Rozdział 3

Rekonstrukcja śladów

Rozdział ten ma na celu przedstawienie procesu rekonstrukcji śladów w eksperymencie LHCb. Na samym początku, pokrótce omówione będą oddziaływanie cząstek z materią, następnie autor skupia się na opisaniu strategii znajdowania śladów.

Rekonstrukcja śladów jest procedurą wykonywaną w celu znalezienia trajektorii lotu naładowanej cząstki przez detektor. Jest to niezbędny punkt praktycznie każdego eksperymentu z dziedziny fizyki cząstek, głównym celem wykonywania tej skomplikowanej procedury jest pomiar wartości trzech składowych pędu cząstki.

3.1. Oddziaływanie cząstek z materią

Kiedy cząstka przechodzi przez materię oddziałuje z nią. Istnieją dwa typy oddziaływań: elektromagnetyczne oraz hadronowe⁸.

3.1.1. Oddziaływanie elektromagnetyczne

Możliwe są następujące typy oddziaływań elektromagnetycznych:

- **Jonizacja** zachodzi gdy naładowana cząstka podróżując przez materiał wzbudza atom do wyższego stanu, lub gdy jonizuje go przez oddziaływanie z zewnętrznym elektronem. Średnia wartość traconej energii jest opisana przez pół-empirycznym wzorem Bethego-Blocha[26]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.1.1)$$

⁸W ogólności występują jeszcze oddziaływanie słabe, lecz nie są one istotne z punktu widzenia znajdowania śladów

gdzie:

$K = \frac{4\pi e^2}{c^2 m_e} N_A$, przy czym e ładunek elementarny, c prędkość światła, m_e masa elektronu, N_A stała Avogadro, z ładunek cząstki (w jednostkach ładunku elementarnego), Z liczba atomowa absorbentu, A liczba masowa absorbentu, $\beta = \frac{v}{c}$, I średnia energia jonizacji (w eV), T_{max} maksymalna energia kinetyczna przekazywana do swobodnego elektronu w pojedynczym zderzeniu, $\delta(\beta\gamma)$ poprawka do energii wynikająca z elektrostatycznej polaryzacji ośrodka.

Warto zwrócić uwagę, że formuła Bethego-Blocha opisuje średnią energię traconą w przedziale prędkości $0.1 < \beta\gamma < 1000$ z precyzją kilku procent. Z powyższego równania można wywnioskować, że najbardziej istotnymi przyczynkami do straty energii cząstki poprzez jonizację pochodzą od prędkości cząstki, jej ładunku i gęstości materiału.

- **Rozpraszanie Coulombowskie**, również zwane rozpraszaniem Rutherforda, ten typ oddziaływania występuje pomiędzy cząstками oraz jądrami atomowymi w materiale. W przeciwieństwie do wcześniej opisanej jonizacji zjawisko to nie prowadzi do strat energii, tylko do zmiany trajektorii lotu cząstki. Poza pojedynczym rozproszeniem Coulomba często zachodzi do zwieleniokrotnienia tego procesu tzw. **wielokrotnego rozpraszania Coulomba**.
- **Bremsstrahlung** zachodzi, gdy naładowana cząstka emiteme foton pod wpływem pola pochodzącego od jąder atomowych. Jest to dominujący sposób na stratę energii elektronu w eksperymentach Fizyki Wysokich Energii.

3.1.2. Oddziaływanie hadronowe

W wyniku oddziaływań hadronowych, hadrony powodują niszczenie jąder atomowych, co prowadzi do uwalniania protonów oraz neutronów (proces ten nazywa się spalacją) lub też prowadzi do głębokiego nieelastycznego rozpraszania, które to produkuje nowe hadrony, w większości piony. Cząstka oddziałująca hadronowo jest często tracona i dalsze jej śledzenie nie jest już możliwe. Przekrój czynny zależy od typu cząstki, jej ładunku oraz pędu.

3.2. Algorytm rekonstrukcji śladów

3.2.1. Parametryzacja śladów

Cząstka podróżując przez układ detektorów śladowych oznacza w miejscach oddziaływania punkty. Punkty te zwane są potocznie z angielskiego *hitami*. Zbiór takich punktów można wykorzystać do zrekonstruowania ścieżki, po której oryginalnie poruszała się cząstka poprzez

dopasowanie odpowiedniej trajektorii ruchu. Znalezienie tej trajektorii jest niezbędne aby dokonać pomiaru pędu cząstki. Zrekonstruowany ślad (ang. track) jest przechowywany jako zbiór tzw. stanów (ang. states). W praktycznym zastosowaniu stan jest prostą styczną do trajektorii w określonym punkcie o współrzędnej z . Tak zdefiniowany stan \vec{x}_z może zostać sparametryzowany przy użyciu:

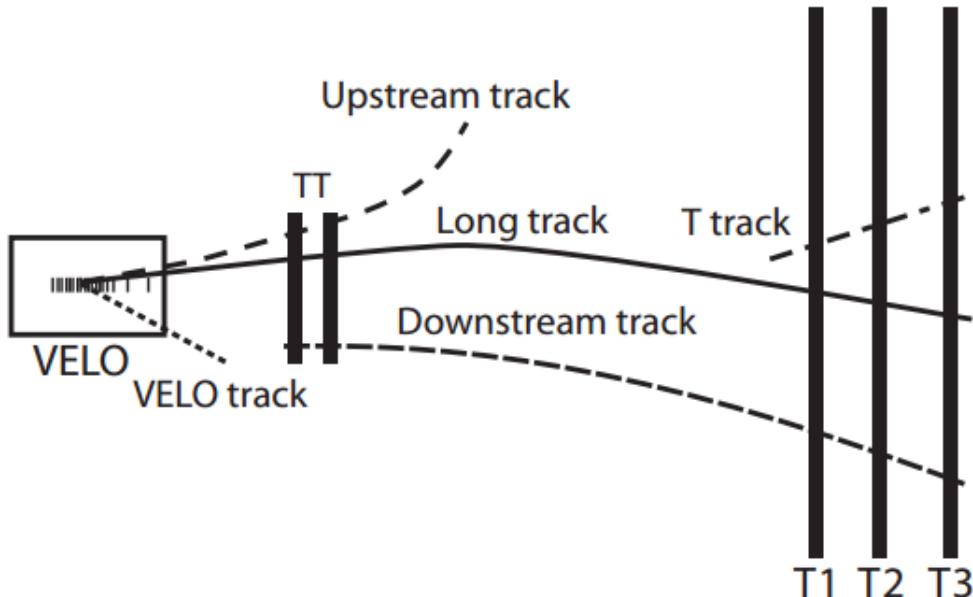
$$\vec{x}_z = \begin{pmatrix} x \\ y \\ t_x \\ t_y \\ \frac{q}{p} \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

gdzie: x, y, z są składowymi kartezjańskimi zależnymi od punktu oddziaływania, przy czym osz skierowana tak, aby wskazywać osią wiązki, natomiast osią y jest skierowana zgodnie z kierunkiem pola magnetycznego. Wartości $t_x = \frac{dx}{dz}$ oraz $t_y = \frac{dy}{dz}$ są nachyleniami ścieżki. Ostatni parametr $\frac{q}{p}$ jest ładunkiem podzielonym przez wartość pędu. Warto zwrócić uwagę, że przyjmuje się $q = \pm 1$.

Poza samymi wartościami parametrów opisujących ślady kluczowa jest macierz kowariancji pomiędzy nimi.

3.2.2. Typy śladów

3.2.3 LHCb używa pięć głównych kategorii śladów, co zostało zaprezentowana na schemacie z rysunku 3.2.1. Poniżej przedstawiono wyjaśnienie nazw typów śladów.



Rys. 3.2.1. Poglądowym rysunek śladów w LHCb [8]

- **Ślady długie** (ang. long tracks) zawierają informacje ze wszystkich detektorów śladowych zainstalowanych w LHCb, co czyni je optymalne z punktu widzenia fizycznych analiz. Oszacowanie pędą na ich podstawie jest najbardziej dokładne. das
- **Ślady Velo** zawierają tylko pomiary z detektora Velo w rezultacie czego nie dostarczają żadnej informacji o pędzie cząstki. Natomiast mogą być użyte np. w celu znalezienia wierzchołka pierwotnego.
- **Ślady upstream** są to ślady składające się z pomiarów dokonanych zarówno przez Velo jak i TT, natomiast nie zawierają informacji ze stacji TT. Dzieje się tak w przypadkach, kiedy cząstka wypada z obszaru akceptanci detektorów T.
- **Ślady downstream** bazują na pomiarach tylko w detektorach TT oraz stacjach T. Są wykorzystywane do rekonstrukcji neutralnych cząstek rozpadających się poza obszarem Velo.
- **Ślady T** zawierają tylko informacje ze stacji T. Taki ślad może zostać wykorzystany np. w algorytmie rozpoznawania wzorców dla detektora RICH2.

3.2.3. Rozpoznawania wzorców

Pierwszym etapem w procesie rekonstrukcji śladów jest algorytm rozpoznawania wzorców, który to rozpoczyna pracę od budowy segmentów śladów w detektorach VELO oraz stacjach T. Tak powstałe załączki śladów są następnie rozszerzane. Do wykonania powierzonego zadania w eksperymencie LHCb zaimplementowany kilka typów algorytmów rozpoznających wzorce, których celem jest znajdowanie śladów opisanych w podrozdziale . Poniżej znajduje się skróty opis każdego z nich.

- **Załączki śladów VELO** Klastry zmierzane w detektorze VELO wzdłuż linii prostych są wykorzystywane do konstruowania załączków śladów [27]. Użycie modelu linii prostej jest usprawiedliwione poprzez fakt małej amplitudy pola magnetycznego w przestrzeni zajmowanej przez VELO, co można łatwo wywnioskować z rysunku 2.2.5. Tak skontrolowane załączki śladów są używane przez następne algorytmy.
- **Załączki śladów T** są budowane przy użyciu klastrów zarejestrowanych przez IT oraz OT [28]. Następnie do każdego z nich jest dopasowywana krzywa trzeciego stopnia, przy czym współczynnik przy czynniku stopnia trzeciego jest dość niewielki, więc faktycznie dopasowuje się parabolę. Następnie zastosowane są cięcia mające na celu zwiększenie jakości otrzymanych śladów.

- **Znajdowanie śladów "do przodu"** Algorytm ten wykorzystuje załączki śladów VELO, które to stara się połączyć z pojedynczymi, zarejestrowanymi przez stacje T punktami kolizji (ang. Hit) [29]. Jeżeli tak znaleziony kandydat na ślad spełnia odpowiednie kryteria zostaje przekształcony w ślad długий. Około 90% śladów długich jest rekonstruowanych przy użyciu tego algorytmu.
- **Dopasowanie śladów** Ten algorytm na wejściu przyjmuje zarówno załączki śladów z VELO jak również ze stacji T, a następnie stara się połączyć je poprzez ekstrapolację obu segmentów do centralnej płaszczyzny magnesu. Następnym krokiem jest dodanie odpowiednich punktów oddziaływań z detektorem TT [30]. Algorytm ten rekonstruuje dodatkowe 5% długich śladów. Pozostałe 5% nie jest rekonstruowane z powodu nieefektywności oprogramowania służącego do rozpoznawania wzorców.
- **Znajdowanie śladów Up/Downstream** Ślady tego typu są budowane z załączków VELO/T jeżeli algorytm jest w stanie dopasować do nich co najmniej trzy punkty oddziaływań z detektorem TT.
- **Znajdowanie śladów VELO/T** Załączki śladów, które nie były wykorzystane przez wcześniej opisane algorytmy są zapisywane jako odpowiednio ślady VELO oraz T.
- **Eliminowanie zwielokrotnionych śladów** Ślady mogą być zrekonstruowane przez więcej niż jeden z algorytmów. W celu eliminacji sklonowanych śladów stosuje się wyspecjalizowany algorytm. Klonami nazywa się dwa ślady zwierające pewien procent wspólnych punktów oddziaływania. Jeżeli dany ślad jest zbudowany z mniejszej ilości punktów interakcji zostaje odrzucony natomiast w przypadku równej liczby takich punktów wybierany jest taki, którego jakość (bazując na χ^2) jest większa [31].

3.3. Filtr Kalmana

Procedura dopasowywanie trajektorii do śladów jest wykonana przy użyciu formalizmu filtru Kalmana. Dokładny opis procedury znajdującej zastosowanie w bardzo wielu dziedzinach nauki takich jak robotyka, teoria sterowania czy przetwarzanie sygnałów można znaleźć w [32] oraz [33]. Metoda ta rozpoczyna budowę śladów od małej ilości klastrów a następnie dodaje kolejne zmierzzone punkty oddziaływania w sposób rekursywny. Wynikiem takiej procedury jest ślad, sparametryzowany zgodnie z notacją opisaną w podrozdziale 3.2.3 oraz odpowiednia macierz kowariancji. W każdej iteracji punkt oddziaływania pochodzący z kolejnej płaszczyzny detektora jest dodawany oraz wektor stanu i macierz kowariancji są aktualizowane.

Ogólnie rzecz biorąc procedura nazywana filtrem Kalmana jest równoznaczna z minimalizacją χ^2 . Jednakże posiada szereg zalet w porównaniu do tej bardziej znanej metody. Główną

z nich jest fakt iż dopasowania trajektorii oraz rozpoznawanie wzorców są wykonywane przez jeden iteracyjny algorytm. Warto zwrócić uwagę, że rekursywna metoda pozwala na osiąganie identycznych wyników w dużo krótszym czasie. Kolejnym ważną cechą filtru Kalamana jest możliwość dodania informacji o wielokrotnych rozproszeniach czy o stratach energii.

Rozdział 4

Oprogramowanie

W obecnych czasach praca w eksperymencie fizyki wysokich energii nieodzownie łączy się z programowaniem. Każdy element pracy zaczynając od zbierania danych poprzez selekcja przypadków po analizę wykonywany jest poprzez napisane przez członków kolaboracji oprogramowanie. Dlatego tak ważnym elementem w pracy są umiejętności programistyczne. Poniższy rozdział ma na celu przedstawienie narzędzi używanych podczas analizy, która to jest opisywana przez niniejszą pracę magisterską.

4.1. Root

Root [34] jest zorientowaną obiektową platformą programistyczną (ang. framework) napisaną w języku C++ na potrzeby Fizyki Wysokich Energii rozwijana przy ośrodku CERN, oraz rozpowszechniana na licencji LGPL. Głównymi zaletami środowiska są wysoce rozwinięte biblioteki ułatwiające statystyczną analizę danych. ROOT umożliwia między innymi:

- tworzenie oraz analizę histogramów, zarówno jedno jak i wielowymiarowych,
- dopasowywania krzywych do danych przy użyciu różnych metod, między innymi metody największej wiarygodności, czy minimalizacji funkcji χ^2 ,
- bardzo wydajne, pod względem ilości zajmowanego miejsca, przechowywanie danych, w tym celu utworzone i zoptymalizowane obiekty o nazwie Ntuple,
- korzystanie z zaawansowanych operacji matematycznych np. rachunek na macierzach, czterowektorach,
- równoległe przetwarzanie danych
- prace z specjalnie stworzonym interpreterem

- wizualizację 3D
- tworzenie plików w wielu najpopularniejszych formatach graficznych typu PostScript, PNG, SVG, JPG czy GIF

4.2. Gaudi

Eksperyment Fizyki Wysokich Energii produkuje rocznie peta bajty danych, które muszą zostać zebrane, a następnie przeanalizowane w celu produkcji końcowych fizycznych rezultatów. Czas życia takiego eksperymentu wynosi wiele lat w związku z tym oprogramowanie rozwijane przy nim musi mieć możliwość dopasowania do zmian technologii. Drugim ważnym wymaganiem dotyczącym oprogramowania jest elastyczność, możliwość wykorzystania w wielu dziedzinach, począwszy od wydobycia interesujących przypadków z tła - algorytm HLT, poprzez rekonstrukcję po analizie fizycznej. Jednym z powodów owszych wymagań jest ujednolicenia całego oprogramowania używanego przez ludzi pracujących przy eksperymencie, co ułatwia zajmowanie się wieloma aspektami pracy, wystarczy jednorazowe nauczeniu się zasad tworzenia oprogramowania.

Wychodząc na przeciw tym wymaganiom stworzono architekturę GAUDI[9]. Podczas tworzenia architektury została podjęta decyzja o rozdzieleniu “danych” od “algorytmów”. Poprzez dane rozumiano przykładowo składowe pędów oraz energie cząstek natomiast algorytmem może być funkcja wyliczająca masę inwariantną oraz dopasowująca odpowiednią krzywą. Algorytmy mogą tworzyć nowe typy danych. Natomiast dane dzielimy na trzy typy:

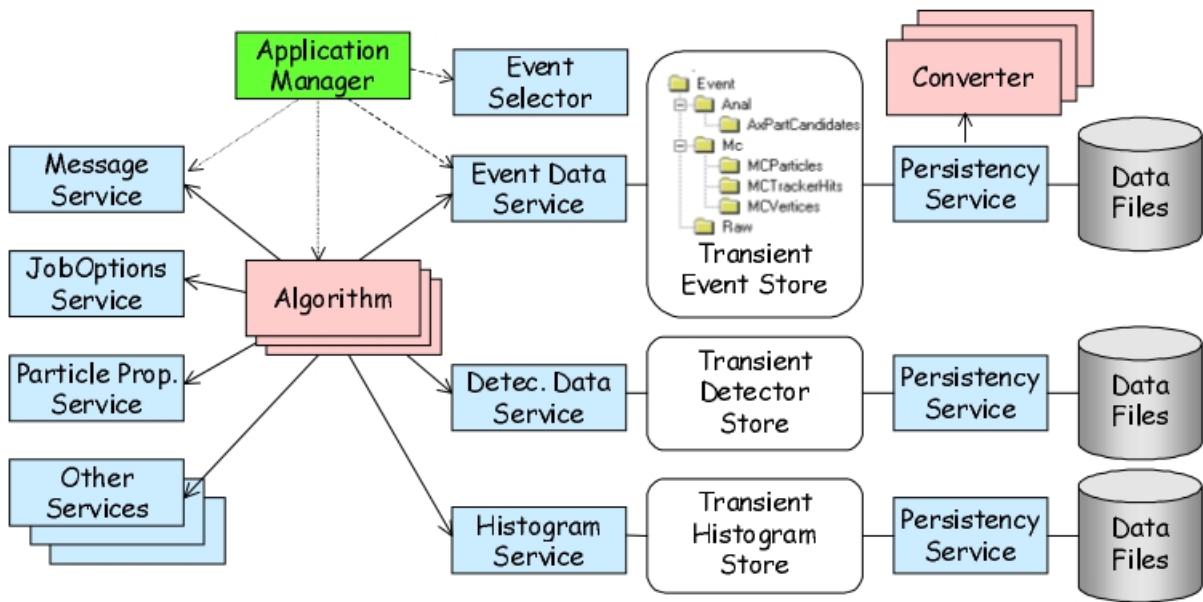
- Event data - dane otrzymane z zderzenia protonów oraz ich pochodne,
- Detector - dane opisujące aparaturę detekcyjną, używane do interpretowania danych pomiarowych (struktura, geometria, parametry środowiskowe),
- Dane statystyczne - wynik przetwarzania ww danych (histogramy, Ntuple).

Rysunek 4.2.1 przedstawia główne elementy architektury oraz ich interakcję, przy czym nie wchodzi w szczegóły dotyczące zastosowanych klas.

Dzięki swojej elastyczności GAUDI jest podstawą oprogramowania używanego w LHCb oraz ATLAS. Kod źródłowy architektury GAUDI napisany jest w języku C++ to konfiguracja wykonywane jest przy użyciu skryptów Python'owskich.

4.2.1. Oprogramowanie LHCb

Jak wcześniej wspomniano, większość oprogramowania używanego przez eksperyment LHCb bazuje na platformie programistycznej GAUDI. Oprogramowanie to składa się z wyspecjalizowanych aplikacji służących do symulacji, rekonstrukcji oraz analizy danych doświadczalnych.



Rys. 4.2.1. Schemat blokowy architektury GAUDI[9]

Dalsza część tego podrozdziału jest poświęcona opisowi tych aplikacji, które okazały się najważniejsze z punktu widzenia niniejszej pracy magisterskiej.

- **Gauss** używany jest do symulacji Monte Carlo. Zawiera generator przypadków, jak również pozwala przeprowadzać symulacje oddziaływanie z detektorem. Zderzenia proton-proton są symulowane przy wykorzystaniu programu PYTHIA[3]. Efekty detektorowe dodawane są dzięki użyciu pakietu GEANT4.
- **Boole** jego zadaniem jest symulacja odpowiedzi detektora oraz digitalizacji danych. Format danych generowanych przez ten program jest identyczny z tym, produkowanym przez elektronikę oraz system akwizycji danych.
- **Brunel** pozwala na rekonstrukcję przypadków na poziomie subdetektorów jak również na poziomie globalnym. Więcej o procesie rekonstrukcji można znaleźć w rozdziale poświęconym rekonstrukcji śladów. Ważną cechą jest możliwość przetwarzania danych wyprodukowanych przez Boole.
- **DaVinci** jest to platforma programistyczna używana do fizycznej analizy pracująca w trybie offline. Pakiet ten jest bardzo istotny z punktu widzenia niniejszej pracy. Oprogramowanie odpowiedzialne za przetwarzanie danych, zarówno tych zebranych w trakcie pracy detektora jak i symulacji Monte Carlo, oraz tworzenie strumienia wyjściowego wykorzystywanego do dalszej analizy zostało stworzone jako część DaVinci'ego.
- **Panoramix** jest zbiorem bibliotek umożliwiających wizualizacje przypadków.

4.3. Przetwarzanie sieciowe

Ilość danych wytwarzanych przez detektory pracujące przy LHC jest tak wielka, że musiano stworzyć nową strategię przetwarzania ich. Strategia ta nazywana jest przetwarzaniem sieciowym lub GRID'owym.

Grid dostarcza dwóch podstawowych funkcjonalności. Pierwszą z nich jest szybka dystrybucja danych pomiędzy centra przetwarzania danych umiejscowione na całym świecie. Druga natomiast związana jest z przydzielaniem zasobów systemowych w momencie uruchomienia przez użytkownika danego zadania. Dokładny opis realizacji tych zadań można znaleźć w [35]. W celu ułatwienia korzystania z rozproszonych zasobów stworzono interfejs Gaga[36].

Przygotowanie danych oraz wstępna ich analiza wykonana w ramach tej pracy magisterskiej została wykona przy użyciu przetwarzania GRID'owego. W celu uruchomienia zadania na sieci niezbędne było napisanie odpowiedniego skryptu Python'wskiego tłumaczącego opcje DaVinci'ego na te, zrozumiałe przez Gangę. Wykorzystanie rozproszonych zasobów pozwoliło na przeanalizowanie bardzo dużej ilości danych.

4.4. Oprogramowanie stworzone na potrzeby analizy

Na potrzeby analizy, opisywanej przez niniejszą pracę stworzono dwie odrębne aplikacje.

Pierwsza z nich jest z praktycznego punktu widzenia algorytmem rozszerzającym możliwości DaVinci. Głównym jej celem jest możliwość wykorzystania całości oprogramowania używanego w eksperymencie LHCb w szczególności daje łatwy dostęp do wstępnego przetworzenia czyli odtworzenia większości, istotnych z punktu prowadzonej analizy informacji na temat śladów. Aplikacja ta tworzy, jako efekt swojego działania NTuple.

Kolejnym etap analizy wykonywany jest przy użyciu platformy napisanej w języku Python. Powodem podjęcia decyzji odseparowania części odzyskiwania informacji o śladach od ich przetwarzania była chęć wykorzystania możliwości interpretowanego języka, jakim jest Python. Głównymi powodami dla których stworzono niezależną (od Gaudiego) platformę od analizy, było przekonanie autora o zwiększonej szybkości procesu twórczego oprogramowania.

Warto zauważyć, że podczas tworzenia wyżej wymienionej platformy posłużyono się wieloma technikami w literaturze zwanymi zwiewnymi (ang. agile). Więcej informacji na tematy takowych technik, obecnie powszechnie używanych w branży IT można znaleźć w referencji [37].

Sama platforma bazuje na wzorcu projektowym dekorator, więcej na temat tego wzorca można znaleźć w referencji [38]. Dołożono wszelkich starań, aby główne zasady dotyczące dłużności, nazewnictwa oraz ogólnie tworzenia klas oraz ich metod były zgodne z tymi opisanymi wcześniej przytoczonej przytoczonej pozycji. Ważną ideą, który zastosowano podczas tworze-

nia aplikacji było oparcie go na zasadach tzw z angielskiego "Test-driven development". Czyli najpierw tworzenia kolekcji testów jednostkowych, a następnie implementacja odpowiedniego kodu.

Warto zwrócić uwagę, ponieważ platforma jest wynikiem owocnej współpracy z Uniwersytetem Cincinnati, aplikacja rozwijana była z wykorzystaniem systemu kontroli wersji Git [39].

Rozdział 5

χ^2 - Badanie jakości dopasowania śladów

Krytycznym punktem każdego eksperymentu fizycznego jest, poza dokonanie niezbędnych pomiarów przeanalizowanie ich. Główne metody analizy danych doświadczalnych bazują na statystyce. W większości przypadków do zebranych danych eksperymentator stara się dopasować pewien model. Dopasowywany model powinien być tak dobrany, aby możliwe było wyznaczenie pewnych, poszukiwanych parametrów.

Dlatego kluczowym elementem podczas przeprawiania analizy danych powinna być weryfikacja otrzymanych wyników. Niska jakość dopasania modelu do danych przekłada się na fakt, iż otrzymane wyniki są mało wiarygodne. Badanie jakości daje możliwość weryfikacji poprawności wyboru danego modelu. Głównym narzędziem służącym do tego jest test χ^2 .

5.1. Definicja χ^2

Niech próbka zawiera ν niezależnych zmiennych x_i pochodzących z rozkładów normalnych o średnich μ_i oraz wariancjach σ_i , to wielkość nazywana χ^2 ⁹ jest definiowana jako

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \frac{(x_1 - \mu_1)^2}{\sigma_1^2} + \frac{(x_2 - \mu_2)^2}{\sigma_2^2} + \dots + \frac{(x_\nu - \mu_\nu)^2}{\sigma_\nu^2} \\ &= \sum_{i=0}^{\nu} \frac{(x_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2}\end{aligned}\tag{5.1.1}$$

⁹Warto zwrócić uwagę, że używana nazwa χ^2 może być myląca, gdyż jest to pojedyncza statystyczna zmienna a nie kwadrat jakiejś wielkości χ . Notacja ta powinna być rozumiana w sensie, że wielkość ta składa się z sumy kwadratów.

W idealnym przypadku, po uwzględnieniu przypadkowych fluktuacji każdy z czynników sumy 5.1.1 powinien być rzędu jedności. Zatem przy założeniu dobrania odpowiednich wartości μ_i oraz σ_i powinno się spodziewać, że obliczona wartość χ^2 powinna się zbliżać do ν . Jeżeli tak jest, to uzasadnione jest wyciągnięcie wniosku, że dane opisane są dobrze przez wartości μ_i czyli innymi słowami hipotetyczną funkcję. Z drugiej strony, jeżeli wartość sumy χ^2 znacznie odbiega od ν prawdopodobnie wybrany model nie opisuje zbyt dokładnie zmierzonych danych.

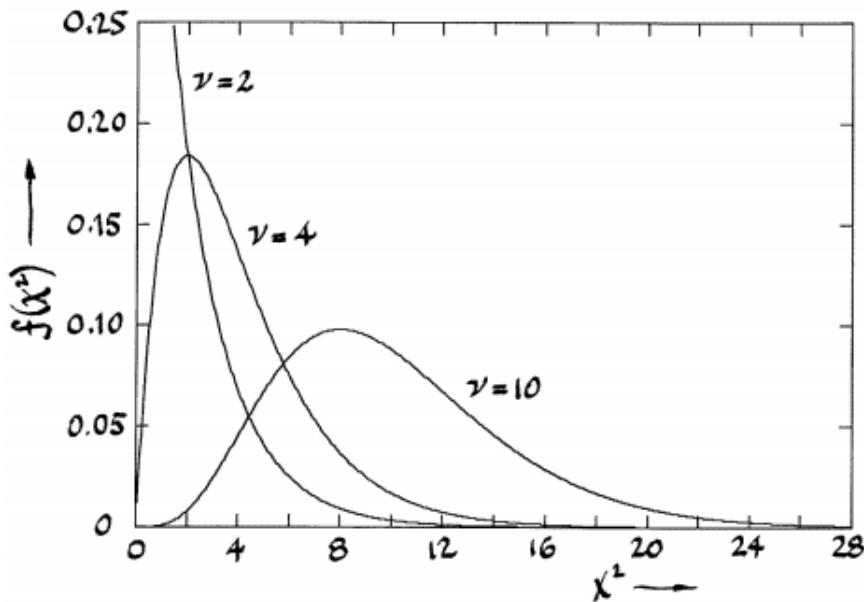
Powyżej przedstawiono ogólną idee stojącą za testem χ^2 . W następnych częściach tego rozdziału omówione jak wygląda procedura przeprowadzania takiego testu.

5.2. Rozkład χ^2

Wielkość χ^2 zdefiniowana równaniem 5.1.1 posiada funkcję gęstości prawdopodobieństwa daną równaniem:

$$f(\chi^2) = \frac{1}{2^{0.5\nu} \Gamma(\frac{\nu}{2})} e^{\frac{-\chi^2}{2}} (\chi^2)^{\frac{\nu}{2}-1} \quad (5.2.1)$$

Funkcja przedstawiona powyżej (równanie 5.1.1) zwana jest rozkładem χ^2 o ν stopniach swobody, przy czym $\nu \in \mathbb{N}_+$. Na rysunku 5.2.1 zamieszczony został ten rozkład dla kilku, wybranych stopni swobody.



Rys. 5.2.1. Funkcja rozkładu prawdopodobieństwa χ^2 dla $\nu = 2, 4, 10$.

Warto zwrócić uwagę na wartości parametrów tego rozkładu. Średnia wartość rozkładu χ_ν^2 wynosi ν , natomiast wariancja jest równa 2ν . Łatwo jest również zauważyć, że rozkład ma dużą dodatnią skośność, która zmienia się wraz z wartością parametru ν , stając coraz mniejszą dla

coraz to większych wartości ilości stopni swobody. Fakt ten wynika z centralnego twierdzenia granicznego.

5.3. Sposób wykorzystania testu χ^2 do badania jakości dopasowania

Niech próbka pomiarowa składa się z N pomiarów eksperymentalnych pewnych wielkości x_i . Eksperymentator chce sprawdzić, czy dane te są dobrze opisane przez zbiór hipotetycznych wartości μ_i . W tym celu formułuje sumę zgodnie z równaniem 5.1.1. Warto zwrócić uwagę, iż bardzo istotnym faktem, poza samym pomiarem jest wyznaczenie niezależnie dla każdego pomiaru niepewności σ_i .

Powtarzając ten eksperiment wiele razy oraz za każdym razem konstrującając sumę χ^2 doświadczalnik powinien spodziewać się, o ile model którego używa jest prawidłowy, że rozkład sum będzie się zachowywał zgodnie z równaniem 5.2.1. W tym momencie warto być ostrożnym, ponieważ ilość stopni swobody nie musi być, i zazwyczaj nie jest równa ilości punktów pomiarowych. Ilość stopni swobody jest równa ilości punktów pomiarowych pomniejszona o ilość estymowanych parametrów modelu.

Metody statystyczne nie są w stanie odpowiedzieć na pytanie czy dany model jest poprawny czy nie. Może, natomiast podać odpowiedź na pytanie w jakim przedziale istotności α wybrany przez eksperymentatora model dobrze opisuje zbiór danych pomiarowych. Z matematycznego punktu widzenia przedział istotności opisany jest równaniem:

$$\alpha = \int_{\chi_{\nu,\alpha}^2}^{\infty} f(\chi^2) d\chi^2 \quad (5.3.1)$$

Z praktycznego punktu widzenia w celu weryfikacji hipotezy o poprawności danego modelu trzeba najpierw obliczyć wartość znormalizowanej sumy χ^2/ν a następnie porównać ją z wartością $\chi_{\nu,\alpha}^2/\nu$. Jeżeli otrzymana wartość jest większa może to oznaczać:

- wybrany model niedostatecznie opisuje dane doświadczalne,
- model jest prawidłowy zaszło zdarzenie statystycznie mało prawdopodobne.

Warto zwrócić uwagę na pewne założenie dotyczące rozkładu zmiennych losowych. Cała idea sumy χ^2 bazuje na założeniu o rozkładzie Gaussa. W związku z tym pewne punkty pomiarowe znacząco odbiegające od rozkładu normalnego mogą znacząco podnieść wartość sumy.

Drugim, skrajnym przypadkiem są "dane za dobre". Taka sytuacja może być spowodowana przykładowo złą estymacją wartości σ_i . Warto zapamiętać, że zbyt mała wartość nie jest związana ze niską jakością modelu opisującego dane, taki model może tylko podnosić wartość sumy χ^2 .

Rozdział 6

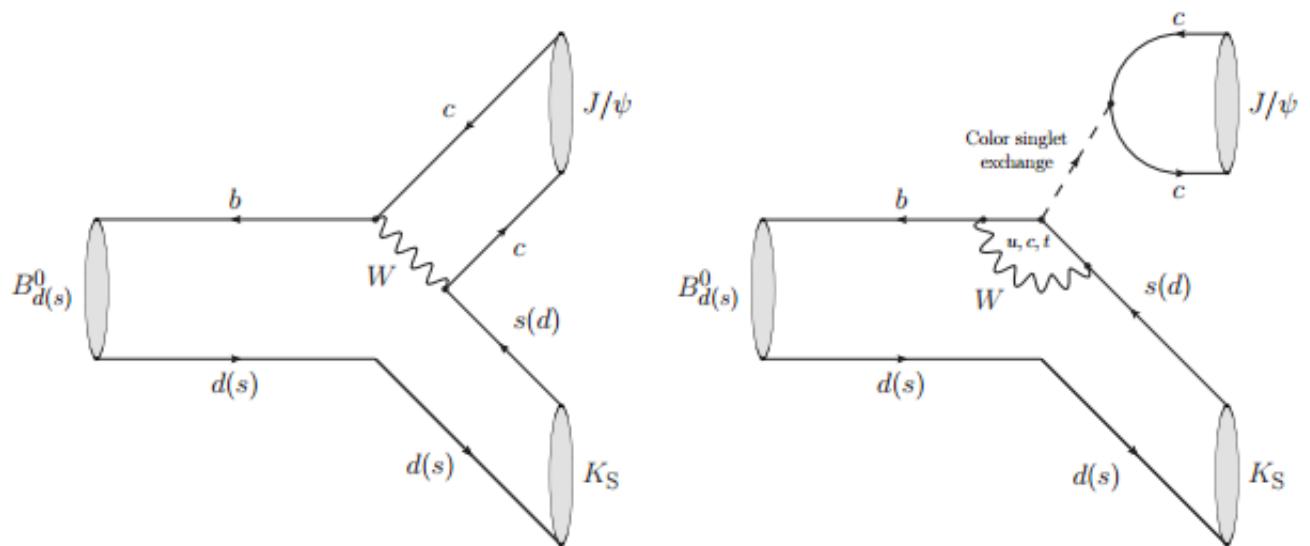
Analiza jakości dopasowania śladów w oparciu o test χ^2

6.1. Selekcja przypadków

W celu wykonania analizy jakości dopasowania śladów posłużono się rozpadem

$$B_d \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu + \mu) + K_s(\rightarrow \pi + \pi) \quad (6.1.1)$$

Jest to rozpad pół leptonowy, który da się opisać przy użyciu diagramu Feynmana zamieszczonego na rysunku 6.2.9.



Rys. 6.1.1. Diagramy Feynmana obrazujące topologię rozpadu $B_d \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu + \mu) + K_s(\rightarrow \pi + \pi)$. po lewej diagram typu drzewiastego, po prawej typu pingwin.

Faktem, wartym podkreślenia jest, że w podczas analizy wzięto pod uwagę przypadki w których z produktami rozpadów mezonu K_s , czyli pionami, stwarzyszono ślady zarówno długie jak i typu "Downstream".

6.2. Analiza bazująca an symulacjach Monte Carlo

Ten podrozdział zawiera wyniku uzyskane dla symulowanych danych Monte Carlo. Analiza oparta na tego typu danych jest istotna, gdyż ewentualna niezgodność wyników może wskazywać na problemy w pracy detektora.

W dalszej części pracy przyjęte zostanie oznaczenie:

$$\chi^2 \equiv \frac{\chi^2}{\nu} \quad (6.2.1)$$

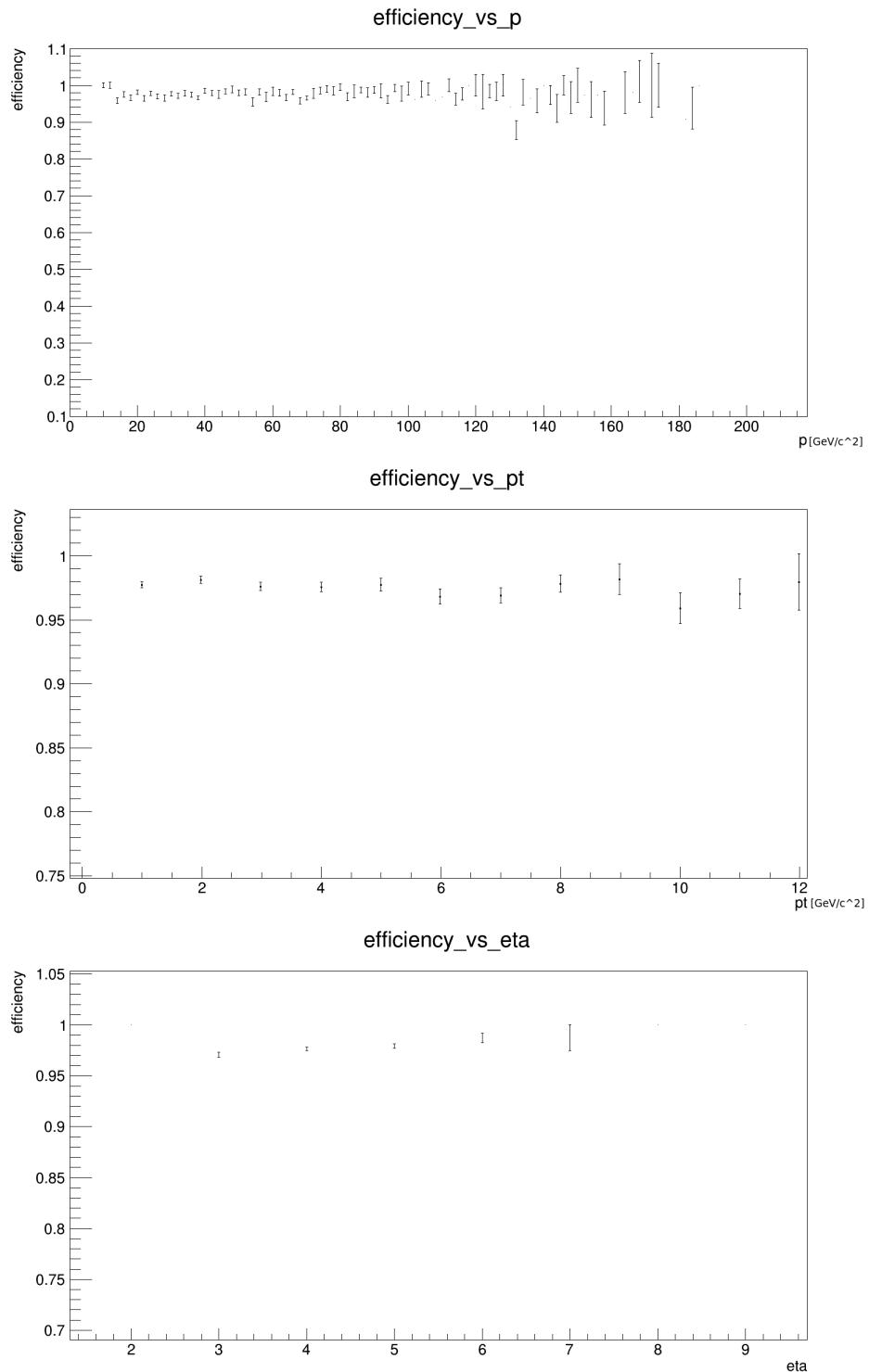
6.2.1. Wydajność rekonstrukcji śladów

Pierwszym elementem pracy w analizie jakości dopasowania śladów w eksperymencie LHCb jest zbadanie wydajności rekonstrukcji śladów. Jest to bardzo istotna analiza, która w bardzo szybko sposób obrazuje jaki ułamek rekonstruowanych śladów jest związany z interesującym rozpadem. Z praktycznego punktu widzenia wydajność (ang. efficiency) jest wyliczana przy wykorzystaniu informacji dotyczącej numeru pdg cząstki [17]. natomiast formalna, matematyczna definicja jest realizowana przy użyciu zależności:

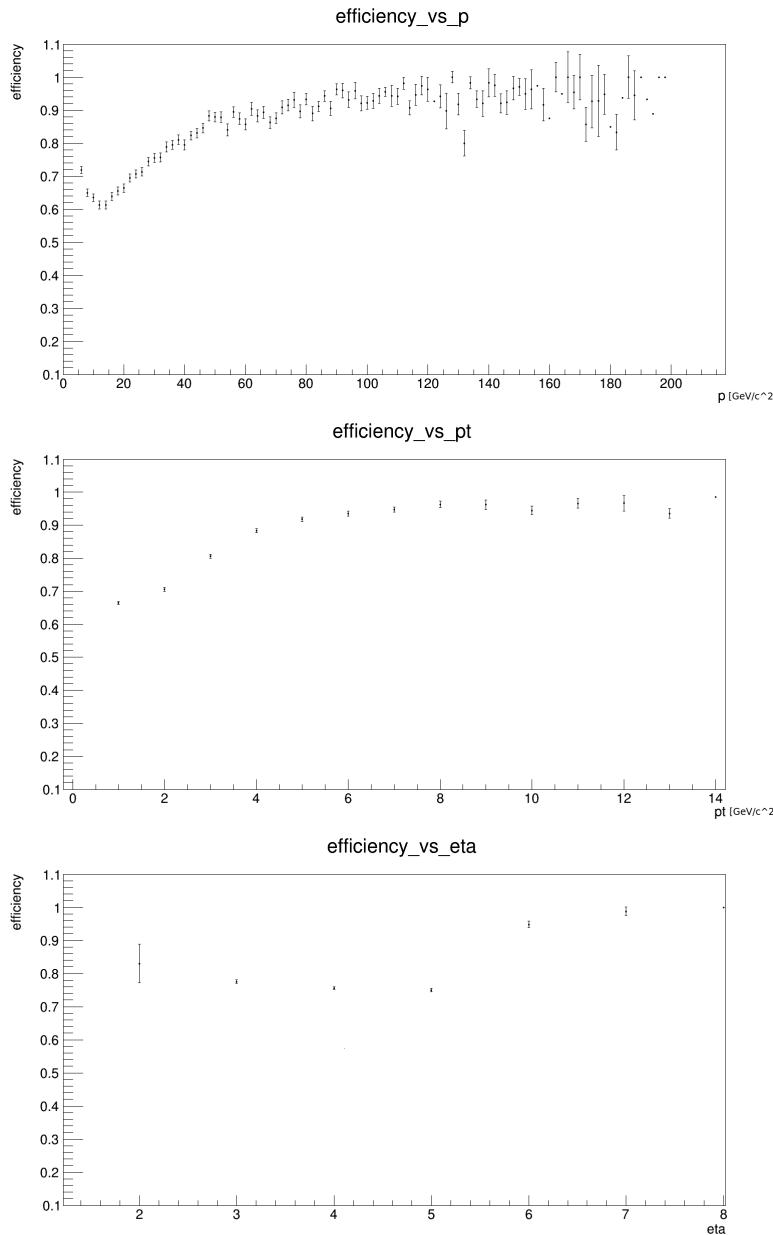
$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\#sladw_jeżeli_nr_pdg_rodzica_jest_odpowiedni}{\#wszystkich_sladw} \\ &= \frac{a_{total}}{n_{total}} \end{aligned} \quad (6.2.2)$$

Natomiast niepewność wyznaczenia tej wielkości przyjmuje się jako:

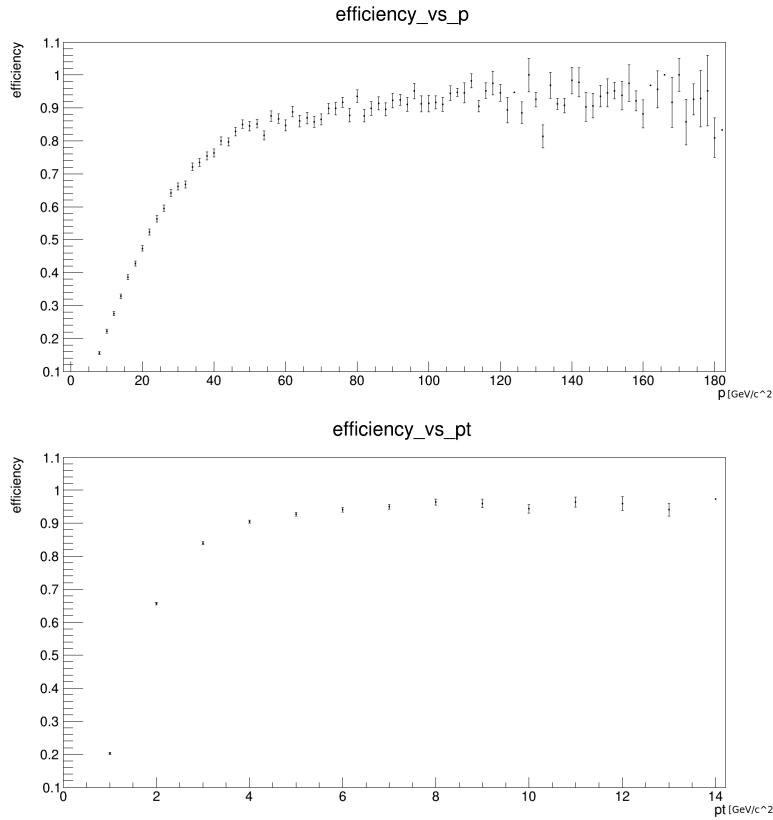
$$\sigma_\varepsilon = \frac{\sqrt{a_{total}(1-\varepsilon)}}{n_{total}} \quad (6.2.3)$$



Rys. 6.2.1. Wydajność rekonstrukcji śladów długich zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $J/\Psi \rightarrow \mu + \mu$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (środek) oraz pseudorapidity (dół).



Rys. 6.2.2. Wydajność rekonstrukcji śladów **długich** zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $K_s \rightarrow \pi + \pi$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (środek) oraz pseudorapidity (dół).



Rys. 6.2.3. Wydajność rekonstrukcji śladów **typu downstream** zrekonstruowanych dla cząstek z rozpadu $K_s \rightarrow \pi + \pi$ w funkcji pędu (góra), pędu poprzecznego (dół).

Na rysunku 6.2.1 przedstawiono zależności wydajności rekonstrukcji śladów długich pochodzących z rozpadu mezony $J\Psi$. Nie zauważono żadnych korelacji pomiędzy wartością parametrów pędu, pędu poprzecznego oraz pseudorapidity. Warto zwrócić uwagę na bardzo dobrą jakość rekonstrukcji śladów nawet dla małych wartości pędu, zarówno całkowitego jak i poprzecznego. W porównaniu do rysunku 6.2.1 sytuacja dla śladów stwarzyszonych z rozpadem mezonu $K_s \rightarrow \pi + \pi$ zarówno dla śladów długich jak i typu "downstream" jest inna. Wyraźnie widać zależność od pędu, dla małych jego wartości wydajność rekonstrukcji jest dość niska. Dopiero dla wartości pędu całkowitego większych od $40\text{GeV}/c^2$ rozkłady są praktycznie identyczne.

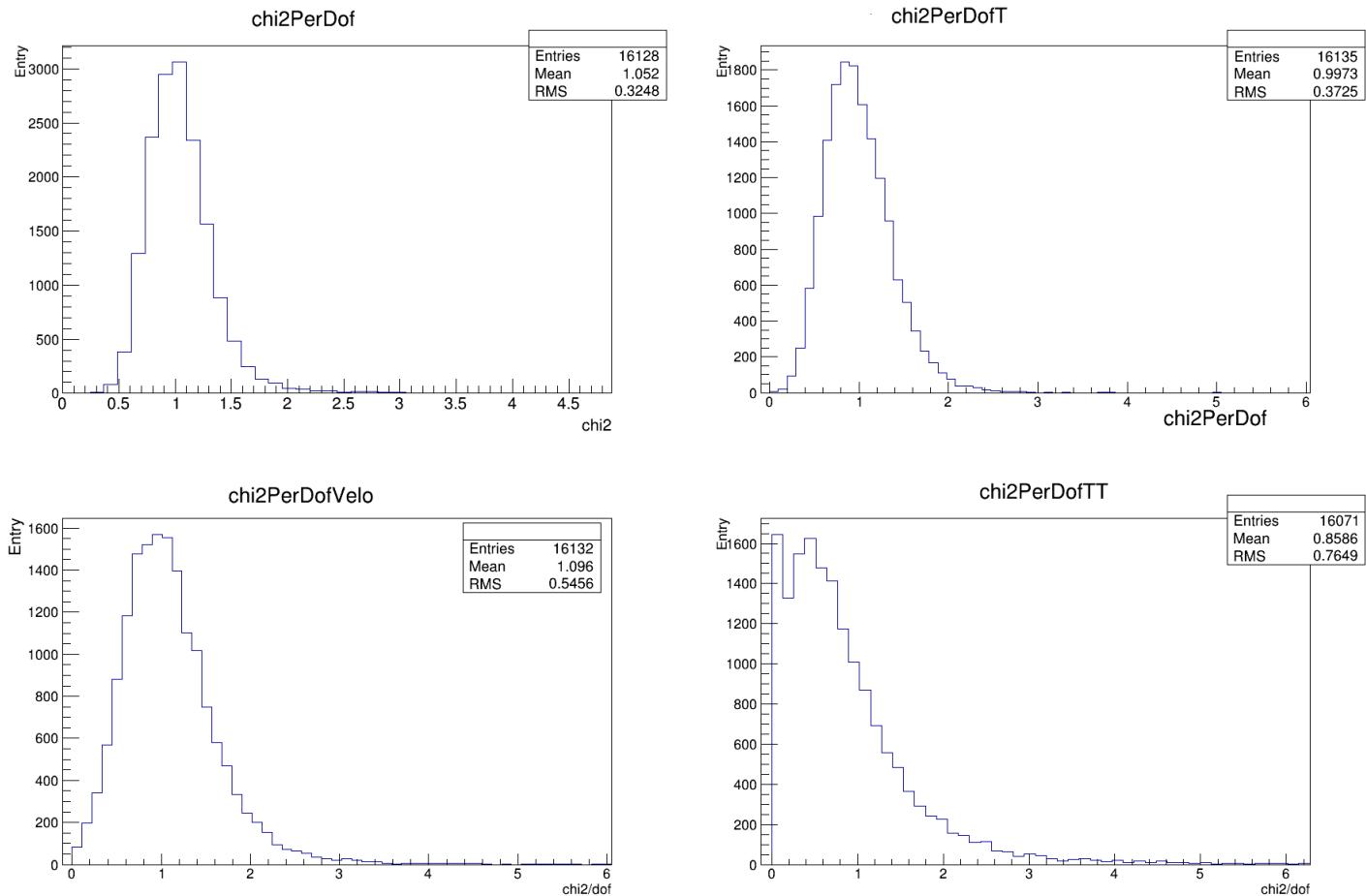
Warto również przypatrzyć się niepewnością wyznaczenia wydajności rekonstrukcji. Łatwo zauważać, że wzrasta ona wraz ze wzrostem wartości pędów, poprzecznego i całkowitego. Efekt ten jest łatwo wyjaśnić, gdyż dla takich wartości gwałtownie spada ilość rejestrowanych cząstek.

6.2.2. Rozkłady χ^2

Następnym krokiem dokonanym w wyniku studiów nad jakością dopasowania śladów było posłużenie się testem χ^2 . W tym celu wygenerowano rozkłady χ^2 dla każdego ze śladów. Zgodnie

z tym, co opisano w rozdziale 4 χ^2 jest wielkością addytywną więc można zapisać iż całkowita wartość χ^2_{total} dla śladu jest równa sumie przyczynków zrekonstruowanych w różnych detektorach. W formie matematycznej można to zapisać jako:

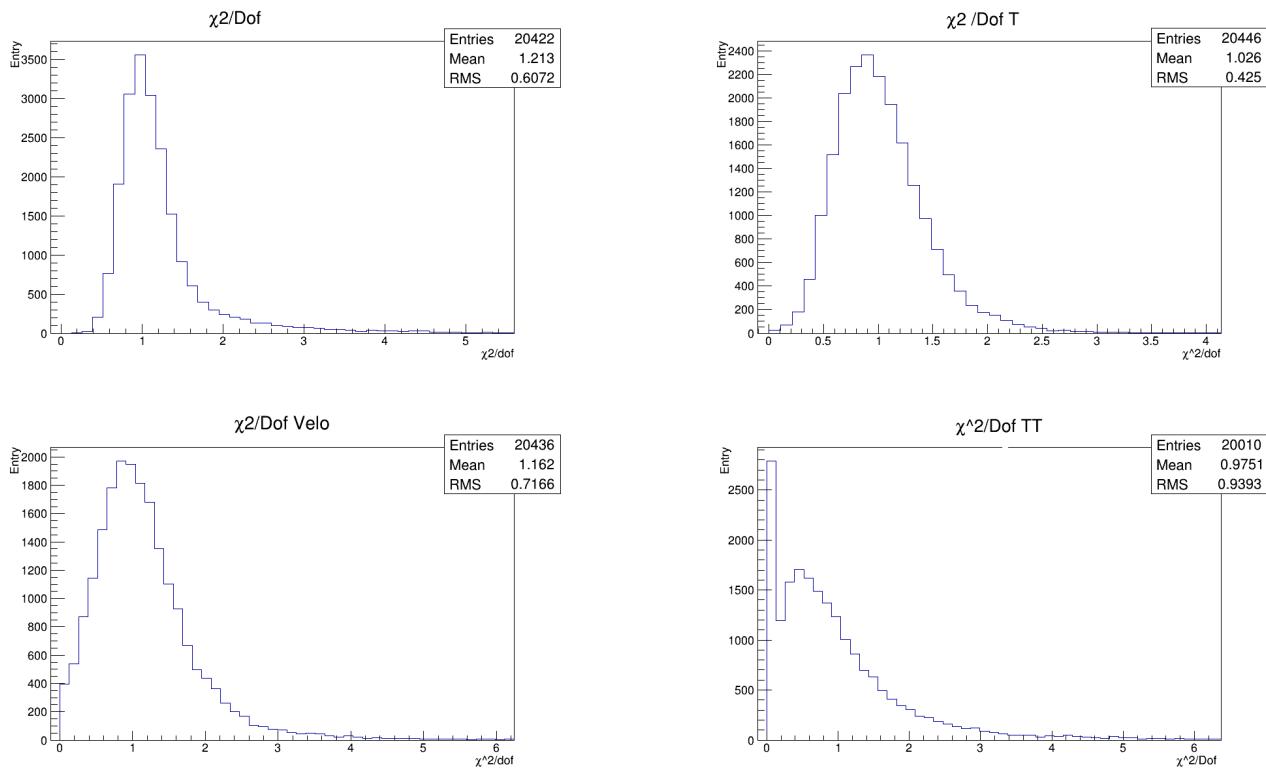
$$\chi^2_{total} = \chi^2_{Velo} + \chi^2_T + \chi^2_{TT} \quad (6.2.4)$$



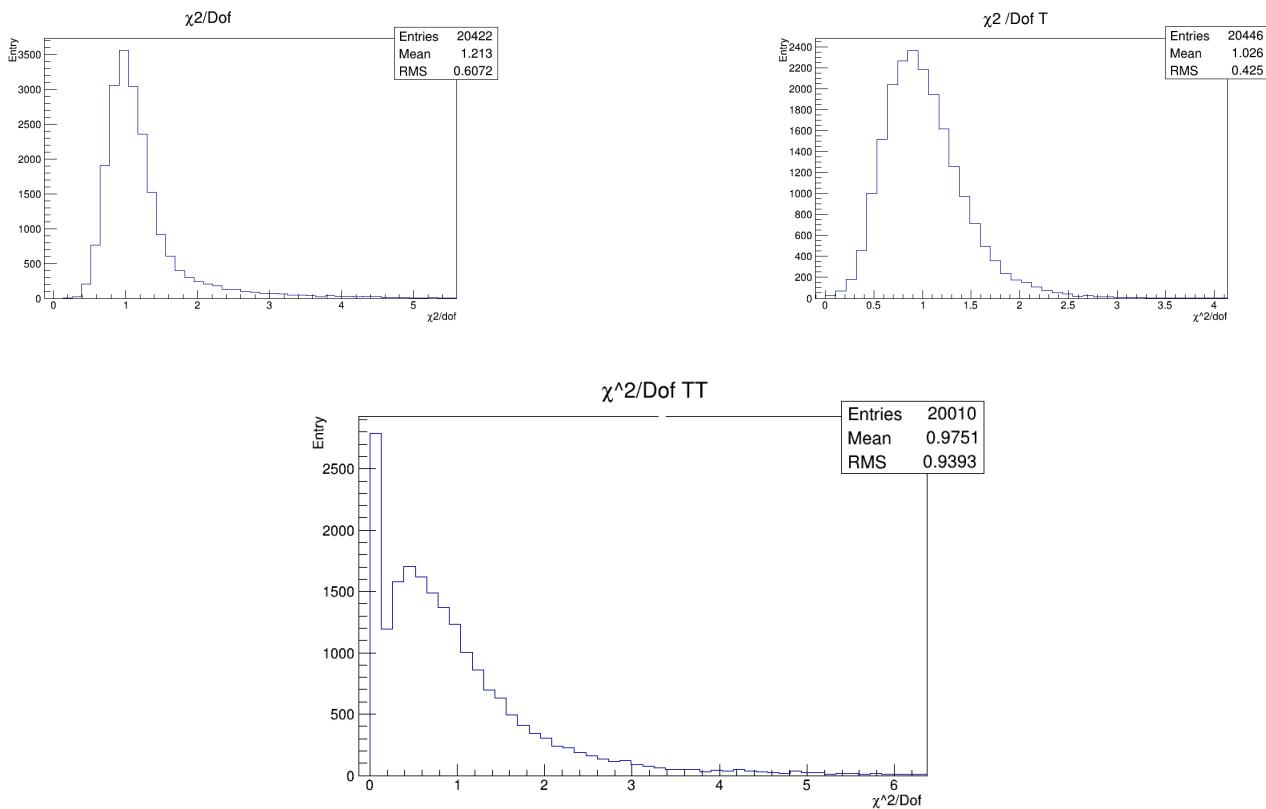
Rys. 6.2.4. Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów zrekonstruowanych w wyniku oddziaływania produktów rozpadu mezonu J/Ψ . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole rozkłady dla Velo (lewo) oraz TT (prawo)

Rysunek 6.2.4 przedstawia rozkłady χ^2 dla wybranego śladu wytworzzonego w wyniku rozpadu mezonu J/Ψ . Bardzo wyraźnie widać, że najbardziej niepokojący fragment jest ten, pochodzący pochodzący od detektora TT. Znaczna ilość przypadków jest niefizyczna, o bardzo małej, mniejszej od jednego, wartości χ^2 . Jak wspomiano w rozdziale 4, prawdopodobna przyczyna takiego stanu rzeczy jest nieprawidłowe wyznaczenie niepewności pomiarowych. Dla potwierdzenia słuszności rozumowania na rysunkach 6.2.3 oraz 6.2.2 przedstawiono podobne rozkłady, tym razem dla śladów są stowarzyszone z produktami rozpadu mezonu Ks .

58 ROZDZIAŁ 6. ANALIZA JAKOŚCI DOPASOWANIA ŚLADÓW W OPARCIU O TEST χ^2



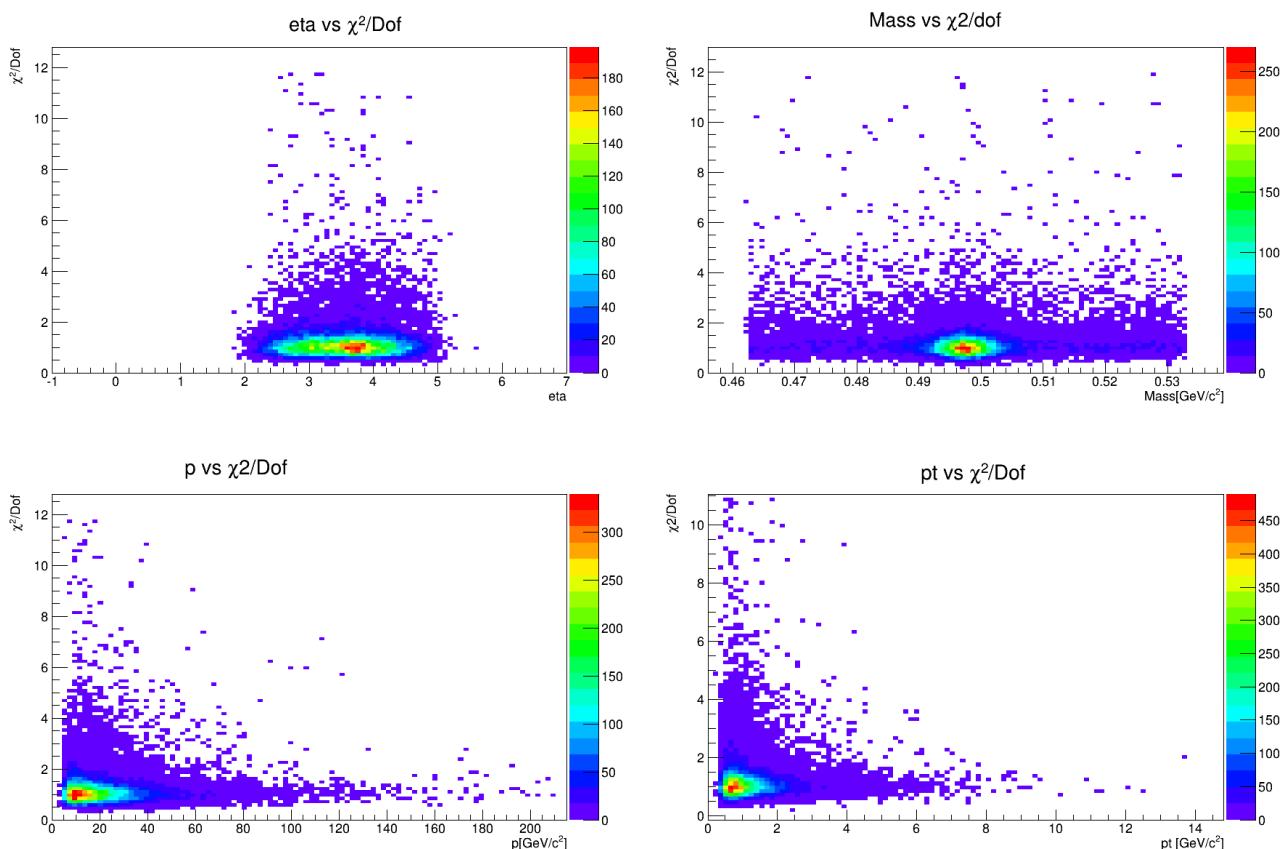
Rys. 6.2.5. Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów **długi** zrekonstruowanych w wyniku oddziaływanie produktów rozpadu mezonu K_s . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole rozkłady dla Velo (lewo) oraz TT (prawo)



Rys. 6.2.6. Rozkłady χ^2 wyliczone dla śladów **typu downstream** zrekonstruowanych w wyniku oddziaływanie produktów rozpadu mezonu K_s . Na rysunku (góra lewo) przedstawiono całkowity χ^2 , na (góra prawo) rozkład dla części T, natomiast na dole dla TT.

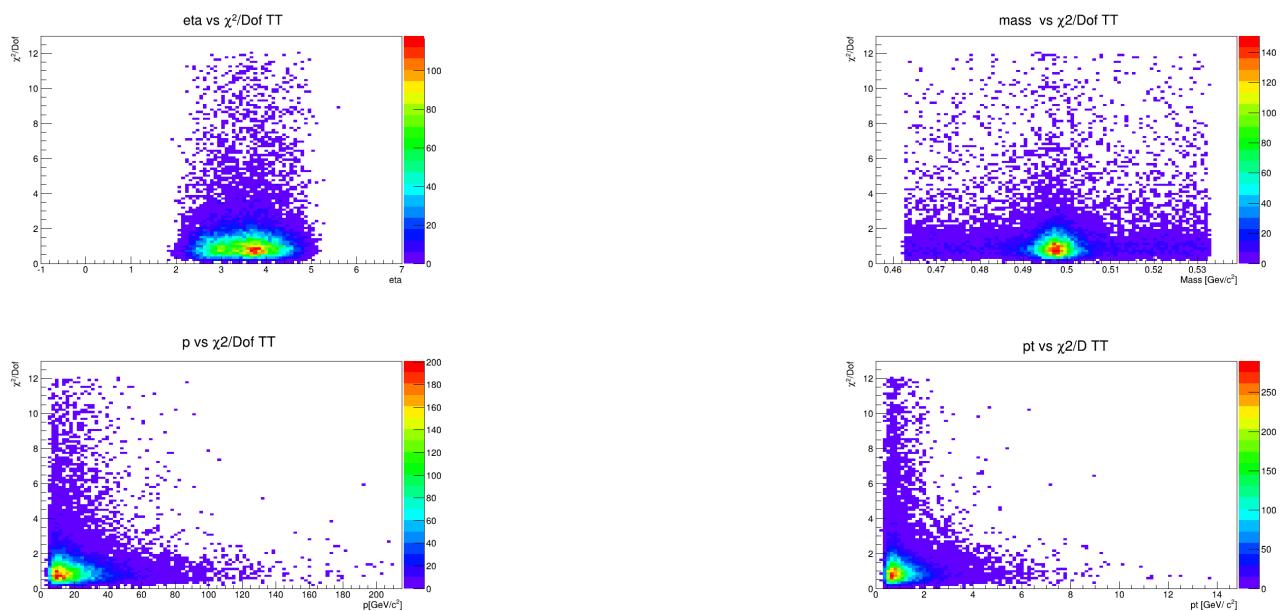
6.2.3. Zależności koreacyjne

Zaprezentowanie samych rozkładów χ^2 , będące dość interesujące z punktu widzenia analizy pozostawiałoby spory niedosyt. Dlatego bardzo istotnym krokiem w analizie było wykonanie wykresów korelacji pomiędzy otrzymanej wartości χ^2 a innymi parametrami. Na serii poniższych rysunków takie zależności koreacyjne zostały narysowane. Z racji bardzo dużej ilości rysunków w niniejszej pracy zaprezentowane, jako przykładowe, jednocześnie dobrze obrazujące wszystkie zaobserwowane efekty, będą odpowiednie wykresy związane z śladami długimi utworzonymi przez produkty rozpadu mezona K_s . Dalsza analiza tych śladów jest istotniejsza z powodu zaobserwowanych anomalii w wydajności rekonstrukcji oraz pojawienie się znaczącej liczby niefizycznych (o zbyt malej wartości χ^2) w sektorze TT.



Rys. 6.2.7. Korelacje pomiędzy χ^2_{total} a (góra lewo) pseudorapidnością, (góra prawo) masą niezmieniczą układu pionów oraz pędami całkowitym (dół lewo) oraz poprzecznym (dół prawo). Ślady pochodzą z rozpadu K_s

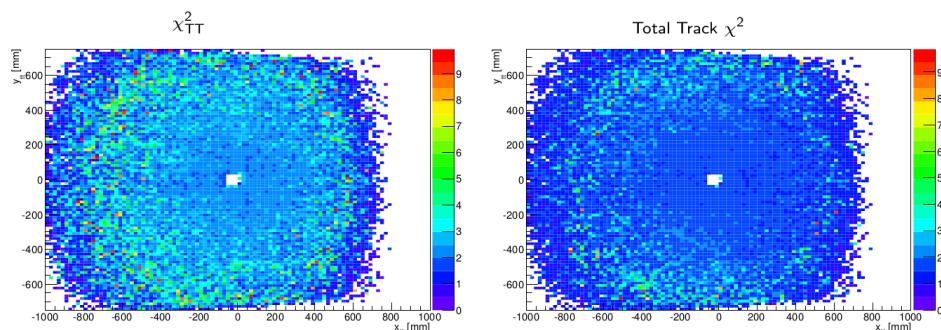
60 ROZDZIAŁ 6. ANALIZA JAKOŚCI DOPASOWANIA ŚLADÓW W OPARCIU O TEST χ^2



Rys. 6.2.8. Korelacje pomiędzy χ^2_{TT} a (góra lewo) pseudorapidity, (góra prawo) masą niezmieniczą układu pionów oraz pędami całkowitym (dół lewo) oraz poprzecznym (dół prawo). Ślady pochodzą z rozpadu K_s .

Analizując wyniki przedstawione na rysunkach 6.2.7 oraz 6.2.8 nie zaobserwowano żadnych znaczących ani widocznych korelacji pomiędzy χ^2 a pseudorapidity czy masą niezmieniczą układu dwóch pionów. Ciekawsze natomiast z punktu przeprowadzanych badań są wykresy korelacyjne zawierające informacje na temat zależności pomiędzy χ^2 a pędem oraz pędem poprzecznym. Widać wyraźną zależność pomiędzy dużymi wartościami χ^2 oraz małymi pędem. Równocześnie praktycznie wszystkie niefizyczne czyli zbyt małe wartości χ^2 odpowiadają małym pędem.

Ostatnim elementem, który został zrealizowany jest oparty na zbadaniu zależności jakości śladu w zależności od pozycji w detektorze TT. Widać wyraźną zależność pogorszenia jakości śladu wraz z oddalaniem się od rury akceleratora.



Rys. 6.2.9. Zależność χ^2 od pozycji śladu w detektorze TT. Po lewo znajduje się χ^2_{total} , po prawo χ^2_{TT} .

6.3. Analiza oparta na danych

Kolejnym, wykonywanym równolegle krokiem była analiza oparta na danych zabranych przez detektor. Wybrane przypadki pochodzą z linii strippingowej o nazwie

BetaSBd2JpsiKsDetachedLine. Użyto cięć typu **Loose** w ten sposób chciano zwiększyć badaną statystykę. Natomiast inne, bardziej restrykcyjne cięcia zostały zastosowane podczas analizy. Jednakże warto zwrócić uwagę na fakt iż nawet te mniej restrykcyjne cięcia stosują ograniczenie $\chi^2_{total} < 3$.

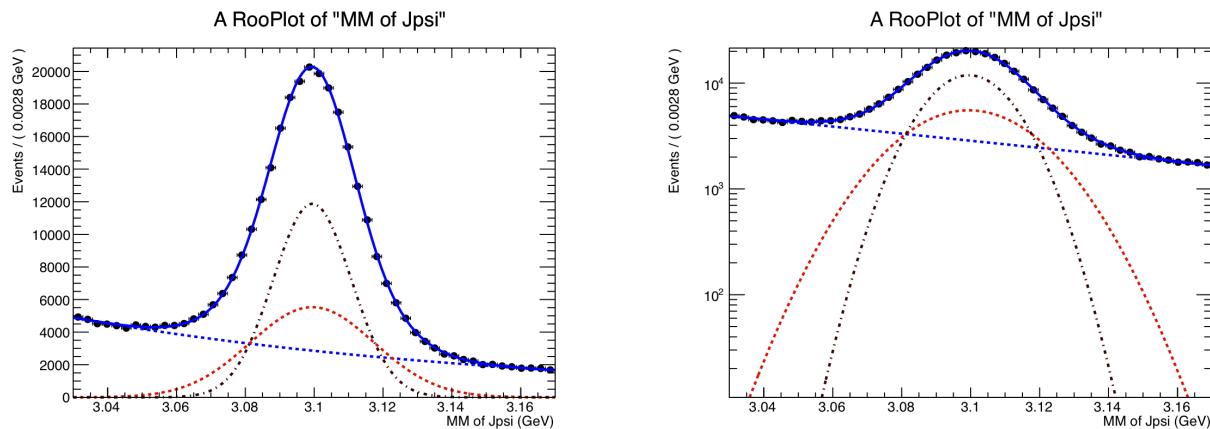
6.3.1. Rozkłady χ^2 bazujące na danych

Podobnie jak dla danych MC wykonano rozkłady χ^2 . Również w tym przypadku prawdziwa jest zależność [6.2.4](#).

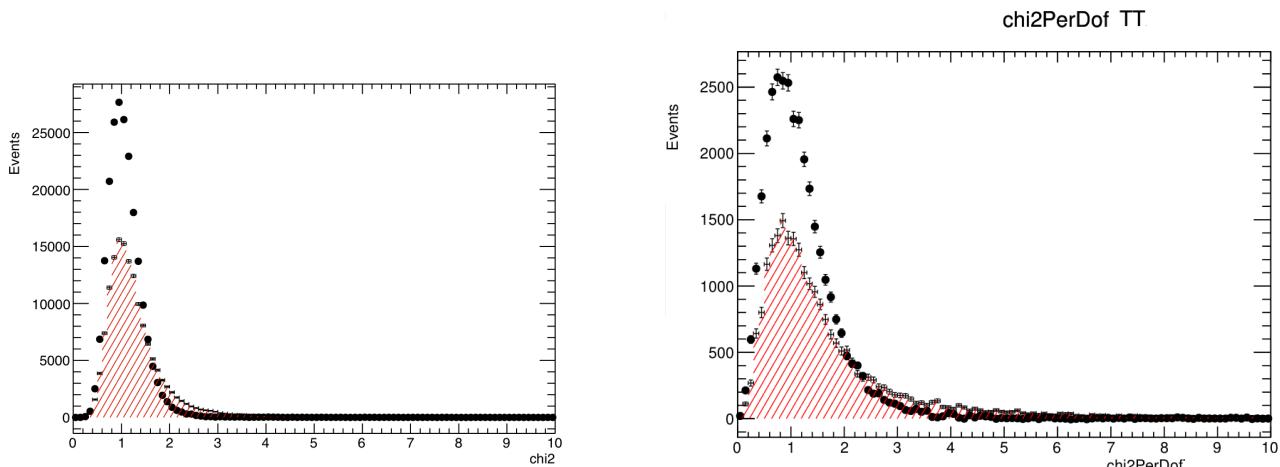
6.3.2. Ekstrakcja sygnału od szumu

Ważnym elementem podczas pracy z danymi zebranymi w trakcie pracy detektora jest odseparowanie rzeczywistego sygnału od szumu. W tym celu wykorzystano technikę zwaną **sPlot**. Dokładny opis wraz z pełnym matematycznym wyprowadzeniem tej techniki można znaleźć w referencji [\[40\]](#). Z technicznego punktu widzenia zadanie to wymagało wykorzystania pakietu **Roofit**.

Jako model, który został dopasowywany do danych wybrano sumę dwóch rozkładów Gaussa natomiast za model tła przyjęto rozkład eksponencjalny. Na rysunku [6.3.1](#) zamieszczono zrekonstruowany rozkład masy mezonu J/Ψ wraz z dopasowanym wyżej opisanym modelem. Korzystając z tych wyników udało się wyekstrahować sygnał od szumu. Następnie narysowano najbardziej istotne rozkłady χ^2_{total} oraz χ^2_{TT} . Wyniki zamieszczone na rysunku [6.3.2](#). Zauważono brak widocznych korelacji pomiędzy szumem a jakością dopasowania śladów. Podobne wyniki daje analiza oparta na śladach pochodzących z rozpadu K_s , niezależnie czy badano ślady długie czy typu downstream.



Rys. 6.3.1. Rozkład masy niezmienniczej układu mionów wraz z dopasowanym modelem sumy dwóch rozkładów normalnych (kropkowane czerwona i czarna linia) oraz eksponencjalnym tłem (niebieska kropkowana linia). Wykres po prawej posiada os Y w skali logarytmicznej.



Rys. 6.3.2. Rozkład χ^2 dla wyselekcjonowanego szumu (oznaczony na czerwono) oraz dla sygnału. Po lewej zamieszczono wykres dla χ^2_{total} natomiast po prawej χ^2_{TT}

6.3.3. Zależności korelacyjne

Podsumowanie

Bibliografia

- [1] KMfitter group. URL <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [2] Publiczna strona eksperymentu lhcb. URL <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>.
- [3] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. *JHEP*.
- [4] LHCb Collaboration. *LHCb VELO (VERtex LOcator): Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, 2001.
- [5] S Löchner and M Schmelling. The beetle reference manual - chip version 1.3, 1.4 and 1.5. Technical Report LHCb-2005-105. CERN-LHCb-2005-105, CERN, Geneva, Nov 2006.
- [6] Aras Papadelis, MHM Merk, and E Jans. *Characterisation and commissioning of the LHCb VELO detector. oai:cds.cern.ch:1186697*. PhD thesis, Amsterdam, VU University, Amsterdam, 2009. Presented on 17 Jun 2009.
- [7] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Collaboration/LHCbEvDis.html>.
- [8] E Rodrigues. Tracking definitions. Technical Report LHCb-2007-006. CERN-LHCb-2007-006, CERN, Geneva, Feb 2007. revised version submitted on 2007-03-28 09:34:37.
- [9] G Barrand, I Belyaev, P Binko, M Cattaneo, R Chytracek, G Corti, M Frank, G Gracia, J Harvey, Eric Van Herwijnen, B Jost, I Last, P Maley, P Mato, S Probst, F Ranjard, and A Yu Tsaregorodtsev. Gaudi: The software architecture and framework for building lhcb data processing applications. oai:cds.cern.ch:467678. 2000.
- [10] B.E. Schwarzbach and Y. Kosmann-Schwarzbach. *The Noether Theorems: Invariance and Conservation Laws in the Twentieth Century*. 2010.
- [11] W.M. Gibson and B.R. Pollard. *Symmetry Principles Particle Physics*.
- [12] P.D. Naselsky, D.I. Novikov, and I.D. Novikov. *The Physics of the Cosmic Microwave Background*.

- [13] A.D. Sakharov. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, 5:32–35, 1967. doi: 10.1070/PU1991v034n05ABEH002497.
- [14] DELPHI Collaboration. A precise measurement of the Z resonance parameters through its hadronic decays. *Phys. Lett. B*, 241(CERN-EP-90-32):435–448. 21 p, Mar 1990.
- [15] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys.Rev.Lett.*, 51:1945, 1983. doi: 10.1103/PhysRevLett.51.1945.
- [16] D. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley, Reading, USA, 1982.
- [17] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [18] Tatsuya Nakada. Review on CP violation. *AIP Conf.Proc.*, 302:425–463, 1994.
- [19] G Haefeli. *Contribution to the development of the acquisition electronics for the LHCb experiment*. oai:cds.cern.ch:800810. PhD thesis, EPFL Lausanne, Geneva, 2004.
- [20] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, August 2008.
- [21] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3:S08004, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [22] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [23] LHCb Collaboration. *LHCb magnet: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, 2000.
- [24] Aras Papadelis, MHM Merk, and E Jans. *Characterisation and commissioning of the LHCb VELO detector*. oai:cds.cern.ch:1186697. PhD thesis, Amsterdam, VU University, Amsterdam, 2009. Presented on 17 Jun 2009.
- [25] M Adinolfi, G Aglieri Rinella, E Albrecht, T Bellunato, S Benson, C Blake, and (...). Performance of the lhcb rich detector at the lhc. Technical Report arXiv:1211.6759. CERN-LHCb-DP-2012-003. LHCb-DP-2012-003, CERN, Geneva, Nov 2012.
- [26] K Nakamura and Particle Data Group. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A):075021, 2010. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.

- [27] T Lastoviicka. Generic VELO Pattern Recognition. Technical Report LHCb-2007-002. CERN-LHCb-2007-002, CERN, Geneva, Feb 2008.
- [28] R W Forty and M Needham. Standalone Track Reconstruction in the T-stations. Technical Report LHCb-2007-022. CERN-LHCb-2007-022, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [29] O Callot and S Hansmann-Menzemer. The Forward Tracking: Algorithm and Performance Studies. Technical Report LHCb-2007-015. CERN-LHCb-2007-015, CERN, Geneva, May 2007.
- [30] M Needham. Performance of the Track Matching. Technical Report LHCb-2007-129. CERN-LHCb-2007-129, CERN, Geneva, Oct 2007.
- [31] E Rodrigues. Dealing with clones in the tracking. Technical Report LHCb-2006-057. CERN-LHCb-2006-057, CERN, Geneva, Nov 2006.
- [32] Rudolph Emil Kalman. A new approach to linear filtering and prediction problems. *Transactions of the ASME-Journal of Basic Engineering*, 82(Series D):35–45, 1960.
- [33] R. Fruhwirth. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl.Instrum.Meth.*, 1987.
- [34] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl.Instrum.Meth.*, A389, 1997.
- [35] L Arrabito, V Bernardoff, D Bouvet, M Cattaneo, P Charpentier, P Clarke, J Closier, P Franchini, R Graciani, E Lanciotti, V Mendez, S Perazzini, R Nandkumar, D Remenska, S Roiser, V Romanovskiy, R Santinelli, F Stagni, A Tsaregorodtsev, M Ubeda Garcia, A Vedaee, and A Zhelezov. Major changes to the LHCb Grid computing model in year 2 of LHC data. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 396:032092. 8 p, 2012.
- [36] Ulrik Egede. Ganga and distributed analysis in the LHCb. Oct 2006.
- [37] Robert C. Martin. *Clean Code: A Handbook of Agile Software Craftsmanship*. Prentice Hall, 2008.
- [38] Erich Gamma, Richard Helm, Ralph Johnson, and John Vlissides. *Design Patterns: Elements of Reusable Object-oriented Software*. Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., Boston, MA, USA, 1995. ISBN 0-201-63361-2.
- [39] J. Loeliger and M. McCullough. *Version Control with Git: Powerful Tools and Techniques for Collaborative Software Development*. O'Reilly and Associate Series. O'Reilly Media, Incorporated, 2012. ISBN 9781449316389. URL <http://books.google.pl/books?id=ZkXELyQWf4UC>.

- [40] Muriel Pivk and Francois R. Le Diberder. sPlot: a statistical tool to unfold data distributions. *Nucl. Instrum. Meth.*, A555:356–369, 2005. doi: 10.1016/j.nima.2005.08.106.