

AGH

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 inż. Tomasz Szumalk

Kraków, czerwiec 2014

Oświadczam, świadomy(-a) odpowiedzialności karnej za poświadczenie 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 eksperymentach/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 popołnione 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:

Spis treści

Wstęp	12
1. Eksperyment LHCb	13
1.1. Symetrie w fizyce	13
1.2. Symetrie a początek Wszechświata	14
1.3. Symetria kombinowana CP	14
1.3.1. Teoretyczny opis łamania symetrii CP	15
1.3.2. Trójkąty unitarności	17
1.3.3. Typy łamania symetrii CP	19
2. Eksperyment LHCb	21
2.1. Akcelerator LHC	21
2.2. Detektor LHCb	23
2.2.1. Magnes zakrzywiający	27
2.2.2. VELO	28
2.2.2.1. Sensory krzemowe	29
2.2.2.2. Elektronika odczytu	29
2.2.2.3. Przetwarzanie danych	30
2.2.3. Detektory Czerenkowa	30
2.2.4. Detektory śladowe	31
2.2.5. Kalorymetry	33
2.2.6. Komory mionowe	33
2.2.7. System wyzwalań	35

3. Rekonstrukcja śladów	36
3.1. Oddziaływanie cząstek z materią	36
3.1.1. Oddziaływania elektromagnetyczne	36
3.1.2. Oddziaływania hadronowe	37
4. Oprogramowanie	38
4.1. Root	38
4.1.1. RooFit	39
4.2. Gaudi	39
4.3. Da Vinci	40
Podsumowanie	41
Literatura	42

Spis rysunków

1.3.1.Działanie operatorów C, P i CP na neutrino	15
1.3.2.Trójkąt unitarności, kąty $\phi_{1,2,3}$	17
1.3.3.Przedziały dostępności kątów trójkąta unitarności (db) otrzymane w wyniku zebrania danych ze wszystkich eksperymentów.[1]	18
1.3.4.Diagramy Feynmana opisujące procesy mieszania neutralnych mezonów B. . . .	20
2.1.1.Schemat kompleksu przyspieszającego akceleratora LHC. [2]	22
2.2.1.Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwar (b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu(d)	24
2.2.2.Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków b w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [2]	25
2.2.3.Detektor LHCb w całej okazałości [2]	26
2.2.4.Wizualizacja parametru zderzenia, będącego najmniejszą odległością od wierzchołka pierwotnego do śladu. Parametr zderzenia został oznaczony czerwoną linią.	27
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.	28
2.2.6.Schemat detektora VELO[3]	28
2.2.7.Geometria sensorów [3]	29
2.2.8.Schemat blokowy czipu Beetle[4]	30
2.2.9.Ścieżka odczytowa pomiędzy kanałami VELO a płytą TELL1[5]	31
2.2.10Schemat detektora RHICH1 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]	32

2.2.1	Schemat detektor TT [2]	32
2.2.1	Schemat detektorów T1-T3[2]. Region oznaczony na czerwono przedstawia IT natomiast na żółto zaznaczono OT.	33
2.2.1	Zdjęcie detektora ECAL po zamontowaniu go w detektorze LHCb.	34
2.2.1	Schematyczne przedstawienie (widok z boku) stacji mionowych oraz żelaznych absorberów umieszczonych pomiędzy stacjami.	34
2.2.1	Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[6]	35
4.2.1	Schemat blokowy architektury GAUDI[7]	40

Wstęp

Rozdział 1

Eksperyment LHCb

Ten rozdział opisuje pokrótce eksperyment LHCb. Na samym początku omówione zostaje 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 [8] pokazuje, że jeśli układ fizyczny jest niezmienniczy¹ względem pewnej ciągłej transformacji, to istnienie prawa zachowania stowarzyszonej z tą transformacją wielkości. Niezmienniczość praw fizycznych względem translacji czasowej jest odpowiedzialne 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 cząstek elementarnych istotnymi symetriami są:

- \hat{C} - sprzężenie ładunkowe (ang. charge conjugation) zmienia znak wszystkich addytywnych liczb kwantowych danej cząstki. W specyficznym odniesieniu do rozpadów subatomowych cząstek, sprzężenie ładunkowe oznacza zamianę każdej cząstki na sprzężoną z nią antycząstkę.[9].
- \hat{P} - parzystość (ang. parity) jest to operacja zamiany wszystkich współrzędnych przestrzennych na przeciwne. [9]

¹rozumiemy tu Lagranżjan opisujący ten układ

- \hat{T} odwrócenie czasu (ang. time reversal) zmienia kierunek przepływu czasu na przeciwny [9].

Według obecnej wiedzy, każda z tych symetrii jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Natomiast, co bardziej interesujące, słabe oddziaływania łamią symetrie \hat{C} oraz \hat{P} . Jednakże, kombinacja tych symetrii **CPT** jest dokładną symetrią w każdej lokalnej Lorentz’ko niezmienniczej teorii pola [9].

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 [10].

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 [11], że aby istniał Wszechświat w obecnej formie wymagane jest spełnienie trzech warunków.

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

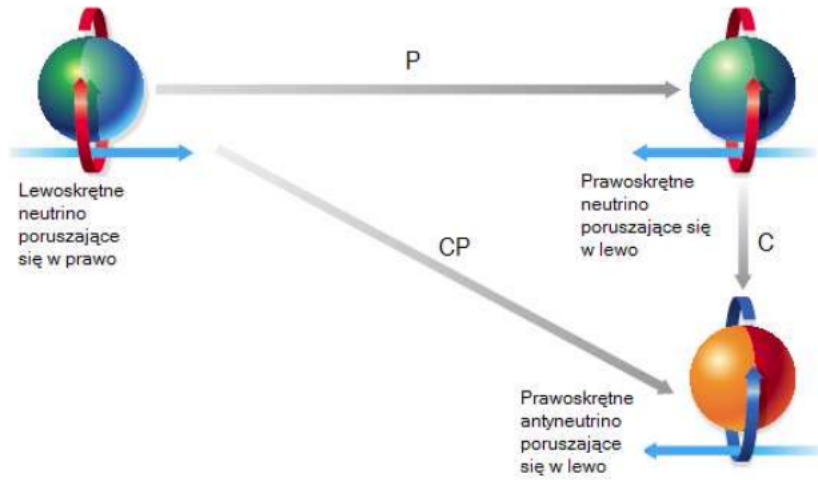
1.3. Symetria kombinowana CP

Symetria kombinowana **CP**, będąca jak uprzednio wspomniano jednym z warunków Sacharowa do tego, aby istniał wszechświat, była poddana obserwacji już wcześniej. Powodem tego było odkrycie istnienia tylko lewoskrętnych² neutrin i prawoskrętnych antyneutrino. Wynikiem zastosowania operatora **CP**³ na neutrino lewoskrętne jest antyneutrino prawoskrętne.

²Skrętność oznacza rzut wektora spinu na kierunek ruchu cząstki

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

Stąd sądzono, że ta symetria jest zachowana przez oddziaływania słabe, 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 B^4 . 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 Cabbibo-Kobayashiego-Maskawy (CKM).

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

Macierz CKM jest macierzą unitarną trzeciego rzędu. Rozmiar macierzy odpowiada ilość rodzin kwarkowych. Zostało udowodnione⁶, że istnieją tylko 3 rodziny. Elementy macierzy okre-

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

⁵zwane również stanami własnymi masy

⁶na podstawie pomiarów astronomicznych oraz niezależnie eksperymentu DELPHI

śląją 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 parametryzacją.

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

gdzie:

$c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ oraz $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Warto wyjaśnienie jest znaczenie kąta θ_{ij} oraz δ . θ_{ij} są to tzw. kąty 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 [12]. 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 [13].

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

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 zauważyć, iż najbardziej prawdopodobne są przejścia między kwarkami tej samej rodziny.

⁷Układ trzech kątów, 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.

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

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

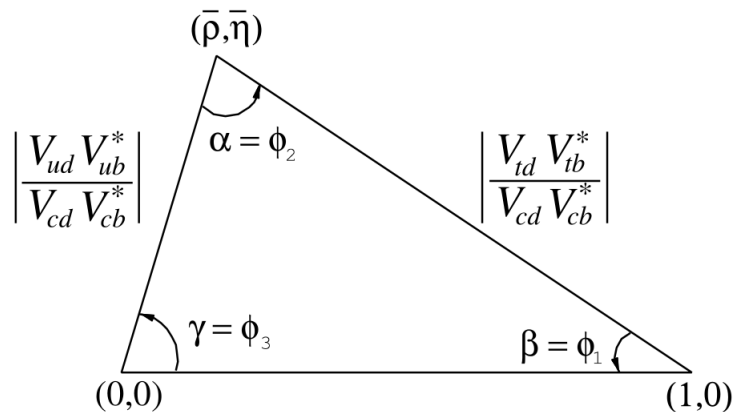
$$ds : V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3.7)$$

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

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

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

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 Wolfenstein, $P = \lambda^6 A^2 \eta$. Trójkąty te wyróżnia długości ich boków. Zaletą korzystania z formalizmu trójkątów unitarności jest fakt, że przy jakiegokolwiek 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. [14]

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

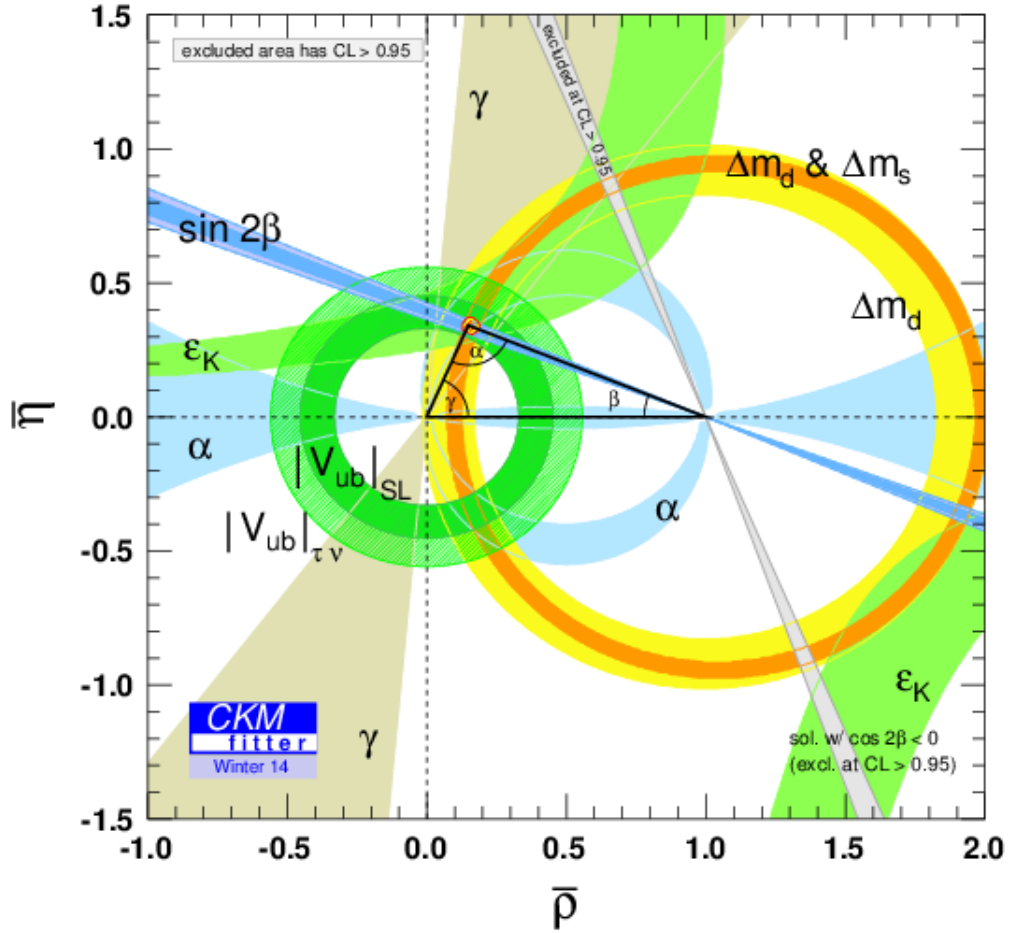
fazy) są duże. Rysunek 1.3.2 przedstawia ten trójkąt. Użyto standardowego oznaczenia kątów (α, β, γ) , te trzy kąty odnoszą się do zespolonych komponentów macierzy CKM przez związki:

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

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

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

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 [14]. 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.

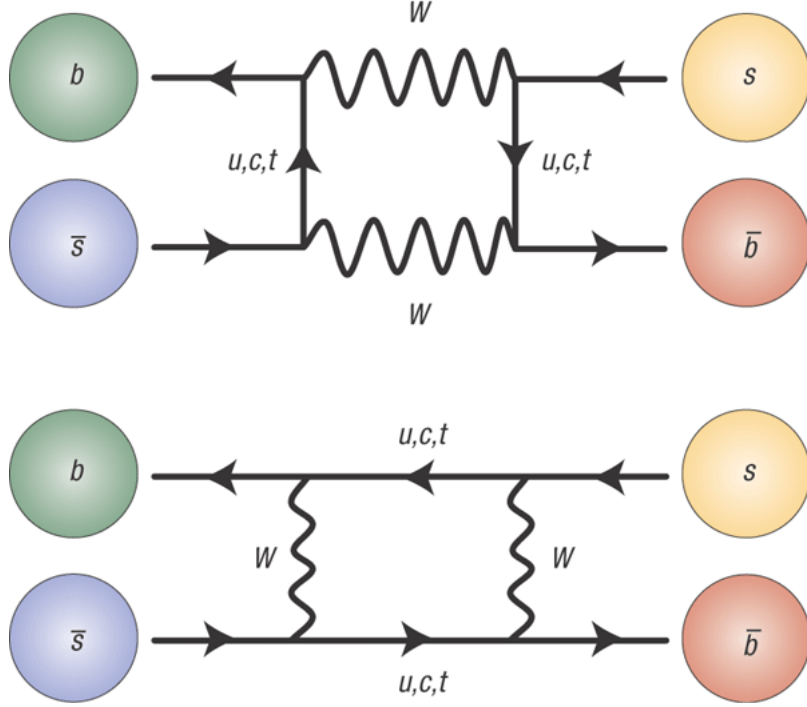
$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{H}} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma) \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} \quad (1.3.16)$$

gdzie $\hat{\mathcal{H}}$ - hamiltonian, \mathbf{M} oraz γ są macierzami o rozmiarach 2x2. Pozadiagonalne elementy tych macierzy są odpowiedzialne za procesy mieszania. 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.

Rozwiązanie krok po kroku równania 1.3.16 można znaleźć w [15]. W niniejszej pracy przytoczone zostanie tylko ostateczny wynik.

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

Łamaniem symetrii CP zachodzi gdy $|\frac{p}{q}| \neq 1$. Analizując równanie 1.3.17 można wnioskować, 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 $X^0 \rightarrow \bar{X}^0 \rightarrow f$. W takim wypadku stopień łamania symetrii jest proporcjonalny do części urojonej współczynnika η_f opisanego zależnością 1.3.18.

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

Rozdział 2

Eksperyment LHCb

Badania opisywane w niniejszej pracy zostały wykonane w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) pod Genewą. Laboratorium to zostało założone w 1954 roku i zrzeszało 12 Europejskich krajów. Wartą odnotowania data jest 1 lipca 1991 roku, kiedy to Polska stała się pełnoprawnym członkiem CERN. Międzynarodowa kolaboracja była i jest jedynym sensownym rozwiązaniem problemów ze zwiększającymi się wymaganiami co do złożoności oraz kosztów prowadzenia eksperymentów fizyki wysokich energii.

Analizowane pomiary zostały przeprowadzone przy użyciu akceleratora zwanego Wielkim Zderzaczem Hadronów (ang. Large Hadron Collider) oraz eksperymentu LHCb. Rozdział ten ma na celu dać krótkie wprowadzenie do zagadnień związanych z eksperymentem w pracach którego, autor bierze czynny udział.

2.1. Akcelerator LHC

LHC jest największym, działającym akceleratorem na świecie zaprojektowanym do zderzania protonów o całkowitej energii środka masy $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$. Poza samą energią wiązki ważnym parametrem związanym z pracą akceleratora jest świetlność (L). Wielkość ta określa ilość zderzeń cząstek, kiedy dwie wiązki zderzyły się ze sobą. Co więcej, liczba ta jest ściśle związana z ilością zderzeń na sekundę oraz przekrojem czynnym:

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

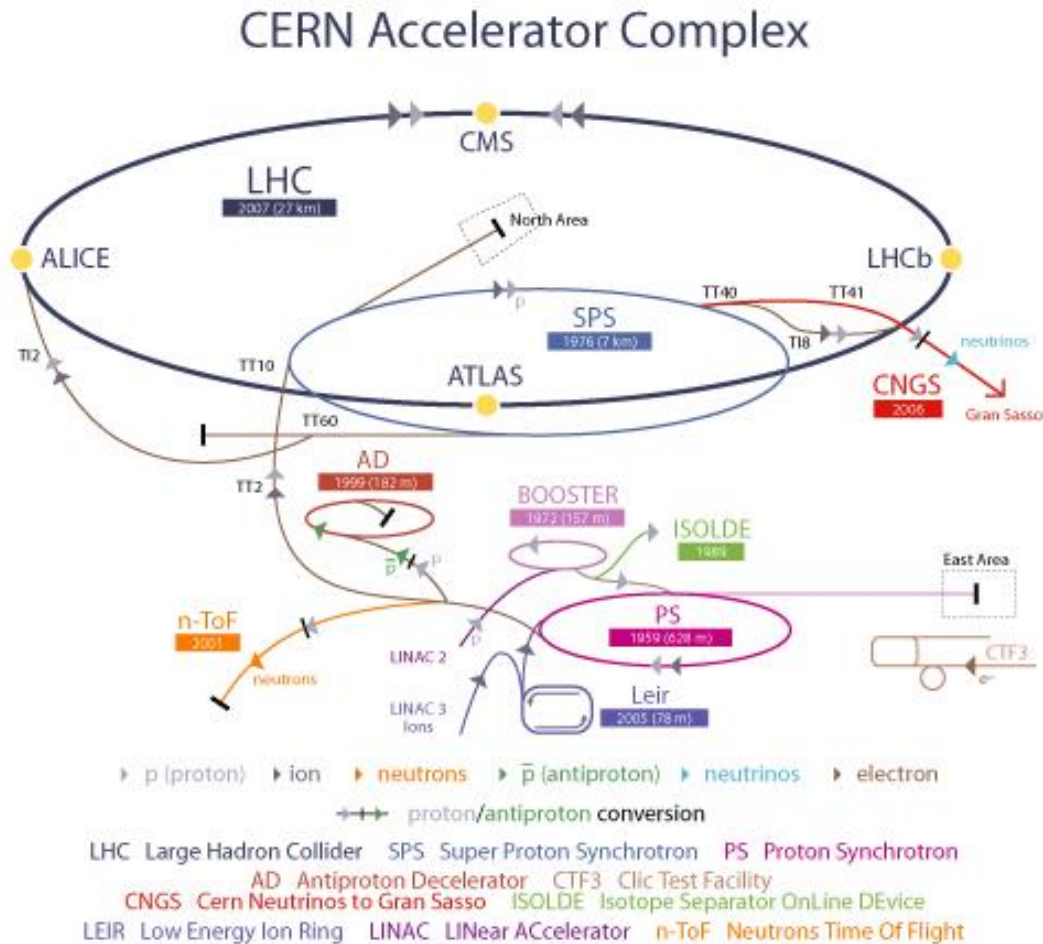
Ilość zebranych danych można otrzymać całkując chwilową świetlność:

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

Otrzymana wielkość posiada jednostkę odwrotności pola, zwaną również barnem. Eksperymenty ATLAS oraz CMS (opisane poniżej) mogą pracować z maksymalną osiągalną świetlnością przez

$LHC-\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$, natomiast LHCb dla swoich potrzeb redukuje światłość w celu zmniejszenia ilości wielokrotnych zderzeń na wiązkę.

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



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

Na rysunku 2.1.1 pokazany jest schemat kompleksu przyspieszającego oraz detektorów pracujących przy eksperymencie LHC. Sam proces przyspieszania jest kilku stopniowy[16]. Na początku protony otrzymywane są w wyniku jonizacji atomów wodoru po czym wstępnie przyspieszane w akceleratorze liniowym (LINIAC2) do energii 500MeV. Następnie dwa kołowe akceleratory zwiększają energie cząstek do 1GeV (BOOSTER) oraz 26 GeV (PS), kontynuując podróż 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 eksperyment. Noszą one odpowiednio nazwy ATLAS, CMS, ALICE oraz LHCb.

Głównymi celami eksperymentów ATLAS (ang. A Toroidal Lhc ApparatuS)[17] oraz CMS (ang. Compact Muon Solenoid) [18] 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)[19] został zoptymalizowany do badania plazmy gluonowo-kwarkowej powstającej w wyniku zderzeń ciężkich jonów.

2.2. Detektor LHCb

Eksperyment oraz stowarzyszony z nim detektor LHCb został zaprojektowany do badania łamania symetrii kombinowanej \mathbf{CP} oraz rzadkich procesów obficie produkujących hadrony zawierające kwarki b. Jako przykład można podać mezon B. Produkcja pary $b\bar{b}$ będąca wynikiem zderzenia proton-proton jest zdominowana przez fuzyjne procesy pierwszego rzędu, gluonów i partonów, diagram Feynmana opisujący takie procesy został umieszczony na rysunku 2.2.1. Przez proces pierwszego rzędu rozumie się taki, w diagramie którego znajdują się dwa wierzchołki oddziaływań.

Amplituda takiego procesu jest proporcjonalna do kwadratu stałej oddziaływań silnych. Warto zwrócić uwagę, że w przeciwieństwie do oddziaływań elektromagnetycznych, dla których stała sprzężenia jest równa:

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

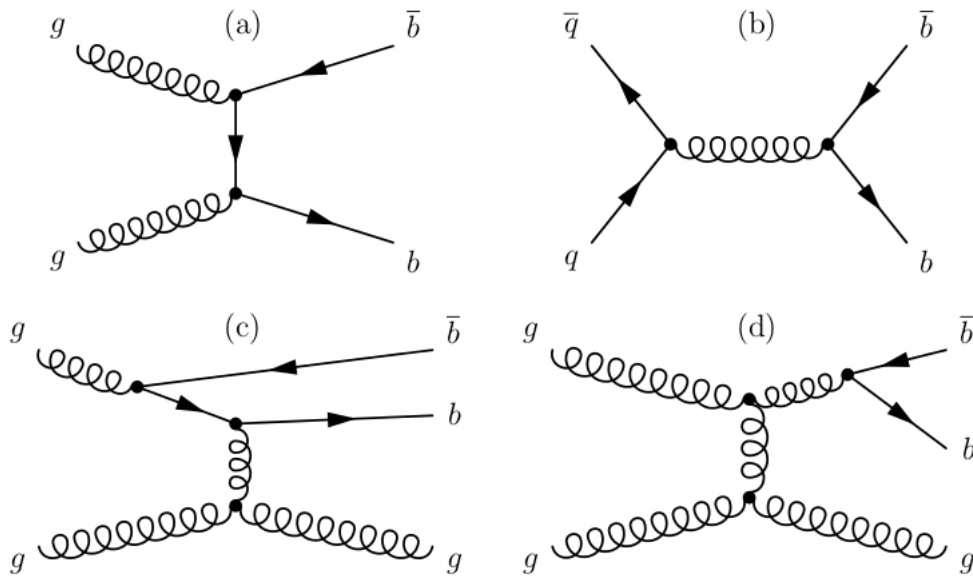
Stałe sprzężenia oddziaływań silnych zmieniają się z odległościami pomiędzy kwarkami [13]. Symulacje takich procesów pokazały, że przy energiach osiąganych dzięki LHC, zarazem kwarki b jak i \bar{b} przeważnie produkowane są w kierunku do przodu lub tyłu, co przedstawiono na rysunku 2.2.2.

Detektor LHCb jest spektrometrem o akceptanci kątovej 10 do 300 mrad. Jest to geometria typu "do przodu", której konsekwencją jest efektywny przedział pseudorapidity obserwowanych cząstek $1.7 < \eta < 5.3$. Przy czym pseudorapidity, η jest zdefiniowana jako

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

gdzie θ kąt między kierunkiem pędu cząstki oraz osią wiązki.

Zamieszczony na rysunku 2.2.3 spektrometr LHCb składa się z szeregu systemów detekcyjnych. Te systemy detekcyjne są podzielone na trzy główne grupy. Pierwsza z nich służy do rekonstrukcji śladów cząstek naładowanych. Informacja o śladach niezbędna jest do wyznaczenia trzech komponentów pędów cząstek. Następna grupa detektorów odpowiedzialna jest

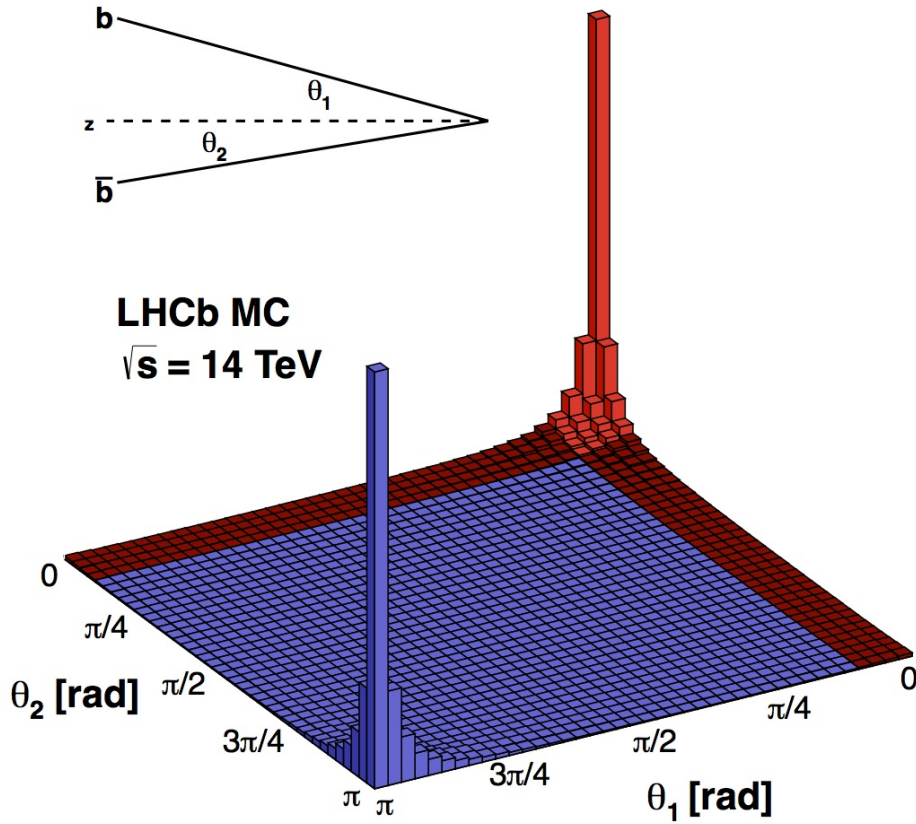


Rys. 2.2.1. Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwar (b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu (d)

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

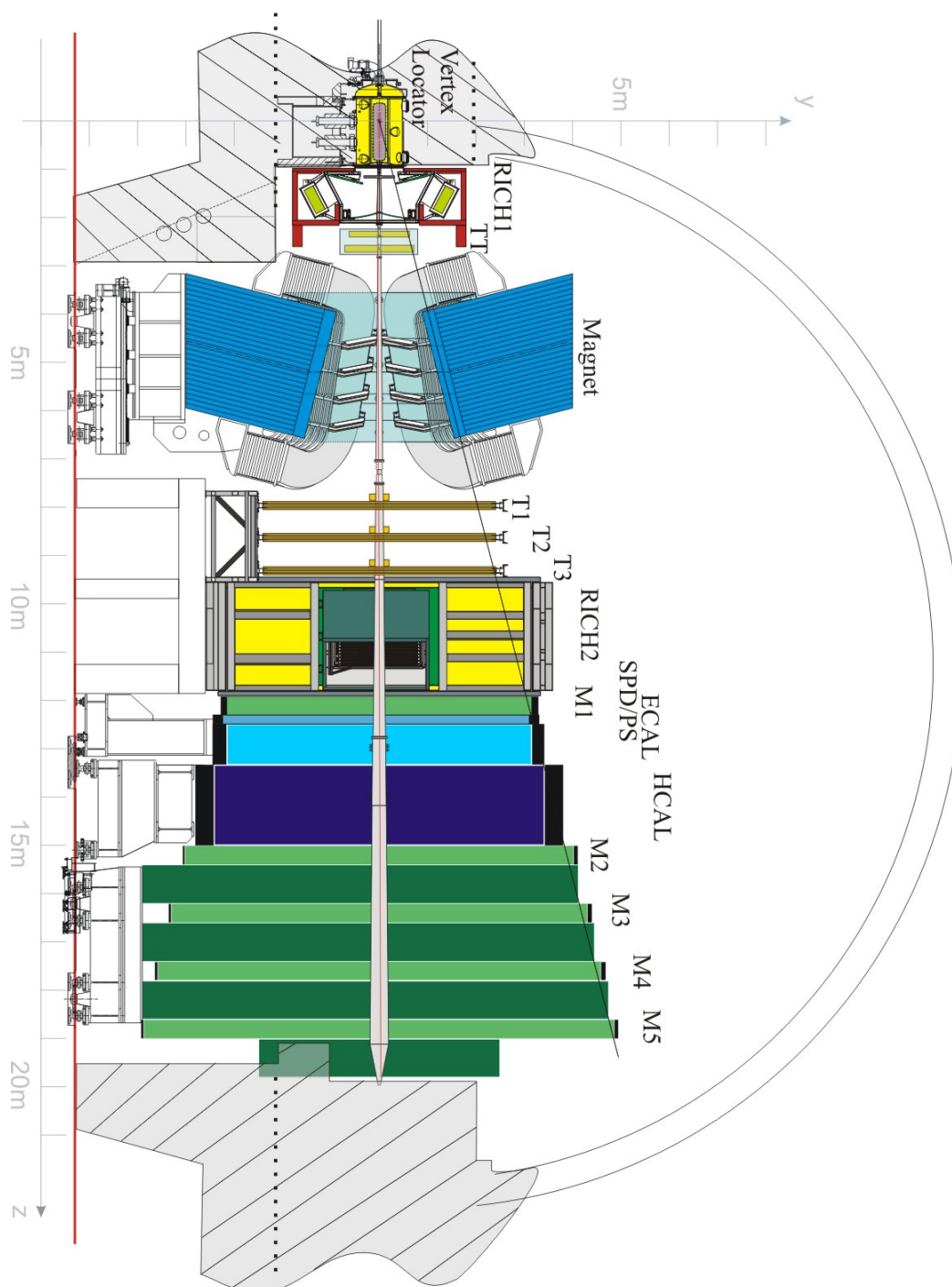
Następnym, po detektorze VELO, jest umiejscowiony przed magnesem zakrzywiającym detektor TT. Podobnie jak wcześniej wspomniany VELO, TT również został wykonany w technologii mikropaskowych detektorów krzemowych. Zadaniem jego jest zwiększenie rozdzielczości estymowanego pędu cząstek oraz odrzucanie par śladów, które są stowarzyszone z tą samą cząstką. Pole magnetyczne wytwarzane przez magnes dipolowy zakrzywia trajektorię ruchu cząstek w płaszczyźnie x-z, co umożliwia wyznaczanie ich pędu poprzez porównywanie zakrzywienia 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, używają zróżnicowanej techniki do detekcji cząstek. Dzielą się na dwa regiony. Pierwszy, znajdujący się bliżej rury akceleratora, składa się z mikroposko-



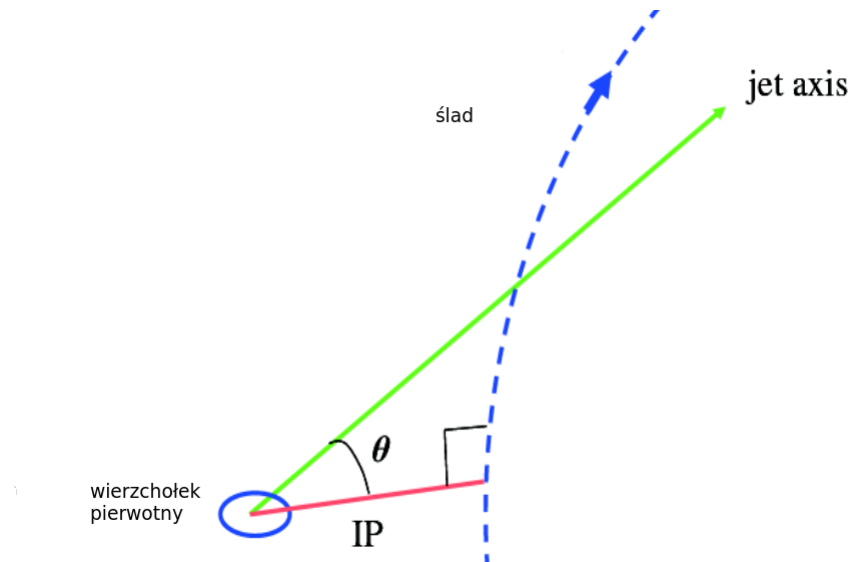
Rys. 2.2.2. Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków b w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [2]

wych detektorów krzemowych, natomiast ten bardziej oddalony jest gazowym detektorem słomkowym. Każdy z detektorów do wyznaczania śladów charakteryzuje się świetną rozdzielczością przestrzenną. To wszystko osiągnięte jest przy jednoczesnej minimalizacji kosztów materiałowych.

- **Identyfikacja cząstek:** System identyfikacji cząstek używa dwóch praw fizyki w celu wykonania swojego zadania. Dwa detektory RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov detector) bazują fakcie, iż cząstka lecąc przez określony materiał emitują światło pod odpowiednim kątem. 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 na-



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



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

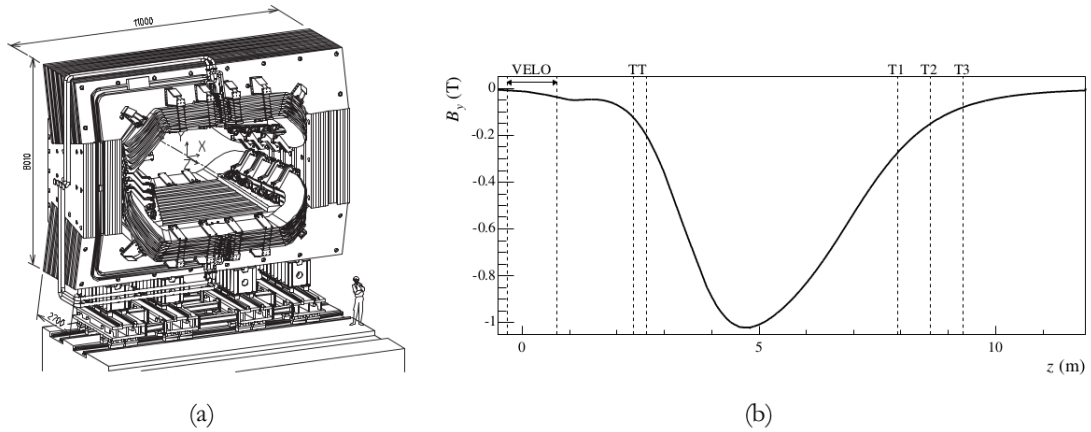
zwa wskazuje, jest wykorzystywany do identyfikacji mionów. Jego stacje (od M1 do M5) rejestrują cząstki, które przemierzyły całą długość detektora LHCb nienaruszone. Tylko miony, z naładowanych cząstek, posiadają takie własności.

- **System wyzwalania:** Ilość informacji, otrzymywanych w wyniku zderzeń protonów jest tak dużo, że nie istnieje możliwość ich zapisania. Co więcej wiele ze zdarzeń z punktu widzenia późniejszych analiz fizycznych są kompletnie bez znaczenia. W celu eliminacji zapisu na dyski nieciekawych przypadków kolaboracja LHCb zdecydowała się na zaimplementowanie trzystopniowego systemu wyzwalania. Pierwszym poziom, zwany LO, bazuje na bezpośredniej sprzętowej implementacji. Następne dwa stopnie, HLT1 oraz HLT2(ang. High Level Trigger) są programami wykonującymi równoległe algorytmy, rekonstruują zdarzenie a następnie decydują czy jest interesujące i warto zapisać na dysk czy nie.

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

2.2.1. Magnes zakrzywiający

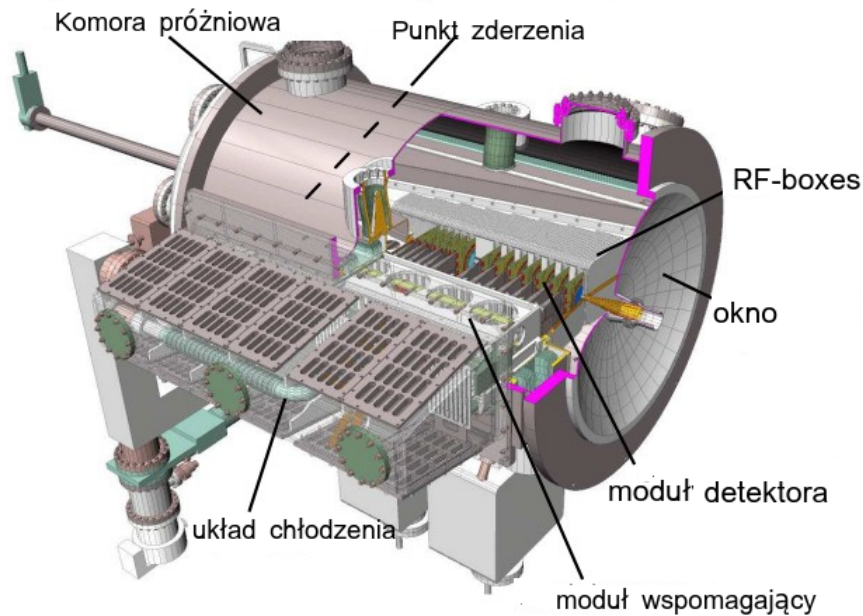
Jednym z najważniejszych elementów systemu znajdowania śladów cząstek naładowanych jest dipolowy magnes, który zakrzywia trajektorie cząstek, co daje możliwość estymowania pędu. Składa się z dwóch identycznych, aluminiowych, jednocześnie nie będących w stanie nadprzewodnictwa cewek umiejscowionych symetrycznie w około osi wiązki. 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 y-owej indukcji pola magnetycznego jako funkcja współrzędnej z-owej.

2.2.2. VELO

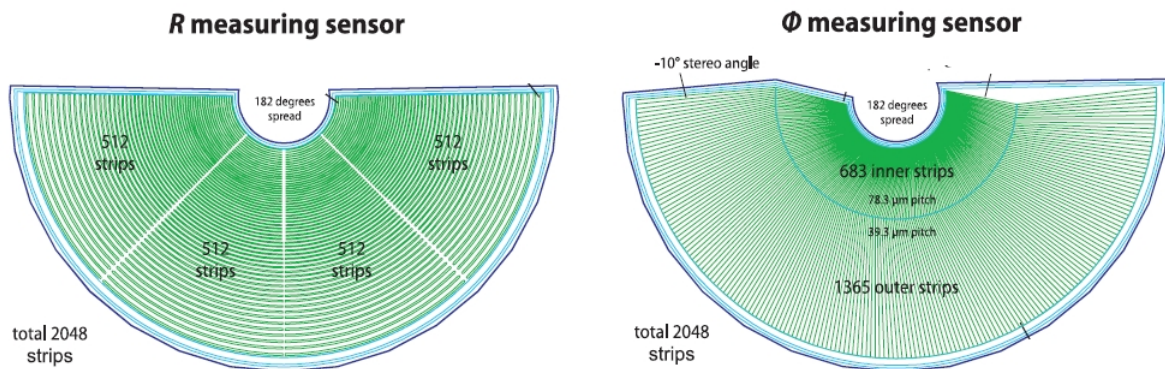
VELO (ang. Vertex LOcator) to mikropaskowy detektor krzemowy specjalnie zaprojektowany do rekonstrukcji pierwotnego oraz wtórnego wierzchołka zderzenia powstającego w wyniku rozpadu mezonu $B_{(s)}^0$ oraz $D_{(s)}^0$ [3]. Obszar detekcji znajduje się już 8 mm od osi wiązki. W celu kontroli skutków efektów radiacyjnych układ stale utrzymywany jest w obniżonej temperaturze [20]. Pomiary dokonywane przez detektor są wykorzystywane również przez tryger wysokiego poziomu (HLT).



Rys. 2.2.6. Schemat detektora VELO [3]

2.2.2.1. Sensory krzemowe

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



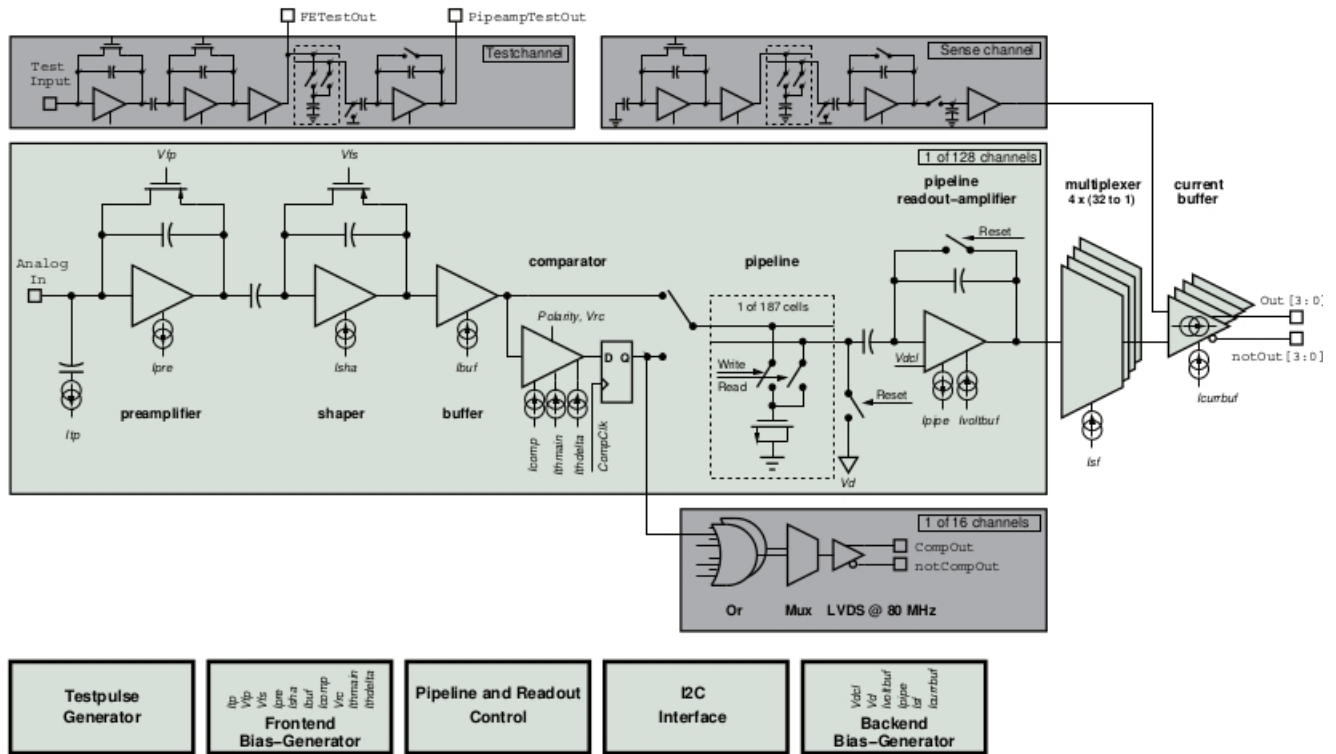
Rys. 2.2.7. Geometria sensorów [3]

Na 2.2.7 przedstawiona jest różnica w geometrii. Paski w sensorach typu R są półokrągłe, współśrodkowe podzielone na 4 segmenty. Natomiast sensory Φ dzielą się radialnie na dwie części- zewnętrzną (688 pasków) oraz wewnętrzną(1365 pasków), przy czym paski w każdej z części posiadają kąty stereo o 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 został przedstawiony schemat blokowy układu Beetle.

Układ odczytuje 128 kanały VELO. Zbiór prądowych oraz napięciowych przedwzmacniaczy oraz kształtowników wykorzystywany jest do optymalizacji parametrów impulsu. Po ukształtowaniu impuls jest próbkowany a następnie w postaci analogowej przechowywany przez $4\mu\text{s}$ w linii opóźniającej (ang. pipeline) w oczekiwaniu na decyzję systemu wyzwalania. Po akceptacji przez L0 dane przesyłane są do czterech kanałów analogowych. Każdy port wysyła dane z 32 fizycznych sensorów poprzedzone czterema pseudo-cyfrowymi nagłówkami.



Rys. 2.2.8. Schemat blokowy czipu Beetle[4]

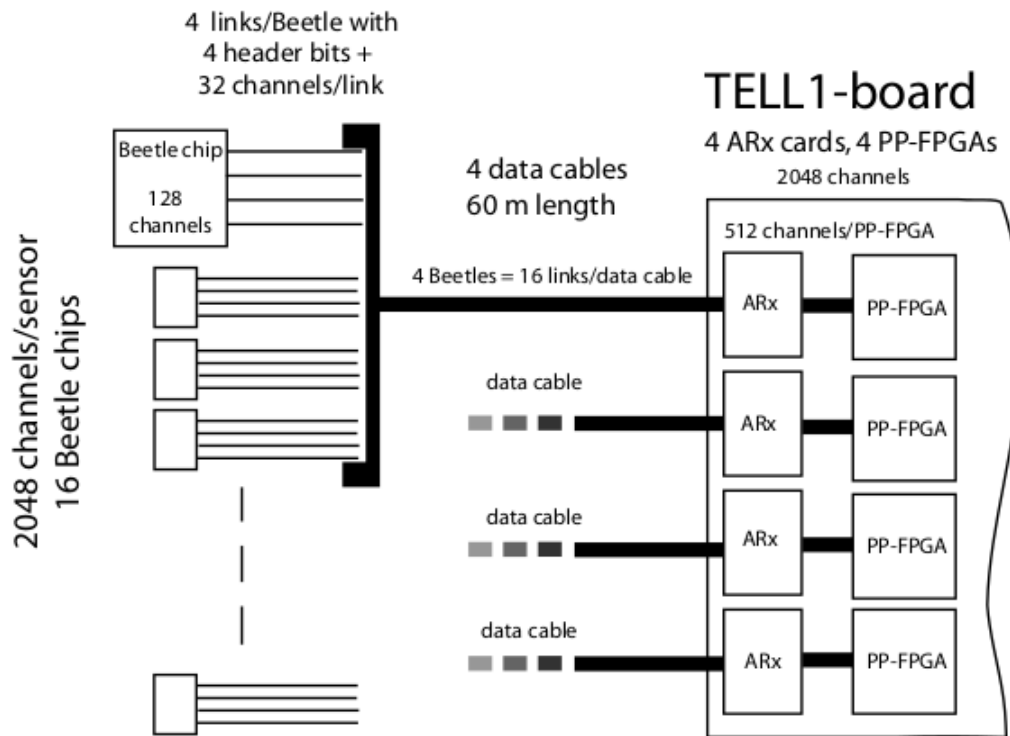
2.2.2.3. Przetwarzanie danych

Sygnały wyjściowe z układu Beetle przesyłane są przy pomocy 60 m kabli analogowych, w celu dalszej obróbki, do elektronicznych płyt akwizycyjnych TELL1 [5]. Przy użyciu których sygnały są digitalizowane z 10 bitową precyzją a następnie przetwarzane przez układy FPGA (ang. Field Programmable Gate Arrays).

2.2.3. Detektory Czerenkowa

RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov detector) jest detektorem promieniowania Czerenkowa wykorzystywanym do identyfikacji hadronów. W szczególności wydajna separacja 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 dużych pędach ($\sim 15 - 100 \text{ GeV}/c$) [21]. Zasada działania wyżej wymienionych detektorów jest oparta na procesie emisji promieniowania Czerenkowa. 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

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



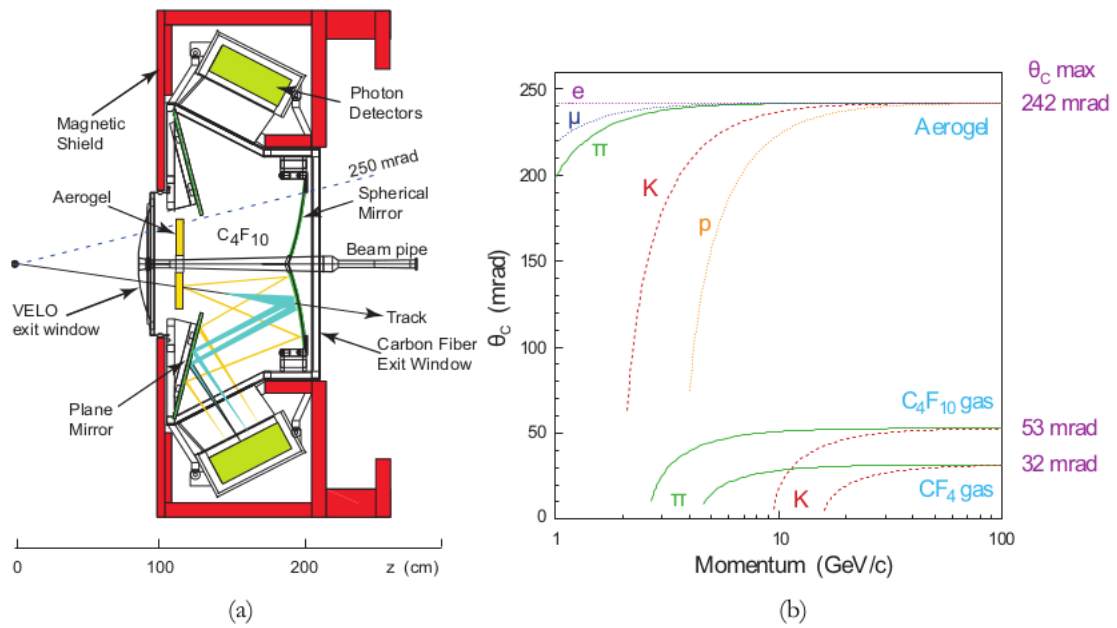
Rys. 2.2.9. Ścieżka odczytowa pomiędzy kanałami VELO a płytą TELL1[5]

gdzie:

c - prędkość światła w próżni, v - prędkość cząstki, n - współczynnik załamania ośrodka. Jak pokazano na rysunku 2.2.10 detektor promieniowania Czerenkowa zbudowane są z radiatora, w którym cząstka emituje promieniowanie, oraz z układu lusterek skupiających odpowiednio promieniowanie na powierzchni fotoczulej. 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 GeV/c oraz odróżnienie pionów od kaonów, aż do 10 GeV/c W RICH1 znajduje się drugi radiator: C_4F_{10} ($n=1,0015$), który zapewnia rozróżnienie pion-kaon, w przedziale 50 GeV/c. Układem skupiającym jest lustro sferyczne o promieniu 1,7 m wykonane z 6 mm warstwy szkła pokrytej 900 nm warstwą glinu i 200 nm warstwą kwarcu. Do detekcji promieniowania użyto hybrydowych fotodetektorów umieszczone na powierzchni sferycznej o promieniu dwa razy mniejszym niż zwierciadła.

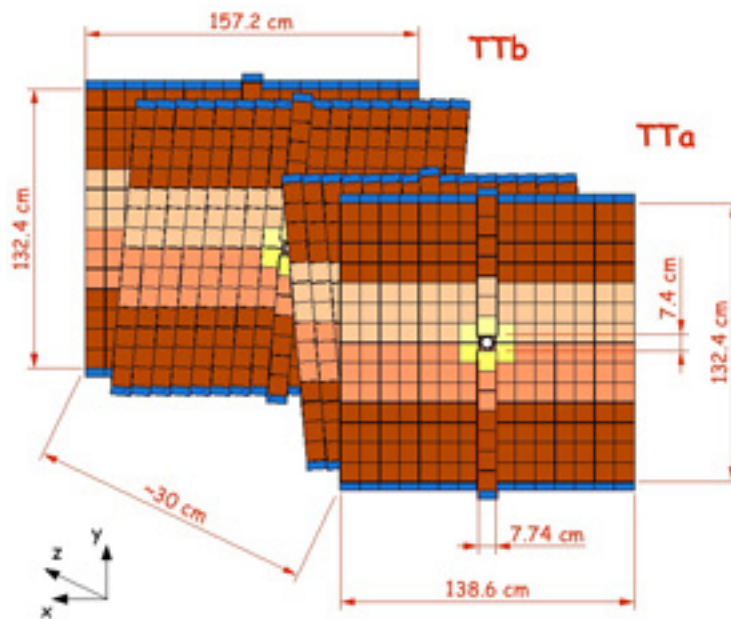
2.2.4. Detektory śladowe

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 oraz komory mionowe). Umieszczony na rysunku 2.2.11 TT



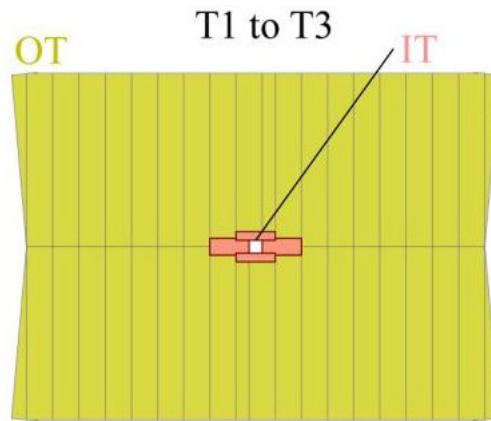
Rys. 2.2.10. Schemat detektora RHIC1 z zaznaczonymi ścieżkami dla światła pojawiającego się w aerożelu oraz C_4F_{10} (a). Rozkład kątów Czerenkowa w zależności od pędu cząstek emitujących. Rysunki pochodzą z [2]

(ang. Tracker Turicensis) jest wykorzystywana w analizie do rekonstrukcji długożyciowych neutralnych cząstek np. kaonów rozpadających się na zewnątrz detektora VELO. Detektor ten zbudowany jest z czterech warstw krzemowych, mikropaskowych detektorów.



Rys. 2.2.11. Schemat detektor TT [2]

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 którym oczekiwane jest największa ilość cząstek, natomiast OT (ang. Outer Tracker) jest gazowym detektorem słomkowym.



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

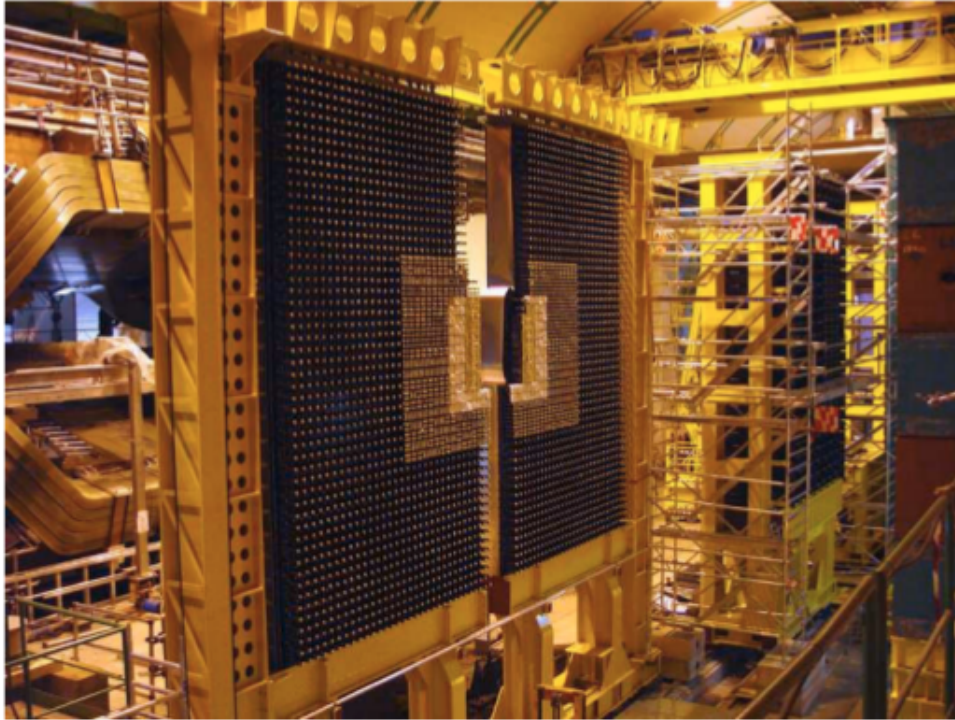
2.2.5. Kalorymetry

Zadaniem kalorymetrów jest identyfikacja fotonów, elektronów i hadronów oraz pomiar ich energii. Są wykorzystywane również w algorytmie systemu wyzwalania. System dzieli się na kilka części:

- SPD (ang. Scintillator Pad Detector) oraz PS (ang. Pre Shower) służą do odróżniania fotonów i elektronów poprzez analizę topologii elektromagnetycznej kaskady cząstek wtórnych.
- 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.

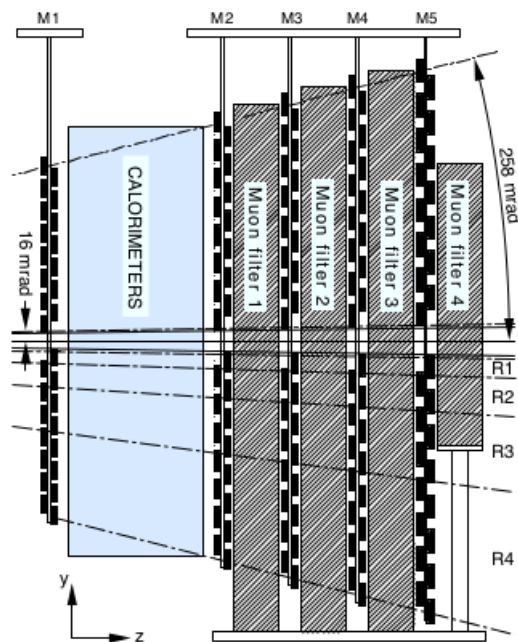
2.2.6. Komory mionowe

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



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

bardzo ważną rolę w systemie wyzwalania L0, oraz estymacji pędu poprzecznego mionów. Struktura systemu detekcji mionów została zaprezentowana na rysunku 2.2.14

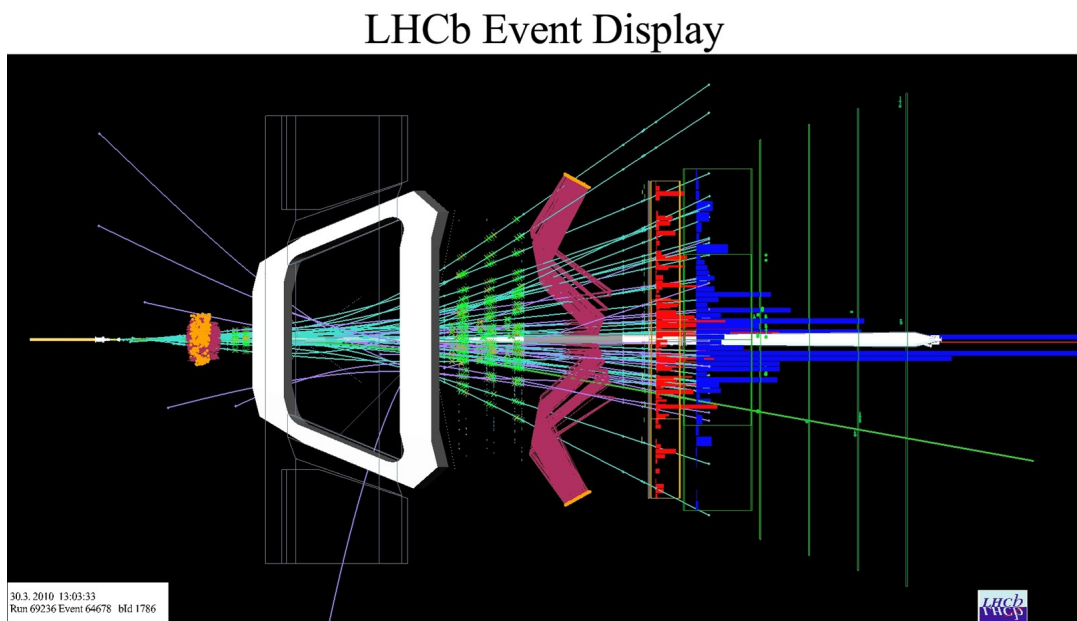


Rys. 2.2.14. Schematyczne przedstawienie (widok z boku) stacji mionowych oraz żelaznych absorberów umieszczonych pomiędzy stacjami.

2.2.7. System wyzwalania

Częstotliwość przecinania się wiązek protonowych wynosi 40MHz, co w przybliżeniu odpowiada strumieniowi danych 40TB/s. W celu ograniczenia strumienia danych 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. Wykorzystuje on w procesie dokonywania decyzji 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 inne detektory śladowe. Na tej podstawie wybiera się przypadki fizyczne, które zapisywane są na dysku.



Rys. 2.2.15. Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[6]

Rozdział 3

Rekonstrukcja śladów

Rozdział ten ma na celu przedstawienie procesu rekonstrukcji śladów w eksperymencie LHCb. Na samym początku, pokrótce omówione jest oddziaływanie cząstek z materią, następnie rozdział skupia się na opisaniu strategii znajdowania śladów. Na samym końcu omówione jest algorytm zastosowany algorytm rozpoznawania wzorców oraz algorytm obliczania wartości statystyki χ^2 .

Znajdowanie śladów jest procedurą mającą na celu znalezienie trajektorii lotu naładowanej cząstki przez detektor. Jest to niezbędny punkt każdego eksperymentu z dziedziny fizyki cząstek, a wykonywana w celu estymowania 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. Oddziaływania 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:

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

⁸W ogólności występują jeszcze oddziaływania 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 stałą 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 rozpraszanie Rutherforda, ten typ oddziaływania występuje pomiędzy cząstkami oraz jądrami atomowymi w materiale. W przeciwieństwie do wcześniej opisanej jonizacji zjawisko to nie prowadzi do strat energii, tylko do zmiany trajektorii lotu cząstki.
- **Bremsstrahlung** zachodzi, gdy naładowana cząstka emituje foton pod wpływem pola pochodzącego od jąder atomowych. Jest to dominujący sposób na stratę energii elektronu w eksperymentach Fizyki Wysokich Energii.

Idea drogi radiacyjnej, oznaczanej X_0 , jest użyteczna do oszacowania wielkości straty energii w wyniku Bremsstrahlungu. Przy czym X_0 jest średnią odległością jaką przebywa elektron w danym materiale jednocześnie zmniejszając swoją energię o czynnik e . Energia cząstki po przebyciu odległości x , wynosi:

$$E(x) = E_0 e^{\frac{-x}{X_0}} \quad (3.1.2)$$

- **Wielokrotne rozpraszanie** jest to sekwencja rozpraszania Columbowskich powodująca zmianę kierunku ruchu cząstki. Dla małych kątów rozpraszania, rozkład kątów projekcji może być aproksymowany przy pomocy rozkładu Gaussa (dowalic ref od gości).

3.1.2. Oddziaływania 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.

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. Ponadto pokrótce przedstawione będą techniki tworzenia oprogramowania, na których autor starał się oprzeć swoje badania.

Rozdział ten zaczyna się od przedstawienia dwóch języków programowania, w których napisano oprogramowanie będące integralną częścią pracy magisterskiej. Następnie przedstawione będą narzędzia programistyczne używane przez kolaboracje LHCb, wykorzystane w analizie.

4.1. Root

Root [22] 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 bardzo 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

4.1.1. RooFit

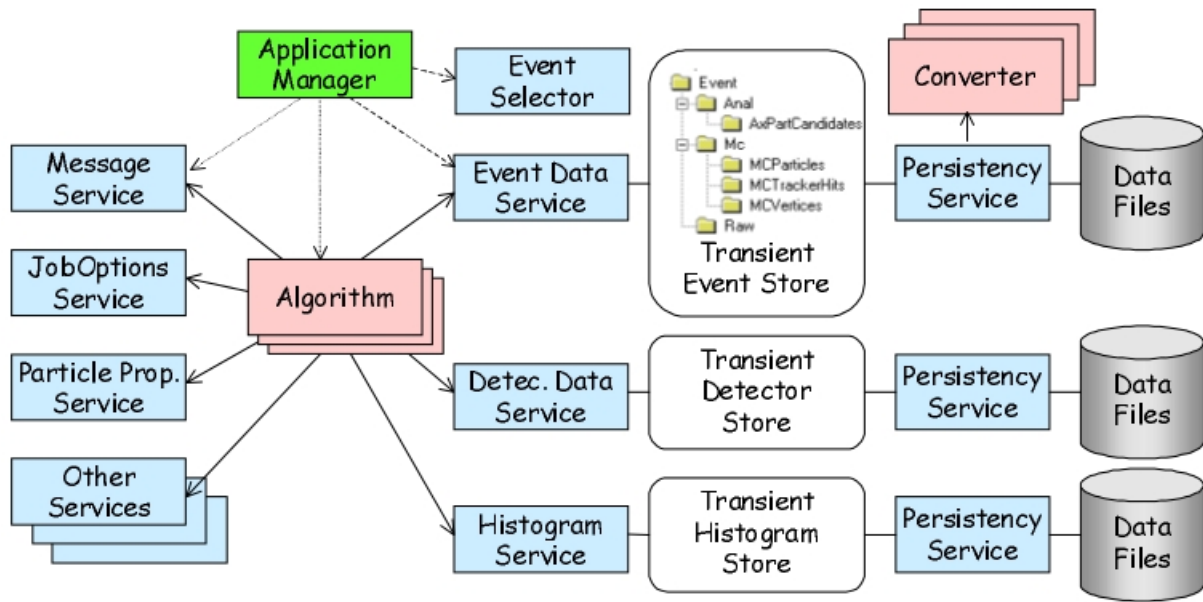
Napisać o rooficie z manuala

4.2. Gaudi

Eksperyment Fizyki Wysokich Energii produkuje rocznie peta bajty danych, które muszą zostać zrekonstruowane, a następnie zanalizowane 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 wydobywania interesujących przypadków z tła- algorytm HLT, poprzez rekonstrukcję po analizę fizyczną. Jednym z powodów owych wymagań jest ujednolicenie całego oprogramowania używanego przez ludzi pracujących przy eksperymencie, co ułatwia zajmowanie się wieloma aspektami pracy, wystarczy jednorazowe nauczanie się zasad tworzenia oprogramowania.

Wychodząc na przeciw tym wymaganiom stworzono architekturę GAUDI[7]. 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 data opisujące aparaturę detekcyjną, używane do interpretowania danych pomiarowych (struktura, geometria, parametry środowiskowe),
- Dane statystyczne- wynik przetwarzania ww danych (histogramy, Ntuple).



Rys. 4.2.1. Schemat blokowy architektury GAUDI[7]

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. Mimo iż kod GAUDI'ego napisany jest w języku C++ to konfiguracja wykonywane jest przy użyciu skryptów Python'owskich.

4.3. Da Vinci

Podsumowanie

Bibliografia

- [1] KMfitter group. URL <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [2] <http://public.web.cern.ch>.
- [3] LHCb Collaboration. *LHCb VELO (Vertex Locator): Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, 2001.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Collaboration/LHCbEvDis.html>.
- [7] G Barrand, I Belyaev, P Binko, M Cattaneo, R Chytráček, 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.
- [8] B.E. Schwarzbach and Y. Kosmann-Schwarzbach. *The Noether Theorems: Invariance and Conservation Laws in the Twentieth Century*. 2010.
- [9] W.M. Gibson and B.R. Pollard. *Symmetry Principles Particle Physics*.
- [10] P.D. Naselsky, D.I. Novikov, and I.D. Novikov. *The Physics of the Cosmic Microwave Background*.
- [11] 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.

- [12] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys.Rev.Lett.*, 51:1945, 1983. doi: 10.1103/PhysRevLett.51.1945.
- [13] D. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley, Reading, USA, 1982.
- [14] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [15] Tatsuya Nakada. Review on CP violation. *AIP Conf.Proc.*, 302:425–463, 1994.
- [16] 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.
- [17] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, August 2008.
- [18] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3:S08004, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [19] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [20] 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.
- [21] 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.
- [22] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl.Instrum.Meth.*, A389, 1997.