



A.A. 2008 - 2009



TESI DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA

Identificazione di particelle e studio del decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ con il rivelatore RICH di LHCb

Candidato:	Roberta Cardinale
Relatore:	Prof. Alessandro Petrolini
Relatore esterno:	Dott. Carmelo D'Ambrosio (CERN)
Correlatore:	Dott. Maurizio Lo Vetere

Data di laurea: 24 Settembre 2009

DIPARTIMENTO DI FISICA DELL'UNIVERSITÀ DI GENOVA, VIA DODECANESO 33, 16146 GENOVA.

CERN-THESIS-2009-167
24/09/2009



Indice

Introduzione	1
1 La violazione di CP	5
1.1 La violazione della simmetria CP	6
1.1.1 Violazione di CP nel sistema dei B	6
1.2 La violazione di CP nel Modello Standard	7
1.2.1 La matrice CKM	8
1.2.2 Triangoli unitari	10
1.3 Stato attuale delle misure degli elementi della matrice CKM	13
1.4 Fenomenologia della violazione di CP	14
1.4.1 Violazione nel decadimento	16
1.4.2 Violazione nel mixing	17
1.4.3 Violazione nell'interferenza tra mixing e decadimento	18
2 L'esperimento LHCb a LHC	19
2.1 Il Large Hadron Collider (LHC)	19
2.2 L'esperimento LHCb	22
2.2.1 Basi fisiche per il design di LHCb	23
2.2.2 Struttura del rivelatore	24
2.2.3 VERtex LOcator	25
2.2.4 Magnete	29
2.2.5 Sistema Tracciante	29
2.2.6 Rivelatori RICH	32
2.2.7 Calorimetro	32
2.2.8 Sistema dei Muoni	34
2.2.9 Trigger	35
2.2.10 Sistema Online	37
2.2.11 Software simulazione e analisi offline	37
3 I rivelatori RICH di LHCb	41
3.1 La radiazione Cherenkov	41
3.2 Rivelatori di luce Cherenkov	42
3.2.1 Rivelatori Ring Imaging Cherenkov	43
3.3 Il sistema dei rivelatori RICH di LHCb	45

3.3.1	L'utilizzo dei rivelatori RICH per la fisica degli adroni B	46
3.3.2	RICH1	49
3.3.3	RICH2	49
3.4	Fotosensori: Hybrid Photon Detector (HPD)	50
3.4.1	Sensibilità al campo magnetico	53
3.5	Ricostruzione dell'angolo Cherenkov	54
3.5.1	Errori sistematici sulla determinazione dell'angolo Cherenkov	55
3.5.2	Prestazioni nell'identificazione di particelle	55
4	Misura e correzione degli effetti del campo magnetico sugli HPD	59
4.1	Distorsione magnetica	59
4.2	Effetti di un campo magnetico sulla traiettoria dei fotoelettroni in un HPD	60
4.3	Il campo magnetico in RICH2	61
4.4	Setup sperimentale per RICH2	63
4.4.1	Caratteristiche della sorgente di luce	66
4.4.2	Il pattern di luce proiettato	69
4.4.3	Procedura di allineamento del pattern	70
4.5	Algoritmo di ricostruzione e studi preliminari	71
4.5.1	Ricerca dei massimi	71
4.5.2	Clusterizzazione	72
4.5.3	Centro del cluster	72
4.5.4	Pixels rumorosi	74
4.5.5	Ion feedback	75
4.5.6	Studio per il corretto tuning dei parametri dell'algoritmo di ricostruzione	79
4.6	Analisi e correzione della distorsione magnetica	83
4.6.1	Calcolo del centro e del raggio del fotocatodo degli HPD	83
4.6.2	Parametrizzazione della distorsione	85
4.6.3	Processo di correzione	90
4.7	Conclusioni	93
5	L'allineamento degli HPD	95
5.1	Funzione di riduzione dell'immagine	95
5.2	Rifrazione della finestra di quarzo	96
5.3	Procedura di allineamento	103
5.4	Risoluzione	107
5.5	Conclusioni	108
6	Studio del decadimento $B \rightarrow K\pi$ con LHCb	111
6.1	Il canale $B \rightarrow K\pi$	111
6.1.1	Diagrammi del decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$	112
6.1.2	Dati sperimentali, previsioni teoriche e il K - π puzzle	114
6.2	Il canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ a LHCb	115
6.2.1	Numero di eventi di segnale e di fondo attesi	115
6.2.2	Selezione del segnale	116

6.2.3	Simulazioni MonteCarlo	116
6.3	Caratterizzazione del segnale	117
6.3.1	Identificazione di particelle	117
6.3.2	Topologia del canale	118
6.3.3	Fit del vertice secondario	118
6.3.4	Preselezione	118
6.4	Selezione	121
6.5	Risultati	125
6.6	Attività futura	127
Conclusioni		129
A Fit del vertice		131
A.1	L'algoritmo di fit	131
A.1.1	Linearizzazione del problema	132
A.1.2	Algoritmo di minimizzazione	134
A.2	Risoluzione sul vertice	134
B ISOLDE technical yield database		137
Bibliografia		139
Ringraziamenti		143
Acknowledgements		145

Introduzione

La violazione della simmetria CP è una delle principali questioni aperte della fisica delle interazioni fondamentali ed è, tra l'altro, di fondamentale importanza per capire l'asimmetria materia-antimateria dell'universo.

L'esperimento LHCb, uno degli esperimenti installati al Large Hadron Collider (LHC) al CERN, è dedicato a misure precise di violazione di CP e decadimenti rari nel settore degli adroni contenenti un quark beauty. Infatti grazie all'elevata sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$ ed ad una elevata luminosità, LHC produrrà un numero elevatissimo di adroni B .

Nel Modello Standard la violazione di CP è originata dalla presenza di una fase complessa nella matrice 3×3 di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). La grande quantità di dati a LHCb permetterà la verifica della consistenza del Modello Standard, vincolando i parametri della matrice CKM e evidenziando eventuali inconsistenze che possono aprire la strada a Nuova Fisica.

Uno degli aspetti cruciali di LHCb è l'identificazione delle particelle prodotte nei decadimenti degli adroni B . Infatti la capacità di identificare particelle cariche negli stati finali è essenziale per misure di violazione di CP. Tale identificazione è possibile, tra l'altro, grazie a due rivelatori RICH (Ring Imaging Cherenkov), per particelle cariche con impulso nel range $(1 \div 100)$ GeV/ c . I fotoni Cherenkov sono rivelati utilizzando fotosensori ibridi: Hybrid Photon Detector (HPD). Si tratta di un rivelatore di fotoni che combina la tecnologia dei tubi a vuoto con fotocatodo con quella dei chip a pixel di silicio: i fotoelettroni emessi da un fotocatodo sono accelerati e focalizzati su un chip a pixel di silicio.

In questa tesi mi sono occupata principalmente di tre argomenti:

- caratterizzazione e correzione degli effetti di distorsione prodotti dal campo magnetico residuo negli HPD;
- allineamento degli HPD;
- studio preliminare del canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ per la misura delle asimmetrie dovute alla violazione di CP diretta.

Gli HPD devono operare all'interno del campo magnetico residuo di LHCb. Le traiettorie dei fotoelettroni prodotti sono deviate dal campo magnetico con un conseguente effetto di distorsione dell'immagine sull'anodo. Questa distorsione, sebbene sia piccola, può deteriorare la risoluzione sull'angolo Cherenkov e di conseguenza la qualità dell'identificazione di particelle e va quindi corretta. Ho quindi effettuato una campagna di misure con e senza

campo magnetico per valutare l'effetto del campo magnetico su un pattern di luce noto proiettato sulla matrice di HPD. Ho quindi sviluppato un algoritmo di analisi in grado di ricostruire il pattern proiettato e parametrizzare la distorsione. Tale distorsione è stata compensata e l'incertezza residua ottenuta è inferiore alla risoluzione dovuta alla dimensione del pixel.

Ho quindi utilizzato le stesse misure che ho fatto per la correzione della distorsione magnetica per studiare l'allineamento degli HPD. Il pattern proiettato, costituito da una griglia di punti luminosi, permette di verificare infatti se sono presenti disallineamenti tra gli HPD. Ho sviluppato un algoritmo di fit della griglia di punti correggendo eventuali disallineamenti tra gli HPD. La risoluzione che ho trovato risulta minore di quella dovuta alla dimensione del pixel sul fotocatodo.

I valori della parametrizzazione della distorsione magnetica e i risultati dell'allineamento trovati sono essenziali per l'ottimizzazione delle prestazioni del RICH.

All'interno del programma di fisica di LHCb decadimenti con particelle senza quark c negli stati finali sono importanti nello studio della violazione di CP. In particolare il decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ presenta violazione di CP diretta. BaBar, Belle e CLEO hanno misurato un'asimmetria: $A_{CP} = 0.051 \pm 0.025$. Gli stessi esperimenti hanno anche misurato una asimmetria per il canale $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ di: $A_{CP} = -0.098 \pm 0.013$. Esistono fondati motivi per aspettarsi che le due asimmetrie siano circa uguali. Questa discrepanza ha dato origine al cosiddetto “ K - π puzzle” per la soluzione del quale sono necessari sia ulteriori sviluppi teorici che più precise misure sperimentali.

Per tale motivo ho effettuato uno studio preliminare sulla possibilità di ricostruire e selezionare il canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ a LHCb usando simulazioni MonteCarlo. Ho sviluppato un algoritmo di fit del vertice di decadimento del B e ho utilizzato nella selezione alcune variabili fisiche, cinematiche e geometriche tenendo conto della topologia dei decadimenti di mesoni B , quali per esempio parametro d'impatto o impulso trasverso. Ho infine valutato l'efficienza e la purezza di queste selezioni.

La tesi è strutturata in sei capitoli.

Capitolo 1 È dedicato ad una breve introduzione al problema della violazione della simmetria CP, in particolare nel sistema dei mesoni B . Si introdurrà la fenomenologia della violazione CP e come essa è descritta dal Modello Standard. Verrà inoltre presentato lo stato attuale delle misure della matrice CKM e del triangolo unitario.

Capitolo 2 Presenta una breve panoramica dell'acceleratore Large Hadron Collider al CERN e degli esperimenti installati. Inoltre descrive in dettaglio l'esperimento LHCb e i rivelatori che lo compongono.

Capitolo 3 È dedicato al sistema dei rivelatori RICH di LHCb. Verrà presentato il principio di funzionamento di un rivelatore Rich Imaging Cherenkov e le caratteristiche di tale sistema a LHCb. È presente anche una descrizione delle prestazioni del RICH nella ricostruzione dell'angolo Cherenkov e nella identificazione di particelle cariche. Una parte del capitolo è dedicata ai fotosensori, gli Hybrid Photon Detector, utilizzati per rivelare i fotoni Cherenkov e oggetto del mio lavoro descritto nei capitoli 4-5.

Capitolo 4 Descrive il metodo che ho utilizzato per lo studio e la correzione della distorsione magnetica. Verrà presentato il setup sperimentale utilizzato per le misure e l'algoritmo sviluppato per la ricostruzione dei punti del pattern proiettato e per la parametrizzazione e correzione della distorsione. Verrà anche presentata la risoluzione ottenuta nel processo di correzione.

Capitolo 5 Descrive la procedura che ho sviluppato per l'allineamento degli HPD nella matrice in cui sono installati. Il metodo utilizza le stesse misure già effettuate per la correzione della distorsione magnetica. Sono discusse anche le risoluzioni che ho ottenuto utilizzando tale procedura.

Capitolo 6 Presenta lo studio preliminare della selezione del canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ a LHCb. Dopo una introduzione sull'importanza di una possibile misura dell'asimmetria di decadimento in questo canale, facendo riferimento al problema che in letteratura è noto come il “ K - π puzzle”, si presenterà una selezione preliminare del canale per far emergere il segnale dall'elevato background. Verrà calcolato il numero di eventi attesi per anno e il numero di eventi di background.

Capitolo 1

La violazione di CP

L'esperimento LHCb al CERN è stato progettato per effettuare misure precise di violazione di CP nel sistema dei B . La violazione della simmetria CP, scoperta nel 1964 nel sistema dei kaoni neutri, è attualmente una delle principali questioni aperte della fisica delle particelle. Nel 2001 si è osservata violazione di CP anche nel sistema dei B , ed è nelle particelle contenenti un quark b , in studio a LHCb, che tale violazione si manifesta più fortemente. Lo studio dei decadimenti degli adroni B offre la possibilità di testare il meccanismo di violazione di CP nel Modello Standard, dove tale violazione è generata da una fase nella matrice di mixing tra i quark, conosciuta come matrice CKM.

La violazione di CP gioca tra l'altro un ruolo fondamentale in cosmologia. Infatti una delle caratteristiche del nostro universo è l'asimmetria barionica. Tra le condizioni di Sakharov [1] per generare l'eccesso di materia rispetto all'antimateria è necessario che ci sia stata durante la bariogenesi violazione di CP. Il livello di violazione di CP che può essere generato all'interno del Modello Standard dalla matrice CKM però sembra essere insufficiente a spiegare il dominio della materia sull'antimateria nell'universo. Un'altra possibile sorgente di violazione CP, al di fuori degli argomenti studiati in questa tesi dà origine al cosiddetto "strong CP problem" [2, 4].

Nel Modello Standard l'intensità della violazione di CP dipende da parametri liberi che devono quindi essere determinati sperimentalmente. Negli ultimi venti anni si è cercato di misurare gli elementi della matrice CKM e mettere dei limiti sempre più stringenti al triangolo unitario che la descrive. La metodologia è quella di effettuare un numero ridondante di misure indipendenti per vincolare i parametri del Modello Standard e far emergere delle eventuali inconsistenze.

L'esperimento LHCb grazie all'elevata quantità di adroni contenenti un quark b prodotti a LHC, riuscirà ad effettuare misure estremamente precise per estrarre gli angoli del triangolo unitario. In tal modo si testerà la validità e consistenza del Modello Standard e si cercherà eventualmente Nuova Fisica. In questo capitolo verrà presentata una breve panoramica della violazione di CP.

Per una trattazione dettagliata si rimanda a [6, 4, 7].

1.1 La violazione della simmetria CP

Coniugazione di carica (C), riflessione spaziale (P) e inversione temporale (T) sono tre simmetrie discrete fondamentali in fisica [6, 7, 8].

Nel 1956 T.D. Lee e C.N. Yang, sulla base di evidenze sperimentali, suggeriscono che le interazioni deboli non conservano la parità [18]. Un anno dopo, nel 1957, C.S. Wu osserva violazione di parità nel decadimento β dei nuclei di ^{60}Co [21]. Per molti anni si ritiene universalmente che la combinazione CP sia conservata. Tuttavia nel 1964 in un esperimento di Cronin e Fitch all'acceleratore AGS a Brookhaven si scopre, osservando i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, che anche CP è violata nelle interazioni deboli [22]. Questo effetto è una manifestazione della cosiddetta violazione di CP indiretta. Ciò avviene poiché gli autostati di massa, denominati K_L e K_S , non sono autostati dell'operatore CP. Nel 1980 a J.W. Cronin e a V.L. Fitch è assegnato il premio Nobel per la fisica. Nel 1999 NA48 e KTeV scoprono la violazione di CP diretta [9, 10].

La combinazione di C, P e T (in qualunque ordine) è una simmetria esatta per tutte le interazioni (teorema CPT). Ciò implica, quindi, che se CP è violata nelle interazioni deboli anche T lo deve essere.

Per più di trent'anni il sistema dei kaoni neutri rimane l'unico sistema in cui si osserva violazione di CP. Nel 2001 sia l'esperimento BaBar [20] a PEP-II che l'esperimento Belle [43] a KEK-B provano l'esistenza di violazione di CP anche nel sistema dei mesoni B e nel 2004 gli stessi esperimenti evidenziano anche violazione di CP diretta [24, 25].

Negli ultimi venti anni si è studiata la violazione CP prevalentemente nel sistema dei B . Attualmente l'esperimento LHCb è pronto per nuove e più precise misure di violazione di CP nel sistema dei B .

1.1.1 Violazione di CP nel sistema dei B

L'inizio della fisica del quark beauty si ha nel 1977 quando si scopre all'esperimento E228 a Fermilab il quark b nella risonanza $\Upsilon(1s)$ [11]. Da allora gli adroni contenenti un quark b sono diventati oggetto di studio nella fisica delle particelle. LHCb, uno degli esperimenti a LHC, che inizierà a prendere dati nel Novembre del 2009 è l'ultimo in termini di tempo degli esperimenti che si occupano dello studio della fisica del b .

Negli anni successivi alla scoperta della risonanza $\Upsilon(1s)$, vengono anche scoperti tutti gli stati eccitati, tra cui la $\Upsilon(4s)$, scoperta da CLEO nel 1979 [12]. Una rassegna della spettroscopia della risonanza Υ può essere trovata in [15].

I mesoni B sono quindi scoperti un anno dopo, nel 1980, sempre al collider simmetrico e^+e^- CESR alla Cornell University negli USA [16].

Nel 1987 a DESY (ARGUS) si osserva per la prima volta l'oscillazione dei mesoni $B^0\bar{B}^0$, una caratteristica già osservata nei mesoni neutri K [23].

Negli anni successivi i quattro esperimenti di LEP, ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL, danno un grande contributo alla caratterizzazione degli adroni B . In particolare la prima evidenza dell'esistenza dei mesoni B_s fu trovata ad ALEPH nel 1992 [13] e nel 1998 si ha la scoperta del mesone B_c a CDF (Fermilab, USA) [14]. Con il nuovo millennio arrivano i primi risultati dalle B -factory, usando collider asimmetrici e^+e^- . Infatti i decadimenti dei mesoni B sono

principalmente studiati con due tipi di esperimenti: le B -factory e i collider adronici. Le principali caratteristiche delle B -factory e dei collider adronici sono riportate in tab. 1.1.

	Collider e^+e^-	Collider Adronici	
	PEP II - KEKB $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4s)$ $\rightarrow B\bar{B}$	TeVatron $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$ ($\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$)	LHC $pp \rightarrow b\bar{b}X$ ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$)
$\sigma_{b\bar{b}}$	$\sim 1 \text{ nb}$	$\sim 100 \mu\text{b}$	$\sim 500 \mu\text{b}$
$b\bar{b}$ rate	10 Hz	$\sim 100 \text{ kHz}$	$\sim 500 \text{ kHz}$
B prodotti	B^+B^- (50%), $B^0\bar{B}^0$ (50%)	B^+B^- (40%), $B^0\bar{B}^0$ (40%), B_s (10%), B_c (< 1%), barioni B (10%)	
B boost	piccolo	grande, i vertici di decadimento sono spostati	
Strutt. evento	solo coppia $B\bar{B}$	molte particelle non associate a $b\bar{b}$	

Tabella 1.1: Principali caratteristiche dei collider e^+e^- e dei collider adronici per lo studio degli adroni B .

Alle B -factory si utilizza la produzione di mesoni B dalla risonanza $\Upsilon(4s)$. Tale processo risulta essere efficiente e pulito. Infatti la conoscenza precisa dell'energia del centro di massa è utilizzato per mettere limiti cinematici al sistema dei B . Nei collider asimmetrici, dove cioè i fasci hanno diverse energie, i mesoni B sono prodotti boostati in una certa direzione ed è quindi possibile misurare la loro vita media.

La risonanza $\Upsilon(4s)$ è stata usata per esempio agli esperimenti BABAR all'acceleratore e^+e^- asimmetrico PEP-II a SLAC negli USA e BELLE al KEK in Giappone. Questi esperimenti sono stati i primi ad osservare violazione CP nel settore dei B nel 2001. Solo tre anni dopo sempre a BaBar [24] e Belle [25] nel 2004 si è misurata anche violazione diretta nei mesoni B . Al momento questi due esperimenti hanno dato i principali contributi nella misura dei parametri della violazione CP. Poiché le B -factory operano all'energia della $\Upsilon(4s)$ possono essere prodotti solo coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$ e $B_u^+\bar{B}_u^-$.

Fisica del B a collider adronici è stata studiata con successo agli esperimenti CDF e DØ a Tevatron al Fermilab ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$. Tali esperimenti permettono tra l'altro lo studio dei mesoni B_s , impossibili da studiare alle B -factory. Uno dei maggiori successi di Tevatron è la misura del mixing dei B_s . Dai risultati di Tevatron si avranno inoltre importanti informazioni sui meccanismi di produzione di b ad un collider di adroni che si potranno utilizzare a LHC. A LHC gli esperimenti ATLAS e CMS, di utilizzo generale, possono effettuare qualche studio di fisica del B ma sarà soprattutto l'esperimento LHCb che permetterà uno studio approfondito della violazione di CP.

1.2 La violazione di CP nel Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è la teoria che è oggi universalmente riconosciuta come *la teoria delle interazioni fondamentali*. Il MS descrive la struttura delle particelle elementari e le loro interazioni attraverso l'interazione forte e quella elettrodebole.

Nonostante le numerose predizioni confermate dagli esperimenti negli ultimi quarant'anni, ci sono buone ragioni per considerare il MS un'approssimazione di bassa energia di una teoria più fondamentale. Infatti sono molte le questioni ancora aperte, a cui il MS non ha ancora fornito una risposta soddisfacente. L'origine delle masse è spiegata con il meccanismo di Higgs ma il bosone di Higgs non è ancora stato scoperto. Il MS non include una teoria della gravità. Inoltre sono molti i parametri liberi da determinare sperimentalmente, tra cui quelli che descrivono la violazione di CP, che non sono predetti dal MS e devono quindi essere determinati sperimentalmente.

Nel MS le interazioni deboli a corrente carica nel settore adronico sono descritte dalla lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u}_L \ \bar{c}_L \ \bar{t}_L) \gamma^\mu \mathbf{V}_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.1)$$

dove g è la costante di accoppiamento debole, $(\bar{u}_L \ \bar{c}_L \ \bar{t}_L)$, $(d_L s_L b_L)$ sono i campi dei quark left-handed, W_μ^+ il campo del bosone W e $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ è la matrice di mixing di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa che nel Modello Standard incorpora la possibilità di violazione di CP [27].

1.2.1 La matrice CKM

Per convenzione la matrice CKM è solitamente considerata una trasformazione tra gli autostati di massa (d, s, b) e gli autostati dell'interazione elettrodebole (d', s', b') delle sole componenti down:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \equiv \mathbf{V}_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

dove V_{ij} è l'elemento di accoppiamento tra il quark i -esimo (di tipo U) e quello j -esimo (di tipo D).

La matrice CKM generalizza il mixing proposto da Cabibbo relativo al caso di due generazioni di quark [26].

Le interazioni di corrente carica dei quark hanno la seguente struttura:

$$D_L \rightarrow U_L W^- \quad U_L \rightarrow D_L W^+ \quad (1.3)$$

dove $U_L \in \{u_L, c_L, t_L\}$ e $D_L \in \{d_L, s_L, b_L\}$ e le costanti di accoppiamento sono proprio date dagli elementi della matrice $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$. Si può dimostrare che CP agisce su $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ come:

$$V_{UD} \rightarrow V_{UD}^*, \quad (1.4)$$

per cui è possibile introdurre la violazione di CP nel Modello Standard tramite fasi complesse nella matrice di mixing. Occorre però dimostrare che tali fasi abbiano significato fisico. In effetti l'introduzione di una fase nella matrice a due famiglie di quark non ha alcun effetto poiché è possibile rimuoverla ridefinendo i campi dei quark.

Nel 1973, un anno prima della scoperta del quark c , M. Kobayashi e T. Maskawa propongono

un modello per il mixing dei quark assumendo tre generazioni di quark generalizzando la matrice 2×2 di Cabibbo [27].

Con tre famiglie di quark la violazione di CP è permessa nelle interazioni deboli.

Infatti si può dimostrare che per una matrice unitaria $N \times N$ si hanno N^2 parametri reali indipendenti. Di questi $\frac{N(N-1)}{2}$ sono i cosiddetti angoli di Eulero associati alla rotazione in uno spazio a N dimensioni e $\frac{N(N+1)}{2}$ sono fasi. Ma non tutte le fasi sono fisicamente significative e dipendono dalle convenzioni sulle fasi scelte per i campi dei quark. Infatti ridefinendo i campi dei quark $q_k \rightarrow q_k e^{i\zeta_k}$, possiamo ridefinire gli elementi della matrice:

$$V_{kj} = e^{i\zeta_j} V_{kj} e^{-i\zeta_k} \quad (1.5)$$

L'arbitrarietà di questi $2N$ fattori di fase può essere usata per eliminare $2N - 1$ fasi dalla matrice $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ (perché una fase globale è inutile) restando con $(N - 1)^2$ parametri reali. Si può dimostrare che alla fine restano $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$ fasi significative.

Nel caso $N = 2$ si ha solamente un angolo di rotazione, l'angolo di Cabibbo, per parametrizzare la matrice. Nel caso $N = 3$ la matrice può essere espressa utilizzando tre angoli: θ_{12} , θ_{13} e θ_{23} e una fase complessa δ . Questa fase, che rende la matrice CKM complessa, è l'ingrediente fondamentale per descrivere la violazione di CP nel Modello Standard.

In letteratura ci sono diverse parametrizzazioni della matrice CKM. Naturalmente l'uso di una parametrizzazione piuttosto di un'altra è solo questione di convenzione e/o convenienza e i risultati fisici non devono dipendere da essa. La parametrizzazione standard della matrice, quella di Kang-Cheung [28], è definita dalla composizione di tre rotazioni, di cui una complessa nello spazio delle famiglie dei quark. Definendo θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e δ i tre angoli e la fase corrispondente si ottiene:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - s_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta} & c_{23}c_{12} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - c_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

dove $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Questa parametrizzazione è utile in quanto evidenzia che la matrice CKM è l'estensione a tre famiglie di quark del meccanismo di mixing a due quark proposto da Cabibbo. Se si pone $\theta_{12} = \theta_C$ e $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ la matrice CKM si riduce alla matrice di Cabibbo con la terza generazione di quark non mixata.

Tuttavia spesso risulta essere più utile riparametrizzare la matrice $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ con la parametrizzazione di Wolfenstein [29], che meglio mette in evidenza la struttura fisica della matrice CKM.

Definiamo:

$$\lambda \equiv s_{12}, \quad A \equiv \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \quad \rho \equiv \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos \delta, \quad \eta \equiv \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin \delta \quad (1.7)$$

dove $\lambda = \sin \theta_C \simeq 0.22$ è l'angolo di Cabibbo e η dà origine alla fase della violazione di CP. Si ha violazione CP se e solo se $\eta \neq 0$. Quindi possiamo scrivere la matrice $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ (1.6) espandendo in serie di potenze in termini di λ ottenendo:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.8)$$

Continuando l'espansione sino a $\mathcal{O}(\lambda^5)$ otteniamo:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}}^{(5)} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda - \frac{1}{2}A^4\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 + A\lambda^4(\frac{1}{2} - \rho - i\eta) & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (1.9)$$

dove

$$\bar{\rho} \equiv \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}), \quad \bar{\eta} \equiv \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \quad (1.10)$$

L'espansione sino a $\mathcal{O}(\lambda^5)$ è necessaria per la precisione delle misure che si effettueranno a LHCb.

La parametrizzazione di Wolfenstein è utile per stime quantitative e evidenzia la gerarchia degli elementi della matrice e quindi il mixing tra le diverse generazioni di quark (fig. 1.1). Gli elementi diagonali della matrice sono circa uno, l'accoppiamento tra la prima e la seconda generazione è $\mathcal{O}(\lambda)$, tra la seconda e la terza è $\mathcal{O}(\lambda^2)$ e tra la prima e la terza è $\mathcal{O}(\lambda^3)$.

Dai termini immaginari, si deduce che effetti di violazione CP sono presenti al tree level in processi che contengono elementi CKM legati alle transizioni $b \rightarrow u$ e $t \rightarrow d$ (all'ordine λ^3) e $t \rightarrow s$ (all'ordine λ^4).

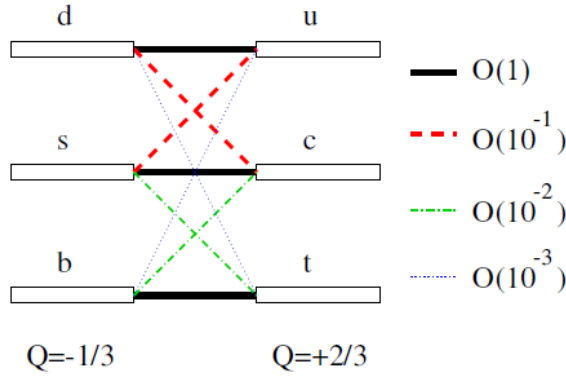


Figura 1.1: Gerarchia delle transizioni tra quark mediate da correnti cariche al tree level.

1.2.2 Triangoli unitari

La condizione di unitarietà [6, 4, 7] della matrice CKM, data da:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}}^\dagger \cdot \mathbf{V}_{\text{CKM}} = 1 \quad (1.11)$$

permette di costruire sei relazioni di ortogonalità e sei di normalizzazione. Le prime possono essere rappresentate nel piano complesso come sei triangoli, aventi area $2A_\Delta = J_{CP}$ dove J_{CP} è il parametro di Jarlskog [30] definito come:

$$J_{CP} = |\text{Im}(V_{i\alpha}V_{j\beta}V_{i\beta}^*V_{j\alpha}^*)| \quad (i \neq j, \alpha \neq \beta) \quad (1.12)$$

che si può dimostrare può essere interpretato come l'intensità della violazione di CP nel Modello Standard. Usando la parametrizzazione standard e la parametrizzazione di Wolfenstein si può esprimere tale parametro come:

$$J_{CP} = s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23}c_{13}^2 \sin \delta_{13} \approx \lambda^6 A^2 \eta \sim 10^{-5} \quad (1.13)$$

I valori dei parametri sono riportati in sez. 1.3. La violazione di CP risulta quindi essere un effetto molto piccolo nel Modello Standard.

Le sei relazioni di ortogonalità sono:

$$\underbrace{V_{ud}V_{us}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{cd}V_{cs}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{td}V_{ts}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} = 0, \quad (\mathbf{ds}) \quad (1.14)$$

$$\underbrace{V_{us}V_{ub}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}V_{cb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{ts}V_{tb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} = 0, \quad (\mathbf{sb}) \quad (1.15)$$

$$\boxed{\underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{\sim(\rho+i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{\sim-A\lambda^3} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{\sim(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} = 0,} \quad (\mathbf{db}) \quad (1.16)$$

$$\underbrace{V_{ud}^*V_{cd}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{us}^*V_{cs}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{ub}^*V_{cb}}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} = 0, \quad (\mathbf{cu}) \quad (1.17)$$

$$\underbrace{V_{cd}^*V_{td}}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}^*V_{ts}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{cb}^*V_{tb}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} = 0, \quad (\mathbf{ct}) \quad (1.18)$$

$$\boxed{\underbrace{V_{ud}^*V_{td}}_{\sim(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{us}^*V_{ts}}_{\sim-A\lambda^3} + \underbrace{V_{ub}^*V_{tb}}_{\sim(\rho+i\eta)A\lambda^3} = 0,} \quad (\mathbf{ut}) \quad (1.19)$$

Solamente in (1.16) e in (1.19), cioè nei triangoli **(db)** e **(ut)**, tutti e tre i lati hanno lo stesso ordine di grandezza, $\mathcal{O}(\lambda^3)$, mentre nelle altre relazioni uno dei tre lati è soppresso di un fattore $\mathcal{O}(\lambda^2)$ o $\mathcal{O}(\lambda^5)$.

All'ordine λ^3 le due relazioni di ortogonalità (1.16) e (1.19) sono uguali:

$$[(\rho + i\eta) + (-1) + (1 - \rho - i\eta)]A\lambda^3 = 0 \quad (1.20)$$

e quindi descrivono lo stesso triangolo, chiamato comunemente come il triangolo unitario della matrice CKM.

A LHCb si avrà una tale accuratezza nelle misure dei parametri dei triangoli che permetterà di distinguere tra il triangolo da (1.16) e da (1.19) (fig. 1.2). Infatti i due triangoli sono diversi l'uno dall'altro a $\mathcal{O}(\lambda^5)$. A $\mathcal{O}(\lambda^5)$ inoltre si ha una correzione del vertice del triangolo in alto in fig. 1.2:

$$[(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) + (-1) + (1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta})]A\lambda^3 + \mathcal{O}(\lambda^7) = 0 \quad (1.21)$$

con $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ definiti in (1.10). Da notare che i lati sono stati normalizzati a $V_{cd}V_{cb}^*$, in tal modo la base del triangolo **(db)** ha lunghezza unitaria.

Gli angoli interni del triangolo unitario sono definiti come:

$$\alpha = \phi_2 = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (1.22)$$

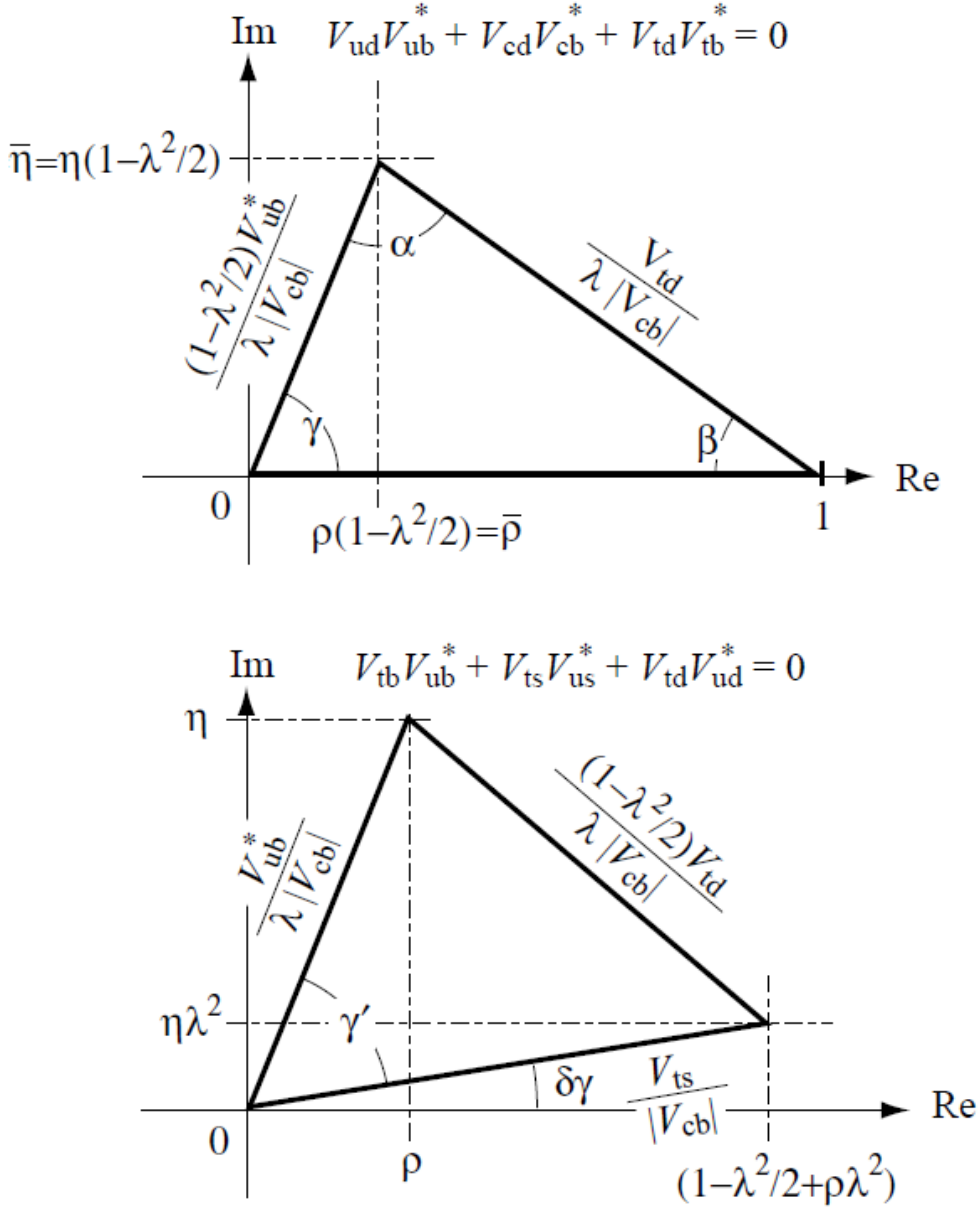


Figura 1.2: Triangoli unitari (**db**) e (**ut**) della matrice CKM all'ordine λ^5 .

$$\beta = \phi_1 = \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (1.23)$$

$$\gamma = \phi_3 = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \quad (1.24)$$

e $\delta\gamma$ è l'angolo tra l'asse e la base del triangolo in basso in fig. 1.2:

$$\delta\gamma = \arg \left(-\frac{V_{ts}V_{us}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \quad (1.25)$$

Prendendo l'argomento complesso della matrice si ha:

$$\arg(\mathbf{V}_{\text{CKM}}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\gamma \\ 0 & 0 & 0 \\ -\beta & \delta\gamma + \pi & 0 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

avendo trascurato un fattore di correzione in V_{cd} dovuto alla normalizzazione.

1.3 Stato attuale delle misure degli elementi della matrice CKM

Gli elementi della matrice CKM sono parametri fondamentali del Modello Standard per cui è necessario determinarli con grande precisione. Attualmente esistono misure sperimentali per tutti i moduli degli elementi della matrice CKM e misure dirette e indirette degli angoli del triangolo unitario. Combinando insieme queste misure è possibile verificare la consistenza del Modello Standard.

I moduli degli elementi della matrice CKM sono stati misurati utilizzando decadimenti β di nuclei, decadimenti semileptonici di kaoni o di mesoni D e B e oscillazioni $B-\bar{B}$. I range dei valori misurati per i moduli degli elementi della matrice sono riportati in [17].

In questa sezione focalizzeremo la nostra attenzione sui vincoli rilevanti per il triangolo unitario. L'analisi standard per vincolare il vertice del triangolo unitario si basa sulla determinazione di:

- $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ utilizzando decadimenti semileptonici di B con transizioni $b \rightarrow u\ell\bar{\nu}_\ell$ e $b \rightarrow c\ell\bar{\nu}_\ell$. I decadimenti semileptonici hanno un relativamente alto branching ratio e sono ben conosciuti teoricamente. Queste misure individuano un cerchio con centro nell'origine degli assi nel piano $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ permettendo in tal modo di determinare un lato del triangolo.
- Δm_d e Δm_s dal mixing dei mesoni B contenenti un quark d o s possono essere utilizzate per individuare un cerchio con centro $(1, 0)$.
- ε_K caratterizza la violazione di CP indiretta nel sistema dei kaoni neutri. Questo vincolo corrisponde ad una iperbole passante per il vertice del triangolo.

Inoltre esistono misure dirette degli angoli del triangolo Unitario:

- β : è il primo angolo ad essere stato misurato direttamente utilizzando l'asimmetria dipendente dal tempo nel canale $B \rightarrow J/\psi K_S^0$. Il valore medio combinando tutte le misure disponibili è [17]:

$$\sin 2\beta = 0.681 \pm 0.025 \quad (1.27)$$

- α : essendo la fase relativa tra $V_{tb}^* V_{td}$ e $V_{ub}^* V_{ud}$ può essere estratto dalle asimmetrie dipendenti dal tempo nelle transizioni $b \rightarrow u\bar{u}d$. I decadimenti utilizzati per la misura sono $B \rightarrow \rho\rho$, $B \rightarrow \rho\pi$ e $B \rightarrow \pi\pi$. Il valore di α è [17]:

$$\alpha = (88_{-5}^{+6})^\circ \quad (1.28)$$

- γ : è l'angolo attualmente meno conosciuto e per questo è l'angolo su cui sono maggiormente concentrati gli sforzi a LHCb. Dalle misure attuali si ha [17]:

$$\gamma = (77_{-32}^{+30})^\circ \quad (1.29)$$

Combinando misure dirette e indirette e imponendo alcuni vincoli del Modello Standard quali l'unitarietà della matrice CKM è possibile determinare gli elementi della matrice CKM. Per i parametri di Wolfenstein si ottiene [17]:

$$\lambda = 0.2257_{-0.0010}^{+0.0009}, \quad A = 0.814_{-0.022}^{+0.021} \quad (1.30)$$

$$\bar{\rho} = 0.135_{-0.016}^{+0.031}, \quad \bar{\eta} = 0.349_{-0.017}^{+0.015} \quad (1.31)$$

Per i moduli degli elementi della matrice si ha [17]:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.0415_{-0.0011}^{+0.0010} \\ 0.00874_{-0.00037}^{+0.00026} & 0.0407 \pm 0.0010 & 0.999133_{-0.000043}^{+0.000044} \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Negli ultimi 20 anni la regione permessa, soprattutto grazie alle misure effettuate alle B -factory, si è ridotta come si può vedere in fig. 1.3. La figura 1.4 (a sinistra) mostra i più recenti limiti sul vertice del triangolo unitario dal gruppo UTfit [31]. LHCb effettuerà nuove e più precise misure ponendo limiti sempre più stretti sugli angoli del triangolo unitario (fig. 1.4, a destra).

1.4 Fenomenologia della violazione di CP

La violazione di CP può manifestarsi in 3 diversi modi:

- Violazione nel decadimento di adroni (sia carichi che neutri)
- Violazione nel mixing nei mesoni neutri
- Interferenza tra decadimento e mixing.

La violazione di CP è anche spesso classificata in violazione diretta e indiretta.

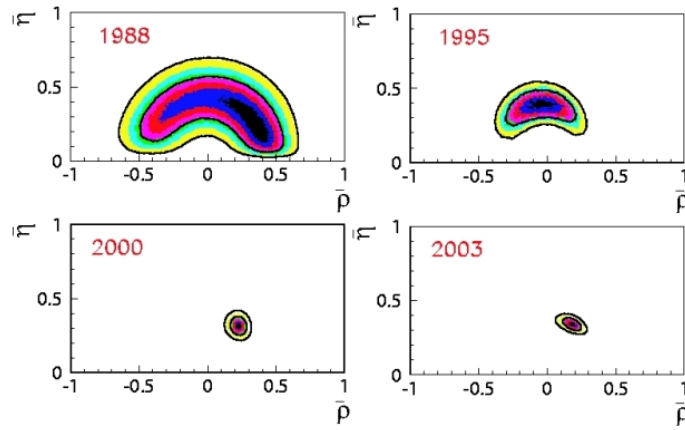


Figura 1.3: Evoluzione durante gli ultimi 20 anni della regione permessa nel piano (ρ, η) . Sono indicati i contorni al 68% e 95% di probabilità.

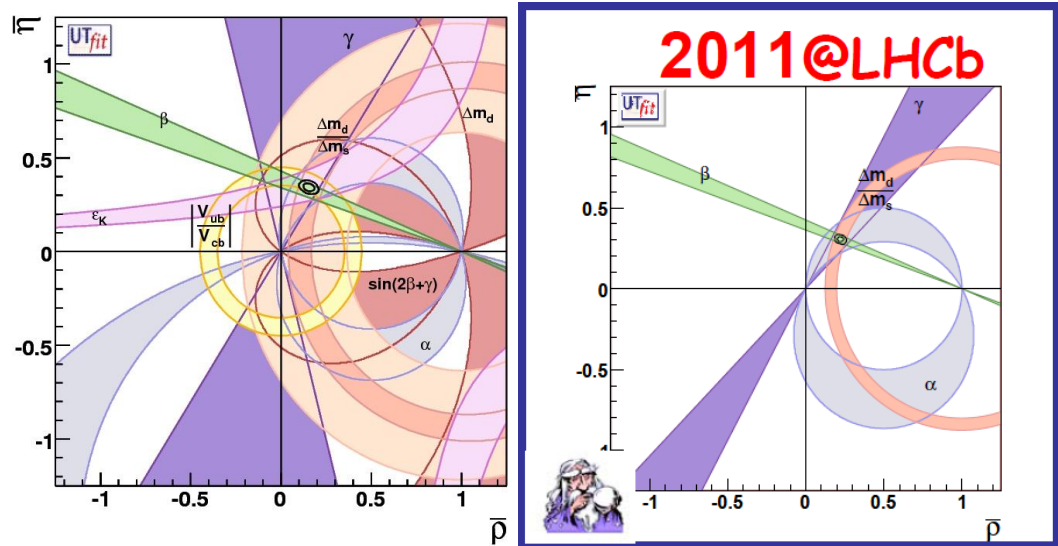


Figura 1.4: Gli attuali limiti sperimentali del Triangolo Unitario (a sinistra). A destra limiti sperimentali dopo l'inizio della presa dati a LHCb.

1.4.1 Violazione nel decadimento

Consideriamo l'ampiezza del decadimento $B \rightarrow f$:

$$A_f \equiv \langle f | \mathbf{H}_{\text{eff}} | B \rangle \quad (1.33)$$

e quella del processo CP coniugato:

$$\bar{A}_{\bar{f}} \equiv \langle \bar{f} | \mathbf{H}_{\text{eff}} | \bar{B} \rangle \quad (1.34)$$

La violazione di CP nel decadimento può manifestarsi in un rate diverso tra il decadimento di un adrone B in uno stato finale f e il decadimento CP coniugato:

$$\Gamma(B \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) \quad (1.35)$$

Questo tipo di violazione CP è l'unico possibile per particelle cariche, per le quali non si può avere mixing.

Nell'ambito del Modello Standard le ampiezze (1.33) e (1.34) si calcolano sommando le ampiezze A_i dei vari diagrammi di Feynman che contribuiscono al processo:

$$A_f = \sum_i A_i \quad (1.36)$$

L'ampiezza di un diagramma può contenere due tipi di fasi:

- fasi deboli ϕ CP-odd
- fasi forti δ CP-even.

Sotto l'azione di coniugazione CP le fasi deboli ϕ_i di ogni contributo cambiano segno (1.4) mentre le fasi forti δ_i rimangono uguali. Scrivendo ogni contributo separando il modulo $|A_i|$, la fase debole ϕ_i e la fase forte δ_i si ha:

$$A_f = \sum_i |A_i| e^{i(\delta_i + \phi_i)}, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \sum_i |A_i| e^{i(\delta_i - \phi_i)} \quad (1.37)$$

Dato che $\Gamma \propto |A|^2$ la (1.35) implica che si ha violazione di CP solo se:

$$|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}| \quad (1.38)$$

Ciò avviene solamente se c'è più di un termine nella sommatoria con fasi deboli e forti diverse.

Consideriamo per esempio il caso in cui ci siano due contributi all'ampiezza:

$$A_f = |A_1| V_1 e^{i\delta_1} + |A_2| V_2 e^{i\delta_2} \quad (1.39)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = |A_1| V_1^* e^{i\delta_1} + |A_2| V_2^* e^{i\delta_2} \quad (1.40)$$

dove abbiamo esplicitato gli elementi della matrice CKM, V_1, V_2 i quali contengono fasi deboli e ridefinito opportunamente A_1 e A_2 .

L'asimmetria di violazione di CP definita come:

$$A_{\text{CP}} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)} \quad (1.41)$$

vale quindi in questo caso:

$$A_{CP} = \frac{2 A_1 A_2 \text{Im}(V_1 V_2^*) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|V_1|^2 A_1^2 + |V_2|^2 A_2^2 + 2 A_1 A_2 \text{Re}(V_1 V_2^*) \cos(\delta_1 - \delta_2)} \quad (1.42)$$

Per cui per avere asimmetria non nulla è necessario avere $\text{Im}(V_1 V_2^*) \neq 0$ (diverse fasi deboli) e $\sin(\delta_1 - \delta_2) \neq 0$ (diverse fasi forti).

Nel Modello Standard avviene poiché ci sono due classi di diagrammi che contribuiscono ai decadimenti deboli: diagrammi a tree level e a pinguino. Per esempio, nel decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$, studiato nel capitolo 6, la violazione di CP ha origine nell'interferenza tra un diagramma a tree e uno a pinguino.

Le quantità interessanti sono chiaramente le fasi deboli. Ma l'estrazione delle fasi deboli dall'asimmetria richiede la conoscenza delle ampiezze A_1 , A_2 e delle fasi forti. Entrambe le quantità dipendono da parametri adronici non perturbativi difficili da calcolare. Conseguentemente tali incertezze adroniche influiscono sulla determinazione delle fasi di CKM. Il modo usuale per risolvere questo problema è utilizzare relazioni tra le ampiezze per eliminare le quantità adroniche, utilizzando simmetrie di sapore delle interazioni forti come l'isospin.

1.4.2 Violazione nel mixing

Il fenomeno del mixing, con cui un mesone neutro si può trasformare nella sua antiparticella, è possibile poiché le interazioni deboli non conservano il flavour. Nell'ambito del MS il mixing avviene, all'ordine più basso (leading order), tramite i diagrammi a box riportati in fig. 1.5.

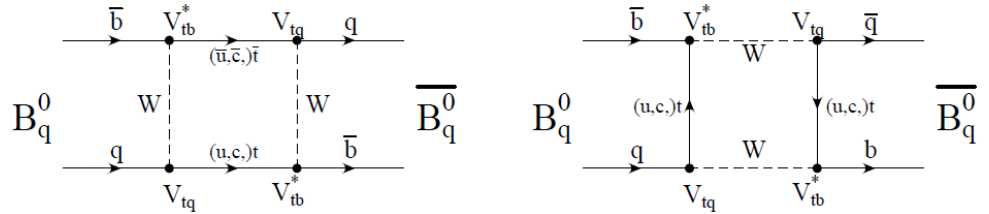


Figura 1.5: Diagrammi all'ordine più basso per il mixing $B_q^0 \leftrightarrow \bar{B}_q^0$, $q=\{d,s\}$.

Il mixing dei mesoni neutri è trattato nell'ambito del formalismo della meccanica quantistica. Consideriamo gli stati a flavour definito $|B^0\rangle$ e $|\bar{B}^0\rangle$. Essi sono legati dall'operazione CP (a meno di fasi):

$$|\bar{B}^0\rangle = CP|B^0\rangle, \quad |B^0\rangle = CP|\bar{B}^0\rangle \quad (1.43)$$

Con questo formalismo le interazioni deboli vengono descritte da una hamiltoniana efficace $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. Si osservi che $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ non è hermitiana, perché altrimenti non potrebbero verificarsi decadimenti deboli. Gli autostati di flavour non sono autostati dell'Hamiltoniana debole $\mathbf{H}_{\text{eff}}$:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} + \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

dove

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Le componenti diagonali delle due matrici sono uguali per il teorema CPT, mentre le componenti non diagonali sono l'una la complessa coniugata dell'altra perché $\mathbf{M}$ e $\mathbf{\Gamma}$ sono hermitiane. Le componenti diagonali di $\mathbf{M}$ e $\mathbf{\Gamma}$ sono associate a transizioni che conservano il flavour $B^0 \rightarrow B^0$ e $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{B}^0$, mentre gli elementi non diagonali sono associati a transizioni che cambiano il flavour $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$.

Gli autostati dell'Hamiltoniana si ottengono diagonalizzando $\mathbf{M}$ e $\mathbf{\Gamma}$. Gli autovalori di queste due matrici corrispondono rispettivamente alla massa e alla larghezza di decadimento dei rispettivi autostati. Tali autostati (autostati di massa) saranno combinazioni lineari degli autostati di flavour:

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad (1.46)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad (1.47)$$

con $|p|^2 + |q|^2 = 1$ e dove L ed H indicano rispettivamente l'autostato di massa con autovalore più piccolo (light) e quello con autovalore più grande (heavy). I parametri p e q sono legati dalla relazione di diagonalizzazione:

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad (1.48)$$

Le interazioni deboli conservano CP se e solo se:

$$[\text{CP}, \mathbf{H}_{\text{eff}}] = 0 \quad (1.49)$$

ovvero se $|B_L\rangle$ e $|B_H\rangle$ sono autostati di CP. Ciò implica:

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1 \quad (1.50)$$

Se $\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1$ si ha violazione di CP nel mixing.

1.4.3 Violazione nell'interferenza tra mixing e decadimento

Un terzo caso di violazione di CP può avvenire quando un mesone neutro e la sua antiparticella possono decadere nello stesso stato finale f . In questo caso la violazione CP avviene nell'interferenza tra un decadimento senza mixing $B^0 \rightarrow f$ e un decadimento con mixing $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$. Definiamo:

$$\lambda_f \equiv \left(\frac{q}{p} \right) \left(\frac{\bar{A}_f}{A_f} \right) \quad (1.51)$$

dove A e $\bar{A}$ sono le ampiezze di decadimento nello stato finale f . CP è violata sia nel caso in cui contribuiscono sia il processo diretto sia l'interferenza (cioè CP è violata sia nel mixing che nel decadimento) oppure nel caso in cui non si ha violazione CP né nel caso diretto né in quello indiretto ma le fasi di q/p e di $\bar{A}/A$ interferiscono a dare:

$$\text{Im}(\lambda_f) \neq 0 \quad (1.52)$$

Capitolo 2

L'esperimento LHCb a LHC

Il CERN (European Laboratory for Particle Physics) è il più grande centro di ricerca al mondo per la fisica delle alte energie. Situato al confine tra Svizzera e Francia ospita il Large Hadron Collider (LHC), un acceleratore protone-protone, in fase di ultimazione, con una luminosità di progetto di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e un'energia nominale nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Con una tale luminosità ed energia sarà possibile estendere lo studio della fisica delle particelle oltre il Modello Standard. L'esperimento Large Hadron Collider beauty (LHCb), uno degli esperimenti posizionati in uno dei quattro punti di interazione è dedicato allo studio delle coppie di quark $b\bar{b}$ per misure precise di violazione di CP e per lo studio di decadimenti rari di adroni con beauty. All'energia di $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ la sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$ è circa $500 \mu\text{b}$ per cui LHC produrrà moltissimi adroni contenenti il quark b . In questo capitolo descriverò brevemente LHC e LHCb, gli apparati sperimentali su cui è basato il mio lavoro di tesi.

2.1 Il Large Hadron Collider (LHC)

L'acceleratore LHC [49] (Large Hadron Collider) sostituisce il collider e^+e^- Large Electron Positron (LEP) con il quale si erano ottenuti numerosi risultati fondamentali sulla fisica del Modello Standard tra il 1989 e il 2000, ed è infatti installato nello stesso tunnel che aveva già ospitato LEP.

LHC produrrà collisioni sia protone-protone (pp) sia tra ioni pesanti (fino a Pb-Pb). Si è scelto un collider pp invece di una macchina e^+e^- , come LEP, per limitare l'emissione di radiazione di sincrotrone da parte delle particelle accelerate; in tal modo si ha quindi la possibilità di raggiungere un'energia maggiore. E la richiesta di avere una luminosità elevata ha anche escluso la costruzione di un collider protone-antiprotone ($p\bar{p}$).

Nel settembre del 2008 fasci di protoni hanno circolato nell'anello di LHC in entrambi i sensi. Pochi giorni dopo l'accensione, il 19 Settembre 2008, un incidente nei settori 3-4 dell'acceleratore, ha rinviato le prime collisioni all'autunno del 2009. L'incidente è stato causato da una giunzione difettosa nel cavo superconduttore, all'interconnessione tra due magneti. A seguito di ciò una campagna di misure ha portato alla rimisura delle resistenze di queste giunzioni (circa diecimila) per determinare le condizioni di operazione sicura di LHC. In parallelo il sistema di protezione dei quenches dei magneti è stato migliorato. Le

ultime notizie prevedono le prime collisioni a Novembre 2009 ad un'energia di $3.5 + 3.5$ TeV. LHC è un anello quasi circolare di 26659 metri di lunghezza installato in un tunnel a circa 100 m di profondità tra la catena montuosa del Jura in Francia e il lago di Ginevra in Svizzera (fig. 2.1).

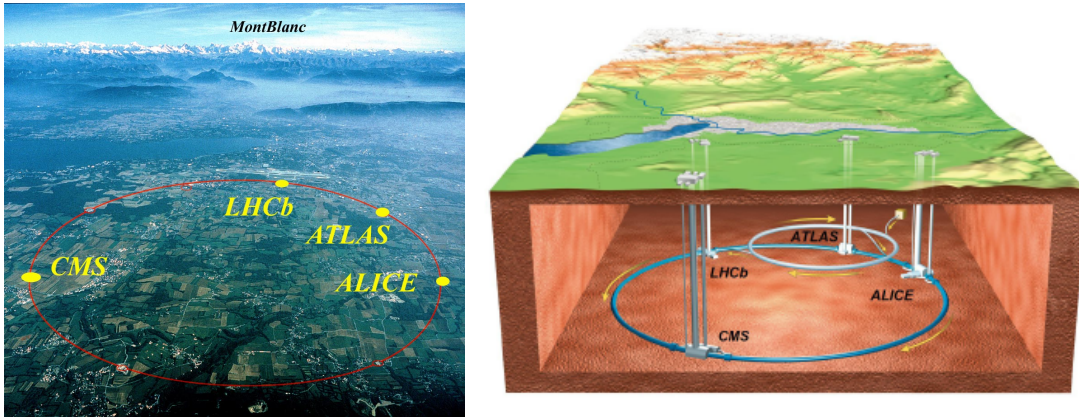


Figura 2.1: Vista aerea del tracciato di LHC (a sinistra). Il cerchio in rosso rappresenta la circonferenza del tracciato del tunnel sotterraneo che ospita l'anello acceleratore con i quattro esperimenti visualizzati nell'immagine a destra.

I fasci vengono creati e accelerati utilizzando la catena di acceleratori già esistente al CERN e quindi iniettati in LHC. I protoni sono all'inizio accelerati da un acceleratore lineare (LINAC) fino a 50 MeV, quindi vengono iniettati nel primo acceleratore circolare, il Proton Synchrotron Booster (PSB) nel quale i protoni raggiungono un'energia di 1 GeV, quindi nel Proton Synchrotron (PS) dove raggiungono un'energia di 26 GeV prima di entrare nel Super Proton Synchrotron (SPS). Raggiunta l'energia di 450 GeV entrano in LHC attraverso i nuovi due tunnel TI 2 and TI 8 creando i due fasci di protoni circolanti in senso opposto (fig. 2.2).

I 1232 magneti superconduttori di niobio-titanio, lunghi 14.2m ciascuno, raffreddati con elio liquido ad una temperatura di 1.9K forniscono un campo magnetico di 8.34 T necessario per curvare i fasci mentre le cavità a radiofrequenza li accelerano fino ad un'energia di 7 TeV. Ogni fascio è composto da 2808 pacchetti di particelle, ognuno contenente $10^{10} - 10^{11}$ particelle. L'intervallo temporale tra due pacchetti è di 25 ns per cui la frequenza a cui avvengono le collisioni è 40 MHz.

La luminosità a cui inizierà ad operare LHC sarà di $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (fase di bassa luminosità) per poi raggiungere la luminosità nominale di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (fase di alta luminosità) l'anno successivo. Alla luminosità nominale si avranno una ventina di collisioni pp ogni scontro tra due pacchetti di particelle ("bunch crossing"). La luminosità a LHCb sarà controllata localmente defocalizzando i fasci in modo da ridurla ad un valore di $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Il motivo di tale scelta è spiegato in sezione 2.2.

I fasci verranno tenuti all'energia di 7 TeV per circa 10-20 ore, dopodiché a causa della diminuzione di luminosità e della loro degradazione, verranno bloccati nei punti di "dump" (fig. 2.3) e saranno iniettati in LHC dei nuovi pacchetti di particelle.

Quattro rivelatori - ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC

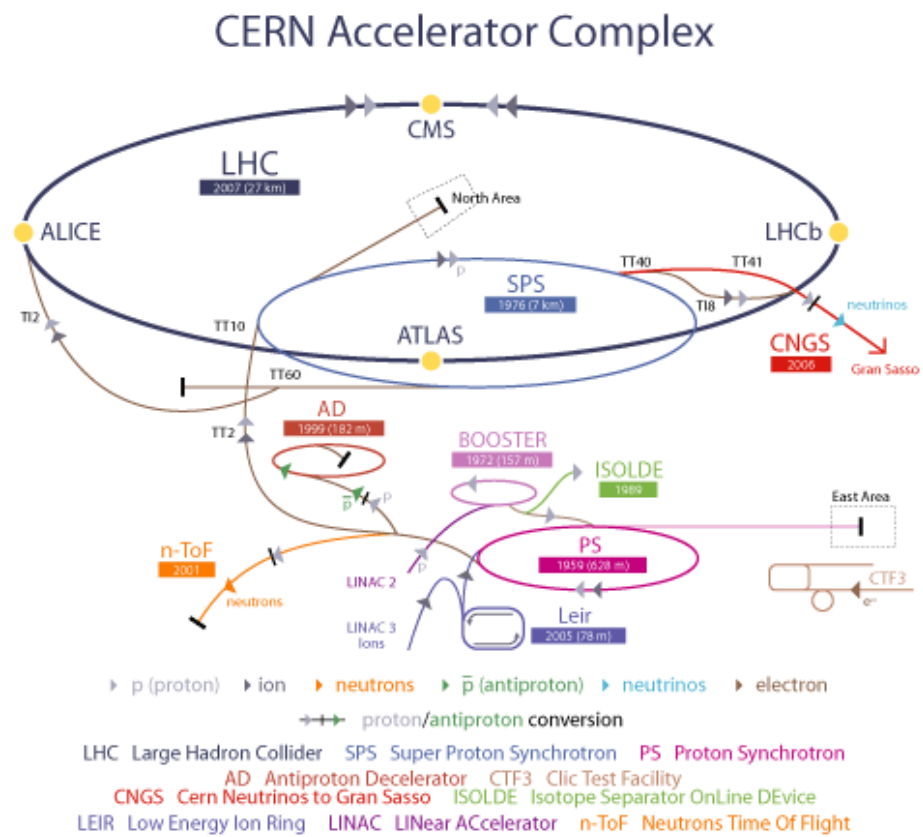


Figura 2.2: Catena degli acceleratori al CERN.

ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) and LHCb (LHC beauty) - sono stati installati nei quattro punti di collisione lungo la circonferenza dell'anello come si può vedere in fig. 2.3. Altri due esperimenti LHCf e TOTEM sono stati installati nello stesso punto di interazione rispettivamente di ATLAS e CMS.

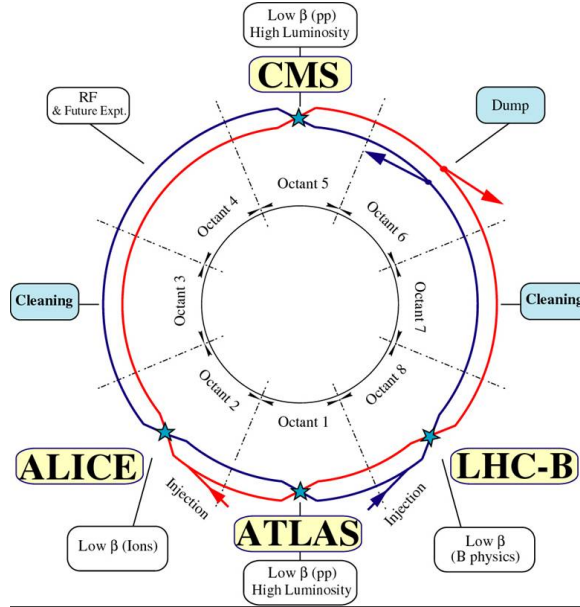


Figura 2.3: Posizione dei 4 principali esperimenti lungo LHC.

ATLAS [50] e CMS [51] sono due rivelatori di uso generale che investigheranno un ampio spettro della fisica tra cui la ricerca del bosone di Higgs e di particelle supersimmetriche. LHCb [52] è l'esperimento dedicato alla fisica degli adroni contenenti un quark beauty e allo studio della violazione CP e dei decadimenti rari nel sistema dei B . ALICE [53] studierà il comportamento della materia adronica ad energie e densità elevate e in particolare il “quark-gluon plasma” utilizzando collisioni tra ioni pesanti. Un quinto esperimento TOTEM [54], installato nella stessa caverna di CMS, studierà la fisica delle collisioni nella regione in avanti che non è accessibile agli altri rivelatori, misurerà la sezione d'urto totale pp e monitorerà la luminosità di LHC. Un sesto esperimento, LHCf [55] (Large Hadron Collider forward), è dedicato a misure di interesse nella fisica delle astroparticelle. Studiando le caratteristiche delle particelle emesse collineari al fascio di protoni, in particolare l'energia e il numero di pioni, nel punto di interazione di ATLAS, farà misure rilevanti per la fisica degli sciame atmosferici prodotti da radiazione cosmica.

2.2 L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb (fig. 2.4) è dedicato alla fisica del b . Collisioni pp ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 14$ TeV produrranno una grande quantità di adroni B ($\sigma = 500 \mu\text{b}$) che saranno utilizzati per lo studio della violazione di CP e lo studio dei loro decadimenti rari. Per poter effettuare misure di decadimenti rari, LHCb deve avere le



Figura 2.4: Immagine della caverna IP8 con il rivelatore LHCb completamente installato e pronto per le prime collisioni.

seguenti caratteristiche.

- Un sistema con elevata capacità di selezione di eventi (trigger efficiente) per distinguere tra eventi non interessanti (come eventi di minimum bias) ed eventi con adroni B . Questo si ottiene selezionando eventi con particelle con elevato impulso trasverso e vertici di decadimento spostati dal vertice di interazione primario.
- Un sistema di identificazione di particelle sia adronico che leptonico, specialmente separazione π/K per gli adroni ed e/μ per i leptoni.
- Un rivelatore di vertice con risoluzione in grado di separare i vertici di decadimento degli adroni B (vertice secondario) da quelli di produzione (vertice primario). La buona risoluzione sui vertici è anche necessaria per la determinazione del tempo proprio nello studio delle oscillazioni dei mesoni B ($\langle \ell_B \rangle \sim 5$ mm).

Collisioni multiple pp nello stesso bunch crossing (chiamate pile-up) possono complicare notevolmente la discriminazione tra vertice secondario e vertice primario. La probabilità del numero di interazioni per bunch crossing è riportata in fig. 2.5 in funzione della luminosità. Il problema è risolto riducendo la luminosità nominale di LHC di un fattore 100, defocalizzando i fasci di LHC nel punto di interazione di LHCb, a $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La defocalizzazione riduce il numero medio di collisioni per beam cross-over da 27 a 0.53.

Un ulteriore beneficio di operare a luminosità ridotta è la riduzione del danno dovuto a radiazione dei componenti del rivelatore e quindi la possibilità di operare per un tempo più lungo.

2.2.1 Basi fisiche per il design di LHCb

La sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$ a LHC, anche se con grandi incertezze è stimata essere circa $500 \mu\text{b}$. Tenendo conto della luminosità nominale $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a cui si opererà

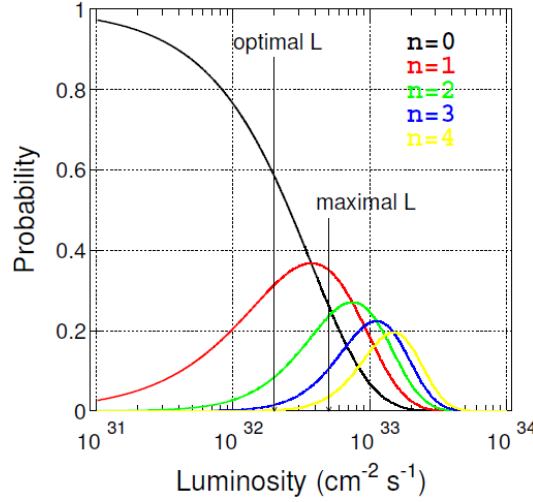


Figura 2.5: Probabilità del numero di collisioni per “bunch crossing” in funzione della luminosità. Ad una luminosità di $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ la probabilità per avere una singola interazione per BCO (beam cross-over) raggiunge il massimo ma la probabilità di avere collisioni multiple non è trascurabile. La scelta migliore per LHCb è avere una luminosità di $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (ottimale) anche se l’elettronica di acquisizione può operare sino a $5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (massima).

a LHCb si produrranno circa $10^{12} b\bar{b}$ per anno nominale ($t = 10^7 \text{ s}$). LHC sarà quindi la più abbondante sorgente di adroni contenenti un quark b (o $\bar{b}$) del mondo. L’elevata energia nel centro di massa, inoltre, permetterà di produrre tutta la gamma di adroni B , come $B_d^\pm$, B_d^0 , B_s^0 , $B_c^\pm$, Λ_b . In tal modo LHCb misurerà i parametri della violazione CP avendo a disposizione una grande statistica e diversi canali di decadimento.

Il meccanismo dominante di produzione di coppie $b\bar{b}$ a LHC è attraverso fusione gluone-gluone e quark-quark. A LHC, la coppia $b\bar{b}$ prodotta risulta boostata rispetto al sistema di riferimento del laboratorio per cui b e $\bar{b}$ saranno prodotti nello stesso emisfero (in avanti o indietro). In fig. 2.6 si ha la distribuzione simulata dell’angolo polare dei b e $\bar{b}$ prodotti da interazioni pp alle energie di LHC. Poiché entrambi gli adroni B vengono preferenzialmente prodotti nella stessa direzione e sono boostati in avanti non è necessario che il rivelatore abbia una completa copertura dell’angolo solido. Per questo motivo LHCb si differenzia dagli altri rivelatori a LHC, che presentano invece una copertura dell’intero angolo solido, essendo stato progettato come rivelatore a singolo braccio. Infatti anche se la copertura angolare è appena circa il 2% di tutto l’angolo solido si ha che circa il 34% dei quarks b vengono prodotti all’interno dell’accettazione del rivelatore.

2.2.2 Struttura del rivelatore

L’esperimento LHCb, mostrato in fig. 2.7, è uno spettrometro a singolo braccio con un’accettazione angolare da 10 mrad a 300 mrad orizzontalmente, nel piano in cui il fascio di LHC è curvato, e da 10 mrad a 250 mrad verticalmente. Il punto di interazione è stato spostato di 11.25 m dal centro della caverna modificando le ottiche di LHC per permettere di usare

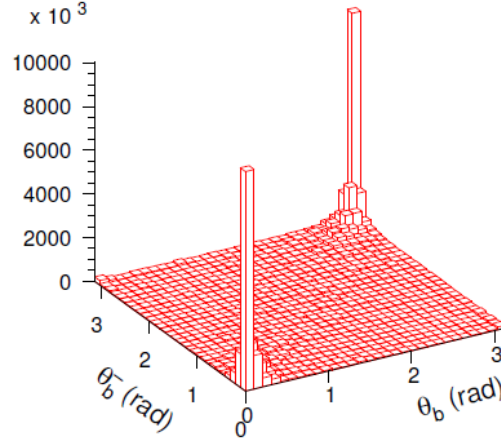


Figura 2.6: Distribuzione degli angoli polari di adroni $b\bar{b}$ a LHC calcolato dal generatore di eventi PYTHIA a $\sqrt{s} = 14$ TeV.

tutto lo spazio disponibile. La struttura a singolo braccio è stata scelta rispetto a quella a doppio braccio poiché le dimensioni del rivelatore sono limitate da quelle della caverna in cui è installato. Un rivelatore a singolo braccio infatti compensa in rendimento il 50% di perdita in numero di eventi. Il sistema di coordinate adottato prevede l'origine nel punto di interazione nominale (IP), l'asse z lungo la direzione del fascio, l'asse y verticale e l'asse x orizzontale completando il sistema di coordinate destrorso.

Il rivelatore, installato nella caverna nel punto di interazione IP8 (la stessa occupata da DELPHI ai tempi di LEP) è costituito da (fig. 2.7):

- VERTex LOCator
- Sistema di tracciamento (TT/T1-T3)
- Magnete dipolare
- Due rivelatori Ring Imaging CHerenkov (RICH1/RICH2)
- Sistema di calorimetri (SPD/PS/ECAL/HCAL)
- Camere a muoni (M1-M5)

2.2.3 VERTex LOCator

Il rivelatore di vertici (VELO) [56](fig. 2.8) fornisce misure precise delle coordinate delle tracce delle particelle vicino alla regione di interazione permettendo di ricostruire in tal modo i vertici di produzione e di decadimento delle particelle a vita media lunga.

Poiché gli adroni contenenti un quark b hanno una vita media abbastanza lunga, $\langle \ell \rangle \sim 5$ mm considerando l'impulso medio del B pari a $\langle p \rangle = 5$ GeV/ c , il loro vertice di decadimento è significativamente spostato da quello di produzione. La presenza di un vertice di decadimento lontano dal vertice primario è quindi una firma distintiva della presenza di adroni B . Una misura delle posizioni dei vertici permette la misura del parametro di impatto e

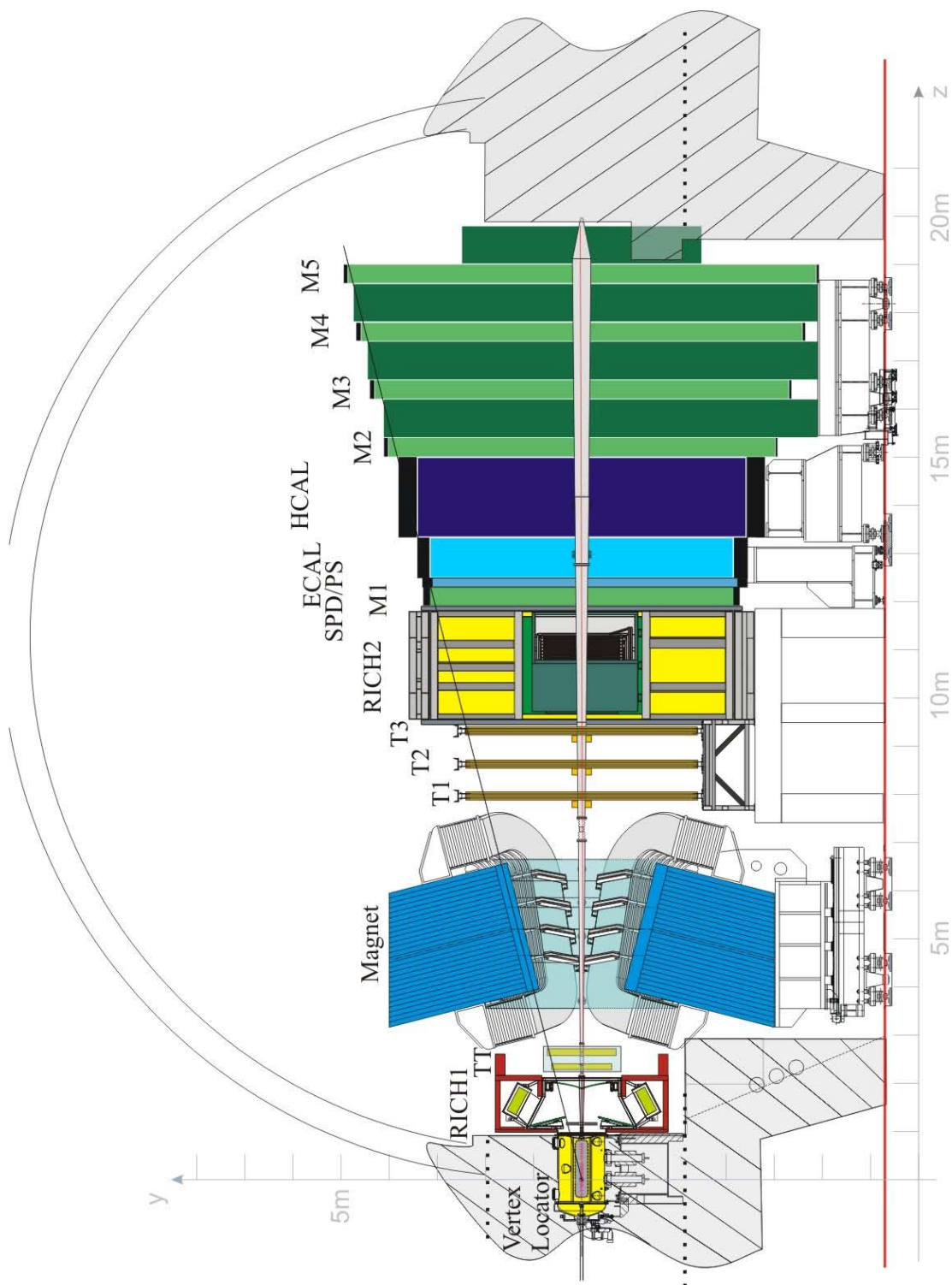


Figura 2.7: Struttura del rivelatore LHCb.

del loro tempo di volo.

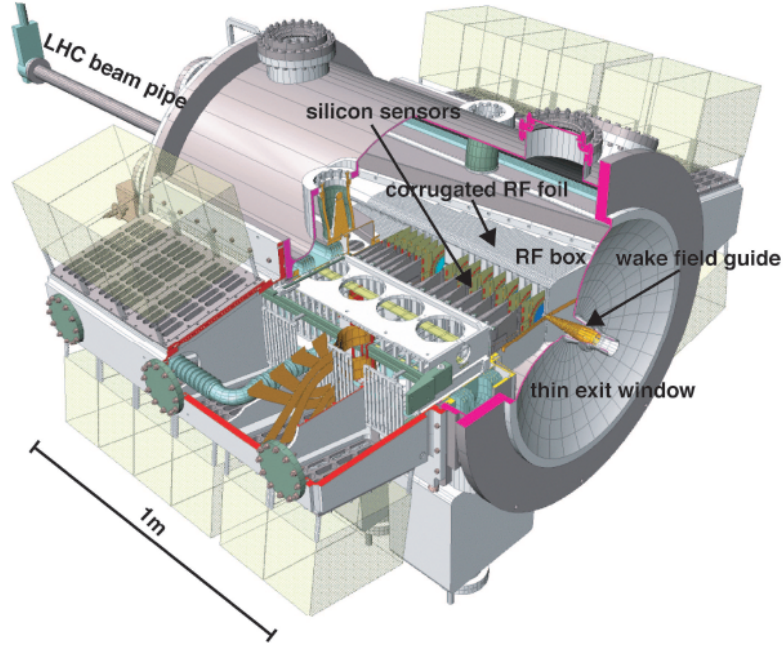


Figura 2.8: VErteX LOcator.

Il VELO è composto da 21 moduli di silicio posizionati lungo la direzione del fascio per una lunghezza di 1 m. Ciascuno dei moduli è diviso in due parti semicircolari a destra e a sinistra della beam pipe (fig. 2.9). Il sistema è in grado di identificare le tracce in un range

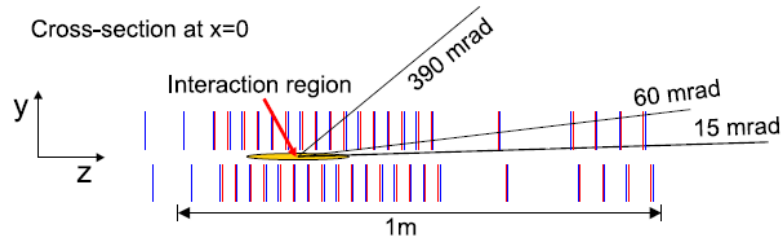


Figura 2.9: Set up delle stazioni del VELO.

angolare da 15 mrad a 390 mrad (almeno tre stazioni devono avere un hit per ricostruire correttamente la traccia della particella). Ogni stazione è composta da due piani di sensori di silicio di raggio 34 mm e spessore $220 \mu\text{m}$. Un piano misura la coordinata R e uno la coordinata ϕ . I due tipi di sensore sono mostrati in fig. 2.10.

Delle 21 stazioni 8 sono poste a monte del punto di interazione nominale come si può vedere in fig. 2.9. Due di queste funzionano come veto per il pile-up, per identificare interazioni multiple protone-protone. Infatti il trigger di livello 0 usa i dati provenienti da queste due stazioni per stimare il numero di vertici primari in un evento e rigetta quelli che hanno più di un'interazione. Il veto è in grado di rigettare l'80% delle interazioni multiple e di selezionare il 95% di quelle singole. Gli altri sensori posti a monte del punto di interazione nominale

forniscono informazioni su tracce di particelle emesse indietro contribuendo a migliorare la risoluzione sulla ricostruzione del vertice.

Per avere la maggiore risoluzione possibile sulla determinazione dei vertici il rivelatore deve essere posto il più vicino possibile al punto di interazione. Inoltre la quantità di materiale tra il punto di interazione e il rivelatore deve essere la più piccola possibile in modo da evitare scattering multiplo. Queste due richieste sono soddisfatte posizionando il sistema in una camera a vuoto secondaria che forma essenzialmente una sezione larga 80 cm della beam pipe. In tal modo si riesce a posizionare l'area sensibile del rivelatore ad una distanza di 8 mm dall'asse nominale del fascio di protoni.

Un foglio di una lega di alluminio spesso 0.3 mm è posizionato vicino al fascio sia per proteggere i sensori di silicio del VELO dalle correnti a radiofrequenza indotte dal fascio sia per proteggere la beam line e il vuoto della beam pipe da guasti meccanici dei sensori del VELO. Questi “fogli RF” sono stati progettati in modo da dare robustezza meccanica ai sensori di silicio, da dissipare le correnti e da minimizzare il materiale attraversato dalle particelle prodotte nel vertice primario.

Durante l'iniezione del fascio la larghezza dei pacchetti di protoni è maggiore di 8 mm. Ciò potrebbe provocare danni ai sensori poiché alcuni protoni potrebbero colpirli. Per questo motivo le due parti semi-circolari dei sensori sono retrattili fino a 30 mm. Una volta che il fascio è stato iniettato ed è stabile i sensori possono essere riposizionati nella configurazione adatta alla misura. Per un evento tipico si ha una risoluzione sul vertice primario di $42 \mu\text{m}$

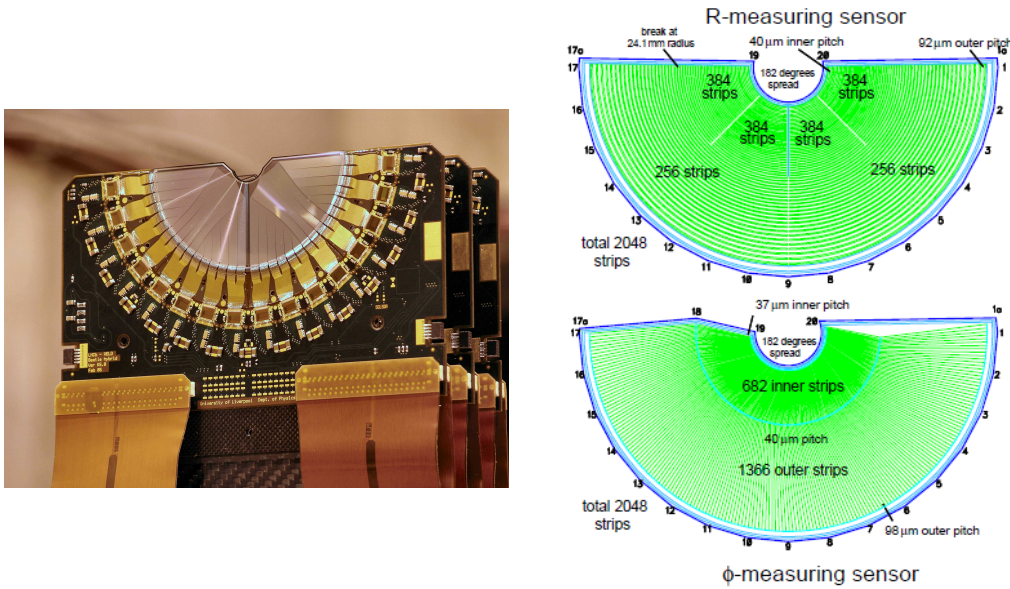


Figura 2.10: Moduli di silicio: misura della coordinata R (in alto), coordinata ϕ (in basso).

nella direzione del fascio e $10 \mu\text{m}$ nella direzione perpendicolare. La precisione della misura della lunghezza di decadimento va da $220 \mu\text{m}$ a $370 \mu\text{m}$ a seconda del canale di decadimento che corrisponde ad una risoluzione sulla vita media di circa 40 fs.

2.2.4 Magnete

Per misurare l'impulso delle particelle cariche è necessario un campo magnetico. Il campo magnetico a LHCb è prodotto da un magnete [57] tradizionale dipolare situato tra la stazione TT (Trigger Tracker) e le stazioni T1-T3 del sistema tracciante. Ciò permette di avere una minima curvatura nelle tracce nel VELO, dove la velocità dell'algoritmo di fit di tracce rettilinee è essenziale per la performance del trigger, ma anche un campo integrato nel sistema delle stazioni di tracciamento sufficiente per la risoluzione necessaria sulla misura di impulso. La richiesta che la precisione sulle misure di impulso dei rivelatori del sistema tracciante sia minore dello 0.5% per impulsi fino a 200 GeV/c richiede infatti un campo integrato su circa 10 m di $\int B d\ell = 4 \text{ T m}$. Una struttura di ferro in cui sono stati posizionati i fotosensori per uno dei due RICH di LHCb, quello vicino al magnete, per propositi di schermaggio, permette anche di focalizzare il campo magnetico nelle regioni in cui è necessario per effettuare le misure di impulso.

La geometria del magnete è determinata dall'accettanza del rivelatore. L'apertura verticale è di $\pm 300 \text{ mrad}$ mentre è $\pm 250 \text{ mrad}$ orizzontalmente con un'area totale di $4.3 \times 3.6 \text{ m}^2$.

Il magnete fornisce un campo massimo di 1.1 T nella direzione verticale e inoltre la polarità può essere invertita.

A causa della forma piuttosto complicata e delle enormi forze in gioco si è scelto un magnete tradizionale piuttosto che uno superconduttore. Un magnete superconduttore sarebbe infatti stato troppo costoso e instabile dal punto di vista meccanico. Inoltre un magnete tradizionale permette una rapida salita del campo magnetico e la possibilità di rovesciare facilmente la polarità del campo permettendo di ridurre errori sistematici negli studi di violazione CP che potrebbero provenire da asimmetrie del rivelatore.

Una immagine del magnete è riportata in fig. 2.11.

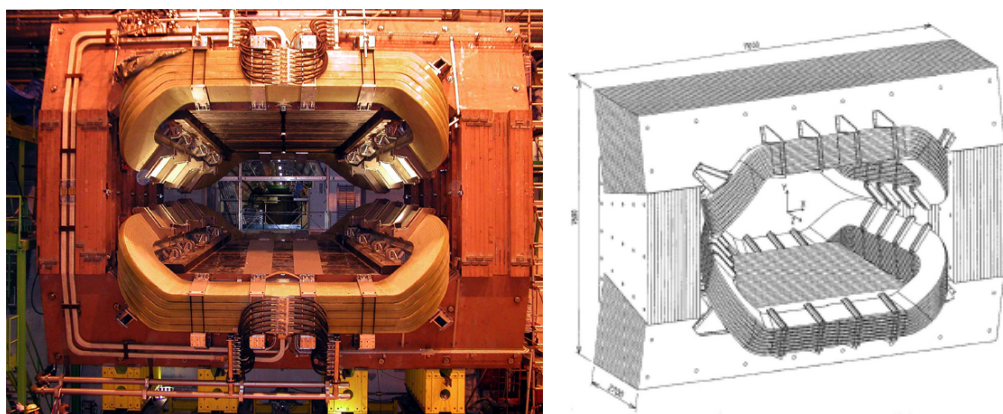


Figura 2.11: Magnete dipolare di LHCb.

2.2.5 Sistema Tracciante

Il sistema di tracciamento è composto oltre che dal VELO, da altre stazioni disposte lungo il rivelatore, il Trigger Tracker (TT) e le tre stazioni T1-T3 che sono divise ciascuna in due

componenti, il tracker interno (IT) [58] e quello esterno (OT) [59]. Il sistema è in grado di ricostruire le tracce delle particelle cariche, permettendo la determinazione del loro impulso dalla curvatura della traiettoria nel campo magnetico. Inoltre, l'associazione tra le tracce ricostruite e i clusters nel calorimetro permette la misura dell'energia della singola particella e la corrispondenza con gli anelli Cherenkov nel RICH ne permette l'identificazione. Un esempio di evento è riportato in fig. 2.12.

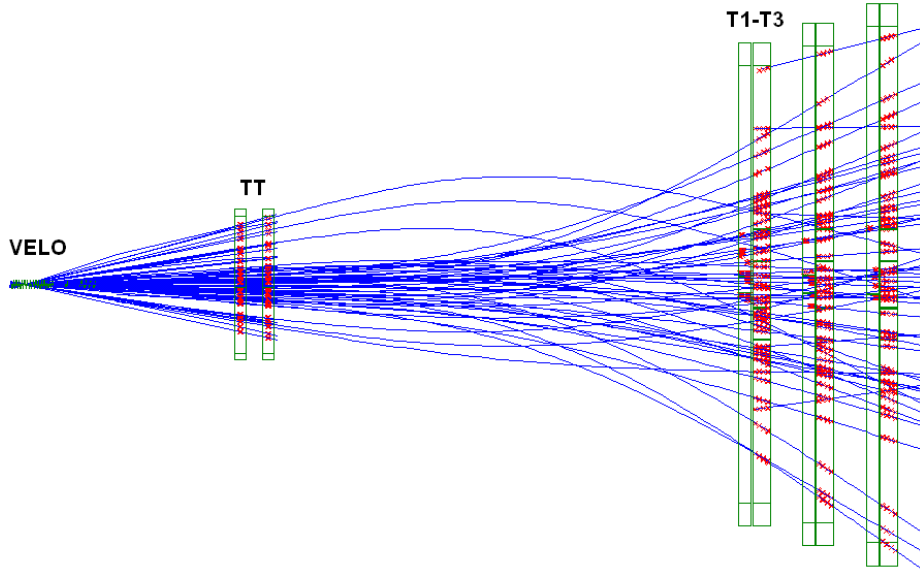


Figura 2.12: Tracce ricostruite per un evento in LHCb dal sistema di tracce. In rosso gli hits visti dai rivelatori, in blu le tracce ricostruite.

Trigger Tracker(TT)

Il Trigger Tracker (TT) è situato immediatamente a valle del RICH-1, appena prima del magnete. È usato nel trigger per stimare l'impulso trasverso p_T per le particelle con grande parametro di impatto. Inoltre è utilizzato nell'analisi offline nella ricostruzione della traiettoria delle particelle con vita media lunga, come per esempio K^0 , che decadono al di fuori del volume del VELO o delle particelle con impulso piccolo che sono deviate dal campo magnetico fuori dall'accettanza di LHCb prima di raggiungere le stazioni traccianti T1-T3. Il Trigger Tracker è un rivelatore a microstrip di silicio. È composto da 4 piani di rivelazione di due tipi diversi come mostrato in fig. 2.13, con un'area totale di 8.3m^2 e circa 189k canali di lettura. Il primo e l'ultimo piano hanno le strisce di silicio orientate in modo da misurare la coordinata x . Per avere una ricostruzione tridimensionale il secondo e il terzo piano sono ruotati di $\pm 5^\circ$ come in fig. 2.13. I quattro strati sono accoppiati a due a due con uno spazio di circa 30 cm tra il secondo e il terzo strato.

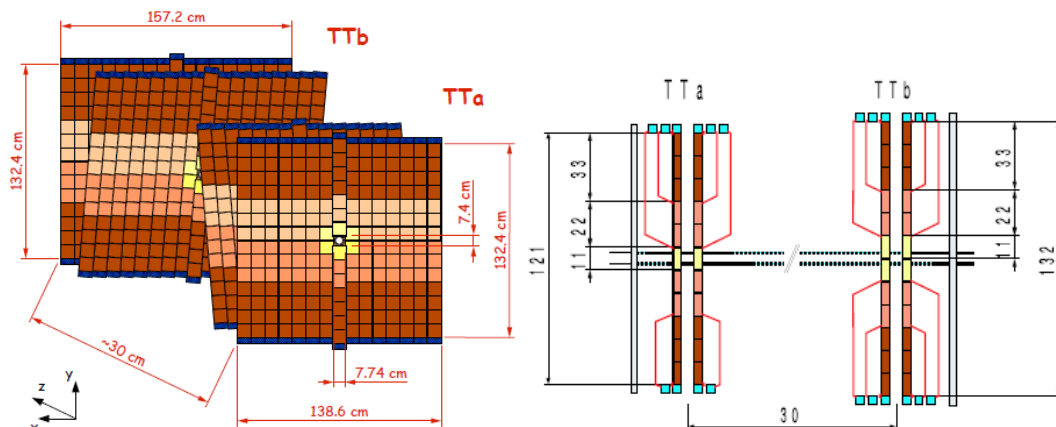


Figura 2.13: Trigger Tracker.

Stazioni di tracciamento T1-T3

Le stazioni traccianti T1-T3 sono poste tra il magnete e RICH2 e sono utilizzate per avere informazioni sulla traiettoria delle particelle con impulso abbastanza elevato (tipicamente $> 5 \text{ GeV}/c$), tale da rimanere nell'accettanza di LHCb dopo essere state deviate dal campo magnetico.

Ogni stazione è composta da due parti. La parte centrale, chiamata Inner Tracker (IT), dove il flusso di particelle è più elevato, è costituita da microstrips di silicio come il Trigger Tracker. L'Inner Tracker è circondato da un Outer Tracker (OT) che usa la tecnologia delle camere a drift.

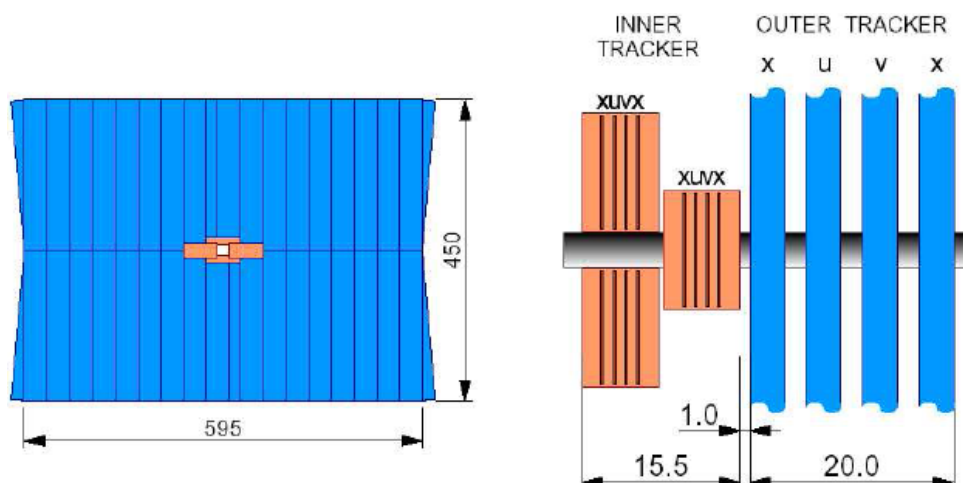


Figura 2.14: Stazioni T1-T3.

Inner Tracker

Il tracker interno copre un'area a forma di croce intorno alla beam pipe di circa $120 \times 40 \text{ cm}^2$ come si può vedere in fig. 2.14. Si tratta solo dell'1.3 % di tutta l'area sensibile ma il 20% delle particelle la attraversa (il flusso di particelle che ci si aspetta è $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). È costituito da 4 piani di rivelatori di silicio come il Trigger Tracker. I due strati interni sono ruotati di un angolo $\pm 5^\circ$ mentre i due strati esterni hanno strisce verticali. L'area sensibile totale è 4.2 m^2 .

Outer Tracker

Il tracker esterno rivela particelle cariche con un angolo maggiore di 15 mrad coprendo la rimanente area delle stazioni T1-T3 nella regione in cui il flusso di particelle atteso è minore di $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Anche l'OT, come il TT e l'IT è costituito da 4 strati di rivelazione. La tecnologia usata è quella delle camera a drift utilizzabile grazie al basso flusso di particelle attese. È costituito da tubi di diametro di 5 mm riempiti con una mistura di gas ($\text{Ar} - 75\%, \text{CF}_4 - 15\%, \text{CO}_2 - 10\%$). Il tempo di deriva degli elettroni è misurato per ricavare la posizione della particella che ha attraversato il rivelatore ionizzando il gas. La mistura di gas è stata scelta in modo da avere un tempo medio di deriva pari a 50 ns. In tal modo si evita che il segnale prodotto da particelle in due bunch crossing diversi si sovrapponga.

2.2.6 Rivelatori RICH

Una completa descrizione dei rivelatori RICH di LHCb si trova nel capitolo 3.

2.2.7 Calorimetro

Il compito dei calorimetri è quello di identificare adroni, fotoni ed elettroni e di fornire una misura della loro energia e posizione. Per le particelle neutre, per le quali non è possibile misurare l'impulso dalla curvatura della traiettoria nel campo magnetico né è possibile alcuna misura utilizzando il rivelatore RICH, l'informazione del calorimetro è l'unica disponibile.

Poiché le informazioni del calorimetro vengono utilizzate dal trigger di livello 0 è necessario che abbia un'elettronica di lettura veloce. Si è dovuto quindi cercare un compromesso tra la velocità e la risoluzione.

Quattro sottosistemi compongono il calorimetro [60]:

- scintillator pad detector (SPD);
- pre-shower (PS);
- calorimetro elettromagnetico (ECAL) per rivelare elettroni e fotoni;
- calorimetro adronico per rivelare adroni (HCAL).

Lo Scintillator Pad Detector (SPD) è in grado di identificare particelle cariche, distinguendo così elettroni da fotoni. È costituito da blocchi di scintillatore spessi 15 mm. La luce

prodotta dalla particella che attraversa lo scintillatore viene convogliata da fibre fuori dall'accettanza del rivelatore. Tali fibre, dette WaveLength Shifting (WLS) sono in grado di spostare la lunghezza d'onda della luce emessa nella regione in cui i fotomoltiplicatori multianodo (MaPMT) sono sensibili.

Il rivelatore Pre-Shower (PS) è posizionato dopo l'SPD. È costituito da uno strato di piombo di 12 mm seguito da un piano di blocchi di scintillatore. La distinzione tra elettroni e pioni è possibile grazie alla diversa lunghezza di interazione degli elettroni e dei pioni nel piombo. Infatti gli elettroni nello strato di piombo producono una cascata di particelle per cui gli elettroni rilasciano all'interno dello scintillatore molta più energia dei pioni.

Il calorimetro elettromagnetico e quello adronico sono costituiti da piani di blocchi di scintillatore alternati a piani di blocchi di materiale assorbente per favorire il crearsi di uno sciame di particelle (fig. 2.15). Gli strati di scintillatore campionano lo sciame e osservan-

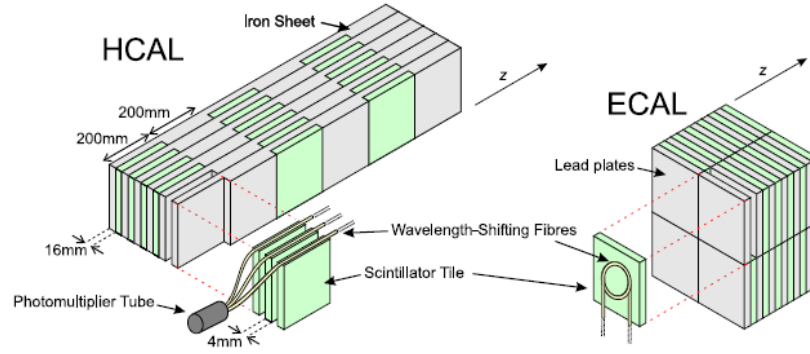


Figura 2.15: Struttura del calorimetro elettromagnetico a sinistra e di quello adronico a destra.

do la progressione dello sciame all'interno del materiale assorbente è possibile determinare l'energia delle particelle.

ECAL è composto da strati alternati di scintillatore spessi 2 mm e strati di piombo spessi 4 mm, HCAL è costituito da blocchi di scintillatore spessi 4 mm e di ferro spessi 16 mm. Poiché gli sciame elettromagnetici sono più collimati di quelli adronici che risultano invece avere una maggiore dispersione laterale, in ECAL i piani sono orientati perpendicolarmente alla direzione del fascio di protoni mentre in HCAL sono orientati parallelamente.

Ogni rivelatore è diviso in regioni con diversa granularità come mostrato in fig. 2.16. La diversa granularità aumenta nella regione vicino alla beam pipe dove si ha infatti un flusso maggiore di particelle.

La risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico è:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\% \quad (2.1)$$

Per HCAL la risoluzione in energia è data da:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (2.2)$$

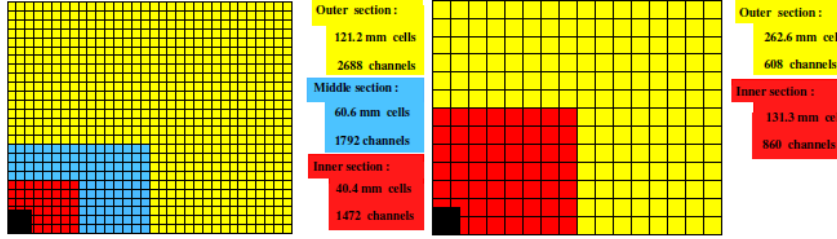


Figura 2.16: A sinistra: Segmentazione del SPD, del PS e del calorimetro elettromagnetico. A destra: Segmentazione del calorimetro adronico.

2.2.8 Sistema dei Muoni

I muoni sono presenti in molti stati finali di decadimenti di B usati per misure di violazione di CP come per esempio nei due canali cosiddetti “golden channel”: $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ e $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\Phi$. Inoltre, i muoni sono gli indicatori della presenza di un B in un decadimento semi-leptonico e ancora lo studio di decadimenti rari come il decadimento flavour changing neutral current $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, può rivelare della fisica oltre il Modello Standard. Di conseguenza l'identificazione di muoni è di fondamentale importanza per la fisica a LHCb. Il sistema dei muoni [61] consiste in cinque stazioni (M1-M5). M1 è situata tra RICH2 e il calorimetro mentre le altre sono situate dopo il calorimetro adronico. Tra due stazioni successive sono state poste lastre di ferro spesse 80 cm. Delle cinque stazioni M1 è usata per la misura di impulso trasverso p_T del candidato muone. Tale informazione è usata dal trigger di livello 0. Le altre sono usate per l'identificazione di muoni. Situate infatti dopo il calorimetro adronico e lastre di acciaio che funzionano da assorbitori di adroni, fotoni e elettroni, possono essere raggiunte solamente da muoni. Tutte e cinque le stazioni sono

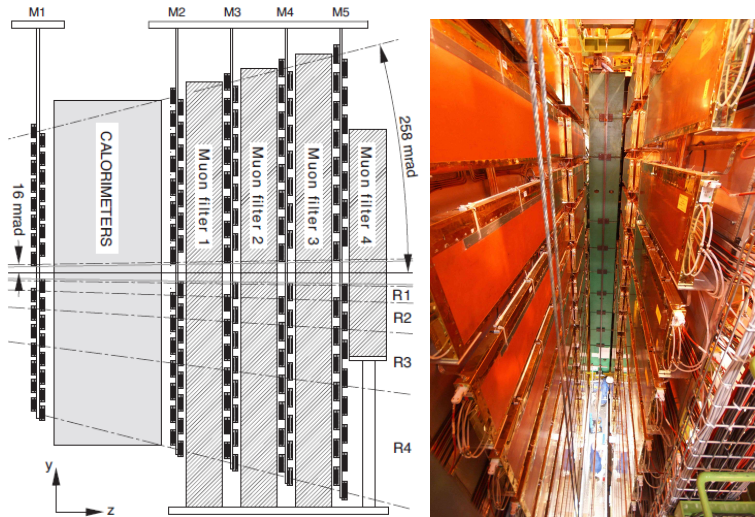


Figura 2.17: Schema (vista laterale) e foto delle camere a muoni.

costituite da camere a multifili (MWPC, Multi Wire Proportional Chamber). Le camere sono riempite di una mistura 40:50:10 di gas $Ar/CO_2/CF_4$. Uno schema della camera a

muoni è riportata in fig. 2.17. I muoni, attraversando il volume delle camere rilasciano circa 50 elettroni ionizzando le molecole di gas. Questi elettroni sono accelerati da una differenza di potenziale di circa 3 kV verso i fili nei quali inducono un segnale che viene rivelato e amplificato dall'elettronica di lettura.

Solamente nella parte più interna di M1, dove il flusso di particelle è elevato ($4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) le MWPC non sono adatte, per cui vengono utilizzati rivelatori GEM (Gas Electron Multiplier).

2.2.9 Trigger

LHCb opererà ad una luminosità media di $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Con questa luminosità la maggior parte dei bunch crossing avrà un'unica interazione facilitando la selezione e la ricostruzione degli eventi. Inoltre la frequenza degli eventi visibili in LHCb, cioè che producono almeno due particelle cariche con sufficienti hits nel VELO e nelle stazioni di tracciamento necessari per la ricostruzione, sarà di 10 MHz. Questa frequenza deve essere ridotta da un sistema di trigger a circa 2 kHz che è la frequenza alla quale i dati possono essere salvati.

Inoltre il trigger di LHCb è di cruciale importanza per selezionare tra tutti gli eventi quelli interessanti per lo studio della fisica degli adroni B . Infatti tenendo conto della sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$, dell'accettanza geometrica del rivelatore e del fatto che il branching ratio dei canali di decadimento degli adroni B di interesse è dell'ordine di $10^{-3} - 10^{-5}$, gli eventi di interesse fisico avvengono a qualche decina di Hz. Si è implementato un sistema di trigger in grado di selezionare solamente gli eventi interessanti. Il trigger di LHCb (fig. 2.18) è costituito da 2 livelli:

- Trigger di livello 0 (L0).
- Trigger di alto livello (High Level Trigger).

L0

Il trigger di livello 0 è eseguito da un'elettronica dedicata posta su alcuni rivelatori. Il compito è quello di ridurre il rate da 10 MHz a 1 MHz. Si usa il veto di pile-up del VELO per eliminare interazioni multiple e si selezionano adroni, leptoni e fotoni con alta energia trasversa E_T dai clusters nel calorimetro e muoni con alti impulsi trasversi p_T dalle camere a muoni.

HLT

Il trigger di alto livello (HLT) utilizza informazioni da tutti i rivelatori riducendo la frequenza degli eventi accettati a 2 kHz. Gli eventi selezionati vengono scritti su disco e sono disponibili per ulteriori analisi offline. In media la dimensione di un evento su disco è stata stimata essere circa 30 kBytes.

È suddiviso in due parti: HLT1 e HLT2. Il compito di HLT1 è quello di confermare le decisioni prese da L0. Ricostruisce le particelle nel VELO e nelle stazioni di tracciamento e nel caso di candidati γ o π^0 verifica che non ci siano particelle cariche associabili. HLT2 esegue alcuni algoritmi di ricostruzione e di selezione di canali di decadimento di adroni B .

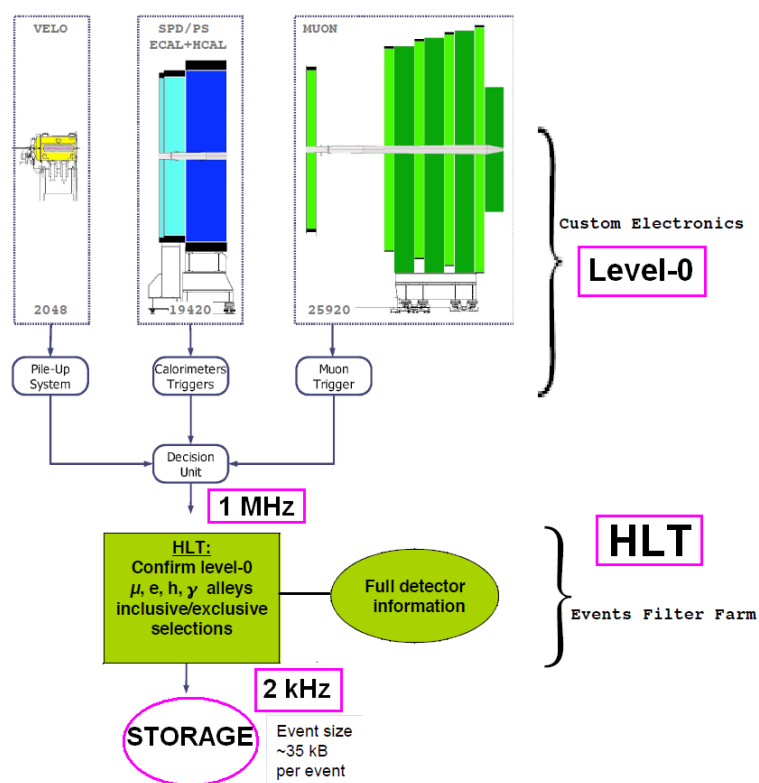


Figura 2.18: Struttura del trigger di LHCb.

2.2.10 Sistema Online

Consiste principalmente in 3 componenti:

- sistema di acquisizione dati (DAQ, data acquisition system);
- sistema di controllo della sincronizzazione dei dati e del trigger (TFC, timing and fast control);
- sistema di controllo e monitoraggio delle condizioni di operazione dell'esperimento (ECS, experiment control system).

Una schematizzazione del sistema è riportata in fig. 2.19.

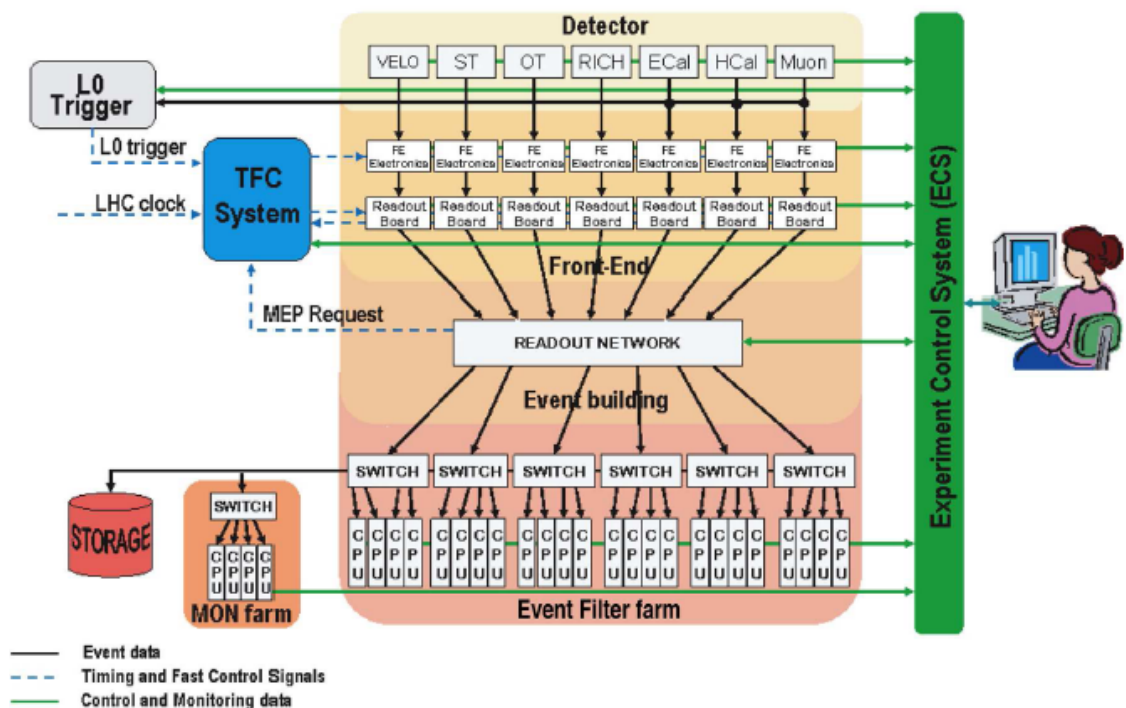


Figura 2.19: Struttura del sistema di acquisizione dati (DAQ) con il controllo della sincronizzazione dei dati (TFC) e del monitoraggio dei parametri del rivelatore (ECS).

Il compito del sistema online è quindi quello di acquisire i dati del rivelatore, trasferendoli dall'elettronica di front end fino a salvarli su appositi dischi tenendo conto delle condizioni in cui sono stati acquisiti e assicurando la corretta sincronizzazione del rivelatore con LHC. Inoltre si occupa della configurazione e del monitoraggio dei parametri a cui sta operando il rivelatore.

2.2.11 Software simulazione e analisi offline

L'analisi offline utilizza una farm di computer. Inoltre i dati saranno distribuiti nei vari istituti che partecipano all'esperimento usando la Grid.

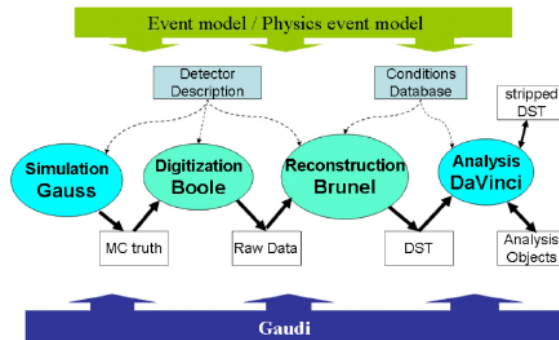


Figura 2.20: La struttura logica del software di LHCb, dalla simulazione dei dati MonteCarlo all'analisi dei dati, costruito all'interno del framework di Gaudi.

I dati reali non saranno disponibili fino al tardo autunno di quest'anno. Fino ad allora si stanno utilizzando dati simulati per studiare il comportamento del rivelatore e per ottimizzare le selezioni dei diversi canali di decadimento e di tutti gli algoritmi che poi verranno utilizzati sui dati reali. È disponibile un software che permette una completa simulazione delle interazioni protone-protone e della risposta del rivelatore. Il software di LHCb [62] è costruito all'interno di un framework C++ chiamato GAUDI ed è costituito da un sistema di simulazione e da uno di analisi. Il framework è schematizzato in fig. 2.20.

Gauss: generatore di eventi e simulazione del rivelatore

La simulazione delle interazioni protone-protone così come una simulazione del rivelatore vengono effettuate dal software Gauss. Dapprima sono generati eventi provenienti dalla collisione protone-protone ad un'energia di $\sqrt{s} = 14$ TeV come se avvenissero dal bunch crossing di LHC producendo $b\bar{b}$ e poi sono simulati i decadimenti degli adroni B nei canali di interesse per la fisica di LHCb. Gauss usa il software Pythia per la generazione degli eventi e il software EvtGen che è specializzato nel simulare accuratamente i decadimenti degli adroni B .

Dopo la fase di generazione vengono tracciate le traiettorie delle particelle prodotte in LHCb. Sono simulati tutti i processi fisici a cui la particella è soggetta attraversando i materiali attivi e passivi del rivelatore. Questo compito viene effettuato dal software GEANT4.

L'output di Gauss consiste quindi negli hits prodotti nei rivelatori dal passaggio delle particelle.

Boole: simulazione della risposta del rivelatore

Boole digitalizza i dati di Gauss. Cioè simula la risposta di ogni rivelatore agli hits lasciati dall'attraversamento delle particelle. Tiene conto dell'elettronica di lettura e del trigger L0. I file "digi" prodotti usano lo stesso formato dei dati grezzi del rivelatore. Cioè è come se l'output di Boole provenisse direttamente da LHCb mentre si stanno prendendo dati.

Brunel: ricostruzione degli eventi

Brunel analizza i dati prodotti da Boole per ricostruire gli oggetti fisici, come tracce, clusters nel calorimetro o anelli nei rivelatori RICH. Dapprima analizza gli hits nei rivelatori di tracciamento. Le tracce così trovate vengono utilizzate dal calorimetro, dai rivelatori RICH e dai rivelatori di muoni per identificare le particelle (PID).

Brunel è in grado di trattare in modo uguale i file con gli hits digitalizzati sia che essi provengano veramente dal rivelatore o siano simulati. Nel caso in cui i dati provengano da una simulazione è possibile associare i dati ricostruiti al MonteCarlo, cioè è possibile associare i cluster e le tracce alle particelle MonteCarlo. Cluster, tracce, l'identificazione delle particelle così come le informazioni MonteCarlo sono salvate su un file "DST".

DaVinci: sistema di analisi

I file "DST" così prodotti vengono presi in input dal software di analisi: DaVinci. DaVinci infatti, fornisce alcuni tool per combinare particelle, per formare catene di decadimento e per identificare eventi di segnale. È possibile effettuare selezioni di uno specifico canale di decadimento applicando tagli, per esempio, sulla massa invariante, sull'impulso trasverso, sul parametro di impatto. È anche possibile valutare l'efficienza della selezione utilizzando l'associazione alle particelle MonteCarlo (MC truth).

Capitolo 3

I rivelatori RICH di LHCb

I due rivelatori Ring Imaging Cherenkov (RICH) di LHCb sono utilizzati per l'identificazione di particelle cariche. La capacità di distinguere protoni, kaoni e pioni nei diversi stati finali dei decadimenti di adroni B con impulso $(1 \div 150)\text{GeV}/c$ risulta infatti essenziale per la fisica di LHCb.

Il funzionamento di un rivelatore RICH sfrutta l'emissione da parte di una particella carica di radiazione Cherenkov che permette di misurare la velocità, βc , della particella. Combinando la misura di velocità con la misura dell'impulso, $|\vec{p}| = mc\gamma\beta$, ottenuta dalla misura della curvatura della traccia della particella nel campo magnetico di LHCb fatta dal sistema tracciante, è possibile risalire alla massa.

3.1 La radiazione Cherenkov

Il principio di funzionamento di un rivelatore RICH si basa sulle proprietà della radiazione Cherenkov. L'effetto fu osservato da P. Cherenkov nel 1934 e una teoria che spiegava le caratteristiche di questa radiazione fu formulata da I. Frank e I. Tamm che, applicando le equazioni dell'elettrodinamica classica, predissero lo spettro di tale radiazione nel 1937. Ai tre fu assegnato il premio Nobel nel 1958.

Una particella carica che viaggia in un mezzo materiale emette radiazione elettromagnetica di frequenza ω se la sua velocità v_p è maggiore della velocità di fase della luce nel mezzo (fig. 3.1):

$$v_p > c_m = \frac{c}{n(\omega)}$$

dove $n(\omega)$ è l'indice di rifrazione del mezzo.

Si può dimostrare che i fotoni di frequenza ω vengono emessi ad un angolo $\theta_c(\omega)$ dato dalla seguente relazione:

$$\cos \theta_c(\omega) = \frac{1}{n(\omega)\beta}, \quad \beta = \frac{v_p}{c} \quad (3.1)$$

L'angolo di emissione di un fotone di determinata lunghezza d'onda dipende quindi dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo nel quale la luce viene emessa. Poiché $|\cos \theta| \leq 1$ esiste una velocità minima necessaria affinché la particella emetta

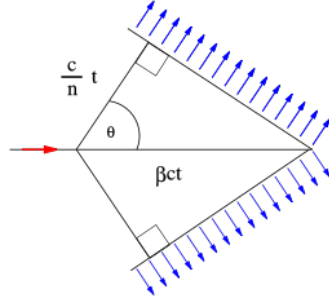


Figura 3.1: Effetto Cherenkov.

radiazione Cherenkov:

$$\beta_{th}(\omega) = \frac{1}{n(\omega)} \quad (3.2)$$

al di sotto della velocità di soglia la particella non emette luce.

Esiste, inoltre, un angolo massimo di emissione:

$$\cos \theta_M = \frac{1}{n} \quad (3.3)$$

che si ottiene quando la velocità della particella si avvicina alla velocità della luce ($\beta \simeq 1$). L'angolo azimutale di emissione è distribuito uniformemente per cui la luce è emessa in un cono attorno alla direzione della velocità.

I fotoni emessi hanno uno spettro dato dalla relazione di Frank-Tamm:

$$\frac{dN}{dE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta_c, \quad \frac{\alpha}{\hbar c} = 3.7 \cdot 10^2 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (3.4)$$

che mette in relazione il numero di fotoni emessi, dN , in un intervallo di energia dE da una particella di carica Z (espressa in unità di e) che ha percorso un tratto lungo L nel radiatore. Lo spettro dei fotoni è indipendente dall'energia (spettro piatto) per un mezzo non dispersivo (eq. 3.4).

Se integriamo la (3.4) in un range di energia ΔE in un mezzo non dispersivo ($n(\omega) \sim \text{costante} \equiv n$) troviamo che il numero di fotoni emessi è:

$$\frac{\Delta N}{\Delta E} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right). \quad (3.5)$$

3.2 Rivelatori di luce Cherenkov

La radiazione Cherenkov, subito dopo la sua scoperta e caratterizzazione, è diventata un ingrediente fondamentale per rivelatori per l'identificazione di particelle. Esistono diversi tipi di rivelatori a luce Cherenkov:

Rivelatori a soglia Sfruttano il valore di soglia, eq. (3.2), per discriminare tra particelle in base al valore di β . Infatti solo particelle con velocità superiore al valore definito dall'indice di rifrazione danno un segnale per emissione di luce Cherenkov. L'indice di rifrazione nel mezzo è proprio scelto in base alla velocità che si desidera avere come

soglia. Tali rivelatori sono utilizzati per discriminare tra particelle con uguale impulso e diversa massa.

Rivelatori differenziali Sfruttando il fatto che l'angolo di emissione dipende dalla velocità, si costruisce il rivelatore in maniera tale che la geometria selezioni solamente la luce a determinati angoli e quindi si ha segnale solamente per particelle con velocità in un preciso intervallo.

Ring Imaging Cherenkov (RICH) Nel 1977 T. Ypsilantis e J. Seguinot proposero il primo rivelatore RICH e nel 1982 il primo RICH fu installato all'esperimento E605 a Fermilab.

In questo capitolo verrà fornita solamente una descrizione dei rivelatori RICH.

3.2.1 Rivelatori Ring Imaging Cherenkov

I rivelatori RICH sono costituiti da materiali radiatori il cui indice di rifrazione è scelto in funzione della velocità di soglia di emissione di luce Cherenkov desiderata. Infatti la particella che attraversa il radiatore emette radiazione solo se la sua velocità è maggiore della velocità di soglia (eq. 3.2), che dipende dall'indice di rifrazione del materiale usato, ed emette ad un angolo che dipende da v e da n . È necessario utilizzare radiatori di diverso indice di rifrazione per coprire un grande range di impulsi. La distribuzione dell'angolo Cherenkov θ_c per ognuno dei tre radiatori in funzione dell'impulso per diverse particelle kaone, pione, protone è riportata in fig. 3.2.

Nei rivelatori RICH i fotoni Cherenkov emessi nel cono di luce sono rivelati tramite opportuni fotosensori. In caso di radiatore con indice di rifrazione molto piccolo, come nel caso dei gas, siccome è necessario avere una certa lunghezza per produrre un numero sufficiente di fotoni (eq. (3.6)), i fotoni emessi vengono focalizzati da specchi riflettenti, tipicamente sferici, in un anello nel piano focale dello specchio, indipendentemente dal punto di emissione lungo la traccia.

I fotoni emessi sono quindi focalizzati e raccolti su fotosensori.

La velocità della particella può quindi essere calcolata misurando il raggio dell'anello e conoscendo la geometria del rivelatore.

Per determinare il numero di fotoni rivelabili bisogna considerare:

- perdite dovute ad assorbimento nel mezzo radiatore in cui i fotoni si propagano prima di arrivare ai fotosensori (trasparenza del radiatore);
- perdite dovute a riflessioni nel sistema ottico che raccoglie e focalizza i fotoni (specchi);
- l'efficienza di rivelazione dei fotoni nei fotosensori;
- la percentuale di area attiva dei fotosensori nel piano di rivelazione e ogni altra inefficienza dettata dalla geometria.

Si ottiene quindi:

$$N_{\text{phe}} = \frac{\alpha}{\hbar c} Z^2 L \epsilon_A \int dE T(E) R(E) PE(E) \sin^2 \theta_c \quad (3.6)$$

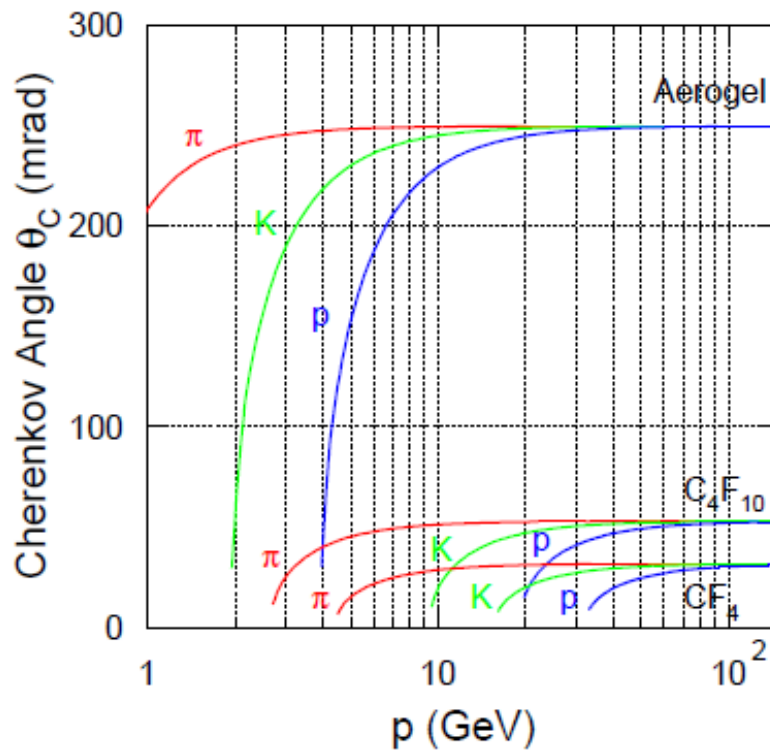


Figura 3.2: Andamento dell'angolo Cherenkov θ_c per i 3 diversi radiatori (Aerogel, C_4F_{10} , CF_4 del sistema dei RICH di LHCb in funzione dell'impulso e per diverse masse ($\pi/K/p$).

dove ϵ_A è la frazione di area attiva, $T(E)$ è la trasparenza del radiatore, $R(E)$ è la riflettività degli specchi e $PE(E)$ è l'efficienza totale dei fotosensori. Il numero di fotoni dato dall'eq. (3.6) è il valor medio di una distribuzione di Poisson.

Possiamo calcolare un ordine di grandezza del numero di fotoelettroni rivelati. Prendiamo, per esempio, $R = 0.9$ e $T = 1$ e considerando un'efficienza totale del fotosensore del 25%, per un tipico materiale con indice di rifrazione $n = 1.0005$ (CF_4) si ottiene una decina di fotoelettroni. Risulta quindi evidente l'importanza di un sensore di fotoni in grado di rivelare efficientemente anche un singolo fotone e l'importanza di un accurato design che minimizzi le perdite.

L'errore sulla misura di velocità è legato all'errore sulla determinazione dell'angolo Cherenkov. Dall'eq. (3.1) si ottiene che la risoluzione sulla velocità della particella per un singolo fotone è:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \tan \theta_c \sigma_{\theta_c} \quad (3.7)$$

Nel caso di N fotoelettroni rivelati la risoluzione idealmente diventa:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \tan \theta_c \frac{\sigma_{\theta_c}}{\sqrt{N}} \quad (3.8)$$

I principali fattori che contribuiscono all'incertezza dell'angolo θ_c sono:

- Errore cromatico dovuto all'aberrazione cromatica del radiatore. Poiché tutti i mezzi sono dispersivi c'è un certo sparpagliamento nell'angolo di emissione dei fotoni con diverse energie
- Aberrazioni sferiche, disallineamento delle componenti ottiche, imperfezioni nelle superfici riflettenti
- Risoluzione sulla posizione di incidenza del fotone nei fotorivelatori
- Errori sulla ricostruzione della traccia che si traducono in errori sulla direzione della particella

Nel paragrafo 3.5 verranno riportati gli errori sulla ricostruzione dell'angolo Cherenkov per il sistema dei RICH di LHCb.

3.3 Il sistema dei rivelatori RICH di LHCb

L'identificazione di particelle è fondamentale per l'esperimento LHCb. Infatti in molti canali di decadimento misure di violazione CP sono possibili solo con un'opportuna identificazione degli adroni negli stati finali.

Come si può vedere in fig. 3.3 c'è una forte correlazione tra l'angolo polare θ e l'impulso della particella per i prodotti di decadimento dei B . A larghi angoli l'impulso è più basso. Per questo motivo il sistema di identificazione a LHCb è costituito da due rivelatori RICH come si può vedere in fig. 2.7. RICH1 rivela particelle con impulso piccolo su un range ampio di angoli, mentre RICH2 rivela particelle con impulso elevato e piccolo angolo. Ne segue che RICH1 deve essere il più possibile vicino al punto di interazione per contenere le

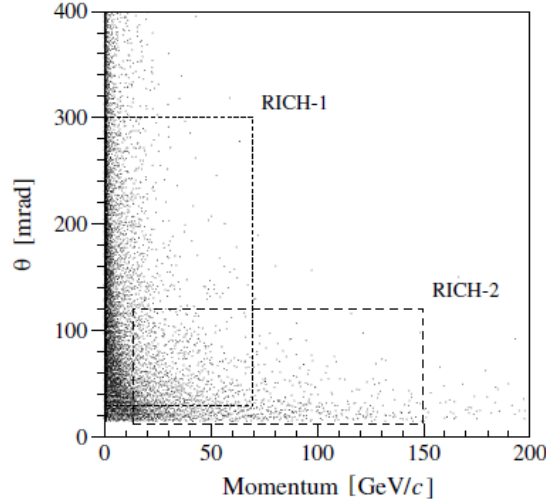


Figura 3.3: Angolo polare θ in funzione dell'impulso per eventi $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Le regioni di interesse per RICH1 e RICH2 sono contornate da una linea tratteggiata.

dimensioni del rivelatore dovendo coprire l'intera accettazione di LHCb e prima del magnete in modo da rivelare le particelle che deviate dal campo magnetico usciranno dall'accettazione del rivelatore. Inoltre per evitare che le particelle con basso impulso siano sotto soglia e quindi non emettano luce Cherenkov, RICH1 deve avere un radiatore con indice di rifrazione più alto rispetto a quello di RICH2. RICH2, con un'accettazione di 120 mrad orizzontalmente e 100 mrad verticalmente, non copre completamente l'accettazione del rivelatore. Nella regione all'interno dell'accettazione sono però concentrate la maggior parte delle particelle con impulso elevato.

La struttura delle ottiche è simile per RICH1 e RICH2 ed è composta da una superficie di specchi sferici e una di specchi piani. Quelli sferici focalizzano i raggi di luce Cherenkov per cui la luce Cherenkov è trasformata in un anello. Quelli piani invece riflettono la luce e quindi gli anelli Cherenkov su un piano dove sono stati installati dei fotosensori, gli Hybrid Photon Detector (sez. 3.4), al di fuori dell'accettazione del rivelatore. Ogni rivelatore RICH ha due piani di fotosensori, per RICH1 sopra e sotto la beam pipe, per RICH2 a destra e sinistra.

I fotosensori, sensibili a campi magnetici, sono contenuti all'interno di una struttura di ferro che scherma il campo magnetico prodotto dal magnete di LHCb (vedi cap. 4).

3.3.1 L'utilizzo dei rivelatori RICH per la fisica degli adroni B

Molti decadimenti importanti per lo studio della violazione di CP hanno un background significativo dovuto a decadimenti con la stessa topologia del canale del segnale. Sarebbe molto difficile, quindi, estrarre il segnale dal background senza l'informazione data dal sistema di identificazione di particelle (PID). Per esempio, l'effetto dell'identificazione di particelle nel caso del decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ usato per studi di violazione di CP, è riportato in fig. 3.4. Per effettuare la misura è necessario ridurre il background di tutti i decadimenti con la stessa

topologia, come per esempio $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow \pi^+K^-$ o $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$. Ricostruendo la massa invariante senza utilizzare nessun sistema di identificazione di particelle si può vedere che in fig. 3.4, a sinistra, il segnale è completamente sommerso dal background. Le masse invarianti sono state calcolate assumendo che tutte le particelle siano pioni. In fig. 3.4 a destra l'identificazione di particelle riduce il background e il picco del segnale è chiaramente visibile. Solo una piccola parte degli eventi rimane non identificata correttamente.

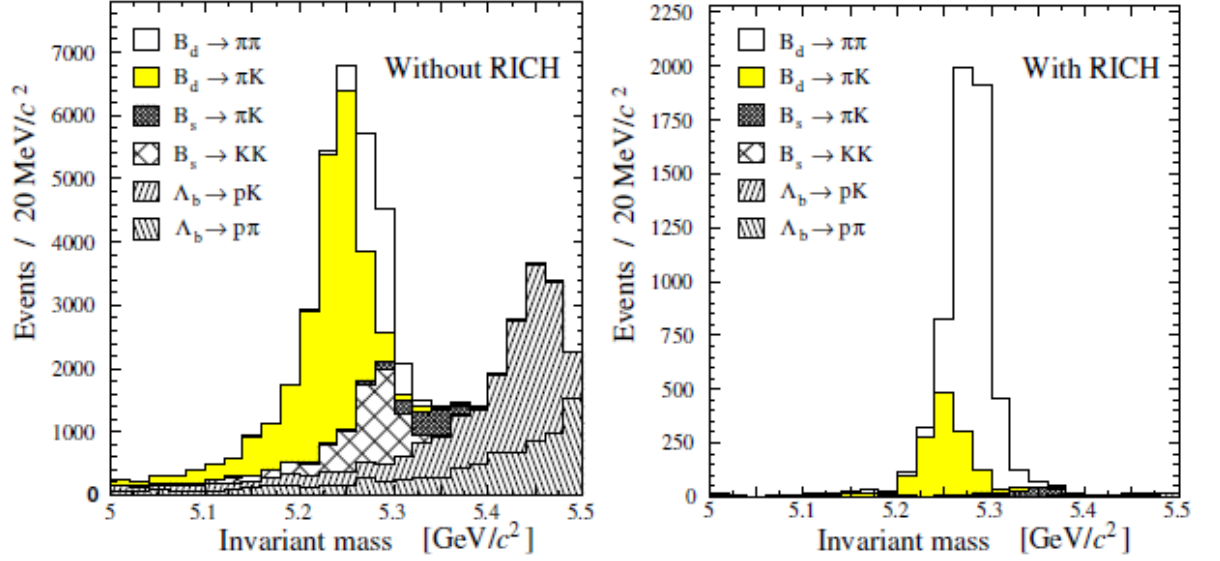


Figura 3.4: Massa invariante ricostruita del decadimento di un B_d in due pioni prima (sinistra) e dopo (destra) l'identificazione degli stati finali utilizzando il sistema di identificazione di particelle di LHCb.

Un altro canale interessante è $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$. La branching ratio del decadimento $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm \pi^\mp$ è circa 15 volte maggiore di quella del segnale per cui il decadimento sarebbe completamente sommerso dal background senza l'utilizzo del sistema di identificazione di particelle. Al contrario, utilizzando tale sistema il segnale riesce ad emergere dal fondo (fig. 3.5).

A LHCb a causa delle proprietà cinematiche delle particelle prodotte dal decadimento di un B si è deciso di adottare due rivelatori RICH con 3 radiatori di diverso indice di rifrazione. In particolare il sistema dei RICH è stato progettato per coprire un range di impulsi $p = 1 \div 100 \text{ GeV}/c$. Tale intervallo permette di coprire il range di impulsi dei prodotti di decadimento degli adroni B come mostrato in fig. 3.6. L'impulso dei pioni mostrato in fig. 3.6(a), prodotti nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, definisce l'impulso massimo per cui è necessaria l'identificazione di particelle. Il limite inferiore è stato scelto studiando la distribuzione di impulso dei kaoni provenienti da decadimenti a cascata $b \rightarrow c \rightarrow s$. La fig. 3.6(b) mostra che è necessario avere l'identificazione a partire da $1 \text{ GeV}/c$.

Per coprire l'ampio range di impulsi richiesto sono necessari 3 diversi radiatori:

Aerogel: strato di 5 cm di aerogel il cui indice di rifrazione $n \simeq 1.03$ è adatto per particelle con basso impulso. Si riescono ad identificare kaoni con impulso maggiore di $2 \text{ GeV}/c$ e a separare π/K fino a $10 \text{ GeV}/c$.

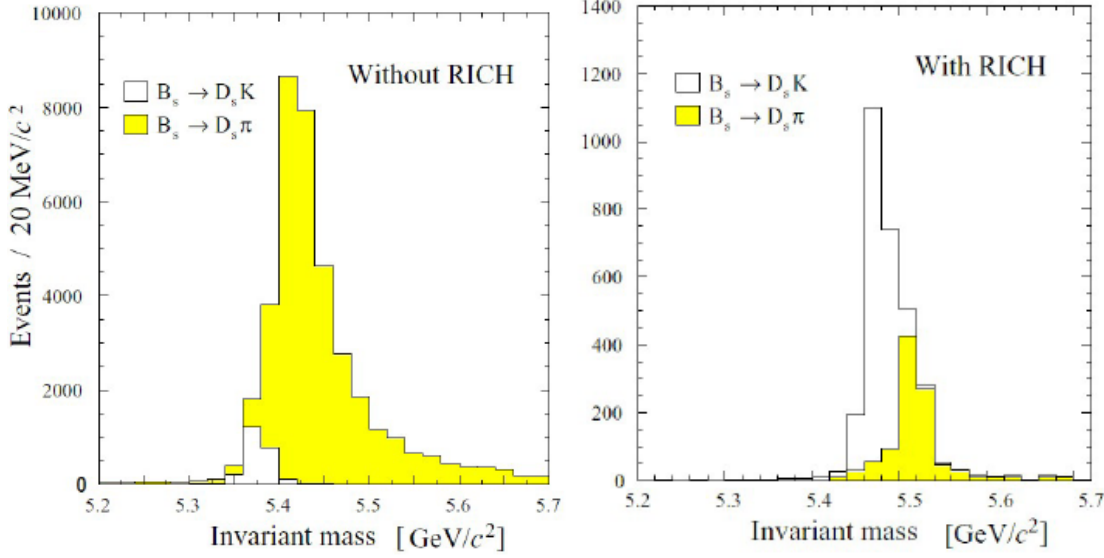


Figura 3.5: Massa invariante ricostruita del decadimento di un $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$ prima (sinistra) e dopo (destra) l'identificazione degli stati finali utilizzando il sistema di identificazione di particelle di LHCb.

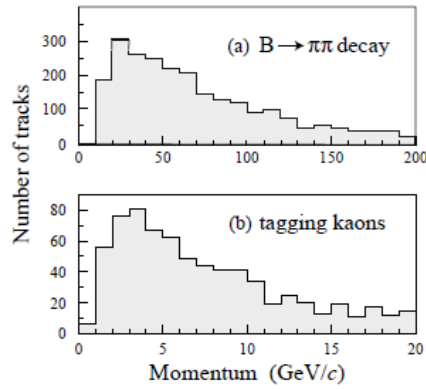


Figura 3.6: (a): Impulso dei pioni prodotti in $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (b) Impulso di kaoni prodotti in decadimenti ad alta molteplicità: non risulta esserci perdita nella capacità di identificazione di particelle scegliendo come limite inferiore dell'impulso 1 GeV/c.

Gas C_4F_{10} : per la regione intermedia di impulso, con un indice di rifrazione $n \simeq 1.0014$ permette la separazione π/K fino a circa 60 GeV/ c .

Gas CF_4 : con un indice di $n \simeq 1.0005$ permette una separazione π/K da ~ 20 GeV/ c fino a ~ 150 GeV/ c .

Le caratteristiche dei 3 diversi radiatori sono riportate in tab. 3.1.

	RICH1		RICH2
Radiatore	C_4F_{10}	<i>Aerogel</i>	CF_4
Lunghezza [cm]	85	5	167
$n(\lambda = 600 \text{ nm})$	1.0014	1.03	1.0005
$\theta_c^{\max}$ [mrad]	53	242	32
$p_{\text{thr}}(\pi)$ [GeV/ c]	2.6	0.6	4.4
$p_{\text{thr}}(K)$ [GeV/ c]	9.3	2.0	15.6
$\langle N_\gamma \rangle$	32.7	6.6	18.4

Tabella 3.1: Principali caratteristiche dei tre radiatori del sistema RICH a LHCb: lunghezza media del radiatore in cm, indice di rifrazione, angolo Cherenkov massimo, impulso di soglia per pioni e kaoni espresso in GeV/ c e il numero medio di fotoni rivelati per anello Cherenkov.

3.3.2 RICH1

RICH1 (fig. 3.7) è stato progettato per particelle con basso momento e grande angolo di scattering, per cui copre completamente l'accettanza del rivelatore: con un'accettanza esterna di 250 mrad verticalmente e 300 mrad nel piano orizzontale. L'accettanza interna dovuta alla beam pipe è di 25 mrad.

RICH1 è posto a monte del magnete dipolare di LHCb, tra il VELO e il Trigger Tracker (TT), vicino al punto di interazione per minimizzare il volume del rivelatore che risulta avere dimensioni di $2 \times 3 \times 1 \text{ m}^3$.

La struttura ottica è costituita da quattro specchi sferici e da specchi piani che riflettono la luce Cherenkov sui fotorivelatori posizionati sopra e sotto la beam pipe. Gli specchi sferici hanno un raggio di curvatura di 2.4 m e dimensione di $820 \times 600 \text{ mm}$ e sono posizionati all'interno dell'accettanza. Ciascuno specchio sferico è inclinato di 316 mrad rispetto alla beam pipe. Gli specchi piani sono costituiti da 16 specchi rettangolari di dimensione $370 \times 387 \text{ mm}^2$, inclinati di 1.091 rad e posizionati fuori dall'accettanza del rivelatore. Una finestra di quarzo di dimensioni $130 \times 60 \times 0.5 \text{ cm}^3$ chiude ermeticamente la parte superiore e inferiore della struttura dove è contenuto il gas e separa il recipiente con il gas dalla zona dove sono stati installati i fotosensori.

3.3.3 RICH2

RICH2 (fig. 3.7) si trova compreso tra l'ultima delle stazioni traccianti T3 e la prima stazione dei muoni M1 a circa 10 metri dal punto di interazione per permettere una separazione

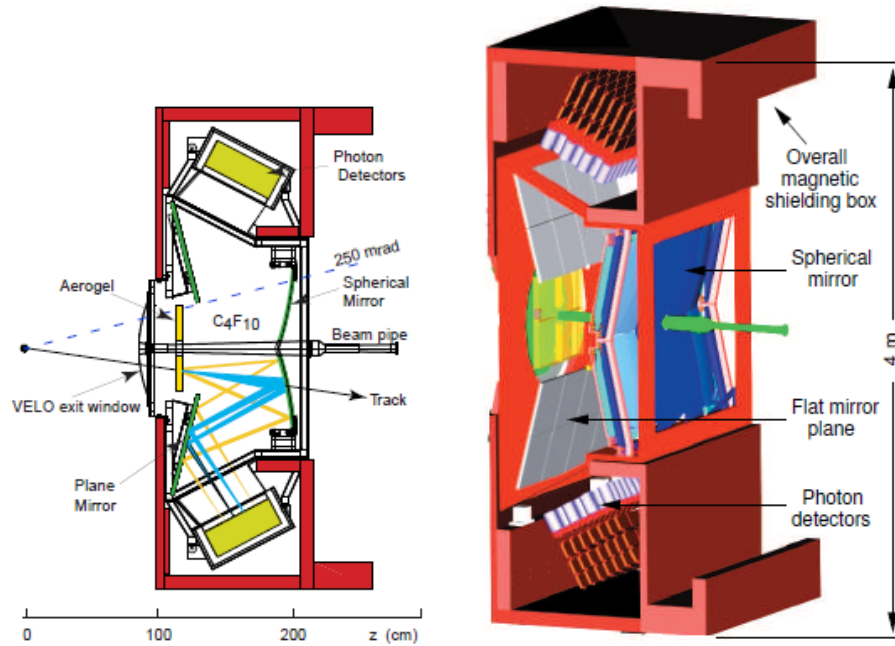


Figura 3.7: Struttura del rivelatore RICH1.

maggiore delle tracce ad angolo piccolo. Le dimensioni sono $7 \times 7 \times 2 \text{ m}^3$. Ha un'accettanza di 120 mrad nel piano orizzontale e 100 mrad in quello verticale. L'accettanza interna dovuta alla beam pipe è 10 mrad. La configurazione geometrica della struttura e delle ottiche è simile a quella utilizzata per RICH1 ma è simmetrica orizzontalmente. Su ogni lato del rivelatore abbiamo una superficie di specchi sferici posizionati all'interno dell'accettanza con raggio di curvatura di 8.6 m. Ogni specchio sferico è composto da una matrice di 21 specchi esagonali e 7 a mezzo esagono, inclinati di 390 mrad orizzontalmente rispetto alla beam pipe per una superficie totale di 4.1 m^2 . La superficie di specchi piani è costituita da 20 pezzi rettangolari di dimensione $410 \times 380 \text{ mm}^2$, inclinati di 185 mrad. Tali specchi riflettono la luce sul piano dei fotosensori posizionati a destra e sinistra della beam pipe, per una superficie totale di 3.1 m^2 .

3.4 Fotosensori: Hybrid Photon Detector (HPD)

I fotosensori per RICH1 e RICH2 devono soddisfare alcuni requisiti:

- Sensibilità per singoli fotoni Cherenkov con lunghezza d'onda $200 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$.
- Elevata risoluzione spaziale per la misura della posizione di incidenza del fotone. (L'incertezza sull'angolo Cherenkov dovuta all'incertezza spaziale deve essere dello stesso ordine di grandezza dell'errore proveniente da altre fonti (tab. 3.2)).
- Sensore ed elettronica associata di lettura veloce, compatibile con il bunch crossing di 25 ns di LHC.

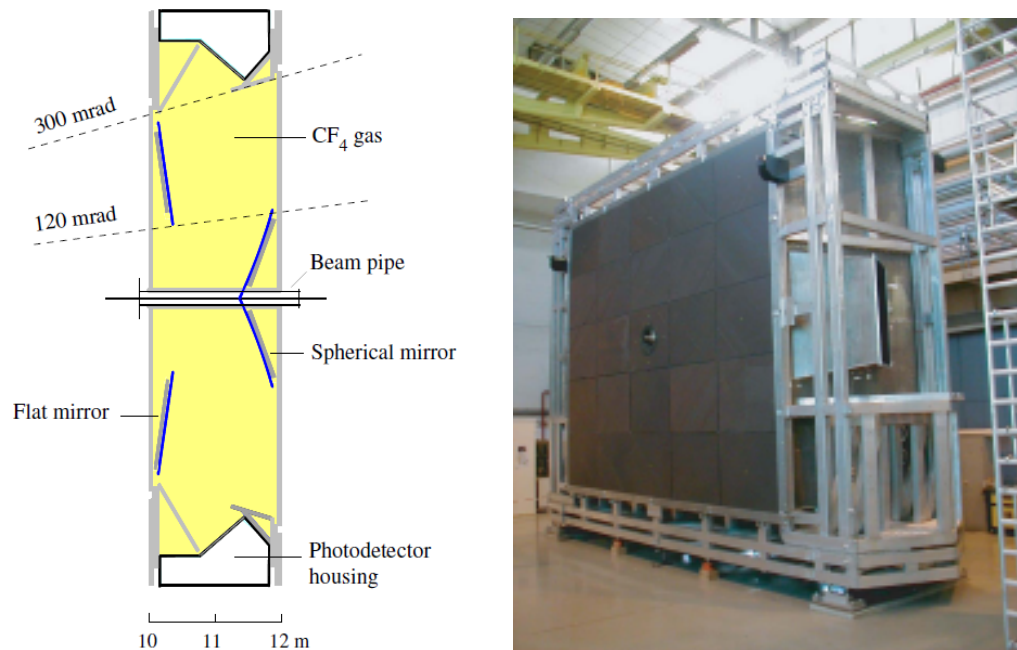


Figura 3.8: Struttura del rivelatore RICH2.

- Adatti a coprire una grande area di circa 1.2 m^2 (2.6 m^2) per RICH1 (RICH2) con rapporto elevato tra la superficie attiva e quella totale.
- In grado di operare in presenza di campo magnetico (sono installati all'interno del campo magnetico residuo di LHCb).
- In grado di operare in un ambiente altamente radioattivo con una dose di 3 kRad/anno .

Per soddisfare queste richieste è stato scelto come fotosensore un Hybrid Photon Detector (HPD), sviluppato in collaborazione con partners industriali in particolare con DEP-Photonis.

Un disegno schematico e una foto di un HPD sono riportati in fig. 3.9. Si tratta di un rivelatore di fotoni che combina la tecnologia dei tubi a vuoto con fotocatodo con quella dei chip a pixel di silicio. Da ciò il nome di rivelatore di fotoni “ibrido”. Gli HPD presentano un solo stadio di accelerazione dei fotoelettroni tra catodo e anodo e usano una matrice di silicio per la rivelazione della posizione del fotoelettrone sull'anodo.

Il cilindro a vuoto è lungo 120 mm e ha un diametro di 83 mm . I fotoni entrano attraversando una finestra sferica di quarzo e sono convertiti sul fotocatodo multi-alkali S20, depositato sulla superficie interna della finestra, in fotoelettroni attraverso effetto fotoelettrico. La probabilità di emissione di un fotoelettrone dipende dall'efficienza quantica del fotocatodo. L'efficienza quantica è di $\sim 25\%$ ad una lunghezza d'onda di 300 nm ed integrata in energia sullo spettro sensibile del fotosensore: $\int QE dE \simeq 0.77 \text{ eV}$. Il diametro attivo del fotocatodo è di 75 mm , l'82% dell'area totale della finestra dell'HPD.

I fotoelettroni emessi sono accelerati da una differenza di potenziale di -20 kV . Due elettrodi a 19.7 kV e a 15.8 kV creano un campo elettrostatico che focalizza l'immagine invertendola

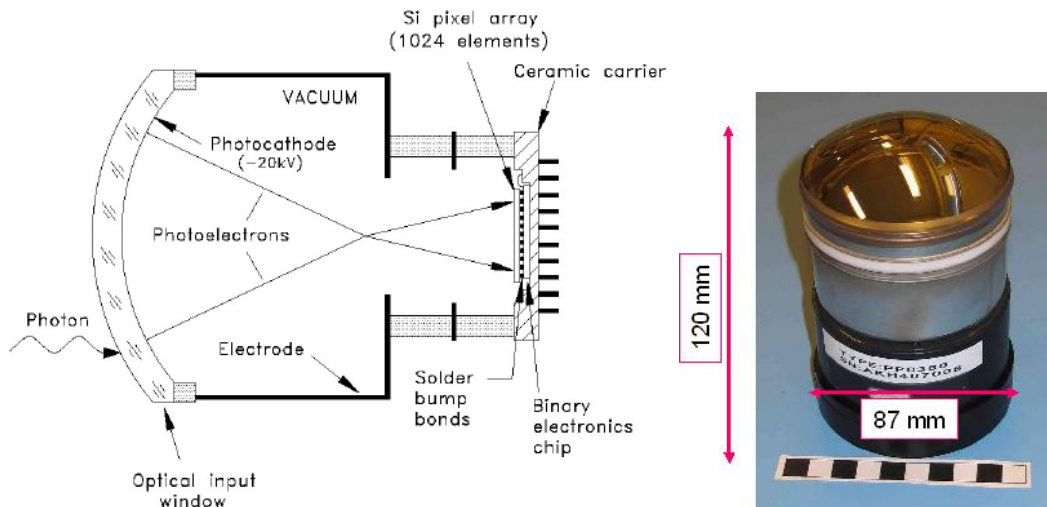


Figura 3.9: Disegno schematico di un HPD (sinistra) e fotografia di un HPD (destra).

e riducendola di un fattore circa 5.

L'anodo consiste in una matrice di 256×32 pixel di silicio. Ogni pixel ha una dimensione di $0.0625 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Il chip può operare in due modalità chiamate ALICE e LHCb:

ALICE legge tutti gli 8192 pixel indipendentemente;

LHCb mette in OR 8 pixel adiacenti in una colonna, formando una matrice di 32×32 pixel quadrati, ciascuno di dimensione $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$.

Il metodo di operazione standard durante la presa dati è quello denominato LHCb.

Quando il fotoelettrone colpisce l'anodo di silicio vengono prodotti circa 5000 coppie elettrone-lacuna. Ogni pixel è una giunzione n-p con una tensione inversa applicata di circa 80 V. Il chip di silicio è bump-bonded direttamente sul chip che effettua la lettura degli hits.

Durante le operazioni di LHCb alla luminosità nominale la percentuale di occupazione dei fotorivelatori dovuti a fotoni Cherenkov è l'1% e la probabilità di fotoni multipli è molto bassa. Questo ha permesso di avere uno schema di lettura binario.

Il chip di lettura, chiamato "LHCbPIX1", digitalizza e salva il segnale. Il canale di lettura è diviso in una parte analogica e una digitale. La parte analogica è costituita da un amplificatore di carica e da due shapers. Un discriminatore confronta l'uscita dello shaper con una soglia che può essere regolata globalmente sul chip e in maniera più fine per ogni canale. Il segnale in uscita dal discriminatore entra nella parte digitale del chip. L'informazione è binaria e i dati sono costituiti dai valori binari che indicano i pixel colpiti. Tali dati vengono immagazzinati temporaneamente fino all'arrivo del trigger, quando vengono salvati in registri di tipo FIFO sull'elettronica di front end. La mappa binaria degli hits viene letta nei 25 ns tra due bunch crossing e i dati sono salvati in un buffer nella scheda montata sul rivelatore chiamata L0. Ogni L0 controlla due HPD. Se il trigger di livello 0 accetta l'evento i dati vengono inviati all'elettronica di livello 1, posta a un centinaio di metri di distanza dal rivelatore, nella counting room, utilizzando fibre ottiche. La scheda L0 è anche

responsabile della sincronizzazione dei dati con il clock del trigger. Le schede di livello 1 costituiscono l'interfaccia tra il rivelatore e il sistema di acquisizione. Sono installate al di fuori del rivelatore e raccolgono ognuna i dati da 12 L0.

Sulle colonne degli HPD sono state installate anche le schede per la bassa e l'alta tensione (LV, HV).

Gli HPD sono stati sistemati in una matrice, secondo un reticolo esagonale compatto come si può vedere in fig. 3.10. La distanza tra due centri è di 87 mm per lasciare lo spazio per

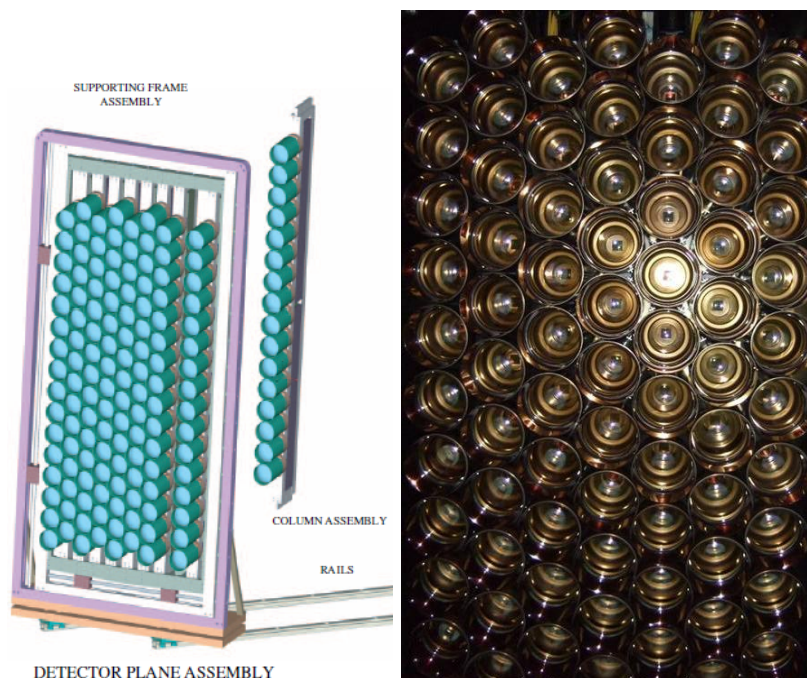


Figura 3.10: Matrice degli HPD: gli HPD sono disposti secondo un reticolo esagonale compatto in modo da massimizzare l'area attiva di rivelazione.

l'inserimento di un cilindro di MuMetal di spessore 0.9 mm utilizzato come schermatura per il campo magnetico. Ciò permette di coprire la superficie per il 90.7%. Poiché l'area sensibile della finestra dell'HPD è minore del diametro geometrico, l'area attiva totale è il 67.4%. In RICH2 sono utilizzati 484 HPD per coprire l'area totale di 2.8 m^2 , organizzati in 9 colonne con 16 tubi ciascuno (9 colonne nel piano sul lato chiamato A (Assembly), 9 colonne sul piano sul lato C (Cryogenics)) mentre in RICH1 i 196 HPD sono organizzati in 7 colonne di 14 tubi ciascuna per ogni piano di rivelatori denominati UP e DOWN.

3.4.1 Sensibilità al campo magnetico

Un aspetto molto importante da tenere in considerazione è la sensibilità di questi fotoregelatori al campo magnetico. Poiché entrambi i RICH si trovano all'interno del campo magnetico residuo di LHCb gli HPD risultano soggetti a tale campo magnetico. Siccome i fotoelettroni emessi viaggiano su distanze lunghe dal punto di emissione sino a quello di impatto sul chip a causa della geometria che focalizza inversamente l'immagine, sono

sensibili alla presenza di un campo magnetico esterno.

È quindi possibile avere una deviazione delle traiettorie dei fotoelettroni a causa della forza di Lorentz: $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Ciò si traduce in una distorsione della corrispondenza tra il punto di incidenza del fotone sul fotocatodo e il punto sull'anodo. Deviazioni degli elettroni dalle traiettorie elettrostatiche nominali a causa del campo magnetico producono distorsioni dell'immagine creata sul catodo.

Per ridurre il campo magnetico nella zona dove sono stati installati l'intera matrice degli HPD è stata inserita all'interno di una struttura schermante. Inoltre ogni HPD è stato schermato individualmente utilizzando una schermatura cilindrica di un materiale ad alta permeabilità magnetica (Mu-Metal) posizionata intorno a ciascun tubo. Distorsioni residue possono essere compensate offline in modo da riavere un'eccellente risoluzione spaziale. Un metodo per studiare le distorsioni magnetiche residue e una procedura di parametrizzazione e correzione per RICH2 verrà presentata nel cap. 4.

3.5 Ricostruzione dell'angolo Cherenkov

La posizione di incidenza del fotone e l'informazione sulla traccia associata può essere utilizzata per ricostruire l'angolo Cherenkov. In fig. 3.11 si possono vedere gli hits prodotti

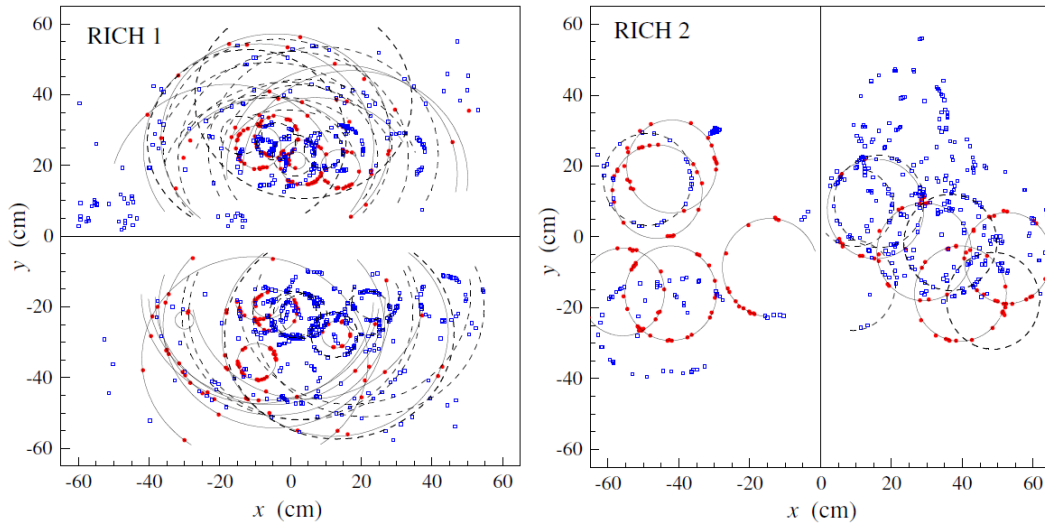


Figura 3.11: Mappa degli hits dei fotoni Cherenkov per un tipico evento in RICH1 (a sinistra) e RICH2 (a destra). I fit degli anelli sono sovrapposti agli hits.

sui fotorivelatori per un tipico evento. Per RICH1 sulla sinistra si possono vedere sia gli anelli con diametro più piccolo prodotti dal radiatore C_4F_{10} sia quelli con diametro più grande prodotti dall'Aerogel.

Per associare gli anelli con la corrispondente traccia, e quindi per assegnare ad ogni traccia un tipo di particella, si effettua un likelihood fit. Si confronta il pattern di fotoni incidenti con quello che ci si aspetterebbe da una particella con una certa massa. Si calcola quindi

la likelihood:

$$\mathcal{L}_x = \sum_i \ln \left[1 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} e^{-\frac{(\theta_i - \theta_x)^2}{2\sigma_\theta^2}} \right] \quad (3.9)$$

dove θ_i è l'angolo ricostruito per l'i-esimo hit, θ_x è l'angolo atteso data l'ipotesi di una certa particella e σ_θ è la risoluzione angolare del rivelatore. La particella che massimizza la likelihood è assegnata alla traccia.

3.5.1 Errori sistematici sulla deteminazione dell'angolo Cherenkov

La risoluzione dei rivelatori di fotoni, associata alla granularità del chip di silicio è stata scelta essere $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ tenendo conto delle altre incertezze sistematiche. Un pixel più piccolo non avrebbe significativamente migliorato la risoluzione sulla misura dell'angolo ma avrebbe comportato un aumento dei costi. I fotoni sono emessi lungo la traiettoria nel radiatore con diverse energie. Non è possibile conoscere l'energia del fotone emesso né la posizione di emissione. Ciò origina un errore cromatico e uno sul punto di emissione. Infine l'angolo viene determinato usando l'informazione sull'impulso misurato dal sistema tracciante che quindi aggiunge un'ulteriore incertezza.

Gli errori sulla ricostruzione dell'angolo Cherenkov per un singolo fotone sono riportati in tab. 3.2. La risoluzione sull'angolo Cherenkov ricostruito dipende dal numero di fotoni

Errore	RICH1		RICH2
	Aerogel	C_4F_{10}	CF_4
$\sigma_\theta^{\text{chrom}}$ [mrad]	1.61	0.81	0.42
$\sigma_\theta^{\text{emiss}}$ [mrad]	0.29	0.69	0.31
$\sigma_\theta^{\text{pixel}}$ [mrad]	0.62	0.62	0.18
$\sigma_\theta^{\text{track}}$ [mrad]	0.52	0.40	0.20
$\sigma_\theta^{\text{tot}}$ [mrad]	1.82	1.29	0.8

Tabella 3.2: Principali errori sistematici nella determinazione dell'angolo Cherenkov.

rivelati. La risoluzione ideale sull'intero anello idealmente è data da:

$$\sigma_{\text{ring}} = \frac{\sigma_{\text{photon(single)}}}{\sqrt{N_{\text{photon(ring)}}}} \quad (3.10)$$

3.5.2 Prestazioni nell'identificazione di particelle

Per studiare le prestazioni del sistema dei RICH, sono state simulate tracce provenienti da diversi canali di decadimento. Si è valutato il rapporto tra i logaritmi delle likelihood tra l'assunzione dell'ipotesi pioni e kaone nel caso di kaoni provenienti dal decadimento $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} = \ln \mathcal{L}(K) - \ln \mathcal{L}(\pi) = \ln \left[\frac{\mathcal{L}(K)}{\mathcal{L}(\pi)} \right] \quad (3.11)$$

Si ha che $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ risulta essere tendenzialmente positiva per i kaoni, mentre per i pioni si hanno valori generalmente negativi (fig. 3.12).

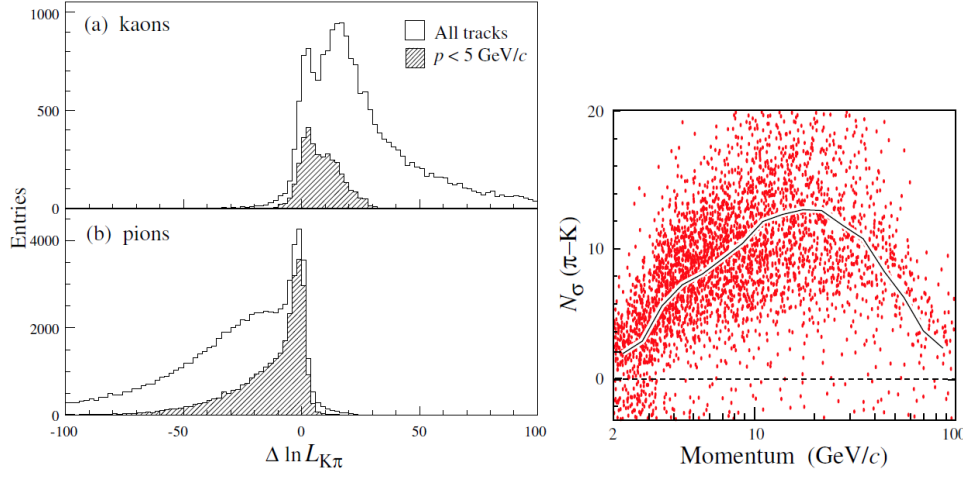


Figura 3.12: A sinistra $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ per (a) kaoni e (b) pioni, per eventi $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$; gli istogrammi ombreggiati si riferiscono a tracce a basso impulso. A destra la significanza della separazione K/π in funzione dell'impulso per pioni dal decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp$. La curva sovrapposta rappresenta il valor medio per ogni impulso.

La differenza tra le likelihood può essere convertita nella significanza di separazione tra π/K definita come:

$$N_\sigma = \sqrt{2 |\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}|} \quad (3.12)$$

In fig. 3.12 si può vedere questa significanza in funzione dell'impulso per tracce associate a veri pioni del decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp$. Sebbene la separazione migliore si ha per impulsi nel range $10 \div 30 \text{ GeV}/c$, è comunque buona nel range $2 \div 100 \text{ GeV}/c$.

Più rilevante è l'efficienza nell'identificare un kaone e nell'identificare erroneamente un pione con un kaone. L'efficienza media tipica nell'identificare un kaone è l'88% sul range di impulsi di interesse e la media di identificazione sbagliata di un pione come kaone è il 5%. Variando il taglio $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ usato per separare π/K , si può cercare di ridurre l'identificazione errata di pioni. Ad esempio in fig. 3.13 si ha l'efficienza di identificazione dei kaoni e l'identificazione sbagliata di pioni come kaoni per due diversi tagli su $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ in funzione dell'impulso. Valori elevati di taglio riducono l'identificazione sbagliata di pioni identificati come kaoni ma riducono anche l'efficienza di identificazione dei kaoni. Il compromesso tra efficienza e purezza deve essere valutato secondo le richieste dell'analisi fisica.

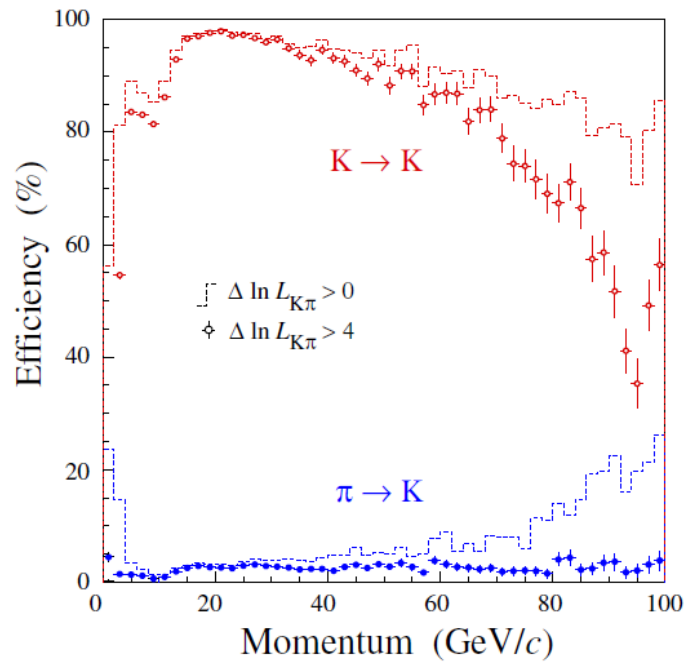


Figura 3.13: Efficienza di identificazione di un K e percentuale identificazione errata di un π in funzione dell'impulso per due diversi valori di taglio di $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$.

Capitolo 4

Misura e correzione degli effetti del campo magnetico sugli HPD

Gli Hybrid Photon Detector devono operare all'interno del campo magnetico residuo di LHCb. Le traiettorie dei fotoelettroni a causa del campo magnetico residuo possono deviare dalle traiettorie nominali. Tali deviazioni danno luogo ad una distorsione dell'immagine. Tale distorsione può provocare un aumento dell'errore sulla determinazione dell'angolo Cherenkov e quindi ridurre l'efficienza di identificazione di particelle.

In questo capitolo presento il mio lavoro sullo studio e la caratterizzazione della distorsione magnetica. Il sistema per misurare e correggere tale distorsione utilizza un'immagine di punti luminosi proiettata sulla matrice degli HPD. Ho effettuato una campagna di misure con e senza campo magnetico per valutare l'effetto del campo magnetico sul pattern di luce proiettato. L'immagine di punti luminosi è proiettata utilizzando un proiettore commerciale installato all'interno del rivelatore RICH2. Ho quindi sviluppato un algoritmo di analisi in grado di ricostruire il pattern proiettato e parametrizzare la distorsione. Ho quindi corretto tale distorsione ottenendo un'incertezza residua inferiore alla risoluzione dovuta alla dimensione del pixel.

4.1 Distorsione magnetica

Poiché sia RICH1 che RICH2 sono posizionati vicino al magnete dipolare di LHCb, gli HPD, sensibili alla presenza di un campo magnetico, devono essere in grado di operare in presenza di tale campo magnetico senza perdite in efficienza o risoluzione.

Le traiettorie dei fotoelettroni emessi dal fotocatodo sono deviate dalla forza di Lorentz con un conseguente effetto di distorsione dell'immagine sull'anodo dell'HPD. Tale distorsione può degradare la risoluzione spaziale dell'HPD e anche causare una perdita di fotoelettroni che, subendo una deviazione, non riescono a raggiungere l'area sensibile dell'anodo. Il tutto si traduce in un aumento dell'errore sulla misura dell'angolo Cherenkov.

L'effetto sulle traiettorie dipende dalla direzione del campo magnetico. Vista la configurazione del campo elettrico di focalizzazione all'interno dell'HPD, in prima approssimazione, si ha uno spostamento dell'immagine nel caso di campo magnetico, $\vec{B}_\perp$, perpendicolare al-

l'asse del tubo e una rotazione nel caso di campo magnetico, $\vec{B}_{\parallel}$, parallelo all'asse.

Per ridurre il campo magnetico all'interno degli HPD, i quattro piani di fotorivelatori (due in RICH1, due in RICH2) sono inseriti in strutture schermanti di ferro. Inoltre ogni singolo tubo è schermato individualmente utilizzando una struttura cilindrica di una lega di materiale con alta permeabilità magnetica (MuMetal).

Tuttavia un campo magnetico residuo può ancora provocare una distorsione dell'immagine non trascurabile. Per questo motivo è necessaria una procedura di caratterizzazione e di analisi degli effetti di distorsione e, eventualmente, una correzione offline.

RICH1 e RICH2 hanno sviluppato soluzioni completamente diverse per la misura e la correzione delle distorsioni magnetiche.

Il lavoro di cui mi sono occupata, presentato in questa tesi, fa riferimento al sistema utilizzato per RICH2.

L'idea di base è di proiettare un pattern noto di luce direttamente sulla matrice degli HPD usando un proiettore. Un algoritmo è in grado di ricostruire la posizione dei punti luminosi del pattern. Misure con e senza campo magnetico permettono di analizzare l'effetto di distorsione sul pattern di luce rivelato. È quindi possibile caratterizzare e parametrizzare la distorsione magnetica e applicare una correzione offline. Il processo di correzione deve ottenere una risoluzione tale che l'incertezza residua dovuta alla distorsione magnetica sia trascurabile rispetto alla risoluzione dovuta alla dimensione del pixel.

4.2 Effetti di un campo magnetico sulla traiettoria dei fotoelettroni in un HPD

L'HPD e le traiettorie dei fotoelettroni sono rappresentati schematicamente in fig. 4.2. Nel caso in cui sia presente un campo magnetico nel volume dell'HPD i fotoelettroni risentono della forza di Lorentz:

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1)$$

dove $\vec{E}$ è il campo elettrico utilizzato per focalizzare l'immagine sull'anodo e $\vec{B}$ il campo magnetico residuo. La distorsione prodotta dipende dall'intensità e dalla direzione del campo magnetico.

In prima approssimazione si può dire quanto segue. Nel caso di campo magnetico assiale ($\vec{B}_{\parallel}$) è evidente una simmetria cilindrica e la forza di Lorentz, perpendicolare a $\vec{B}_{\parallel}$, fa ruotare gli elettroni intorno all'asse dell'HPD lungo traiettorie a spirale purché l'angolo di rotazione sia piccolo. Questo induce una distorsione dell'immagine, chiamata "distorsione a S", il cui pattern ottenuto con una simmetria completa è riportato in fig. 4.1 (sinistra). Facendo riferimento alla fig. 4.2 assumendo che P' sia il punto di impatto del fotoelettrone emesso in Q quando è applicato un campo parallelo $\vec{B}_{\parallel}$ e O è il centro del fotocatodo proiettato sul piano del chip, OP e OP' formano un angolo $\Delta\Phi$. In caso di pura rotazione si ha che $r' = r$ e $\Delta\Phi \neq 0$ e in generale $\Delta\Phi$ dipende da r .

Invece, un campo magnetico perpendicolare ($\vec{B}_{\perp}$) all'asse del tubo provoca uno spostamento laterale dell'immagine come si può vedere in fig. 4.1 (destra). Il valore dello spostamento dipende dal punto di emissione del fotoelettrone a causa della geometria del campo elettrostatico. La fig. 4.1 fa riferimento a misure effettuate su un singolo HPD per verificarne

la tolleranza al campo magnetico. Non è stata evidenziata alcuna perdita in efficienza o risoluzione se il campo all'interno del volume dell'HPD è inferiore a 10 G nel caso di un tubo non schermato. Un singolo tubo con una schermatura costituita da uno schermo di MuMetal può tollerare fino a 30 G (fig. 4.1) [69].

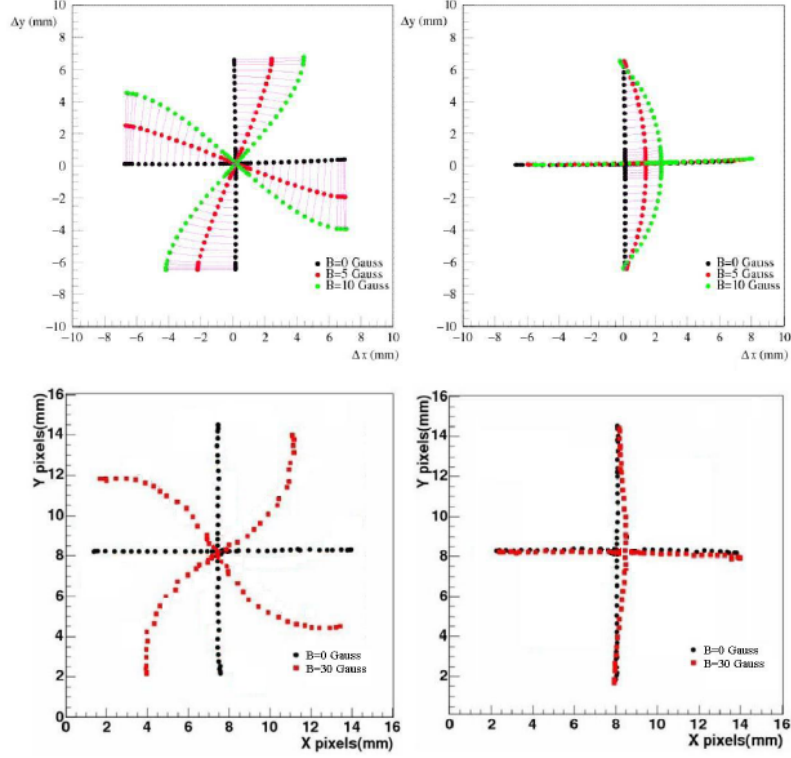


Figura 4.1: Distorsione dovute a campo magnetico assiale (alto a destra), trasverso (alto a sinistra) per HPD non schermati per diverse intensità di campo magnetico (0, 5, 10 Gauss), lo stesso per HPD con schermatura di MuMetal (basso) (0, 30 Gauss).

4.3 Il campo magnetico in RICH2

RICH2 si trova tra il magnete e la struttura del calorimetro adronico di LHCb. Il campo magnetico nella regione dove è installato RICH2 varia rapidamente in tutte le direzioni con valori superiori ai 150 G. L'intero piano di fotorigelatori è stato inserito in una struttura schermante in grado di attenuare il campo di un fattore ≥ 15 . Il campo magnetico all'interno della struttura schermante in RICH2 (fig. 4.3) è stato misurato ed è minore di 10 G e principalmente trasverso. È inoltre necessario che ogni HPD sia schermato individualmente in modo da ridurre ulteriormente il campo magnetico e quindi la distorsione magnetica ad un livello per cui non si ha perdita di fotoelettroni al di fuori dell'area attiva ed è possibile una correzione offline.

La schermatura individuale è costituita da un rivestimento cilindrico di MuMetal di 140 mm di lunghezza e con diametro esterno di 85.8 mm, spesso 0.9 mm e sporge di circa 20 mm

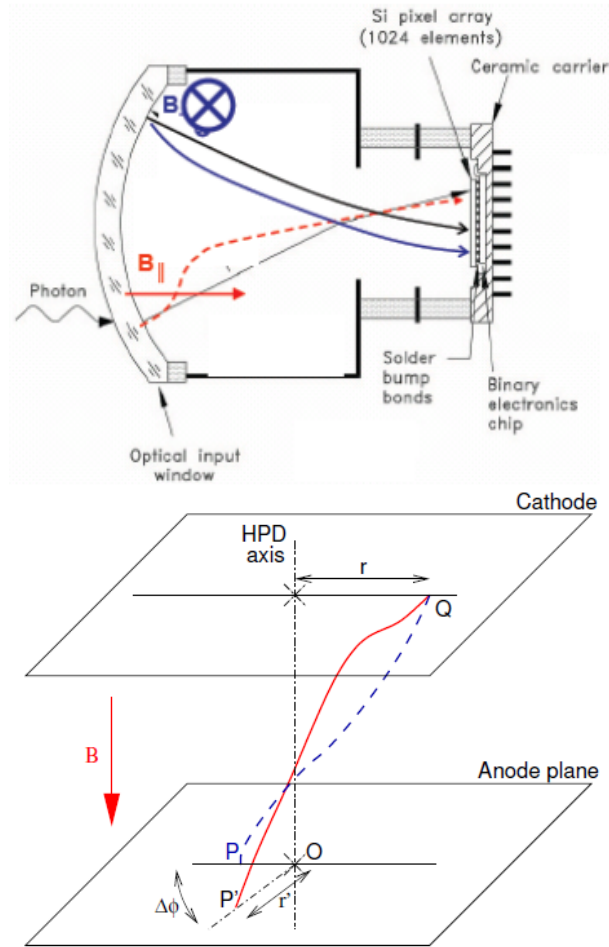


Figura 4.2: Effetti del campo magnetico sulle traiettorie dei fotoelettroni a seconda della direzione del campo magnetico.

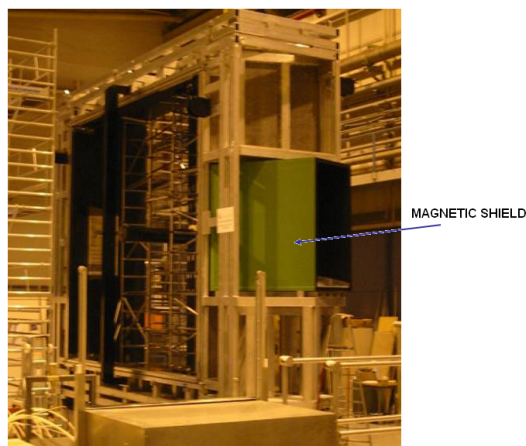


Figura 4.3: Schermatura magnetica per l'intera matrice degli HPD in RICH2. La matrice degli HPD è installata all'interno di tale struttura.

oltre la finestra dell'HPD (fig. 4.4).

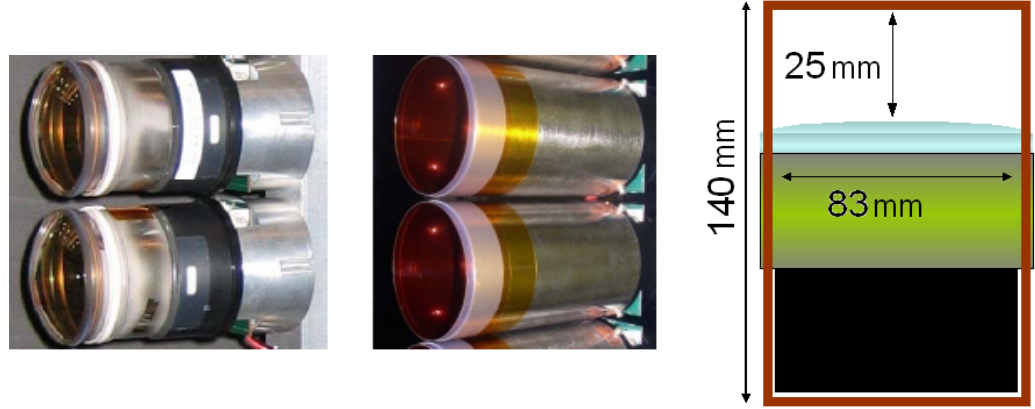


Figura 4.4: Coppia di HPD non schermati e con la schermatura cilindrica di MuMetal (a sinistra), disegno con dimensioni della schermatura utilizzata per il singolo HPD (a destra).

Sono state effettuate simulazioni tenendo conto di questa ulteriore schermatura per avere una stima del campo residuo nel volume dell'HPD tenendo conto sia della struttura schermante di ferro sia del MuMetal per il singolo HPD. Per semplificare la simulazione sono state effettuate alcune approssimazioni che comunque non pregiudicano il risultato finale. In particolare si è assunto una simmetria della struttura dove alloggiavano gli HPD rispetto al piano $y = 0$. In realtà la scatola è più grande nella zona con y negative (1.085 m) rispetto a quella con y positive (0.960 m) e si è usata una struttura a parallelepipedo invece che cilindrica per il MuMetal di schermatura. Tenendo conto delle misure effettuate nella posizione di installazione del RICH2 il campo esterno è stato fissato a 100 G e con direzione trasversa. Il campo magnetico residuo è stato stimato minore di 10 G per tutti gli HPD. Il valore per ogni singolo HPD dipende dalla posizione nella matrice. La direzione del campo ottenuta dalla simulazione è prevalentemente parallela all'asse dell'HPD come si può vedere in fig. 4.5. In tale figura è riportato il campo nella matrice degli HPD vista di lato e vista di fronte. Le frecce mostrano la distribuzione del campo magnetico in scala logaritmica. In fig. 4.6 è riportata la mappa dell'intensità del campo magnetico all'interno della struttura che ospita la matrice degli HPD vista da diverse angolazioni. In tale figura si nota che il campo magnetico residuo è maggiore nelle colonne centrali e minore nelle righe centrali della matrice degli HPD.

4.4 Setup sperimentale per RICH2

L'idea di base è quella di illuminare la matrice degli HPD con un pattern di luce ben noto e di ricostruire la posizione dei punti luminosi senza e con diverse intensità di campo magnetico.

Ho effettuato una campagna di misure con e senza campo magnetico per caratterizzare gli effetti del campo magnetico sul pattern di luce proiettato. Ho utilizzato l'intero sistema di controllo e acquisizione dati del RICH di LHCb durante questa campagna di acquisizione

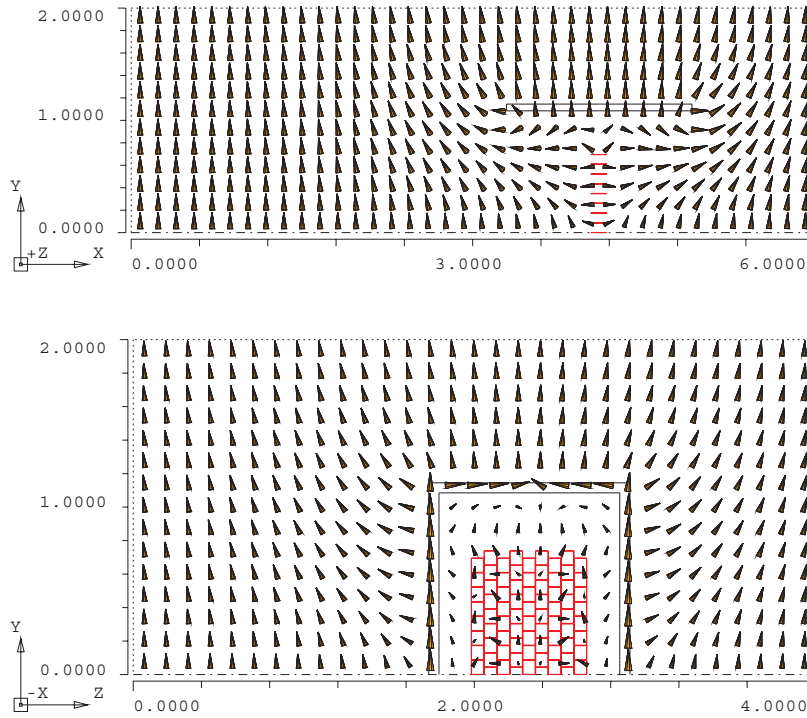


Figura 4.5: Simulazioni dell'intensità e direzione del campo magnetico all'interno del volume degli HPD nella matrice in RICH2 vista di lato e vista di fronte. Le frecce descrivono la distribuzione del campo magnetico in scala logaritmica. È stato simulato solamente mezza matrice degli HPD per questioni di simmetria. Nella figura in alto lo spazio tra due trattini rappresenta lo spazio occupato da 8 dei 16 HPD di una colonna e nella figura in basso ogni quadrato rappresenta un HPD nella matrice. Si può vedere la parte superiore delle 9 mezze colonne. Le colonne pari sono sfalsate rispetto a quelle dispari.

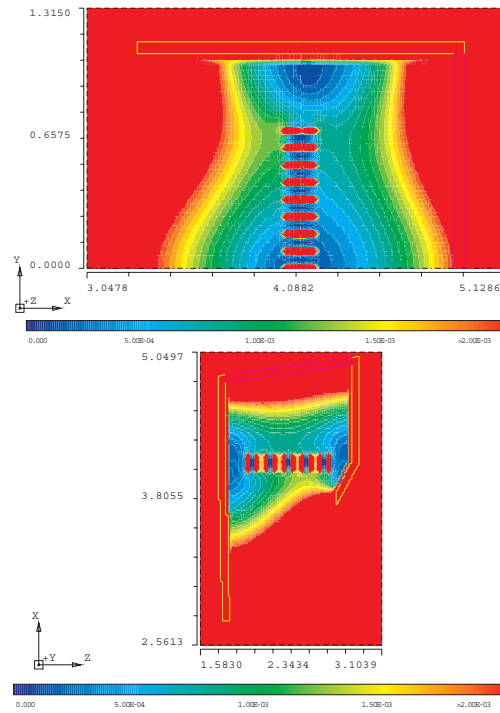


Figura 4.6: Mappa dell'intensità del campo magnetico all'interno del volume degli HPD nella matrice in RICH2 vista di lato (in alto) e vista dall'alto (in basso) ottenuta nelle simulazioni. La scala dei colori va da zero Gauss (blu scuro) a 20 Gauss (rosso). Nella figura in alto sono riportate solo 8 delle 16 righe di HPD in una colonna.

dati. Tale sistema è descritto nella sezione 2.2.10.

La sorgente di luce utilizzata è un proiettore commerciale. Due proiettori sono stati installati all'interno del RICH2 (fig. 4.7) e posizionati ai due lati della beam pipe utilizzando supporti in alluminio, simmetricamente per i due lati, A e C, a metà dell'altezza della matrice degli HPD (circa 3 m) in modo da ridurre l'effetto di ombra dovuto alla presenza del MuMetal e ad una distanza dal piano degli HPD di circa 3.3 m (fig. 4.9). L'immagine del pattern ricopre interamente la matrice degli HPD senza essere coperta dagli specchi piani come si può vedere in fig. 4.8.

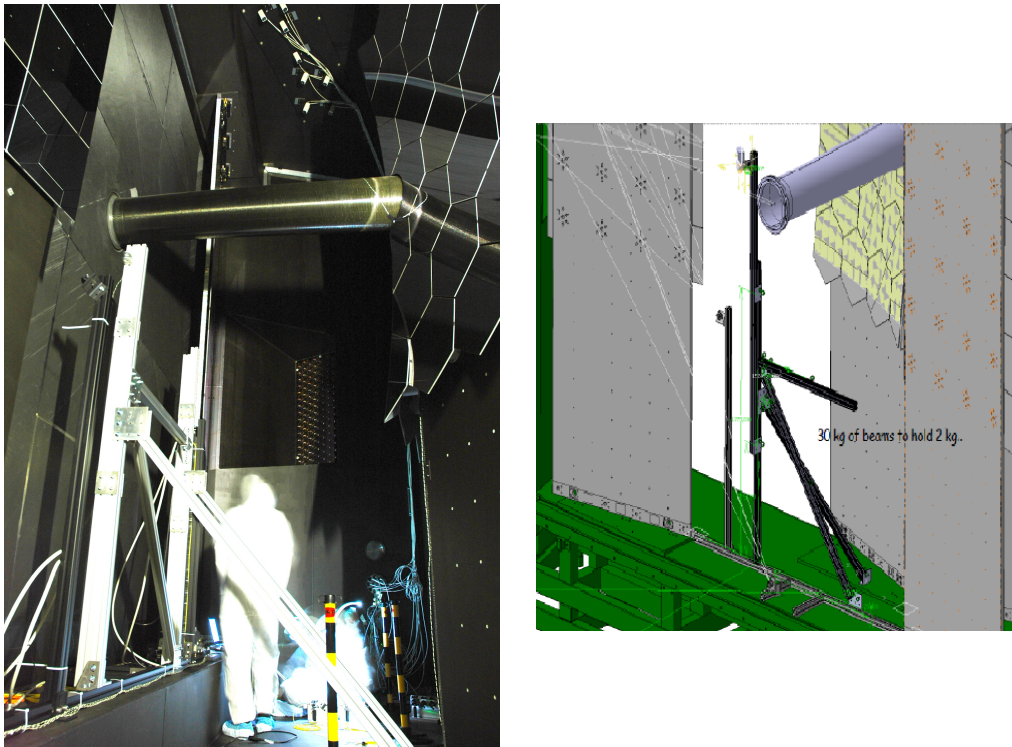


Figura 4.7: Installazione dei proiettori all'interno di RICH2. Al centro dell'immagine (sinistra) è visibile la beam pipe, sui lati le superfici di specchi piani e sferici. I proiettori sono stati posizionati ad un'altezza di circa 3 m da terra utilizzando dei supporti in alluminio (destra).

4.4.1 Caratteristiche della sorgente di luce

Il pattern di luce è proiettato sulla matrice degli HPD utilizzando un proiettore commerciale. L'utilizzo di un proiettore ha numerosi vantaggi. Innanzitutto grazie alle dimensioni ridotte il trasporto e l'installazione all'interno del RICH2 sono facilitate. Ogni volta che si effettueranno misure per la distorsione magnetica il proiettore sarà installato e disinstallato al termine della presa dati. In tal modo un ulteriore vantaggio è che non contribuisce alla quantità di materiale totale di LHCb e non deve essere in grado di operare in un ambiente radioattivo. Inoltre visto che è utilizzato solamente durante i periodi di stop di LHC può

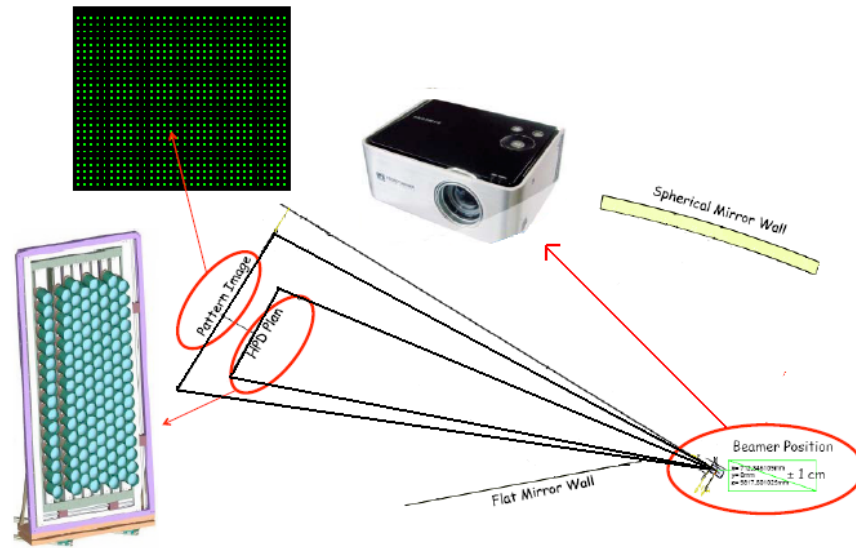


Figura 4.8: Setup per il sistema di misurazione della distorsione magnetica. Il proiettore illumina la matrice degli HPD con un pattern di luce noto.

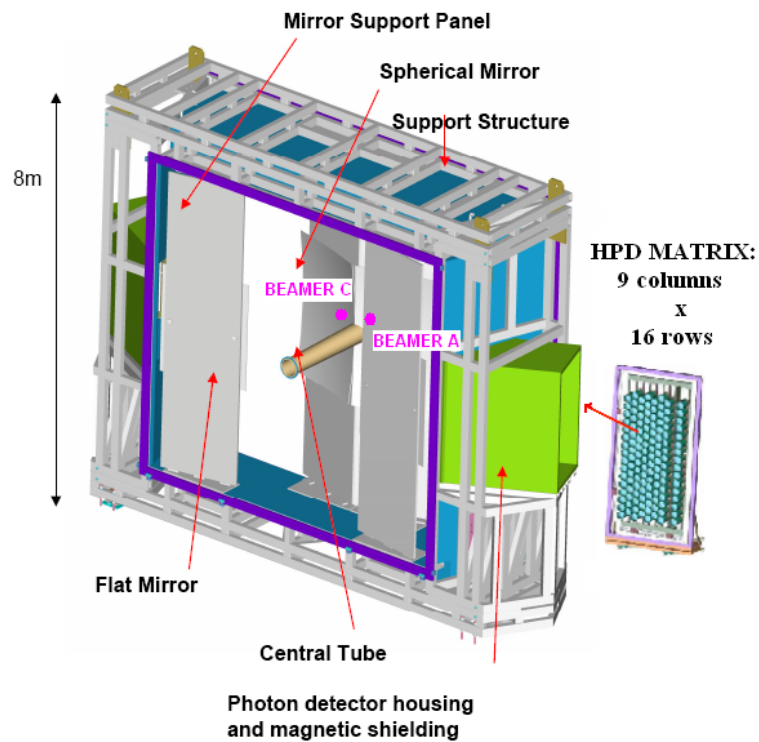


Figura 4.9: Posizione dei proiettori all'interno del RICH2.

essere installato anche all'interno dell'accettanza del rivelatore. Il fatto che il proiettore possa essere collegato direttamente ad un computer permette, inoltre, di cambiare il pattern di luce proiettato e di adattarlo a diversi tipi di misure. Un ulteriore vantaggio è la grande apertura angolare della luce emessa che permette di illuminare l'intera matrice degli HPD contemporaneamente. Eventuali aberrazioni ottiche sono irrilevanti.

Il proiettore Samsung SP-P310ME (fig. 4.10) utilizza la tecnologia DLP® (Digital Light Processing) a LED. Ha una risoluzione di 800×600 pixel, contrasto 1000 : 1 e luminosità di 50 ANSI Lumens. La potenza assorbita è minore di 30 W e il peso è circa 1 Kg.



Figura 4.10: Proiettore Samsung SP-P310ME nella scatola di alluminio utilizzato per le misure di distorsione magnetica.

Con la tecnologia DLP® la luce emessa da leds è focalizzata su un Digital Micromirror Device (DMD) costituito da una matrice di specchi posizionati su un chip a semiconduttore. Gli specchi si possono inclinare e a seconda dell'inclinazione possono riflettere la luce del led nella direzione della lente di proiezione (per cui l'immagine è proiettata) oppure verso un assorbitore. L'immagine è creata combinando l'accensione dei LED con l'orientamento degli specchi. La luce non è di conseguenza emessa in maniera continua ma in pacchetti. Utilizzando un oscilloscopio ho caratterizzato la sequenza di colori e la durata di ogni singolo colore. La sequenza è blu, verde e rosso. La durata di un bunch di un colore è $t \simeq 2$ ms con un periodo totale di $T \simeq 6$ ms.

Si è scelto di proiettare un pattern di luce di colore verde, per le motivazioni si veda (sez. 4.4.2). Siccome la luce emessa dal proiettore non è continua il duty cycle per il colore verde è quindi $D[\text{verde}] = 33\%$.

Il proiettore è stato inserito in una scatola di alluminio su cui sono stati montati anche dei filtri neutri (ND3) per diminuire la luminosità sulla matrice degli HPD (fig. 4.10). È anche presente un sistema di raffreddamento, l'entrata per il cavo VGA per la trasmissione del segnale dal computer e quella per l'alimentazione.

Un sistema di raffreddamento ad aria sostituisce le tradizionali ventole per evitare possibili problemi, come il surriscaldamento, dovuti alle correnti di Foucault con le ventole in moto in un campo magnetico.

L'immagine proiettata tramite un cavo VGA lungo 30 m viene controllata tramite un computer con risoluzione impostata a quella del proiettore e frequenza di refresh di 60 Hz.

4.4.2 Il pattern di luce proiettato

L'immagine da proiettare è stata creata utilizzando MS Paint® e consiste in un rettangolo nero con una griglia di punti luminosi verdi equidistanti (fig. 4.11).

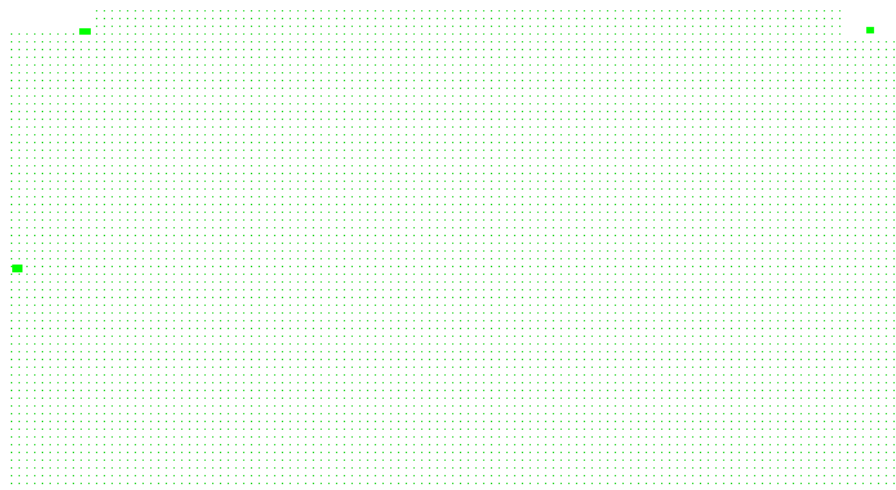


Figura 4.11: Pattern di luce proiettato per un lato del RICH2. Da notare le macchie più grandi che corrispondono alla posizione PMT installati all'interno della matrice degli HPD. Lo sfondo proiettato è nero, qui è stato lasciato bianco per essere visualizzato meglio.

Poiché il sistema per la misura di distorsione magnetica può anche essere utilizzato per monitorare le variazioni dell'efficienza quantica degli HPD nel tempo, si è scelto di proiettare un pattern di luce colorato. Proiettando lo stesso pattern ma con punti di colori diversi si può valutare l'efficienza quantica relativa dei fotorivelatori per diverse lunghezze d'onda. In futuro si prevedono, infatti, nuove misure con pattern di altri colori.

I punti luminosi hanno la dimensione di un pixel. Poiché il proiettore è stato installato ad una distanza di circa 3 metri dalla matrice la dimensione del pixel luminoso proiettato è circa $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Il numero di punti luminosi proiettati deve essere il massimo possibile per avere una buona statistica. È necessario però che ci sia una certa distanza tra due punti adiacenti nella griglia. Infatti se i punti non sono separati da una distanza sufficiente l'algoritmo di ricostruzione non riesce a separarli. Per aumentare la statistica senza avere questo problema ho effettuato due acquisizioni separate di due pattern diversi, l'uno spostato rispetto all'altro di mezzo passo reticolare. L'algoritmo di ricostruzione dei punti luminosi, descritto in sez. 4.5 è applicato separatamente sui due set di dati mentre la parametrizzazione della distorsione viene effettuata utilizzando entrambi i pattern per aumentare la statistica.

Si è scelto, quindi, di proiettare una griglia di punti luminosi di 1 pixel separati da 5 pixel neri. Tale griglia di punti può essere utilizzata non solo per lo studio della distorsione magnetica ma anche per propositi di allineamento (si veda cap. 5).

4.4.3 Procedura di allineamento del pattern

Nell'immagine proiettata, come si può vedere in fig. 4.11, sono presenti 3 punti luminosi di dimensione maggiore per ogni lato: corrispondono alla posizione di sei fotomoltiplicatori, di tipo Hamamatsu H3164-10, diametro 8 mm, tre per ogni lato inseriti nella matrice degli HPD. Uno è posizionato in alto nel mezzo della matrice, l'altro in alto esternamente e il terzo in basso esternamente come si può vedere in fig. 4.12.

I PMTs sono stati installati per permettere l'allineamento del pattern sugli HPDs. La loro posizione (tab. 4.1) è stata misurata accuratamente rispetto al sistema di coordinate di LHCb. In tal modo possono essere utilizzati come punti di riferimento assoluto.

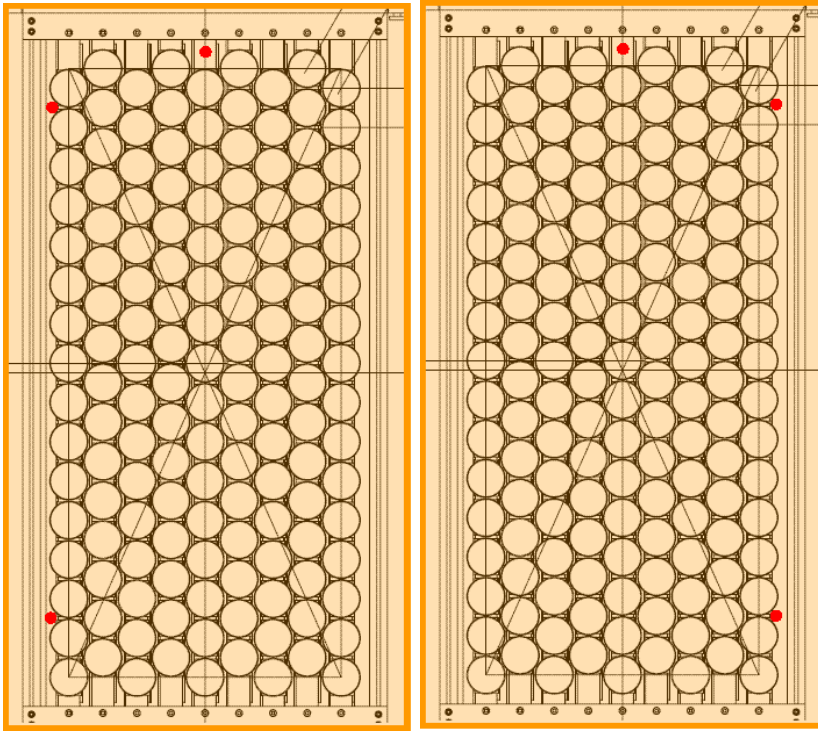


Figura 4.12: Posizione dei fotomoltiplicatori, indicati dal puntino rosso, installati nella matrice per il lato A (sinistra) e per il lato C (destra).

	$x[\text{mm}]$	$y[\text{mm}]$	$z[\text{mm}]$
Lato A centro in alto	3860	710	10740
Lato A esterno in alto	4030	600	10440
Lato A esterno in basso	4030	-560	10440
Lato C centro in alto	-3860	6710	10740
Lato C esterno in alto	-4030	600	10440
Lato C esterno in basso	-4030	-560	10440

Tabella 4.1: Posizione dei 6 PMTs installati nella matrice degli HPD.

La procedura di allineamento consiste nel muovere il pattern proiettato fino a quando non si raggiunge il massimo segnale in uscita dai sei fotomoltiplicatori. Oscurando poi i pixel in cui dovrebbe esserci il fotomoltiplicatore il segnale in uscita va a zero (fig. 4.13).

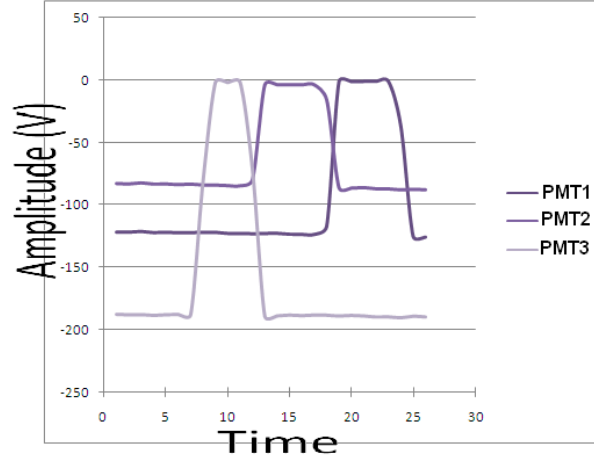


Figura 4.13: Segnale in uscita dai 3 PMTs su un lato del RICH2 durante la procedura di allineamento. Il massimo del segnale corrisponde al pattern allineato. Se si oscurano i pixel luminosi corrispondenti alla posizione del PMT il segnale scende a zero.

4.5 Algoritmo di ricostruzione e studi preliminari

Ho sviluppato un algoritmo in grado di ricostruire la posizione dei punti luminosi del pattern. Esso si basa su:

- Ricerca e localizzazione dei massimi
- Creazione del cluster associato al massimo (processo di clusterizzazione)
- Calcolo del centro di ogni cluster.

Alcuni fattori possono deteriorare e limitare il processo di ricostruzione della posizione dei punti del pattern. I due fattori principali, che ho studiato, sono la presenza di ion feedback (si veda sez. 4.5.5) e la presenza di pixel rumorosi (si veda sez. 4.5.4). Inoltre è necessario regolare e settare correttamente alcuni parametri dell'algoritmo. Ho effettuato per questo motivo anche uno studio sulla scelta del valore dei parametri (si veda sez. 4.5.6).

L'impossibilità di proiettare una grande quantità di luce sugli HPD (per non deteriorarli) richiede l'analisi della figura di accumulazione e non evento per evento.

4.5.1 Ricerca dei massimi

Una funzione iterativa cerca il massimo assoluto all'interno di una regione di pixel di dimensione programmabile $r \times c$ (righe $\times$ colonne). La dimensione è data in pixel e si riferisce alle righe e alle colonne della matrice di pixel del chip di silicio dell'HPD. La ricerca dei massimi avviene iterando la seguente procedura:

- viene selezionato un pixel etichettandolo come candidato massimo e costruita la finestra $r \times c$ intorno ad esso
- il numero di hits in quel pixel è confrontato con quello degli altri pixel nella regione di ricerca
- se esiste in questa regione un pixel con un valore maggiore, esso diventa il nuovo candidato massimo e la procedura viene ripetuta
- altrimenti il candidato massimo diventa un massimo potenziale.

Questo potenziale massimo è accettato solo se il suo valore è maggiore del valore della mediana calcolata in un'area di dimensione $r' \times c'$ attorno al massimo e del valore della mediana totale calcolata sull'intero HPD. Inoltre si accettano come massimi solo quelli che hanno un valore maggiore di una certa frazione del più grande massimo dell'HPD. Si eliminano in questo modo finti massimi dovuti a rumore. Per ogni HPD sono salvate le coordinate dei massimi trovati.

4.5.2 Clusterizzazione

Si applica una procedura di clusterizzazione su ogni massimo trovato precedentemente. Una funzione iterativa cerca i massimi locali intorno al massimo assoluto utilizzando la stessa procedura di ricerca dei massimi (sez. 4.5.1). La ricerca anche in questo caso può essere limitata ad una regione ben definita. Una volta trovati i massimi locali, si costruisce il cluster. È di estrema importanza scegliere con cura la dimensione della finestra in cui può avvenire la clusterizzazione in modo da evitare di unire due cluster corrispondenti a due punti luminosi diversi in uno solo. Studi sull'ottimizzazione di tali dimensioni sono riportate in sez. 4.5.6.

4.5.3 Centro del cluster

Per calcolare il centro del cluster ho utilizzato due metodi differenti che descriverò brevemente. I centri e i rispettivi errori calcolati con i due metodi sono compatibili.

Il primo metodo consiste nel calcolare la media pesata sul numero di hits delle posizioni dei singoli pixel del cluster. Le coordinate del centro sono date da:

$$x_c = \frac{\sum_{i=0}^{n_{\text{pixel}}} w_i x_i}{\sum_{i=0}^{n_{\text{pixel}}} w_i}, \quad y_c = \frac{\sum_{i=0}^{n_{\text{pixel}}} w_i y_i}{\sum_{i=0}^{n_{\text{pixel}}} w_i} \quad (4.2)$$

dove w_i è il numero di hits nel pixel i -esimo che compone il cluster (peso della cella) e x_i e y_i sono la posizione della colonna e della riga dell' i -esimo pixel del cluster. L'errore sul centro si calcola analogamente utilizzando gli scarti quadratici medi.

Il secondo metodo consiste nel fittare la proiezione di ogni cluster lungo le direzioni x e y con una funzione di distribuzione gaussiana unidimensionale. Tale scelta non è ovvia per i dati in modalità LHCb dove il cluster ha una dimensione lineare troppo piccola, di 2 o 3 pixel. Tuttavia sono disponibili alcuni dati in modalità ALICE dove i pixel nella direzione y hanno una dimensione 8 volte minore (quindi il cluster risulta formato da una ventina di pixel).

In modalità ALICE il cluster ha una distribuzione gaussiana troncata come si può vedere in fig. 4.14. La gaussiana è troncata per evitare che due cluster vicini si sovrappongano. Fittando diversi cluster si è osservato che la σ della gaussiana è circa sempre la stessa. Una

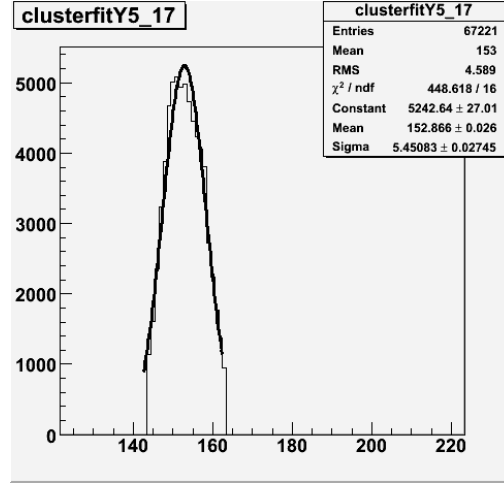


Figura 4.14: Fit con una gaussiana dei dati in modalità ALICE. Il valore della σ è circa 5 pixel ALICE.

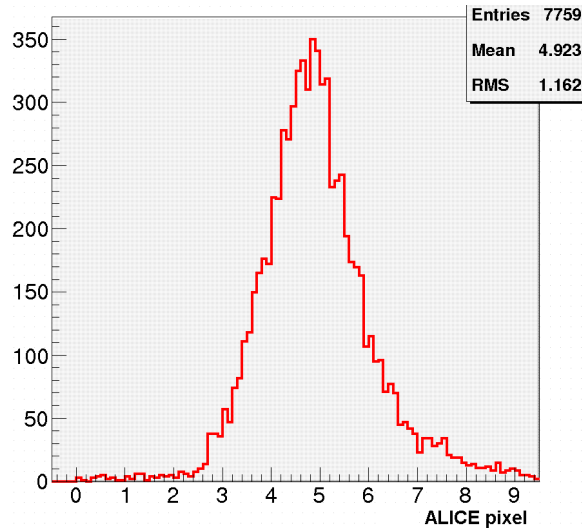


Figura 4.15: Distribuzione delle σ delle gaussiane dei cluster in modalità ALICE. Il valore medio è circa 5 pixel.

media dei valori fornisce (si veda fig. 4.15):

$$\sigma \sim 5 \text{ pixel(ALICE)} \sim 0.6 \text{ pixel(LHCb)} \quad (4.3)$$

Tale valore dipende da caratteristiche fisiche dell'apparato (la dimensione dello spot luminoso, uno spread nelle traiettorie dei fotoelettroni, ...) perciò è ragionevole assumere la

stessa larghezza per i dati in modalità LHCb. Inoltre assumiamo anche che la distribuzione nella direzione x sia uguale a quella nella direzione y . Per calcolare i centri dei cluster in modalità LHCb abbiamo fittato delle gaussiane a larghezza fissa σ (fig. 4.16). Il valor medio

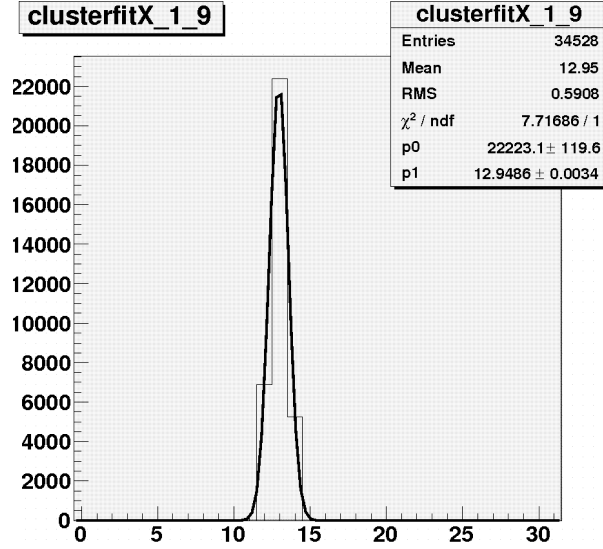


Figura 4.16: Fit con una gaussiana dei dati in modalità LHCb con σ fissata. Si osservi che l'istogramma contiene solo i pixel del cluster per cui le code della gaussiana non sono presenti.

della gaussiana con il suo errore rappresentano il centro del cluster e il suo errore. I risultati che presenterò nel resto del capitolo utilizzano questo secondo metodo.

4.5.4 Pixels rumorosi

Alcuni pixel del chip di silicio degli HPD presentano un comportamento rumoroso. È prevista l'implementazione di un sistema di mascheraggio per eliminarli dal readout. Durante la presa dati per gli studi di distorsione magnetica tale sistema non era ancora stato implementato e quindi non è stato possibile utilizzarlo. Di conseguenza è possibile che in alcuni HPD siano presenti dei pixel rumorosi.

Un pixel rumoroso può soddisfare le condizioni per essere considerato un massimo assoluto. Ciò comporta la necessità di applicare una procedura in grado di distinguerli dai massimi reali, cioè quelli corrispondenti ai punti luminosi del pattern proiettato. Mentre i massimi reali presentano tutti circa la stessa intensità, cioè lo stesso numero di conteggi, in quanto la luce inviata sugli HPD è uniforme, i pixel rumorosi solitamente hanno un numero di conteggi molto maggiore, di più di un ordine di grandezza (fig. 4.17 (C), sinistra). I pixel trovati quindi con un numero di conteggi troppo alti rispetto alla media dei conteggi dei massimi, sono dichiarati pixel rumorosi e sono eliminati. È stato necessario valutare il numero medio di conteggi dei massimi reali rispetto a quello di un pixel rumoroso per scegliere opportunamente un valore di taglio. Tale valore deve essere tale da eliminare i pixel rumorosi senza però perdere nessun massimo reale.

Al pixel rumoroso viene assegnato un valore fittizio ottenuto dalla media del numero di conteggi nei pixel circostanti (fig. 4.17 (C), destra).

Sia che il noisy pixel sia lontano dai punti luminosi sia che sia vicino ad un punto del pattern la ricostruzione del cluster associato al punto luminoso, dopo aver applicato il taglio, avviene correttamente (fig. 4.17 (A) e (B)). Il pixel rumoroso non viene considerato come massimo assoluto e nessun massimo reale, e quindi nessun cluster associato, viene perso.

4.5.5 Ion feedback

Affinché il fotorivelatore funzioni correttamente è necessario che all'interno del tubo sia stato fatto il vuoto. Gas residuo infatti può causare un processo chiamato "ion feedback": un fotoelettrone ionizzando una molecola residua di gas nel tubo dell'HPD crea uno ione positivo il quale è accelerato indietro verso il fotocatodo. L'urto dello ione sul fotocatodo provoca un'emissione multipla di elettroni e, alla lunga, danneggia il fotocatodo (fig.4.18). Un evento di ion feedback è caratterizzato da fotoelettroni a gruppi (cluster di fotoelettroni) e da un ritardo temporale tra il fotoelettrone primario e la cascata di elettroni prodotti dallo ione positivo che colpisce il fotocatodo. Un cluster è definito come un contiguo set di hits sia in direzione orizzontale, verticale e diagonale e la dimensione è definita come il numero di pixel che lo compongono.

La maggior parte degli HPD non presenta questo effetto, indice della bontà del vuoto all'interno del tubo. Solamente alcuni mostrano questo comportamento. Ciò può essere dovuto a diversi fattori quali l'aumento della pressione residua dovuta a outgassing dei componenti, permeabilità della finestra di quarzo di ingresso dell'HPD o scarso livello di vuoto ottenuto durante la produzione. Misure dell'andamento nel corso del tempo della percentuale di ion feedback sono state effettuate e sono tuttora in corso. È stato mostrato che l'effetto aumenta linearmente nel tempo. Si è inoltre verificato che se il rate dell'ion feedback diventa maggiore del 5%, l'HPD può entrare nel cosiddetto regime di "glow discharge" per cui l'emissione di fotoelettroni è continua. Ciò causa la saturazione del chip di silicio rendendo così inutilizzabile l'HPD (fig. 4.19).

La presenza di questo effetto può ridurre l'efficienza di ricostruzione dell'algoritmo. Ho quindi studiato un modo per eliminare o comunque ridurre gli eventi dovuti ad ion feedback. L'elemento distintivo è l'alto numero di hits per evento raggruppati in cluster.

Ho in particolare studiato il comportamento del numero di hits per evento e della dimensione massima del cluster per evento per diversi HPD. Si sono messi a confronto HPD con basso ion feedback, con alto e in regime di glow discharge. Le distribuzioni di tali variabili sono riportate nel caso di un run con il proiettore acceso e quindi con il pattern che illumina la matrice degli HPDs e nel caso di un run senza luce proiettata in fig. 4.20. Sono stati scelti 5 HPD con diverse percentuali di ion feedback. I valori sono riportati in tab. 4.2. Le percentuali di IFB rappresentano il rapporto tra il numero totale di cluster con numero di pixel maggiore o uguale a quattro (in modalità LHCb) rispetto al numero totale di cluster.

I tagli effettuati sono un compromesso tra l'eliminazione della maggior quantità di ion feedback e la conservazione del segnale. Il taglio è stato posto a 3 per il numero di hits e a 2 per la dimensione del cluster (i tagli sono indicati da una freccia in fig. 4.20). Effettuando il

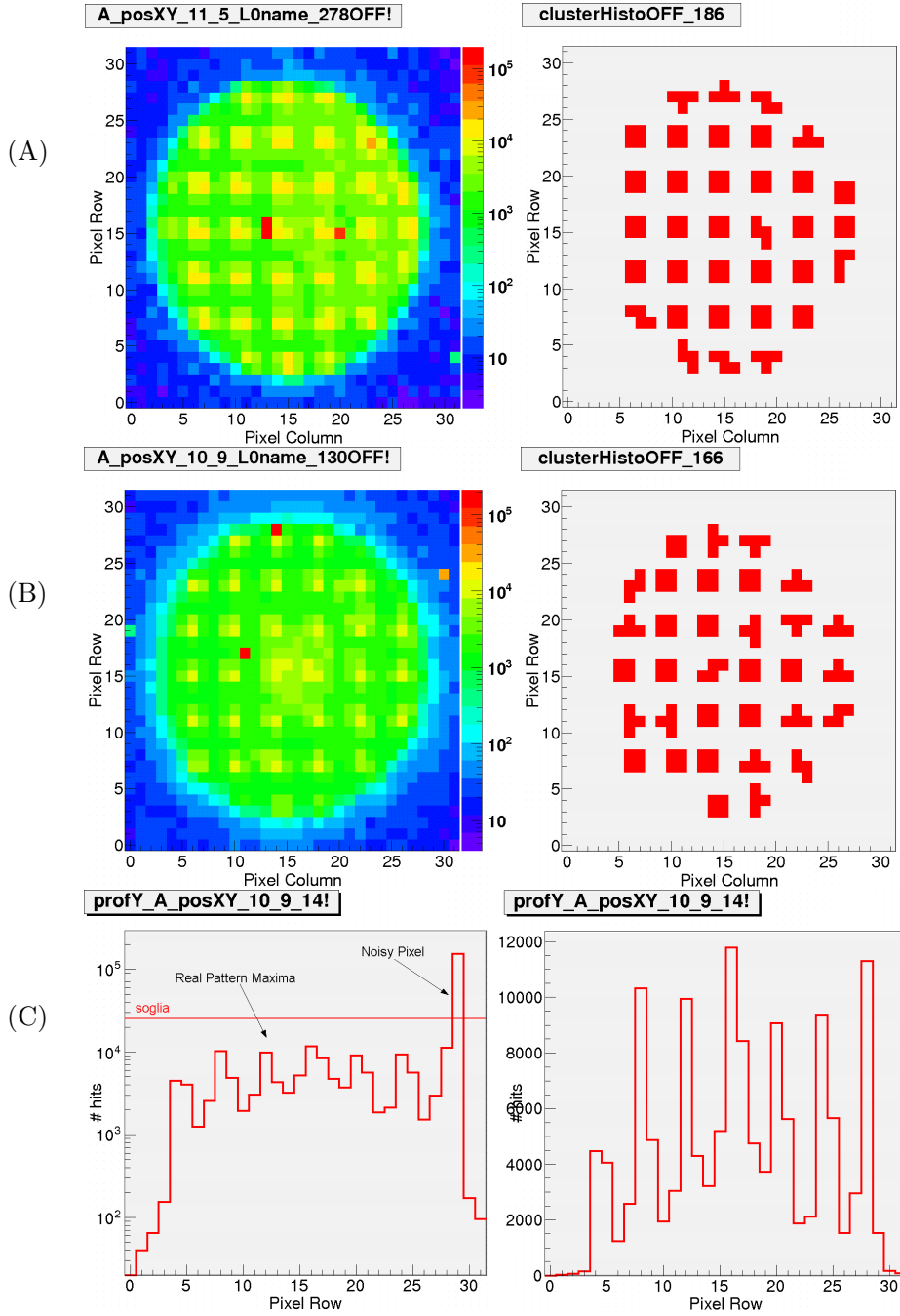


Figura 4.17: Procedura di eliminazione dei pixel rumorosi: scegliendo una soglia opportuna è possibile discriminare tra massimi reali e noisy pixel (in basso a sinistra, C). La cella del pixel rumoroso è settata al valore medio dei pixel vicini. Nella figura in basso (C) a destra è riportato il profilo del pattern dopo l'eliminazione del pixel rumoroso. In tal modo la ricostruzione del cluster associato al punto luminoso avviene correttamente: nelle figure a sinistra in alto (A) e in mezzo (B) sono riportati due HPD diversi con pixel rumorosi (pixel di colore rosso/arancione) e a destra per lo stesso HPD i cluster ricostruiti correttamente. I noisy pixel non sono considerati come massimi reali.

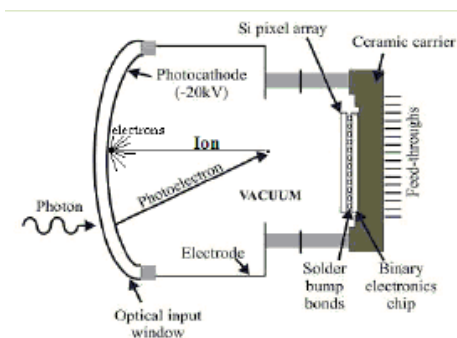


Figura 4.18: Processo di ion feedback in un HPD.

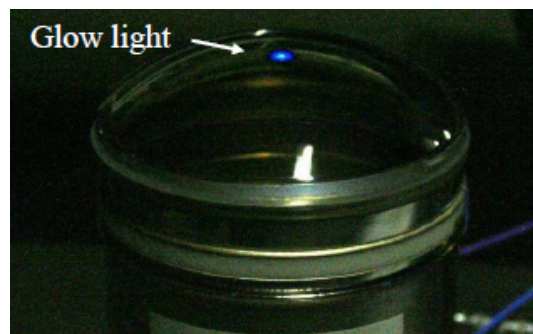
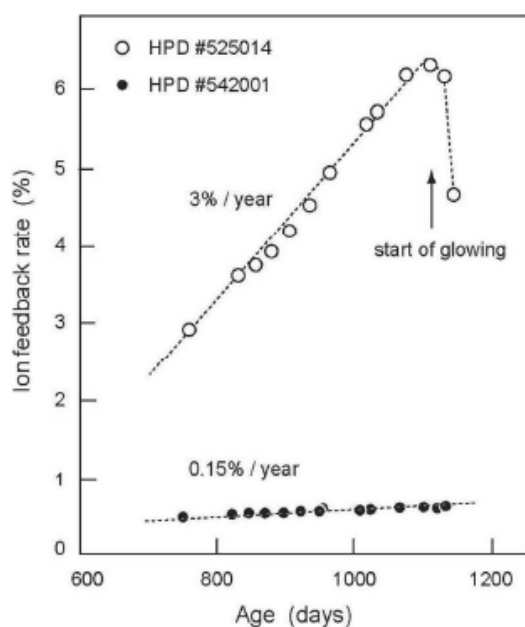


Figura 4.19: Andamento della percentuale di ion feedback in un HPD (a sinistra). Se la percentuale raggiunge il 5% si ha l'instaurarsi di un regime di "glow discharge" (a destra).

Side	Column	Row	IFB rate (%)
A	8	9	< 0.1
C	1	9	~ 1
C	4	7	~ 4
C	0	7	~ 5
C	1	7	> 5

Tabella 4.2: HPD con diversa percentuale di ion feedback. È indicata la posizione (lato, colonna, riga) dell'HPD e la percentuale di IFB.

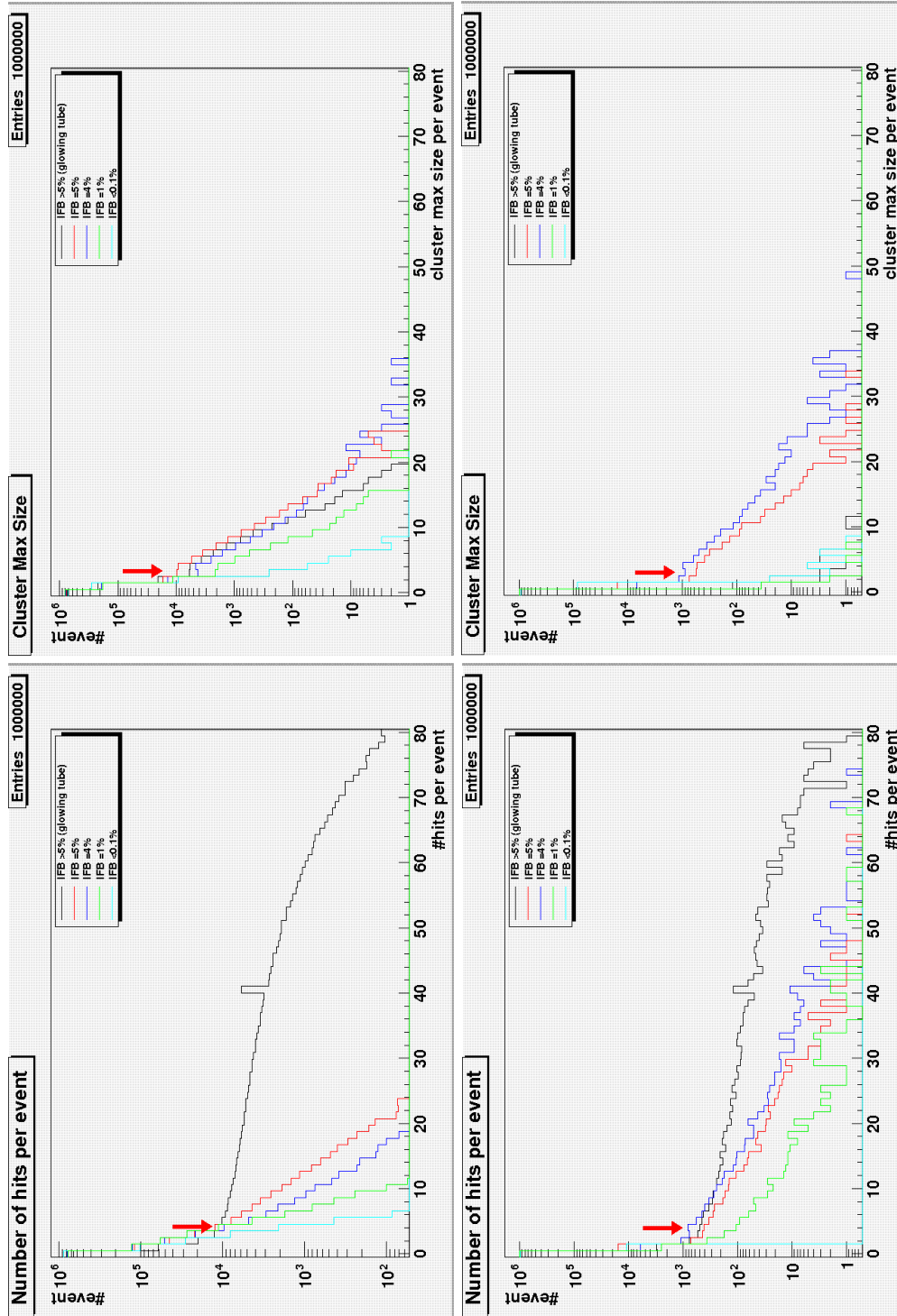


Figura 4.20: Distribuzioni di alcune variabili per caratterizzare il processo di ion feedback: numero di hits e dimensione massima del cluster per evento. In alto per un run con il pattern, in basso per un run senza il pattern (dark count run). La freccia indica il valore di taglio scelto.

taglio sul numero di hits per evento otteniamo che mantenendo il 98% del segnale possiamo tagliare parte dell'IFB come riportato in tab. 4.3.

IFB rate (%)	Percentuale di IFB eliminato (%)
< 0.1	2
~ 1	11
~ 4	13
~ 5	29
> 5	58

Tabella 4.3: Percentuale di IFB eliminato tagliando sul numero di hits.

Possiamo effettuare un ulteriore taglio sulla dimensione del cluster. Le percentuali di IFB eliminato sono riportate in tab. 4.4. Per l'HPD con ion feedback basso (1%), non si ha una significativa riduzione del rumore tagliando sulla dimensione del cluster. La perdita di segnale a causa di questo taglio è $< 0.02\%$ (tab. 4.4).

IFB rate (%)	Percentuale di IFB eliminato (%)
< 0.1	< 0.02
~ 1	~ 0
~ 4	4.7
~ 5	1.1
> 5	1.6

Tabella 4.4: Percentuale di IFB eliminato tagliando sulla dimensione del cluster.

Come si può vedere in fig. 4.20, la maggior parte degli eventi per il tubo senza IFB (linea azzurra) non contengono hit, mentre un centesimo degli eventi contiene un solo hit. Questo rumore è ineliminabile poiché la luce che inviamo sulla matrice degli HPD con il pattern luminoso ha un'intensità molto bassa e ad ogni evento produce pochi hits (fig. 4.20).

Osservando un singolo HPD prima e dopo il taglio il miglioramento è ben visibile (fig. 4.21). In tal modo si riescono a ricostruire i punti del pattern al centro di tali tubi che altrimenti andrebbero persi confondendosi con gli eventi di IFB. Anche nella mappa degli hits accumulati per l'intera matrice degli HPD, per entrambi i lati affiancati, riportata in fig. 4.22 prima e dopo il taglio sull'ion feedback, si nota come la maggior parte degli eventi di ion feedback sia stata eliminata. Solamente per un paio di HPD risulta impossibile ricostruire alcuni punti del pattern nella zona centrale. Tuttavia avendo, come vedremo nella sez. 4.6, principalmente una rotazione del pattern questa perdita nella zona centrale è irrilevante.

4.5.6 Studio per il corretto tuning dei parametri dell'algoritmo di ricostruzione

Come già accennato in precedenza affinché l'algoritmo di ricostruzione funzioni correttamente è necessario effettuare alcuni studi per decidere il valore di alcuni parametri nella

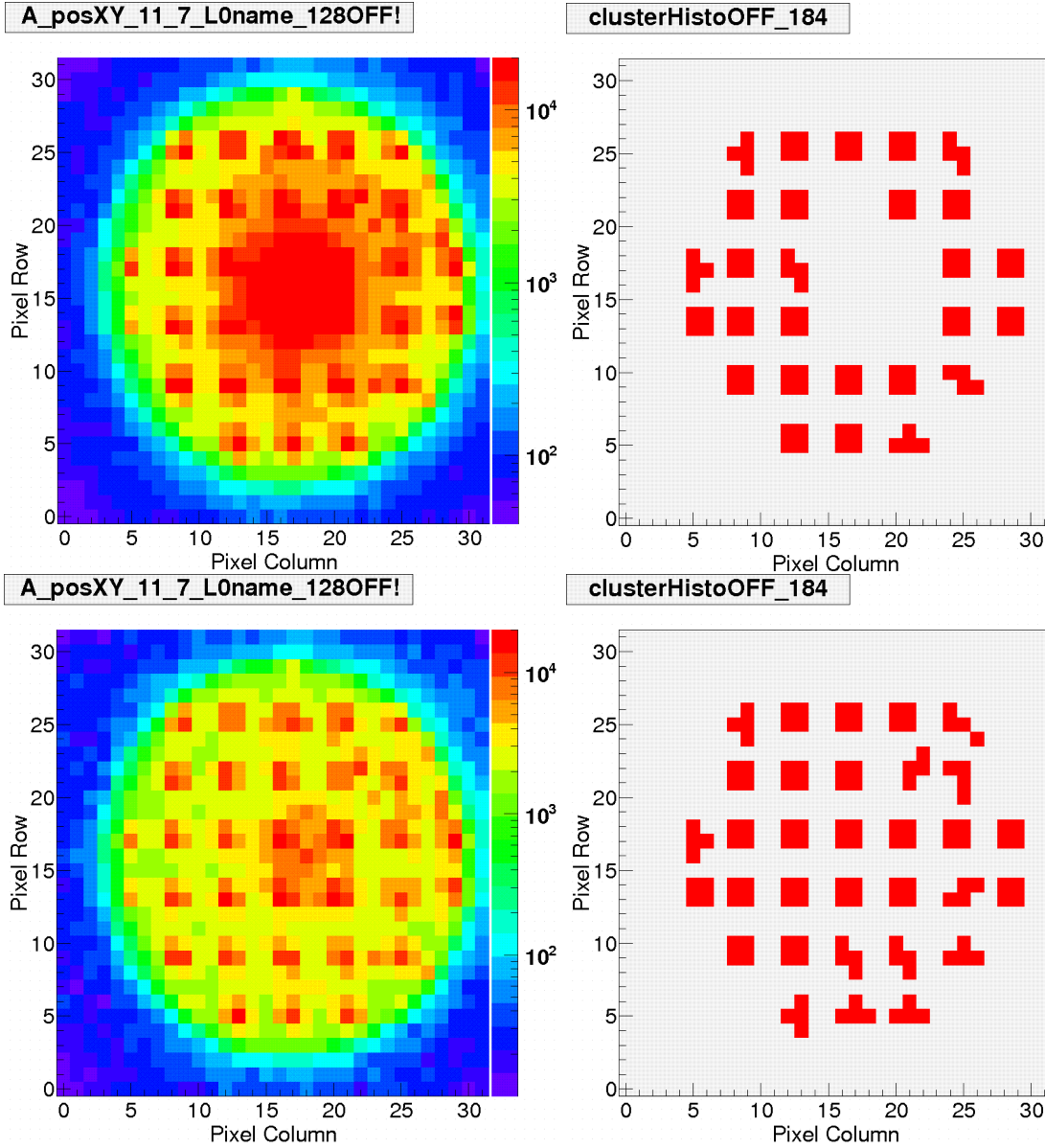


Figura 4.21: Mappa degli hit per un singolo HPD prima e dopo il taglio per l'IFB. L'effetto di IFB si riduce notevolmente permettendo la ricostruzione dei punti del pattern.

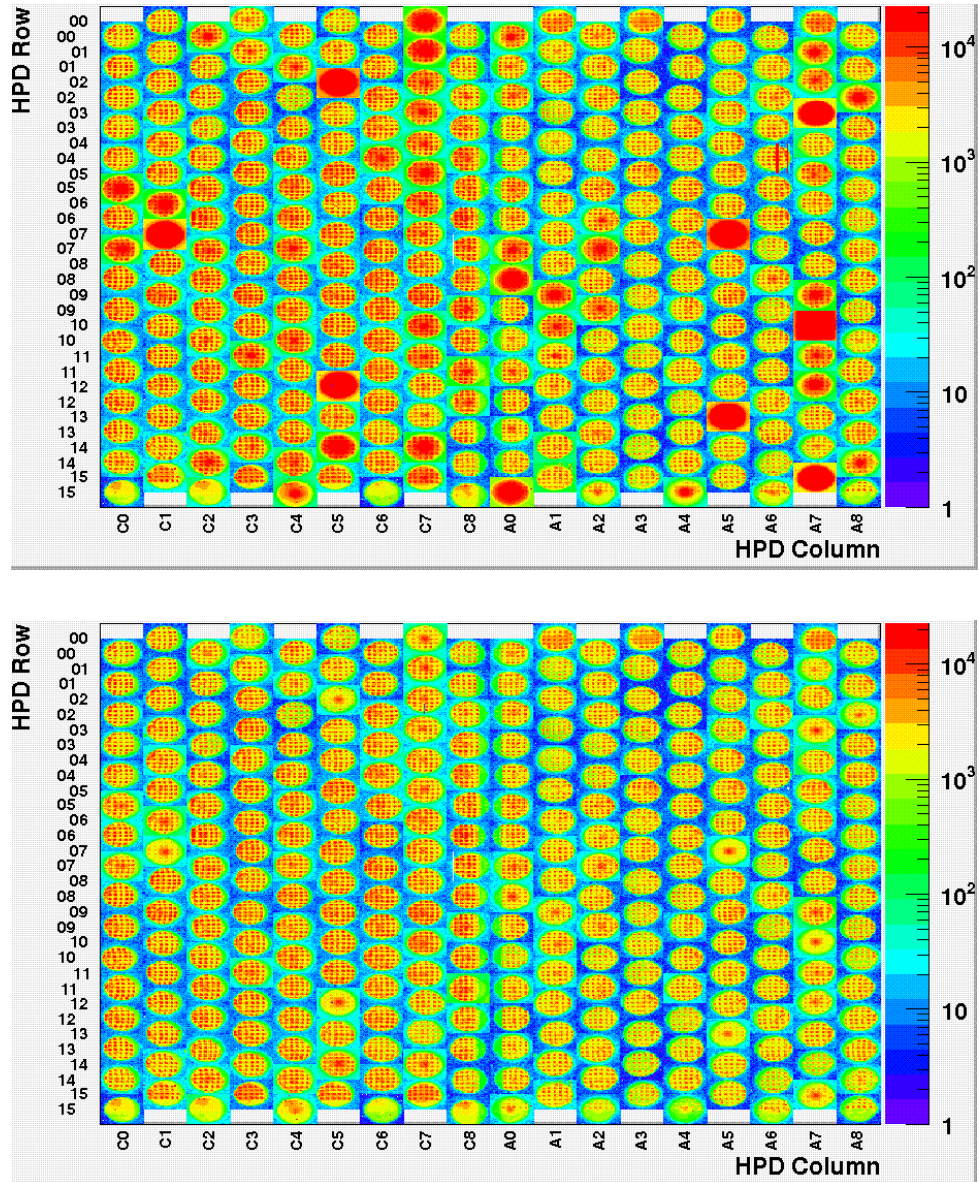


Figura 4.22: Pattern proiettato sulla matrice degli HPDs prima (in alto) e dopo (in basso) il taglio per l'IFB.

localizzazione dei massimi e nella costruzione dei cluster del pattern proiettato, quali per esempio la soglia dei massimi, la dimensione della finestra in cui cercare i massimi, etc... Evidentemente tali parametri dipendono dalle caratteristiche del pattern proiettato e dalle dimensioni dei pixel: i parametri utilizzati con dati in modalità LHCb sono ovviamente diversi da quelli in modalità ALICE. Altri fattori da tenere in considerazione sono il livello del rumore rispetto al livello dei picchi corrispondenti ad un punto luminoso del pattern per scegliere per esempio la soglia sotto la quale non si accetta il massimo trovato e la distanza tra due punti luminosi in modo da non trovare finti massimi e non raggruppare insieme due spot vicini. Se, per esempio, la finestra di ricerca dei massimi è troppo grande può capitare che alcuni siano persi; al contrario se è troppo piccola se ne trovano troppi (fig. 4.23). Per i

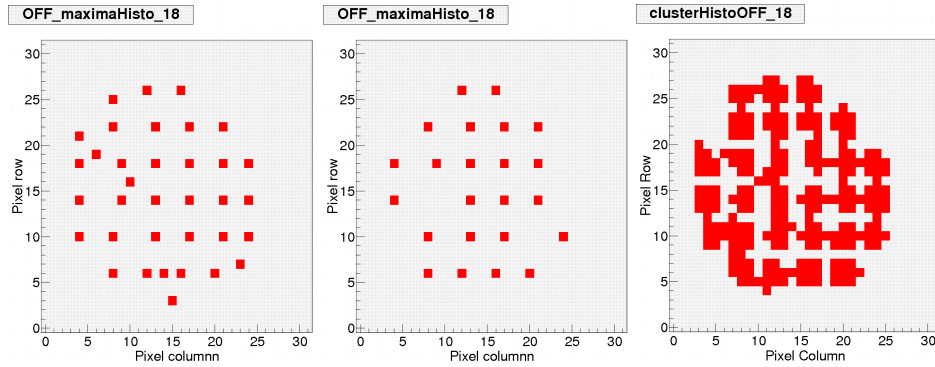


Figura 4.23: Parametri dell’algoritmo non settati correttamente. Da sinistra finestra della ricerca dei massimi troppo piccola (si trovano più massimi di quelli reali), troppo grande (alcuni massimi vengono persi) e finestra di clusterizzazione troppo grande (i cluster corrispondenti a due punti del pattern sono uniti erroneamente in un unico cluster).

dati in LHCb mode qui presentati dopo un accurato studio e tuning dei parametri ho scelto:

- Finestra di ricerca dei massimi: 5 pixel $\times$ 5 pixel
- Finestra per il calcolo della mediana: 5 pixel $\times$ 5 pixel
- Finestra per la clusterizzazione: 3 pixel $\times$ 3 pixel
- Soglia per accettare il massimo: 0.07

Un ulteriore taglio sulla dimensione del cluster elimina i casi in cui due cluster sono stati uniti in uno singolo per errore. Sono eliminati quelli costituiti da più di 5 pixel. Poiché la dimensione del pixel proiettato è circa $2 \times 2 \text{ mm}^2$ e la dimensione del pixel sul fotocatodo è $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ il cluster ricostruito dovrebbe avere una dimensione massima di 4 pixel. Il numero di cluster uniti erroneamente è comunque molto basso ($\leq 0.8\%$). (fig. 4.24).

I risultati del processo di ricostruzione sono riportati per un HPD singolo e per l’intera matrice in fig. 4.25 e fig. 4.26.

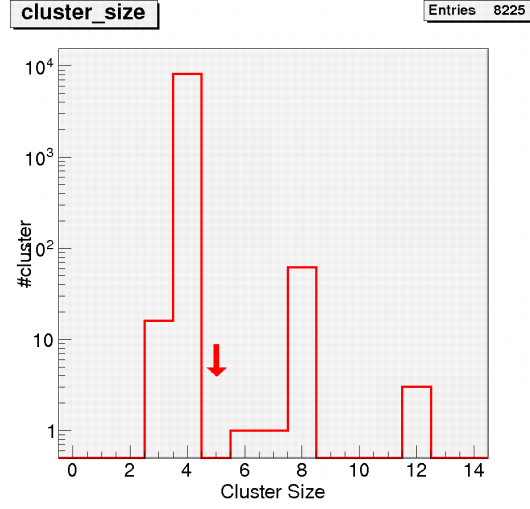


Figura 4.24: Distribuzioni della dimensione dei cluster ricostruiti: i cluster con più di 5 pixel vengono eliminati. La freccia rossa indica il valore del taglio.

4.6 Analisi e correzione della distorsione magnetica

Durante i test effettuati con magnete dipolare di LHCb sono stati acquisiti dati con campo magnetico con entrambe le polarità (positiva e negativa) e a diverse intensità (massima e dimezzata). L'algoritmo di ricostruzione presentato è stato applicato anche ai dati con campo magnetico. È quindi possibile confrontare la posizione dei punti luminosi con e senza campo magnetico per parametrizzare la distorsione indotta dal campo magnetico e correggerla.

Sovrapponiamo i centri dei cluster ricostruiti per i dati con campo magnetico (entrambe le polarità) e senza per visualizzare l'eventuale distorsione (fig. 4.27). Una distorsione è evidente in alcuni HPD. Questa dipende dalla posizione dell'HPD all'interno della matrice, cioè dall'intensità del campo magnetico locale. In fig.4.27 sono riportati i centri dei cluster con e senza campo magnetico, per entrambe le polarità, sovrapposti per tre HPD installati in posizioni diverse nella matrice.

4.6.1 Calcolo del centro e del raggio del fotocatodo degli HPD

Per parametrizzare la distorsione è necessario determinare il centro e il raggio del fotocatodo di ogni HPD. Infatti il centro del chip in (riga, colonna) = (16, 16) non è detto coincida con quello del fotocatodo a causa di possibili disallineamenti in fase di produzione.

Una procedura di media pesata è stata applicata per calcolare il centro e il raggio di ogni HPD. Sono state fissate due soglie: quella superiore serve per eliminare i picchi dovuti ai punti luminosi del pattern e quella inferiore per eliminare il rumore elettronico del chip. Tra le due viene effettuata una media pesata sul numero di hits dei pixels. Tuttavia poiché la luce del beamer non è perpendicolare, negli HPD posti nelle colonne più esterne, la zona laterale della finestra dell'HPD risulta in ombra a causa del fatto che la struttura di schermatura di MuMetal sporge rispetto alla finestra dell'HPD. Ho scelto quindi il valore della soglia

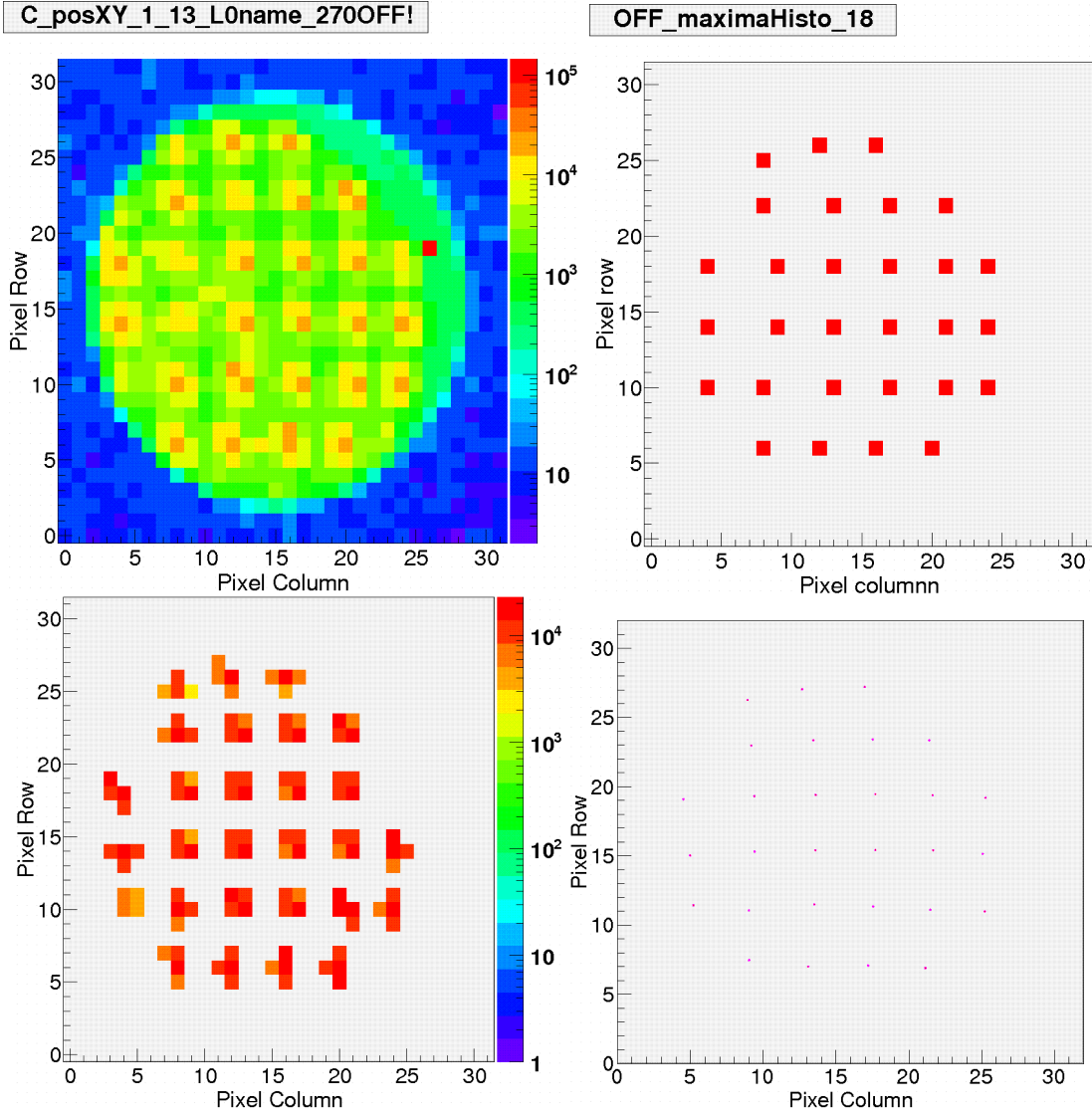


Figura 4.25: Procedura di ricostruzione della posizione dei punti luminosi: dati grezzi (in alto a sinistra), massimi (in alto a destra), cluster (in basso a sinistra) e centri dei cluster (in basso a destra).

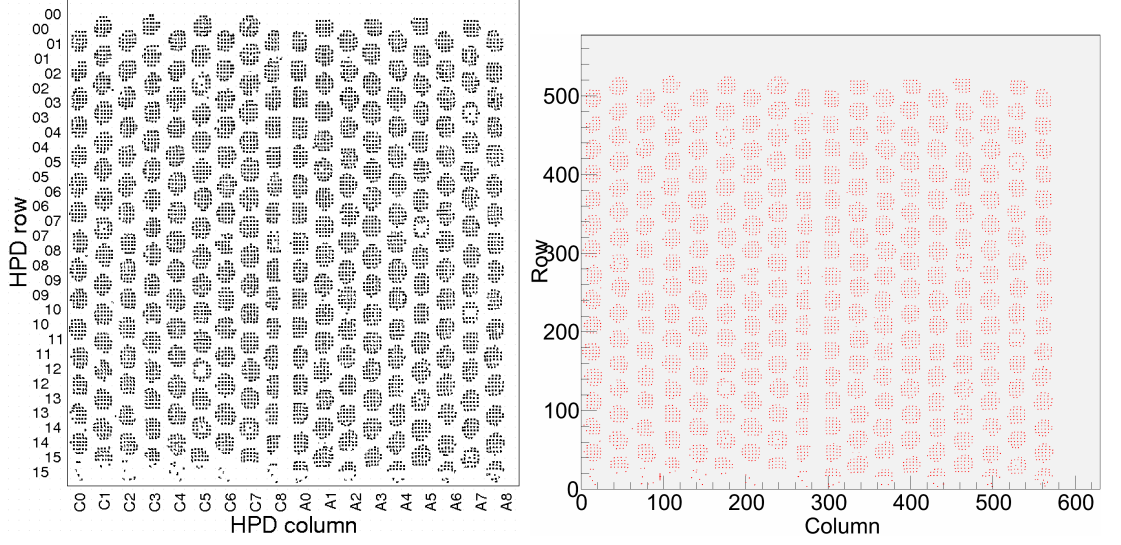


Figura 4.26: Matrici degli HPD: cluster (sinistra) e centri dei cluster (destra).

superiore in modo tale da includere la parte di fotocatodo in ombra. Le distribuzioni per le coordinate x , y del centro e per il raggio in pixel sono riportate in fig. 4.28. Il valor medio e la RMS della distribuzione per la coordinata x sono:

$$\langle x \rangle = 15.6 \text{ pixel} \quad \text{RMS}_x = 0.9 \text{ pixel} \quad (4.4)$$

per la coordinata y :

$$\langle y \rangle = 15.6 \text{ pixel} \quad \text{RMS}_y = 0.8 \text{ pixel} \quad (4.5)$$

e per il raggio r :

$$\langle r \rangle = 13.7 \text{ pixel} \quad \text{RMS}_r = 0.9 \text{ pixel} \quad (4.6)$$

4.6.2 Parametrizzazione della distorsione

La distorsione per ogni HPD può essere parametrizzata con una funzione che dipende dalla posizione, espressa in coordinate polari (R, θ) , dei punti rispetto al centro dell'HPD:

$$\Delta \vec{d}_i(R, \theta) = \Delta \theta_i(R, \theta) \vec{e}_\theta + \Delta R_i(R, \theta) \vec{e}_R \quad (4.7)$$

È evidente dalla fig. 4.27 che è presente una rotazione dei punti rispetto al centro dell'HPD. In prima approssimazione non sembra esserci una traslazione. Il campo magnetico risulta quindi avere una significativa componente diretta lungo la direzione dell'asse del fotorivelatore, in accordo con i risultati ottenuti dalle simulazioni.

Per avere un'idea della rotazione possiamo calcolare l'angolo medio di rotazione in ogni HPD:

$$\langle \Delta \theta \rangle_i = \frac{\sum_{j=0}^{n_i} \Delta \theta_j}{n_i} \quad (4.8)$$

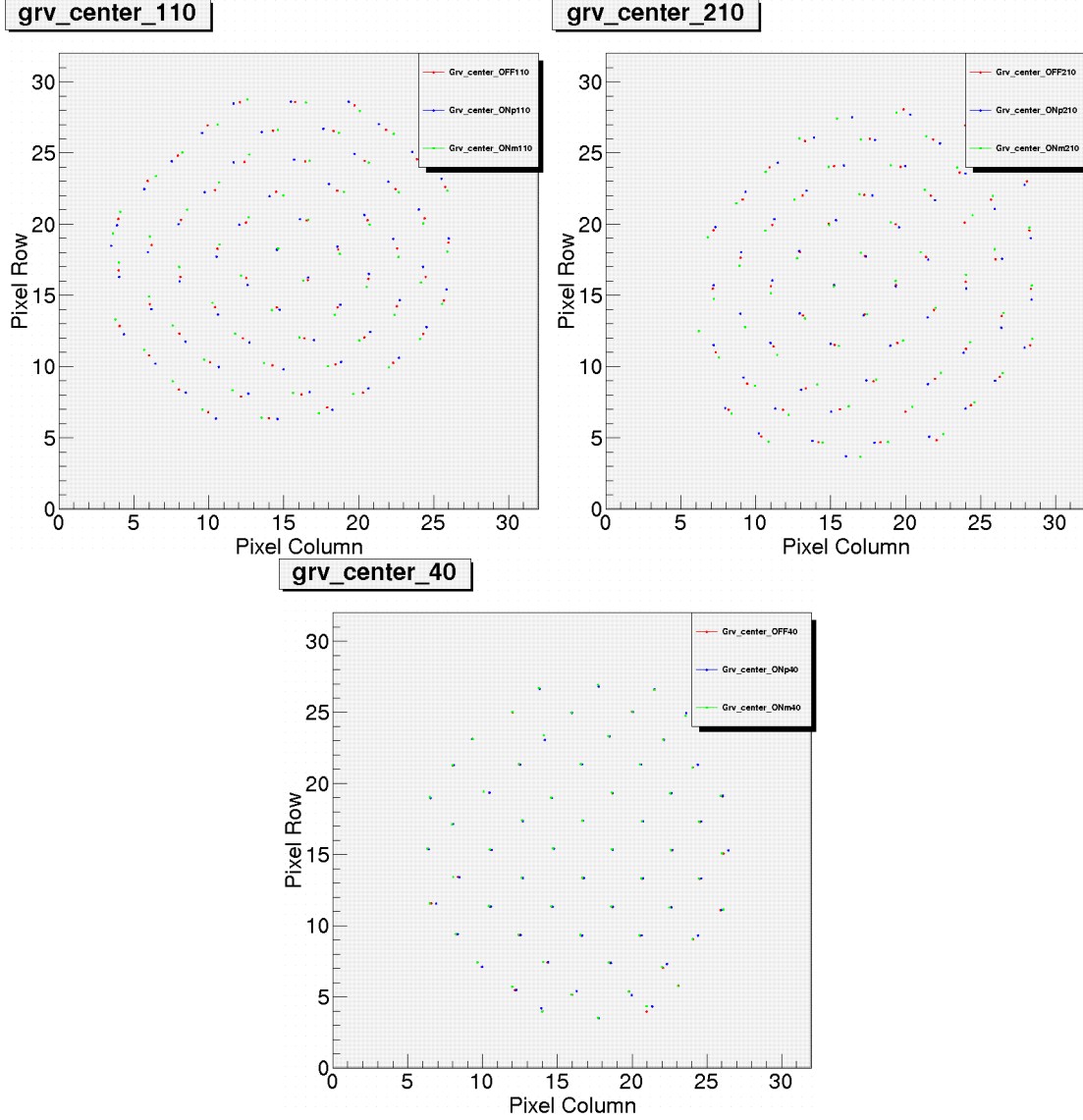


Figura 4.27: Centri dei cluster con campo magnetico (blu: polarità positiva, verde: negativa) e senza (rosso). Sono riportati tre diversi HPD installati in tre diverse posizioni nella matrice.

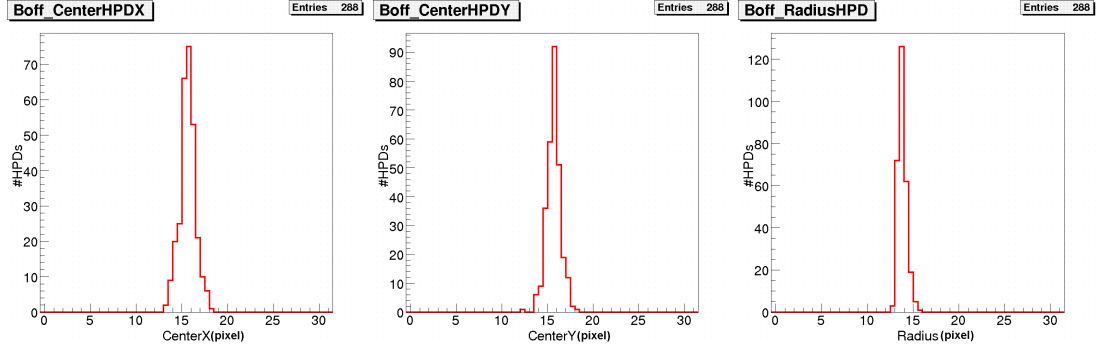


Figura 4.28: Coordinate x e y del centro e raggio del fotocatodo.

dove $\Delta\theta_j$ è l'angolo di rotazione tra i punti senza campo magnetico e quelli con campo magnetico del j -esimo punto luminoso (cluster) calcolato rispetto al centro dell'HPD i -esimo e n_i è il numero di cluster trovati nell'HPD i -esimo.

Il valor medio dell'angolo di rotazione per HPD ci fornisce informazioni sul campo magnetico medio presente in ogni HPD. Questo perché se il campo magnetico è maggiore l'angolo di rotazione dovrebbe essere maggiore. Infatti finché il campo è piccolo, e assumendo che sia circa uniforme su tutto l'HPD, si può supporre che l'angolo di rotazione medio sia in prima approssimazione proporzionale al campo medio sull'HPD:

$$\langle\Delta\theta\rangle_i \propto \langle B\rangle_i \quad (4.9)$$

Il segno dipende dalla direzione del campo. Se grafichiamo tale quantità in un istogramma bidimensionale otteniamo la mappa del campo magnetico medio visto dagli HPD all'interno di RICH2 (fig. 4.29). L'angolo di rotazione cambia segno nella parte superiore della matrice

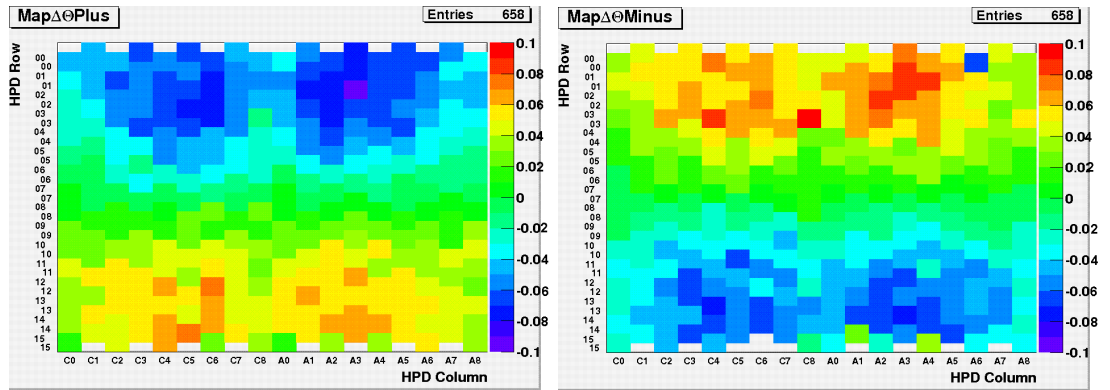


Figura 4.29: Mappa del campo magnetico medio per le due diverse polarità vista dalla matrice degli HPD. La zona gialla corrisponde ad una rotazione positiva, quella blu ad una rotazione negativa. Nella zona verde la rotazione è piccola. Viceversa per la polarità inversa.

degli HPD rispetto alla parte inferiore ed è circa nullo nella parte centrale. Di conseguenza il campo magnetico ha polarità opposta nella parte superiore della matrice rispetto a quella

inferiore e si annulla circa nel piano centrale.

La rotazione dovuta alla presenza del campo magnetico è molto piccola:

$$\langle \Delta\theta \rangle \lesssim 0.1 \text{ rad} \quad (4.10)$$

La fig. 4.29 non risulta simmetrica verticalmente poiché come già accennato precedentemente gli HPD nella parte superiore sono situati più vicino al bordo della struttura di schermatura rispetto agli HPD nella parte inferiore.

Lo stesso si può notare se si grafica sempre l'angolo medio in funzione del numero dell'HPD (fig. 4.30). Gli HPD sono stati numerati partendo dall'angolo a sinistra in basso della matrice sul lato C sino all'angolo a destra in alto sul lato A. La prima metà del grafico è quindi riferito al lato C, la seconda metà al lato A. Ogni singola curva si riferisce ad una colonna di HPD.

Anche in fig. 4.30 si nota facilmente che la curva non è simmetrica rispetto allo zero. È anche presente una modulazione lungo le colonne dello stesso lato. La prima e l'ultima colonna di ogni lato mostrano un angolo di rotazione minore, tale angolo cresce raggiungendo il massimo nella colonna centrale e poi ridiminuisce. Ciò risulta compatibile con il fatto che le colonne laterali essendo più vicine alla struttura di schermatura risentono di un campo magnetico inferiore ed è anche compatibile con i risultati delle simulazioni effettuate.

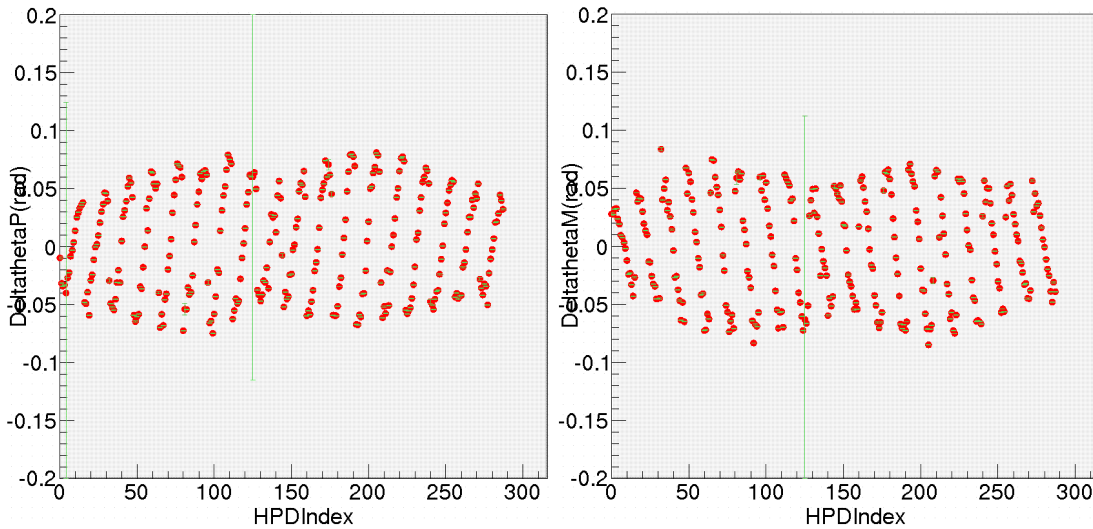


Figura 4.30: Angolo di rotazione medio per HPD in funzione dell'indice assegnato all'HPD per le matrici degli HPD, sia per il lato A che per il lato C.

Se consideriamo inoltre la curva per una singola colonna di HPD (fig. 4.31) lo stesso effetto è visibile per gli HPD installati all'inizio o alla fine di una colonna.

Poiché a causa della bassa statistica risulta difficile parametrizzare singolarmente ogni HPD è utile considerare tutti gli HPD insieme al fine di aumentare la statistica. Naturalmente i parametri di distorsione sono diversi a seconda del valore del campo in ogni HPD, perciò è necessario normalizzare i parametri di distorsione di ogni HPD con l'angolo di rotazione

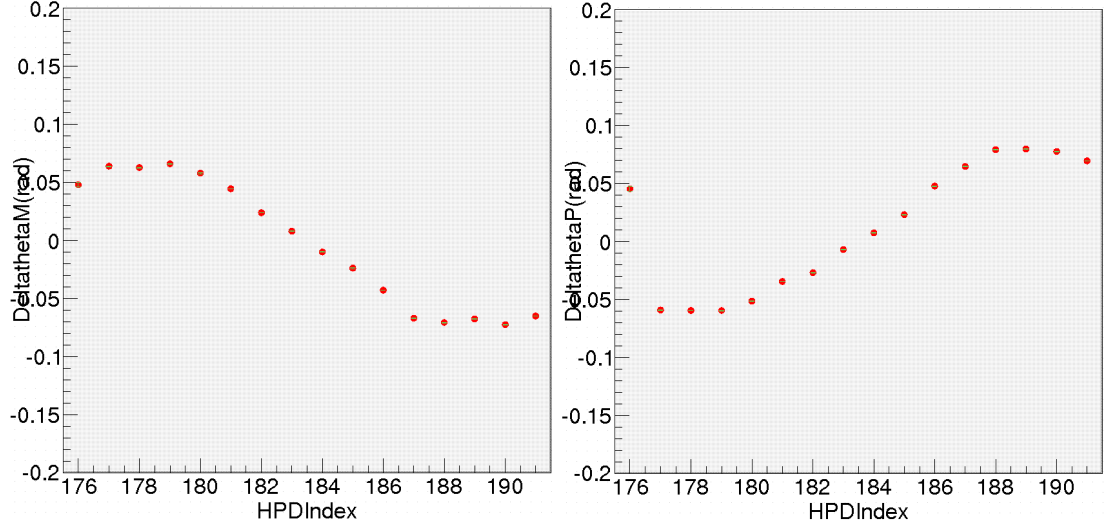


Figura 4.31: Angolo di rotazione medio per HPD in funzione dell'indice assegnato all'HPD per una colonna di HPD.

medio, in virtù della (4.9), come se il campo magnetico fosse costante in tutta la matrice. In questo modo graficando l'angolo di rotazione e la variazione in raggio di ogni singolo punto ricostruito normalizzato all'angolo medio otteniamo due curve universali per tutti gli HPD:

$$\begin{cases} \Delta\theta_i = \langle\Delta\theta\rangle_i f_\theta(R) \\ \Delta R_i = \langle\Delta\theta\rangle_i f_R(R) \end{cases} \quad (4.11)$$

Il risultato è riportato in fig. 4.32 dove si utilizza la quantità $R \Delta\theta_j / \langle\Delta\theta\rangle_i$ piuttosto che $\Delta\theta_j / \langle\Delta\theta\rangle_i$ in quanto a R piccoli l'errore è molto grande e esprimendo tutto in unità di lunghezza è più immediato capire l'ordine di grandezza dei risultati. Questa quantità au-

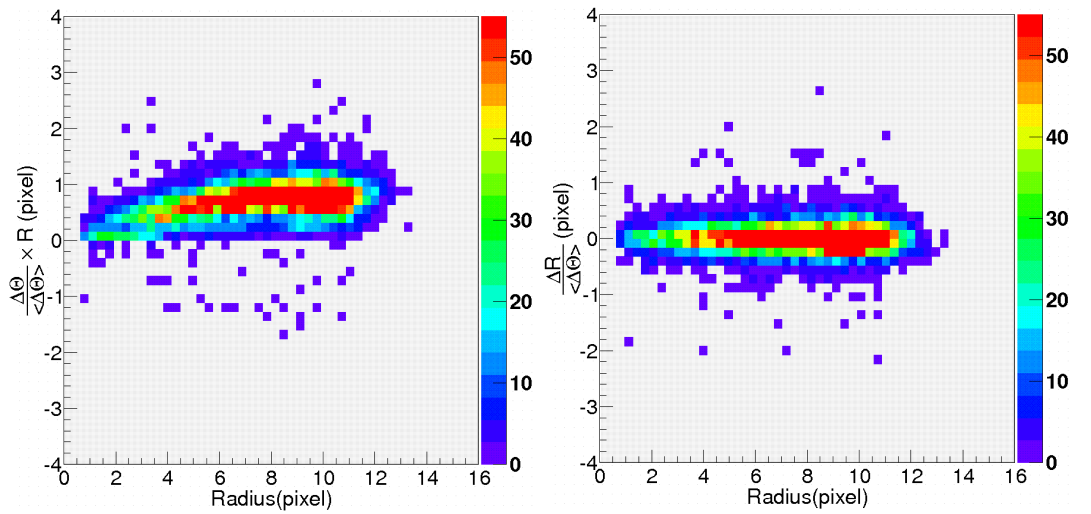


Figura 4.32: Andamento dell'angolo e del raggio dei punti in presenza di campo magnetico.

menta in funzione del raggio fino a $r \sim 6$ pixel; per distanze dal centro superiori resta circa costante. Tale andamento è consistente con i risultati riportati in fig. 4.1. In fig. 4.32 a destra è evidente che i punti in prima approssimazione non subiscono una variazione della distanza dal centro. L'immagine distorta ruota solamente e non subisce un ingrandimento. Un fit con un polinomio di secondo grado

$$f_\theta(R) = a R + b R^2 \quad (4.12)$$

dà:

$$a = 0.17 \pm 0.04 \quad (4.13)$$

$$b = 0.009 \pm 0.004 \quad (4.14)$$

La funzione ottenuta dal fit è stata sovrapposta all'istogramma in fig. 4.33.

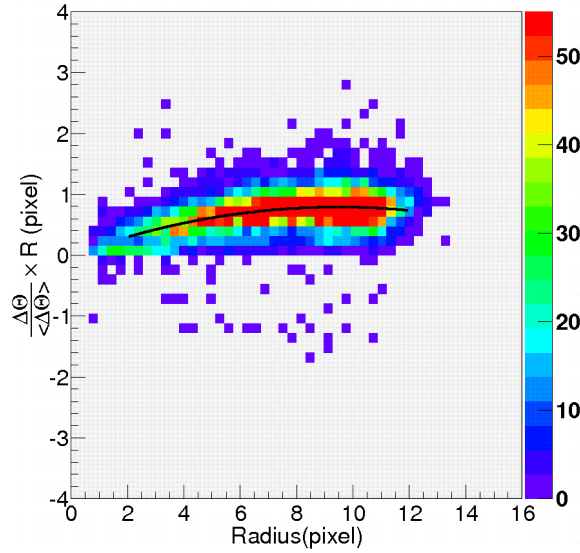


Figura 4.33: Andamento dell'angolo dei punti in presenza di campo magnetico con la funzione che parametrizza la distorsione sovrapposta.

È anche stata analizzata e parametrizzata la distorsione per campo magnetico con intensità pari a metà di quella totale (fig. 4.34 e 4.35).

La rotazione media nel caso di campo magnetico con intensità pari a metà di quella del campo magnetico massimo di LHCb risulta essere in prima approssimazione metà di quella ottenuta con il campo magnetico con intensità piena. L'angolo di rotazione medio è:

$$\langle \Delta\theta \rangle \leq 0.05 \text{ rad} \quad (4.15)$$

Le barre di errore e le fluttuazioni sono maggiori a causa del fatto che la rotazione è molto piccola.

4.6.3 Processo di correzione

Una volta che la distorsione è stata parametrizzata è possibile procedere con il processo di correzione. Ai punti con campo magnetico viene applicata la trasformazione inversa

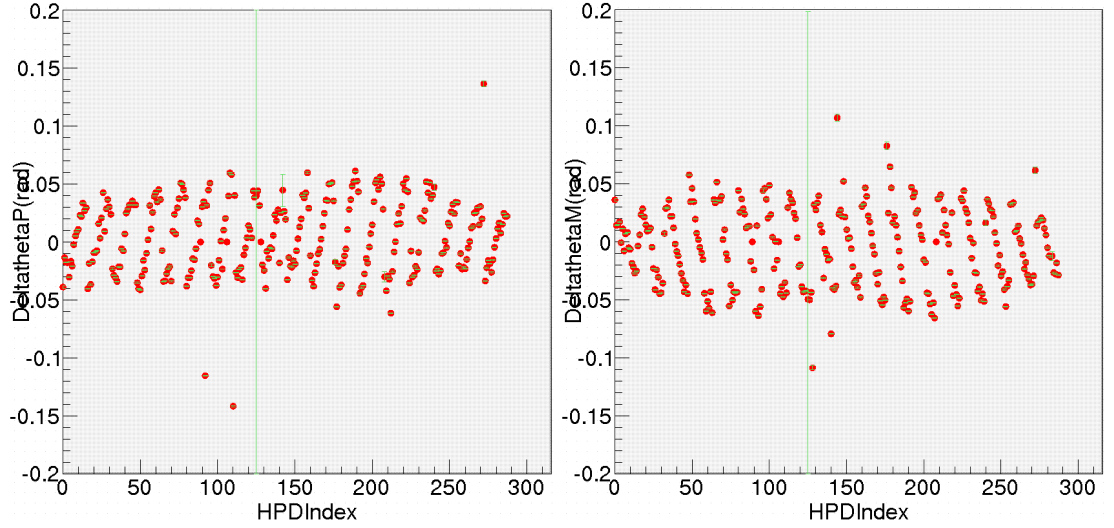


Figura 4.34: Angolo di rotazione medio in funzione del numero dell'HPD nel caso di campo magnetico con intensità pari a metà di quella analizzata precedentemente.

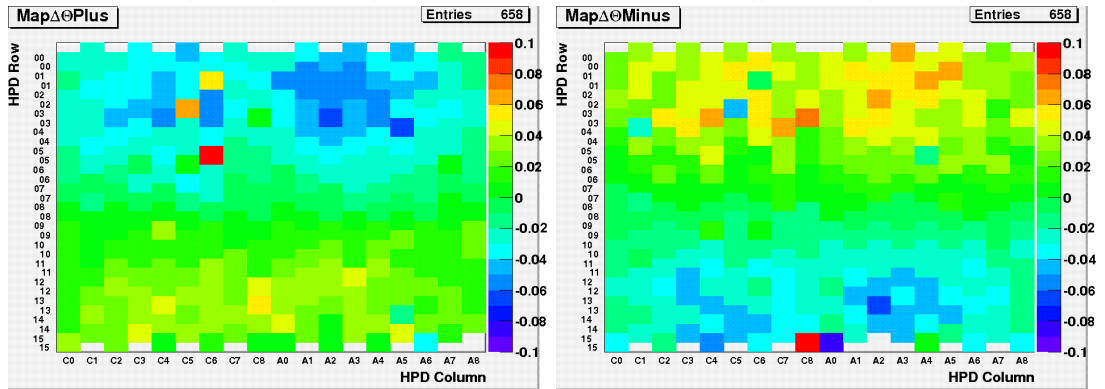


Figura 4.35: Mappa del campo magnetico per le due diverse polarità vista dalla matrice degli HPD per intensità pari a metà di quella analizzata precedentemente.

(eq. (4.16)) e si confronta la posizione dei punti così corretti con i punti senza campo magnetico.

$$\begin{cases} x_c = \cos(-\theta_c) x_{on} - \sin(-\theta_c) y_{on} \\ y_c = \sin(-\theta_c) x_{on} + \cos(-\theta_c) y_{on} \end{cases} \quad (4.16)$$

dove θ_c è dato da:

$$\theta_c = f_\theta(R) \times \frac{\langle \Delta\theta \rangle}{R} \quad (4.17)$$

La risoluzione ottenuta dopo il processo di correzione (fig. 4.36) è:

$$\sigma_x \simeq 0.19 \text{ pixel} \quad (4.18)$$

e di:

$$\sigma_y \simeq 0.18 \text{ pixel} \quad (4.19)$$

Entrambe le risoluzioni ottenute risultano essere minori della risoluzione dovuta alla dimensione del pixel:

$$\sigma_x \simeq \sigma_y < \frac{1}{\sqrt{12}} \simeq 0.29 \text{ pixel} \quad (4.20)$$

Tale risoluzione è da confrontare con la risoluzione ottenuta senza correzione (fig. 4.37).

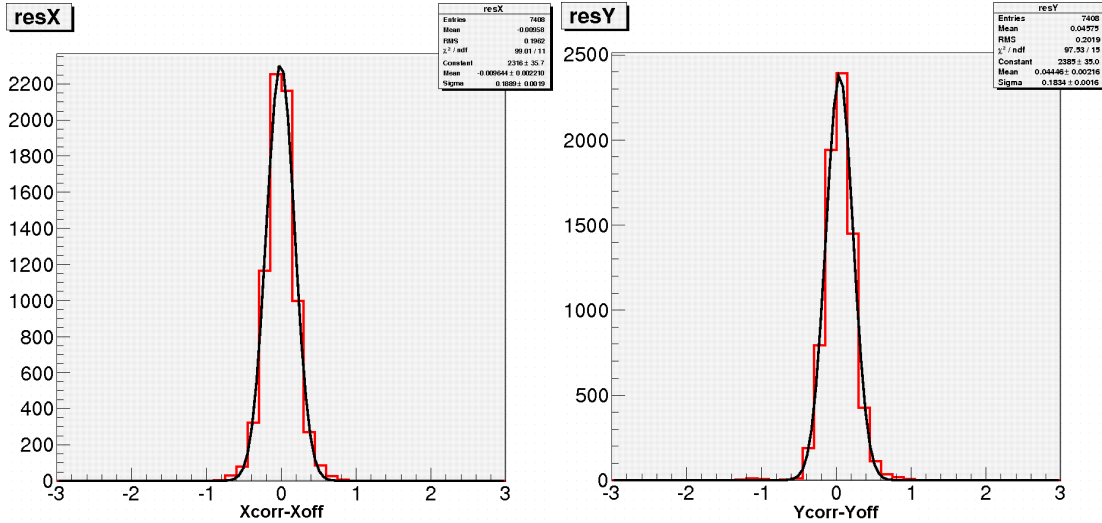


Figura 4.36: Risoluzione dopo la procedura di correzione.

La risoluzione se non si applica la procedura di correzione è:

$$\text{RMS}_x \simeq \text{RMS}_y \simeq 0.33 \text{ pixel} \quad (4.21)$$

Questa risoluzione è maggiore di quella dovuta alla dimensione del pixel per cui tale degradazione si ripercuoterebbe sull'errore sulla misura dell'angolo Cherenkov. Inoltre, gli anelli Cherenkov vengono deformati a causa della distorsione dovuta al campo magnetico; la correzione di tale distorsione permette di ripristinare la forma dell'anello rendendo il fit più preciso.

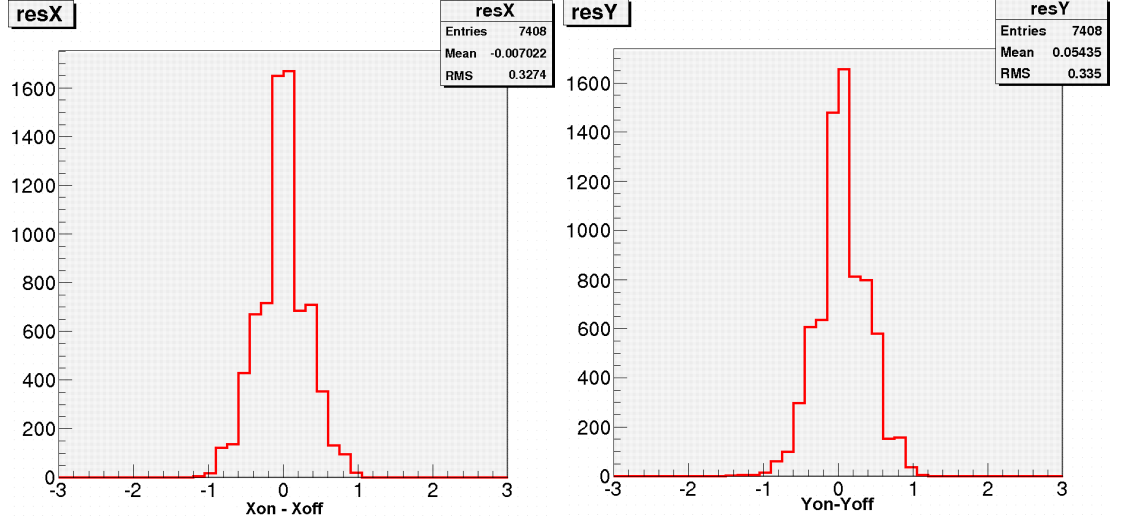


Figura 4.37: Risoluzione senza applicare la procedura di correzione.

4.7 Conclusioni

Il sistema per la misura della distorsione magnetica per RICH2 è stato messo a punto ed è stato utilizzato per la presa dati durante i test del magnete di LHCb. Ho sviluppato un algoritmo che permette di ricostruire correttamente la posizione dei punti del pattern. Ho quindi analizzato la distorsione magnetica. Il campo magnetico in RICH2, principalmente parallelo all'asse degli HPD, provoca una piccola rotazione dei punti del pattern proiettato. Ho ottenuto che la rotazione media su un HPD è:

$$\Delta\theta < 0.1 \text{ rad} \quad (4.22)$$

Dall'informazione sulla rotazione media ho ottenuto una mappa del campo magnetico all'interno della matrice degli HPD di RICH2. Ho quindi parametrizzato tale rotazione utilizzando un polinomio di secondo grado, $f_\theta(R)$, in funzione della distanza del punto dal centro dell'HPD dopo aver normalizzato la distorsione utilizzando l'angolo di rotazione medio di ogni HPD. In tal modo tutti gli HPD sono stati riferiti allo stesso campo magnetico. La distorsione è quindi parametrizzabile utilizzando il valor medio per ogni HPD e un polinomio di secondo grado universale per tutti gli HPD.

Applicando la procedura di correzione si ottiene una risoluzione di $\sigma \simeq 0.18$ pixel che risulta essere minore della risoluzione del pixel $\sigma_{\text{pixel}} \simeq 0.29$ pixel e anche minore della risoluzione che si avrebbe se non si correggesse tale distorsione, $\text{RMS} = 0.33$ pixel. Senza applicare una procedura di correzione la risoluzione sarebbe maggiore di quella dovuta alla dimensione del pixel con un conseguente aumento dell'errore sull'angolo Cherenkov misurato. Inoltre l'anello Cherenkov risulterebbe distorto a causa del campo magnetico.

I parametri ottenuti saranno inseriti nel database del RICH e saranno utilizzati per correggere gli effetti del campo magnetico durante la presa dati di LHCb.

Restano alcuni punti con possibili sviluppi futuri. Innanzitutto si può indagare in mag-

gior dettaglio l'eventuale presenza di una traslazione dei punti del pattern dovuta ad una componente trasversa del campo magnetico. L'assunzione che la distribuzione dei cluster sia gaussiana in entrambe le direzioni non è stata verificata; ruotando il proiettore è possibile verificare la dimensione della larghezza della gaussiana lungo l'altra direzione. Inoltre si potrebbero effettuare ulteriori misure della rotazione in modalità ALICE, per avere un miglioramento nella risoluzione.

Capitolo 5

L'allineamento degli HPD

Il sistema che ho utilizzato per lo studio della distorsione magnetica può anche essere utilizzato per monitorare e correggere eventuali disallineamenti tra gli HPD nella matrice dovuti a inevitabili imprecisioni e deformazioni meccaniche. La griglia proiettata, composta da punti luminosi, permette infatti di individuare e correggere tali disallineamenti.

A differenza di quanto ho effettuato per l'analisi e la correzione della distorsione magnetica, per la procedura di allineamento è necessario analizzare i punti del pattern sul piano del fotocatodo e non sul piano del chip. Infatti poiché la finestra di quarzo dell'HPD rifrange il fotone incidente, la griglia di punti proiettata appare distorta sul piano del chip.

Anche per questa analisi ho calcolato la posizione dei centri dei punti luminosi sul piano del chip utilizzando lo stesso algoritmo descritto nel capitolo 4. Ho quindi implementato un algoritmo che calcola la corrispondente posizione del punto luminoso sul piano tangente al fotocatodo, detto piano del rivelatore. Ho tenuto conto sia della funzione di riduzione dell'immagine dal fotocatodo all'anodo dell'HPD sia della rifrazione del fotone incidente sulla finestra di quarzo. Infine ho effettuato un fit della griglia dei punti correggendo i disallineamenti tra gli HPD.

La risoluzione ottenuta nel processo di allineamento deve risultare minore della risoluzione dovuta alla dimensione del pixel sul fotocatodo ($2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$).

5.1 Funzione di riduzione dell'immagine

L'Hybrid Photon Detector utilizza campi elettrostatici per focalizzare l'immagine sul chip, invertendola e riducendola di un fattore circa 5 rispetto all'immagine sul fotocatodo.

Tale funzione è descritta da un polinomio di terzo grado:

$$r_p = \alpha r_c + \beta r_c^2 + \gamma r_c^3 \quad (5.1)$$

dove α è il coefficiente della riduzione lineare e β e γ sono collegati alla non linearità sul bordo dell'HPD; r_c è la coordinata radiale sul fotocatodo e r_p quella sul chip. Tale funzione mette quindi in relazione la coordinata radiale del punto di emissione del fotoelettrone sul fotocatodo con la coordinata radiale della posizione di rivelazione del fotoelettrone sul chip. I coefficienti della funzione di riduzione dell'immagine utilizzati sono i seguenti:

$$\alpha = 0.187 \pm 0.019 \quad (5.2a)$$

$$\beta = (0.30 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1} \quad (5.2b)$$

$$\gamma = (-0.17 \pm 0.34) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \quad (5.2c)$$

Tali coefficienti sono stati misurati durante un test-beam [63].

Per passare dall'anodo al catodo, la posizione dei centri dei cluster corrispondenti ad un punto luminoso, sul piano del chip è stata scalata utilizzando l'inversa della funzione di riduzione dell'immagine. Ho convertito la posizione dei centri dei cluster sul chip nella corrispondente posizione sul fotocatodo, sulla superficie interna della finestra di quarzo. Tale punto è il punto in cui il corrispondente fotoelettrone è stato emesso (fig. 5.2).

La relazione inversa della (5.1) potrebbe essere calcolata analiticamente. Poiché il calcolo è risultato essere lungo e soggetto alla propagazione degli errori, ho preferito determinare una forma analitica approssimata della funzione inversa con un fit che produce una funzione polinomiale di grado cinque:

$$r_c = p_1 r_p + p_2 r_p^2 + p_3 r_p^3 + p_4 r_p^4 + p_5 r_p^5 \quad (5.3)$$

Ho calcolato per 1000 valori di r_c usando la (5.1), i corrispondenti valori di r_p . Il grafico riportato in fig. 5.1 rappresenta r_c in funzione di r_p . Tale serie di punti è stata fittata e in fig. 5.1 è riportato il fit della funzione inversa con il valore dei parametri ottenuti.

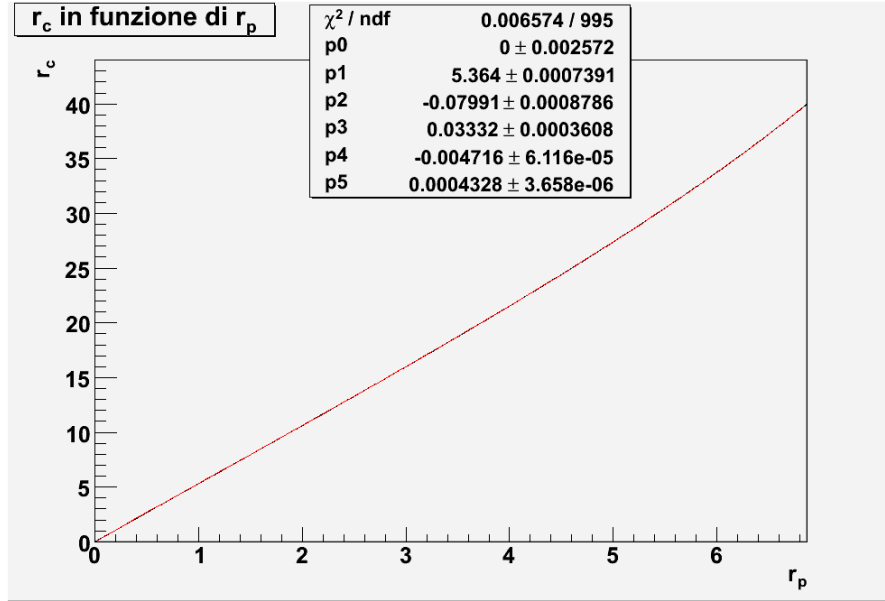


Figura 5.1: Fit della funzione inversa di riduzione dell'immagine. I punti sul chip sono stati convertiti in punti sul fotocatodo utilizzando questa funzione polinomiale.

5.2 Rifrazione della finestra di quarzo

La luce del proiettore è rifratta sulla finestra sferica di quarzo degli HPD. Bisogna tenere conto di questa rifrazione quando si estrapolano i centri dei cluster dal punto di emissione

del fotoelettrone al piano tangente al fotocatodo, detto piano del rivelatore (fig. 5.2, fig. 5.3).

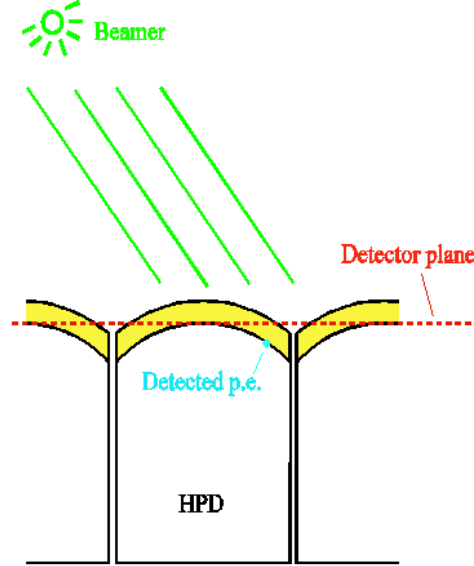


Figura 5.2: Setup per la procedura di allineamento: il proiettore illumina la matrice degli HPD. La posizione del punto di emissione del fotoelettrone è noto poiché è stato calcolato utilizzando la funzione di riduzione inversa (5.3). L'algoritmo calcola inoltre il corrispondente punto di incidenza del fotone, sul piano tangente al fotocatodo, detto piano del rivelatore (indicato dalla linea rossa tratteggiata) tenendo conto della rifrazione.

Il problema può essere ridotto ad un problema bidimensionale poiché la rifrazione avviene in un piano definito da 3 punti: il punto B in cui viene emessa la luce del proiettore, il punto P in cui è emesso il fotoelettrone e il centro di curvatura C della finestra sferica dell'HPD. Si è calcolato il punto di emissione della luce del proiettore utilizzando la dimensione dell'immagine proiettata e le caratteristiche tecniche del proiettore. La posizione del punto focale del proiettore è quindi stata calcolata nel sistema di riferimento del piano del rivelatore ed è per il lato C:

$$x_B = 715.5 \text{ mm} \quad (5.4)$$

$$y_B = 0 \text{ mm} \quad (5.5)$$

$$z_B = -3248 \text{ mm} \quad (5.6)$$

e per il lato A:

$$x_B = -715.5 \text{ mm} \quad (5.7)$$

$$y_B = 0 \text{ mm} \quad (5.8)$$

$$z_B = -3248 \text{ mm} \quad (5.9)$$

Nel sistema del piano del rivelatore si conoscono anche le posizioni nominali dei centri degli

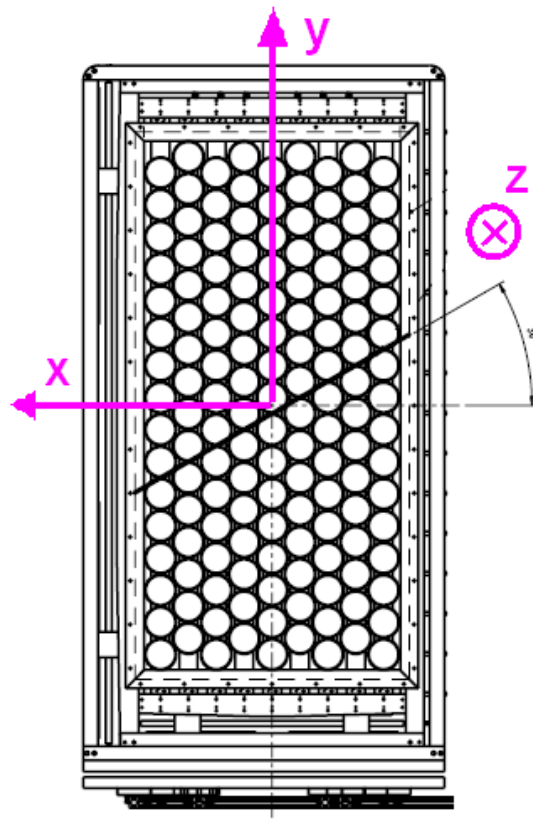


Figura 5.3: Piano tangente al fotocatodo, detto piano del rivelatore, e relative coordinate.

HPD:

$$x_C = (-310.04 + 77.51 \cdot c) \text{ mm} \quad (5.10)$$

$$y_C = (648.875 - 89.5 \cdot r) \text{ mm} \quad (5.11)$$

dove c e r sono la colonna e la riga dell'HPD nella matrice.

Data la posizione del proiettore, il punto di emissione del fotoelettrode e il centro di curvatura della finestra dell'HPD si vuole trovare il punto F di incidenza del fotone.

Dapprima ho provato a utilizzare un algoritmo preesistente per calcolare il punto di incidenza del fotone. Tale algoritmo usa una procedura iterativa per trovare l'angolo β (fig. 5.4).

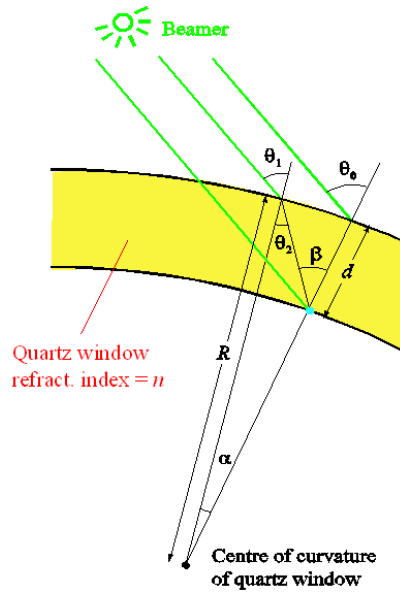


Figura 5.4: Rifrazione della luce sulla finestra di quarzo dell'HPD. L'algoritmo utilizza una procedura iterativa per trovare l'angolo β .

Si parte con $\beta = \theta_0$. Quindi si utilizzano le seguenti relazioni:

$$\tan \alpha \approx \frac{d}{R} \tan \beta \quad (5.12)$$

$$\theta_1 = \theta_0 - \alpha \quad (5.13)$$

$$\sin \theta_2 = \frac{\sin \theta_1}{n} \quad (5.14)$$

$$\beta_{\text{new}} = \theta_2 + \alpha \quad (5.15)$$

Dopo tre iterazioni il punto di incidenza del fotone sulla finestra di quarzo è determinato con una precisione minore di $1 \mu\text{m}$.

Effettuando la procedura di allineamento però si ottiene che la risoluzione finale è maggiore della risoluzione dovuta alla dimensione del pixel. Infatti come si può vedere in fig. 5.5 la risoluzione è:

$$\sigma_x \sim 0.9 \text{ mm} \quad \sigma_y \sim 0.8 \text{ mm} \quad (5.16)$$

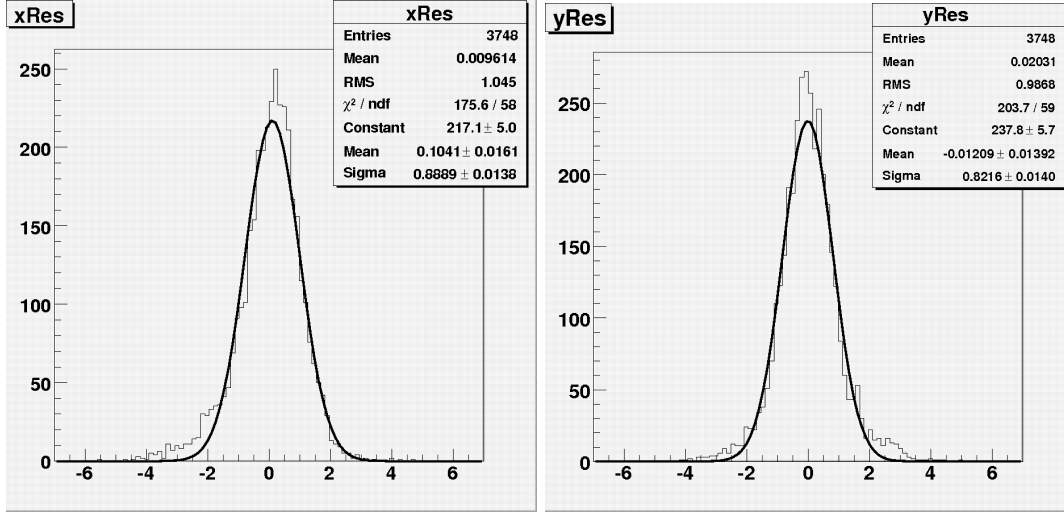


Figura 5.5: Risoluzione dopo la procedura di allineamento con le equazioni approssimate.

Per migliorare la risoluzione è necessario applicare una ulteriore correzione. Probabilmente, a causa del fatto che l'eq. (5.12) è un'equazione approssimata la correzione per la rifrazione non funziona perfettamente. Infatti in fig. 5.6 è riportata per ogni punto la differenza tra la distanza dal centro dell'HPD del punto ricostruito e della griglia. In particolare la distorsione è evidente per i punti sul bordo dell'HPD. Ho parametrizzato tale andamento con una funzione quadratica. Si ottiene fittando i punti sperimentali:

$$\Delta r = A r - B r^2 \quad (5.17)$$

con

$$A = 0.1086 \pm 0.003 \quad (5.18)$$

$$B = (0.004137 \pm 0.00011) \text{ mm}^{-1} \quad (5.19)$$

Applicando quest'ultima correzione la risoluzione diminuisce diventando minore della risoluzione del pixel (fig. 5.7):

$$\sigma_x \sim 0.72 \text{ mm} \quad \sigma_y \sim 0.65 \text{ mm} \quad (5.20)$$

Tuttavia come si può notare in fig. 5.7 la distribuzione presenta ancora, soprattutto lungo la direzione x , una coda non gaussiana.

Ho quindi deciso di implementare un nuovo algoritmo usando le equazioni della rifrazione non approssimate. Il sistema XYZ di coordinate usato è riportato in fig. 5.2. L'angolo γ è noto dalla (5.3). Il raggio esterno della finestra di quarzo vale $R = 62 \text{ mm}$ e lo spessore è $d = 7 \text{ mm}$.

Si vuole trovare la relazione tra gli angoli θ_1 , θ_2 e α .

Gli angoli θ_1 e θ_2 sono legati dalla legge di Snell:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n \quad (5.21)$$

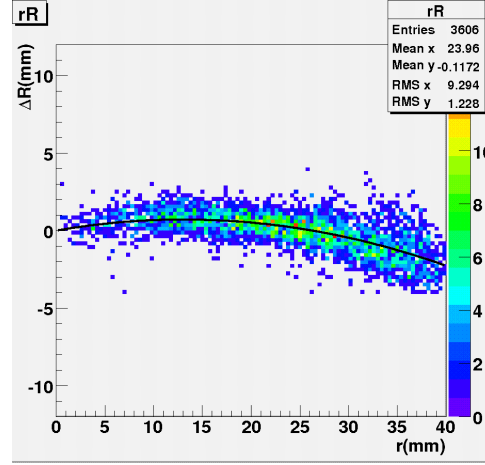


Figura 5.6: Differenza tra la distanza dal centro dell'HPD di ogni punto del pattern ricostruito e della griglia in funzione del raggio dal centro dell'HPD. Ai punti sperimentali è stata sovrapposta la curva fittata che parametrizza la distorsione.

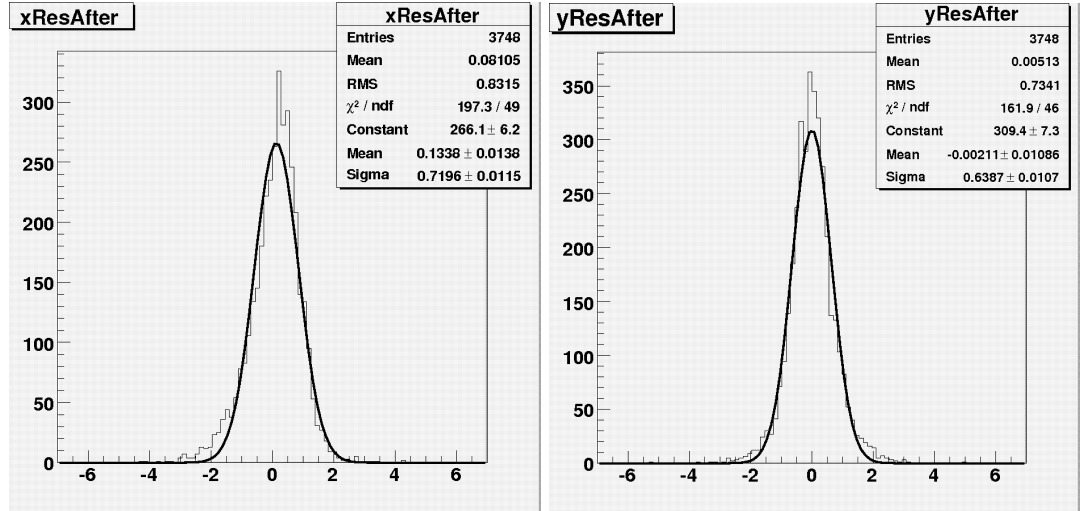


Figura 5.7: Risoluzione dopo l'ulteriore correzione (eq. 5.17). Nonostante la risoluzione sia inferiore a quella dovuta alla dimensione del pixel la gaussiana presenta una coda, soprattutto nella direzione x .

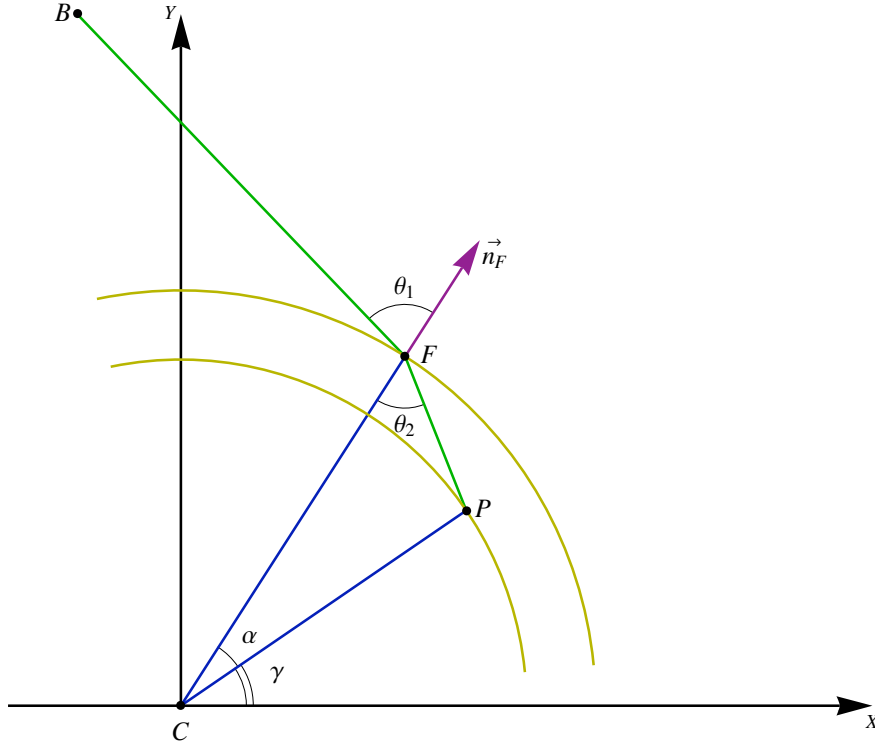


Figura 5.8: Rifrazione della luce proiettata sulla finestra di quarzo dell'HPD.

dove n è l'indice di rifrazione del quarzo ($n = 1.457$).

Applicando il teorema dei seni al triangolo CPF si ottiene:

$$\frac{\sin \theta_2}{R - d} = \frac{\sin(\alpha + \theta_2)}{R} \quad (5.22)$$

A questo punto per ricavare l'ultima equazione necessaria per risolvere il sistema con tre incognite si ha:

$$\cos \theta_1 = -\frac{\vec{BF} \cdot \vec{n}_F}{|\vec{BF}|} \quad (5.23)$$

dove $\vec{BF}$ è il vettore congiungente il proiettore con il punto di incidenza del fotone e $\vec{n}_F$ è il versore della direzione CF.

Come evidente dalla figura 5.8:

$$\vec{n}_F = \cos(\alpha + \gamma)\vec{e}_X + \sin(\alpha + \gamma)\vec{e}_Y \quad (5.24)$$

$$\vec{BF} = (R \cos(\alpha + \gamma) - X_B)\vec{e}_X + (R \sin(\alpha + \gamma) - Y_B)\vec{e}_Y \quad (5.25)$$

Da cui si ottiene:

$$\cos \theta_1 = \frac{X_B \cos(\alpha + \gamma) + Y_B \sin(\alpha + \gamma) - R}{\sqrt{R^2 + X_B^2 + Y_B^2 - 2R X_B \cos(\alpha + \gamma) - 2R Y_B \sin(\alpha + \gamma)}} \quad (5.26)$$

Il sistema (5.21), (5.22), (5.26) si potrebbe provare a risolvere analiticamente ma si è deciso di utilizzare una procedura di iterazione per calcolare gli angoli di rifrazione. Si parte da $\alpha = 0$, si calcola θ_1 da eq. (5.26) e si verifica che le eq. (5.21) e (5.22) siano soddisfatte dal valore di α .

Una volta ricavato α ho calcolato il punto F . Intersecando il segmento $\vec{BF}$ con il piano del rivelatore si ottiene il punto di intersezione F' . Avendo ricostruito i punti sul piano del rivelatore non sono più presenti distorsioni dovute alla rifrazione che si avevano sul piano del chip. In tal modo è possibile ricostruire correttamente la griglia di punti come se fosse proiettata su tale piano.

5.3 Procedura di allineamento

Sul piano del rivelatore i punti luminosi sono disposti come una griglia equispaziata a meno di disallineamenti degli HPD. È stato effettuato un fit della griglia dei punti per trovare la spaziatura tra due colonne e righe della griglia del pattern. Si calcola, per ogni colonna e ogni riga, separatamente, il valore medio della posizione dei punti appartenenti alla colonna e alla riga del pattern. La pendenza della retta ottenuta fittando linearmente tale valor medio in funzione dell'indice della colonna e della riga del pattern è la spaziatura della griglia. La procedura è stata effettuata separatamente per i due lati: lato A (fig. 5.9) e lato C (fig. 5.10).

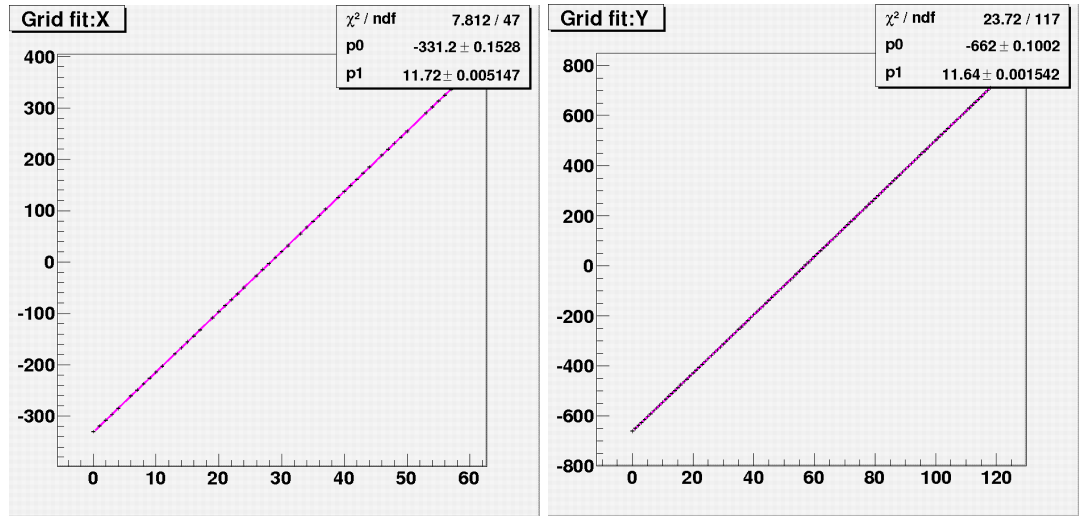


Figura 5.9: Fit dei punti del pattern con una griglia per trovare lo spazio tra colonne e righe della griglia per il lato A. In ascissa l'indice di colonna (a sinistra) e l'indice di riga (a destra) mentre in ordinata si ha il valor medio della posizione dei punti corrispondenti ad una colonna o riga del pattern. La spaziatura della griglia è data dal coefficiente angolare della retta.

Per lo studio della distorsione magnetica abbiamo acquisito dati con due pattern diversi, l'uno spostato rispetto all'altro di mezzo passo reticolare. Ho quindi analizzato entrambi i pattern. I valori trovati per i due pattern risultano compatibili.

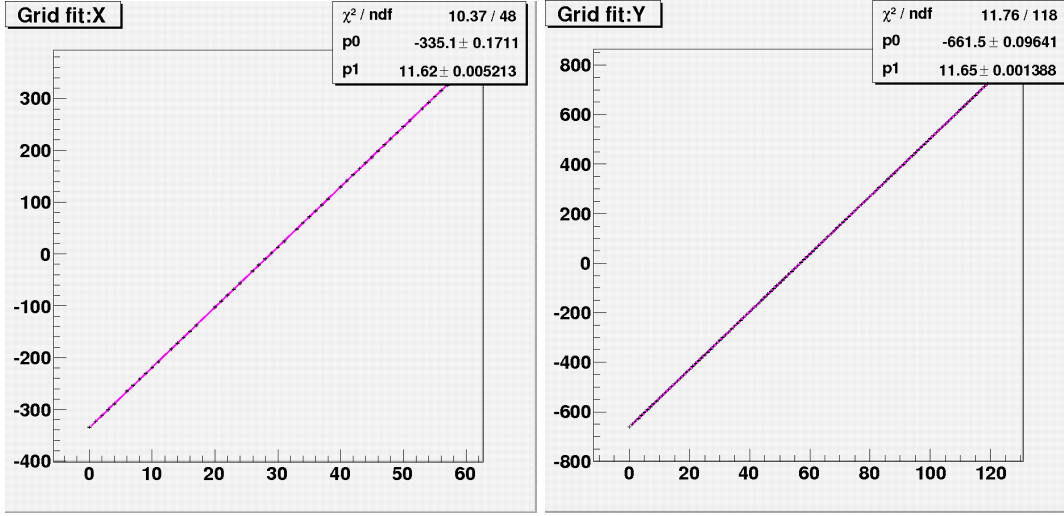


Figura 5.10: Fit dei punti del pattern con una griglia per trovare lo spazio tra colonne e righe della griglia per il lato C. In ascissa l'indice di colonna (a sinistra) e l'indice di riga (a destra) mentre in ordinata si ha il valor medio della posizione dei punti corrispondenti ad una colonna o riga del pattern. La spaziatura della griglia è data dal coefficiente angolare della retta.

Per il lato A, la spaziatura è:

$$a_x = (11.724 \pm 0.005) \text{ mm} \quad (5.27)$$

$$a_y = (11.6373 \pm 0.0015) \text{ mm} \quad (5.28)$$

Mentre per il lato C:

$$a_x = (11.617 \pm 0.005) \text{ mm} \quad (5.29)$$

$$a_y = (11.6477 \pm 0.0014) \text{ mm} \quad (5.30)$$

Tali valori risultano compatibili con il fatto che il pattern è composto da 1 pixel luminoso e 5 neri e la dimensione del pixel proiettato sulla matrice degli HPD è circa 1.94 mm. Per cui la distanza tra due righe o due colonne vicine dovrebbe essere $a_x \sim a_y \sim 1.94 \times 6 = 11.64 \text{ mm}$. La griglia così trovata è stata sovrapposta ai punti sul piano del rivelatore (fig. 5.11). Per alcuni HPD è visibile un offset rispetto alla griglia: il pattern di luce in alcuni HPD non è perfettamente allineato ma è presente uno spostamento complessivo. Alcuni HPD sono quindi spostati di un offset Δx e Δy rispetto alla griglia.

Ho calcolato l'offset, mediando sul singolo HPD lo spostamento di ciascun punto del pattern dalla griglia calcolata precedentemente lungo l'asse x e lungo l'asse y . In tal modo si valuta di quanto l'HPD è disallineato. Avendo a disposizione due pattern ho calcolato il valor medio dei due offset in modo da ridurre l'errore. La distribuzione dei valori calcolati lungo la direzione x e y è riportata in fig. 5.12 per il lato A e in fig. 5.13 per il lato C.

Avendo calcolato l'offset nelle due direzioni per ogni singolo HPD si può correggere la posizione nominale degli HPD. Dopo aver spostato gli HPD del corrispondente offset i punti risultano ben allineati alla griglia come si può vedere in fig. 5.14.

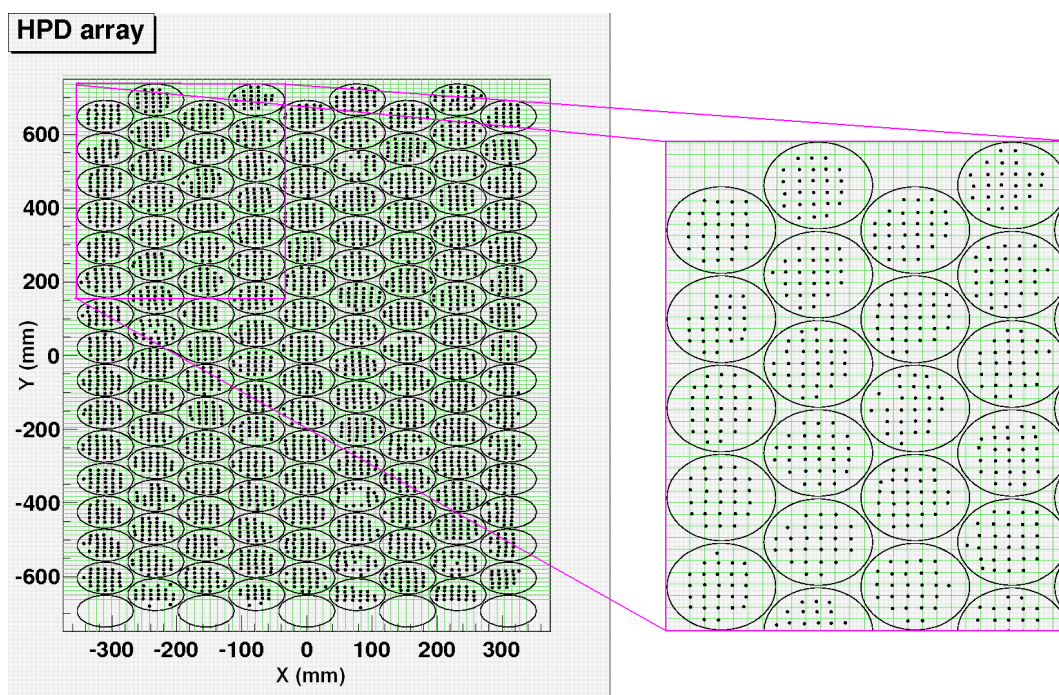


Figura 5.11: Matrice degli HPD con i punti del pattern proiettati senza la correzione per l'offset e la griglia fittata sovrapposta. Nella figura a destra (ingrandimento della matrice) è possibile vedere che per alcuni HPD i punti del pattern sono spostati di un offset complessivo.

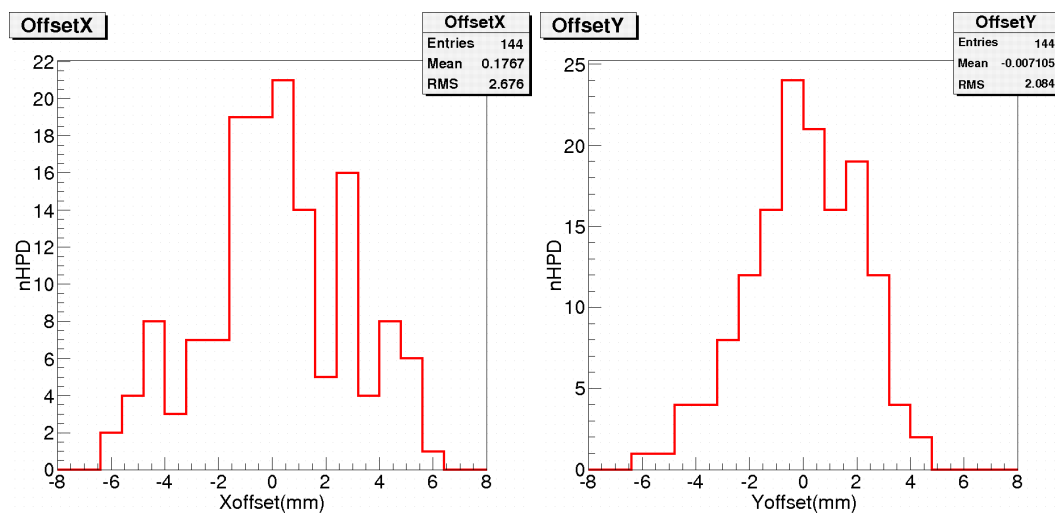


Figura 5.12: Distribuzione degli offset calcolati per il lato A.

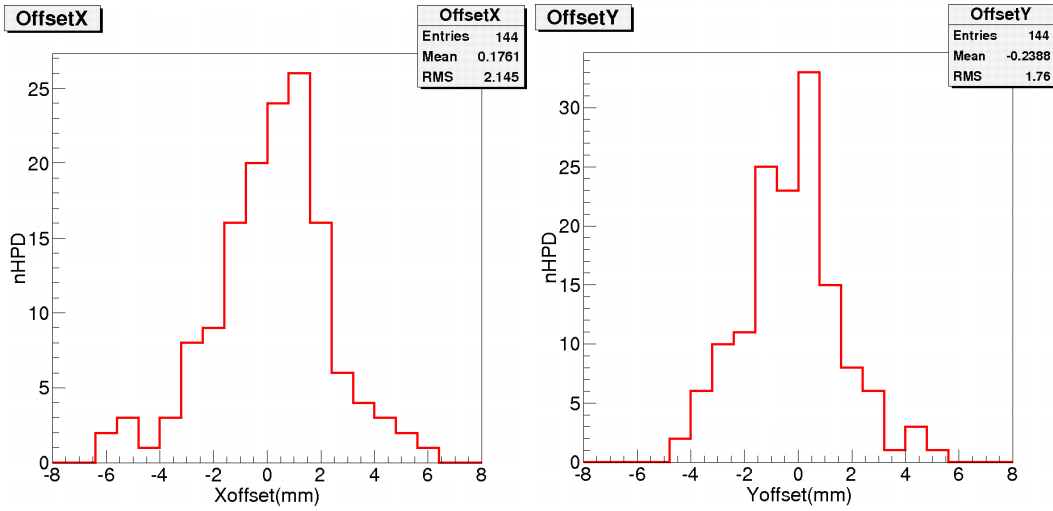


Figura 5.13: Distribuzione degli offset calcolati per il lato C.

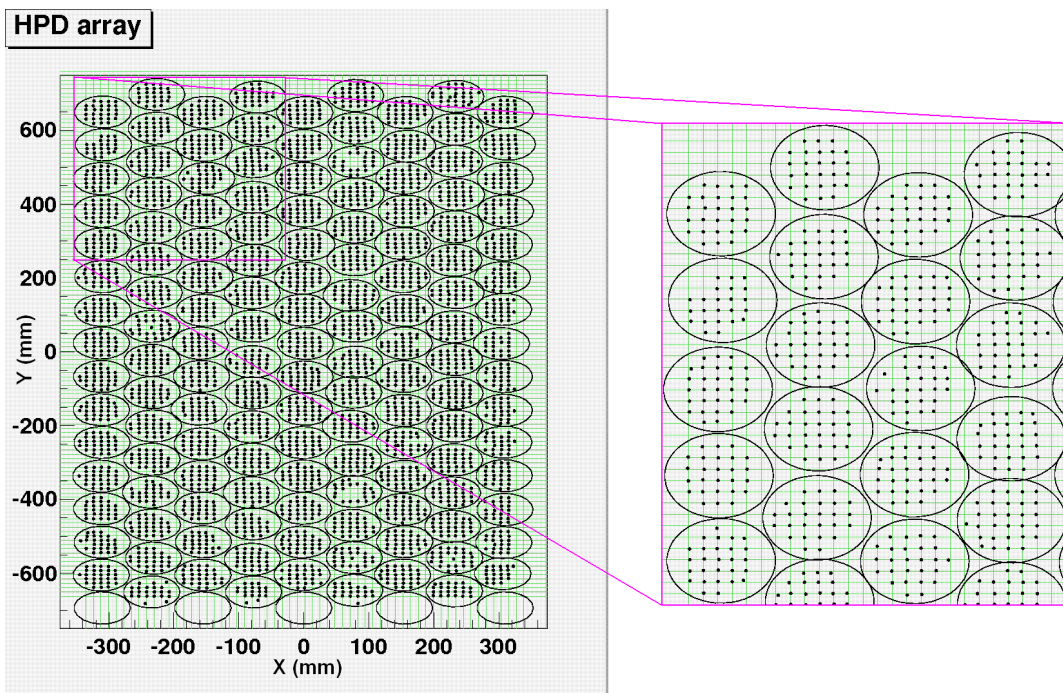


Figura 5.14: Matrice degli HPD con i punti del pattern proiettati con la correzione per l'offset. Nella figura a destra (ingrandimento della matrice) i punti corretti per l'offset risultano ben allineati alla griglia.

5.4 Risoluzione

Senza applicare nessuna procedura di allineamento si valuta la differenza per ogni punto del pattern della posizione del punto rispetto alla griglia nelle direzioni x e y . Si ottiene per il lato A (fig. 5.15):

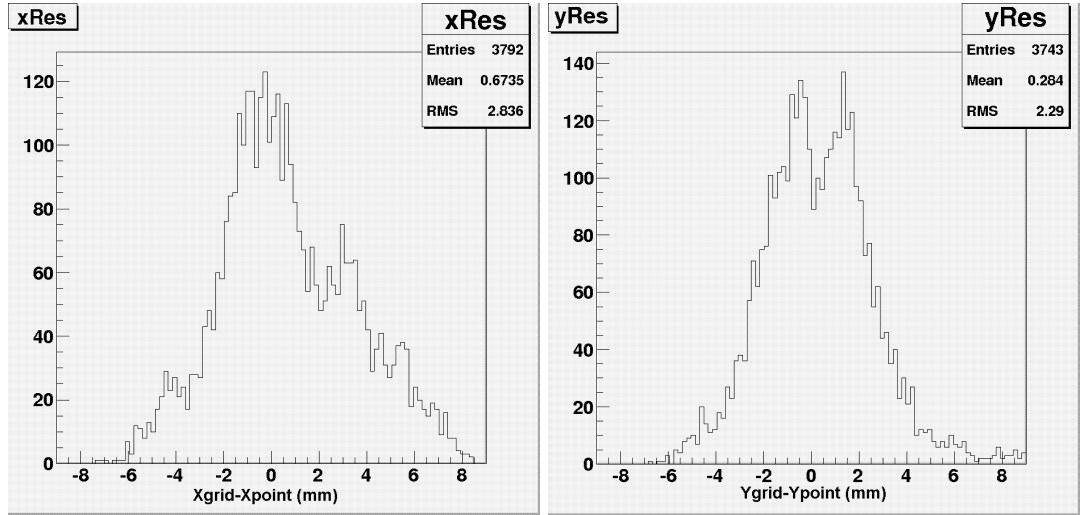


Figura 5.15: Risoluzione senza la procedura di allineamento per il lato A.

$$\text{RMS}_x \simeq 2.3 \text{ mm} \quad (5.31)$$

$$\text{RMS}_y \simeq 2.8 \text{ mm} \quad (5.32)$$

per il lato C (fig. 5.16):

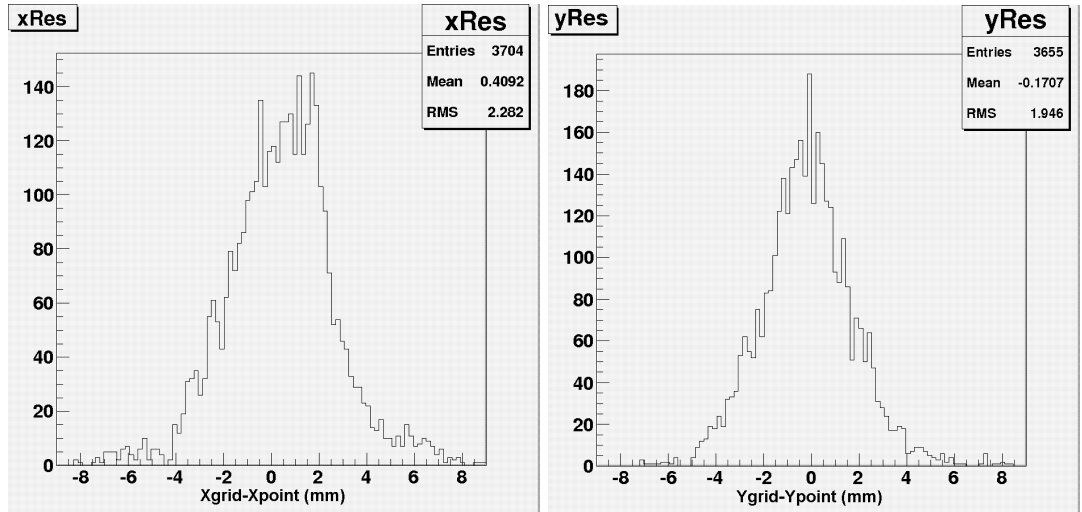


Figura 5.16: Risoluzione senza la procedura di allineamento per il lato C.

$$\text{RMS}_x \simeq 2.3 \text{ mm} \quad (5.33)$$

$$\text{RMS}_y \simeq 1.9 \text{ mm} \quad (5.34)$$

Avendo calcolato gli offset e riallineato gli HPD ho valutato la risoluzione della procedura di allineamento. Ho calcolato la differenza residua di ciascun punto rispetto alla griglia sia lungo l'asse x sia lungo l'asse y . La risoluzione finale per il lato A (fig. 5.17) è:

$$\sigma_x \simeq 0.67 \text{ mm} \quad (5.35)$$

$$\sigma_y \simeq 0.68 \text{ mm} \quad (5.36)$$

Per il lato C (fig. 5.18):

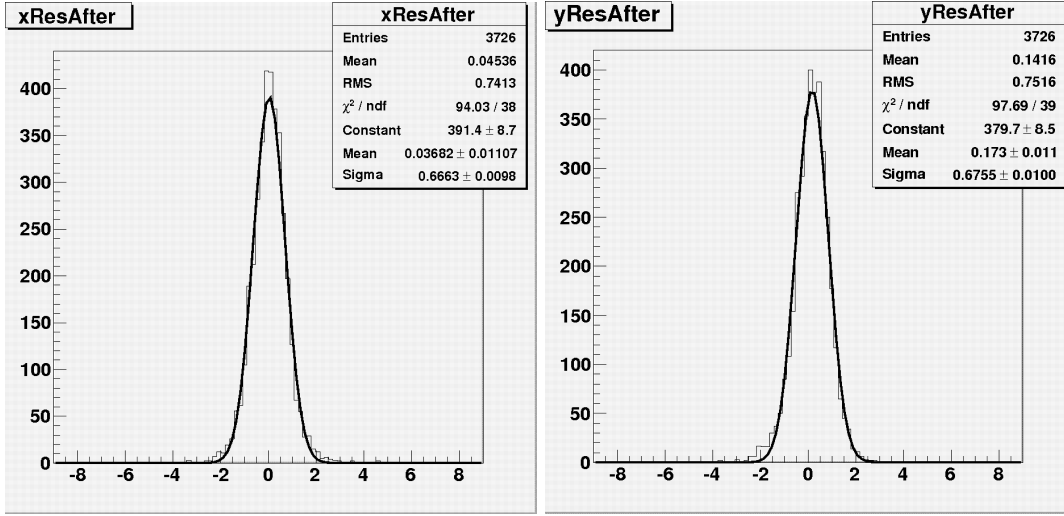


Figura 5.17: Risoluzione dopo la procedura di allineamento per il lato A.

$$\sigma_x \simeq 0.72 \text{ mm} \quad (5.37)$$

$$\sigma_y \simeq 0.69 \text{ mm} \quad (5.38)$$

Le risoluzioni così ottenute risultano migliori di quella dovuta alla dimensione del pixel:

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{2.5}{\sqrt{12}} = 0.72 \text{ mm} \quad (5.39)$$

e anche estremamente minori delle risoluzioni che si avrebbero se non si applicasse la procedura di allineamento (fig. 5.15, fig. 5.16).

5.5 Conclusioni

Il sistema utilizzato per la correzione della distorsione magnetica può essere utilizzato anche per verificare se sono presenti e quindi eventualmente correggere disallineamenti tra gli HPD. La griglia di punti luminosi proiettata permette infatti di calcolare tali possibili disallineamenti. Un algoritmo preesistente ha mostrato dei problemi nella correzione della rifrazione. Ho quindi sviluppato un nuovo algoritmo in grado di calcolare la posizione dei

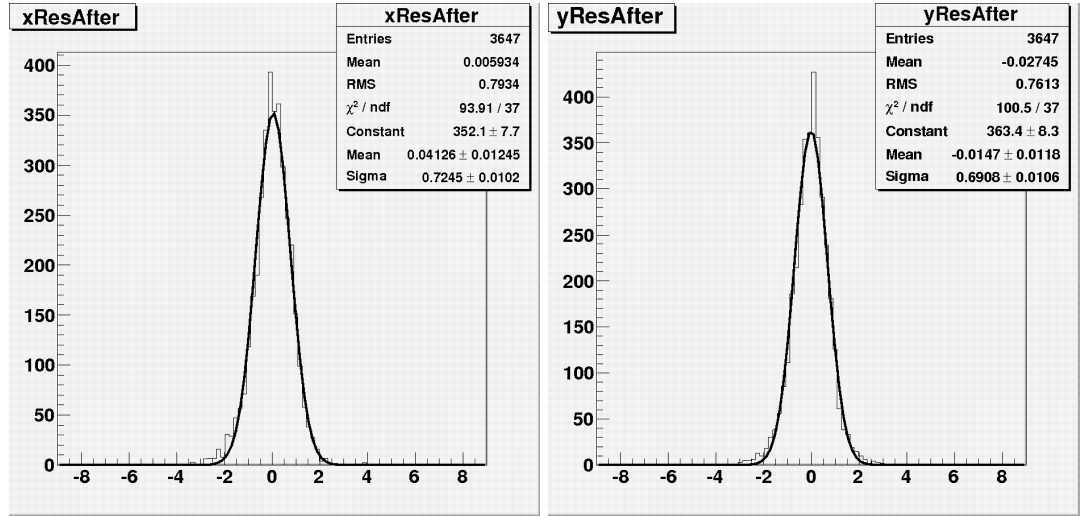


Figura 5.18: Risoluzione dopo la procedura di allineamento per il lato C

punti luminosi sul piano del rivelatore dati i punti ricostruiti sul piano del chip tenendo conto della funzione di riduzione dell'immagine e della rifrazione del fotone incidente sulla finestra di quarzo dell'HPD. La griglia dei punti così trovata è stata fittata e l'interspazio tra due colonne e righe adiacenti risulta compatibile con quello atteso. Sovrapponendo la griglia ai punti del pattern si è notato un offset complessivo per alcuni HPD. Ho quindi calcolato gli offset per ogni singolo HPD. Correggendo la posizione dei punti con gli offset calcolati ho ottenuto una risoluzione di $\sigma < 0.7$ mm. Rispetto all'algoritmo precedente non è necessario effettuare alcuna correzione ulteriore poiché tale risoluzione è minore della risoluzione dovuta alla dimensione del pixel (0.72 mm). I valori degli offset ottenuti saranno inseriti nel database del RICH di LHCb. Possibili disallineamenti dei componenti sono quindi sotto controllo.

Capitolo 6

Studio del decadimento $B \rightarrow K\pi$ con LHCb

In questo capitolo presento uno studio preliminare di fattibilità della ricostruzione del canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ con LHCb. Tale canale è interessante per la comprensione del cosiddetto “ K - π puzzle” ma è difficile da ricostruire a LHCb per la difficile identificazione del π^0 .

Gli esperimenti CLEO, BaBar e Belle hanno misurato per il canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ l’asimmetria $A_{CP} = 0.051 \pm 0.025$. Gli stessi esperimenti hanno anche misurato per il canale $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ l’asimmetria $A_{CP} = -0.098 \pm 0.013$. Esistono tuttavia fondati motivi per aspettarsi che le due asimmetrie siano circa uguali. Questa discrepanza ha dato origine al cosiddetto “ K - π puzzle” per la soluzione del quale sono necessari sia ulteriori sviluppi teorici che più precise misure sperimentali.

Per questo motivo ho effettuato uno studio preliminare sulla possibilità di misura di tale canale a LHCb.

In questo capitolo quindi mi limito a studiare la possibilità di misurare le asimmetrie rilevanti a LHCb, da cui, con le opportune analisi, si possono estrarre i parametri della violazione di CP.

6.1 Il canale $B \rightarrow K\pi$

Decadimenti di adroni B in particelle senza quark charm sono importanti per lo studio della violazione di CP diretta. Tali decadimenti risultano sensibili all’angolo γ del triangolo unitario, la fase dell’elemento $-V_{ub}^*$ della matrice CKM, a causa dell’interferenza tra i diagrammi a tree e i diagrammi a pinguino. Una misura della violazione di CP diretta è particolarmente attraente dal punto di vista sperimentale perché è un puro esperimento di conteggio, con un rapporto dove molte sistematiche si cancellano.

Questi decadimenti sono descritti da diagrammi con $b \rightarrow u$ al tree level e da diagrammi a pinguino $b \rightarrow s$ ad un loop e quindi l’interferenza tra questi due diagrammi può originare una asimmetria A_{CP} , come in (1.42). Inoltre sono anche sensibili a Nuova Fisica oltre il Modello Standard attraverso il contributo di nuove particelle nel loop dei diagrammi a pinguino. Questo è estremamente interessante poiché γ risulta il parametro meno conosciuto

del triangolo unitario.

Nel 1994 Gronau, Hernandez, London e Rosner mostrano che con certe assunzioni teoriche è possibile estrarre la fase dovuta all'elemento di matrice CKM $-V_{ub}^*$ dal canale $B \rightarrow K\pi$ [33]. Strategie alternative sono state proposte utilizzando tecniche come “QCD factorization” [34], o PQCD [36, 35].

Questo decadimento, inoltre, è interessante poiché dai dati sperimentali delle b -factory si è evidenziato un comportamento inaspettato. Sebbene da considerazioni teoriche [65] ci si aspetti che le asimmetrie per i processi $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ e $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ siano circa uguali, le asimmetrie CP misurate per le due classi di decadimenti non sono compatibili. Utilizzando i valori medi riportati nel PDG [17]:

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = -0.101 \pm 0.015 \quad (6.1)$$

$$A_{CP}(B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0) = 0.027 \pm 0.032 \quad (6.2)$$

si trova infatti:

$$\Delta A \equiv A_{CP}(B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0) - A_{CP}(B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = 0.128 \pm 0.035 \quad (6.3)$$

Sebbene possa essere dovuta a effetti adronici, questa grande differenza nella violazione di CP tra mesoni B neutri e carichi potrebbe essere un'indicazione di una nuova sorgente di violazione di CP.

Ci sono diverse congetture che cercano di spiegare il cosiddetto “ K - π puzzle”. Per esempio tale differenza potrebbe essere dovuta al contributo, per il decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$, dell'ampiezza del diagramma a tree colour suppressed [37, 38], di Nuova Fisica dal pinguino elettrodebole [39] o ad entrambi [40].

6.1.1 Diagrammi del decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$

L'analisi dei diagrammi mostra che il decadimento procede principalmente attraverso tre diagrammi: il diagramma a tree colour-allowed¹, il diagramma a pinguino gluonico e il diagramma a pinguino elettrodebole colour-allowed, illustrati in fig. 6.1, fig. 6.2 e fig. 6.3. Dai vertici del W (fig. 6.1) si vede che il diagramma tree contiene gli elementi di matrice CKM, $V_{us}V_{ub}^*$, mentre quello a loop gluonico (fig. 6.2) contiene maggiormente $V_{ts}V_{tb}^*$, avendo assunto che il contributo dominante del loop sia dato dal quark top. Di questi l'elemento V_{ub} è l'unico che contiene una fase, che dà il legame con l'angolo γ dalla (1.24). Invece gli elementi che competono al diagramma a pinguino non contengono fasi CKM.

Siccome $\left| \frac{V_{us}V_{ub}^*}{V_{ts}V_{tb}^*} \right| \propto \lambda^2$, il diagramma a tree è Cabibbo soppresso e nonostante il diagramma a pinguino QCD abbia una soppressione data da α_s , risulta comunque essere il diagramma dominante, con un'ampiezza ~ 5 volte maggiore di quello a tree colour-allowed.

Il terzo contributo è il diagramma a pinguino elettrodebole (EW) colour-allowed, fig. 6.3.

¹Se i due quark che adronizzano in un mesone sono emessi da un W (che non porta carica di colore) allora essi sono automaticamente in stato di singoletto di colore. Un diagramma come quello di fig. 6.1 viene detto colour-allowed perché i quark che adronizzano sono prodotti in singoletto di colore. Viceversa un diagramma come quello in fig. 6.4 viene detto colour-suppressed; infatti ciascun quark emesso dal W adronizza con un altro, perciò solo quando i colori corrispondono l'adronizzazione è permessa.

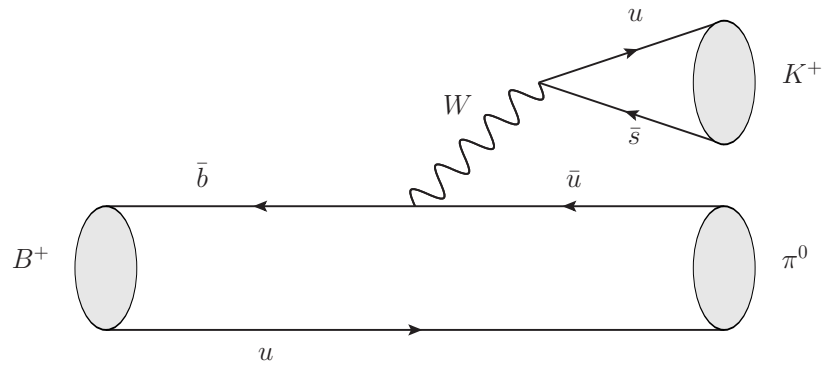


Figura 6.1: Diagramma a tree colour allowed.

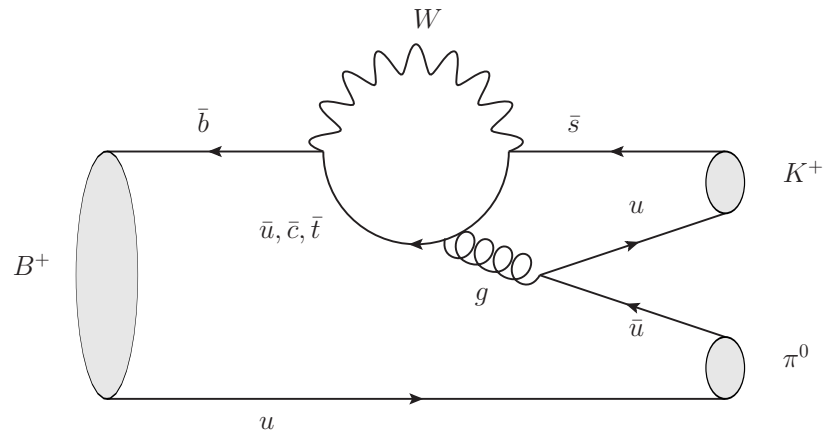


Figura 6.2: Diagramma a pinguino gluonico.

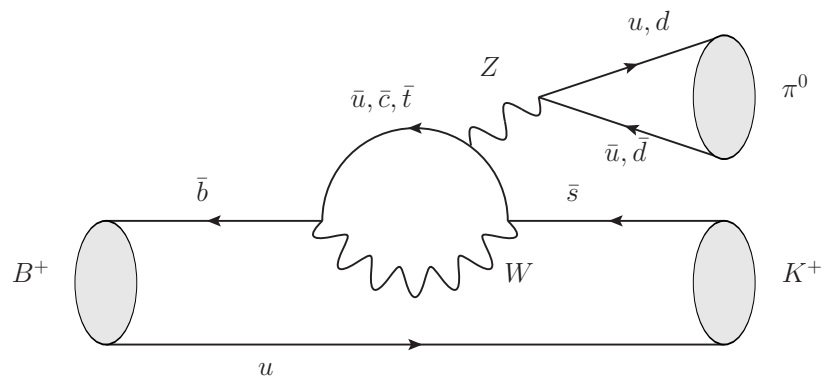


Figura 6.3: Diagramma a pinguino elettrodebole colour-allowed.

L'ampiezza è dello stesso ordine di grandezza di quella a tree colour-allowed. In aggiunta, i pinguini elettrodeboli sono sensibili ad effetti di Nuova Fisica oltre il Modello Standard [41, 42].

Ulteriori contributi, ulteriormente soppressi, sono dati dal diagramma a tree colour-suppressed di fig. 6.4 e dal diagramma a pinguino elettrodebole colour-suppressed di fig. 6.5.

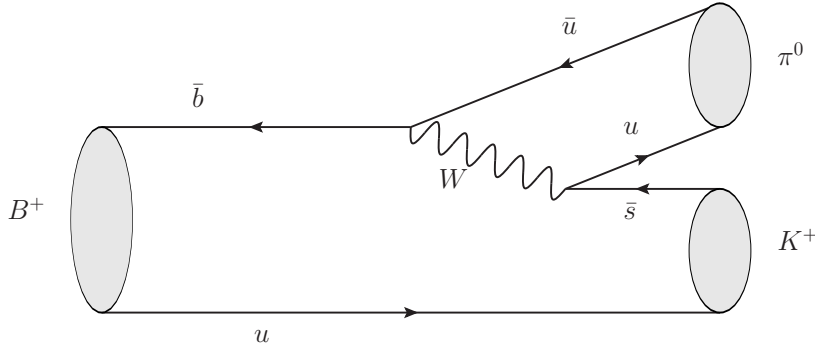


Figura 6.4: Diagramma a tree colour suppressed.

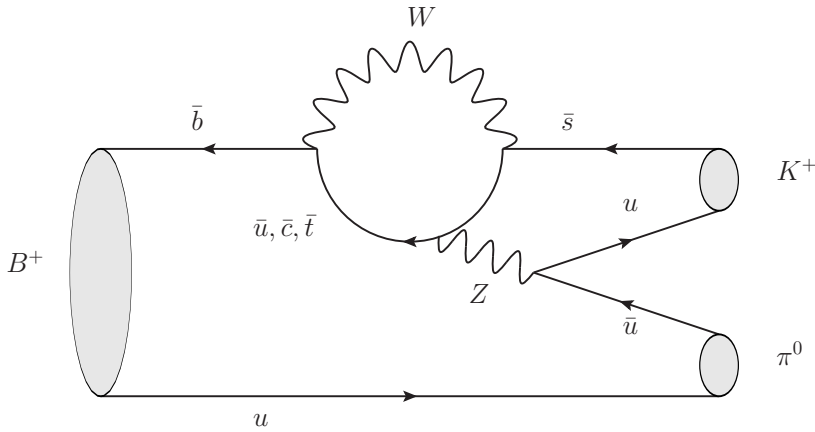


Figura 6.5: Diagramma a pinguino elettrodebole colour-suppressed.

6.1.2 Dati sperimentali, previsioni teoriche e il K - π puzzle

Misure del decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ sono state effettuate in anni recenti a CLEO, BaBar e Belle. I valori dell'asimmetria A_{CP} e del branching-ratio sono riportati in tab. 6.1.

Negli ultimi anni sono stati pubblicati molti articoli teorici sul puzzle K - π [66, 67, 68].

Le asimmetrie misurate sono interpretate sia in termini di incertezze adroniche sia in termini di Nuova Fisica. La questione è ancora aperta e sono quindi necessarie misure più precise per spiegare l'incoerenza delle asimmetrie.

	$BR[10^{-6}]$	A_{CP}
PDG2008 AVG.[17]	12.9 ± 0.6	0.051 ± 0.025
BABAR	$13.6 \pm 0.6 \pm 0.7$ [19]	$0.030 \pm 0.039 \pm 0.010$ [19]
BELLE	$12.4 \pm 0.5 \pm 0.6$ [44]	$0.07 \pm 0.03 \pm 0.01$ [47]
CLEO	$12.9^{+2.4+1.2}_{-2.2-1.1}$ [45]	-0.29 ± 0.23 [48]

Tabella 6.1: Misure di asimmetria CP (A_{CP}) e di branching ratio (BR) agli esperimenti Belle, BaBar e CLEO. È anche riportato il valor medio del PDG.

6.2 Il canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ a LHCb

Poiché il decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ può fornire importanti informazioni sulla validità del Modello Standard e sulla eventualità di Nuova Fisica ho studiato la possibilità di ricostruirlo a LHCb. Per valutare l'efficienza del rivelatore su un particolare canale occorre utilizzare simulazioni MonteCarlo.

Ho quindi studiato una selezione preliminare per estrarre il segnale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ dal fondo costituito da eventi generici di minimum bias. Inoltre un contributo di background molto simile al segnale e quindi difficile da eliminare è dato dal decadimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Per eliminare questo background è importante una buona identificazione del $K^\pm$ fornita dal sistema dei rivelatori RICH.

Oltre ad un branching ratio molto piccolo:

$$BR = (1.29 \pm 0.06) 10^{-5} \quad (6.4)$$

la problematica nella ricostruzione di tale canale è la relativamente bassa efficienza di rivelazione dei π^0 con LHCb, collegata ad un background estremamente alto associato a particelle neutre. Ciò rende estremamente difficile ricostruire tale decadimento a LHCb.

6.2.1 Numero di eventi di segnale e di fondo attesi

Valutiamo il numero di eventi di segnale attesi rispetto al numero di eventi di fondo. Si ha che un anno di funzionamento a LHCb corrisponde a 10^7 s nominali di presa dati ad una luminosità nominale di $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Assumendo una sezione d'urto $b\bar{b}$ di $500 \mu\text{b}$ ad un'energia di $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ si hanno 10^{12} eventi $b\bar{b}$ /anno prodotti. Di questi solo una parte adronizza in mesoni B : la percentuale di adronizzazione per $B^\pm$ è $f_B = 39.1\%$. Per cui si hanno, per anno:

$$N_{B^\pm} = 2 \times L \times \sigma_{b\bar{b}} \times f_B = 8 \cdot 10^{11} \text{ eventi/anno} \quad (6.5)$$

dove il fattore 2 tiene conto della produzione di adroni B^+ e B^- e L è la luminosità integrata. Di questi solamente $\varepsilon_{\text{geom}} = 43\%$ ha un angolo polare di 400 mrad e quindi risulta all'interno dell'accettanza di LHCb.

Considerando il branching ratio del nostro segnale si ha che il numero atteso di eventi $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ è:

$$N_{\text{sig}} = N_{B^\pm} \times BR(B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0) = N_{B^\pm} \times 1.29 \cdot 10^{-5} \sim 5 \cdot 10^6 \quad (6.6)$$

È quindi necessario applicare una selezione per eliminare tutti i contributi di background. Valutando il rapporto segnale rumore si ha:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{prodotti}} \sim \frac{5 \cdot 10^6}{8 \cdot 10^{11}} \sim 10^{-5} \quad (6.7)$$

Tenendo in considerazione l'efficienza di selezione del segnale, che si può stimare essere $\varepsilon_{\text{sel}} \approx 10^{-3}$, si ottiene che è necessario ottenere un rapporto di selezione del fondo $b\bar{b}$ di circa 10^8 .

6.2.2 Selezione del segnale

La selezione di un particolare canale di decadimento consiste nel decidere alcuni criteri di selezione su variabili fisiche, cinematiche e geometriche caratteristiche del canale in studio che lo differenziano dal background. Per valutare quanto è buona una selezione si può definire l'efficienza ε come il rapporto tra il numero di eventi ricostruiti e selezionati e il numero di eventi totali. Più grande è ε più eventi di segnale si hanno. L'altro parametro importante è il rapporto S/B , definito come il numero di eventi di segnale diviso il numero di eventi di background dopo aver applicato i criteri di selezione. Chiaramente questi due parametri sono in competizione. Nella scelta dei criteri di selezione da applicare ho cercato di mantenere una alta efficienza per il segnale cercando di rigettare il più possibile il fondo. Una procedura di selezione si basa su:

- Caratterizzazione geometrica e cinematica del canale.
- Confronto tra le distribuzioni del segnale e del background per ciascuna delle variabili cinematiche considerate.
- Scelta dei valori dei criteri di selezione: questo valore deve eliminare il più possibile il background senza cancellare il segnale.
- Calcolo dell'efficienza dei tagli e determinazione del numero di eventi attesi per anno e del rapporto segnale rumore.

Nei prossimi paragrafi verrà presentata una strategia preliminare per la selezione.

6.2.3 Simulazioni MonteCarlo

Ho effettuato la ricostruzione del decadimento e la selezione preliminare su dati MonteCarlo. Le interazioni pp generiche simulate corrispondono a brevi periodi di acquisizione di LHCb, qualche secondo, a causa dell'elevato rate di produzione. Questo è dovuto al fatto che è necessario simulare la risposta del rivelatore e sono quindi necessari tempi lunghi per la simulazione e che il numero di eventi prodotti al secondo è elevato. In questi dati, cosiddetti eventi di minimum bias, c'è un numero piccolo di eventi di segnale dovuto al fatto che il branching ratio del canale è $\sim 10^{-5}$. Si è quindi generata una serie di files che

contengono solamente il segnale in studio. Ho utilizzato questi files per caratterizzare il segnale e valutare le efficienze dei criteri di selezione, mentre ho utilizzato dati di minimum bias per studiare il background. Ho scelto i valori dei tagli analizzando un campione di dati, e ho successivamente verificato le efficienze sul campione completo di eventi. Per quanto riguarda il background dovuto al canale $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ si veda sez. 6.5.

6.3 Caratterizzazione del segnale

In questa sezione presenterò alcune variabili cinematiche, geometriche e fisiche che caratterizzano il segnale facendo riferimento alla topologia del canale studiato. Maggiore attenzione verrà data alla procedura di identificazione delle particelle nello stato finale basata sul sistema dei rivelatori RICH a LHCb e alla ricostruzione della topologia del segnale.

6.3.1 Identificazione di particelle

Per le particelle cariche il primo passo di una selezione è normalmente assegnare un'ipotesi di tipo di particella alla traccia ricostruita nel rivelatore utilizzando l'informazione proveniente dai rivelatori in cui è stata rivelata la traccia. I sistemi utilizzati in LHCb per l'identificazione di particelle sono il sistema dei calorimetri, che identifica adroni, elettroni e fotoni e π^0 (usando il decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), i rivelatori RICH per particelle cariche e il sistema dei rivelatori di muoni.

Per ogni traccia ricostruita viene calcolata la probabilità che tale traccia sia stata prodotta da una particella di un certo tipo. Si calcola quindi una funzione Delta Log-Likelihood (DLL) per confrontare diverse ipotesi e poter discriminare le assegnazioni dell'identificazione di particelle.

$$\Delta \log \mathcal{L}_{AB} = \log \mathcal{L}_A - \log \mathcal{L}_B \quad (6.8)$$

dove $\mathcal{L}_A$ e $\mathcal{L}_B$ sono le funzioni likelihood che descrivono la probabilità che una certa traccia sia stata lasciata dalla particella di tipo A o di tipo B . Per ogni traccia viene calcolata una likelihood totale usando le likelihood combinate dei singoli rivelatori che ci forniscono la probabilità di una certa ipotesi. Combinando le diverse informazioni provenienti dai diversi sistemi si ha:

$$\mathcal{L}(e) = \mathcal{L}^{\text{RICH}}(e) \mathcal{L}^{\text{CALO}}(e) \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\text{non } \mu) \quad (6.9)$$

$$\mathcal{L}(\mu) = \mathcal{L}^{\text{RICH}}(\mu) \mathcal{L}^{\text{CALO}}(\text{non } e) \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\mu) \quad (6.10)$$

$$\mathcal{L}(h) = \mathcal{L}^{\text{RICH}}(h) \mathcal{L}^{\text{CALO}}(\text{non } e) \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\text{non } \mu) \quad (6.11)$$

dove e è l'elettrone, μ il muone e h un adrone carico. I rivelatori RICH permettono di distinguere tra adroni carichi (π , K , p), i calorimetri (ECAL, HCAL) distinguono tra elettrone, fotone o adrone, e per il muone si ha il sistema dei rivelatori di muoni.

Nel decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ lo stato finale contiene una particella $K^\pm$. Tutte le tracce cariche sono considerate a priori come possibili candidati pioni che sono i più abbondanti. Per i candidati kaoni è quindi necessario richiedere che abbiano una DLL più grande di un certo valore, utilizzando l'informazione proveniente dai rivelatori RICH.

Per le particelle neutre nessuna traccia è disponibile poiché non lasciano nessun segnale

nei rivelatori traccianti. La loro ricostruzione è quindi significativamente più complicata che per particelle cariche. I fotoni sono identificati come clusters in ECAL senza nessuna traccia associata. I π^0 sono ricostruiti dai due fotoni in cui decadono nel 99% dei casi. A bassa energia (meno di 3 GeV/c) sono rivelati come due fotoni “resolved” mentre ad alta energia la granularità di ECAL non permette di separare i due γ : in questo caso sono visti come un singolo cluster (π^0 “merged”).

6.3.2 Topologia del canale

Il mesone $B^\pm$ ha una vita media $\tau_B = 491.1 \mu\text{m}/c$ e l’impulso medio dei B prodotti a LHCb è circa 50 GeV/c. Il mesone B , quindi, percorre in media $\ell_B \sim 5 \text{ mm}$ dal punto in cui è stato prodotto, detto vertice primario, prima di decadere. Il punto in cui il B decade definisce il vertice secondario. Da tale vertice hanno origine il $K^\pm$ e il π^0 . Quest’ultimo decade quasi immediatamente in due fotoni. Infatti avendo una vita media di $\tau_{\pi^0} = 25.1 \text{ nm}/c$, con impulso medio $\langle p \rangle \sim 10 \text{ GeV}/c$ si ha $\ell_{\pi^0} \sim 1.5 \mu\text{m}$ e non è quindi osservabile. La topologia del canale è riportata in fig. 6.6.

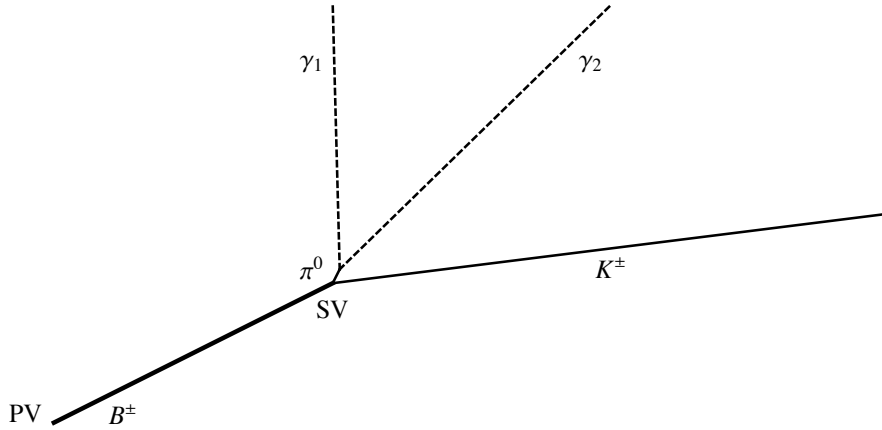


Figura 6.6: Topologia del canale di decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$.

6.3.3 Fit del vertice secondario

I fotoni sono rivelati nel calorimetro il quale fornisce solamente una misura dell’energia e della posizione e non è in grado di definire la loro direzione. Per questo motivo ho sviluppato un algoritmo per combinare i candidati π^0 e i candidati $K^\pm$ a formare il vertice di decadimento del $B^\pm$. In tal modo è possibile selezionare i π^0 che hanno un vertice in comune con i $K^\pm$ e rigettare le combinazioni casuali. La procedura di fit è descritta in dettaglio in appendice A.

6.3.4 Preselezione

Per ogni evento prodotto sono presenti candidati $K^\pm$ e candidati π^0 che possono essere combinati a formare un candidato $B^\pm$. Dato che non tutte le coppie di candidati $K^\pm$ e π^0

sono veramente un kaone carico e un pione neutro provenienti dal decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ non tutti i candidati B ricostruiti saranno dei veri B di segnale. Infatti ad esempio è possibile che i candidati $K^\pm$ e π^0 non lo siano veramente, oppure che non provengano dalla stessa madre, oppure che la madre non sia un $B^\pm, \dots$

È quindi necessario valutare le caratteristiche proprie del canale che sto studiando al fine di distinguere veri B di segnale da candidati falsi.

Gli adroni con un quark b sono pesanti e con vita media abbastanza lunga. La caratteristica fondamentale della presenza di un b è quindi la presenza di un vertice secondario spostato rispetto al vertice primario dovuto alla lunga vita media e un grande boost nella direzione del fascio. Come conseguenza di ciò i prodotti di decadimento di un adrone B presentano un parametro di impatto elevato. A causa della grande differenza tra la massa del B e quella delle particelle in cui decade e del fatto che il mesone B essendo molto pesante è lento, tali particelle hanno un impulso trasverso (p_T) grande rispetto alla direzione del B . Basandomi su tali considerazioni ho utilizzato per la preselezione del decadimento in studio le seguenti variabili:

Parametro di impatto Il parametro di impatto (IP) di una traccia rispetto ad un vertice è definito come la distanza tra la traccia estrapolata e il vertice. Ho considerato la significanza del parametro di impatto definita come $IPS = \frac{IP}{\sigma}$ dove σ è l'errore sulla misura stessa. Talvolta si definisce il parametro di impatto trasverso, ovvero l'analoga quantità calcolata nel piano trasverso al fascio. Particelle che provengono dal decadimento di un adrone B presentano parametro di impatto non nullo e quindi significanza elevata tanto più quanto il vertice è ricostruito bene. Nel decadimento studiato l'unico parametro di impatto è quello del $K^\pm$ poiché essendo carico il rivelatore è in grado di ricostruirne la traccia. Viceversa il $B^\pm$ ricostruito provenendo dal vertice primario dovrebbe avere parametro di impatto nullo (cioè compatibile con zero).

Impulso Trasverso La grande differenza tra la massa del mesone B e le particelle prodotte nel decadimento si rispecchia nel fatto che tali particelle presentano un impulso trasverso rispetto alla direzione del $B^\pm$ elevato.

DLL $K-\pi$ Il sistema costituito dai due rivelatori RICH fornisce identificazione di particelle cariche. In questo canale tale informazione è utilizzata per distinguere il K carico nello stato finale da un π carico. Richiederò quindi che i candidati kaoni carichi soddisfino un valore minimo della DLL.

Distanza di volo I mesoni B hanno una vita media abbastanza lunga per cui prima di decadere percorrono un certo spazio. È quindi possibile selezionare solamente i candidati B che hanno una separazione significativa dal vertice primario. La significanza della distanza di volo lungo l'asse z del fascio è definita come:

$$FDSPV_z = \frac{z_B - z_{PV}}{\sqrt{\sigma_{z,B}^2 + \sigma_{z,PV}^2}} \quad (6.12)$$

dove z_B è la coordinata z della posizione del vertice di decadimento del B e z_{PV} quella del vertice primario.

Fit del vertice secondario Il π^0 e il $K^\pm$ dal decadimento del B provengono dallo stesso vertice secondario, che risulta essere il vertice di decadimento del B . Tale vertice è stato determinato utilizzando la procedura di fit descritta in appendice A. Un controllo sul χ^2 del fit permette quindi di eliminare il background combinatorio, dovuto a coppie casuali.

I files dei MonteCarlo di segnale contengono 33790 eventi. Per ogni evento sono ricostruiti i candidati $K^\pm$ e π^0 . Tali candidati vengono combinati a formare i candidati $B^\pm$. Di tutti i candidati possibili ho valutato quanti corrispondono a veri B MonteCarlo di segnale. Si ottiene che nei 33790 eventi, sono ricostruiti 2204 veri B di segnale. Si ha quindi una efficienza di ricostruzione:

$$\varepsilon_{\text{rec}} = \frac{2204 \pm 47}{33790} = (6.52 \pm 0.14)\% \quad (6.13)$$

I dati di minimum bias disponibili contengono un numero estremamente elevato di candidati B . Si hanno infatti circa mille candidati B per evento. Tale numero elevato è dovuto alle combinazioni casuali di candidati $K^\pm$ e π^0 . Infatti per un evento tipico a LHCb si hanno circa 50 tracce cariche prodotte all'interno dell'accettanza. Il salvataggio di tutti questi candidati per l'analisi avrebbe comportato la creazione di files con dimensioni ingestibili. Per questo motivo è necessario definire alcuni tagli di preselezione. Tali tagli dovrebbero mantenere pressoché invariato il segnale ed eliminare una ingente quantità di eventi di background. I tagli scelti sono riportati in tab. 6.2.

Impulso K	>	5000	MeV/ c
Impulso trasverso K	>	750	MeV/ c
Impulso π^0	>	2000	MeV/ c
Impulso trasverso π^0	>	450	MeV/ c
Impulso trasverso $B^\pm$	>	250	MeV/ c
Finestra in massa $B^\pm$	$\pm$	750	MeV/ c^2
$\chi^2/ndof$ del vertice secondario	<	300	
Inoltre sono stati scartati i candidati B :			
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	<	-5	
Fit del vertice		non convergente	
Tempo proprio del B	<	0	

Tabella 6.2: Lista dei criteri di preselezione.

La finestra in massa è stata scelta analizzando la fig. 6.7. La massa invariante del candidato B ha una forma approssimativamente gaussiana con una certa larghezza centrata sul valore nominale $M_B = 5.279$ GeV. La larghezza della gaussiana dipende dalla risoluzione nel processo di ricostruzione e dal rivelatore LHCb. In fig. 6.7 il fit di tale gaussiana fornisce una σ_M di:

$$\sigma_M = 125 \text{ MeV} \quad (6.14)$$

La finestra in massa scelta è circa tre volte la larghezza del picco.

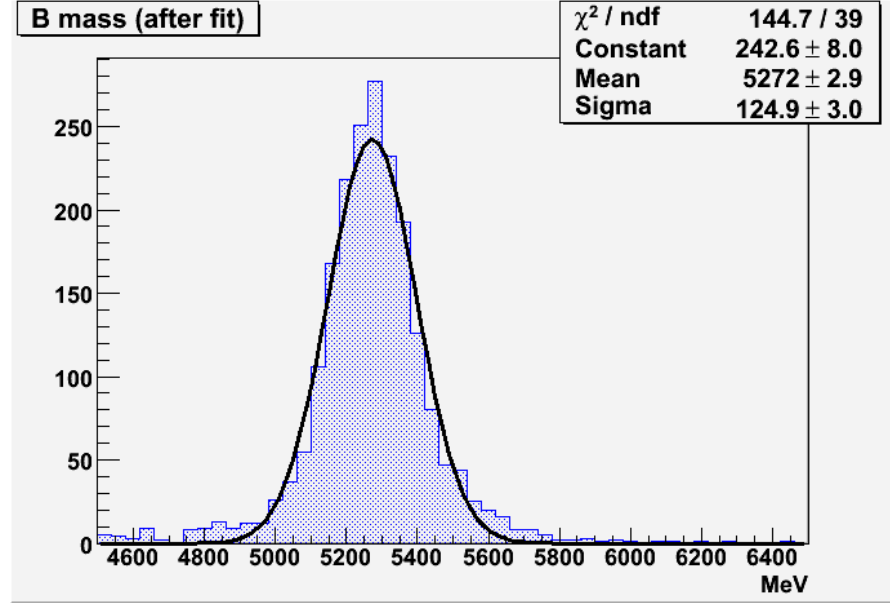


Figura 6.7: Massa invariante dei veri B ricostruiti. La larghezza della gaussiana dipende dalla risoluzione del processo di ricostruzione e dal rivelatore LHCb.

6.4 Selezione

In questa sezione mostrerò le caratteristiche del background. I dati utilizzati per lo studio del background sono eventi di minimum bias, ovvero interazioni pp generiche. In particolare ho utilizzato un set di dati corrispondenti a 2.48 s di presa dati di LHCb. Questi corrispondono a ~ 36 Meventi di minimum bias. A tali eventi è stata applicata la selezione dei trigger L0 e HLT1, ottenendo un numero finale di eventi di ~ 90 k eventi.

Dopo aver applicato i tagli di preselezione descritti nella sezione 6.3 rimangono circa 150 k candidati B , cioè in media due candidati per evento.

Nelle fig. 6.8, 6.9, 6.10 confrontiamo alcune variabili cinematiche e geometriche del decadimento per gli eventi di minimum bias con i dati di segnale (a cui sono stati applicati gli stessi tagli di preselezione). Gli istogrammi non sono normalizzati perché il fattore di normalizzazione è così grande che sarebbe difficile visualizzarli.

Come si può vedere dai plot il background ha spesso una distribuzione diversa da quella del segnale. Questo permette di scegliere alcuni tagli che eliminano molto background conservando una buona parte di eventi di segnale.

Consideriamo ad esempio il primo plot di fig. 6.8, il taglio sull'impulso trasverso del pione neutro rispetto alla direzione del B risulta essere un buon taglio. Infatti il background ha un picco a circa 700 MeV/ c e decresce all'aumentare dell'impulso trasverso. Il segnale, al contrario, ha un andamento crescente fino ad un valore massimo che corrisponde circa a metà della massa del B . Ad esempio, tagliando gli eventi con impulso trasverso nella direzione del B minore di 1000 MeV/ c si elimina il picco del background conservando quasi tutto il segnale. Aumentare il valore del taglio permette di eliminare la maggior parte del background a discapito di una piccola perdita di segnale.

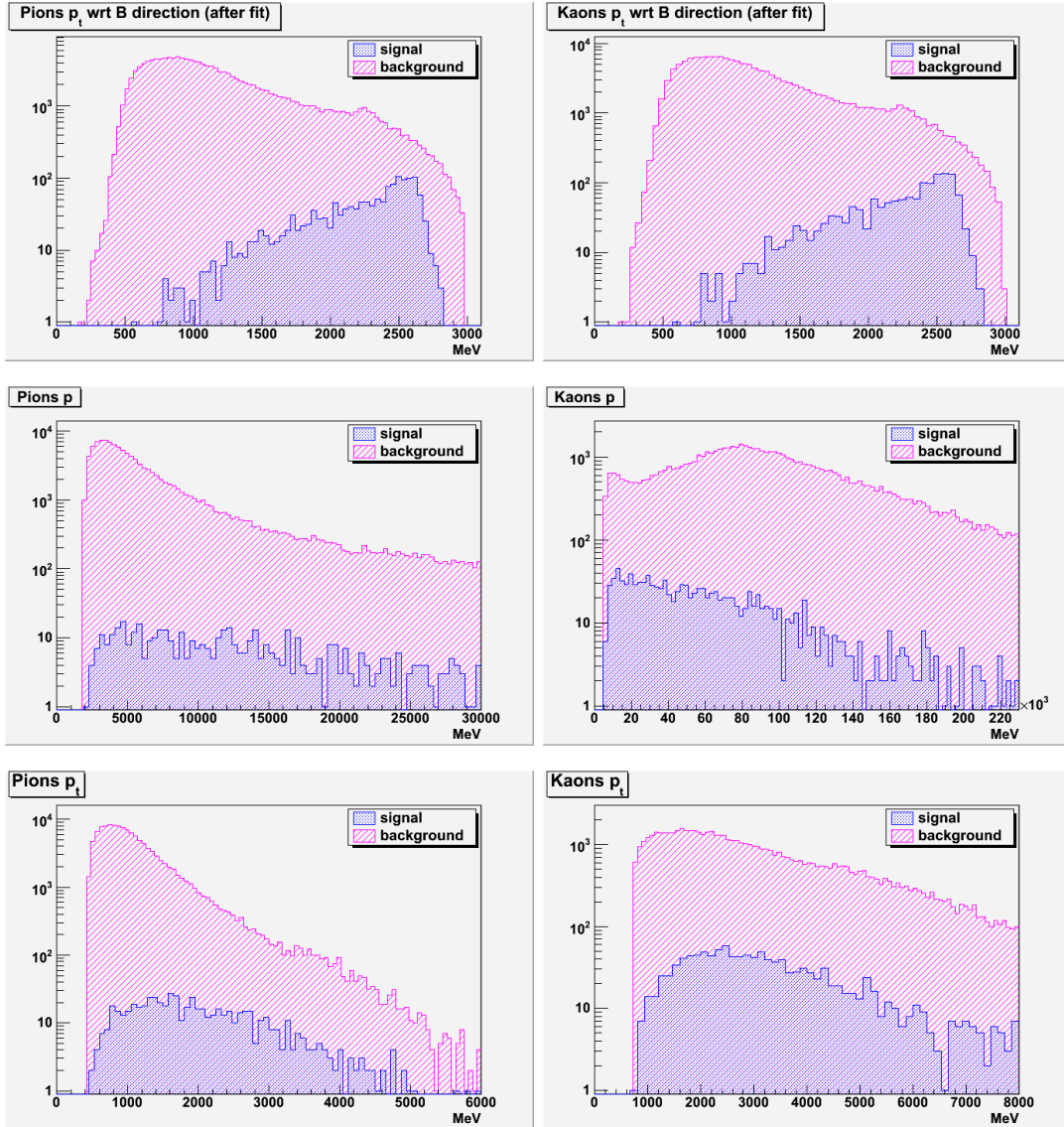


Figura 6.8: π^0 : impulso trasverso rispetto alla direzione del B , impulso e impulso trasverso; $K^\pm$: impulso trasverso rispetto alla direzione del B , impulso e impulso trasverso. Il fattore di normalizzazione degli istogrammi di segnale e di background è arbitrario.

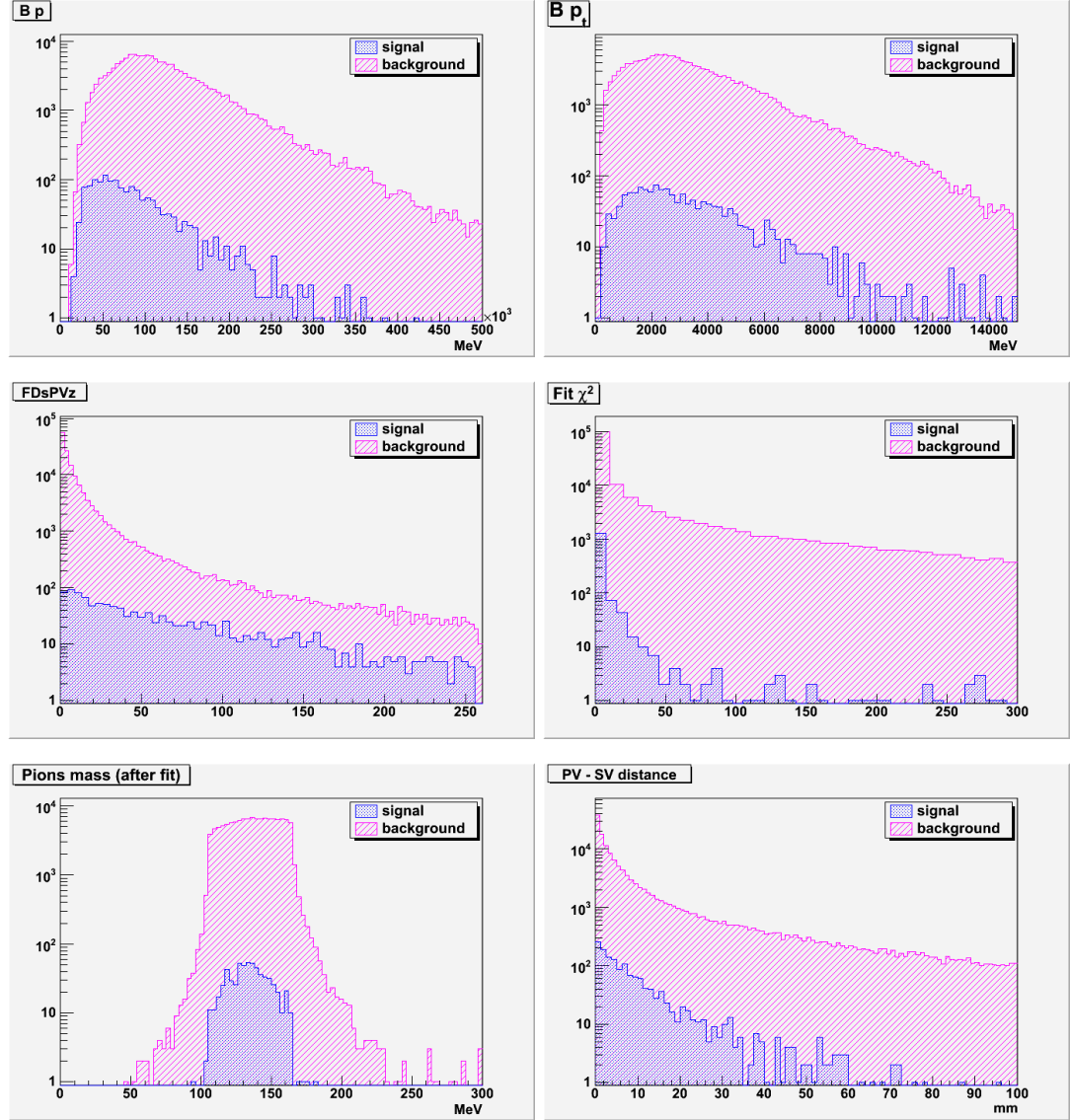


Figura 6.9: $B^\pm$: impulso trasverso, impulso e direzione di volo; χ^2 del fit; massa del π^0 ; distanza vertice primario vertice secondario. Il fattore di normalizzazione degli istogrammi di segnale e di background è arbitrario.

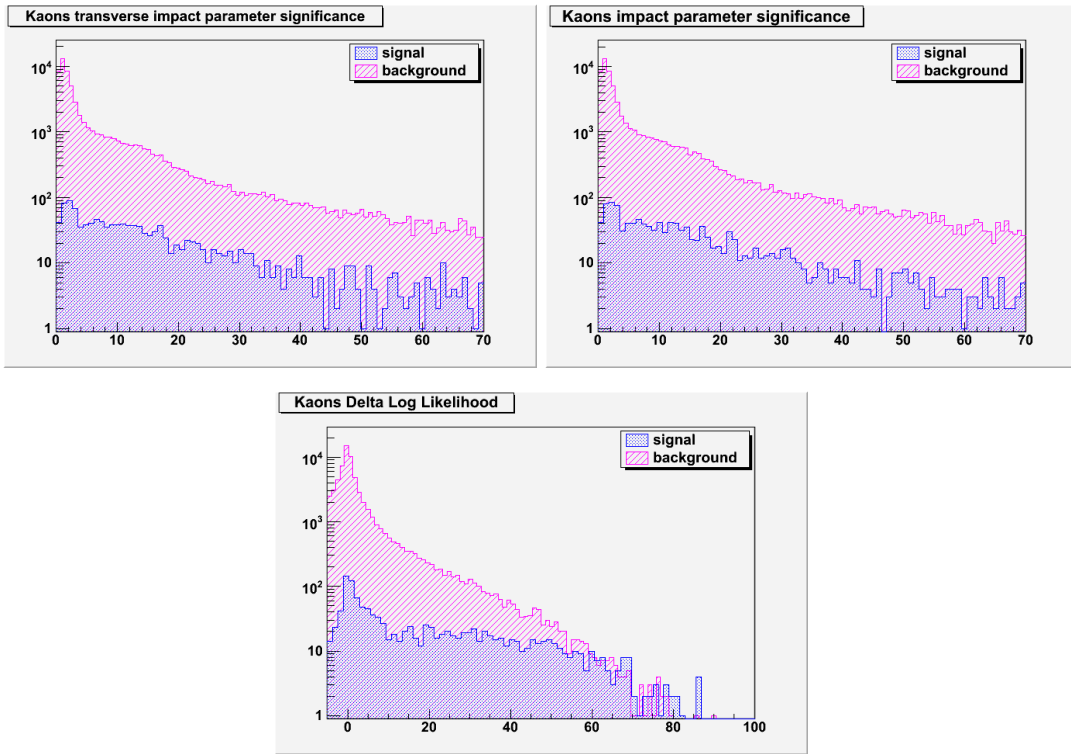


Figura 6.10: Significanza del parametro di impatto trasverso del $K^\pm$, significanza del parametro di impatto del $K^\pm$ e DLL $K-\pi$. Il fattore di normalizzazione degli istogrammi di segnale e di background è arbitrario.

Analogamente ho individuato dei possibili tagli su ciascun plot. Lo scopo di questi tagli è eliminare completamente il background nella regione intorno al picco della massa del B di fig. 6.7. Per prima cosa ho messo dei tagli relativamente deboli; guardando le distribuzioni del background e del segnale rimasti ho identificato poi alcune variabili su cui mettere tagli più stringenti. I tagli che eliminano completamente il background sono riportati in tab. 6.3.

Impulso K	>	20000	MeV/ c
Impulso trasverso K	>	1500	MeV/ c
Impulso trasverso K rispetto alla direzione del B	$\in$	[1000,2800]	MeV/ c
Impulso π^0	>	7000	MeV/ c
Impulso trasverso π^0	>	1400	MeV/ c
Impulso trasverso π^0 rispetto alla direzione del B	$\in$	[1300,2750]	MeV/ c
Impulso trasverso $B^\pm$	>	2500	MeV/ c
Finestra in massa $B^\pm$	$\pm$	250	MeV/ c^2
$\chi^2/ndof$ del vertice secondario	<	20	
Significanza distanza di volo (FDSPV _z) $B^\pm$	>	50	
Finestra in massa π^0	$\pm$	25	MeV/ c^2
Distanza PV-SV	>	6.5	mm
Significanza del parametro di impatto (IPS)	>	6	
Significanza del parametro di impatto trasverso (IPTS)	>	11	
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	>	5	

Tabella 6.3: Lista dei tagli usati nella procedura di selezione.

6.5 Risultati

Il numero di B di segnale rimasti dopo aver applicato i criteri di selezione riportati in tab. 6.3 è:

$$N_{\text{eventi}} = 97 \pm 10 \text{ eventi} \quad [\text{err.stat}] \quad (6.15)$$

per cui l'efficienza di selezione è:

$$\varepsilon_{\text{sel}} = (4.4 \pm 0.4)\% \quad [\text{err.stat}] \quad (6.16)$$

Il numero di eventi che ci aspettiamo di ricostruire a LHCb in un anno di presa dati tiene conto del numero di eventi di segnali prodotti, dell'accettanza geometrica, dell'efficienza di selezione e ricostruzione e dell'efficienza del trigger.

L'efficienza totale di ricostruzione e selezione è:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{rec}} \varepsilon_{\text{sel}} = 0.066 \times 0.044 = 0.003 = (3.0 \pm 0.3)\% \quad (6.17)$$

Definiamo l'efficienza di generazione ε_{gen} come la percentuale di $B^\pm$ di segnale prodotti con angolo polare minore di 400 mrad affinché siano dentro LHCb. Inoltre bisogna tenere

conto anche dell'efficienza del trigger che non è ancora stato possibile studiare esattamente. Quindi assumiamo che l'efficienza del trigger per il canale in studio sia conservativamente $\varepsilon_{\text{trig}} = 0.95 \pm 0.05$ (valore tipico delle efficienze del trigger in altri canali).

Si ottiene che il numero di eventi in un anno che ci aspettiamo a LHCb per il canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ è:

$$N_{\text{sig}} = 2 \times N_{b\bar{b}} \times f_{B^\pm} \times BR \times \varepsilon_{\text{gen}} \times \varepsilon \times \varepsilon_{\text{trig}} \quad (6.18)$$

$$= 2 \times 10^{12} \times 0.405 \times 1.29 \times 10^{-5} \times 0.175 \times 0.003 \times 0.95 \quad (6.19)$$

$$= (5045 \pm 71) \text{ eventi/anno} \quad [\text{err.stat.}] \quad (6.20)$$

Il numero di eventi di background con i criteri di selezione utilizzati è risultato essere, nel limite della statistica utilizzata, zero. Gli eventi MonteCarlo minimum bias disponibili corrispondono, come già detto, a solo 2.48 s di presa dati. Utilizzando la statistica di Poisson otteniamo che questo 0 corrisponde, al 90% di confidence level, ad un valore upper limit di 2.44 [17].

Inoltre questo è anche il numero di eventi che si ottengono per minimum bias in una finestra di massa invariante del $B^\pm$ di larghezza ± 750 MeV. Se si assume che il background rimanente sia circa uniforme in questa finestra di massa si guadagna un ulteriore fattore $f_{\Delta M} = 0.3$.

In un anno (10^7 s), il numero di eventi di background attesi ha come limite superiore:

$$N_{\text{bkg}} < 3 \cdot 10^6 \text{ eventi/anno} \quad \text{al 90\% C.L.} \quad (6.21)$$

che è ancora un valore decisamente grande in confronto al segnale atteso. Chiaramente però il numero di eventi di background studiato non è sufficiente a determinare con maggiore precisione il rapporto segnale rumore e quindi a dichiarare che tale canale è visibile o non visibile a LHCb. Tuttavia aver eliminato tutto il background da minimum bias è promettente anche perché eventi di minimum bias contengono, oltre che eventi $b\bar{b}$, anche possibile background da $c\bar{c}$ che è numericamente significativo a causa dell'elevata sezione d'urto. Per avere un discreto livello di certezza occorrerebbe avere più eventi di minimum bias da analizzare, ma effettuare altre simulazioni è molto time-consuming e attualmente non ci sono altri MonteCarlo disponibili. La prima cosa da fare sarà applicare i tagli su un campione di eventi $b\bar{b}$, dato che rappresentano un background più simile al segnale e quindi più difficile da eliminare. Analizzare un numero di eventi MonteCarlo $b\bar{b}$ uguale a quelli di minimum bias utilizzati permetterà di stimare con maggiore precisione il background atteso e il rapporto segnale rumore, dato in generale dalla relazione:

$$\left(\frac{S}{B}\right) = \frac{2 L \sigma_{b\bar{b}} f_B BR \varepsilon_{\text{gen}} \varepsilon_{\text{trig}} \varepsilon}{L \sigma_{b\bar{b}} \varepsilon_{\text{gen}}^{b\bar{b}} \varepsilon_{\text{trig}}^{b\bar{b}} \varepsilon^{b\bar{b}}} \left(\frac{1}{f_{\Delta M}}\right) = \frac{2 f_B BR \varepsilon_{\text{gen}} \varepsilon_{\text{trig}} \varepsilon}{\varepsilon_{\text{gen}}^{b\bar{b}} \varepsilon_{\text{trig}}^{b\bar{b}} \varepsilon^{b\bar{b}}} \left(\frac{1}{f_{\Delta M}}\right) \quad (6.22)$$

utilizzando le solite notazioni.

Per quanto riguarda il background dovuto al canale $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ a causa dell'errata identificazione del $\pi^\pm$ in $K^\pm$, per valutare tale background sarebbe necessario applicare i criteri di selezione ai dati di segnale $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Al momento tali MonteCarlo non sono disponibili. Tuttavia da un calcolo preliminare si può stimare il numero di eventi per cui si potrebbe

avere identificazione sbagliata. Dalla fig. 3.13 si vede che applicando il criterio $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 5$ la percentuale di identificazione errata di un π in K è minore del 5%. Considerando inoltre che il branching ratio del canale di fondo è circa la metà di quello in studio ci si aspetta una contaminazione minore del 2.5%.

6.6 Attività futura

Poiché lo studio del canale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ presentato in questo capitolo è preliminare ma molto promettente sono previsti futuri miglioramenti.

Ulteriori prossimi sviluppi richiedono quindi l'utilizzo di eventi di background $b\bar{b}$ per valutare precisamente il numero di eventi di background e valutare quindi meglio il rapporto segnale rumore. Si analizzeranno inoltre più eventi MonteCarlo di background.

Occorre inoltre effettuare una procedura di ottimizzazione dei criteri di selezione per aumentare l'efficienza. A tal fine uno studio della correlazione tra le variabili utilizzate e un'analisi multidimensionale dovrebbe permettere di migliorare ancora l'efficienza rispetto a questo studio preliminare.

Da verificare anche la robustezza dei criteri di selezione applicati.

Inoltre si utilizzeranno anche eventi $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ per valutare la contaminazione di tale canale nel segnale $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$.

Si prenderanno in considerazione anche eventuali altri canali di decadimento che possono costituire un fondo, per esempio decadimenti a due corpi di altri mesoni B e/o decadimenti con $K^\pm$ e π^0 nello stato finale più altre particelle perse.

Per diminuire l'incertezza sui risultati e sulle valutazioni delle efficienze è anche necessario aumentare la statistica degli eventi MonteCarlo di segnale.

Per ultimo sarà anche necessario valutare i possibili errori sistematici.

Tra questi l'errore sistematico $\Delta \varepsilon_{\text{trig}} = 0.05$ sull'efficienza del trigger di segnale andrà valutato e ridotto. Altri effetti sistematici da valutare sono senz'altro:

- l'effetto del pile-up che a sua volta dipende dalla luminosità istantanea, $\mathcal{L}$, che potrà essere studiata solo durante l'effettiva presa dati;
- l'efficienza di generazione da valutare per il canale studiato. Utilizzando valori tipici per canali simili si è valutato: $\varepsilon_{\text{gen}} = 0.17 \pm 0.05$.

Conclusioni

Il lavoro presentato in questa tesi si occupa del sistema dei rivelatori RICH dell'esperimento LHCb e di un'analisi fisica per cui i rivelatori RICH sono essenziali. Mi sono occupata degli effetti della distorsione magnetica e della procedura di allineamento degli HPD nel rivelatore RICH2. Inoltre ho effettuato uno studio preliminare sulla possibilità di osservare il decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ a LHCb per il quale l'identificazione di particelle cariche fornita dal sistema dei rivelatori RICH è particolarmente importante.

La distorsione magnetica nei fotosensori del sistema dei RICH può peggiorare la ricostruzione degli anelli Cherenkov e quindi ridurre l'efficienza di identificazione di particelle. Perciò correggere gli effetti della distorsione magnetica è di fondamentale importanza. In questa tesi ho presentato un metodo per misurare, parametrizzare e quindi correggere gli effetti del campo magnetico sugli HPD. Ho effettuato una serie di misure senza e a diverse intensità di campo magnetico proiettando un pattern di luce sulla matrice degli HPD. Con un algoritmo da me sviluppato ho ricostruito i punti del pattern e osservato come essi si modificano al variare del campo magnetico. Ho trovato che in prima approssimazione è presente solamente una rotazione dei punti, equivalente ad assumere che il campo magnetico all'interno di ogni HPD è parallelo all'asse dello stesso. Inoltre grazie a queste misure ho potuto ottenere una mappa del campo magnetico all'interno di RICH2. Ho quindi parametrizzato la distorsione e usato tale risultato per correggere l'effetto. La risoluzione ottenuta nel processo di correzione è inferiore alla risoluzione dovuta alla dimensione del pixel. L'effetto di distorsione magnetica è stato quindi completamente corretto.

Ho inoltre utilizzato le stesse misure effettuate per la distorsione magnetica per allineare gli HPD all'interno della matrice dove sono installati. Avendo proiettato una griglia di punti regolare ho valutato i disallineamenti degli HPD nella matrice. La conoscenza delle posizioni degli HPD è di fondamentale importanza per il corretto funzionamento del rivelatore e la posizione degli HPD determinata dalla meccanica non è sufficiente.

Ho perciò sviluppato un algoritmo di ricostruzione dei punti sul cosiddetto "piano del rivelatore" tenendo conto sia della funzione di riduzione dell'immagine dal catodo all'anodo sia della rifrazione del fotone Cherenkov sulla finestra di quarzo degli HPD. Ho quindi infine calcolato i disallineamenti dei singoli HPD. Dopo la procedura di allineamento si ottiene una risoluzione minore della risoluzione dovuta alla dimensione del pixel sul fotocatodo.

Possibili disallineamenti degli HPD nella matrice sono, quindi, sotto controllo.

I parametri dell'allineamento e della distorsione magnetica verranno inseriti nel database per ottimizzare le prestazioni del rivelatore RICH2.

In preparazione alla presa dati ho effettuato uno studio preliminare del canale di decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$ e della possibilità di osservarlo a LHCb. Per questo decadimento è molto importante l'identificazione fornita dal RICH del $K^\pm$, al fine di non confonderlo con un $\pi^\pm$. Per questa analisi preliminare ho utilizzato simulazioni MonteCarlo.

Effettuando uno studio delle caratteristiche del segnale e del background, ho deciso alcuni criteri di selezione utilizzando variabili cinematiche e geometriche, quali impulso trasverso e parametro d'impatto del $K^\pm$, e anche il χ^2 del fit del vertice secondario, che ho implementato. Risulta che i tagli hanno una buona efficienza di selezione. Il ridotto numero di eventi di fondo (minimum bias) al momento disponibili non permette ancora di stabilire se effettivamente il canale sarà visibile o no a LHCb ma comunque l'aver eliminato tutti gli eventi di minimum bias è un risultato promettente. Ulteriori sviluppi sono necessari e prevedono l'utilizzo di eventi $b\bar{b}$ per valutare il rapporto segnale rumore e l'ottimizzazione dei criteri di selezione valutando la correlazione tra le variabili per aumentare l'efficienza di selezione e lo studio più approfondito degli errori sistematici.

Appendice A

Fit del vertice

Nel cap. 6 ho mostrato che non è possibile definire univocamente dai dati la posizione del vertice secondario nel decadimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$. Ciò è dovuto al fatto che una delle particelle di stato finale, il π^0 , è neutra, e non se ne conosce quindi la traccia. Senza la traccia non è possibile trovare il punto in cui essa dovrebbe intersecare quella del $K^\pm$. In questa appendice mostrerò come si può ottenere l'informazione sul vertice secondario effettuando un fit della topologia del decadimento a partire dai dati a disposizione.

A.1 L'algoritmo di fit

Per spiegare il funzionamento dell'algoritmo di fit del vertice secondario è conveniente ripercorrere brevemente come funziona un algoritmo di fit in generale [64]. Si supponga di avere n dati misurati y_i , $i = 1, \dots, n$, ciascuno con errore σ_i . L'obiettivo dell'algoritmo di fit è trovare i valori di m parametri α_j , $j = 1, \dots, m$, $m \leq n$ in modo tale che n funzioni $f_i(\alpha_1, \dots, \alpha_m)$ approssimino al meglio i dati reali. Tale obiettivo è raggiunto minimizzando, rispetto agli α_j , la funzione χ^2 definita da:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - f_i(\alpha_1, \dots, \alpha_m))^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.1})$$

In questo caso i dati a disposizione y_i sono (i fotoni γ_1 e γ_2 sono i due prodotti di decadimento del $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$):

$$\vec{x}_{PV}^* \quad \text{Posizione del vertice primario} \quad (\text{A.2a})$$

$$\vec{p}_K^* \quad \text{Impulso del mesone } K \text{ rivelato} \quad (\text{A.2b})$$

$$\vec{x}_K^* \quad \text{Posizione del mesone } K \text{ rivelato} \quad (\text{A.2c})$$

$$\vec{x}_{\gamma_1}^* \quad \text{Posizione del fotone 1 rivelato nel calorimetro} \quad (\text{A.2d})$$

$$\vec{x}_{\gamma_2}^* \quad \text{Posizione del fotone 2 rivelato nel calorimetro} \quad (\text{A.2e})$$

$$E_{\gamma_1}^* \quad \text{Energia del fotone 1 nel calorimetro} \quad (\text{A.2f})$$

$$E_{\gamma_2}^* \quad \text{Energia del fotone 2 nel calorimetro} \quad (\text{A.2g})$$

Si sono indicate con uno * le grandezze misurate. Tuttavia z_K , z_{γ_1} , z_{γ_2} sono prive di errore e perciò possono essere considerati come parametri esterni fissati. I dati sono quindi $n = 14$.

A questo punto bisogna scegliere gli m parametri α_j . Tale scelta è sottoposta alla condizione che l'intero set di parametri sia sufficiente a determinare univocamente ogni variabile cinematica del decadimento. I parametri α_j scelti sono:

$$\vec{x}_{SV} \quad \text{Posizione del vertice secondario} \quad (\text{A.3a})$$

$$\vec{p}_K \quad \text{Impulso del mesone } K \quad (\text{A.3b})$$

$$\vec{p}_{\gamma_1} \quad \text{Impulso del fotone 1} \quad (\text{A.3c})$$

$$\vec{p}_{\gamma_2} \quad \text{Impulso del fotone 2} \quad (\text{A.3d})$$

$$\frac{t_B}{M_B} \quad \text{Tempo proprio diviso la massa del B} \quad (\text{A.3e})$$

Quindi $m = 13 < n = 14$. Le funzioni $f_i(\alpha_1, \dots, \alpha_m)$ sono quindi:

y_i	$f_i(\alpha_1, \dots, \alpha_m)$
x_{PV}^*	$x_{SV} - (p_K x + p_{\gamma_1} x + p_{\gamma_2} x) \frac{\tau_B}{M_B}$
y_{PV}^*	$y_{SV} - (p_K y + p_{\gamma_1} y + p_{\gamma_2} y) \frac{\tau_B}{M_B}$
z_{PV}^*	$z_{SV} - (p_K z + p_{\gamma_1} z + p_{\gamma_2} z) \frac{\tau_B}{M_B}$
p_{Kx}^*	$p_K x$
p_{Ky}^*	$p_K y$
p_{Kz}^*	$p_K z$
x_K^*	$x_{SV} + \frac{p_{Kx}}{p_{Kz}}(z_K - z_{SV})$
y_K^*	$y_{SV} + \frac{p_{Ky}}{p_{Kz}}(z_K - z_{SV})$
$x_{\gamma_1}^*$	$x_{SV} + \frac{p_{\gamma_1 x}}{p_{\gamma_1 z}}(z_{\gamma_1} - z_{SV})$
$y_{\gamma_1}^*$	$y_{SV} + \frac{p_{\gamma_1 y}}{p_{\gamma_1 z}}(z_{\gamma_1} - z_{SV})$
$x_{\gamma_2}^*$	$x_{SV} + \frac{p_{\gamma_2 x}}{p_{\gamma_2 z}}(z_{\gamma_2} - z_{SV})$
$y_{\gamma_2}^*$	$y_{SV} + \frac{p_{\gamma_2 y}}{p_{\gamma_2 z}}(z_{\gamma_2} - z_{SV})$
$E_{\gamma_1}^*$	$\sqrt{p_{\gamma_1 x}^2 + p_{\gamma_1 y}^2 + p_{\gamma_1 z}^2}$
$E_{\gamma_2}^*$	$\sqrt{p_{\gamma_2 x}^2 + p_{\gamma_2 y}^2 + p_{\gamma_2 z}^2}$

In realtà le f_i per x_{γ_1} , y_{γ_1} , x_{γ_2} , y_{γ_2} dovrebbero contenere $x_{\pi_{DV}^0}$, $y_{\pi_{DV}^0}$, $z_{\pi_{DV}^0}$ al posto di x_{SV} , y_{SV} , z_{SV} , essendo $\vec{x}_{\pi_{DV}^0}$ la posizione del vertice in cui il π^0 decade in $\gamma_1 \gamma_2$. Si è però trascurato lo spazio percorso dal π^0 prima di decadere, dato che tale spazio è trascurabile rispetto a quello percorso dal B e tanto più rispetto alla distanza tra il PV e il rivelatore. In questa approssimazione:

$$\vec{x}_{\pi_{DV}^0} \sim \vec{x}_{SV} \quad (\text{A.4})$$

È importante che i parametri α_j siano ben inizializzati (si veda sez. A.1.1). La scelta più semplice è ottenuta supponendo che il vertice secondario sia sovrapposto al vertice primario. Con tale scelta gli altri parametri si possono inizializzare banalmente dai dati.

A.1.1 Linearizzazione del problema

La (A.1) vale solamente nel caso in cui le misure sono indipendenti. In caso contrario (come nel nostro caso) invece che n errori σ_i si ha una matrice di covarianza V_y di dimensione

$n \times n$. Nel caso in cui i dati sono indipendenti la matrice di covarianza si riduce a

$$V_y = \text{diag}(\sigma_1^2, \dots, \sigma_n^2) . \quad (\text{A.5})$$

La funzione χ^2 si può scrivere nella seguente forma matriciale:

$$\chi^2 = (y - f(\alpha))^T V_y^{-1} (y - f(\alpha)) \quad (\text{A.6})$$

avendo definito i vettori colonna y , $f(\alpha)$ ed α con componenti y_i , $f_i(\alpha_1, \dots, \alpha_m)$ e α_j rispettivamente. La condizione che χ^2 sia minimo è data dalle m relazioni:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0 . \quad (\text{A.7})$$

Sfortunatamente non esiste un metodo generale per risolvere queste equazioni, visto che le f_i possono essere funzioni altamente non lineari.

Spesso tuttavia le funzioni variano abbastanza lentamente da poter espandere le f_i al primo ordine attorno a dei valori iniziali $\bar{\alpha}$ dei parametri:

$$f(\alpha) = f(\bar{\alpha}) + A \eta \quad (\text{A.8})$$

essendo

$$\eta_j \equiv \alpha_j - \bar{\alpha}_j , \quad A_{ij} \equiv \frac{\partial f_i}{\partial \alpha_j} . \quad (\text{A.9})$$

Il χ_L^2 *linearizzato* diventa quindi

$$\chi_L^2 = (\Delta y - A \eta)^T V_y^{-1} (\Delta y - A \eta) \quad (\text{A.10})$$

avendo definito

$$\Delta y \equiv y - f(\bar{\alpha}) . \quad (\text{A.11})$$

A questo punto si può procedere alla minimizzazione, come descritto nel prossimo paragrafo. Tuttavia è necessario osservare che la minimizzazione è buona solo se il set di parametri $\bar{\alpha}$ è vicino al set che effettivamente minimizza il χ_L^2 , altrimenti l'approssimazione lineare può non essere accettabile. Per riuscire ad effettuare il fit è quindi necessario:

- inizializzare al meglio i parametri $\bar{\alpha}$;
- iterare l'algoritmo di minimizzazione, sostituendo di volta in volta i parametri $\bar{\alpha}$ con $\bar{\alpha} + \eta$.

Si osservi che, se l'inizializzazione dei parametri non è ottimale, le iterazioni possono far divergere la procedura di minimizzazione. La situazione auspicata è invece quella in cui dopo N iterazioni la $(N + 1)$ -esima non cambia più significativamente il valore del χ_L^2 (convergenza dell'algoritmo).

A.1.2 Algoritmo di minimizzazione

La condizione di minimizzazione (A.7) si trasforma per il χ_L^2 linearizzato in

$$\frac{\partial \chi_L^2}{\partial \eta} = 0 \quad (\text{A.12})$$

che, ricordando la forma esplicita (A.10), si traduce nelle equazioni matriciali

$$A^T V_y^{-1} (\Delta y - A\eta) = 0 , \quad (\text{A.13})$$

ovvero

$$A^T V_y^{-1} A \eta = A^T V_y^{-1} \Delta y \quad (\text{A.14})$$

la cui soluzione è, definendo $V_A = (A^T V_y^{-1} A)^{-1}$,

$$\eta = V_A A^T V_y^{-1} \Delta y . \quad (\text{A.15})$$

Avendo così ottenuto i parametri η , si può calcolare il corrispondente valore del χ_L^2 direttamente, per sostituzione, dalla (A.10).

A.2 Risoluzione sul vertice

Per valutare la bontà del fit ho deciso di determinare la risoluzione che si ottiene sul vertice secondario dopo la procedura di fit. Ho quindi confrontato la posizione fittata del vertice secondario rispetto alla posizione MonteCarlo dello stesso vertice per gli eventi di segnale ricostruiti. In fig. A.1 ho riportato la differenza tra le due posizioni per le tre coordinate x, y, z . La risoluzione risulta essere:

$$\sigma_x = 0.028 \text{ mm} , \quad \sigma_y = 0.023 \text{ mm} , \quad \sigma_z = 0.46 \text{ mm} . \quad (\text{A.16})$$

Nella direzione z la larghezza della gaussiana è circa 20 volte maggiore che nelle direzioni x e y . Ciò è compatibile con il fatto che la determinazione del vertice primario nella direzione z è soggetta ad un errore maggiore, dovuto alla dimensione lineare del bunch di protoni, mentre nella direzione x e y la sezione del fascio è molto piccola. In ogni caso la risoluzione è minore di almeno un ordine di grandezza dello spazio medio percorso dal B .

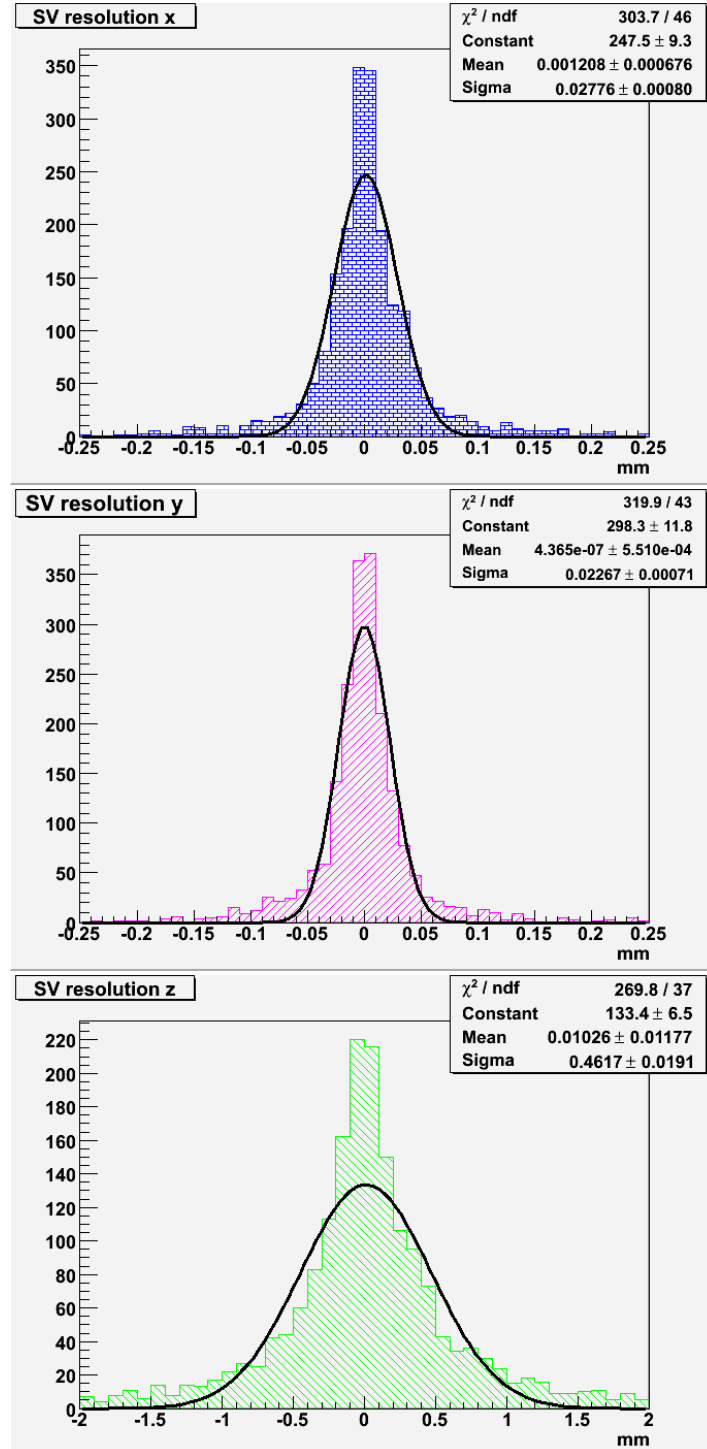


Figura A.1: Risoluzione nella ricostruzione del vertice secondario con l'algoritmo di fit.

Appendice B

ISOLDE technical yield database

Durante la mia permanenza al CERN ho avuto anche la possibilità di passare sei mesi a lavorare nel gruppo “Sources, Targets and Interactions Group” operante a ISOLDE [70] grazie al progetto “CERN Technical Student Program” sotto la supervisione del dott. T. Stora. Nonostante non faccia parte del mio lavoro di tesi riporto un abstract del lavoro svolto.

ISOLDE technical yield database: application to UC_x target

Due to the large variety of radioactive ion beams produced at ISOLDE every year, the development of a technical yield database where all the RIB yield information can be stored, has been necessary. A new database structure and a user oriented interface have been created allowing an easy access to the data. It is possible to retrieve them easily and to insert the new data to keep the database up to date. Thanks to the easy retrieval we will be able to use the data stored in the database for quality control, beam prediction and development. Moreover, the retrieval of the important physical parameters, like the release efficiencies, will allow us to estimate and predict the nuclide yields for the future facilities like HIE-ISOLDE and EURISOL.

Bibliografia

- [1] A. D. Sakharov, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) 32 [JETP Lett. **5** (1967) 34,392-393.1991 UFNAA,161,61-64.1991) 24].
- [2] H. Y. Cheng, Phys. Rept. **158** (1988) 1.
- [3] LHCb, LHCb RICH: Technical design report, 2000, CERN-LHCC-2000-037
- [4] G.C. Branco, L. Lavoura, J.P. Silva CP violation, Oxford University Press, 1999
- [5] I. I. Bigi, arXiv:hep-ph/0701273.
- [6] I.I. Bigi, A. Sanda, CP violation, Cambridge University Press, 2000
- [7] Marco Sozzi, Discrete symmetries and CP violation: from experiment to theory, Oxford University Press, 2008
- [8] S. Weinberg, “The Quantum theory of fields. Vol. 1: Foundations,” *Cambridge, UK: Univ. Pr. (1995) 609 p*
- [9] V. Fanti *et al.* [NA48 Collaboration], Phys. Lett. B **465** (1999) 335 [arXiv:hep-ex/9909022].
- [10] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 22 [arXiv:hep-ex/9905060].
- [11] W. R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1240 [Erratum-ibid. **39** (1977) 1640].
- [12] D. Andrews *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 219.
- [13] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **294** (1992) 145.
- [14] P. P. Singh [CDF Collaboration], arXiv:hep-ex/9807022.
- [15] K. Berkelman, Phys. Rept. **98** (1983) 145.
- [16] K. Chadwick *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 88.
- [17] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **667** (2008) 1.
- [18] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254.

- [19] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. D **76** (2007) 091102 [arXiv:0707.2798 [hep-ex]].
- [20] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801 [arXiv:hep-ex/0107013].
- [21] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [22] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [23] H. Albrecht *et al.* [ARGUS COLLABORATION Collaboration], Phys. Lett. B **192** (1987) 245.
- [24] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801 [arXiv:hep-ex/0407057].
- [25] Y. Chao *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 191802 [arXiv:hep-ex/0408100].
- [26] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [27] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [28] L. L. Chau and W. Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1802.
- [29] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [30] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039.
- [31] <http://www.utfit.org/>
- [32] E. Barberio *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group], arXiv:0808.1297 [hep-ex].
- [33] M. Gronau, J. L. Rosner and D. London, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 21 [arXiv:hep-ph/9404282].
O. F. Hernandez, D. London, M. Gronau and J. L. Rosner, Phys. Lett. B **333** (1994) 500 [arXiv:hep-ph/9404281].
M. Gronau, O. F. Hernandez, D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **50** (1994) 4529 [arXiv:hep-ph/9404283].
M. Gronau, O. F. Hernandez, D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **52** (1995) 6356 [arXiv:hep-ph/9504326].
- [34] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C. T. Sachrajda, Nucl. Phys. B **606** (2001) 245 [arXiv:hep-ph/0104110].
- [35] A. I. Sanda and K. Ukai, Prog. Theor. Phys. **107**, 421 (2002) [arXiv:hep-ph/0109001].
- [36] H. n. Li and H. L. Yu, Phys. Rev. D **53** (1996) 2480 [arXiv:hep-ph/9411308].

- [37] C. W. Chiang, M. Gronau, J. L. Rosner and D. A. Suprun, Phys. Rev. D **70** (2004) 034020 [arXiv:hep-ph/0404073].
- [38] Y. Y. Charng and H. n. Li, Phys. Rev. D **71** (2005) 014036 [arXiv:hep-ph/0410005].
- [39] W. S. Hou, M. Nagashima and A. Soddu, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 141601 [arXiv:hep-ph/0503072].
- [40] S. Baek, P. Hamel, D. London, A. Datta and D. A. Suprun, Phys. Rev. D **71** (2005) 057502 [arXiv:hep-ph/0412086].
- [41] R. Fleischer and T. Mannel, arXiv:hep-ph/9706261.
- [42] Y. Grossman, M. Neubert and A. L. Kagan, JHEP **9910** (1999) 029 [arXiv:hep-ph/9909297].
- [43] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091802 [arXiv:hep-ex/0107061].
- [44] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 121601 [arXiv:hep-ex/0609015].
- [45] A. Bornheim *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **68** (2003) 052002 [Erratum-ibid. D **75** (2007) 119907] [arXiv:hep-ex/0302026].
- [46] R. Godang *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3456 [arXiv:hep-ex/9711010].
- [47] [The Belle Collaboration], Nature **452** (2008) 332.
- [48] S. Chen *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 525 [arXiv:hep-ex/0001009].
- [49] Lyndon Evans and Philip Bryant (editors) LHC Machine 2008 JINST 3 S08001
- [50] The ATLAS Collaboration, G Aad et al The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider 2008 JINST 3 S08003
- [51] The CMS Collaboration, S Chatrchyan et al The CMS experiment at the CERN LHC 2008 JINST 3 S08004
- [52] The LHCb Collaboration, A Augusto Alves Jr et al The LHCb Detector at the LHC 2008 JINST 3 S08005
- [53] The ALICE Collaboration, K Aamodt et al The ALICE experiment at the CERN LHC 2008 JINST 3 S08002
- [54] The TOTEM Collaboration, G Anelli et al, The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider 2008 JINST 3 S08007
- [55] The LHCf Collaboration, O Adriani et al The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider 2008 JINST 3 S08006

- [56] The LHCb Coll., LHCb VELO TDR, CERN/LHCC/2001-011 (2001)
- [57] The LHCb Coll., LHCb Magnet TDR, CERN/LHCC/2000-007 (2000)
- [58] The LHCb Coll., LHCb Inner Tracker TDR, CERN/LHCC/2002-029 (2002)
- [59] The LHCb Coll., LHCb Outer Tracker TDR, CERN/LHCC/2001-024 (2001)
- [60] The LHCb Coll., LHCb Calorimeters TDR, CERN/LHCC/2000-036 (2000)
- [61] The LHCb Coll., LHCb Muon System TDR, CERN/LHCC/2001-010 (2001)
- [62] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/>
- [63] T. Gys Electron-optics studies of the LHCb-RICH pixel Hybrid Photon Detector LHCb Technical Note, 2007
- [64] <http://www.phys.ufl.edu/avery/fitting/fitting1.pdf>
- [65] S. Baek, C. W. Chiang, M. Gronau, D. London and J. L. Rosner, Phys. Lett. B **678** (2009) 97 [arXiv:0905.1495 [hep-ph]].
- [66] S. Baek, C. W. Chiang and D. London, Phys. Lett. B **675** (2009) 59 [arXiv:0903.3086 [hep-ph]].
- [67] C. S. Kim, S. Oh and Y. W. Yoon, Int. J. Mod. Phys. A **23** (2008) 3296.
- [68] S. Khalil, A. Masiero and H. Murayama, arXiv:0908.3216 [hep-ph].
- [69] G. Aglieri Rinella, C. D'Ambrosio, R. Forty, T. Gys, M. Patel, D. Piedigrossi and A. Van Lysebetten, Nucl. Instrum. Meth. A **553** (2005) 120.
- [70] <http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>