Università degli Studi di Padova

FACOLTÀ di SCIENZE MATEMATICHE FISICHE e NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

Prospettive per lo studio del canale adronico $\overset{(-)}{\mathrm{B}}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{\mp}\pi^{\pm}$ all'esperimento CDF II

Relatore: **Prof. Giovanni Busetto**

Co-Relatore: **Dott. Donatella Lucchesi**

Laureando: **Saverio Da Ronco**

Anno Accademico 2000-2001

Indice

Capitolo 1

Modello Standard e mescolamento $B^0 - \bar{B}^0$

1.1 Introduzione

Negli ultimi vent'anni anni, enormi sforzi sono stati effettuati allo scopo di fare luce, e così testare, il *settore di gauge* del Modello Standard. Gli esperimenti ad alta precisione effettuati al **LEP** ed a **SLC** hanno confermato con successo le previsioni del modello. Ora un simile sforzo è richiesto per indagare il *settore dei quark* del Modello Standard. Questo è ciò che si propongono gli esperimenti **D0** e **CDF** a **FERMILAB** nel loro programma di fisica del b. Sono già in corso numerosi studi nel settore presso altri esperimenti, come **BaBar** e **Belle**, che grazie alle loro B-factories producono in enorme quantità coppie $b\bar{b}$ dalla risonanza dello stato $\Upsilon(4S)$. Altri studi ed esperimenti sono poi in corso o in progetto a **CLEO**, **HERA-B** o al prossimo esperimento **LHC-B** presso Ginevra.
I programmi di fisica del b proposti a **CDF** e **D0** produrranno un importante contributo in questo ambito. Non solamente la prevista produzione di mesoni B, in quantià considerevoli, permetterà studi competitivi con gli esperimenti dedicati **BaBar** e **Belle**, che fanno ausilio delle B-factories, ma esperimenti al **FERMILAB** avranno anche obiettivi non raggiungibili per le B-factories, come la produzione e lo studio dei mesoni B_S e dei barioni con sapore b, che non possono essere prodotti dalla risonanza dello stato $\Upsilon(4S)$. Tuttavia i prodotti di decadimento di tali particelle prodotte in interazioni adroniche, si mescolano in un ambiente confuso da altri prodotti dell'interazione, rendendo molto difficile un'identificazione dei processi cercati. Inoltre, lo spettro in impulso, pur essendo esteso a valori considerevoli, in realtà è fortemente concentrato a valori caratteristici di pochi GeV.

1.2 La matrice CKM

La dinamica del Modello Standard è quasi completamente determinata dalla simmetria di gauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ e dalla forma del Potenziale di Higgs, che spontaneamente rompe la simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$lasciando la simmetria re-

sidua elettromagnetica $U(1)_{el.}$ e generando così le masse dei bosoni vettori mediatori della forza nucleare debole. Le masse dei bosoni vettori e l'accoppiamento fra gli stessi è completamente determinato da quattro parametri della teoria non prevedibili: Le due costanti di accoppiamento della simmetria di gauge rotta, il parametro perturbativo del potenziale di Higgs ed il parametro di rottura, ovvero il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs. In questo modo tutto il settore di gauge della lagrangiana elettrodebole è completamente determinato una volta noti questi quattro parametri. Purtroppo la situazione non è così semplice quando si introduce il settore forte, o più semplicemente una volta introdotto il settore fermionico. Le interazioni tra i bosoni carichi $W^{\pm}$ ed i quark di diverse generazioni sono caratterizzate dagli elementi della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) che non sono oggetto di previsione da parte dello stesso Modello Standard. La matrice CKM origina dai termini di Yukawa, che descrivono l'accoppiamento tra il campo di Higgs ed i campi fermionici. Ciascuno di questi termini è *pesato* da una costante di accoppiamento che non può essere predetta dallo stesso modello. Queste costanti determinano, tra l'altro, le masse dei fermioni. Ben 21 delle 26 costanti non prevedibili del Modello Standard originano dai termini di Yukawa, e questo mostra quanto poco si sappia su questo settore della lagrangiana del nostro modello. Questi 21 parametri possono essere scelti essere le 6 masse dei quark, 3 angoli ed una fase per la matrice CKM, analogamente nel settore leptonico, 6 masse 3 angoli ed una fase, ed infine un parametro di Violazione di CP per l'interazione forte θ_{QCD}.
Che esista una *matrice CKM* anche per il settore leptonico, è una questione ancora aperta e dipende essenzialmente dal fatto che i neutrini abbiano o meno massa nulla. A tale proposito sono in corso esperimenti presso i laboratori del Super-Kamiokande, in giappone, atti a rivelare fenomeni di oscillazione tra i neutrini, spiegabili solo ipotizzando una loro massa non nulla [15].

1.2.1 La matrice di mescolamento nel Modello Standard

Gli esperimenti hanno dimostrato l'esistenza di diverse specie (o sapori) di quark o leptoni. Esistono infatti quark di tipo *down* (d,s,b), e quark di tipo *up* (u,c,t), nonché leptoni carichi (e,μ,τ), e neutri (ν_e,ν_μ,ν_τ). All'interno del Modello Standard, i campi fermionici interagiscono tra di loro attraverso lo scambio di bosoni di gauge: I bosoni deboli $W^{\pm}$ e Z^0, il fotone e i gluoni. Queste interazioni sono concepite come risultato di un'invarianza locale della Lagrangiana per simmetrie di gauge del gruppo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, e sono descritte da termini di accoppiamento della forma

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{U}'_L \not{W} D'_L + h.c. \right], \tag{1.1}$$

dove

$$U' = \begin{bmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{bmatrix}; \qquad D' = \begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix}. \tag{1.2}$$

sono gli *autostati deboli.* Qui g è la costante di accoppiamento di $SU(2)_L$, legata alla costante di Fermi G_F da

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}; \tag{1.3}$$

$\not{W} = \gamma_\mu W^\mu$ ed infine il pedice L sta ad indicare la proiezione chirale del campo $D_L = (1-\gamma_5)D/2$. All'interno di questo schema, per ottenere in maniera consistente le masse dei fermioni, è necessario introdurre un doppietto scalare: il *doppietto di Higgs* ϕ. I termini di massa per i quark che ne derivano permettono accoppiamenti fra gli autostati di massa. Questo significa che la matrice di massa può avere termini non diagonali:

$$\mathcal{L}_m = -\left[\bar{U}'_R \mathcal{M}_U U'_L + \bar{D}'_R \mathcal{M}_D D'_L + h.c.\right]. \tag{1.4}$$

La diagonalizzazione delle matrici di massa può essere eseguita mediante una ridefinizione dei campi U' e D' attraverso trasformazioni unitarie del tipo

$$Q'_L = L_Q Q_L; \qquad Q'_R = R_Q Q_R \qquad (Q = U, D). \tag{1.5}$$

I campi U e D cosí ridefiniti devono essere inseriti anche nei termini di corrente che descrivono gli accoppiamenti. Sostituendo quindi le relazioni (1.5) nell'eq. (1.1) troviamo

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{U}_L \not{W} V D_L + h.c.\right], \tag{1.6}$$

con

$$U = \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix}; \qquad D = \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}. \tag{1.7}$$

i campi trasformati negli autostati di massa. La matrice V che compare in eq. (1.6) è definita da

$$V = L_U^\dagger L D, \tag{1.8}$$

La matrice V è la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) che media le interazioni fra quark di sapori differenti. Per costruzione essa è una matrice unitaria, ovvero $V^\dagger V = VV^\dagger = 1$. Solo per i termini di accoppiamento con bosoni vettori carichi $W^\pm$ abbiamo la presenza della matrice V, a conferma del fatto sperimentale che non esistono interazioni con cambiamento di sapore in correnti neutre. Benché il formalismo riportato abbia imposto che il numero di generazioni siano tre, nulla a priori limita il numero di generazioni possibili: solo i dati sperimentali verificano che entro i limiti di energia raggiunti non esiste un quarta generazione di fermioni. La CKM è, quindi, una matrice unitaria 3×3, e questo implica che essaabbia $3^2 = 9$ gradi di libertà. Le fasi relative dei campi di quark possono essere ridefinite riducendo il numero di parametri liberi di $2{\cdot}3{-}1$ elementi, così rimangono $(3-1)^2 = 4$ parametri liberi. Questi 4 parametri possono essere scelti come una fase complessa e tre angoli.

1.2.2 Formalismo per la CKM

I quattro parametri della matrice CKM risultano essere, all'interno del Modello Standard, l'unica sorgente di violazione di sapore e CP, ed è quindi importante cercare di collegare variabili sperimentalmente misurabili ad una qualche parametrizzazione della Matrice CKM.
Spesso la Matrice CKM viene scritta nella seguente forma per dare rilievo alle transizioni fisiche alle quali "partecipa":

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \tag{1.9}$$

in questa scrittura, infatti, tutti gli elementi sono indicizzati con i sapori dei quarks che confluiscono nel vertice della corrente. In effetti ogni vertice di interazione che comprende una violazione di sapore è proporzionale al corrispettivo elemento della Matrice CKM. L'unitarietà di V ci permette di asserire

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1, \tag{1.10}$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \tag{1.11}$$

e questo è valido per ogni scelta di righe e colonne di V. Quest'ultima relazione (1.11), in particolare, è molto interessante. Essa può infatti essere letta come l'*esistenza* di un triangolo nel piano complesso. Poiché la relazione (1.11) è conseguenza dell'unitarietà di V questo triangolo è detto triangolo di unitarietà. Questo triangolo è mostrato in Fig. (1.1); i suoi lati non sono altro che $|\ V_{ud}V_{ub}^*\ |$, etc., e gli angoli sono

$$\alpha = \arg\left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right], \qquad \beta = \arg\left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right], \qquad \gamma = \arg\left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right]. \tag{1.12}$$

Possono essere costruiti diversi triangoli di unitarietà, ma tutti devono essere riconducibili l'uno all'altro. La conoscenze dei parametri relativi risulta molto utile per avere una chiara immagine del meccanismo fisico che soggiace alla CKM. È possibile ottenere misure dei lati del triangolo attraverso misure di frequenza di decadimento debole di mesoni e di mescolamento di sistemi di K^0 e B^0 neutri, oppure misure degli angoli attraverso misure di violazione della simmetria di CP.
Una parametrizzazione conveniente della Matrice CKM è la parametrizzazione dovuta a Wolfenstein. Sembra infatti, dalle osservazioni fatte sin ora, che gli elementi della matrice obbediscano ad una sorta di *gerarchia* che vede gli elementi sulla diagonale prossimi all'unità, e gli altri progressivamente più piccoli all'allontanarsi dalla diagonale. Questa *gerarchia* può essere in un qualche modo formalizzata definendo 4 nuovi parametri λ, A, ρ e η:

$$\lambda \equiv |V_{us}|, \qquad A \equiv \frac{V_{cb}}{\lambda^2}, \qquad \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|^2 \equiv \lambda^2(\rho^2 + \eta^2). \tag{1.13}$$

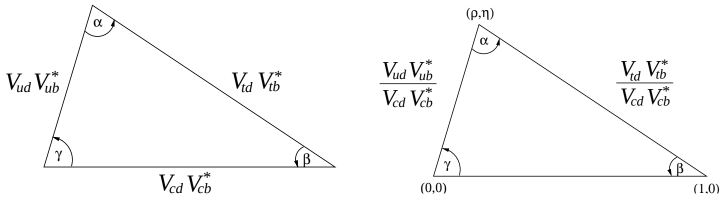

Figura 1.1: *Il Triangolo di unitarietà. La versione esposta a sinistra esprime l'Eq.(1.13), mentre a destra troviamo la definizione di* $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$

Sperimentalmente abbiamo che $\lambda \approx 0.22$, $A \approx 0.8$, e $\sqrt{\rho^2+\eta^2} \approx 0.4$, così, con l'appoggio dei dati sperimentali, è possibile espandere V in una serie di potenze di λ:

$$V = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - \imath\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-\imath\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \qquad (1.14)$$

Il triangolo di unitarietà costruito a partire dalla relazione (1.11) è particolare. Infatti i suoi tre lati sono tutti di ordine $A\lambda^3$. Benché anche il triangolo costruito grazie alla relazione di ortogonalità tra la prima e la terza *riga* abbia la stessa proprietà, esso è un triangolo non accessibile direttamente a livello sperimentale, poiché il quark top decade prima di adronizzare, impedendo, di fatto, misure di mescolamento tra mesoni neutri.
Forti di questa relazione, è uso riscalare la eq. (1.11) di un fattore $A\lambda^3$ per concentrarsi sui meno noti parametri $(\rho,\, \eta)$. Potendo disporre di misure sufficientemente precise per alcuni elementi della matrice CKM è conveniente dividere i termini dell'eq. (1.11) per $V_{cd}V_{cb}^*$ e definire

$$\bar{\rho} + \imath\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}. \qquad (1.15)$$

Il triangolo riscalato, anch'esso mostrato in figura (1.1), possiede un vertice nell'origine, uno sull'asse reale ed un nel piano complesso identificato da $(\bar{\rho},\, \bar{\eta})$. Gli angoli di questo triangolo possono essere espressi in termini di queste nuove variabili:

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{\bar{\eta}}{\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}(\bar{\rho}-1)}\right), \quad \beta = \tan^{-1}\left(\frac{\bar{\eta}}{1-\bar{\rho}}\right), \quad \gamma = \tan^{-1}\left(\frac{\bar{\eta}}{\bar{\rho}}\right). \qquad (1.16)$$

Poiché $\bar{\eta}$, $\bar{\rho}$ e $1-\bar{\rho}$ possono tranquillamente essere di valori comparabili, gli angoli, e quindi le asimmetrie di CP possono essere abbastanza grandi.

1.3 Il mescolamento nei mesoni B

Esistono in natura due sistemi di mesoni neutri, $B_d - \bar{B}_d$ e $B_s - \bar{B}_s$, con sapore b, che mostrano il fenomeno del mescolamento tra particella e antiparticella. In questo

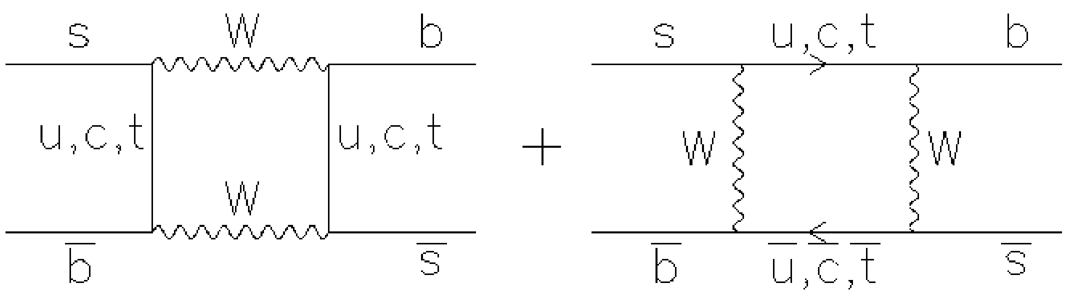

Figura 1.2: *Diagrammi a box per il mescolamento nel sistema dei B_s^0.*

paragrafo i due mescolamenti verranno trattati con un'unica notazione, priva di pedice, in quanto il modello teorico che li descrive è matematicamente equivalente. Il fenomeno è spiegato nel Modello Standard dai diagrammi a *box* presenti in Figura (1.2), grazie ad interazioni con violazione di sapore, che permettono una evoluzione temporale dello stato iniziale $|B^0\rangle(|\bar{B}^0\rangle)$ nello stato $|\bar{B}^0\rangle(|B^0\rangle)$. Proprio a causa di interazioni con violazione di sapore, questo stato iniziale evolve nel tempo in una combinazione lineare dei due stati di sapore, $a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle$, con un andamento descritto dall'equazione di Schrödinger :

$$\imath\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \left(M - \imath\frac{\Gamma}{2}\right)\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}. \tag{1.17}$$

dove M e Γ, note come matrici di massa e di decadimento, descrivono le componenti dispersiva e assorbitiva del mixing, e sono matrici 2×2 hermitiane dipendenti dal tempo. Da considerazioni di invarianza dello Hamiltoniano sotto la simmetria ***CPT*** si conclude che gli elementi sulla diagonale delle due matrici debbano essere uguali ($M_{11} = M_{22} \equiv M$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \Gamma$), mentre le transizioni di sapore $\Delta B = 2$ inducono l'esistenza di elementi non diagonali diversi da zero. La presenza di questi elementi ha come importante conseguenza il fatto che gli autostati di massa dei mesoni B^0 siano diversi dagli autostati di sapore $|B^0\rangle$ e $|\bar{B}^0\rangle$. Gli autostati di massa sono definiti come gli autovettori della matrice $M - \imath\Gamma/2$, ed espressi in termini degli autostati di sapore assumono la forma:

$$\begin{aligned} &Autostato\,Leggero: \quad &|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \\ &Autostato\,Pesante: \quad &|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \end{aligned} \tag{1.18}$$

e corrispondono agli autovalori

$$\lambda_\pm = (M - \frac{\imath}{2}\Gamma) \pm \frac{q}{p}(M_{12} - \frac{\imath}{2}\Gamma_{12}), \tag{1.19}$$

dove

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{M_{12}^* - \frac{\imath}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{\imath}{2}\Gamma_{12}}. \tag{1.20}$$

L'evoluzione temporale degli autostati di massa è governata dagli autovalori della matrice $M - \imath\Gamma/2$:

$$|B_{H,L}(t)\rangle = e^{-(\imath M_{H,L}+\Gamma_{H,L}/2)t}|B_{H,L}\rangle. \tag{1.21}$$

così che l'evoluzione di uno stato composto $|B^0\rangle$ o $|\bar{B}^0\rangle$ al tempo $t = 0$ è data da

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle,$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle, \tag{1.22}$$

$$\tag{1.23}$$

dove

$$g_\pm(t) = e^{-\imath Mt}e^{-\Gamma t/2}\left[\cosh\frac{\Delta\Gamma t}{4}\cos\frac{\Delta mt}{2} \pm \imath\sinh\frac{\Delta\Gamma t}{4}\sin\frac{\Delta mt}{2}\right], \tag{1.24}$$

con

$$\Delta m = |M_H - M_L|, \quad \Delta\Gamma = |\Gamma_H - \Gamma_L|. \tag{1.25}$$

Questo implica che gli stati di sapore oscillano l'uno nell'altro con una dipendenza temporale, la cui probabilità è proporzionale a

$$|g_\pm(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma t/2}}{2}\left[\cosh\frac{\Delta\Gamma t}{2} \pm \cos(\Delta mt)\right]. \tag{1.26}$$

Le probabilità di mescolamento integrate nel tempo risultano ben definite solo quando si considerano decadimenti in stati a sapore ben definito, ovvero stati finali f in cui le ampiezze di decadimento $A_{\bar{f}} = \langle\bar{f}|H|B^0\rangle$ e $\bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0\rangle$[1] sono entrambe nulle[2]. A causa del mescolamento un mesone B^0 può decadere in uno stato $\bar{f}$ oltre a decadere nello stato f. Se pensiamo di analizzare questi due soli canali di decadimento la probabilità di mescolamento, integrata nel tempo, è data da

$$\chi_f^{B^0\to\bar{B}^0} = \frac{\int_0^\infty |\langle\bar{f}|H|B^0(t)\rangle|^2 \mathrm{d}t}{\int_0^\infty |\langle\bar{f}|H|B^0(t)\rangle|^2 \mathrm{d}t + \int_0^\infty |\langle f|H|B^0(t)\rangle|^2 \mathrm{d}t} =$$

$$= \frac{|\xi_f|^2(x^2+y^2)}{|\xi_f|^2(x^2+y^2)+2+x^2+y^2}, \tag{1.27}$$

dove si è definito $\xi_f = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}$ e

$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma}, \qquad y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \tag{1.28}$$

La probabilità di mescolamento $\chi_f^{\bar{B}^0\to B^0}$ nel caso di produzione di mesoni $\bar{B}^0$, si può ottenere facilmente con una sostituzione nell eq. (1.27) di ξ_f con $1/\xi_f$. Se

[1] H è l'hamiltoniana di interazione

[2] In sostanza si tratta di canali permessi per una particella e non permessi per la sua antiparticella.

assumiamo trascurabile la violazione di ***CP*** nel processo di mescolamento, abbiamo che $|\xi_f|^2 = 1$, sicché le due probabilità sono uguali. In questo scenario abbiamo quindi che

$$\Delta m = 2|M_{12}|, \qquad \Delta\Gamma = 2|\Gamma_{12}|,$$
$$\chi_f = \chi_f^{B^0 \to \bar{B}^0} = \chi_f^{\bar{B}^0 \to B^0} = \frac{x^2 + y^2}{2(x^2+1)}. \tag{1.29}$$

Come già detto all'inizio del paragrafo, nel Modello Standard le transizioni $B^0 \to \bar{B}^0$ e $\bar{B}^0 \to B^0$ sono descritte da interazioni deboli mediante lo scambio, all'ordine più basso, di due bosoni carichi W e da due quarks di tipo *up*, come avviene per il mescolamento $K^0 - \bar{K}^0$. Dal calcolo degli elementi assorbitivi e dispersivi dei diagrammi a *box*, il Modello Standard prevede che M_{12} sia proporzionale al rapporto m_q^2/m_W^2, sicché solo i diagrammi con lo scambio di un quark top virtuale contribuiscono in maniera non trascurabile, ed un analoga dipendenza è prevista per Γ_{12}. Inoltre le fasi di M_{12} e Γ_{12} soddisfano alla relazione

$$\phi_{M_{12}} - \phi_{\Gamma_{12}} = \pi + \mathcal{O}\left(\frac{m_c^2}{m_b^2}\right), \tag{1.30}$$

e questo implica che gli autostati di massa debbano avere differenze in massa e larghezza di segno opposto.

1.3.1 Determinazione degli elementi della matrice CKM

La determinazione degli elementi di matrice presenti nella CKM può essere fatta tramite lo studio di canali di decadimento nei quali è presente una violazione di sapore. Osservando diversi processi è quindi possibile, in linea di principio, misurare tutti gli elementi della matrice CKM. Ma come già notato nel paragrafo precedente, la corta vita media del quark top rende difficile misurare direttamente gli elementi di matrice che lo comprendono. Ad ogni modo misure di mescolamento possono fornire indicazioni a riguardo.

A V_{ud}.

L'elemento di matrice $|V_{ud}|^2$ può essere misurato in diversi modi. Solitamente misure di questo elemento vengono fatte osservando le *transizioni di Fermi superpermesse*, ovvero transizioni in cui sia lo stato finale che lo stato iniziale sono stati $J^p = 0^+$. Tralasciando le gli aspetti tecnici nella teoria che descrive questo tipo di transizioni, studiando transizioni come $^{14}O \to ^{14}N^*$ è stato misurato il valore di [4]

$$|V_{ud}| = 0.9735 \pm 0.008.$$

B V_{us}.

I decadimenti semileptonici di particelle con stranezza possono essere usati per studi su transizioni $s \leftrightarrow u$. In generale, per studiare transizioni con $\Delta S = 1$ si osservano decadimenti $K^0 \to \pi^- e^+ \nu_e$. Ancora tralasciando il modello effettivo usato per ottenere una relazione tra i parametri misurati e l'elemento di matrice, è stato ottenuto il valore [4]

$$|V_{us}| = 0.2196 \pm 0.0023.$$

C V_{cb}.

Interazioni in cui è presente l'elemento di matrice $|V_{cb}|$ sono i decadimenti di mesoni con sapore b. Infatti è noto che la maggior parte dei decadimenti di quark b presentano sapore c nello stato finale. Ancora misure effettuate a riguardo hanno fornito il valore di [4]

$$|V_{cb}| = 0.042 \pm 0.003.$$

D V_{ub}.

Se preferenzialmente i mesoni B decadono in stati con sapore c, esistono comunque decadimenti che coinvolgono la transizione semileptonica $b \to ue^+\nu_e$. Se confrontiamo questa transizione con l'analoga per lo stato finale charmato $b \to ce^+\nu_e$, è facile comprendere che, vista la differenza di massa tra i due quark, l'elettrone prodotto in associazione col quark più leggero avrà un momento più elevato. Da una misura di questi elettroni può essere misurato il rapporto [4]

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.090 \pm 0.025,$$

dal quale, noto $|V_{cb}|$ su può misurare $|V_{ub}|$.

Data la parametrizzazione di Wolfenstein, quattro elementi sono sufficienti per determinare anche gli altri. Infatti possiamo mettere in relazione i parametri di Wolfenstein con gli elementi misurati nel seguente modo:

$$\begin{aligned} \lambda &= |V_{us}|, \\ \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| &= \lambda\sqrt{\rho^2+\eta^2}, \\ |V_{cb}| &= A\lambda^2, \\ |V_{td}^* V_{tb}|^2 &= A^2\lambda^6[(1-\rho)^2+\eta^2]. \end{aligned}$$

Da quanto mostrato risulta chiaro che è necessario ottenere informazioni anche su elementi della CKM che coinvolgono il quark top. A questo riguardo possono essere utili misure di mescolamento dei mesoni B. All'interno del Modello Standard, infatti, gli elementi M_{12} possono essere espressi nella forma

$$\Delta m_q = M_{12} = -\frac{G_F^2 m_W^2 \eta_B m_{B_q} B_{Bq} f_{B_q}^2}{12\pi^2} S_0(m_t^2/m_W^2)(V_{tq}^* V_{tb})^2. \qquad (1.31)$$

Qui G_F è la costante di Fermi, m_W è la massa del bosone vettore $W^\pm$, mentre m_t è la massa del quark *top*, ed infine m_{B_q}, f_{B_q} e B_{B_q} sono la massa del mesone B_q^0, la costante di decadimento ed il parametro di *bag*. La funzione nota $S_0(x_t)$ può essere approssimata molto bene con $0.784x_t^{0.76}$, e V_{ij} sono gli elementi della matrice CKM. Misure di Δm per entrambi i sistemi possono dare indicazioni sugli elementi della matrice CKM difficilmente esplorabili in altra via. Inoltre il rapporto tra i due Δm può fornire una misura del rapporto $|V_{td}|/|V_{ts}|$ priva delle incertezze adroniche, che in questa misura si cancellerebbero. Risulta così chiara l'importanza di misure di mescolamento, per una migliore costrizione dei parametri della matrice CKM e per ulteriori test sul Modello Standard.

Capitolo 2

Panorama sperimentale

2.1 Introduzione

L'importanza delle misure di mescolamento per la determinazione degli elementi del triangolo di unitarietà della matrice CKM, è già stata esposta nel precedente capitolo. Qui cercheremo di porre l'attenzione su come possono essere eseguite queste misure allo scopo di ottenere risultati quantitativi.
Esistono due tipi di misure di mescolamento, misure integrate nel tempo, svolte a **CDF** , **UA1**, **LEP**, che hanno però sensibilità per $x \sim \mathcal{O}(1)$ e che non sono utilizzabili nel caso dei B_s, e misure dirette della dipendenza temporale. Per ottenere misure dirette di mescolamento $B^0-\bar{B}^0$, dobbiamo poter identificare il mesone B nel suo stato di sapore, all'istante di generazione e all'istante in cui esso decade. Sono quindi necessarie misure combinate di intervalli temporali e di stati di sapore. A tutt'oggi lo sviluppo della tecnologia permette la costruzione di sofisticati strumenti per la rivelazione di posizione, grazie ai quali è possibile determinare, con elevata precisione, il vertice di decadimento di particelle che hanno una vita media dell'ordine del picosecondo. Grazie a quest'informazione, spiegheremo in seguito, è possibile ottenere una misura del tempo di decadimento della particella nel suo sistema di riferimento. Il sapore dello stato finale del mesone può essere determinato a partire dai suoi prodotti di decadimento, mentre una procedura piú complessa, denominata *tagging*, di cui parleremo in seguito, è necessaria per determinarne il sapore nel suo stato iniziale. È quindi possibile mettere in evidenza fenomeni di oscillazione misurando la frazione di eventi in cui è avvenuto un cambiamento di sapore, in funzione del tempo proprio di decadimento del mesone, ed ottenere misure di Δm. Per quel che concerne i mesoni neutri B_d, esistono già misure di Δm_d, non sono ancora state eseguite, invece, misure di Δm_s e, per la poca statistica raccolta dai vari esperimenti, si è potuto solamente porre un limite inferiore per questa quantità.

2.2 Produzione di eventi $b\bar{b}$

Per studiare eventi che contengano mesoni B è necessario produrre abbondantemente quark b all'interno di laboratori. Il quark b è stato scoperto nel 1977 a Fermilab

Acceleratore	località	$\sqrt{s}\ GeV$	$\sigma_{b\bar{b}}(nb)$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot}$	$< \mathcal{L} >_{giorno}$ (pb^{-1})
CESR	Cornell, USA	10.5	1.15	0.25	7
DORIS	DESY, Germania	10.5	1.15	0.25	0.9
PEP	SLAC, USA	29.0	0.04	0.09	0.3
PETRA	DESY, Germania	35.0	0.03	0.09	0.5
TRISTAN	KEK, Giappone	55.2	0.013	0.09	0.5
LEP	CERN, Svizzera	90.0	7.0	0.215	0.2
$Sp\bar{p}S$	CERN, Svizzera	630	$\approx 2 \cdot 10^4$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$	0.05
TEV I	Fermilab, USA	1800	$\approx 5 \cdot 10^4$	$\approx 7 \cdot 10^{-4}$	0.08

Tabella 2.1: *Tecniche per la produzione di b quark utilizzate negli anni* '80. $< \mathcal{L} >_{giorno}$ *è definita come la luminosità integrata giornaliera in una fase in cui la macchina operava regolarmente. Il suo valore serve solo come indicazione sulle potenzialità dei vari acceleratori*

nel suo stato legato Υ [16], e da allora si sono sviluppate diverse strategie per produrre eventi che contengano quark di sapore b. Essenzialmente esistono due strategie principali per produrre quark b, dipendenti dal tipo di acceleratore che si ha ha disposizione. I collisori e^+e^- hanno sezioni d'urto per processi di produzione $b\bar{b}$ non molto elevate, quindi per arricchire la statistica di eventi con sapore b si utilizzano tecniche particolari. Quello che si fa è sfruttare l'esistenza di stati legati $b\bar{b}$ noti come Υ o di particelle pesanti che abbiano una elevata larghezza di decadimento verso stati con presenza di b quark, come il bosone vettore Z^0 [4]. Portando l'energia del centro di massa a valori prossimi alla massa della particella considerata, Υ o Z^0, la sezione d'urto di questi processi aumenta anche di un fattore 100 e la produzione di quark b aumenta così in maniera proporzionale. Collisori che sfruttano queste tecniche sono spesso denominati $b - factories$. Dei vari stati eccitati del mesone Υ si sfrutta lo stato $\Upsilon(4S)$; questo perché la massa del mesone è tale da consentire che esso decada adronizzando in mesoni B. La massa della $\Upsilon(4S)$è appena sopra la soglia di produzione dei mesoni B leggeri, e questo implica che dalla risonanza della $\Upsilon(4S)$ possano essere prodotti decadimenti in mesoni neutri B_d^0 e $\bar{B}_d^0$ o nei mesoni carichi $B^{\pm}$. Per acceleratori e^+e^- che lavorano alla risonanza della Z^0, visto il suo elevato valore di massa [4], è possibile produrre mesoni B più pesanti, come i mesoni neutri B_s^0 e $\bar{B}_s^0$ ma anche adroni con sapore b. Gli acceleratori che lavorano ad energie in prossimità della massa della Z^0 sono da preferirsi alle macchine che lavorano ad energie in prossimità della massa della $\Upsilon(4S)$. Infatti per i primi la sezione d'urto $\sigma_{b\bar{b}}$ è 100 volte superiore rispetto al fondo QCD, mentre per i secondi lo scarto con il continuo è di un fattore 3. Anche con queste tecniche, la più alta sezione d'urto per processi $b\bar{b}$ si è ottenuta in collisori adronici. In tali macchine, la sezione d'urto $\sigma_{b\bar{b}}$ è più elevata, rispetto ai collisori e^+e^- di un fattore 10^5. Purtroppo, come mostra la tabella (2.1), l'elevata sezione d'urto per questi processi è accompagnata da uno sfavorevole rapporto con la sezione d'urto complessiva σ_{tot}. Questo implica che è necessaria una selezione accurata degli eventi, e quindi un trigger efficiente, per poter raccogliere eventi con abbondanza di b.

Una delle tecniche usate per identificare e raccogliere eventi con un elevato contenuto di sapore b è quello di selezionare eventi nei quali sia presente un leptone con alto momento trasverso rispetto alla direzione dei fasci. Infatti precedenti studi a **CDF** [17] hanno mostrato come la componente di b negli spettri inclusivi di elettroni tra 7 e 25 GeV/c sia dominante. Questa tecnica permette una pulita segnatura di un evento da b, ma la sua efficienza è bassa, in quanto il canale semileptonico rappresenta lo 1% del totale. Ancora, è possibile selezionare eventi da b è ricercando la presenza di un vertice secondario prossimo al vertice di interazione, ma questo richiede un sofisticato e veloce sistema di tracciatura. Attualmente solo **CDF II** ha la possibilità di operare selezioni di trigger sfruttando il riconoscimento di un probabile vertice secondario. Esistono infine tecniche per identificare la presenza di b quark in jet adronici di cui si parlerà nel paragrafo 2.3., ma difficilmente queste strategie possono essere utilizzate in sede di trigger.

2.3 Tecniche sperimentali per la misura di Δm

Nell'assenza sperimentale di una determinazione di $\Delta\Gamma$, e considerato che il rapporto $\Delta\Gamma/\Delta m$ è predetto essere molto piccolo [24], solitamente le analisi di oscillazione trascurano il termine in $\Delta\Gamma$ e cercano di descrivere i dati fisici con funzioni approssimate a partire dalla eq. (1.26)

$$\mathcal{P}_{mix\pm}(t) = \frac{\Gamma}{2}e^{-\Gamma t}(1 \pm \cos\Delta m t). \tag{2.1}$$

In effetti, proprio guardando all'eq.(1.26) si può capire che valori non nulli di $\Delta\Gamma$ ridurrebbero l'ampiezza di oscillazione di un piccolo fattore di dipendenza temporale, difficile da distinguere dalle risoluzioni temporali.
Come detto poco anzi sono state effettuate misure di Δm_d su dati sperimentali da parte di diversi esperimenti [13], ma non sono state ancora ottenute significative misure di oscillazioni nei sistemi $B_s - \bar{B}_s$, e le attuali analisi possono solo porre un limite inferiore al valore di Δm_s.
Da misure di x_d, eq. (1.28), è possibile trovare un limite superiore per x_s, infatti il Modello Standard prevede che

$$\frac{x_d}{x_s} \simeq \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2}. \tag{2.2}$$

Il fattore di proporzionalità è dipendente dalle costanti f_{B_s}, f_B, B_{B_s} e B_B, introdotte nel Capitolo 1.3.1, sulle quali i calcoli più raffinati di QCD danno comunque incertezze elevate. A partire dai limiti esistenti sul valore delle incertezze adroniche si può quindi estrarre un valore massimo di Δm_s stimato attorno a $\simeq 30\,ps^{-1}$ [18]. Una misura diretta della frequenza di oscillazione attraverso la ricostruzione dei mesoni B in un canale a sapore definito in presenza con una procedura di tagging, è un sistema particolarmente efficace per i sistemi $B_s - \bar{B}_s$, nei quali gli elevati valori previsti per x_s implicano un massima probabilità di mescolamento, ovvero $\chi_s \simeq 1/2$. Il fatto che la probabilità di mescolamento sia così elevata, rende inadeguate misure integrali di x_s. Infatti, come mostra l'eq (2.3) la probabilità di mescolamento può essere espressa in termini di x_s

$$\chi_s = \frac{x_s^2}{2(x_s^2 + 1)}, \tag{2.3}$$

e, come mostra la Figura (2.1), per valori di $x_s > 1$ la curva tende a saturare al valore 0.5, rendendo poco sensibili per il B_s questo tipo di misure.

Queste tecniche sono però state utilizzate in passato per misurare x_d, quando la tecnologia non rendeva ancora disponibili strumenti per la ricostruzione di vertici sufficientemente precisi. Misure dirette della frequenza di oscillazione possono essere eseguite in esperimenti ai collisori ad alta energia, quali **CDF** . Le tecniche di analisi prevedono la ricostruzione dei mesoni neutri B_s, attraverso la ricostruzione di un mesone charmato, oppure attraverso la selezione di un leptone ad alto momento trasverso rispetto ad un b jet, o ancora ricostruito a partire da un vertice secondario.

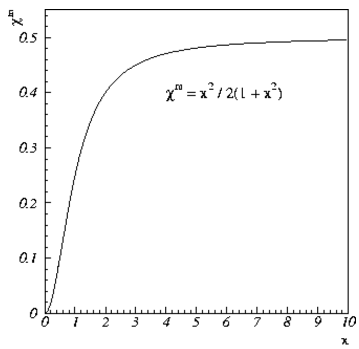

Figura 2.1: *χ_s in funzione di x_s. La curva satura velocemente a 0.5 per valori di $x_s > 1$.*

2.3.1 Misure di intervalli temporali

Il tempo proprio di decadimento t di un mesone può essere misurato a partire dalla lunghezza di volo L, distanza tra il vertice primario ed il vertice ricostruito del decadimento, grazie all'utilizzo di rivelatori per tracciatura ad elevata risoluzione spaziale, e attraverso la misura del momento del mesone stesso. Infatti, per particelle ad alta energia, lo spazio percorso sarà

$$L = \beta\gamma ct, \tag{2.4}$$

dove $\beta\gamma = p/m$. La risoluzione con cui può essere misurato il tempo proprio, dipende quindi dalla risoluzione spaziale che si può raggiungere e dalla risoluzione con cui può essere misurata il fattore $\beta\gamma$ del mesone, ovvero, in termini della vita media τ del mesone B

$$\left(\frac{\sigma_t}{\tau}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_L}{c\beta\gamma\tau}\right)^2 + \left(\frac{t}{\tau}\frac{\sigma_{\beta\gamma}}{\beta\gamma}\right)^2. \tag{2.5}$$

Dalla eq.(2.5), si vede come sia importante avere sia una buona risoluzione spaziale che una buona risoluzione sul momento del mesone, e quindi sulla quantità $\beta\gamma$. Ottime risoluzioni spaziali possono essere raggiunte con sistemi di tracciatura molto prossimi alla linea del fascio. Strumenti di questo tipo, come i rivelatori a microstrip di silicio, possono raggiungere risoluzioni spaziali sufficienti (anche $20\mu m$ sul parametro d'impatto), per ottenere misure di oscillazioni a frequenze molto elevate

($> 15ps^{-1}$), come sono attese essere per il B_s. Per ottenere buone risoluzioni nella misura del momento di un mesone B^0 è importante poter ricostruire completamente la particella a partire dai suoi prodotti di decadimento. A questo riguardo, anche un efficiente sistema di tracciatura, può non essere sufficiente su canali di decadimento semileptonici. Infatti alla risoluzione sul momento misurato dei prodotti di decadimento va a sommarsi l'incertezza sull'energia persa, a causa della mancata rivelazione del neutrino presente in questi canali. Il problema può essere risolto con uno studio sulla distribuzione dell'energia mancante nel canale ricostruito, ma questo introduce comunque un'incertezza che va a detrimento della risoluzione finale. Altra tecnica è quella di ricostruire il decadimento in canali con stati finali completamente adronici. In questo caso non c'è più un problema di energia non rilevabile, anche se questi canali sono spesso di difficile identificazione in fase di trigger, e di non semplice ricostruzione. Ad ogni modo, con le elevate statistiche previste nel Run II di **CDF** e dei futuri esperimenti ad **LHC**, i canali completamente adronici sono i più attendibili per precise misure di questo tipo.

2.3.2 Identificazione dello stato di sapore

Una volta misurato il tempo di decadimento di un mesone B^0, per operare una misura di mescolamento è necessario poter determinare il sapore del mesone nei suoi stati iniziale e finale. L'identificazione del sapore nello stato finale può essere fatta studiando canali di decadimento a sapore definito . Nei canali semileptonici questo può essere fatto semplicemente guardando la carica del leptone, per canali completamente adronici, è comunque possibile guardare la carica del mesone charmato ricostruito o del pione (o kaone) che l'accompagna. L'identificazione dello stato di sapore iniziale è meno dipendente dal canale usato per ricostruire il mesone B^0. Sostanzialmente esistono due procedure: la determinazione diretta della carica di sapore (*same-side tagging*) tramite la misura della carica delle particelle che sono prodotte nell'adronizzazione oppure tramite l'identificazione della carica di sapore opposto, prodotta in associazione al primo (*opposite-side tagging*).

Nella procedura *same-side tagging* la carica elettrica della traccia proveniente dal vertice primario è messa in correlazione con la produzione del mesone B da uno stato eccitato B^{**} o dalle prime particelle nella catena di frammentazione. Infatti, come mostra la Figura (2.4), se siamo in grado di ricostruire completamente un canale nel quale il B_S figura come prodotto di decadimento di uno stato eccitato, conosciamo lo stato di sapore alla sua generazione tramite la ricostruzione della carica del suo genitore. Il mesone B può infatti essere generato in uno stato eccitato B^{**} che in seguito decade nel mesone B ed in una particella carica[1], oppure, nel processo di frammentazione, il quark b può essere prodotto in associazione con un quark u, che in seguito adronizzano in un mesone B ed una particella carica. Rivelando la carica di quest'ultima è possibile risalire al sapore del mesone B, come mostrato in Figura (2.3).

[1] Il tipo di particella carica dipende dal tipo di mesone B che decade.

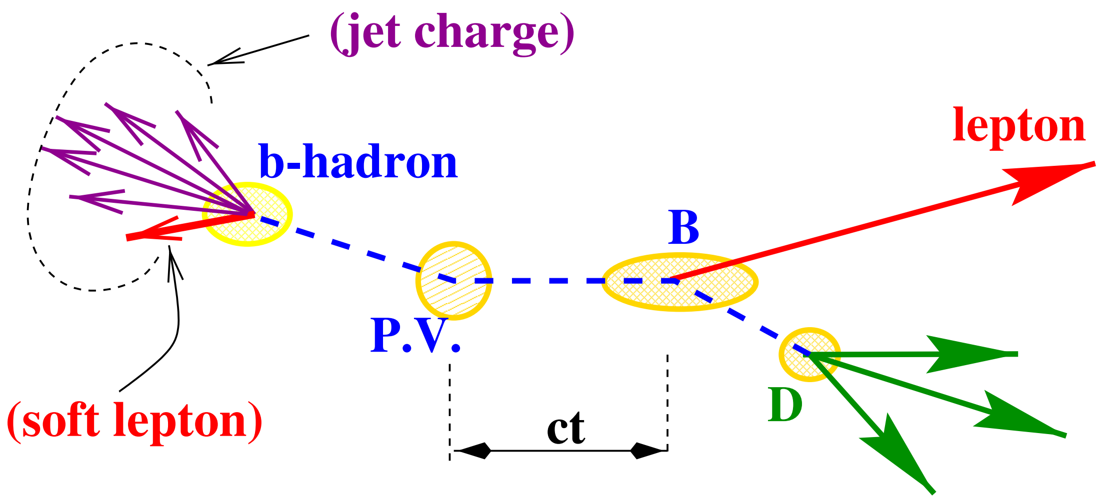

Figura 2.2: *Diagramma di un generico decadimento semileptonico del mesone B_s. La procedura di identificazione del sapore sfrutta il decadimento del quark b opposto (opposite side tagging). Se il decadimento di questo quark è semileptonico e il leptone è identificato, la sua carica è utilizzata per l'identificazione del sapore. Altrimenti si utilizza la carica del jet proveniente da b.*

Nel *opposite-side tagging* sono utilizzate le tecniche usate per il tagging dello stato finale. In pratica partendo dall'ipotesi che siamo di fronte ad un evento di produzione $b\bar{b}$, è possibile determinare il sapore del mesone B^0, al momento della sua generazione, ricostruendo il canale di decadimento del b-quark prodotto in associazione. Diverse procedure sono state sviluppate in proposito, che si differenziano per il tipo di canale di decadimento sul quale possono essere applicate. Sostanzialmente esistono due procedure: il Soft Lepton Tagging (SLT) e il Jet Charge Flavour Tagging. La prima tecnica si basa sulla ricostruzione del canale semileptonico di decadimento del b-quark opposto, mentre la seconda si basa sull'analisi del decadimento adronico del b-quark opposto tramite jets. Quest'ultima tecnica prevede l'identificazione del sapore del quark tramite la ricostruzione di un vertice secondario (JST) o tramite considerazioni di topologia del tipo di jet (JQT). Come mostrato nello schema in Figura (2.2), se il decadimento del quark opposto

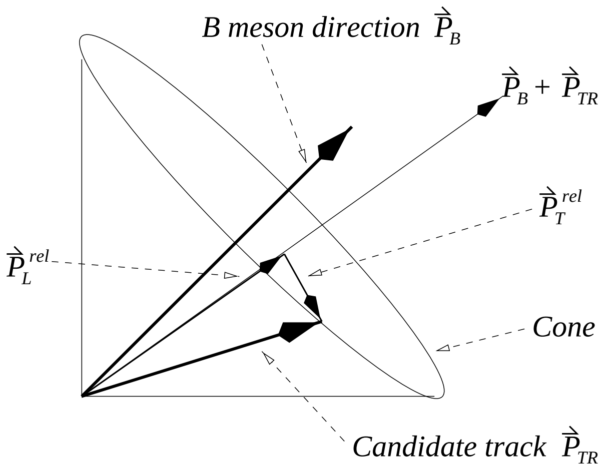

Figura 2.4: *Same sade tagging. Rivelando la carica della particella prodotta in associazione col mesone B possiamo conoscere il sapore di quest'ultimo.*

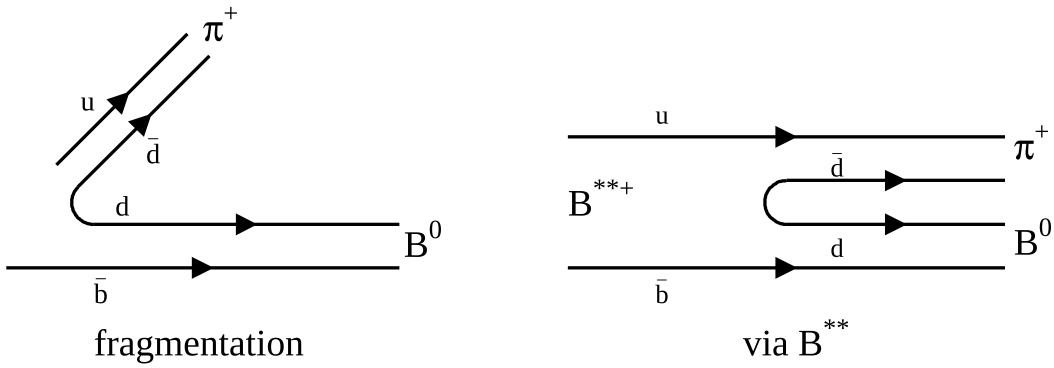

Figura 2.3: *Schema della catena di frammentazione di un mesone B.*

è semileptonico la procedura di STL cerca di identificare il leptone e determinarne la carica elettrica che è legata al sapore del quark; se il decadimento è adronico si utilizza invece la quantità

$$Q_{jet} = \frac{\Sigma_i^n q_i \cdot (\vec{\mathbf{p_i}} \cdot \widehat{\mathbf{a}})^k}{\Sigma_i^n (\vec{\mathbf{p_i}} \cdot \widehat{\mathbf{a}})^k}, \tag{2.6}$$

denominata *carica del jet*. Si tratta di una media pesata delle cariche q_i delle tracce che caratterizzano il jet, pesate con il relativo momento $\vec{\mathbf{p_i}}$ proiettato nella direzione dell'asse del jet $\widehat{\mathbf{a}}$. Differenti valori di k servono per dare pesi differenti alle tracce con differenti valori d'impulso. Il suo valore dipende quindi dal tipo di analisi che si vuole condurre e dal tipo di eventi che si intende analizzare. La carica del jet è normalizzata nell'intervallo [-1,1].
Per stimare la bontà delle procedure di tagging viene introdotto un parametro noto come diluizione (D):

$$D = \frac{N_{tag} - N_{mistag}}{N_{tag} + N_{mistag}}, \tag{2.7}$$

dove N_{tag} è il numero di eventi in cui l'identificazione del sapore è fatta correttamente, mentre N_{mistag} è il numero di eventi in cui tale identificazione è fatta in maniera errata. Chiaramente $D = 1$ significa completa identificazione nella procedura di tagging, $D = 0$ significa casualità nella procedura di tagging, mentre $D = -1$ significa che l'evento è stato identificato in maniera errata. La diluizione è legata alla probabilità di tagging corretto o inverso da

$$P_{mistag} = \frac{1-D}{2} \qquad P_{tag} = \frac{1+D}{2}. \tag{2.8}$$

L'efficienza di tagging è definita semplicemente come

$$\epsilon = \frac{N_{tag}}{N_{tot}}, \tag{2.9}$$

dove N_{tot} è il numero totale di eventi. Il prodotto ϵD^2 è definito come figura di merito del tagging.
Sperimentalmente l'efficienza nelle procedure di tagging non è mai 1, essa incide quindi sui risultati finali, ed occorre tenerne conto nel calcolo di Δm.

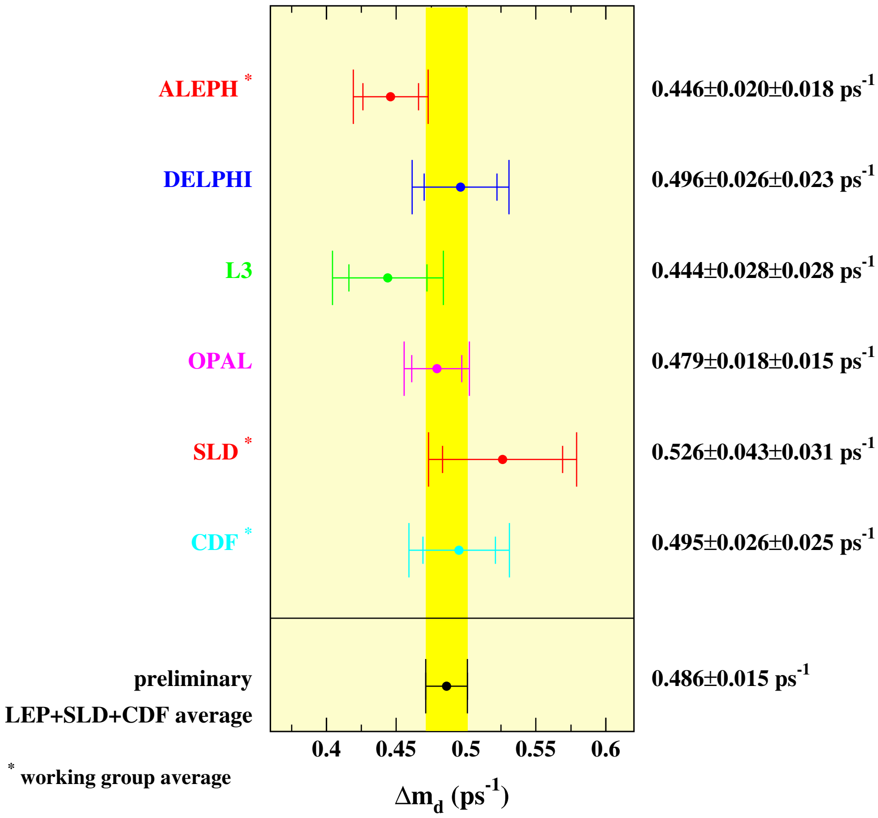

Figura 2.5: *Contributi dai vari esperimenti per il calcolo del valore di* Δm_d.

2.4 Riassunto dei risultati ottenuti

2.4.1 Studi sul mescolamento dei sistemi $B_d - \bar{B}_d$

Fino ad oggi, sono state eseguite misure dirette sulle oscillazioni di sistemi $B_d - \bar{B}_d$ da molti esperimenti, come ALEPH, SLC, CDF I, DELPHI, L3, OPAL, e tutti hanno ottenuto risultati con analoga precisione, benché abbiano adoperato tecniche assai differenti. Le incertezze sistematiche non sono trascurabili, esse sono spesso dominate dalla composizione del campione e dalla probabilità di mistag. Combinando le diverse misure ottenute in questi esperimenti il valore combinato che si ottiene per Δm_d [4] è

$$\Delta m_d = 0.486 \pm 0.015 \ ps^{-1}. \tag{2.10}$$

La Figura (2.5) mostra i contributi singoli dei vari esperimenti e il valore trovato mediando questi contributi. Da esperimenti su misure non dipendenti dal tempo quali ARGUS e CLEO, otteniamo invece il seguente valore per la probabilità di mescolamento

$$\chi_d = 0.182 \pm 0.015. \tag{2.11}$$

La differenza di larghezza $\Delta\Gamma_d$ potrebbe essere estratta in linea di principio dalle misure di Γ_d e dalle misure Δm_d e χ_d. I risultati ottenuti sono comunque compatibili con zero. Come mostrato nel Capitolo 1, è possibile estrarre indicazioni sull'elemento della matrice CKM V_{td} a partire dal valore misurato di Δm_d. Purtroppo le incertezze adroniche che derivano dai calcoli di QCD limitano fortemente la risoluzione sul valore che se ne può estrarre.

2.4.2 Studi sul mescolamento dei sistemi $B_s - \bar{B}_s$

Le oscillazioni nei sistemi $B_s - \bar{B}_s$ sono soggetto di analisi di recenti studi condotti dagli esperimenti ALEPH, CDF I, DELPHI, OPAL e SLC. Le analisi più sensibili, sono quelle condotte su decadimenti semileptonici o su canali nei quali vengono ricostruiti mesoni D_s. I canali semileptonici hanno una elevata statistica, per l'alta efficienza nell'identificazione degli elettroni anche a livello di trigger, mentre tramite la ricostruzione del D_s, nei canali adronici, si ha una migliore ricostruzione del momento. Tutti gli attuali risultati sono limitati dalla statistica disponibile.
Un metodo di uso frequente per porre un limite inferiore ai valori di Δm_s è il metodo delle ampiezze di oscillazione [10]. In questo metodo, viene determinata una ampiezza di oscillazione $\mathcal{A}$ in funzione di valori fissati di Δm_s, usando un metodo di massima verosimiglianza basato su una funzione del tipo

$$\frac{\Gamma}{2}e^{-\Gamma t}(1 \pm \mathcal{A}\cos \Delta m t). \tag{2.12}$$

In questo contesto, se $\Delta m_s = \Delta m_s^{vero}$, ci aspettiamo $\mathcal{A} = 1$. Al contrario, se Δm_s è lontano dal valore vero ci aspettiamo che $\mathcal{A}$ sia compatibile con il valore nullo. Un valore di Δm_s può essere escluso al 95% CL se $\mathcal{A} + 1.645\sigma_{\mathcal{A}} \leq 1$. I risultati ottenuti dai suddetti esperimenti, riportati in figura (2.7), sono stati utilizzati per produrre il limite inferiore di

$$\Delta m_s > 15.0 \ ps^{-1} \text{al } 95\% \ CL, \tag{2.13}$$

riparato anche nel grafico in Figura (2.6). Il limite suddetto corrisponde ad un valore per x_s di 21.3[2] al 95% CL. Assumendo trascurabile la violazione di $\boldsymbol{CP}$ nel mescolamento dei B_s e una differenza tra le larghezze $\Delta\Gamma$ trascurabile, questo corrisponde ad una probabilità di mescolamento $\chi_s > 0.49$ al 95% CL.

Ad ogni modo, l'informazione ottenibile su $|V_{ts}|$, da una misura di Δm_s sarebbe comunque anch'essa soffocata dall'incertezza adronica, come nel caso dei sistemi con mesoni B_d[3]. È invece importante poter eseguire misure di Δm_s e Δm_d contemporaneamente nello stesso esperimento; in tal modo gli errori sistematici e le incertezze adroniche si cancellerebbero, e sarebbe possibile calcolare $|V_{ts}|/|V_{td}|$ tramite la relazione

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{m_{B_s}}{m_{B_D}}\xi^2 \left|\frac{V_{ts}}{V_{td}}\right|^2, \tag{2.14}$$

dove $\xi = (f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}})/(f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}})$, dell'ordine dell'unità, può essere stimato attraverso calcoli di *lattice QCD* con incertezze del $5 - 6\%$ [11]. La matrice CKM potrebbe

[2]per un valore della vita media di τ_{B_s} di $1.464 \pm 0.057 \ ps$
[3]A riguardo si veda il Capitolo 1.

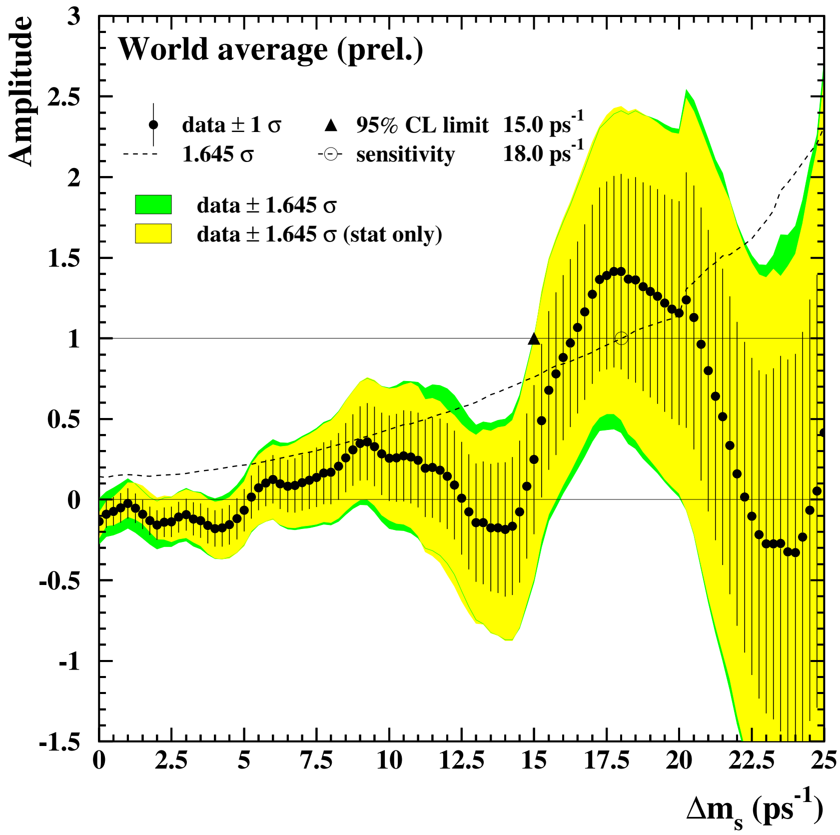

Figura 2.6: *Limite inferiore per* Δm_s.

così essere determinata con maggiore precisione dai risultati combinati di Δm_d, Δm_s, $|V_{ub}/V_{cb}|$ e ϵ_K assieme ad input teorici e condizioni di unitarietà.

2.5 Possibilità di nuove misure a CDF II

Grazie alle migliorie apportate al FERMILAB dopo il Run I, di cui si parlerà nel prossimo capitolo, **CDF II** ha la possibilità di apportare innovativi contributi alle misure di fisica del B tra i quali una misura della frequenza di oscillazione nel mescolamento dei sistemi $B_s\bar{B}_s$. **CDF II** si aspetta di raccogliere $2\,fb^{-1}$ di dati nei primi due anni e, nelle ipotesi di possedere, come da progetto,

- Circa $N_{B_s} \sim 20000$ eventi di B_s completamente ricostruiti;
- Una figura di merito di $\epsilon D^2 = 11.3\%$;
- Una risoluzione sul tempo proprio di $\sigma_t = 60 fs$;[4]

[4] $\sigma_t = 45 fs$ con l'utilizzo del Layer 00 di cui si parlerà nel prossimo capitolo.

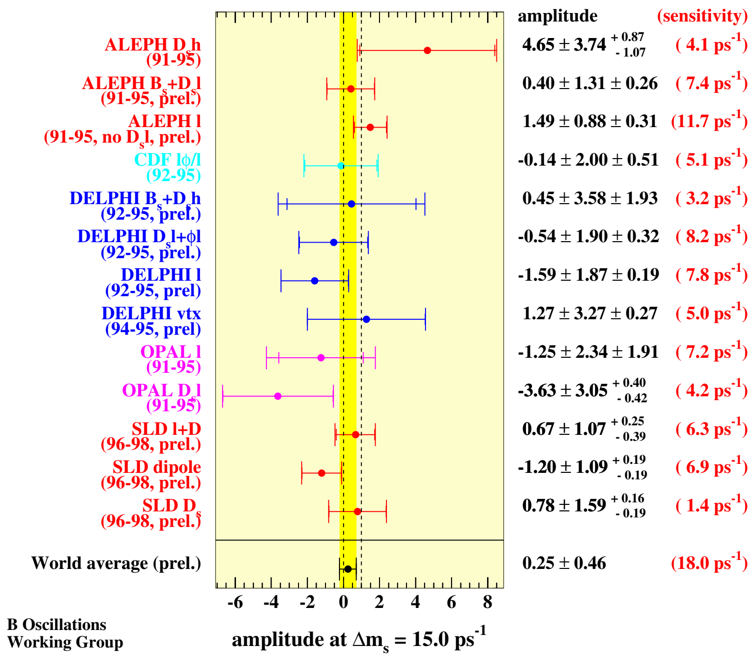

Figura 2.7: *Limiti inferiori ottenuti dai vari esperimenti per* Δm_s.

unendo i contributi di tutti i canali di decadimento, **CDF** ha la possibilità di misurare $x_s < 63$. Infatti, la capacità risolutiva di **CDF II** nella misura di x_s può essere stimata da una espressione analitica della sua significanza [10]

$$Sig(x_s) = \sqrt{\frac{N\epsilon D^2}{2}} e^{\frac{[-x_s \sigma_{ct}]^2}{2}} \sqrt{\frac{S}{1+S}}. \tag{2.15}$$

Calcolando la significanza che possiamo ottenere per la misura di x_s con le caratteristiche del Run II a Fermilab, vediamo che, la risoluzione sul tempo, il potere di tagging ϵD^2 e la statistica raccolta permetteranno a **CDF II** di misurare x_s se esso è, come sembra suggerire il Modello Standard, minore di 63 (Fig. (2.8)).

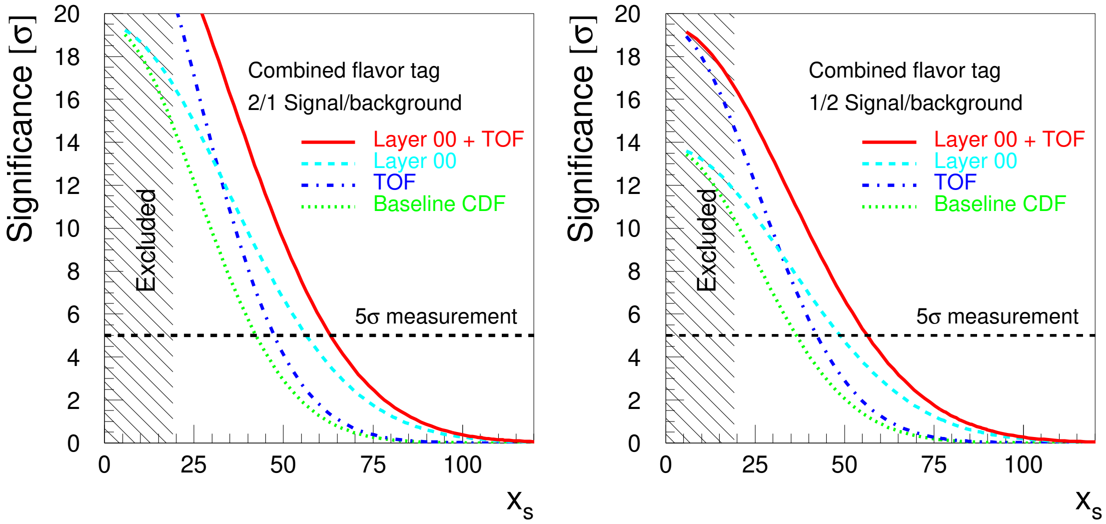

Figura 2.8: *Massimo valore esplorabile da* **CDF II** *per la misura di x_s. I due grafici si riferiscono alle due situazioni estreme di rapporto segnale/rumore.*

Capitolo 3

Il rivelatore CDF

3.1 Introduzione

Il rivelatore **CDF** è operativo da più di dieci anni, e già durante i primi anni di attività (1988-1989), sono state eseguite misure quantitative di produzione di b-quark. In seguito, i miglioramenti apportati prima del Run I, tra cui l'impiego di un rivelatore di vertice a microstrip su silicio, (SVX), hanno permesso a **CDF** di scoprire il *quark top* attraverso la rivelazione del decadimento $t \to W^+ b$, e di iniziare un vasto programma di fisica del b. Tra le molte misure effettuate durante il Run I, sono state eseguite misure di vita media dei B, mixing $B\bar{B}$, la scoperta del B_c, e la misura della violazione di CP nel canale $B^0 \to J/\psi\ K^0_S$. Attraverso gli studi del Run I, la collaborazione **CDF** ha acquisito una enorme esperienza nella fisica del b ai *collider adronici*, esperienza che è stata utilizzata per progettare migliorie ed innovazioni al rivelatore e al sistema di accelerazione, rinforzando le parti carenti, utili, però, per questo tipo di fisica. In questo capitolo verrà descritto il rivelatore **CDF** ed il sistema di accelerazione ad esso collegato.

3.2 La macchina di accelerazione

Successivamente al periodo di presa dati che va sotto il nome di Run I (1989-1994), nuove migliorie sono state apportate a tutto l'apparato in un lungo periodo (1995-2000), ed ora **CDF** si presta ad un nuovo periodo di presa dati che è stato denominato Run II. In effetti il numero di eventi che ci aspettiamo di raccogliere per un processo specifico può essere espresso mediante la seguente formula:

$$N_{eventi} = \sigma\,\epsilon \int \mathcal{L}\ \mathrm{d}t$$

dove σ è la sezione d'urto del processo fisico considerato, ϵ è l'efficienza nel suo rivelamento e $\mathcal{L}$ è la luminosità istantanea dell'esperimento. A questo punto, possiamo aumentare la statistica raccolta seguendo quattro strategie:

1. aumentando l'energia al centro di massa per aumentare la sezione d'urto;

2. perfezionando l'acceleratore per aumentare la luminosità;
3. aumentando il tempo di presa dati;
4. migliorando l'accettanza del rivelatore e l'efficienza di Trigger.

Le migliorie apportate a **CDF** e al Tevatron hanno seguito tutte queste quattro strategie. Gli ammodernamenti apportati a tutto il sistema sono stati dettati da diverse richieste nei vari ambiti della fisica affrontati da **CDF** . Ad esempio l'aumento dell'energia al centro di massa dell'acceleratore principale è una innovazione pensata per ottenere la possibilità di esplorare nuovi intervalli di energia al fine di scoprire il bosone di Higgs, mentre il nuovo sistema di tracciatura interno è stato progettato specificatamente per studi di Fisica del b. In Figura (3.1) è mostrato uno schema del sistema di accelerazione di FERMILAB, i cui elementi principali sono qui di seguito descritti.

3.2.1 La produzione di protoni

Il processo di produzione dei protoni inizia attraverso la ionizzazione dell'idrogeno. Gli ioni H^- prodotti vengono inizialmente accelerati fino ad una energia di 750 KeV da un acceleratore modello Cockroft-Walton, ed in seguito portati ad una energia di 400 MeV mediante un *Linac*. Il fascio di ioni è quindi guidato verso una sottile lastra di grafite allo scopo di strappare gli elettroni. I protoni così ottenuti vengono quindi accelerati grazie ad un piccolo sincrotrone del raggio di 150 m ($Booster$) fino ad una energia di 8 GeV. L'utilizzo di cavità a radio frequenza permette poi di raggruppare i protoni in pacchetti ($Bunches$) successivamente introdotti nell' iniettore principale ($Main\, Injector$).

3.2.2 La produzione di antiprotoni

Gli antiprotoni sono prodotti facendo interagire il fascio di protoni provenienti dall'iniettore principale (prelevati all'energia di 120 GeV) su un bersaglio di nickel. Una lente in litio collima il fascio di antiprotoni prodotti ad una energia di 8 GeV. I *bunches* di antiprotoni sono così introdotti nel *debuncher ring*, un anello nel quale vengono stocasticamente raffreddati e raccolti in un fascio continuo; da qui vengono infine mandati nell'*accumulatore*, dove sono ulteriormente raffreddati. Quando un numero sufficientemente elevato di antiprotoni è disponibile, essi sono raffreddati in un pacchetto che viene iniettato nell'anello di riciclaggio ($recycler\, ring$). L'anello di riciclaggio è una delle innovazioni apportate. Si tratta di un anello di accumulazione costruito nella cavità che già ospitava l'iniettore principale allo scopo di ottimizzare l'utilizzo degli antiprotoni prodotti. Esso è in grado di immagazzinare pacchetti di antiprotoni provenienti dall'accumulatore per mezzo di magneti permanenti, senza il rischio di una perdita di fascio dovuta ad una perdita di potenza; d'altro canto, l'anello di riciclaggio è in grado di recuperare gli antiprotoni che rimangono dopo le interazioni nel Tevatron e dall'iniettore principale una volte concluso un run.

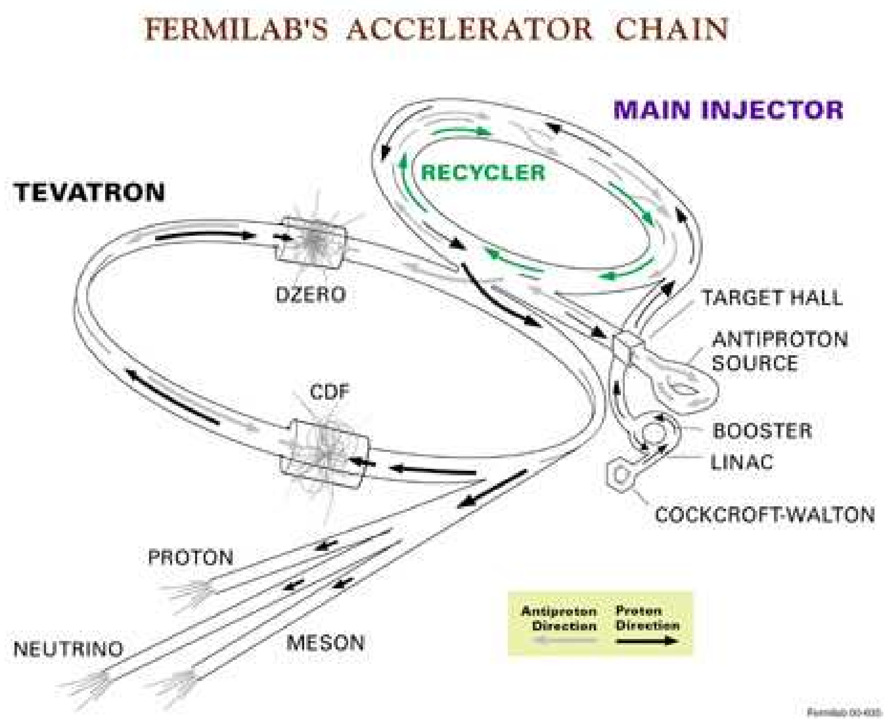

Figura 3.1: *Il complesso di accelerazione di FERMILAB.*

3.3 Il Tevatron

Il Tevatron è l'anello di accelerazione principale del complesso di accelerazione di FERMILAB. Si tratta di un sincrotrone a magneti superconduttori dal diametro di 1 Km, disegnato per accelerare protoni e antiprotoni ed ottenere collisioni con un'energia nel centro di massa di 2 TeV. Una volta completata la fase di accelerazione all'interno dei tubi a vuoto del Tevatron, circolano in verso opposto dai 36 ai 108 pacchetti di protoni, in un senso, e antiprotoni, nell'altro, dove il numero di pacchetti è legato ai due scenari di luminosità di progetto previsti. Il numero di pacchetti che si muovono all'interno del Tevatron è una delle migliorie che ha consentito di aumentare la luminosità istantanea dell'apparato. Quest'ultima è una quantità legata direttamente al numero di eventi che possono essere raccolti per un determinato processo fisico, e può essere espressa nei seguenti termini:

$$\mathcal{L}_{ist.} \propto \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)},$$

dove f è la frequenza di rivoluzione, B il numero di pacchetti per fascio, N_p e $N_{\bar{p}}$ il numero rispettivamente di protoni e antiprotoni per pacchetto, mentre le σ_p e $\sigma_{\bar{p}}$ sono le dimensioni dei fasci sul piano trasverso calcolate nel punto di interazione. Il fattore di proporzionalità dipende dalla risoluzione longitudinale del fascio e da come esso si disperde nello spazio delle fasi. Il numero di pacchetti per fascio è stato aumentato rispetto al Run I, mentre è rimasto invariato il numero di particelle per pacchetto.

Questo fatto, e la maggiore focalizzazione dei fasci in zona di collisione, ha portato **CDF** ad ottenere una luminosità di progetto prevista di $10^{32}\, cm^{-2}\, s^{-1}$ per il Run II. L'aumento della luminosità porterebbe ad un aumento di interazioni multiple per ogni intersezione tra i pacchetti, fenomeno che viene bilanciato aumentando il numero di pacchetti, come mostra la Figura (3.2). L'aumento del numero di pacchetti per fascio porta ad una diminuzione del tempo tra due interazioni successive dai 3.5 μs del Run I ai previsti 369 o 132 ns per il Run II. Questa riduzione ha conseguenze cruciali non solo nell'adattamento della strumentazione ai nuovi tempi di risposta, ma anche in sede di trigger.

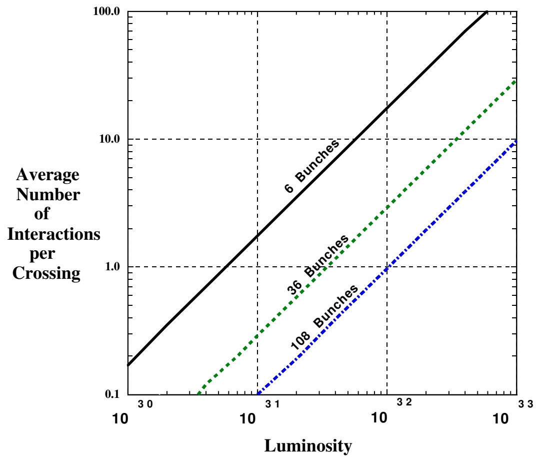

Figura 3.2: *Numero medio di interazioni per incrocio dei pacchetti al variare delle condizioni dei fasci.*

3.4 CDF

3.4.1 Il nuovo rivelatore

CDF (Collider Detector @ Fermilab) è un *rivelatore* progettato per studiare vari ambiti della fisica delle alte energie attraverso collisioni $p\bar{p}$. Le modifiche all'Acceleratore apportate dopo il Run I sono state seguite da una revisione del rivelatore e di tutto il sistema di acquisizione dati, che può essere sommariamente riassunta come segue:

- √ Un nuovo sistema di acquisizione dati DAQ per sostenere i veloci tempi di collisione (132 ns) dei pacchetti;

- √ Sostanziale miglioramento del rivelatore al silicio;

  - 707,000 canali di lettura comparati con i 46,000 del Run I;
  - fino a 8 layer di silicio, 7 dei quali con lettura a doppia faccia;
  - Presenza di un *layer* di silicio molto prossimo al fascio con una risoluzione assiale di 6μm.
  - piena copertura della zona fiduciale lungo l'asse del fascio;
  - Copertura radiale in un intervallo di $|\eta| < 2$;

- √ Camera a deriva esterna con un tempo massimo di deriva inferiore a 132 ns

  - 33,000 fili, raggio da 44 a 132 cm, un massimo campionamento di 96 hit per traccia;

- √ Estensione del calorimetro elettromagnetico basato su scintillatori per una copertura fino a $|\eta| \simeq 3$;

- $\surd$ Maggiore copertura delle camere muoniche estesa fino a $|\eta| \simeq 1.5$
- $\surd$ Innovative capacità di Trigger
  - Tracce da camera di deriva con elevata precisione a Livello-1;
  - Tracce da silicio per un efficace Trigger di Vertice a Livello-2;
- $\surd$ Miglioramento del $Particle\,Identification$ grazie al *Time-of-Flight* e al $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$.

Prima di entrare più nel dettaglio del rivelatore ed analizzare i singoli apparati, è conveniente introdurre il **sistema di riferimento** adottato a CDF. Nel sistema cartesiano l'**asse Z** è coincidente con l'asse dei fasci all'interno del rivelatore ed è rivolto nel verso di percorrenza dei protoni[1]. Il **piano trasverso** (x, y) è tale da completare la terna destrogira, con l'asse Y rivolto verso l'alto. Nel sistema a coordinate sferiche l'origine è posta nel centro del rivelatore, come per il sistema cartesiano, con ϕ misurato nel piano trasverso, in senso orario, a partire dall'asse X. L'angolo θ viene misurato rispetto al verso positivo dell'asse Z. La coordinata **r** viene misurata come la distanza dall'asse Z nel piano trasverso. Frequentemente, alla coordinata θ, viene preferita una variabile ad essa associata, la pseudorapidità:

$$\eta = -\log(\tan\theta/2)$$

L'uso di questa variabile ha la sua ragion d'essere nell'ambito dei *collider* adronici ad alta energia per le sue proprietà di invarianza sotto trasformazioni di Lorentz lungo l'asse dei fasci.
Una sezione trasversale del rivelatore che ora andiamo a descrivere sommariamente è presentata in Figura (3.3)

3.4.2 Il rivelatore di muoni

Situato nella parte più esterna del rivelatore, disposto in modo da offrire più copertura possibile all'intero apparato, si colloca il sistema muonico. La sua posizione tiene conto dell'elevato potere di penetrazione dei muoni, qualità che già da sola si presta come ottima $firma$ per la rivelazione dei muoni. Il sistema di rivelazione è un complesso di scintillatori e camere proporzionali interposti da materiale assorbente. Rispetto al Run I l'accettanza di questo sotto rivelatore è stata aumentata strumentando una maggior superficie del rivelatore. La difficoltà pratica di dover coprire interamente in η il rivelatore ha portato a sviluppare più rivelatori indipendenti, ma che seguono la stessa filosofia costruttiva e di rivelazione: CMU, CMP, CMX, IMU, FMU. I primi quattro dispositivi coprono la regione centrale fino ad $|\eta| < 1.5$. I sistemi CMP, CMX e IMU, aumentano la copertura in η (CMX e IMU) e migliorano le prestazioni nella parte centrale, già strumentata da CMP. In generale la disposizione delle celle nelle camere proporzionali è stata modificata da celle alternate a celle adiacenti, portando un miglioramento della granularità, a livello di trigger, da $5°$ a $2.5°$ di arco azimutale. Infine un sistema di rivelatori muonici (FMU) è stato posta a coprire le regioni frontale e posteriore del rivelatore.

[1]In senso orario nel Tevatron, se lo si guarda dall'alto

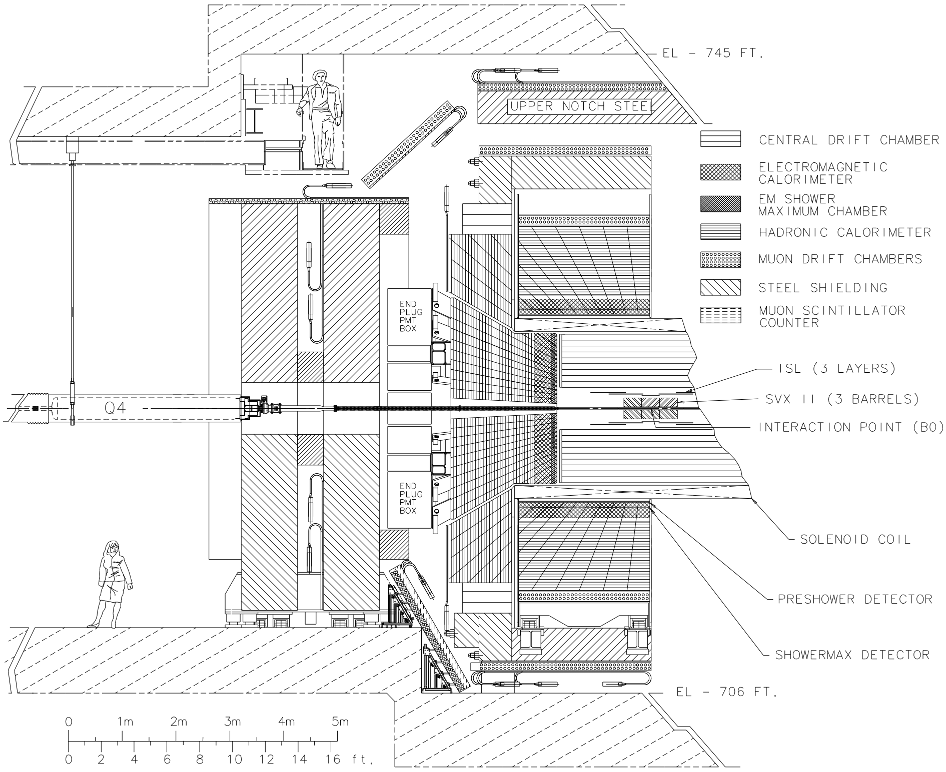

Figura 3.3: *Sezione del Rivelatore* **CDF** .

3.4.3 La calorimetria

All'interno del sistema di rivelatori per i muoni, troviamo i **Calorimetri Adronici** e i **Calorimetri Elettromagnetici**. Tale apparato è costituito da strati di materiale scintillatore alternati a strati di materiale passivo, piombo per i calorimetri elettromagnetici e ferro per i calorimetri adronici. La topologia e la combinazione di questi materiali è studiata per ottimizzare la strumentazione alla rivelazione di particelle adroniche o fotoni ed elettroni. Il sistema calorimetrico si divide in un sistema centrale ed un sistema frontale per chiudere completamente il rivelatore fino ad una regione di $\eta < 3.6$. Nel calorimetro centrale distinguiamo il settore elettromagnetico (CEM), più interno, e quello adronico (CHA), più esterno. Quest'ultimo è accompagnato da un'estensione (WHA), che lo porta a coprire una più vasta regione in η. Anche il sistema calorimetrico frontale è suddiviso in un più interno calorimetro elettromagnetico ed un più esterno calorimetro adronico. Tutta la struttura è segmentata in torri lungo le direzioni η e ϕ in modo da *puntare* verso il centro di interazione; le torri costituiscono unità lette singolarmente da un sistema di fotomoltiplicatori. La segmentazione del calorimetro varia leggermente a seconda della regione considerata, ma sostanzialmente ogni torre ha una apertura in ϕ di circa $7.5°$ nella parte più centrale e $15°$ nelle torri del calorimetro frontale ad η più elevato, mentre la segmentazione in pseudorapidità avviene con intervalli di 0.1 nella regione centrale fino a 0.60 nella regione più esterna. La risoluzione in energia per i calorimetri è stata ottenuta tramite esposizione a fasci di test o da studi esegui-

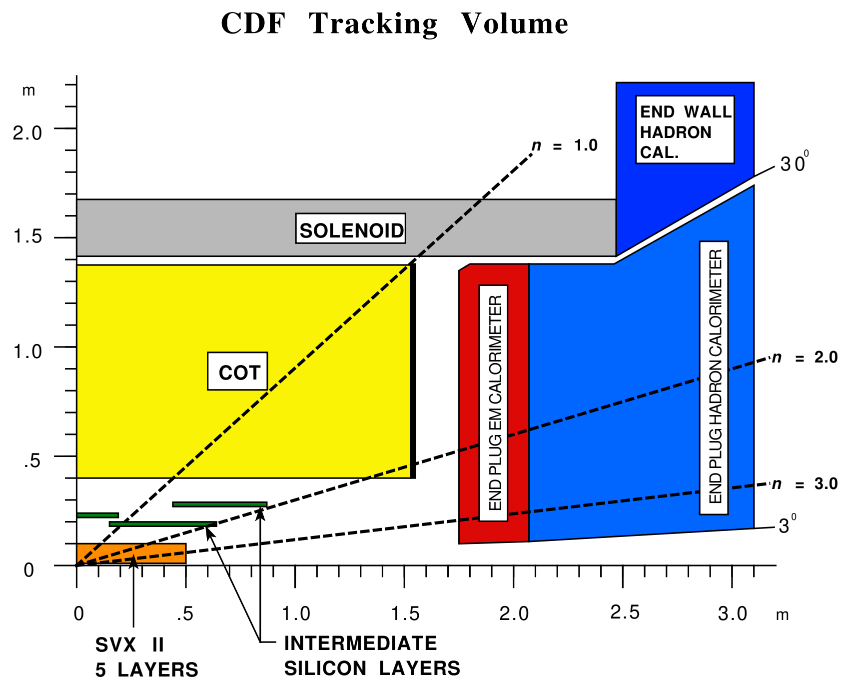

Figura 3.4: *Schema generale del sistema di Tracciatura.*

ti con raggi cosmici. Le analisi hanno permesso di estrapolare una risoluzione del $16\%/\sqrt{E}$ per il calorimetro elettromagnetico e del $80\%/\sqrt{E}$ per il calorimetro adronico. Le risoluzioni sono basate sulla rivelazione di un singolo elettrone (calorimetro elettromagnetico) o pione (calorimetro adronico).

Nella Parte centrale del sistema calorimetrico, sono situati due rivelatori di posizione, il **CPR** e il **CES**. Si tratta di due piccoli rivelatori posti sotto (CPR) e all'interno (CES) del calorimetro Elettromagnetico centrale. Il loro scopo è di aiutare a capire chi ha determinato un deposito energetico nel calorimetro elettromagnetico: infatti pochi hit in queste camere sono segnale che una particella lascerà poi depositi nei calorimetri, mentre un elevato numero di hit può essere sinonimo del passaggio di un jet elettromagnetico.

Terminata questa sezione del rivelatore dedicata alla calorimetria, ci troviamo di fronte al grande magnete superconduttore che produce un campo Magnetico assiale uniforme di 1,5 Tesla orientato nella direzione dell'asse dei fasci.

Apparato per la misura del tempo di volo

All'interno del campo magnetico, in una zona compresa tra il magnete e la camera a deriva, che verrà descritta in seguito, è situato un rivelatore dedicato alla misura del tempo di volo delle particelle detto ***Time-Of-Flight***, TOF. Si tratta di una serie di barre di scintillatori lunghe 3 metri e spesse 4 *cm*. Lo spessore è limitato dallo spazio residuo tra la COT ed il magnete. La forma delle barre è trapezoidale per facilitare il loro inserimento nella struttura cilindrica del magnete, e per diminuire

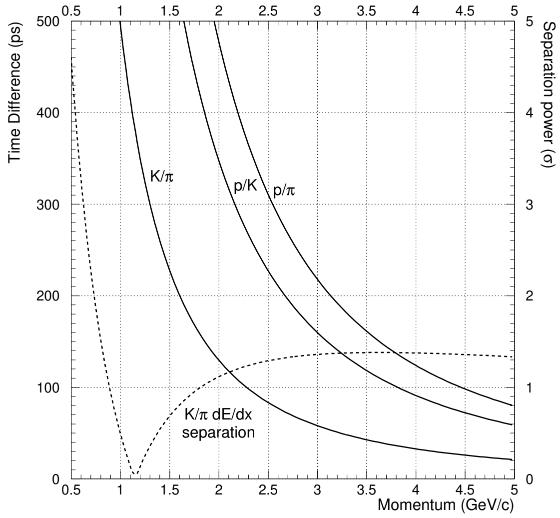

Figura 3.5: *Differenza temporale come funzione del momento tra K/π, p/π e K/p che attraversano una distanza di* 140 *cm, espressa in ps e in potere separatore assumendo una risoluzione di* 100 *ps. La linea tratteggiata mostra il potere separatore tra K/π da misure di* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *nella COT.*

quindi le zone non coperte da strumentazione (*cracks*).
Alcuni fotomoltiplicatori innestati alle estremità di ogni barra effettuano misure di tempo e di intensità d'impulso. La risoluzione temporale attesa, misurata con test su raggi cosmici, è prevista essere intorno ai 100 *ps*. Grazie a questa strumentazione è possibile definire il *Tempo di Volo* come l'intervallo di tempo tra l'interazione ed il segnale nel TOF; questa informazione può essere utilizzata nella procedura di PID, ovvero di IDentificazione delle Particelle. Infatti, nella relatività ristretta, due particelle con lo stesso momento percorrono un intervallo spaziale fissato in tempi diversi, a seconda della massa delle particelle. Il metodo ha una risoluzione sulla massa fortemente dipendente dal momento della particella, per questo motivo sono richieste elevate risoluzioni temporali [22]. Tuttavia per impulsi non troppo elevati, si può ottenere una buona risoluzione sulle masse. Risoluzioni di un centinaio di picosecondi corrispondono ad una separazione, come mostra la Figura (3.5) in K/π di 2σ per impulsi $p < 1.6\ GeV$. Lo strumento può essere usato in associazione con altre tecniche di identificazione delle particelle, quali il $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, per ottenere una risoluzione complessiva migliore.

3.5 Il Sistema di Tracciatura

L'intero apparato di tracciatura è situato nella parte più interna del rivelatore, ed è costituito da un più interno sistema di tracciatura al silicio, con una copertura radiale di 28 cm, e da una camera a deriva con copertura radiale fino a 132 cm. Tutto il sistema è immerso in un campo magnetico assiale costante di 1.5 Tesla, generato da magneti superconduttori. L'intero apparato di tracciatura è stato completamente rinnovato dopo il Run I, e costituisce uno dei punti di forza del nuovo rivelatore. Uno schema dell'apparato è mostrato in Figura (3.4) mentre le caratteristiche tecniche di questo elemento del rivelatore sono riportate nella Tabella (3.3).

3.5.1 La camera a deriva

La **COT** (*Central Outer Tracking*) è una camera a deriva caratterizzata da una geometria a celle aperte e da una simmetria cilindrica attorno all'asse dei fasci. L'innovazione è stata necessaria per seguire le migliorie della macchina acceleratrice, soprattutto per poter seguire la frequenza di collisioni ($1/132\ ns$) prevista per il Run II. La nuova camera ha una copertura in r da 44 a 132 cm, ed una copertura in η nella regione $|\eta| < 1$. Per evitare il problema di avere troppe particelle nella stessa cella

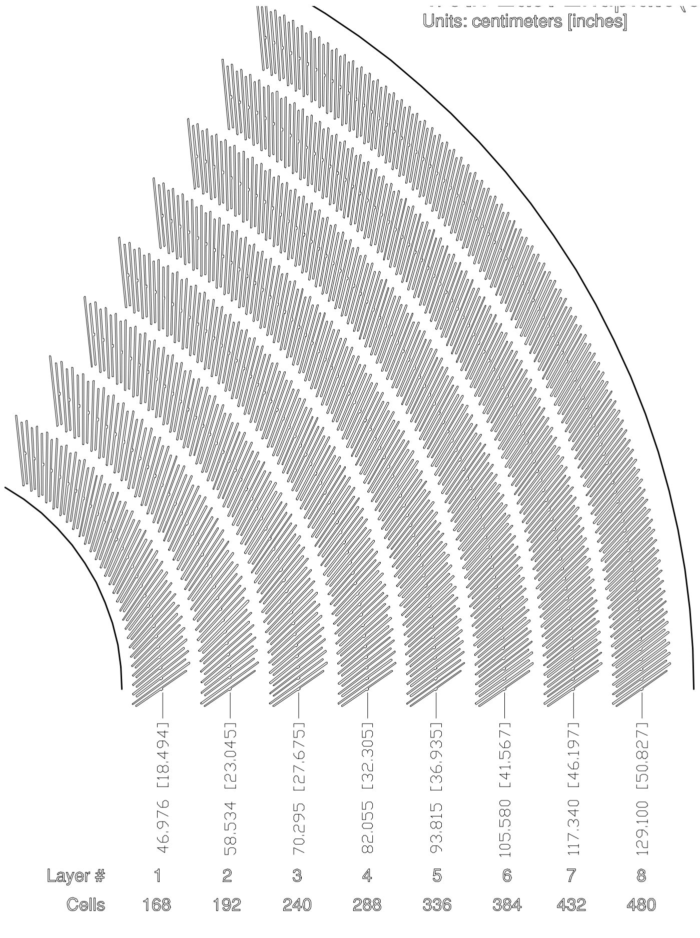

Figura 3.6: *Schema della struttura a superlayer della COT*

le dimensioni di quest'ultima sono state ridotte ad un quarto. Ogni cella contiene 12 fili di lettura, dove vengono raccolti gli elettroni prodotti nella ionizzazione della miscela gassosa (Argon-Etano-Tetrafluoruro di Carbonio) che è presente all'interno della camera, alternati da fili di campo ogni $3.8\,mm$. Come mostra la Figura (3.6), la COT è divisa nella direzione radiale in 8 superlayer, costituiti alternativamente da fili paralleli all'asse dei fasci e da fili inclinati di 3°. Con questa struttura ci si è proposti di aumentare, rispetto alla versione precedente, la risoluzione nella misura delle quantità che caratterizzano lo sviluppo delle tracce nella direzione longitudinale dei fasci. Un fattore sicuramente importante nella costruzione della nuova camera a deriva è stato il tempo di deriva delle cariche prodotte nella ionizzazione del gas. La nuova miscela di gas e l'aumento del campo elettrico di drift ($2.5\,keV/cm$), nonché la diminuzione della distanza di deriva ($0.88\,cm$)[2], forniscono per la COT un tempo massimo di deriva di $100\,ns$, perfettamente compatibile con i ristretti tempi di acquisizione dati dalla nuova frequenza di collisione.

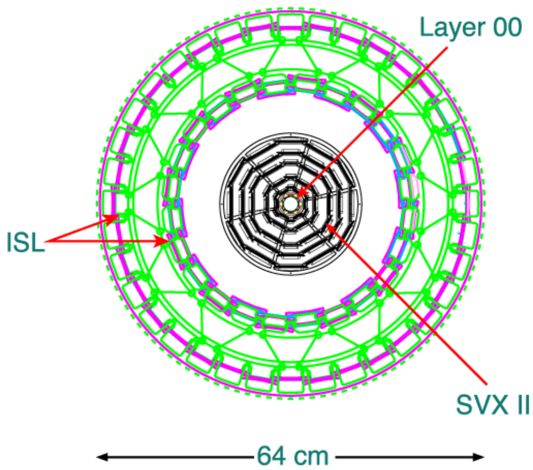

Figura 3.7: *Veduta frontale del Rivelatore al Silicio*

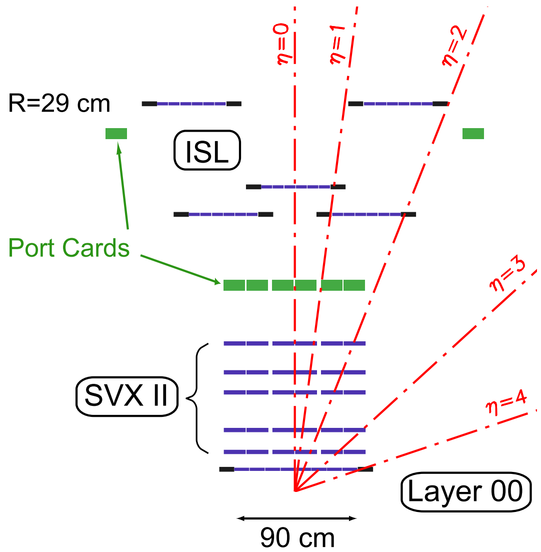

Figura 3.8: *Schema della disposizione dei layer per il rivelatore al Silicio*

3.5.2 Il Silicon Detector

Il complesso di tracciatura più interno è costituito da un sistema composito, costruito con tecnologia al silicio, che può essere schematizzato come l'unione di tre apparati distinti come in Figura (3.7):

- Intermedial Silicon Layer **ISL**;
- Silicon Vertex Detector **SVX II**;
- Il Layer più interno **L00**, posto sul tubo a vuoto del fascio.

[2]Misurata al centro del superlayer

L'intero apparato è stato completamente rinnovato rispetto al Run I, e rappresenta un elemento di grande interesse e novità per le sue prestazioni elevate anche a livello di trigger. Questo sistema di rivelatori si basa su tecnologia al silicio di recente sviluppo. A tutt'oggi è infatti possibile fabbricare rivelatori a microstrip al silicio nei quali, su un cristallo di silicio contaminato con elementi *pentavalenti* vengono ricavati solchi, con una precisione dell'ordine del micron, nei quali sono depositate strisce di silicio contaminato con elementi *trivalenti*. Il contatto tra i due tipi di materiali crea regioni localizzate che rilasciano cariche elettriche al passaggio di particelle cariche. Il passo tra le strisce è detto *strip pitch*, ed è dell'ordine di qualche decina di micron. Ogni strip è letta da un amplificatore. La risoluzione attesa è di $\sigma = d/\sqrt{12}$, con d il passo delle strip, ma migliori risoluzioni si possono ottenere calcolando il centroide della distribuzione di carica raccolta da più strip adiacenti.

ISL

Posto all'interno della COT troviamo ISL. Si tratta essenzialmente di uno o due strati di silicio, ma configurati in modo da avere diverse distanze in r a seconda della copertura in η. Come mostra infatti la Figura (3.10):

- $|\eta| < 1$ un singolo strato di silicio installato ad una distanza di 22 *cm* dalla linea del fascio;
- $1 < |\eta| < 2$ due strati di silicio messi a distanze rispettivamente di 20 e 29 *cm*.

L'introduzione di ISL permette di aumentare il numero di layer disponibili per la ricostruzione delle tracce, e questo a vantaggio di una riduzione del rumore e di una reiezione delle tracce false. I Layer presenti in ISL hanno una doppia lettura, stereo e assiale, ottenuta sfruttando entrambi i lati dei wafer di silicio. La struttura dei wafer è identica a quella utilizzata per il layer di SVX II e verrà discussa nel prossimo paragrafo.

SVX II

Il cuore del sistema di tracciatura al silicio è costituito da **SVX II**. Si tratta di un sistema di tracciatura basato sulla rivelazione della carica depositata dalle particelle cariche che attraversano delle *strip* di silicio. Uno schema di SVX II è presentato in Figura (3.9). Meccanicamente il rivelatore è diviso in tre barili, a sezione dodecagonale, per una lunghezza complessiva di $1\,m$ e per una copertura in $|\eta|$ fino a 2; esso è centrato rispetto alla posizione nominale del centro del rivelatore. Ogni barile contiene 5 strati (layer) di silicio numerati, dall'interno verso l'esterno, da 0 a 4, divisi ciascuno in 12 settori lungo ϕ. Ogni lato dei cinque layer è strumentato, un lato è predisposto per una lettura in r-ϕ, mentre l'altro per una lettura in z degli hit. La lettura in r-ϕ avviene per mezzo di strip disposte lungo l'asse z, mentre la lettura in z avviene attraverso strip di due tipi: le *small angle stereo* e le $90°$ *stereo*. Le prime, che troviamo nel layer 2 e 4, sono strip inclinate di $\pm 1.2°$ rispetto all'asse

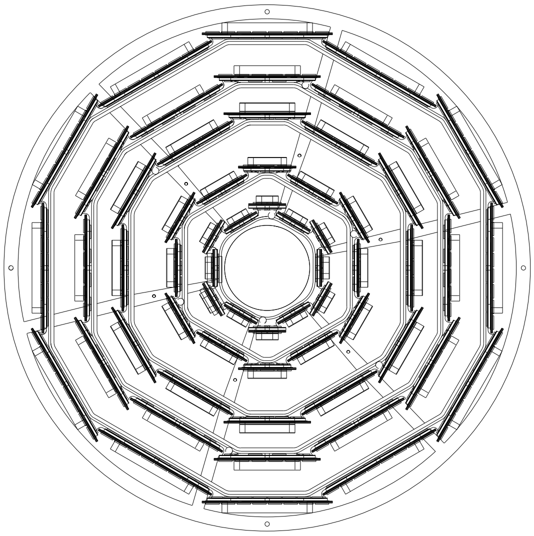

Figura 3.9: *vista* $r-\phi$ SVX II.

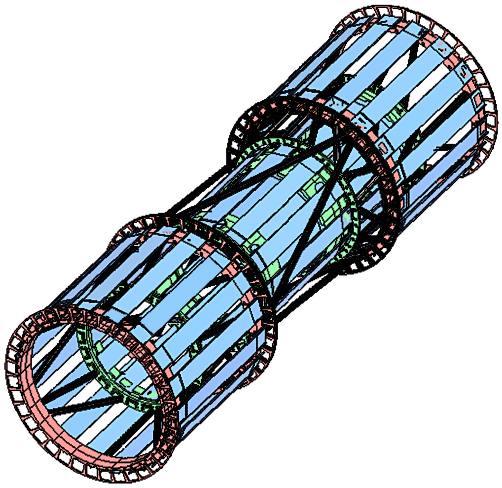

Figura 3.10: *Struttura del rivelatore ISL*

z, mentre le altre, presenti nei layer 0,1 e 3, sono strip inclinate di 90° rispetto alla direzione del fascio. Chip per la lettura delle strip sono installati direttamente sui wafer di SVX II, per consentire una più veloce acquisizione delle informazioni a livello di trigger. La Tabella (3.1) elenca le principali caratteristiche tecniche di SVX II. L'unità meccanica fondamentale di SVX II è denominata *ladder*, ed è costituita da quattro gruppi di rivelatori allineati lungo la direzione dei fasci. Ogni ladder è inserita in una struttura di sostegno in fibra di Boro-Carbonio, al fine di minimizzare deviazioni per stress termico[3]. L'intera struttura di rivelatori è allineata lungo la linea dei fasci e sorretta da uno scheletro in berillio che sostiene anche l'elettronica di lettura ed il sistema di raffreddamento dei rivelatori al silicio.

Layer 00

Per migliorare ancor più le già buone capacità di SVX II, è stato aggiunto un strato più interno di silicio, detto appunto ***Layer 00*** (L00). Esso è posto ad una distanza di 1.5 *cm* dalla linea del fascio, montato direttamente sul tubo a vuoto in cui circolano i fasci. L'aggiunta di questo punto nella ricostruzione delle tracce permette di migliorare la risoluzione sul parametro d'impatto e quindi di ricostruire con maggior precisione vertici primari e secondari. Diversamente dagli altri layer di silicio, utilizzati per SVX II e per ISL, il L00 è costruito con un solo lato con strip di lettura lungo la direzione dei fasci e perciò non ha informazioni stereo .

3.5.3 La ricostruzione delle tracce

Un campo magnetico uniforme curva le traiettorie di particelle cariche. In questo modo, ricostruendo per punti la traccia possiamo conoscerne la carica, tramite la

[3]La fibra utilizzata ha lo stesso coefficiente di espansione del silicio

Proprietà	**Layer 0**	**Layer 1**	**Layer 2**	**Layer 3**	**Layer 4**
numero di strip ϕ	256	384	640	768	896
numero di strip Z	256	576	640	512	896
numero di *phi* chip	2	3	5	6	7
numero di Z chip	2	3	5	4	7
angolo stereo	90°	90°	+1.2°	90°	−1.2°
ϕ strip pitch (μm)	60	62	60	60	65
Z strip pitch (μm)	141	125.5	60	141	65
larghezza totale (mm)	17.140	25.594	40.300	47.860	60.170
lunghezza totale (mm)	74.3	74.3	74.3	74.3	74.3
larghezza attiva (mm)	15.300	23.746	38.340	46.020	58.175
lunghezza attiva (mm)	72.43	72.3	72.38	72.43	72.38
numero di rivelatori	144	144	144	144	144

Tabella 3.1: *Dimensioni meccaniche di SVX II.*

Risoluzione		
	COT	COT+SVXII+ISL
$\delta P_T/P_T^2\,[(GeV/c)^{-1}]$	3×10^{-3}	1×10^{-3}
$\delta d\,[\mu\text{m}]$	600	30
$\delta z_0\,[\mu\text{m}]$	5×10^{3}	30
$\delta\cot\theta$	6×10^{-3}	4×10^{-4}

Tabella 3.2: *Sommario delle risoluzioni attese per i parametri delle tracce nel Run II.*

direzione di curvatura, ma anche il P_T tramite il raggio di curvatura:

$$\rho = \frac{P_T}{|q|eB} \tag{3.1}$$

Le traiettorie delle particelle sono cioè delle eliche, che possono essere parametrizzate da 5 variabili, solitamente scelte come:

- $\cot\theta$: cotangente dell'angolo polare dell'elica, misurata al punto di minimo avvicinamento all'asse z;
- C : semi curvatura segnata (con lo stesso segno della carica);
- z_0 : coordinata z del minimo punto di avvicinamento all'asse del fascio;
- ϕ_0 : Angolo azimutale dell'elica nel punto di minimo avvicinamento all'asse del fascio;
- d_0 : Parametro d'impatto: minima distanza segnata dell'elica dall'asse del fascio in accordo con quanto mostrato in Figura (3.11).

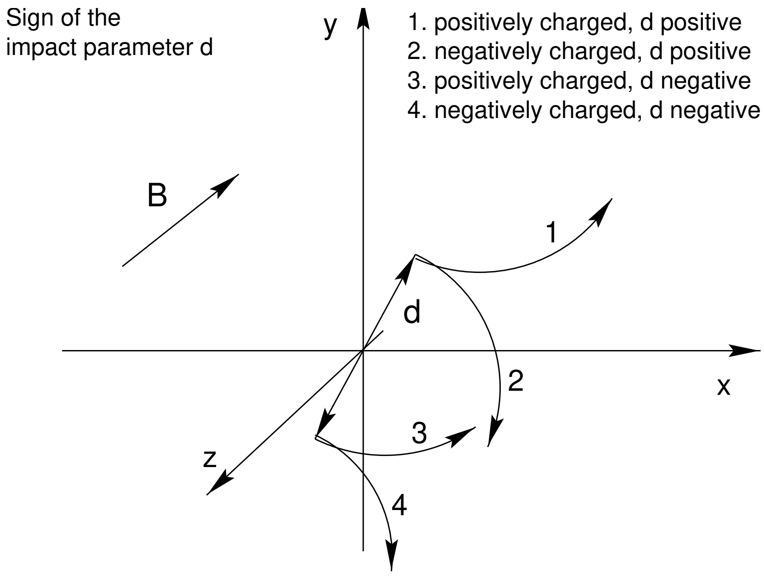

Figura 3.11: *Convenzione per il segno del parametro d'impatto.*

La ricostruzione delle tracce avviene quindi come interpolazione con un'elica dei punti raccolti dal sistema di tracciatura, in accordo con dei *pattern* prestabiliti. In realtà la ricostruzione delle tracce può essere eseguita utilizzando diversi algoritmi che si basano su differenti strategie di ricostruzione. Un algoritmo già usato nel Run I e denominato *Outside-In* esegue la ricostruzione delle tracce partendo dalle informazioni della camera a deriva e assestando in seguito i parametri dell'elica aggiungendo le informazioni del sistema di tracciatura al silicio. A differenza del Run I, però, il rivelatore al Silicio può essere utilizzato indipendentemente per un monitoraggio On-Line od una tracciatura ad $\eta > 2$, grazie alla presenza di ISL che consente un buon braccio di leva per la determinazione della curvatura; inoltre combinando alle informazioni della camera a deriva le informazioni del sistema di tracciatura più interno, possono essere migliorate le risoluzioni dei 5 parametri della traccia. Si stima, infatti, che l'intero sistema di tracciatura potrà raggiungere risoluzioni caratteristiche, come quelle mostrate in Tabella (3.2). Le risoluzioni attese tengono conto dell'aumentato volume di materiale necessario per sorreggere la struttura di tracciatura. Infatti questo materiale, che comprende anche i sistemi di raffreddamento per il silicio, è responsabile di fenomeni di scattering multiplo per interazione delle particelle con materiale trovato. La calibrazione del sistema di tracciatura è stata eseguita a partire dall'analisi del tracking di campioni noti. Dai decadimenti di J/ψ,ψ', $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, in coppie di muoni è possibile misurare lo scarto tra la massa invariante misurata a **CDF** e quella fornita dalla media mondiale. Le tracce prodotte dai decadimenti dei vari mesoni coprono un largo intervallo in p_T, e quindi in curvatura, permettendo la costruzione di una funzione correttiva per ogni intervallo di curvatura misurato.

COT	
Copertura Radiale	da 44 a 132 cm
Numero di *superlayers*	8
Fili per *superlayer*	12
Coordinate di Readout di SLs	$+2^\circ$ 0 -2° 0 $+2^\circ$ 0 $+2$ 0°
Massima distanza di Drift	0.88 cm
Risoluzione per misura	180 μm
Copertura in Rapidità	$\lvert\eta\rvert \leq 1.0$
Numero di Canali	30,240
Spessore del materiale	1.3% X_0
Layer 00	
Copertura Radiale	da 1.35 a 1.65 cm
Risoluzione per misura	6 μm (assiale)
Numero di canali	13,824
SVX II	
Copertura Radiale	da 2.4 a 10.7 cm,
Numero di *layer*	5
Coordinate di Readout	$r-\phi$ un lato per *layer*
Lato Stereo	$r-z, r-z, r-uv, r-z, r-uv (uv \equiv 1.2^\circ stereo)$
Risoluzione per *pitch*	60-65$\mu m r-\phi$; 60-150 μm stereo
Risoluzione per misura	12 μm (assiale)
Lunghezza Totale	96.0 cm
Copertura in Rapidità	$\lvert\eta\rvert \leq 2.0$
Numero di Canali	423,936
Spessore del materiale	3.5% X_0
ISL	
Copertura Radiale	da 20 a 28 cm,
Numero di *layer*	uno per $\lvert\eta\rvert < 1$, due per $1 < \lvert\eta\rvert < 2$
Coordinate di Readout	$r-\phi$ e $r-uv$ (1.2° stereo) per tutti i *layer*
Risoluzione per *pitch*	110μm (assiale); 146 μm (stereo)
Risoluzione per misura	16 μm (assiale)
Lunghezza Totale	174 cm
Copertura in Rapidità	$\lvert\eta\rvert \leq 1.9$
Numero di Canali	268,800
Spessore del materiale	2% X_0

Tabella 3.3: *Caratteristiche da progetto del sistema di tracciatura.*

Capitolo 4

Il Trigger

4.1 Introduzione

In ogni esperimento di fisica delle alte energie effettuato ad alte frequenze di collisione, si presenta il problema di non avere una tecnologia sufficientemente veloce per poter registrare le informazioni relative a tutti gli eventi di collisione. Non si tratta solo di un problema di prontezza dell'apparato di rivelazione, si tratta anche di un problema di archiviazione dei dati forniti dal rivelatore. Attualmente la velocità massima di scrittura su disco a **CDF** è di 75 Hz, mentre sappiamo che il rate di collisioni a **CDF** , dopo le migliorie del Run II (luminosità di progetto $10^{32}\,cm^{-1}s^{-1}$), è di circa 7.6 MHz. Questo fatto rende necessaria l'introduzione di un trigger, un strumento in grado di analizzare velocemente le informazioni fornite dal rivelatore, ed operare quindi una selezione degli eventi più interessanti per gli studi di Fisica che ci si è preposti.

4.2 Il trigger di CDF

Il sistema di trigger di **CDF** è un sistema a tre livelli, nel quale ogni livello provvede ad una riduzione della frequenza di eventi attraverso una parziale ricostruzione dell'evento e quindi ad una selezione in base a criteri prestabiliti. Come mostra la Figura (4.3), ogni livello di trigger ha accesso alle informazioni dei vari elementi del rivelatore attraverso un sistema di ricostruzione dei dati che provvede ad una veloce interpretazione delle informazioni raccolte. Per permettere la trasmissione e il trattamento dei dati per una selezione di trigger, è stato scelto, per il Livello 1, un *tempo di latenza* di $5.5\mu s$. Questo è infatti il tempo necessario per la ricostruzione di un evento a livello 1. Durante il tempo di latenza i dati vengono comunque raccolti in buffer locali in grado di immagazzinare informazioni per 42 eventi (separati da 132 ns)[1]. Ogni evento che soddisfa alle richieste di trigger del Livello 1 viene indirizzato in uno dei 4 buffer del livello 2. La dimensione dei buffer è stata scelta in modo da permettere il trattamento di ogni evento in 20 μs (*tempo di latenza*),

[1]Ricordiamo che 132 ns è l'intervallo di tempo che intercorre tra due collisioni successive tra i pacchetti

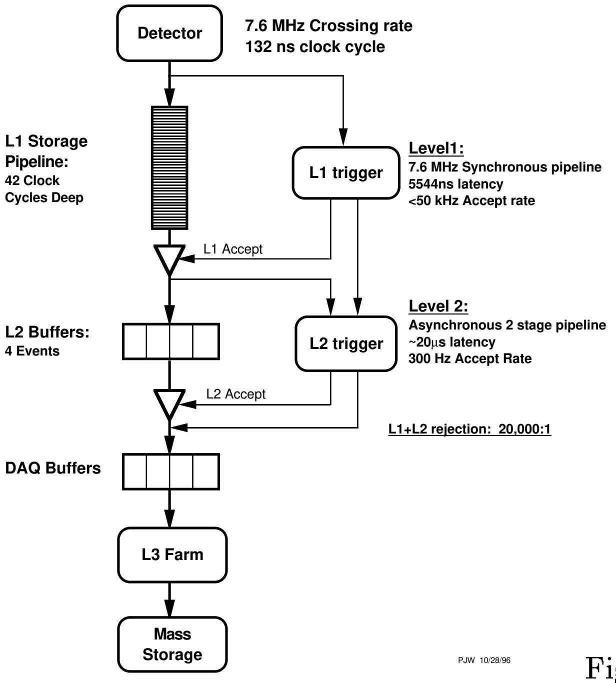

Figura 4.1: *Architettura a tre livelli del Trigger di* **CDF** .

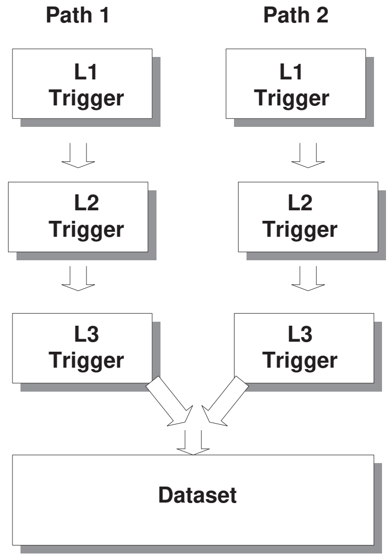

Figura 4.2: *Diagramma dei paths di Trigger.*

in corrispondenza ad un frequenza di $40kHz$ di eventi che vengono forniti dal livello 1. Il livello 2 elabora le informazioni in due momenti successivi: in un primo tempo sono ricostruiti ed analizzati i singoli segnali, quindi le informazioni raccolte vengono combinate fra loro e si operano così le decisioni di trigger. La frequenza di uscita dal livello 2 è di $300Hz$. Gli eventi selezionati sono quindi trasferiti alle *farms* di calcolatori di livello 3, dove vengono ricostruiti utilizzando pressoché tutte le informazioni ed infine filtrati attraverso le selezioni di trigger per fornire in uscita gli eventi con una frequenza massima di 75 Hz e permettere la registrazione permanente dei dati. La figura Fig.(4.1) mostra un schema del sistema di trigger a tre livelli di **CDF** .

Poiché il trigger seleziona eventi, ed eventi con caratteristiche diverse sono utili per analisi diverse, esistono differenti sequenze di richieste di trigger che possono essere fatte per isolare oggetti fisici presenti ad ogni livello. Quindi esistono dei veri e propri percorsi di trigger (*trigger path*). Ogni trigger path identifica un unica combinazione delle richieste dei tre livelli. I Datasets (o data streams) sono il risultato che si ottiene alla fine di ogni trigger path.

4.2.1 Il Trigger di Livello 1

Il trigger di livello 1 è in grado di acquisire ed elaborare informazioni provenienti dal sistema di tracciatura, dal sistema calorimetrico e dai rivelatori dei muoni.
A livello calorimetrico le informazioni vengono prese accoppiando lungo la pseudorapidità η le torri calorimetriche per definire un più basso numero di *torri di trigger*. L'accoppiamento è reso necessario per diminuire la quantità di informazioni dispo-

nibili a livello 1 e consentire il trattamento di tutti gli eventi in ingresso. A livello calorimetrico sono ricostruite *quantità fisiche* in due forme: elementare e globale. Le quantità elementari sono i contributi di energia elettromagnetica trasversa, utilizzati per identificare elettroni, fotoni e jets. Quantità globali sono le somme di tutti i depositi di energia nelle torri di trigger superiori ad 1 GeV. Queste somme sono utilizzate per calcolare la somma delle energie trasverse (ΣE_T) e l'energia mancante $\not{E}_T$ per ogni evento.

È dunque possibile operare selezioni su queste primitive calorimetriche già con il trigger di livello 1. Il trigger di livello 1 a **CDF** è in grado di ottenere e trattare informazioni provenienti dal sistema di tracciatura. Questo è stato possibile con l'introduzione di un nuovo sistema per l'acquisizione ed il trattamento delle informazioni di tracciatura dalla camera a deriva centrale (COT): XFT (eXtremely Fast Tracker). Tale sistema permette la ricostruzione delle tracce nel piano trasverso alla direzione del fascio. Le sue principali caratteristiche possono essere riassunte in:

- Efficienza di ricostruzione delle tracce maggiore del 96%, quando l'efficienza sul singolo hit nella COT è maggiore del 92%;
- Il minimo p_T ricostruito è di 1.5 GeV/c.
- La risoluzione sul momento è di $\sigma(p_T)/p_T^2 = 0.015\ GeV^{-1}$;
- La risoluzione in ϕ_0 è di 1.5 mrad;

XFT è in grado di ottenere due parametri di traccia utilizzando i quattro superlayer assiali della COT. Questi parametri sono il p_T e ϕ_6 delle tracce, dove ϕ_6 è definito come l'angolo nel piano trasverso della traccia misurato al superlayer 6 .

La necessità di trattare velocemente le informazioni acquisite costringe XFT non solo a restringersi al superlayer 6, ma a suddividere quest'ultimo in 288 settori in ϕ. Infatti XFT segmenta la COT in 288 settori con apertura di 1.25°, e solo la traccia con il più alto momento all'interno dello stesso settore viene registrata dal sistema di trigger. Le informazioni ottenute da XFT vengono quindi inviate ad un modulo, XTRP (eXTRaPolator board) , che ha il compito di ridistribuire le informazioni di XFT ai sistemi di trigger di livello 1 e 2. Per fare questo XTRP segmenta nuovamente la COT in settori da 15°, entro i quali essa può registrare al massimo due tracce. Di tutte le tracce che cadono all'interno dello stesso settore, XTRP seleziona la coppia più aperta in ϕ_6 con $p_T > 2GeV/c$.
Il sistema di tracciatura del trigger di livello 1 ha a disposizione le seguenti informazioni fornite da XTRP, per operare le decisioni di trigger: i momenti trasversi delle singole tracce ; la posizione in ϕ delle tracce, e la somma dei p_T per coppie di tracce a carica opposta.

Su tutte queste primitive, di tracking o di calorimetria, è possibile operare selezioni ed identificare quindi il primo passo per la definizione della sequenza di trigger più adatta.

Anche se non utilizzate per il canale di Fisica del b proposto in questa tesi, oltre a primitive di tipo calorimetrico e di tracciatura, è possibile ottenere, a livello 1,

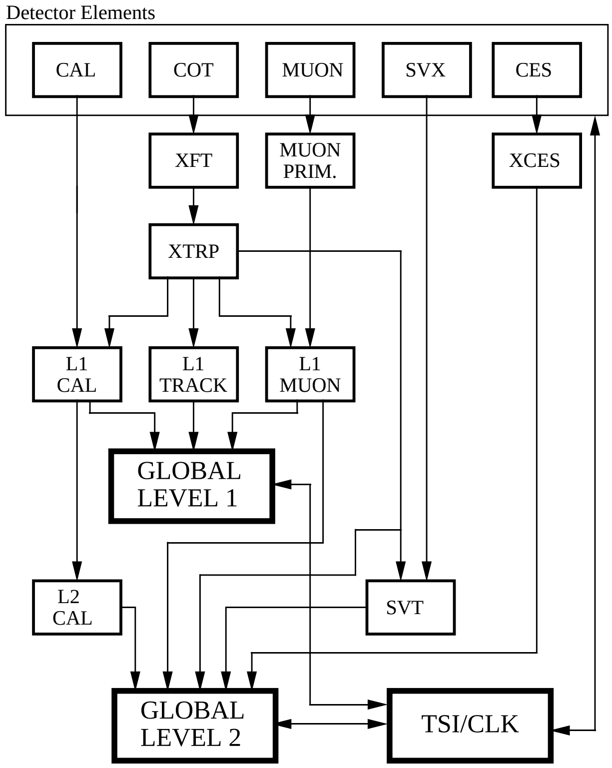

Figura 4.3: *Diagramma del sistema di Trigger per il Run II.*

informazioni dal sistema di trigger collegato all'apparato di rivelazione dei muoni. Grazie ai tubi a deriva del sistema di rivelazione dei muoni è possibile ricostruire segmenti di traccia. Il raffronto dell'angolo formato da questi segmenti di traccia, con la direzione radiale, fornisce una stima del p_T del muone. I segmenti di traccia del sistema muonico sono spesso identificati con il nome di *stubs*. Il sistema di trigger muonico di livello 1 risolve stubs in un intervallo ϕ di $2.5°$.

Le informazioni del sistema muonico sono quindi passate al sistema di trigger globale di livello 1, nel quale saranno combinate con le informazioni di XFT e della calorimetria, per estrapolare tracce muoniche ed operare selezioni su oggetti piú completi.

Per quel che concerne la fisica del b, ed in particolare i canali di decadimento del mesone B_s sono stati studiati numerosi campioni di dati [12] per selezionare eventi con abbondanza di particolari canali di decadimento. Sono state individuate due sequenze di trigger dedicate a raccogliere eventi con decadimenti in stati completamente adronici per i mesoni B_s (Two Track hadronic Trigger). Per entrambe, le selezioni di trigger al primo livello sono

- Due tracce a carica opposta con $p_T > 2GeV$;
- Apertura in ϕ delle due tracce $\Delta\phi < 135°$;

- Somma del p_T delle due tracce $\Sigma p_T > 5.5 GeV$.

Le richieste di trigger sono essenzialmente un compromesso per selezionare con alta probabilità eventi di segnale. Infatti la scelta di avere due tracce con $p_T < 2\,GeV$ è il miglior compromesso per ottenere il più alto rapporto segnale rumore per gli eventi di interesse del Two Track Hadronic Trigger. La scelta della reiezione in $\Delta\phi$ si basa sull'idea di voler escludere eventi con tracce in direzioni opposte [23].

4.2.2 Il Trigger di Livello 2

Dopo una prima selezione degli eventi fatta dal livello 1, i 4 buffer di livello 2 ricevono le diverse streams di dati per operare su questi la ricostruzione di primitive di secondo livello sulle quali operare le decisioni di trigger. Per quanto riguarda la calorimetria, a livello 2 viene introdotto un procedimento di raggruppamento delle informazioni contenute nelle singole torri di trigger: la clusterizzazione. Questo perché alcuni oggetti fisici, quali ad esempio i jets, sono caratterizzati da depositi energetici localizzati nel calorimetro che riguardano più torri adiacenti. Questo processo, sostanzialmente invariato dal Run I può essere schematizzato in una procedura a 4 stadi.
Viene eseguito un primo controllo sulle torri del settore elettromagnetico e adronico per vedere se l'energia raccolta supera una predeterminata soglia, e se corrispondono all'estrapolazione, nel piano trasverso al fascio, di una traccia ricostruita dalla COT. In seguito le torri di trigger che hanno superato questa selezione vengono ordinate per ϕ ed η crescenti. Nel terzo stadio il processo di clusterizzazione inizia dalla torre detta di *seed*[2]. Le quattro torri più vicine a questa, vengono quindi prese in esame, e se la loro energia supera una predeterminata soglia sono aggregate in un unico blocco (cluster), si passa quindi a considerare le torri adiacenti. Le torri utilizzate nella costruzione di un cluster, non vengono considerate nella costruzione di altri cluster. Quando non esistono più torri con le caratteristiche necessarie per essere incluse nel cluster la somma delle energie delle torri definisce la quantità ΣE_T, e la procedura di clusterizzazione riprende con un'altra torre di seed.
È chiaro che diverse soglie possono essere usate per distinguere diversi oggetti fisici (tipicamente jets o elettroni) sui quali si ha necessità di operare un trigger. A livello 2, il processo di clusterizzazione permette di costruire nuovi oggetti fisici e applicare selezioni sulla posizione (coordinate η e ϕ delle torri di seed) e sull'energia trasversa, nonché sul numero dei cluster e sulla loro energia (ΣE_T).

A livello 2 sono ancora disponibili informazioni dal sistema muonico, che sono sostanzialmente identiche a quelle di livello 1. Cambia, in questo frangente, l'associazione con le tracce ricostruite da SVT e con le informazioni di Cluster dal sistema calorimetrico. A livello 2 sono infine disponibili informazioni di trigger dai rivelatori CES e PES. Due schede separate, XCES e XPES [2], sono dedicate a raccogliere informazioni da questi sottorivelatori e metterle a disposizione del sistema globale di trigger di livello 2 per l'identificazione dei muoni, degli elettroni e dei jets.

[2]Tra tutte le torri di trigger la torre di seed è la torre che localmente ha energia più elevata

Di particolare interesse è la ricostruzione degli eventi nel sistema di tracciatura. Già a livello 2 è infatti possibile utilizzare informazioni provenienti dal rivelatore al silicio, grazie all'utilizzo del sistema di trigger SVT (Silicon Vertex Tracker). SVT utilizza come input una lista di hit da SVX II e una lista di tracce da XFT; le tracce di XFT con i loro due parametri p_T e ϕ_6 vengono utilizzate da SVT come *base* a partire dalla quale ricostruire tracce nel silicio, ove si richiede almeno un hit per ognuno dei quattro layer più interni (L00 escluso).

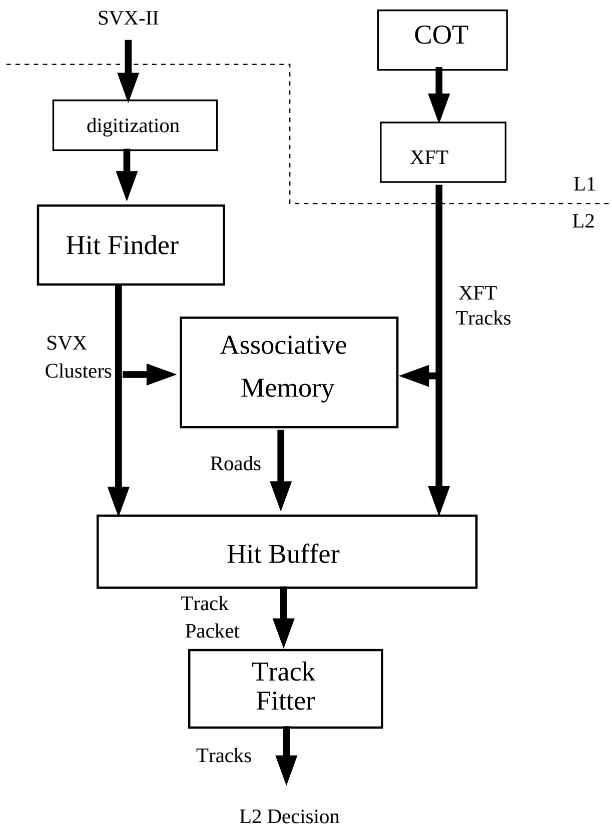

Figura 4.4: *L'architettura di* SVT.

Le informazioni provenienti dalle 72 wedges di SVX II vengono digitalizzate in parallelo e rese disponibili per le successive procedure di analisi. Questa procedura è eseguita direttamente dai processori di *front-end* installati sul rivelatore al silicio. I segnali così digitalizzati, vengono passati ad un sistema detto *Hit Finder*. Il sistema è in grado di escludere le strip rumorose, riconoscere le regioni ionizzate e calcolare il centroide delle distribuzioni di carica depositata, per restituire la posizione degli hit. A questo punto una mappa di hit è pronta per essere inviata alla Memoria Associativa. La Memoria Associativa riceve una anche una lista di hit da XTRP. Ogni insieme di 4 hit del silicio e un hit da XTRP viene raffrontato con un sistema di combinazioni possibili, immagazzinate nella Memoria Associativa. In sostanza ogni *parola* formata da 5 hit viene confrontata con un insieme di soluzioni possibili studiate in precedenza, le *road*. In uscita dalla Memoria Associativa, si ottiene quindi una lista di road selezionate. Per i percorsi identificati dalla Memoria Associativa, le relative informazioni dallo Hit Finder e da XTRP vengono immagazzinate nello *Hit Buffer*, che contiene quindi tutti le informazioni per ogni road ricostruita dalla Memoria Associativa. A questo punto una road rappresenta un canale all'interno del quale ricostruire con maggior precisione una traccia. Di questa procedura si fa carico il *Track Fitter*. Per ogni road in uscita dallo Hit Buffer, un sistema di processori commerciali (*farm* di livello 2), il Track Fitter appunto, esegue una interpolazione delle informazioni e restituisce tre parametri che identificano una traccia nel piano trasverso al fascio: parametro d'impatto, momento trasverso e angolo ϕ_0. La procedura di estrazione delle quantità citate è eseguita per mezzo di una analisi in approssimazione lineare, per velocizzare i tempi di calcolo [3]. Ad ogni modo, anche se la ricostruzione della traccia eseguita da SVT avviene nel solo piano trasverso al fascio, e con soli tre parametri su 5, le risoluzioni su questi parametri non differiscono fortemente da quelle raggiunte in una analisi offline:

- risoluzione in p_T : $\sigma(p_T)/p_t^2 = 0.003\ GeV^{-1}$;
- risoluzione in ϕ : $\sigma(\phi_0) = 1\ mrad$;
- risoluzione sul parametro d'impatto : $\sigma(d_0) = 35\ \mu m$.

Grazie a questo sofisticato strumento **CDF** è in grado di operare una selezione delle tracce utilizzando il parametro d'impatto già a livello 2. Questa innovativa capacità di trigger è di enorme importanza per la fisica del b: è ora infatti possibile collezionare un grande quantità di eventi caratterizzati da processi di decadimento contenenti adroni di sapore b. La risoluzione elevata con cui i tre parametri di traccia vengono ricostruiti, rende SVT uno strumento di Trigger unico nel suo genere.
A fronte di queste capacità di trigger sono state studiate numerose streams per i diversi Datasets. Per quel che concerne la fisica del B_s^0 due importanti streams (Two Track hadronic Trigger), sono state progettate per collezionare eventi con specifici canali di decadimento [23]. I due filoni principali del Two Track hadronic Trigger, le cui richieste a livello 1 sono state discusse nel paragrafo precedente, sono caratterizzate dalle seguenti selezioni per il livello 2

- $B^0 \to \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \to K^+K^-$:[3]
  - tracce di trigger con $\chi^2 < 12.6$;
  - $100\,\mu m < |d_0| < 1000\ \mu m$;
  - $\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v > 0$;
  - $|d_B| < 140\,\mu m$;[4]
  - $20° < \Delta\phi < 135°$.
- $B_s^0 \to D_s^-\pi^+$:[5]
  - tracce di trigger con $\chi^2 < 12.6$;
  - $\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v > 0$;
  - $120\,\mu m < |d_0| < 1000\ \mu m$;
  - $2° < \Delta\phi < 90°$.

dove $\vec{p}_T$ rappresenta la somma vettoriale dei p_T delle due tracce di trigger, mentre $\vec{x}_v$ rappresenta la posizione del vertice di intersezione delle due tracce. Le due selezioni di trigger servono per separare campioni con decadimenti a due o più corpi.

[3]Per eventi con piú di 6 tracce le richieste individuali di trigger di livello 1 sono sono applicate a livello 2 , ovvero due tracce con $p_T > 2\ GeV/c$.

[4]Con d_B si intende il parametro d'impatto per la risultante della coppia di tracce di trigger.

[5]Come per la stream precedente sono applicate nuovamente le richieste di livello 1 per eventi con piú di 6 tracce.

La prima sequenza richiede una selezione sul parametro d'impatto di una coppia di tracce per identificare eventi con vertici secondari provenienti da decadimenti da b, in seguito, un ulteriore taglio su il parametro d'impatto della coppia di tracce ha la funzionalità di selezionare un B_s proveniente dal primario. Infine la selezione in $\Delta\phi$ tiene conto dell'apertura della coppia di tracce, che non può essere molto ristretta vista la massa del mesone B che si intende selezionare. La seconda sequenza vuole selezionare eventi che decadono in più corpi. In questo caso la selezione in $\Delta\phi$ non può escludere piccole separazioni tra le tracce, così il taglio inferiore è portato a valori più bassi. Le selezioni in parametro d'impatto hanno essenzialmente la stessa funzione di quelle precedentemente esaminate. La differenza non è, infatti, sostanziale, visto la risoluzione in parametro d'impatto. I valori adottati sono frutto di uno studio per la massimizzazione del rapporto segnale su fondo, e che sono stati selezionati tenendo conto di una precedente selezione di trigger [23].

4.2.3 Il trigger di livello 3

Gli eventi che hanno superato le selezioni di livello 2 vengono infine passati ad un sistema di calcolo che utilizza una rete di processori in parallelo: le $farms$ di livello 3. Ciò che il livello 3 si propone è di dedicare per ogni Dataset un certo numero di processori, che hanno il compito di ricostruire gli eventi che hanno passato i livelli precedenti seguendo una specifica sequenza di trigger. La potenza di calcolo messa a disposizione permette la ricostruzione degli eventi in maniera quasi completa, con l'utilizzo di algoritmi simili, ed in alcuni casi uguali, a quelli sviluppati per l'analisi *offline*. Le risoluzioni raggiunte a livello 3 sono quindi molto elevate, e permettono di effettuare selezioni accurate dei dati in ingresso.

4.3 Risultati sui Dati

La messa a punto di uno strumento così innovativo, non ha precedenti al mondo, ed è quindi importante verificare il reale comportamento dello strumento per meglio comprenderne le caratteristiche, ma anche i problemi che possono sorgere. A questo riguardo sono stati compiuti numerosi studi, sia su simulazioni, sia su dati raccolti nella fase di messa a punto del rivelatore e dell'acceleratore.

4.3.1 Prime ricostruzioni: D^0 e K_s^0

Per verificare il corretto funzionamento del trigger ed ottenere i primi risultati sono stati condotti studi in proposito sui dati di alcuni run speciali acquisiti nell'ottobre 2001 [5]. In questi particolari run, effettuati con l'intento di testare il controllo sulla posizione del fascio del Tevatron, gli strumenti di trigger erano attivi solo in parte. In particolare il livello 1 era sostanzialmente funzionante al 100%, mentre il livello 2 era attivo solo parzialmente. Riportando le richieste per la sequenza relativa al Two Track Trigger:

- Livello 1
  - 2 tracce a carica opposta con $p_T > 2\ GeV/c$;
  - Somma dei p_T delle due tracce, $p_{T1} + p_{T2} > 5.5\ GeV/c$;
  - $\Delta\phi < 135°$ per le due tracce.
- Livello 2
  - 2 tracce ricostruite da SVT con $p_T > 2\ GeV/c$ e $\chi^2 < 25$;
  - Nessun taglio sul parametro d'impatto.

La luminosità integrata per questi run è di $\sim 8nb^{-1}$ (226,306 eventi). Poiché le selezioni di trigger, in questa configurazione, non erano sufficienti per abbassare la frequenza di dati in uscita sotto il limite dei 75 Hz, è stato necessario selezionare ulteriormente gli eventi raccogliendone uno ogni due (prescala di un fattore 2). Leggendo le banche dati contenenti le variabili per le selezioni di trigger, si sono cercati eventi che non hanno soddisfatto le richieste di trigger di livello 1. Lo studio riporta che solamente lo 0.8% degli eventi non avrebbe dovuto superare le selezioni di trigger, e che il problema poteva essere ricondotto ad un errore nel taglio sulla somma dei momenti trasversi. Una ricerca dettagliata ha rivelato che il problema era dipendente da alcuni difetti hardware già noti. Un analogo controllo è stato eseguito per le selezioni attive a livello 2. L'analisi ha rivelato che tutti gli eventi registrati soddisfacevano alle richieste di trigger.

Ciò che è più interessante è l'introduzione di un algoritmo utilizzabile a livello 3 per ricostruire tracce a partire da informazioni parziali di SVT e COT. Questo tipo di tracce ibride è stato utilizzato per poter eseguire selezioni di massa e di lunghezza di decadimento in una simulazione del livello 3. Grazie a questi algoritmi è stato possibile isolare i segnali dei mesoni K^0_s e D^0 nelle distribuzioni di massa invariante dei due corpi prodotti nel decadimento, (vedi Figure (4.5) e (4.6)) utilizzando informazioni disponibili già a livello 3. La possibilità di accedere alle banche dati del trigger di livello 2 ha consentito di completare le selezioni di trigger di secondo livello introducendo un taglio sul parametro d'impatto delle tracce di trigger.

4.3.2 Primi studi sull'efficienza del Trigger

Lo studio precedentemente descritto rende evidenti alcune delle potenzialità del trigger di **CDF** , ed in particolare di SVT. È quindi importante comprendere quanto bene il nostro apparato di trigger segua le caratteristiche di progettazione. A questo riguardo è interessante uno studio condotto sull'efficienza e la risoluzione di SVT utilizzando un campione di eventi caratterizzati dall'identificazione di 2 μ con $p_T > 2\ GeV/c$ e di carica opposta, e con massa invariante $M_{\mu\mu}$ compresa tra 2.7 e 3.6 $GeV/c^(2)$, in modo da selezionare eventi di produzione di $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ [6]. Questo campione si presta molto bene ad una stima di efficienza di SVT. Lo studio è stato

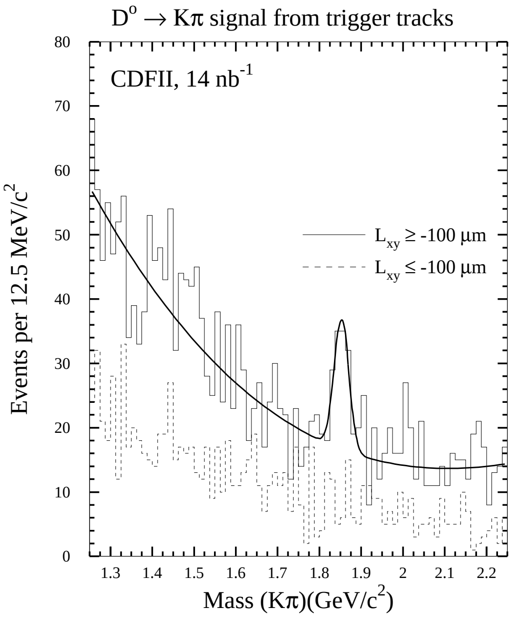

Figura 4.5: *Plot di massa invariante per $D^0 \to K^\pm\pi^\mp$. Entrambe le combinazioni ($K\pi$ e πK) sono utilizzate in questo grafico.*

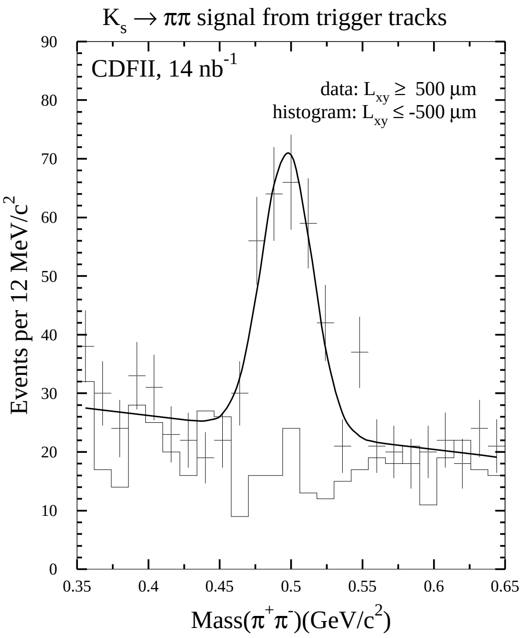

Figura 4.6: *Segnale di $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ centrato nella finestra di massa. La linea continua rappresenta le coppie di tracce che hanno passato tutti i tagli di analisi ad eccezione dei tagli in L_{xy}.*

eseguito sugli stessi run acquisiti nell'ottobre 2001 a cui si fa riferimento nel precedente paragrafo. Per questioni tecniche[6] non è stato possibile utilizzare né la stream dedicata a questo canale né le banche dati scritte da SVT[7]. È stato quindi necessario l'uso di un simulatore[8] di SVT che riscrivesse le banche di trigger a partire dai dati sperimentali acquisiti. L'obbiezione sulla validità di questo studio, eseguito con una simulazione anziché sul vero hardware, può essere in parte placata una volta noto che il simulatore in questione è una fedele riproduzione del comportamento delle schede di SVT simulato in dettaglio.

Lo studio parte dall'ipotesi di considerare le tracce ricostruite offline come tracce *vere*, e confrontare poi se per ogni traccia offline esista o meno una corrispondente traccia SVT. Le tracce SVT ricostruite dalla simulazione sono state quindi associate[9] alle tracce Offline dei muoni utilizzati per la ricostruzione della J/ψ. Dopo la procedura di associazione si è potuto notare che solo il $71.6 \pm 2.2\%$ delle tracce offline possedeva una corrispettiva traccia ricostruita SVT, e di queste il $68.3\% \pm 2.3$ sono

[6] Le banche con gli hit del silicio non sono state scritte per alcuni Datasets.

[7] SVT non era in funzione al 100%, così non tutti i Datasets avevano a disposizione il trigger di livello 2

[8] La simulazione utilizza come input le informazioni immagazzinate nelle banche degli hit del silicio e della camera a deriva, e scrive in output le banche di trigger di livello 2.

[9] La procedura di associazione è stata eseguita utilizzando un metodo di minimizzazione delle differenze sui parametri di traccia disponibili, quali d_0, ϕ e curvatura.

associate correttamente, mentre il 3.3% $\pm$ 0.9 sono associate accidentalmente. Una volta trovata una inefficienza nella ricostruzione delle tracce da parte della simulazione di SVT, si è cercato di capirne la provenienza. Per cercare di capire in che modo alcune tracce non venivano associate si è cercato di distinguere diverse inefficienze. Sono state considerate tracce SVT che avessero almeno un hit non associato ad un hit per le tracce ricostruite, per stimare le inefficienze della procedura di hit finding; si sono considerate tracce offline con completa associazione di hit da SVT ma senza un pattern associato, ovvero tracce SVT non ricostruite per una procedura non sufficientemente adeguata di *pattern recognition*; infine si sono considerate tracce SVT per le quali l'associazione falliva a causa di uno solo dei tre parametri, allo scopo di testare la procedura di *track fitting*. La Tabella (4.1) mostra i risultati di questo studio.

Classe	**Tracce**	%
Numero di tracce ricostruite offline	420	100%
Tracce con almeno un hit non associato	52	$12.4 \pm 1.6\%$
Tracce con hit associati ma senza pattern adeguato	52	$14.1 \pm 1.8\%$
Tracce che associano male uno dei parametri di traccia	30	$9.5 \pm 1.6\%$
Totale delle tracce perse	134	$31.9 \pm 2.3\%$
Tracce associate accidentalmente	14	$3.3 \pm 0.9\%$
Tracce associate correttamente	287	$68.3 \pm 2.3\%$

Tabella 4.1: *Numero di Tracce che falliscono le associazioni parziali ed Efficienza globale di SVT.*

I problemi di inefficienza sembrano distribuiti tra le procedure di hit finding, pattern matching e calcolo non sufficientemente accurato dei parametri di traccia. È noto che l'approssimazione lineare negli algoritmi di ricostruzione delle tracce fatta da SVT può causare inefficienze sul calcolo dei parametri di traccia. I pattern utilizzati per questo studio danno una copertura di progetto attorno all'85%, stima che è in ottimo accordo con quanto trovato dall'analisi proposta (86%). Altri esami, all'interno dello stesso studio, sono stati eseguiti con pattern a coperture maggiori, riportando sempre un ottimo accordo tra stime di progetto e dati. Le inefficienze dovute alla procedura di hit finding sorgono dal fatto che la procedura non è mai stata completamente messa a punto. Esistono infatti alcuni parametri che regolano questo meccanismo che lo studio proposto mostra come possono essere regolati fino ad ottenere una efficienza del 99.7% per questa procedura.

Lo studio mostra in sostanza che SVT funziona correttamente entro le incertezze di progetto per le configurazioni provate, e che sono possibili miglioramenti nelle efficienze parziali, compatibili con brevi tempi per il trattamento dei dati nel trigger di livello 2.

Capitolo 5

Ricostruzione del canale $\overset{(-)}{B}_s \rightarrow D_s^{\mp}\pi^{\pm}\ (D_s^{\mp} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^{\mp})$

5.1 Introduzione

Nello studio del mixing è importante poter ricostruire canali di decadimento a sapore definito, ovvero stati finali f che non possono essere prodotti da entrambi i mesoni neutri B^0 e $\bar{B}^0$. Il mesone B_s decade in prevalenza in stati finali che contengono mesoni charmati carichi D_s [4]. I decadimenti semileptonici del mesone B_s sono più studiati dei canali prettamente adronici, perché la presenza di un elettrone o di un μ rende più chiara la ricostruzione dell'evento e l'assegnazione del sapore nel decadimento. Sfortunatamente però, i canali semileptonici presentano lo svantaggio di avere neutrini nello stato finale, fatto che comporta difficoltà nel ricostruire il momento e la massa del mesone neutro, rendendo più problematici gli studi sul mescolamento (proprio a causa dell'energia mancante sottratta dal neutrino). I canali adronici, come quello proposto in questa Tesi, presentano il vantaggio di una corretta ricostruzione del momento e della massa del mesone B_s, ma presentano sicuramente difficoltà maggiori nell'identificazione a livello di trigger e nella ricostruzione dell'evento. Non esistono, per ora, misure del Branching Ratio del $B_s \rightarrow D_s^-\pi^+$, esistono comunque previsioni teoriche che quotano stime dell'ordine del 10%. Infine i mesoni charmati D_s non presentano canali dominanti di decadimento [4], e quasi tutti i canali presentano un Branching Ratio di qualche %. Il canale proposto per il mesone carico, $D_s^{\pm} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ ha un Branching Ratio misurato di $(1.01 \pm 0.28)\%$ [4].

5.2 La simulazione MonteCarlo

Lo studio di un canale di decadimento richiede l'uso di programmi efficienti e ottimizzati nella ricostruzione del canale stesso. È quindi necessario l'uso di simulazioni, che hanno il doppio compito di verificare la correttezza del processo di ricostruzione, ma anche di studiare le caratteristiche del canale così come è visto dal rivelatore utilizzato.

La simulazione del segnale in esame, ma anche di eventi più complessi, assume quindi un ruolo di prima importanza, ed è una tappa irrinunciabile per ogni studio di Fisica delle alte energie.

5.2.1 Generazione del segnale

È stato generato un campione di eventi di puro segnale: $B_s^0 \to D_s\pi, \quad D_s \to \pi\pi\pi$. Allo scopo è stato utilizzato un programma di simulazione [19][20] dedicato alla fisica del b in grado di generare singoli mesoni B con specifiche caratteristiche cinematiche e curarne il processo di decadimento. Infine, la simulazione del rivelatore, comprensiva dei materiali passivi, di processi secondari di multiplo scattering e della risposta dei diversi apparati del rivelatore è stata fatta utilizzando un programma sviluppato a **CDF** proprio per questo scopo.
Il simulatore si occupa di generare e frammentare *b quark* permettendo all'utente di intervenire nel processo di generazione e di frammentazione. Quest'ultimo è simulato utilizzando il modello di Peterson [9]. A partire dalla frammentazione si può imporre la formazione di tutte le specie di mesoni B nei rapporti desiderati. I canali di decadimento previsti sono impostati nei rapporti ottenuti da misure aggiornate, oppure possono essere forzati nei canali di interesse. Infine il modulo di simulazione del rivelatore è un programma sviluppato a **CDF** che si prende carico di emulare la risposta del rivelatore all'evento considerato. Il programma scrive i dati in formato simile ai dati veri rendendoli disponibili all'utente che vi può interfacciare programmi standard di ricostruzione. Per i nostri studi abbiamo generato un campione di 2,600,000 di eventi di singolo mesone B_s^0 (o $\bar{B}_s^0$) con le seguenti caratteristiche:

- il quark b è stato generato seguendo la distribuzione $p_T - \eta$ che prevede una massa del quark b di 4.75 GeV/c^2 ad una scala di energia di $\mu = \mu_0$;[1]
- unico decadimento previsto $B_s \to D_s^-\pi^+\,(D_s^- \to \pi^+\pi^-\pi^-)$;[2]
- vite medie dei mesoni e mescolamento:
  - $\tau_{B_s} = 1.54\ ps$;
  - $\tau_{D_s} = 0.47\ ps$;
  - $x_s = \frac{\Delta m_s}{\Gamma} = 22$;
- masse delle particelle generate come da PDG [4]:
  - $m_{B_s} = 5.397\ GeV/c^2$;
  - $m_{D_s} = 1.969\ GeV/c^2$.

Infine è stato simulato il comportamento del rivelatore. Il nostro intervento nelle impostazioni del rivelatore si è limitato a caratterizzare il fascio. Le impostazioni che abbiamo scelto sono:

- il vertice primario in posizione nominale (0,0,0);

[1] Dove $\mu_0 = \sqrt{m_b^2 + p_T^2}$
[2] e complesso coniugato

- l'inclinazione del fascio lungo l'asse z a 0;
- la dimensione radiale sul fascio $\sigma_r = 35\ \mu m$;
- la dimensione longitudinale del fascio $\sigma_z = 30\ cm$.

La scelta delle caratteristiche del segnale in generazione corrispondono alla volontà di non voler introdurre nessuna limitazione all'evento e di simulare al meglio eventi di b. La scelta del valore di x_s è stata fatta cercando di prendere un valore che non fosse escluso dalle più recenti stime sperimentali [13] e non fosse troppo elevato da essere escluso dalle possibilità di misura di **CDF II** [14]. Altri valori saranno comunque esaminati in futuro. Alcune caratteristiche degli eventi generati sono mostrati in Fig.(5.1). In definitiva ogni evento contiene, in generazione, un mesone B_s^0 o $\bar{B}_s^0$ che decade esclusivamente nel canale citato $D_s^{\pm}\pi^{\mp}$ *e* $D_s^{\pm} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^{\pm}$. Ciò che ci aspettiamo, nello stato finale, sono 4 tracce, segno del passaggio dei pioni carichi nel sistema di tracciatura.

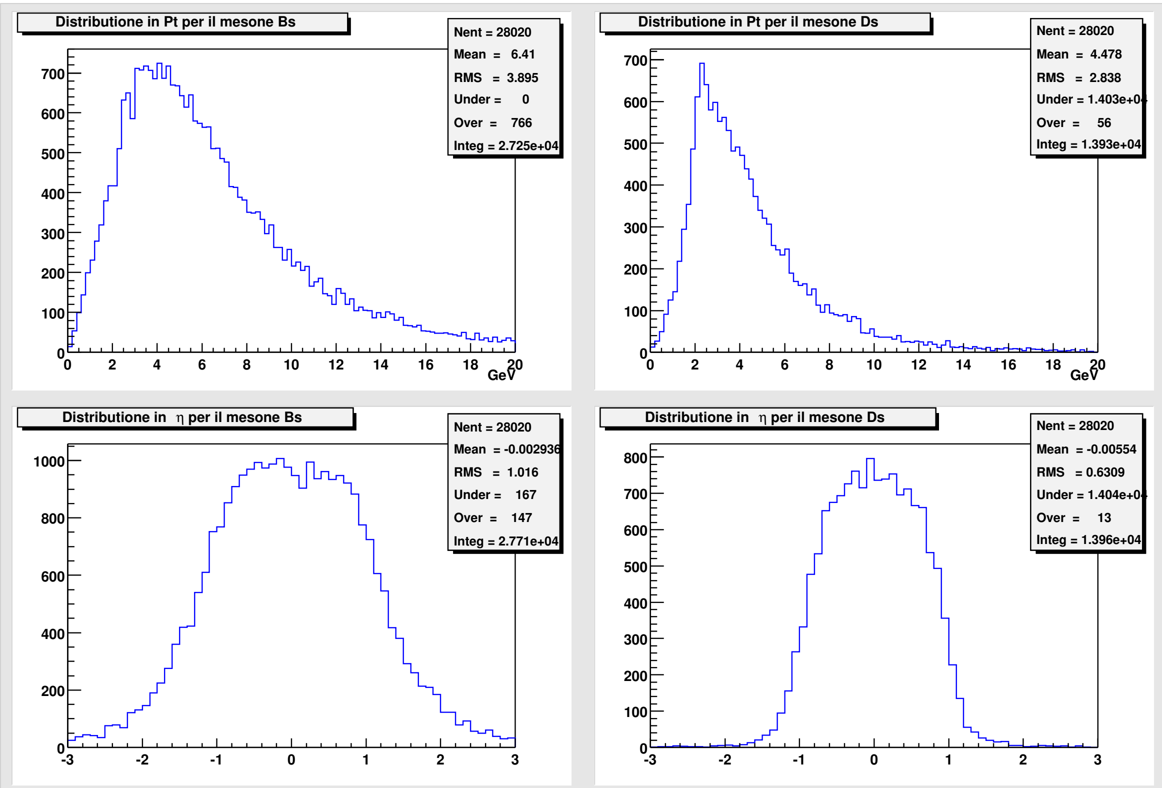

Figura 5.1: *Alcune variabili da Monte Carlo relative al segnale in esame. Negli istogrammi in alto sono mostrate le distribuzioni in p_T per i mesoni B_s e D_s. In basso sono mostrate invece le distribuzioni in pseudorapidità η per gli stessi mesoni. Tutte le distribuzione rappresentano le distribuzioni di generazione.*

5.3 La ricostruzione dell'evento

La ricostruzione dell'evento è stata eseguita utilizzando un programma sviluppato all'interno della collaborazione italiana di **CDF** . Il modulo (*CharmMods*) è un software in codice *C++* dedicato alla ricostruzione dei mesoni D con l'utilizzo delle informazioni del sistema di tracciatura. Il pacchetto è in grado di ricostruire il vertice secondario e fornire così informazioni sulla lunghezza di decadimento del mesone. Il pacchetto sfrutta le tracce ricostruite *offline* mediante algoritmi standard per **CDF** che fanno uso sia delle informazioni della camera centrale COT che del rivelatore al silicio. A partire dalle tracce ricostruite è anche possibile ricostruire i vertici secondari dell'evento. Gli algoritmi di ricostruzione permettono di selezionare le tracce in base ad una serie di parametri discriminanti:

- il numero di hit nei superlayer della COT e nei piani del rivelatore al Silicio;
- p_T della traccia;
- parametro d'impatto della traccia come definito nel Capitolo 3;
- somma degli impulsi trasversi (Σp_T) per combinazioni di tracce;
- z_0 della traccia come definito nel Capitolo 3.

La ricostruzione del mesone D effettuata può essere schematizzata con la seguente procedura:

- per ogni evento viene letta una lista di tracce ricostruite;
- attraverso un filtro vengono considerate le sole tracce che presentano determinate caratteristiche discriminanti precedentemente esposte;
- le tracce vengono associate in gruppi utilizzando tutte le combinazioni possibili;[3]
- si controlla che le combinazioni ottenute soddisfino condizioni di carica per il mesone che si vuole ricostruire;
- le combinazioni così trovate sono associate ad un *candidato*, ovvero un possibile mesone D ricostruito.
- il candidato ricostruito è in seguito analizzato dal programma di calcolo del vertice, che fornisce i parametri dell'interpolazione delle tracce usate, sui quali è possibile operare un'ulteriore selezione.

Per la ricostruzione di un decadimento a n corpi all'interno di un insieme di N_{tracks} tracce, il numero di candidati atteso è $N_{Cand} = \frac{N_{tracks}!}{(N_{tracks}-n)! \cdot n!}$. Per n elevato, N_{Cand} cresce rapidamente, e le selezioni standard di carica e vertice non riescono

[3]il numero di tracce per gruppo dipende dal decadimento che si vuole ricostruire: due o piú corpi.

sempre a ridurre il numero di combinazioni non desiderate, che diventano la principale causa di rumore. Già un decadimento a 3 corpi rende elevato il numero di combinazioni errate, e si capisce quindi come sia importante una riduzione delle combinazioni eseguita a partire da selezioni accurate sulle tracce dell'evento.

5.3.1 Ricostruzione del mesone D_s

La geometria dell'evento che intendiamo studiare è presentata in Figura (5.2). Si tratta di un evento a due vertici, che **CDF II** è in grado di ricostruire, grazie alla risoluzione del sistema di tracciatura al Silicio in prossimità della linea dei fasci. Le differenti masse dei prodotti di decadimento del mesone B_s influenzano la ripartizione del momento, e ci attendiamo quindi un pione, al vertice secondario, con più elevata quantità di moto e in generale più in asse con la direzione del genitore, rispetto ai prodotti di decadimento del mesone charmato. Il terzo vertice dà invece tre prodotti di decadimento di egual massa; la simmetria cinetica di questo decadimento è evidente: i tre pioni prodotti si ripartiranno, in media, equamente la massa a riposo del mesone charmato.

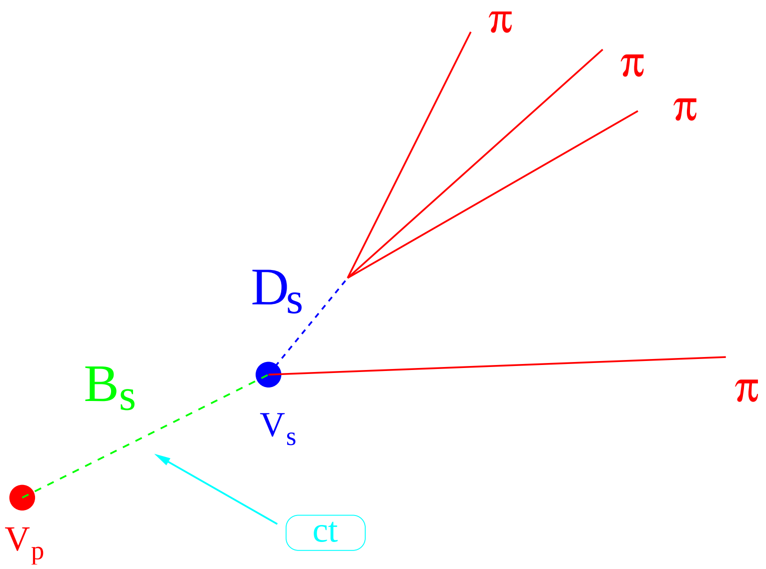

Figura 5.2: *Schema della configurazione topologica del canale di decadimento.*

La filosofia adottata per la ricostruzione prevede la possibilità di poter distinguere le quattro tracce finali, così da poter ricostruire inizialmente il D_s, di modo da poter poi ricostruire il B_s a partire dal mesone charmato ricostruito e da tracce di pioni candidate a provenire dal B_s. La ricostruzione dell'evento inizia quindi con la ricostruzione del mesone D_s. Come già segnalato, è importante separare la traccia del pione proveniente direttamente dal B_s dalle tracce provenienti dalla disintegrazione del D_s. Questa selezione è stata fatta utilizzando informazioni di generazione, allo scopo di trovare una strategia per poter poi separare queste tracce con informazioni fisiche. Il candidato ricostruito è, in questo contesto, un gruppo di tre tracce che non contiene la traccia del pione proveniente dal decadimento del B_s. I parametri delle tre tracce del candidato sono ricalcolati per ottimizzare la ricostruzione del vertice a tre corpi. La procedura di ricostruzione restituisce la posizione nello

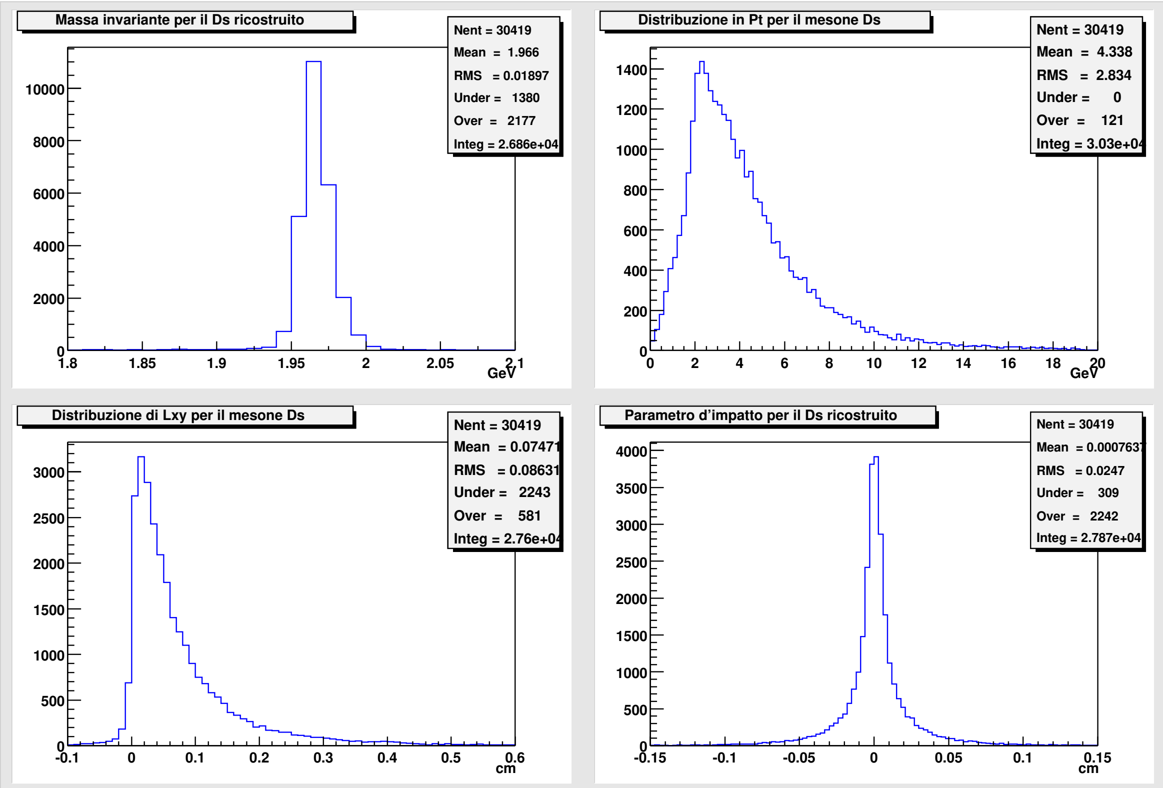

Figura 5.3: *Alcune variabili dopo la ricostruzione del mesone D_s dal campione di segnale. In alto a sinistra è mostrata la distribuzione di massa invariante in una finestra di massa centrata attorno al valore di generazione (1.969 GeV/c^2). Seguono a destra la distribuzione in p_T, in basso a sinistra la distribuzione in L_{xy} e, in basso a destra, la distribuzione in parametro d'impatto.*

spazio del vertice di decadimento del mesone D_s. A partire dalla collezione di tracce che costituisce il candidato, è possibile risalire alla massa invariante del sistema, e quindi del mesone D_s. Il calcolo della posizione del vertice secondario permette di calcolare un'importante grandezza: L_{xy} che è definita come la lunghezza di decadimento della particella considerata proiettata nella sua direzione di moto, e quindi proiettata nel piano trasverso alla direzione del fascio (vedere Figura (5.2)). Tramite questa grandezza è poi possibile calcolare il parametro d'impatto d_0 per il mesone ricostruito, definito dalla relazione

$$d_0 = L_{xy} \cdot \tan(\alpha). \tag{5.1}$$

Dove, se x_V e y_V sono le coordinate del vertice secondario e ϕ_V è l'angolo nel piano trasverso al fascio della direzione ricostruita del mesone, abbiamo che $\alpha = \arctan\left(\frac{y_V}{x_V}\right) - \phi_V$. La Figura (5.3) mostra alcune variabili del mesone carico dopo la ricostruzione. La massa del D_s è ricostruita con una risoluzione di 14 MeV/c^2

ed è centrata sul valore impostato in generazione. La distribuzione in parametro d'impatto può essere interpolata con una gaussiana di larghezza 72 μm. I candidati ottenuti sono infine utilizzati per la ricostruzione del mesone neutro.

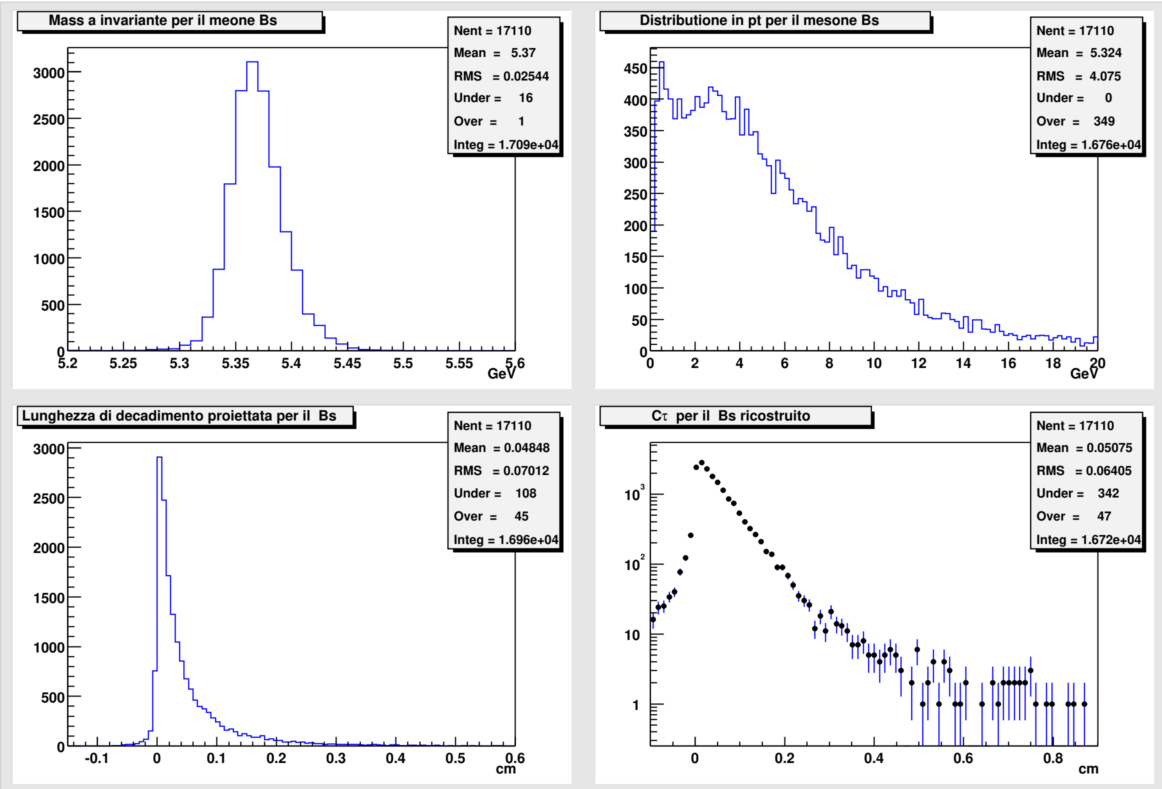

Figura 5.4: *Alcune variabili ricostruite del mesone B_s sul campione di segnale. In alto a sinistra troviamo la distribuzione di massa invariante in una finestra centrata sul valore di generazione del mesone B_s. Di seguito troviamo la distribuzione in p_T, quindi, in basso a sinistra, la distribuzione in L_{xy}, ed infine, in basso a destra, la distribuzione in tempo proprio per il mesone B_s.*

5.3.2 Ricostruzione del mesone B_s

Una volta ricostruito un candidato D_s si ricostruisce il mesone B_s. L'idea alla base della ricostruzione prevede di accoppiare ogni candidato ricostruito per il mesone charmato con un candidato pione. In sostanza, la traccia del pione proveniente direttamente dal B_s viene identificata, e utilizzata per la ricostruzione del mesone. A questa traccia vengono così associati i candidati D_s e costruiti nuovi B_s candidati, che sono sostanzialmente collezioni di quattro tracce. Per migliorare la ricostruzione dell'evento, non tutti i candidati D_s ottenuti vengono utilizzati per costruire un candidato B_s. È stata infatti aggiunta una restrizione che prevede di utilizzare solo candidati charmati in una finestra di massa selezionabile centrata attorno al valore nominale di 1.969 GeV/c^2 per la massa del D_s. Questo taglio serve per selezionare candidati D_s entro un valore di massa nell'intervallo 1.909 2.029 GeV/c^2. In questo modo è possibile ricostruire la massa invariante del sistema, nonché il suo quadrimomento. La ricostruzione del vertice è stata eseguita nuovamente ma ricostruendo, però, entrambi i vertici dell'evento come appaiono in Figura (5.2). La procedura di ricostruzione dei due vertici permette la misura della lunghezza di decadimento per il mesone B_s e per il mesone D_s. Le variabili L_{xy} e parametro d'impatto sono ricalcolate per entrambi i mesoni. Da misure di lunghezze di decadimento è possibile, come spiegato nel Capitolo 2, ottenere informazioni sul tempo proprio di decadimento dei mesoni. La distribuzione di questa variabile per il B_s, assieme ad altre quantità ricostruite, sono mostrate in Figura (5.4). In questi grafici la distribuzione di massa invariante è centrata sul valore di generazione del B_s, e può essere interpolata gaussianamente, procedura con la quale otteniamo una risoluzione di 31 MeV/c^2. L'evento è così ricostruito completamente.

Capitolo 6

Caratterizzazione del Segnale

6.1 Introduzione

Una volta che si è calibrato lo strumento di analisi e si è così in grado di ricostruire l'evento, è possibile iniziare un studio sulla caratterizzazione del segnale. Passo fondamentale per la corretta caratterizzazione del segnale è quello di simulare gli eventi ripercorrendo l'intero tragitto che essi seguono prima di essere finalmente immagazzinati e resi disponibili per l'analisi. Questo significa che è importante utilizzare non solo una corretta simulazione del rivelatore, ma anche una corretta simulazione del trigger utilizzato per la selezione di interesse.

6.2 Ricostruzione degli eventi dopo il trigger

6.2.1 La simulazione del trigger

La simulazione del trigger è stata eseguita grazie all'uso del software standard di **CDF** sviluppato per riprodurre il comportamento del sistema hardware di trigger. Il programma è un eseguibile modulare dedicato alla simulazione delle schede di trigger per il Tracking a livello 1 e 2, e riporta in uscita le cosiddette banche di trigger[1], ovvero banche dati nelle quali sono immagazzinate le informazioni necessarie per i processi decisionali di trigger per il livello considerato. Il processo decisionale è stato eseguito introducendo un filtro che operasse la lettura delle banche di trigger ed eseguisse una selezione degli eventi seguendo le richieste della sequenza del Two Track hadronic Trigger: $B_s^0 \to D_s^- \pi^+$:

- LIVELLO 1 (XFT)
  - Due tracce a carica opposta con $p_T > 2GeV/c$;
  - Apertura in ϕ delle due tracce $\Delta\phi < 135°$;
  - Somma del p_T delle due tracce $\Sigma p_T > 5.5GeV/c$.

[1] Nel caso considerato le banche dati sono SVTD e XFLD

	Numero di Eventi	Efficienza
Campione di Partenza	2,600,000	####
Livello 1	78,299	$3.01 \pm 0.01\%$
Livello 2	10,171	$0.391 \pm 0.004\%$
Pacchetto di Analisi	5159	$0.258 \pm 0.004\%$

Tabella 6.1: *Sommario delle efficienze di trigger.*

- LIVELLO 2 (SVT)[2]
  - almeno 2 tracce di trigger con $\chi^2 < 12.6$;
  - $\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v > 0$;
  - $120\,\mu m < |d_0| < 1000\,\mu m$;
  - $2° < \Delta\phi < 90°$.

dove $\vec{p}_T$ rappresenta la somma vettoriale dei p_T delle due tracce di trigger, mentre $\vec{x}_v$ rappresenta il vertice di intersezione delle due tracce. La selezione in $\Delta\phi$ è intesa applicata alle due tracce di trigger come anche le selezioni sul parametro d'impatto. A questo punto è importante conoscere le efficienze delle selezioni di trigger esposte sul segnale descritto nel Capitolo 5. I risultati ottenuti sono elencati nella Tabella (6.1).

6.2.2 Tracce di trigger

Lo stato di sapore finale per il mesone neutro B_s viene determinato dalla carica del mesone charmato ricostruito. Si capisce quindi l'importanza del poter distinguere quali, tra le quattro tracce presenti, siano le tre tracce corrette, o equivalentemente, quale sia la traccia da escludere nella ricostruzione del mesone D_s. Negli eventi ricostruiti abbiamo studiato le distribuzioni dei parametri più significativi delle tracce per capire se è possibile una distinzione cinematica. I parametri più significativi sono risultati essere la distribuzione in p_T e in parametro d'impatto delle singole tracce. Ciò che a priori ci si aspetta è che, data la simmetria nel decadimento del mesone D_s le distribuzioni in p_T per le tracce usate per ricostruire il D_s non differiscano più di tanto, mentre ci aspettiamo che il pione singolo possieda mediamente un momento più elevato, a causa della massa minore rispetto al mesone charmato. La presenza del trigger altera fortemente le caratteristiche del segnale, ad esempio ridimensionando le differenze cinematiche fra le tracce. Per identificare le tracce presenti nell'evento, abbiamo cercato di individuare quali tracce soddisfano alle condizioni di trigger. Più precisamente abbiamo stimato quale è la probabilità che il pione B_s sia una traccia di trigger. Per fare questo abbiamo implementato l'uso di una variabile che identifica le tracce di trigger di livello 2, ovvero la coppia di tracce nell'evento che ne permette la selezione. Fatto questo, per ottenere le

[2]Le richieste di livello 1 sono applicate nuovamente a livello 2 per eventi con più di 6 tracce.

informazioni cercate abbiamo dovuto seguire una procedura di associazione tra le tracce di trigger e le tracce ricostruite dagli algoritmi offline. La procedura si basa sull'introduzione di un Parametro di Associazione (AP) quale estimatore della bontà della nostra associazione. Il metodo utilizzato confronta i parametri disponibili per entrambi i due tipi di traccia, ovvero il parametro d'impatto d_0, la curvatura c e l'angolo azimutale ϕ, e le tre variabili sono considerate, a posteriori, indipendenti. La procedura utilizzata può essere riassunta nei seguenti passi:

- selezioniamo gli eventi in cui è ricostruita la traccia del pione del B_s;
- per questi eventi andiamo a guardare le tracce nelle banche di trigger;
- calcoliamo la differenza su tre parametri di traccia (ϕ, d_0 e curvatura c), tra le tracce di trigger e la traccia Offline del nostro pione;
- interpoliamo le differenze con distribuzioni gaussiane;
- introduciamo un Parametro di Associazione definito come[3]

$$AP = \left(\frac{d_0^\pi - d_0^{SVT}}{\sigma_{d_0}}\right)^2 + \left(\frac{\phi^\pi - \phi^{SVT}}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{c^\pi - c^{SVT}}{\sigma_c}\right)^2 \qquad (6.1)$$

- selezioniamo, per ogni evento, la migliore traccia di trigger associata, ovvero quella con AP inferiore;
- consideriamo associate con successo (al 95% di probabilità) le tracce che hanno $AP < 8$.

La Figura (6.1) mostra le variabili di fit, nonché la distribuzione di AP interpolato con la distribuzione teorica prevista:

$$N_K x^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}}. \qquad (6.2)$$

Per valori interi di n, l'eq. (6.2) è un χ^2 a n gradi di libertà. La distribuzione di AP è stata interpolata con la funzione in eq.(6.2) lasciando liberi i parametri n e N_K. Il fit della distribuzione riporta un valore di $n = 3.15$, contro il valore 3 atteso nel caso di indipendenza delle variabili. Questo riflette la bassa correlazione tra le variabili usate e giustifica la procedura utilizzata. Ancora, osservando il grafico in basso a sinistra in Figura (6.1), osserviamo un consistente spostamento ($2 \times 10^{-5} cm^{-1}$) dallo zero nella distribuzione delle differenze di curvatura. Il fenomeno si può spiegare ricordando che la risoluzione di SVT è più bassa di quella dell'offline[4], e la distribuzione del momento trasverso ha un andamento esponenziale. Questo comporta che SVT ricostruirà tracce attribuendo valori superiori di p_T, rispetto a quanto farà l'offline, che ha una risoluzione superiore, ovvero SVT ricostruirà

[3]L'apice π sta ad indicare che il parametro è offline, mentre SVT che si tratta di una traccia di trigger. Le differenze si intendono corrette con la posizione del centroide calcolato dalle precedenti interpolazioni. Le σ che compaiono si intendono frutto dei fit gaussiani.

[4]Vedi in proposito Capitoli 3 e 4

curvature più basse, che è quanto appare nel grafico. A questo punto è possibile estrarre la probabilità che in un evento il pione del B_s generi una traccia di trigger contando quanti valori di AP hanno un valore inferiore ad 8. Questo perché, data una distribuzione di χ^2 a 3 gradi di libertà, si ha una probabilità del 95% che un valore estratto sia inferiore ad 8. Otteniamo così che dei 4,416 eventi considerati che hanno almeno 4 tracce ricostruite ben 2,600 volte il pione del B_s è una traccia di trigger:

$$\mathcal{P} = \frac{2600}{4416} = 59 \pm 1\% \qquad AP < 8. \tag{6.3}$$

Se vogliamo alzare la probabilità di ottenere una buona associazione dal 95% al 99% dobbiamo alzare il taglio su AP a 12. In questo caso otteniamo che nel $64 \pm 1\%$ degli eventi il pione del B_s è traccia di trigger. Questa situazione ci suggerisce di dividere il campione di dati in due categorie: un campione A, in cui il pione del B_s ha generato una traccia di trigger, ed un campione B in cui questo **non** è successo.

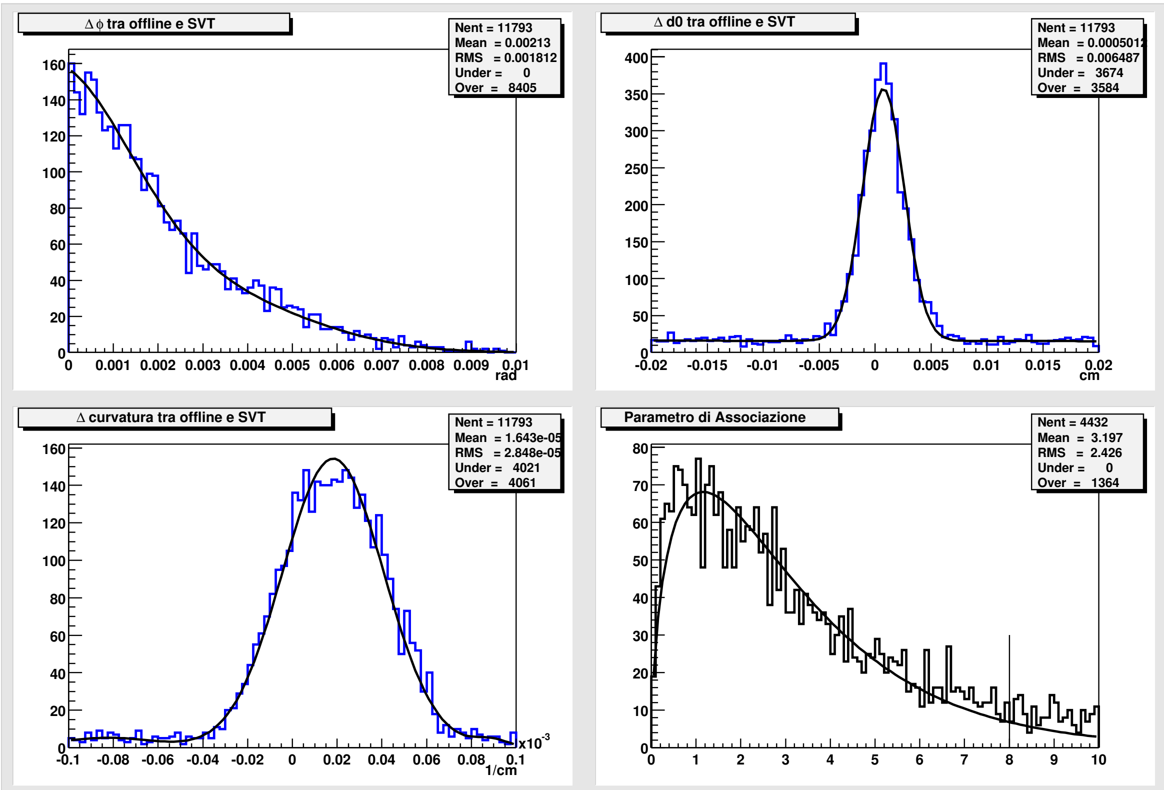

Figura 6.1: *Distribuzioni delle variabili utilizzate per l'associazione. In alto a sinistra la differenza in ϕ, in alto a destra la differenza in parametro d'impatto, in basso a sinistra la differenza in curvatura e in basso a destra la distribuzione del parametro di associazione AP.*

Se andiamo ad osservare le distribuzioni delle variabili fondamentali di singola traccia per i campioni A e B troviamo che le distribuzioni del pione singolo non sono mai separabili in modo chiaro in entrambi i campioni. Nelle Figure (6.2) e (6.3) troviamo le distribuzioni dei parametri d'impatto per i campioni A e B, dove le tracce sono numerate in ordine decrescente rispetto al p_T. Nel campione A la seconda e la terza traccia non presentano rilevanti deformazioni dovute al taglio in parametro d'impatto per l'effetto del trigger, mentre la prima traccia presenta invece il tipico *buco* dovuto a questo taglio, che è ancor più rilevante per la traccia del pione del B_s visto che essa è certamente una traccia di trigger. Nel campione B, Figura (6.3), le prime due distribuzioni presentano evidentemente il *buco* mentre la distribuzione della terza traccia ha una forma molto simile a quella del pione del B_s, che in questo caso non è certamente una traccia di trigger.

I grafici nelle Figure (6.4) e (6.5) mostrano invece le distribuzioni dei p_T per le

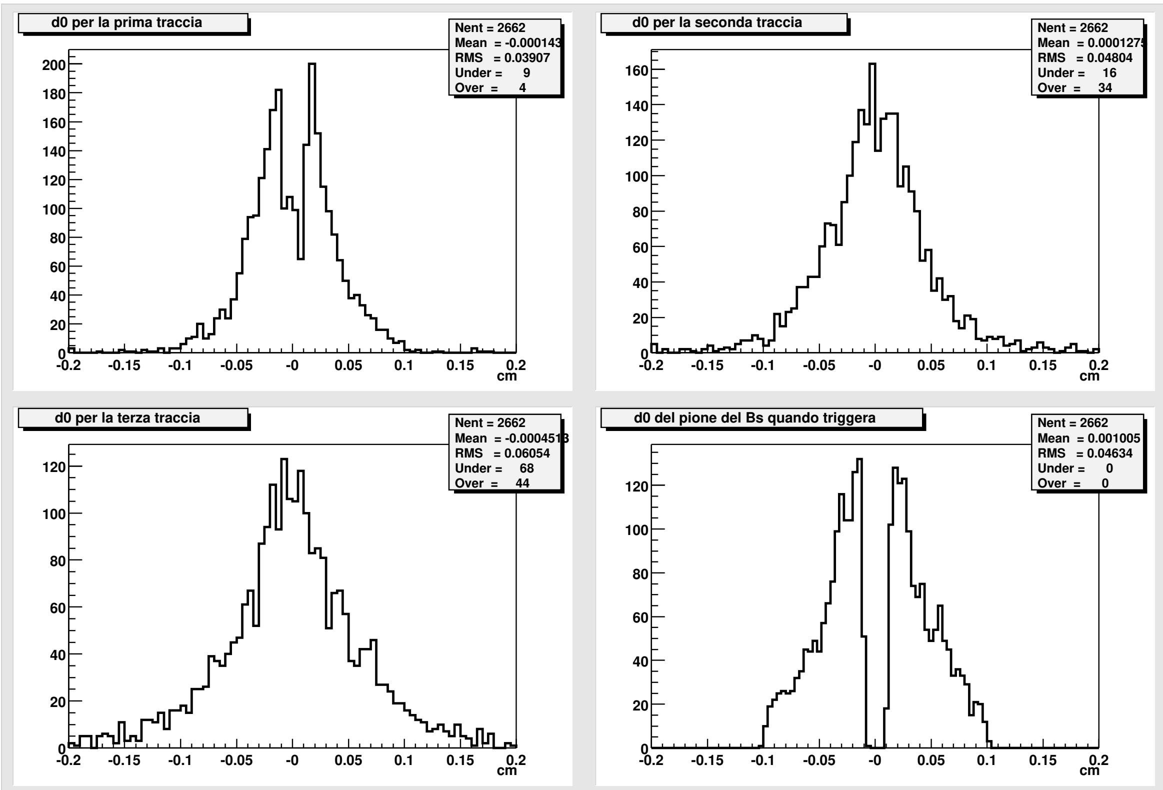

Figura 6.2: *Parametri d'impatto per il Campione A. La traccia in basso a destra è la traccia del pione del B_s. Le altre tracce rappresentate sono le tracce usate per ricostruire il mesone D_s e sono ordinate in sequenza decrescente in impulso trasverso.*

tracce nei campioni A e B. L'ordinamento in p_T decrescente è molto utile in questo grafici. La prima traccia, infatti per definizione dovrà sempre avere un momento trasverso maggiore di 2 GeV/c[5]. Nel campione A, i grafici mostrano come la prima e la seconda traccia contribuiscono alla selezione di trigger, mentre la terza traccia passa praticamente inalterata la selezione. Nel campione B, dove il pione prodotto dal decadimento del B_s non è traccia di trigger, si presenta una situazione diversa.

[5]I contributi a $p_T < 2\ GeV/c$ si spiegano ricordando che questi grafici mostrano i parametri relativi alla ricostruzione offline delle tracce, che hanno una risoluzione maggiore rispetto ai parametri usati per il trigger

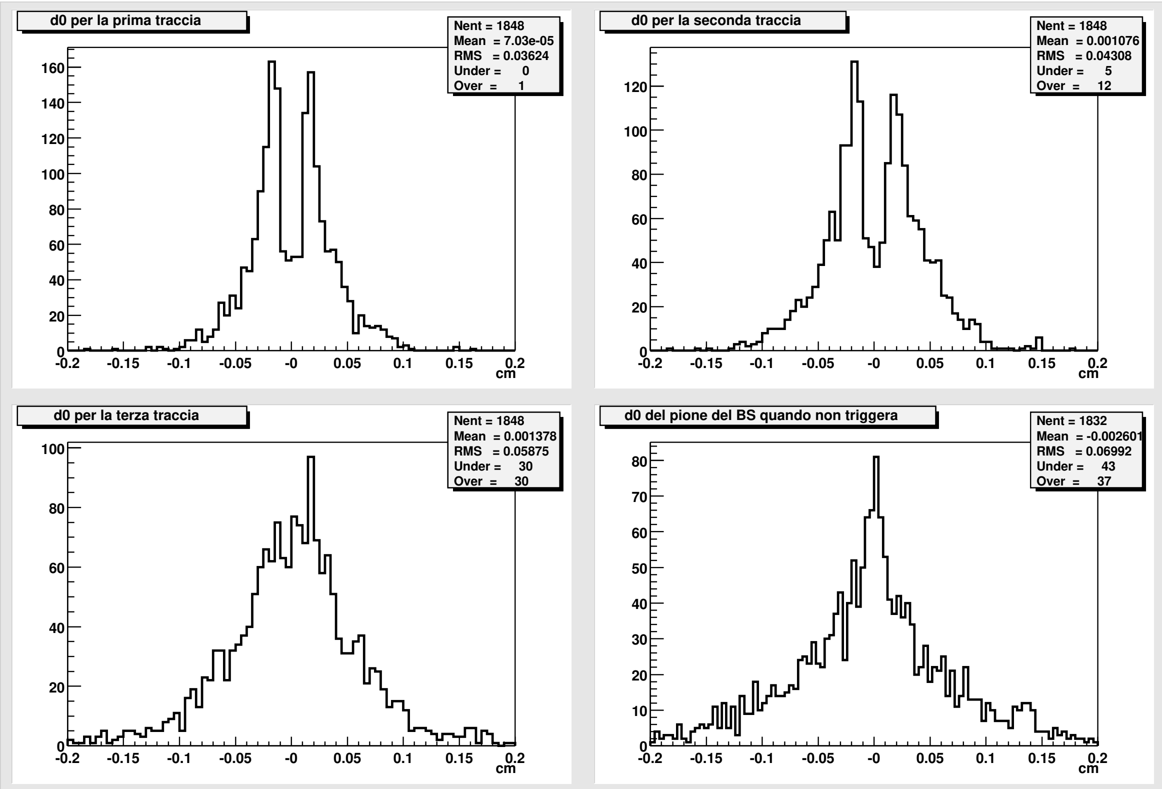

Figura 6.3: *Parametri d'impatto per il Campione B. La traccia in basso a destra è la traccia del pione del B_s. Le altre tracce rappresentate sono le tracce usate per ricostruire il mesone D_s e sono ordinate in sequenza decrescente in impulso trasverso.*

Qui le due tracce di trigger sono distribuite in tutte e tre le tracce del mesone D_s, anche se con contributi diversi, a seconda del p_T.
I due grafici in Figura (6.6) mostrano, infine, le distribuzioni di massa invariante per i due campioni. La distinzione dei campioni A e B non altera queste distribuzioni, infatti la risoluzione sulla massa del D_s ricostruito non cambia (circa 13 GeV/c^2). Nei grafici in Figura (6.7) mentre osserviamo un diversa distribuzione per il p_T del mesone ricostruito nei due campioni. Il campione B mostra infatti una distribuzione con media più elevata, segno che stiamo selezionando mesoni D_s ad impulso più alto. L'analisi ci fornisce uno spunto importante per la ricostruzione degli eventi su campioni generici $b\bar{b}$ e sui dati. Nel 58% dei casi sappiamo che il pione del B_s è una traccia di trigger. Questo ci suggerisce di utilizzare le variabili con cui il trigger opera le sue selezione per identificare la traccia del pione del B_s. Dai grafici sui parametri d'impatto si vede che nel campione A non possiamo distinguere con un taglio le due tracce di trigger, mentre una selezione più efficiente può essere fatta selezionando nei nostri eventi la traccia con impulso trasverso più elevato.

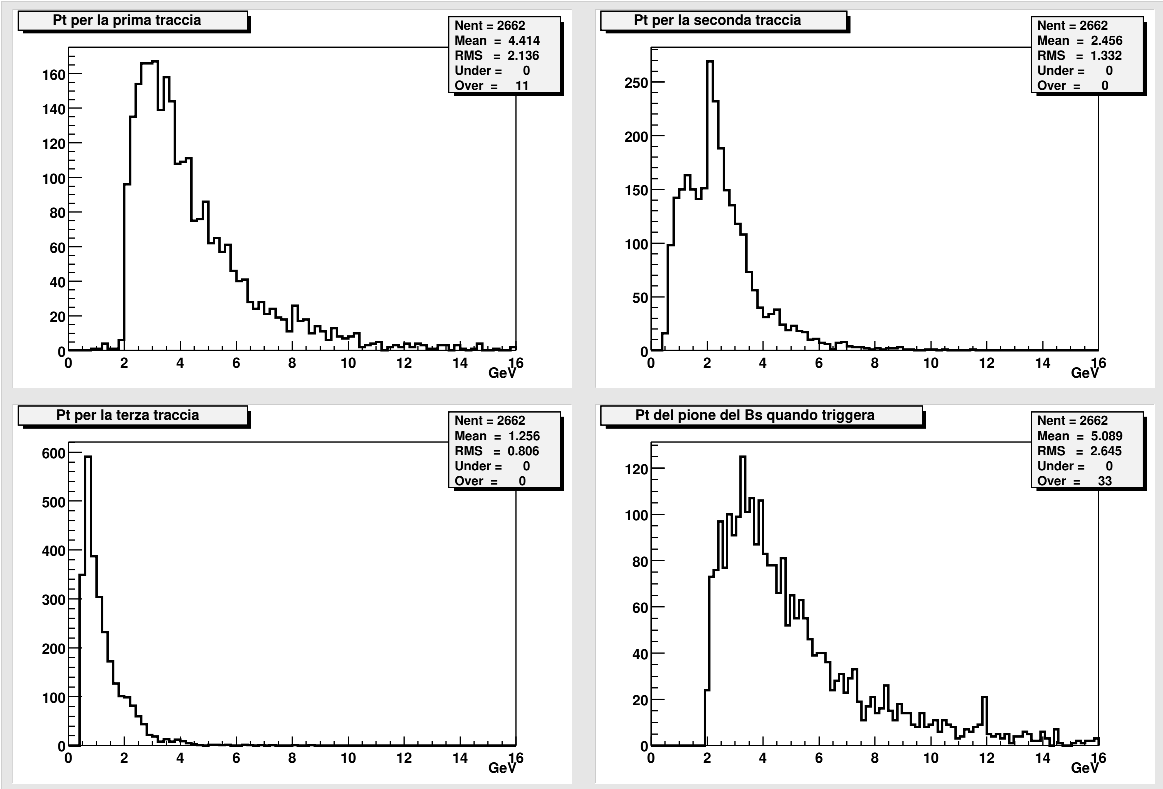

Figura 6.4: *Distribuzioni in p_T per il Campione A. La traccia in basso a destra è la traccia del pione del B_s. Le altre tracce rappresentate sono le tracce usate per ricostruire il mesone D_s e sono ordinate in sequenza decrescente in impulso trasverso.*

6.2.3 Effetto del trigger

Come può la selezione del trigger modificare le distribuzioni cinematiche dei nostri eventi? Questa domanda trova risposta solo grazie all'uso di simulazioni con le quali poter confrontare le distribuzioni delle variabili di interesse prima e dopo il trigger. In effetti la selezione di trigger mira a costruire campioni arricchiti di particolari eventi e quindi modificare, in generale, l'andamento di tutte le distribuzioni. Si provi a pensare semplicemente al parametro d'impatto o al p_T delle tracce, che subiscono tagli a livello 2. Le distribuzioni in p_T, Fig. (6.8), mostrano chiaramente la selezione operate ai livelli 1 e 2, come anche le distribuzioni in parametro d'impatto delle singole tracce, Fig. (6.9). Con linea piena sono rappresentate le distribuzioni dopo la selezione di trigger, mentre con i punti sono rappresentate le distribuzioni senza tagli di trigger. Le due distribuzioni sono normalizzate al numero di eventi dopo la selezione di trigger. Se andiamo a guardare le distribuzioni dei mesoni ricostruiti, Figura (6.11), vediamo che l'effetto del trigger seleziona mesoni ad elevato impulso. Le distribuzioni di massa non subiscono forti alterazioni, almeno in una finestra attorno al valore di generazione della massa. Infine uno sguardo alle distribuzioni in L_{xy}, Figura (6.10), fa comprendere come il taglio operato a livello 2 sul parametro d'impatto influisca anche su queste distribuzioni.

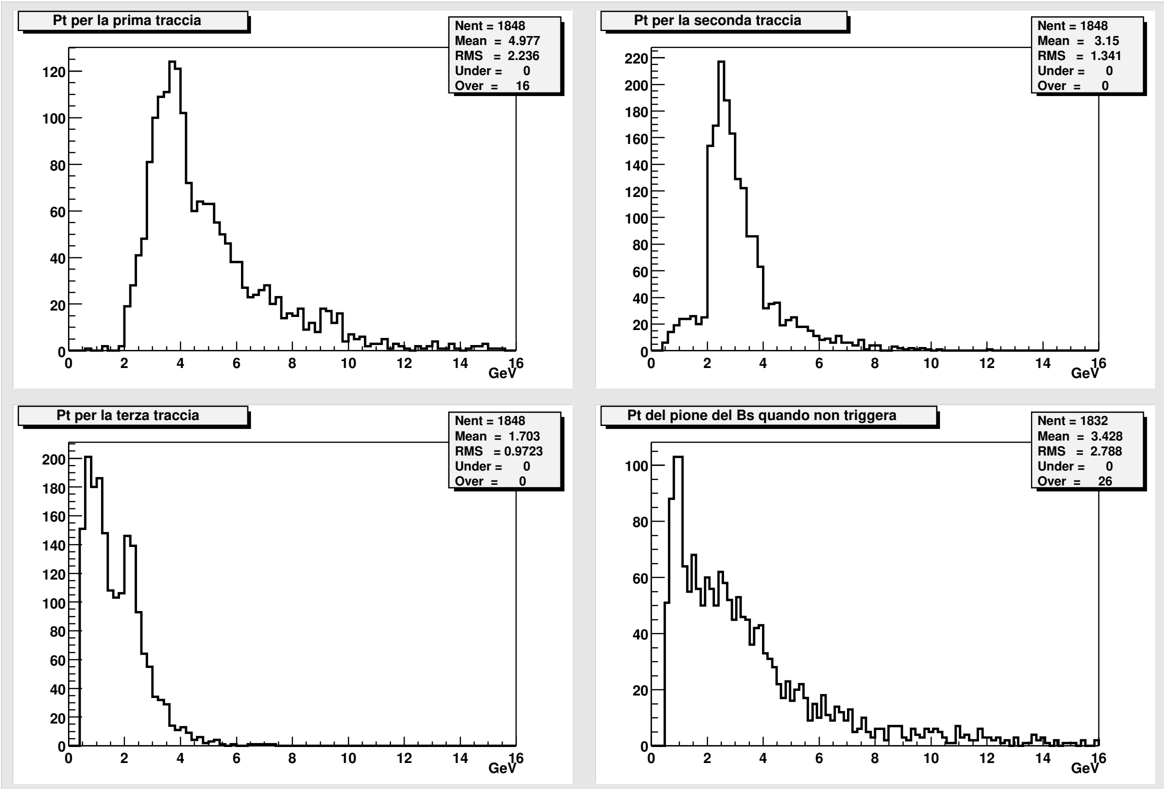

Figura 6.5: *Distribuzioni in p_T per il Campione B. La traccia in basso a destra è la traccia del pione del B_s. Le altre tracce rappresentate sono le tracce usate per ricostruire il mesone D_s e sono ordinate in sequenza decrescente in impulso trasverso.*

6.3 Ottimizzazione della scelta dei tagli

Dopo la simulazione del trigger, gli eventi selezionati sono stati ricostruiti utilizzando alcune richieste, atte a diminuire il numero di candidati per evento e migliorare il processo stesso di ricostruzione. Ciò che richiediamo sono tracce con p_T sufficientemente elevato ed un numero consistente di hit per poter essere ben ricostruite dal sistema di tracciatura più esterno (hit nella COT), ma che siano ben ricostruite dal rivelatore al silicio, per poter avere alta risoluzione nelle misure dei vertici secondari. I tagli operati sono :

Richieste di singola traccia

- Tracce con $P_T > 500\ MeV/c$;
- $|\eta| < 2$;
- Almeno 30 hit *stereo* e 30 hit *assiali* sui layer della COT;
- Almeno 4 hit sui layer del tracciatore in silicio.

Richieste per il Candidato D_s

- Candidato carico:$|Q_{D_s}| = 1$;
- Compatibilità delle tre tracce con un vertice, $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.01$;

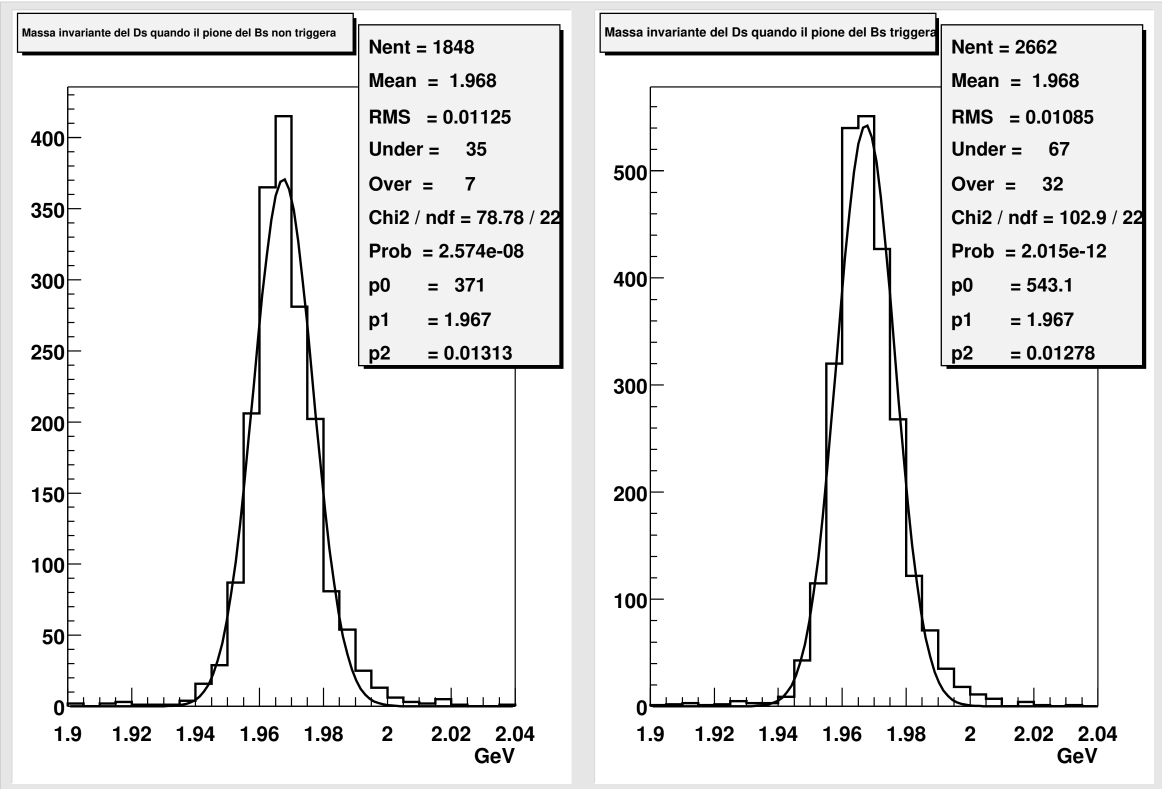

Figura 6.6: *Massa invariante peri Campioni A, a destra, e B, a sinistra. I risultati dei fit danno valori di risoluzione compatibili fra loro*

La richiesta di hit stereo e assiali di una traccia è equivalente a richiedere che la traccia sia ben ricostruita tridimensionalmente.
Come descritto nel Capitolo precedente, il pacchetto di ricostruzione ha la possibilità di utilizzare informazioni Monte Carlo per escludere dalla ricostruzione del mesone D_s la traccia appartenente al pione prodotto direttamente dal mesone B_s. Abbiamo usato questa opzione per *pulire* il segnale ricostruito e studiare più accuratamente le caratteristiche del canale.

I grafici nelle Figure (6.13) e (6.14) mostrano alcune variabili del mesone D_s ricostruito. Le variabili $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ si definiscono come la massima differenza nella variabile considerata tra le tracce che ricostruiscono il mesone D_s. ΔR è definito come la somma in quadratura delle due variabili sopra esposte

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \tag{6.4}$$

In sostanza queste variabili ci fanno capire quanto aperto può essere il cono che contiene le tracce dei tre pioni del decadimento del mesone D_s. Le distribuzioni sono abbastanza localizzate entro coni di piccolo raggio, e questo suggerisce la possibilità di utilizzare queste variabili per selezionare il segnale. È interessante notare come venga modificata la distribuzione in L_{xy} dalla selezione di trigger. La Figura (6.14), mostra infatti come il profilo di questa distribuzione sia modificato, a bassi valori, per il taglio sul parametro d'impatto a livello 2. L_{xy} rappresenta la distanza tra

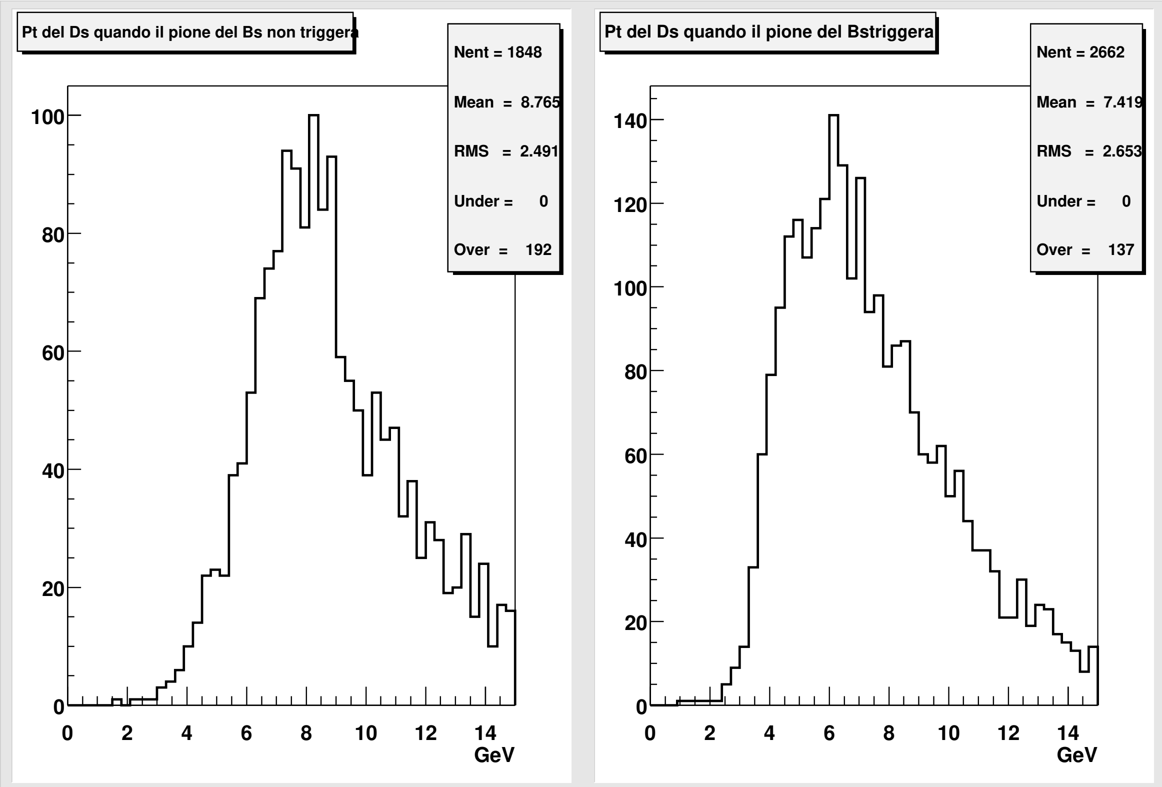

Figura 6.7: *Distribuzioni dei p_T del D_s per il campione A (destra) e B (sinistra). Le due distribuzioni hanno media diversa.*

il vertice primario ed il vertice di decadimento del D_s, e non può essere quindi messo in relazione diretta con la lunghezza di decadimento (e quindi con il $c\tau$) del mesone stesso, che potrà essere calcolata solo dopo aver ricostruito il decadimento del mesone B_s. Inoltre, per meglio selezionare il mesone neutro, abbiamo richiesto per il B_s

$$|m_{D_s} - 1.9686| < 0.06\ GeV/c^2. \quad (6.5)$$

Con questa sequenza di tagli abbiamo così ottenuto una ricostruzione del segnale. I grafici in Figura (6.12) mostrano le distribuzioni di massa invariante per i mesoni B_s e D_s ricostruiti; le risoluzioni ottenute con interpolazioni gaussiane sono di 11 MeV/c^2 per il D_s e 23 $MeV/c2$ per il B_s. Analogamente a quanto fatto per il D_s in figura (6.15) riportiamo le variabili $\Delta\phi$ e $\Delta\eta$. Esse sono definite come la differenza in η e la differenza in ϕ tra le tracce. Ancora esse ci mostrano come sono disposte nello spazio le tracce del D_s e del pione generati dalla disintegrazione del mesone neutro. La variabile ΔR, definita come per il caso del D_s, ci mostra quanto aperte sono le traiettorie del mesone charmato e del π prodotto dal B_s.

6.3.1 Misure di lunghezze di decadimento

Per una analisi che voglia cercare di accedere direttamente alla misura del tempo proprio del mesone B_s è importante la ricostruzione di tutti i vertici di decadimento

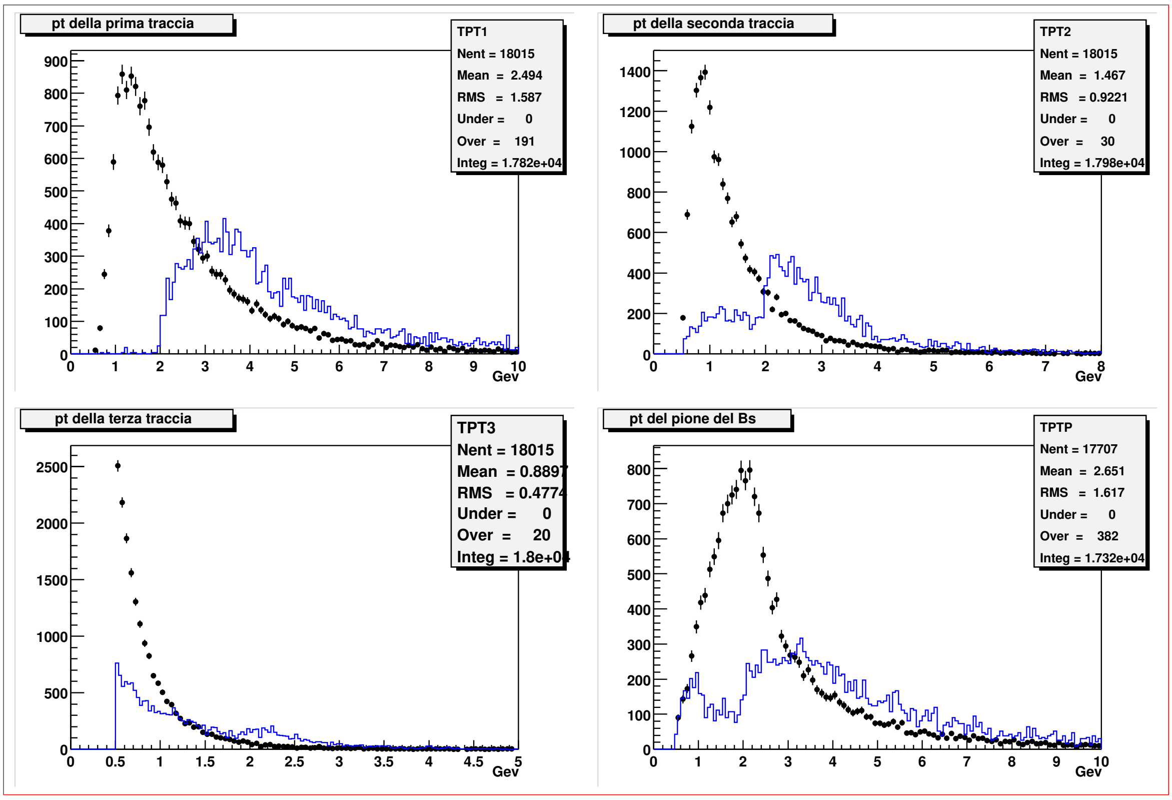

Figura 6.8: *Distribuzioni in p_T delle quattro tracce nell'evento. I due grafici sono normalizzati rispetto al numero di entries. In linea continua le distribuzioni dopo la selezione di trigger, mentre con dei puntini è presentata la distribuzione senza la selezione di trigger.*

e, nel nostro caso, dei due vertici: quello del D_s e quello del B_s. Parimenti è importante riuscire a ricostruire con precisione il vertice primario dell'interazione, ovvero il punto nel quale avviene la collisione tra un protone ed un antiprotone all'interno dei fasci. Infatti il punto di interazione giace all'interno dell'area nella quale i due pacchetti del fascio interagiscono. Quest'area ha una dimensione pari alla dimensione di uno dei pacchetti, ovvero $\sim 35\ \mu m$ nel piano trasverso e $\sim 30\ cm$ lungo la direzione longitudinale. Questo comporta che nella ricostruzione dell'evento, e dei vertici secondari, la risoluzione sul vertice primario inciderà sensibilmente. Per la ricostruzione del vertice primario esistono numerosi algoritmi, i quali determinano la sua posizione interpolando le tracce presenti nell'evento. La risoluzione nella ricostruzione del vertice primario dipende quindi dal tipo di evento ed è chiaramente variabile. Nel Run I si riusciva ad ottenere una risoluzione lungo z di approssimativamente 1 cm, mentre nel piano trasverso la risoluzione non differiva molto dalla dimensione del pacchetto. Nel Run II ci aspettiamo un cospicuo miglioramento nella risoluzione lungo z, infatti SVX II ricostruisce tracce tridimensionalmente, questo comporta che sia possibile avere informazione in z in prossimità della linea dei fasci. La risoluzione nel piano trasverso non è previsto che migliori di molto, poiché ad una maggiore risoluzione del sistema di tracciatura al silicio si contrappone la presenza

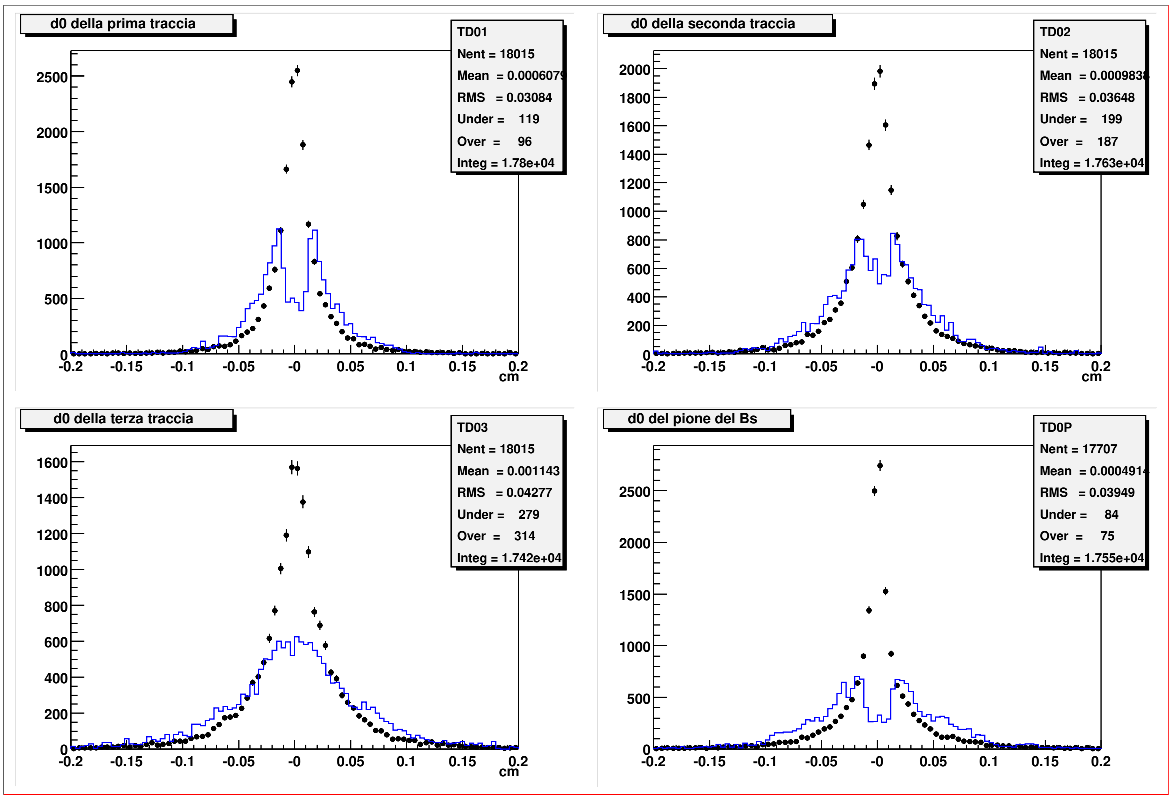

Figura 6.9: *Distribuzioni in d_0 delle quattro tracce nell'evento. I due grafici sono normalizzati rispetto al numero di entries. In linea continua le distribuzioni dopo la selezione di trigger, mentre con dei puntini è presentata la distribuzione senza la selezione di trigger.*

di più materiale in prossimità del fascio, fatto che comporta un aumento del multiplo scattering e presenza di tracce non provenienti dal primario. Nella nostra analisi sul segnale abbiamo tralasciato momentaneamente le problematiche di determinazione del vertice primario per concentrarci sulle risoluzioni ottenute nella costruzione degli altri vertici una volta nota, da Monte Carlo, la posizione del vertice primario.
La risoluzione che otteniamo nella ricostruzione dei vertici secondari è resa possibile dalla bontà con cui il nostro rivelatore è in grado di ricostruire le tracce a breve distanza dalla linea del fascio, grazie al rivelatore al Silicio SVX II. Una volta ricostruiti i vertici, è possibile avere la misura del tempo proprio di decadimento dei mesoni ricostruiti. Infatti

$$ct = \frac{L}{P(X_s)} \cdot m_{X_s} \tag{6.6}$$

dove X_s, rappresenta il mesone strano considerato, $P(X_s)$ è il suo impulso e L la lunghezza di decadimento. Proiettando tutto nel piano trasverso, e considerando per un attimo il solo mesone B_s, possiamo scrivere

$$ct = \frac{L_{xy}}{P_T(B_s)} \cdot m_{B_s} \tag{6.7}$$

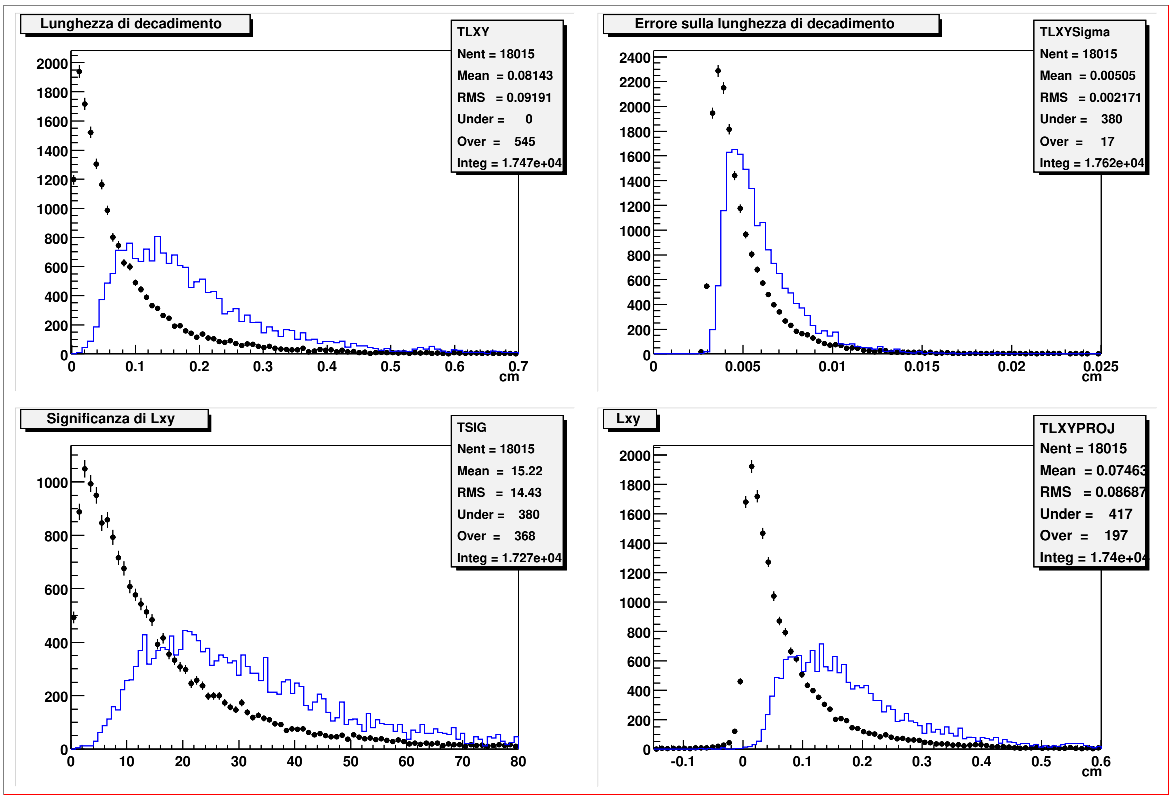

Figura 6.10: *Distribuzioni in L_{xy} dopo la ricostruzione del D_s. I grafici sovrapposti sono normalizzati rispetto al numero di entries. In linea continua le distribuzioni dopo la selezione di trigger, mentre con dei puntini è presentata la distribuzione senza la selezione di trigger.*

dove con L_{xy} intendiamo la lunghezza di decadimento segnata, ovvero la lunghezza di decadimento proiettata nella direzione del momento del mesone e quindi proiettata nel piano trasverso. Nel canale adronico $B_s \to D_s\pi$, il momento del mesone B_s può essere ricostruito senza problemi di *energia mancante* con vantaggio nella risoluzione sul risultato finale.
Gli istogrammi in Figura (6.16) riportano, per i mesoni B_s e D_s, le distribuzioni del tempo proprio *ct* di ogni evento. La distribuzione esponenziale che otteniamo è quella caratteristica di un decadimento di una particella. A sinistra sono riportate le distribuzioni ottenute dopo la ricostruzione degli eventi, a destra le stesse distribuzioni provenienti da informazioni di generazione. Per eventi di segnale, come questi che stiamo analizzando, la richiesta di due tracce con parametro d'impatto superiore a 120 μm, spopola fortemente la regione in L_{xy} a bassi valori, generando un analogo comportamento sulle distribuzioni di tempo proprio. Questo effetto può avere enormi influenze su misure atte a mettere in evidenza il fenomeno del mescolamento, o atte a stimare la vita media del mesone.
Abbiamo eseguito un test di confidenza per verificare il processo di ricostruzione dei vertici, eseguendo interpolazioni lineari nelle zone non interessate dalla deformazione dovuta al trigger. Abbiamo eseguito una misura di vita media dei mesoni ricostruiti

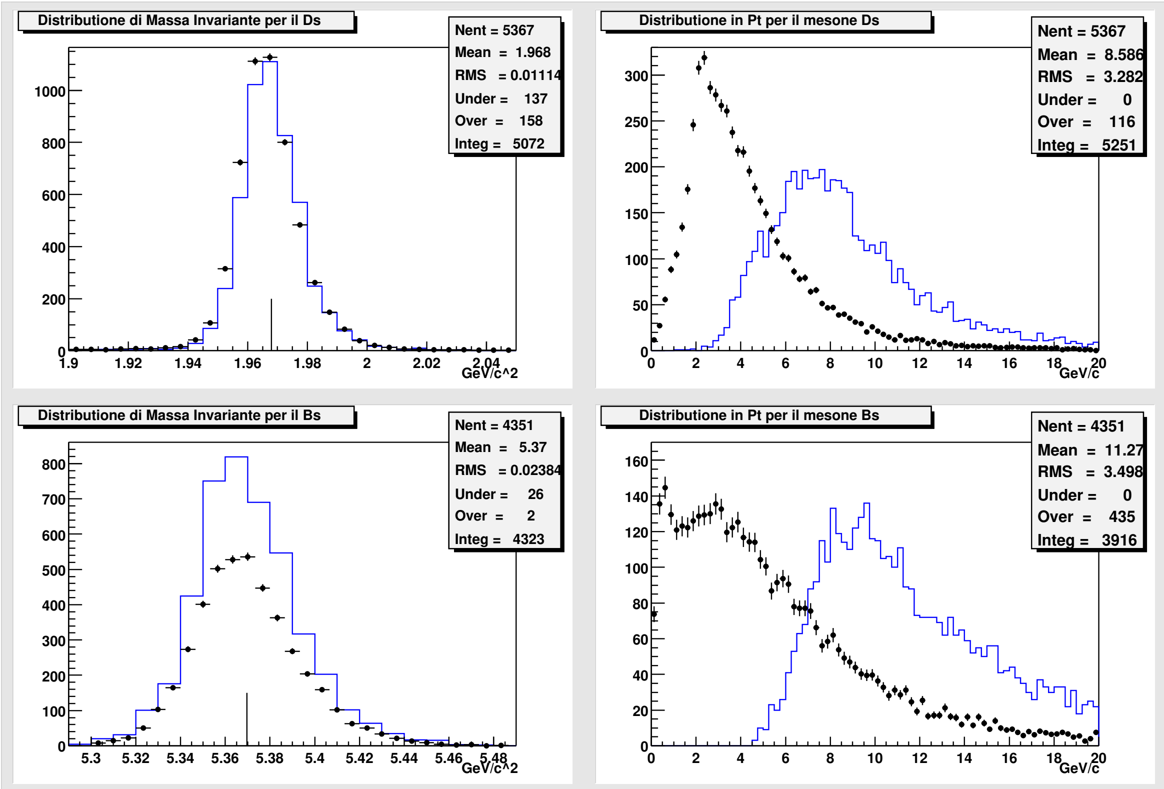

Figura 6.11: *Raffronto tra le distribuzioni di massa invariante ed in p_T per i mesoni ricostruiti prima e dopo le selezioni di trigger. A sinistra sono riportate le distribuzioni di massa invariante, a destra sono riportate le distribuzioni in p_T per gli stessi mesoni. I grafici in linea continua rappresentano le distribuzioni dopo i tagli di trigger, quelli in punti neri le stesse distribuzioni in assenza delle selezioni di trigger. Le distribuzioni sono normalizzate rispetto al numero di eventi*

eseguendo interpolazioni lineari su parte delle distribuzioni in ct. Il risultato dei fit eseguiti per le due distribuzioni, D_s e B_s, hanno fornito i seguenti valori:

$$c\tau_{D_s} = 161 \pm 4\ \mu m \qquad c\tau_{B_s} = 453 \pm 14\ \mu m.$$

Questi dati vanno confrontati con quelli di generazione impostati nella simulazione, ovvero 160 μm per il D_s e 462 μm per il B_s.
Per capire quale sia la risoluzione con cui siamo in grado di ricostruire i vertici del nostro evento, abbiamo confrontato i nostri risultati con le informazioni disponibili dalla simulazione. Abbiamo così calcolato la nostra risoluzione su ct. I grafici in Figura (6.17) mostrano i risultati ottenuti:

$$\begin{aligned} \sigma_{B_{ct}} &= 15\ \mu m \qquad \sigma_{D_{ct}} = 20\ \mu m \\ \sigma_{B_{L_{xy}}} &= 33\ \mu m \qquad \sigma_{D_{L_{xy}}} = 81\ \mu m \end{aligned} \tag{6.8}$$

È interessante notare come la risoluzione che otteniamo per le distribuzioni in ct sia sensibilmente migliore della sensibilità che abbiamo per le distribuzioni in L_{xy},

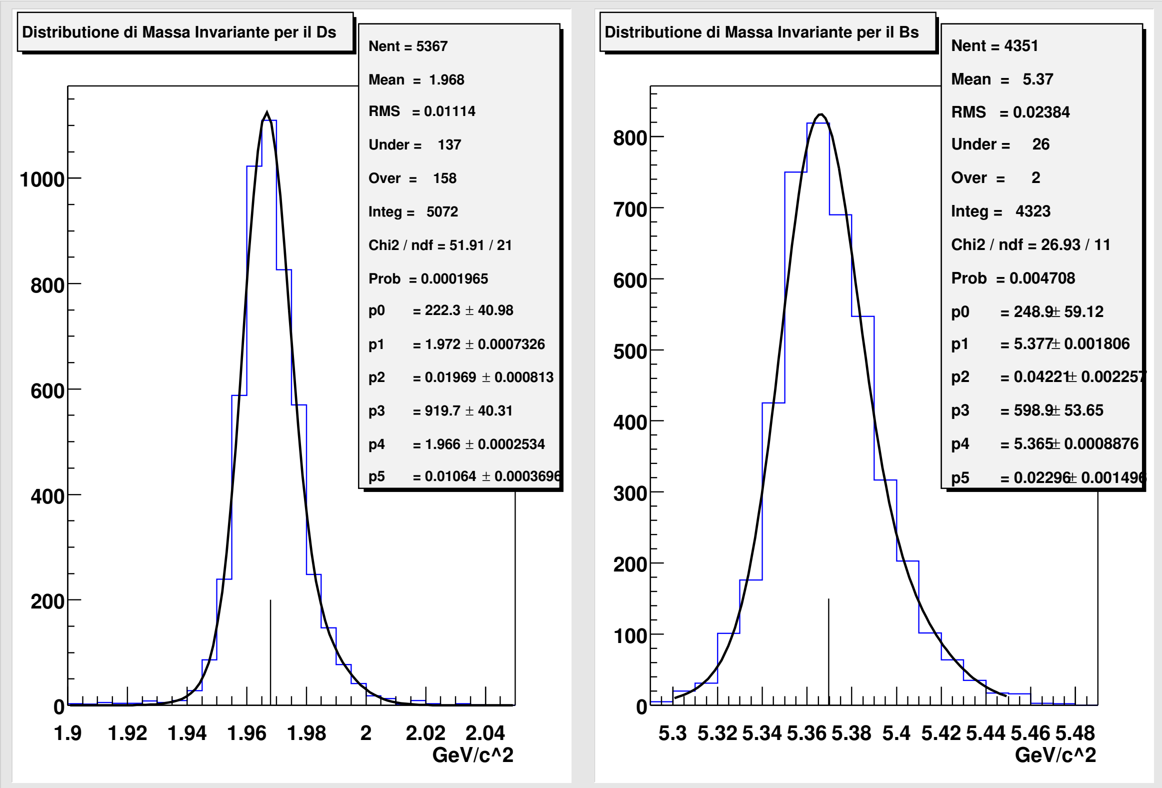

Figura 6.12: *Distribuzioni di Massa Invariante per i mesoni ricostruiti dopo le selezioni di trigger. Le interpolazioni eseguite con gaussiane danno risoluzioni di* 11 MeV/c^2 *per il* D_s*(a sinistra), e di* 23 MeV/c^2 *per il* B_s*(a destra). Una linea verticale segna il valore di massa generato nella simulazione per i due mesoni.*

benché ct dipenda da quest'ultima, come mostra la formula in eq.(6.6). Questo è dovuto alla buona risoluzione che il nostro rivelatore possiede nella ricostruzione del p_T delle tracce, che quindi contribuisce molto poco alla risoluzione in ct, ma soprattutto è dovuto al fatto che il trigger seleziona eventi ad alto p_T. Le risoluzioni in ct e L_{xy} sono infatti legate, trascurando il contributo del p_T, da:

$$\sigma_{ct} \simeq \frac{m_{X_s}}{p_T(X_s)} \cdot \sigma_{L_{xy}}. \tag{6.9}$$

Mesoni ad alto momento trasverso, possono migliorare la risoluzione in ct rispetto alla risoluzione in L_{xy}.

6.4 Il Mescolamento

Gli eventi così ricostruiti hanno lo stato finale a sapore definito, che si ricava dalla carica del D_s, ma per poter ricostruire una curva di mescolamento abbiamo bisogno di informazioni sullo stato di sapore del mesone al momento della sua generazione. In mancanza di un perfezionato strumento di tagging per il riconoscimento del

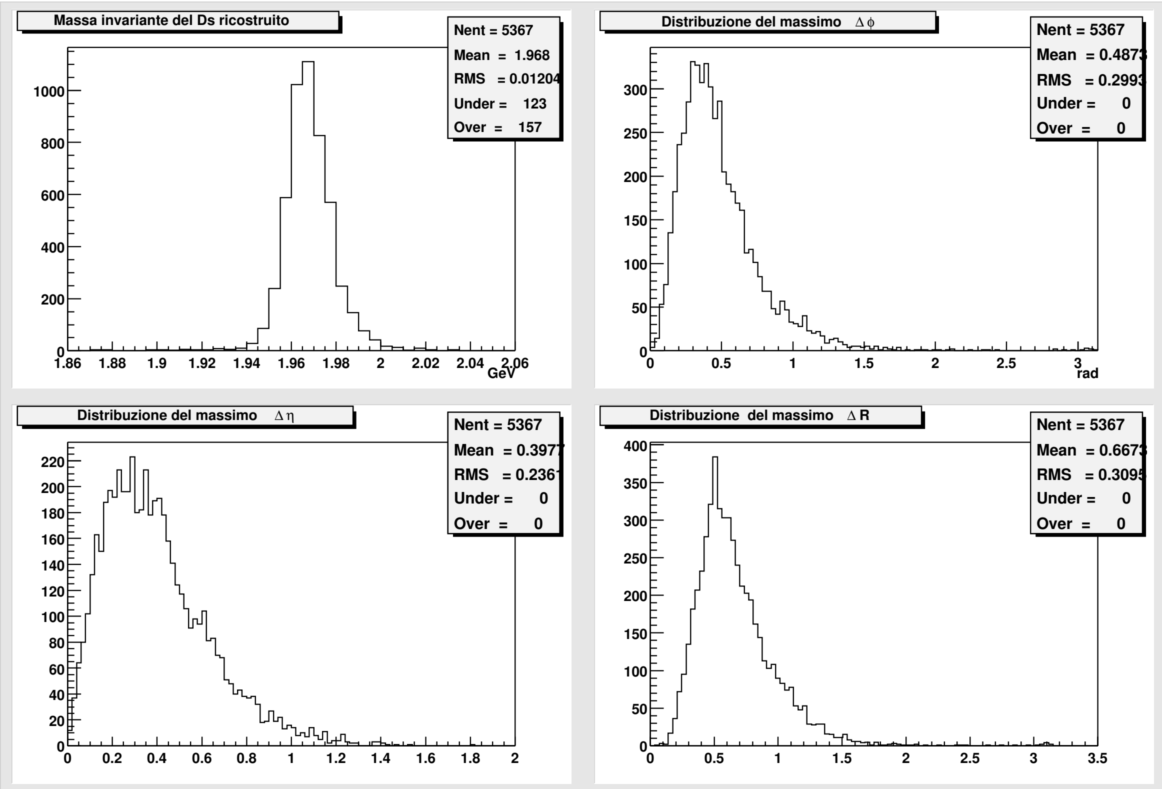

Figura 6.13: *Alcune variabili dopo la ricostruzione del mesone D_s. In alto a sinistra la massa invariante, in alto a destra la distribuzione di $\Delta\phi$, in basso a sinistra ;a distribuzione in $\Delta\eta$, ed in basso a destra la distribuzione in ΔR.*

sapore del mesone neutro al suo stato iniziale, ma anche per trascendere dalle difficoltà tecniche derivanti dalla inevitabile risoluzione di questo strumento, abbiamo utilizzato informazioni Monte Carlo per il riconoscimento di eventi mescolati. In tal modo siamo in grado di separare le distribuzioni in ct in due popolazioni e ottenere distribuzioni non normalizzate della probabilità di mescolamento. A questo punto, se N_{MIX} rappresenta il numero di B_s che al tempo t risulta aver mescolato, e N_{UMIX} è invece il numero di B_s che non hanno mescolato, sappiamo che

$$\frac{N_{UMIX} - N_{MIX}}{N_{MIX} + N_{UMIX}} = \cos(\Delta m_s t). \tag{6.10}$$

I grafici in Figura (6.18) mostrano la curva di oscillazione ottenuta sul segnale. La perfezione nel sistema di tagging adottato elimina da questo grafico il contributo di questa tecnica nella ricostruzione della curva. Una interpolazione della curva con una sinusoide ad ampiezza ($\mathcal{A}$) e frequenza libere restituisce i seguenti valori:

$$\Delta m_s = 21.98 \pm 0.08 \quad e \quad \mathcal{A} = 0.7 \pm 0.1 \tag{6.11}$$

Il valore di Δm_s è in ottimo accordo con il valore di input inserito di 22. Questo risultato è solo una ulteriore conferma della bontà sulla risoluzione raggiunta nella nostra ricostruzione geometrica dell'evento.

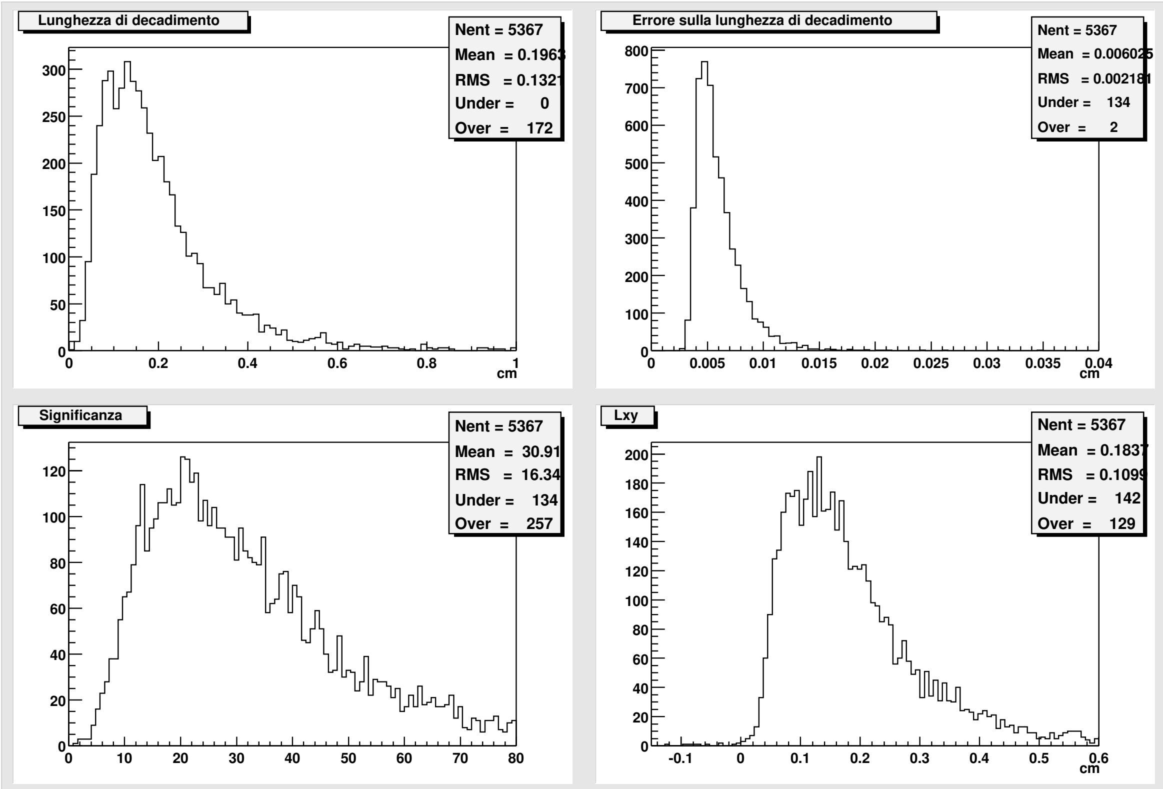

Figura 6.14: *Alcune variabili ricostruite per il D_s. In basso a destra L_{xy}, in alto a sinistra la lunghezza di decadimento del D_s nel piano trasverso, intesa com distanza tra il vertice primario e il secondario nel piano trasverso ,in alto a destra il suo errore. In basso a destra la significanza della lunghezza di decadimento, ovvero $Sign(dec.\ l.) = dec.\ l./\sigma_{dec.\ l.}$.*

6.5 Conclusioni

Gli studi effettuati sul campione di puro segnale ci hanno permesso di comprendere più approfonditamente come questo canale si manifesta all'interno del rivelatore **CDF** . Quanto appreso ci fornisce informazioni utili su come operare per selezionare questo segnale tra i dati che verranno raccolti a **CDF** nei prossimi anni. Possiamo riassumere le nostre conclusioni affermando che inevitabilmente, la presenza necessaria del trigger modifica il segnale selezionando eventi con una particolare topologia, in cui il pione del B_s non è facilmente distinguibile. Ad ogni modo, lo studio operato su come il trigger seleziona gli eventi ci ha permesso di capire che nel 59% dei casi il pione del B_s è una traccia di trigger, e possiamo cercare di identificarlo selezionando nell'evento la traccia con p_T più elevato. Siamo poi in grado di ricostruire l'evento completamente, ricostruendo i vertici del decadimento con una buona risoluzione. Infine le variabili $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ e ΔR introdotte per i mesoni ricostruiti mostrano un andamento sufficientemente localizzato per permetterci di selezionare il segnale sul fondo con tagli in queste variabili.

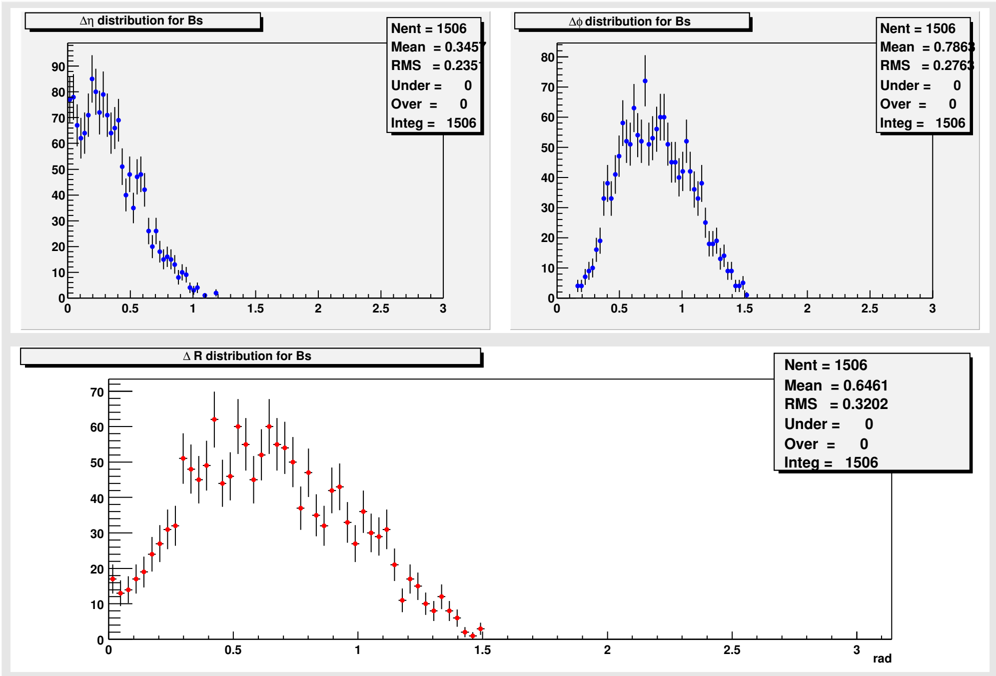

Figura 6.15: *Distribuzioni di $\Delta\eta$ (in alto a sinistra), di $\Delta\phi$ (in alto a destra) e in ΔR (in basso) per il mesone B_s.*

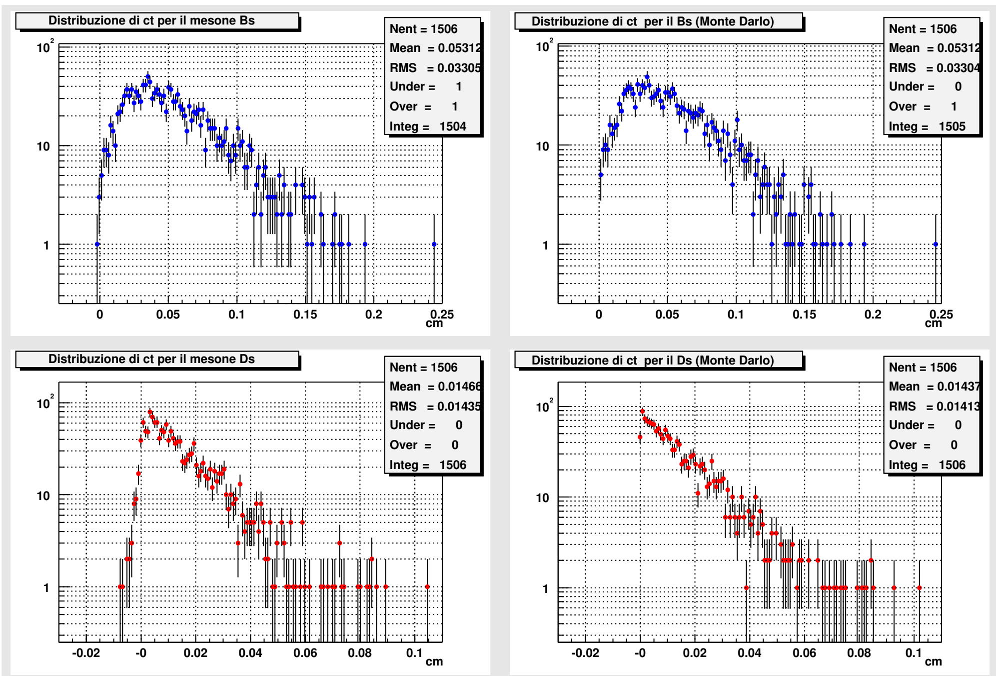

Figura 6.16: *Distribuzioni di ct per i mesoni ricostruiti. A destra sono plottate le stesse distribuzioni ottenute dalle banche di generazione.*

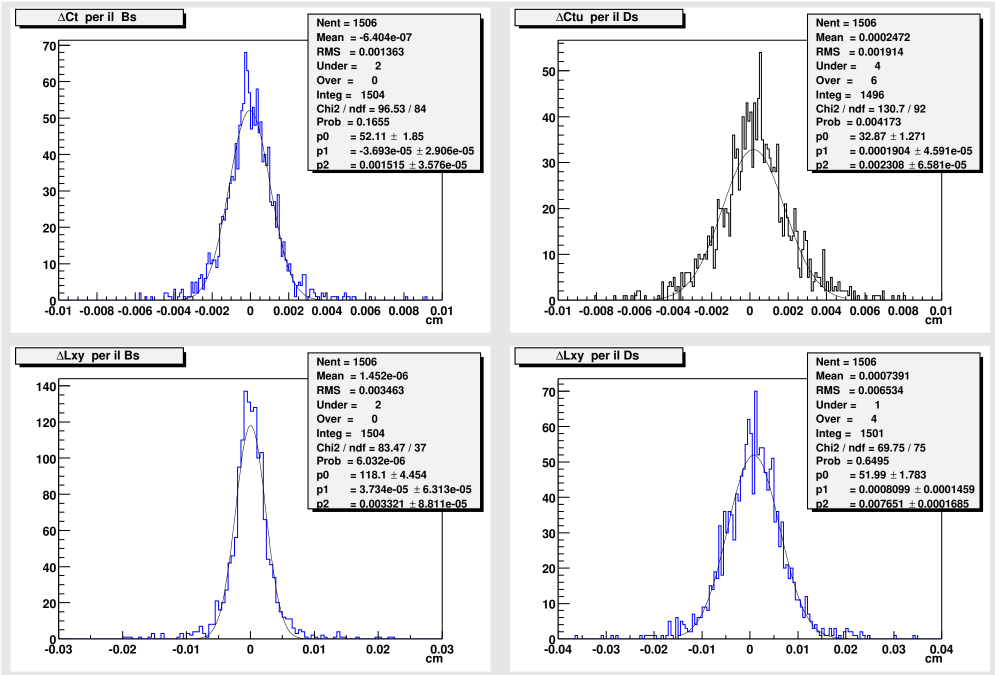

Figura 6.17: *Risoluzioni in ct ed in L_{xy} per i mesoni ricostruiti. In alto sono mostrate le risoluzioni in ct per il B_s, a sinistra, e per il D_s, a destra. In basso sono mostrate invece le risoluzioni in L_{xy} per il B_s, a sinistra, e per il D_s, a destra.*

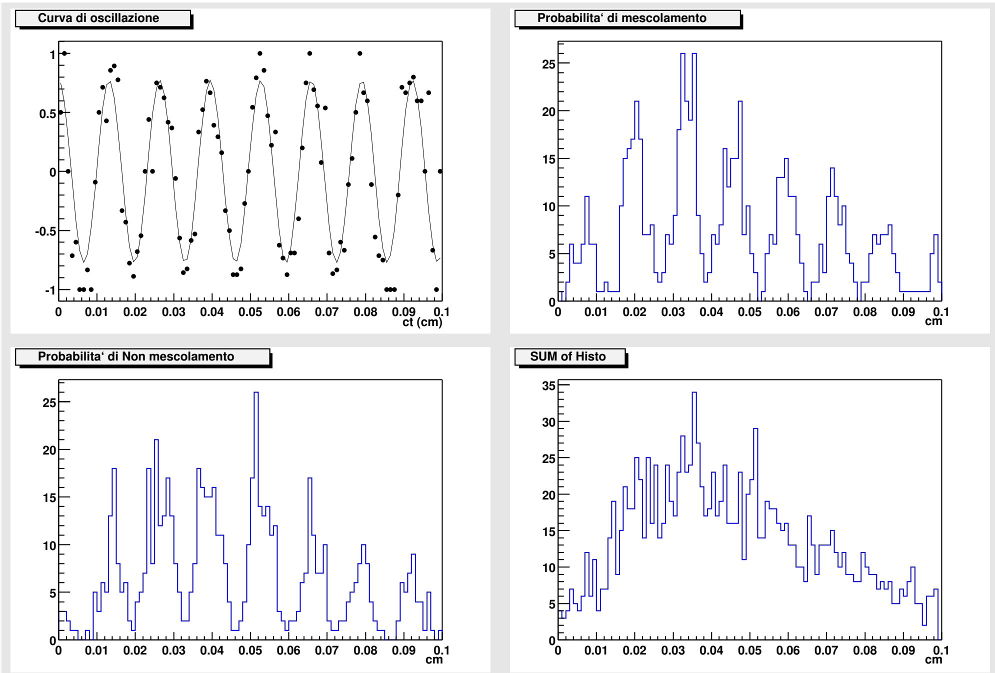

Figura 6.18: *Ricostruzione della curva di oscillazione. In alto a sinistra è mostrata la curva di oscillazione, il alto a destra è invece mostrata la distribuzione di ct per gli venti che hanno mescolato, ed in basso a sinistra la distribuzione di ct per gli eventi che non hanno mescolato. Infine, in basso a destra la distribuzione in ct complessiva.*

Capitolo 7

Analisi preliminari sui campioni inclusivi

7.1 Introduzione

Dall'inizio di quest'anno (2002) **CDF** sta raccogliendo dati con il sistema di trigger funzionante; abbiamo così guardato parte dei dati raccolti in questi mesi per capire se il trigger ed il rivelatore operano in maniera adeguata per poter valutare il fondo. I campioni esaminati sono campioni di dati del Two Track hadronic Trigger, già presentato nel Capitolo 5, nella stream dedicata al decadimento a molti corpi. Si tratta di essenzialmente 2 run, 138809 e 138859, che equivalgono a $\approx 30\ nb^{-1}$ di dati raccolti e trattati con gli algoritmi standard per la ricostruzione delle tracce offline. Anche se disponibili, non tutte le selezioni di trigger per questa stream erano attivate. Problemi con le *farm* di SVT hanno impedito di operare le normali selezioni sul χ^2 delle tracce e sulla quantità $\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v > 0$.[1]

7.2 Verifica delle condizioni di trigger

Come già anticipato i dati raccolti appartengono alla stream detta Two Track hadronic Trigger, per il decadimento a più corpi. Le condizioni del trigger non erano ancora impostate sulle configurazioni di progetto, e più precisamente, mentre il livello 1 era totalmente funzionante, per il livello 2 le *farm* di SVT non operavano associazioni di tracce. In sostanza le richieste di livello 2 sono:

- due tracce con $p_T > 2\ GeV/c$;
- tracce di trigger con $\chi^2 < 25$;
- $\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v > 0$ non attivo;
- $100\,\mu m < |d_0| < 1000\,\mu m$;

[1] Ricordiamo che SVT seleziona eventi con almeno 2 tracce che abbiano un $\chi^2 < 12.6$

- $2^\circ < \Delta\phi < 90^\circ$ non attivo.

Abbiamo eseguito uno studio, sulla falsa riga di quanto riportato nell'analisi presentanta nel Capitolo 3 [5], sul trigger di livello 2. Per gli eventi ricostruiti con i tagli riportati nel prossimo paragrafo, abbiamo letto le banche di trigger di livello 2, ed abbiamo contollato che le tracce di trigger soddisfacessero alle richieste imposte. I grafici in Figura (7.1) mostrano appunto le distribuzioni in parametro d'impatto ed in p_T per le tracce che che hanno superato le richieste di trigger. Si vede chiaramente il *buco* che testimonia il taglio sul parametro d'impatto.

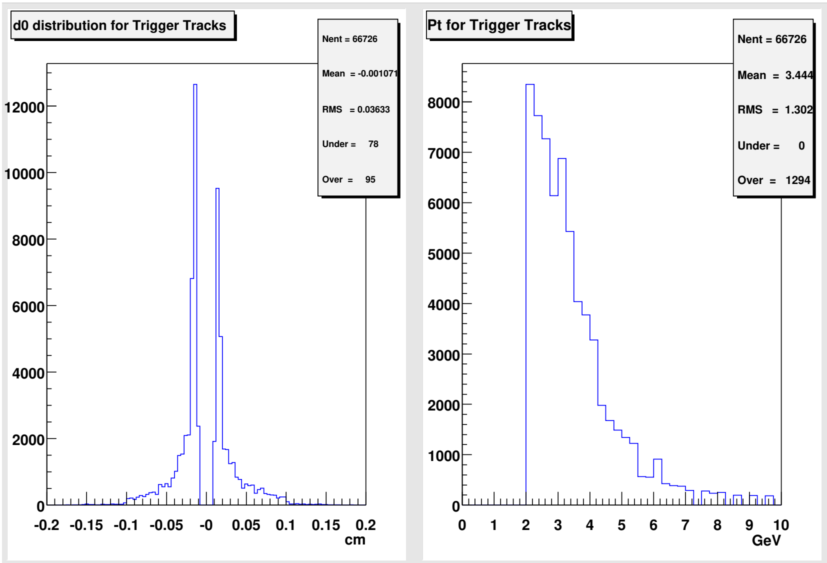

Figura 7.1: *Distribuzioni dalle banche di trigger (SVT). A sinistra la distribuzione del parametro d'impatto delle tracce di trigger, a destra la loro distribuzione in p_T.*

7.3 Ricostruzione dei dati

Abbiamo utilizzato il nostro pacchetto di ricostruzione degli eventi raccolti, e abbiamo applicato qualche taglio preliminare che verrà indicato in seguito, con l'obiettivo di abbassare il numero di candidati ricostruiti ed eliminare così parte del fondo combinatorio. Diversamente da quanto fatto per la simulazione, abbiamo dovuto tener conto della ricostruzione del vertice primario. Questo è stato trovato prendendo come z lo z medio di tutte le tracce che passano le selezioni di singola traccia di seguito esposte. Le coordinate x e y del vertice primario sono trovate a partire dalla posizione del fascio e dalla sua pendenza con algoritmi standard. La ricostruzione dell'evento è stata quindi fatta selezionando tracce con le seguenti caratteristiche:

- p_T di singola traccia maggiore di 0.4 GeV/c;

- massimo Δz_0 tra le tracce 5 cm;

- $|\eta| < 1.5$;

- almeno 36 hit stereo e 36 hit assiali nella COT;
- almeno 4 hit sul rivelatore al Silicio.

La selezione in Δz_0 serve per selezionare tracce che non siano troppo distanti in z e possono essere ben ricostruite. Anche la richiesta sul numero di hit nel sistema di tracciatura, il limite inferiore in p_T e la richiesta sull'η della traccia hanno l'obiettivo, già discusso nel Capitolo precedente, di richiedere tracce che siano ben ricostruite anche in prossimità del fascio.
Quindi, la ricostruzione del D_s è stata operata escludendo, per ogni evento, la traccia con impulso più elevato, traccia che è stata utilizzata in seguito come pione candidato per la ricostruzione del B_s. Le selezioni operate sono:

- massimo $\Delta R \leq 1.5$;
- momento trasverso del mesone D_s ricostruito $p_T > 5\ GeV/c$;
- compatibilità delle tre tracce con il provenire da un unico vertice $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.01$;
- parametro d'impatto delle tre tracce $d_0^i < 0.1\ cm$;
- $L_{xy} > 0\ cm$.

Le selezioni sui parametri d'impatto escludono tracce che non sono compatibili con un vertice secondario, analogamente alla selezione sulla probabilità del χ^2 nella ricostruzione del vertice del D_s, che elimina combinazioni di tracce che hanno bassa probabilità di intersecarsi in un vertice comune. La richiesta di selezionare candidati in un cono $\Delta R < 1.5$,[2] rispecchia quanto ottenuto nel precedente Capitolo: tutto il segnale è concentrato all'interno di questo cono. La richiesta di $L_{xy} > 0$ esclude i candidati ricostruiti con direzione del momento non consistente con la direzione di volo. Infine i tagli in p_T servono per selezionare decadimenti non troppo aperti e cinematicamente corretti.

Se andiamo a guardare le distribuzioni delle tre tracce che ricostruiscono il D_s, possiamo notare l'effetto del trigger, che si manifesta con picchi nelle distribuzioni in p_T attorno al valore di 2 GeV/c. Il grafico in Figura (7.2) mostra appunto le distribuzioni dei p_T delle tre tracce e la distribuzione del p_T del D_s ricostruito, sulla quale è stato eseguito uno dei tagli. Le distribuzioni in parametro d'impatto, Figura (7.3) non mostrano così chiaramente le selezioni di trigger. Qui il numero di tracce per evento è molto elevato e questo limita la possibilità di vedere il taglio. Comunque osservando le tracce ricostruite dal sistema di trigger il *buco* nelle distribuzioni in parametro d'impatto è visibile. Questo perché SVT ricostruisce tracce con $p_T >$ 1.5 GeV/c, e su queste opera le sue selezioni, sicché il rapporto tra le tracce di trigger ed il numero di tracce nell'evento è più favorevole per il riconoscimento delle prime. I grafici in Figura (7.4) mostrano la distribuzione di massa invariante per il D_s ricostruito. Il fondo combinatorio, come già notato nel Capitolo 5, è elevato e nasconde ogni possibilità di vedere segnale; uno *zoom* su una finestra di massa

[2]ΔR è inteso definito come nel precedente Capitolo $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

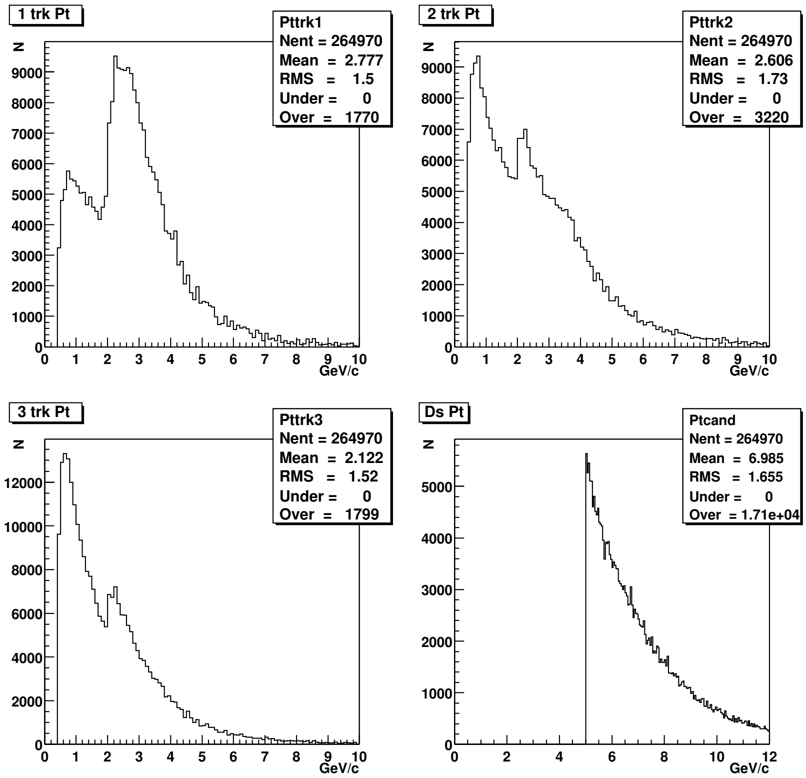

Figura 7.2: *Distribuzioni in p_T delle tracce usate per ricostruire il D_s. Le tracce sono ordinate in ogni evento a p_T decrescente. In basso a destra La distribuzione del momento trasverso del D_s ricostruito. È chiaro il taglio applicato a* 5 *GeV/c..*

attorno al valore nominale [4] mostra comunque un fondo piatto, non deformato dai tagli operati.
Infine, il candidato B_s è ricostruito a partire dai D_s candidati in una finestra di massa di 120 MeV/c^2 centrata attorno al valore nominale della massa del D_s, ai quali è associata la traccia con impulso più elevato nell'evento. Sulla ricostruzione del B_s sono stati applicati i seguenti tagli:

- $\Delta R \leq 1.5$;
- momento trasverso del mesone B_s ricostruito $p_T > 5$ GeV/c;
- probabilità di ricostruire i vertici $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.01$;
- $ct > 0$ cm.

Le selezioni sul B_s seguono la stessa filosofia utilizzata per il mesone charmato, con il taglio in ct che *sostituisce* il taglio in L_{xy}. In sostanza richiediamo B_s con un certo impulso e ricostruiti in un cono attorno al D_s di larghezza sufficiente per raccogliere tutto il segnale, come le considerazioni del Capitolo precedente ci suggeriscono. La compatibilità del D_s e della traccia d'impulso più elevato con un'unico vertice è richiesta con una selezione sulla probabilità dell'interpolazione. Il grafico in Figura

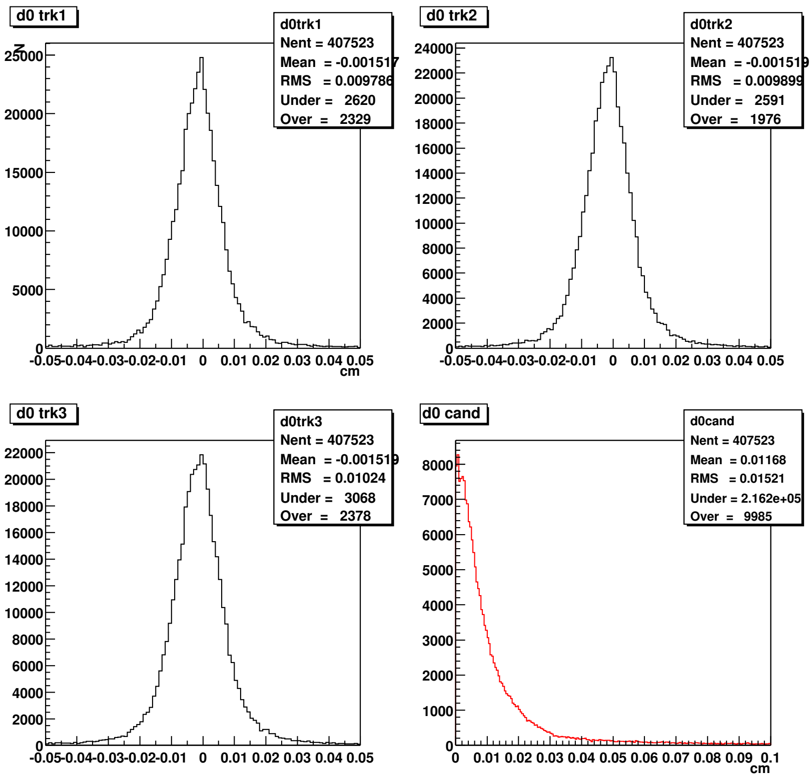

Figura 7.3: *Distribuzioni in parametro d'impatto (d_0) delle tracce usate per ricostruire il D_s. Le tracce sono ordinate in ogni evento a p_T decrescente. In basso a destra La distribuzione del parametro d'impatto del D_s ricostruito.*

(7.6) mostra la distribuzione di questa probabilità dopo il taglio operato. Se guardiamo infine la distribuzione di massa invariante del B_s, Figura (7.5), osserviamo che qui il fondo combinatorio è più limitato, e ciò lascia presagire che quando sarà disponibile maggiore statistica sarà possibile osservare segnale.

7.4 Conclusioni

Abbiamo studiato le caratteristiche del segnale $\overset{(-)}{B}_s \to D_s^{\mp}\pi^{\pm}\,(D_s^{\mp} \to \pi^+\pi^-\pi^{\mp})$ così come appaiono dopo le selezioni del Two Track hadronic Trigger a **CDF II**, osservando che nel 59% dei casi la traccia del pione del B_s è una traccia di trigger. Siamo in grado di ricostruire le masse invarianti dei mesoni B_s e D_s, nei canali considerati, con una risoluzione rispettivamente di 22 e 11 MeV/c^2. Siamo poi in grado di ricostruire la geometria dell'evento, ricostruendo i due vertici del decadimento con una risoluzione sulle distribuzioni in L_{xy} di 33 μm per il B_s e 81 μm per il D_s. Abbiamo verificato che la ricostruzione dei vertici è consistente con i valori di generazione. Abbiamo quindi compreso come questo trigger modifica il segnale considerato e abbiamo cercato di valutare alcune idee per ricostruire il segnale all'interno di un evento più complesso. A questo riguardo la strada è ancora aperta, e molti studi possono essere ancora portati avanti per migliorare la selezione delle

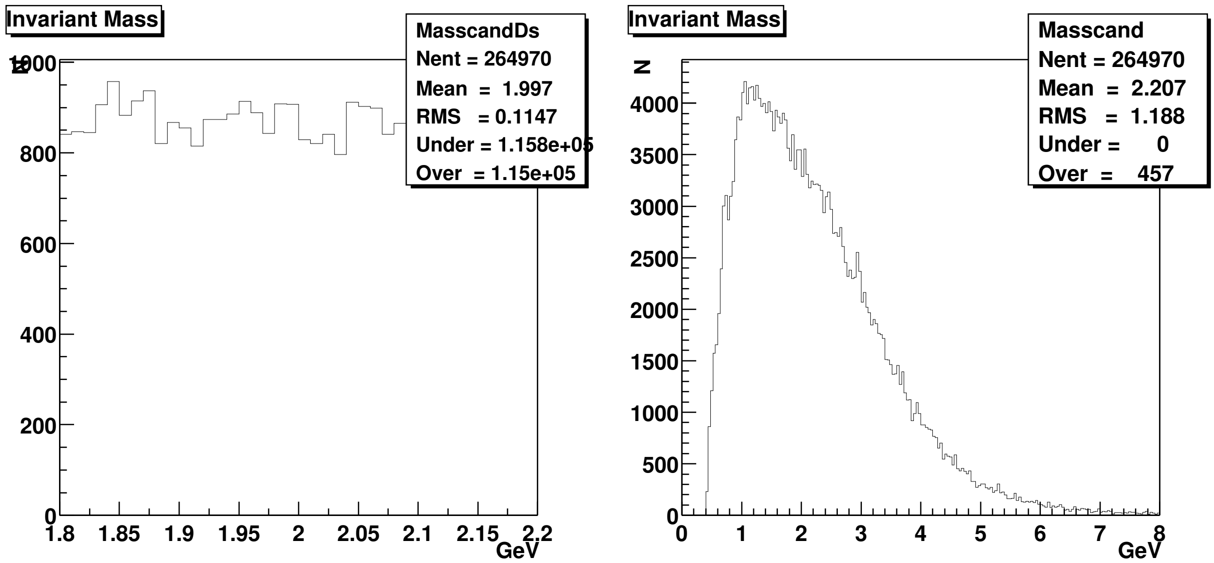

Figura 7.4: *Distribuzioni di massa invariante per il D_s. A sinistra uno zoom della stessa distribuzione in una finestra centrata attorno al valore nominale di* 1.969 *GeV/c^2 [4]* .

tracce.
Uno sguardo ai dati raccolti da **CDF** nei primi mesi di quest'anno, ci rende più evidente quali siano le difficoltà nella ricostruzione di questo canale. Quanto presentato verifica la funzionalità del sistema di trigger di **CDF** che si sta portando velocemente alla configurazione di progetto. La semplice ricostruzione operata sugli eventi raccolti mostra che effettivamente il trigger è in funzione, e che presto saranno a disposizione considerevoli quantità di dati sui quali eseguire analisi più accurate. Abbiamo mostrato che **CDF** ha la possibilità di misurare la frequenza di oscillazione Δm_s per i sistemi $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. La ricostruzione del canale proposto è parte integrante di questo progetto, ed una sua ricostruzione contribuirà alla realizzazione della misura.

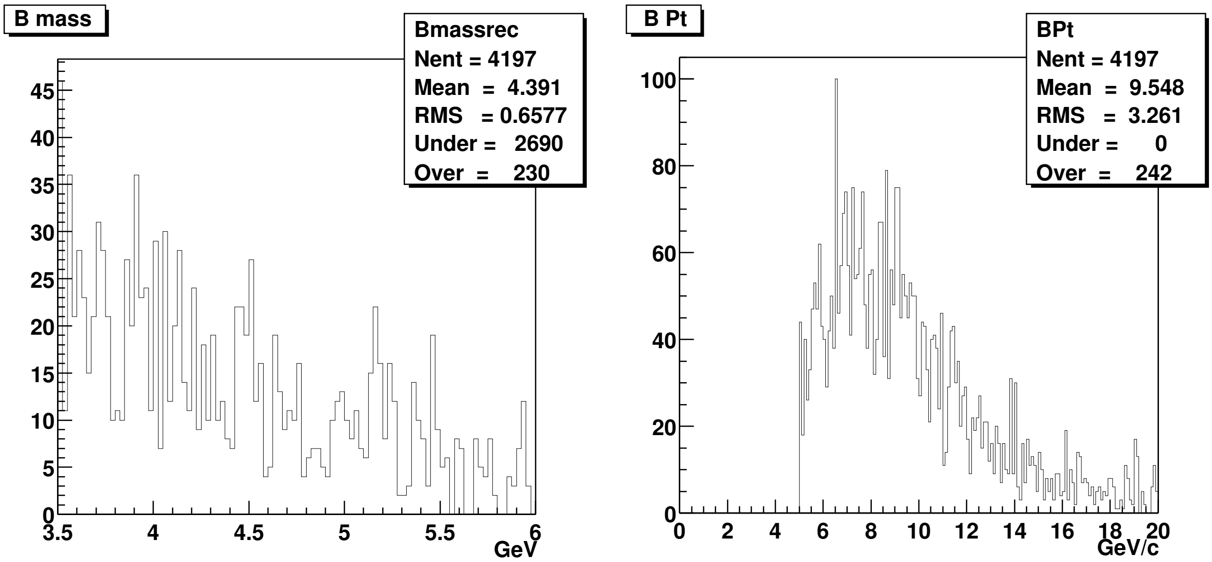

Figura 7.5: *A sinistra la distribuzione di massa invariante per il B_s. A destra la distribuzione del momento trasverso del mesone neutro ricostruito dopo i tagli applicati.*

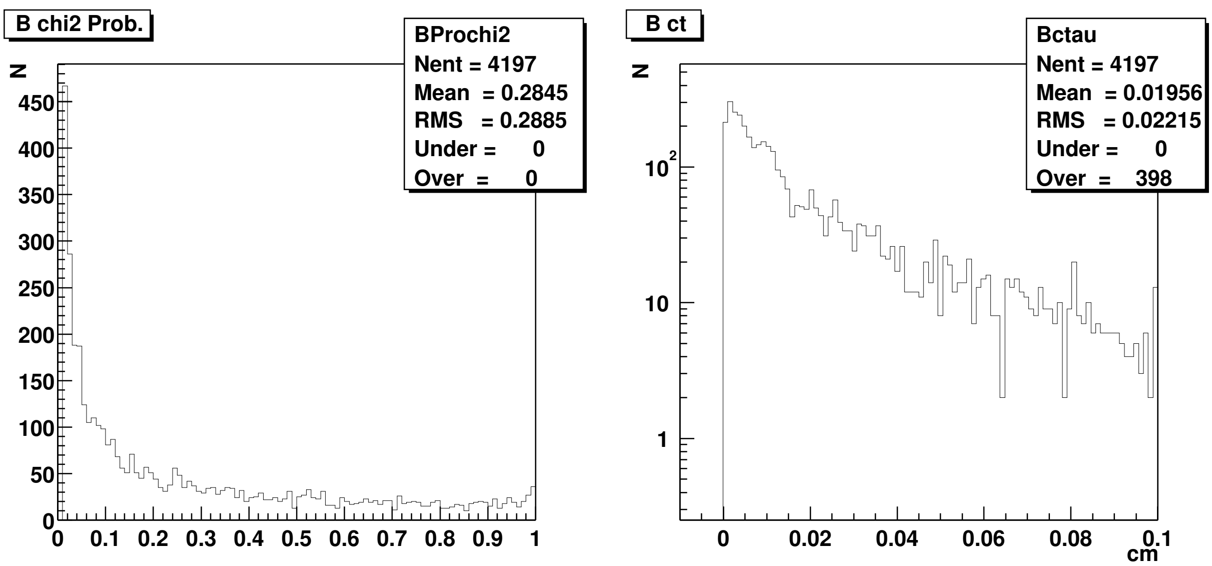

Figura 7.6: *A destra la distribuzione in ct per il B_s. A sinistra la distribuzione della probabilità del χ^2 per la ricostruzione dei vertici dell'evento.*

Rigraziamenti

Vorrei ringraziare innanzitutto il gruppo **CDF** di Padova, che mi ha accolto in questi mesi e mi ha dato la possibilità di entrare a far parte della Fisica delle alte energie. In particolar modo vorrei rigraziare il Professor Busetto, sempre pronto, anche in situazioni *estreme*, ad aiutarmi nel mio lavoro, il mio co-relatore Donatella, che con la sua grinta mi ha dato spesso la spinta per non arrendermi alle numerose difficoltà.

Non voglio dimenticare Tommaso e Luca, sempre disponibili al dialogo, di qualunque genere..., Daniele, guida generosa nel mondo del $C++$, Elisa, per la ventata di *femminilità*, il buon Delli, grande amico nella solitudine della Torre. Un ringraziamento speciale a Giorgio, compagno di *mille avventure*, sostegno nei momenti di sconforto, amico caro e sempre disponibile.

In questa lista di ringraziamenti c'è sicuramente posto per *gli Amici del Treno* : con loro i viaggi Verona-Padova sono stati piacevoli momenti. Ringrazio anche il Tito il Lollo la Gaia e tutti i *raga* della *Compa*, cha mi hanno sopportato in questi ultimi mesi. Un abbraccio a tutti i compagni di corso con i quali ho condiviso questo lungo cammino di conoscenza.

Doveroso è un ringraziamento ai miei genitori e alla mia famiglia, che mi hanno sostenuto in questi anni, permettendomi di seguire questa strada, così lontana dai loro pensieri.

Infine un ringraziamento tutto speciale ad Alessia, perché la luce del suo volto ha illuminato gli ultimi passi di questo mio cammino, e la sua vicinanza, il suo sostegno sono stati un aiuto indispensabile.

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Bibliografia

[1] F. Mandll and G. Shaw , *Quantun Field Theory*, REVISED EDITION, John Wiley & Sons, 1999.

[2] F. Abe *et al.*(The CDF II Collaboration), *"The CDF II Technical Design Report"*, FERMILAB-PUB-96-390-E, Oct 1996.

[3] S.Belforte, M. Dell'Orso, S.Donati, G.Gagliardi, S.Galeotti, P.Giannetti, N.Labanca, F.Morsani, D.Passuello, G.Punzi, L.Ristori, G.Sciacca, N.Turini, A.M.Zanetti, *SVT Technical Design Report*, Version 2.1, **CDF** Note n 3108, 22 Novembre 1994.

[4] Review of Particle Physics , *The European Physical journal C*, Società Italiana di Fisica & Springer-Verlag, 2000.

[5] A.Belloni, R.Carosi, S.Donati, I.Fiori, G.Punzi, *First look at Two-Track trigger data*, **CDF** Note n 5758 Version 1.1, 12 Dicembre 2001.

[6] A.Cerri, R. Miqquel, *Studying the SVT Efficiency and Resolution with J/ψ Data*, **CDF** Note n 5838 Version 1.0, 24 Gennaio 2002.

[7] C.Albajar *et al.*, **UA1** Collab., Phys. Lett. **B186**, 247 (1987).

[8] H.Albrecht *et al.*, **ARGUS** Collab., Phys. Lett. **B192**, 245 (1987).

[9] B.Andersson, G.Gustafson and C.Peterson **A Semiclassical Model for Quark Jet Fragmentation** *Zeitschrift f. Physik*, **C1**, 105-116 (1979).

[10] H.-G.Moser and A.Roussaire, Nucl. Instrum. Methods **384**, 491 (1997).

[11] S.Aoki, talk at 19th Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Stanford, 1999, **hep-ph/9912288**; P.Ball *et al.*, "*B decay* at the LHC", **hep-ph/0003238**.

[12] Manfred Paulini and Barry Wicklund for the **CDF** *B Physics Group*, *Summary of Proposals for B Physics Triggers in Run II*, **CDF** Note n 5438 Version 1.0, 18 Dicembre 2000.

[13] LEP Web Page *http://lepbosc.web.cern.ch/LEPBOSC/* Working Group for B oscillations

[14] document in Web Page *http://www-cdf.fnal.gov/physics/alltran.html* Expectations and Aspirations in Run II (Joe Kroll).

[15] vedere la pagina *WEB* http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/.

[16] S. Herb et*al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.

[17] A. Sansoni, conferenza data al *25imo Rencontres de Moriond, Hadronic Physics* (1991).

[18] Sheldon Stone *B DECAYS* World Scientific 1991.

[19] K. Anikeev, C. Paus, P. Murat, *Description of Bgenerator II*, **CDF** Note n 5092, Agosto 1999.

[20] vedere documentazione *WEB* http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ/.

[21] Vedere review of Particle Data Group, *CKM quark-mixing matrix*, F.J. Gilman, K. Kleinknecht and B. Renk.

[22] The CDF II Collaboration *Proposal for Enhancement of the CDF II Detector: An Inner Silicon Layer and A Time of Flight Detector* Fermilab-Proposal-909, 23 Ottobre 1998.

[23] S. Donati, G. Punzi *Two Track trigger with full SVT simulation* **CDF** Note n 3780 Version 4.1, 8 Gennaio 1998.

[24] M.Beneke, G. Buchalla and I. Dunietz *Width difference in the $B_s - \bar{B}_s$ system* Physical Review **D54** 4419 (1996).