



**Università di Pisa**  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
**Corso di Laurea in Fisica**

Anno Accademico 2009/2010

Elaborato Finale

**Studio preliminare per la misura di vita media del mesone  $B_s^0$   
nel decadimento  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$**

**Candidata:**  
Federica Lionetto

**Relatore:**  
Dott. Giorgio Chiarelli  
**Correlatore:**  
Dott. Simone Donati



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 Modello Standard e fisica del mesone <math>B_s^0</math></b>	<b>7</b>
1.1 Cenni sul Modello Standard . . . . .	7
1.1.1 Interazione debole tra <i>quarks</i> . . . . .	8
1.2 Il decadimento $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	9
1.3 Confronto tra collisionatore adronico e <i>B-factory</i> . . . . .	11
<b>2 Il <i>Tevatron</i></b>	<b>13</b>
2.1 Produzione di protoni e antiprotoni . . . . .	13
2.2 Collisione delle particelle . . . . .	15
<b>3 Il rivelatore CDF II</b>	<b>17</b>
3.1 Sistema di coordinate di CDF II . . . . .	18
3.2 Sistema di tracciatura . . . . .	18
3.3 Calorimetri . . . . .	21
3.4 Rivelatore di muoni . . . . .	21
3.5 <i>Trigger</i> . . . . .	22
3.5.1 Organizzazione dei dati e software . . . . .	23
<b>4 Studio di fattibilità della misura di vita media</b>	<b>25</b>
4.1 Strategia . . . . .	25
4.2 Topologia del decadimento $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	26
4.3 Campioni utilizzati . . . . .	26
4.4 Selezione degli eventi . . . . .	27
4.4.1 Tagli di preselezione . . . . .	27
4.4.2 Descrizione della rete neurale . . . . .	29
4.4.3 Taglio sulla variabile di uscita della rete neurale . . . . .	32
4.5 Fit della distribuzione di massa invariante . . . . .	33
4.6 Possibile strategia per la misura di vita media . . . . .	35
<b>Conclusioni</b>	<b>39</b>
<b>A Confronto tra eventi di segnale ed eventi di fondo</b>	<b>41</b>
<b>B Fit della distribuzione di massa invariante</b>	<b>45</b>



# Introduzione

La fisica del sapore è uno dei più attivi settori di ricerca nel campo delle alte energie ed è particolarmente adatta a rivelare le possibili indicazioni sperimentali di particelle o interazioni non descritte dal Modello Standard. Il decadimento  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , in particolare, assume un ruolo chiave nella ricerca di nuova fisica.

Il mesone  $B_s^0$  è formato da un *quark*  $\bar{b}$  e da un *quark*  $s$  e, come tutti i mesoni neutri con sapore, ha autostati di evoluzione temporale (indicati come “leggero” e “pesante”) che differiscono dagli autostati di sapore. La differenza di massa tra stato leggero e stato pesante è stata misurata con precisione nel 2006, mentre la conoscenza sperimentale della differenza di vita media è tutt’oggi relativamente incerta [1]. Quest’ultima, espressa in termini di differenza di larghezza naturale  $\Delta\Gamma_s$ , dovrebbe essere, secondo quanto previsto teoricamente, dell’ordine del 10% della larghezza stessa [2]. Osservarne un valore significativamente più piccolo sarebbe indizio inequivocabile della presenza di particelle non-standard nei processi che determinano l’evoluzione temporale del mesone  $B_s^0$ .

Nel canale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  il mesone  $B_s^0$ , quando decade, è nell’autostato di massa  $B_H$ , del quale è quindi possibile misurare la vita media. Combinando quest’ultima con una misura di vita media dell’altro autostato di massa,  $B_L$ , si può calcolare  $\Delta\Gamma_s$ . Il valore trovato può poi essere confrontato con quanto previsto dal Modello Standard e può suggerire la presenza o meno di nuova fisica.

Il decadimento  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  è piuttosto raro (la frazione di decadimento è dell’ordine di  $10^{-5}$ ) ed è stato osservato per la prima volta dalla Collaborazione CDF solo pochi mesi fa [3], con un segnale di poche decine di eventi. Di conseguenza, l’aspetto problematico di quest’analisi è il dover studiare la vita media di un segnale estremamente piccolo rispetto al fondo. Questo può essere ridotto con un taglio sulla lunghezza di decadimento dei candidati  $B_{(s)}^0$ : il *quark*  $\bar{b}$  contenuto nei mesoni  $B_{(s)}^0$ , infatti, ha una vita media di 1.5 ps, mentre il fondo è formato per una buona percentuale da particelle che provengono da decadimenti essenzialmente istantanei. Tale richiesta, però, rende più difficile la successiva misura della vita media, in quanto le distribuzioni del tempo di decadimento sono modificate da questa ulteriore condizione.

L’obiettivo di questo lavoro, che è stato svolto prevalentemente in un soggiorno di due mesi presso il laboratorio Fermilab, è analizzare in parallelo i due decadimenti  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (dove  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) e sviluppare una strategia di misura della vita media del mesone  $B_s^0$  in questo canale di decadimento. Il segnale del decadimento  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  è stato usato come riferimento in quanto molto più abbondante e di vita media nota.

La tesi è articolata in quattro capitoli.

Il *Capitolo 1* illustra brevemente la struttura di base del Modello Standard e confronta i due decadimenti dei mesoni  $B^0$  e  $B_s^0$  in stati finali  $J/\psi K_S^0$ .

Il *Capitolo 2* contiene una descrizione del *Tevatron*, il collisionatore protone-antiprotone di Fermilab. Sono descritti sia il sistema di produzione dei fasci, con un'attenzione particolare al meccanismo di produzione degli antiprotoni, che la catena d'accelerazione.

Il *Capitolo 3* è dedicato alla descrizione dei rivelatori che compongono CDF II. Il rivelatore di vertice in silicio, la camera di tracciatura e il rivelatore di muoni sono descritti in modo più dettagliato, in quanto direttamente utilizzati in questo lavoro. L'ultima parte del capitolo, invece, è dedicata al sistema di *trigger*, anch'esso indispensabile per selezionare e memorizzare solo le informazioni prodotte da collisioni di interesse.

Il *Capitolo 4* descrive il mio lavoro. La prima parte illustra la strategia generale della misura e gli obiettivi dell'analisi: in particolare, estrarre un segnale di  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e usarne la distribuzione della lunghezza propria di decadimento  $ct$  per risalire alla vita media del mesone  $B_s^0$ . Segue una descrizione dei dati (corrispondenti ad oltre  $5.9 \text{ fb}^{-1}$ ) e dei campioni Monte Carlo utilizzati. Tutta la parte centrale del capitolo è dedicata, invece, all'analisi vera e propria, alla scelta dei tagli e alla descrizione di come le distribuzioni sono scolpite da questi ultimi. In particolare, i tagli di preselezione permettono di eliminare una prima parte del fondo: quest'ultimo, tuttavia, è ancora abbondante e copre completamente gli eventi di segnale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . La parte successiva contiene una descrizione della rete neurale, il software utilizzato per ridurre drasticamente il fondo combinatorio (il fondo dovuto, cioè, alla combinazione casuale di tracce che soddisfano accidentalmente i criteri di selezione). La rete neurale, che simula il comportamento adattivo delle reti di neuroni presenti nei sistemi biologici, è stata progettata per imparare a distinguere e a classificare tipologie diverse di eventi. Questo pacchetto di codice riceve in ingresso un insieme di variabili relative al decadimento e produce in uscita una singola variabile, il cui valore è legato alla probabilità che l'evento appartenga al segnale o al fondo. Un taglio sulla variabile di uscita, motivato dallo studio di una opportuna figura di merito, permette di ridurre a sufficienza il fondo, in modo da poter visualizzare un eccesso nella distribuzione di massa invariante che corrisponde al mesone  $B_s^0$ . Lo studio della figura di merito è necessario per individuare il taglio più efficiente, in grado di garantire le condizioni di rapporto segnale/fondo più favorevoli per la misura in oggetto. In quest'analisi è stata utilizzata la funzione  $\frac{S}{1.5+\sqrt{B}}$ , calcolata per 50 possibili tagli sulla variabile di output. Il massimo, che corrisponde al taglio  $NN_{output} > 0.88$ , rappresenta la scelta ottimale per massimizzare la probabilità di osservazione del segnale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . La parte successiva del capitolo è dedicata al fit della distribuzione di massa invariante, che permette di stimare il numero di eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  presenti nel campione. L'ultima parte, infine, è dedicata allo sviluppo vero e proprio di una possibile strategia di misura della vita media del mesone  $B_s^0$ . Sono evidenziati, in particolare, i problemi dovuti alla bassa statistica disponibile e ai tagli applicati nella prima parte dell'analisi: questi, infatti, modificano la distribuzione di  $ct$  e introducono un *bias* che rende difficile una corretta determinazione della vita media.

Nelle *Conclusioni* sono riportate due possibili alternative per rimuovere il *bias* sulla distribuzione di  $ct$ : mettere a punto un insieme di variabili alternativo che potrà essere utilizzato dalla rete neurale, eliminando le variabili correlate alla vita media, o studiare il modo in cui le distribuzioni sono modificate dai tagli tramite un'opportuna funzione di *bias* estratta dalla simulazione o dai dati stessi.

Gli istogrammi di confronto tra segnale e fondo di tutte le variabili di ingresso della rete neurale e le funzioni utilizzate nel fit della distribuzione di massa invariante sono riportati in *Appendice*.

# Capitolo 1

## Modello Standard e fisica del mesone $B_S^0$

### 1.1 Cenni sul Modello Standard

Il Modello Standard [4] parte da pochi concetti di base, fondati sull'uso delle proprietà di simmetria dei campi, per descrivere molte delle proprietà delle particelle elementari e tre delle quattro interazioni fondamentali (forte, debole ed elettromagnetica, mentre resta esclusa l'interazione gravitazionale), utilizzando un numero limitato di parametri liberi.

Le particelle elementari sono classificate in fermioni, con spin semintero, e bosoni, con spin intero. I fermioni sono a loro volta suddivisi in *quarks*, soggetti a tutti i quattro tipi d'interazione, e in leptoni, che non risentono degli effetti dell'interazione forte. Esistono 6 tipi di *quarks* e 6 tipi di leptoni, suddivisi in 3 famiglie o generazioni, come descritto in Tabella 1.1. Il *quark* di tipo “*u*” di ogni generazione ha carica  $+\frac{2}{3}e$ , mentre quello di tipo “*d*” ha carica  $-\frac{1}{3}e$ ; tra i leptoni, i neutrini sono elettricamente neutri mentre l'elettrone, il muone e il tau hanno carica  $-e$ . I *quarks* e i leptoni della prima generazione sono i più leggeri e costituiscono tutta la materia ordinaria.

	Prima generazione	Seconda generazione	Terza generazione
<i>Quarks</i>	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$

Tabella 1.1: *Quarks* e leptoni, suddivisi per generazioni.

I bosoni sono i mediatori delle interazioni fondamentali: i fotoni e i bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$  mediano

l'interazione elettrodebole, mentre i gluoni mediano l'interazione forte. Tutti i bosoni, ad eccezione dei  $W^\pm$ , sono elettricamente neutri.

Le particelle composte da *quarks* si chiamano adroni e sono suddivise in mesoni, se formate da una coppia *quark-antiquark*, e barioni, se formate da tre *quarks*. I mesoni, ai quali appartengono tutte le particelle incontrate in quest'analisi, si possono classificare in scalari e vettori a seconda del valore assunto dallo spin (rispettivamente,  $J = 0, 1$ ): in particolare, esiste un'ulteriore distinzione sulla base della parità, che è positiva per scalari e pseudovettori e negativa per pseudoscalari e vettori.

L'intero Modello Standard si basa sul concetto di simmetria. Ad ogni trasformazione di un sistema fisico è associato un operatore che agisce sulle equazioni del sistema e che permette di passare dallo stato iniziale allo stato finale: se i due coincidono, il sistema è invariante per quella particolare trasformazione. Tre operatori discreti, in particolare, ricoprono un ruolo chiave sia in meccanica quantistica che nella fisica delle particelle:

- l'operatore di parità  $\hat{P}$ , associato all'inversione delle coordinate spaziali:

$$\hat{P} | \psi(\vec{r}) \rangle = | \psi(-\vec{r}) \rangle,$$

dove  $\psi(\vec{r})$  è la funzione d'onda di uno stato del sistema;

- l'operatore di coniugazione di carica  $\hat{C}$ , che cambia il segno di tutte le cariche e di tutti i momenti magnetici del sistema, trasformando ogni particella nella sua antiparticella:

$$\hat{C} | \psi(q, \vec{\mu}) \rangle = | \psi(-q, -\vec{\mu}) \rangle;$$

- l'operatore di inversione temporale  $\hat{T}$ , che inverte il verso in cui scorre il tempo:

$$\hat{T} | \psi(t) \rangle = | \psi(-t) \rangle.$$

L'interazione debole, a differenza delle interazioni forte ed elettromagnetica, non conserva nessuno di questi operatori. Nemmeno l'operatore CP, che trasforma ogni particella nella antiparticella e inverte le coordinate spaziali, è conservato nell'interazione debole. L'operatore CPT, invece, è conservato in tutti e tre i tipi di interazione.

### 1.1.1 Interazione debole tra *quarks*

L'interazione debole è mediata dai bosoni carichi  $W^\pm$  e dal bosone neutro  $Z^0$ : nel primo caso si parla di correnti cariche (CC) e nel secondo caso si parla di correnti neutre (NC). L'interazione debole può avvenire tra due leptoni (interazione debole di tipo leptonic), tra due *quarks* (interazione debole di tipo non-leptonic) o tra un leptone e un *quark* (interazione debole di tipo semileptonic). I bosoni carichi  $W^\pm$  non possono cambiare il sapore dei leptoni ma possono cambiare il sapore dei *quarks*.

Un sistema è un autostato di sapore se ha un contenuto in *quarks* ben definito (per esempio, è un *quark u* o un *quark d*). Gli autostati di sapore differiscono dagli autostati dell'interazione debole, che si ottengono come combinazione lineare degli autostati di sapore.

Quando Cabibbo propose la sua teoria [22] si conoscevano solo 3 dei 6 *quarks* attualmente noti:  $u$ ,  $d$  ed  $s$ . Visto che c'erano due *quarks* di carica  $-\frac{1}{3}e$  e un *quark* di carica  $+\frac{2}{3}e$ , il primo doppietto autostato dell'interazione debole venne scritto come:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix},$$

dove  $\theta_c$  è chiamato angolo di Cabibbo e vale circa  $12^\circ$ . Nel 1970 Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) proposero l'introduzione di un altro *quark* di carica  $+\frac{2}{3}e$ , il  $c$ . Il secondo doppietto autostato dell'interazione debole venne scritto, allora, come:

$$\begin{pmatrix} c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix}.$$

Il passaggio da autostati di sapore ad autostati dell'interazione debole è espresso tramite la matrice di *mixing*. Nel caso di due sole generazioni di *quarks*:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix},$$

dove il mescolamento di sapore è espresso tramite un solo parametro, l'angolo di Cabibbo  $\theta_c \sim 12^\circ$ . Lo stesso ragionamento si estende al caso di tre generazioni di *quarks*:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

dove  $V$  è nota come matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) ed è parametrizzata da tre angoli di *mixing* e da una fase complessa (parametrizzazione standard). La fase entra nella funzione d'onda come  $e^{i(\omega t + \delta)}$ , rendendola non invariante per inversione temporale: per il teorema CPT, ciò significa che CP può essere violata.

Gli elementi della matrice CKM sono proporzionali all'ampiezza di probabilità di transizione da un sapore all'altro per interazioni mediate da bosoni carichi  $W^\pm$ . Le transizioni all'interno della stessa generazione, che corrispondono agli elementi sulla diagonale, sono le più probabili (dell'ordine dell'unità), quelle tra prima e seconda generazione sono soppresse di un fattore  $\mathcal{O}(10^{-1})$ , quelle tra seconda e terza generazione sono soppresse di un fattore  $\mathcal{O}(10^{-2})$ , mentre quelle tra prima e terza generazione sono soppresse di un fattore  $\mathcal{O}(10^{-3})$ .

## 1.2 Il decadimento $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

In quest'analisi si vuole studiare il decadimento debole  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , dove  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  e  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . La violazione di CP associata al decadimento debole di  $B_{(s)}^0$  e  $K_S^0$  è stata ignorata poiché quantitativamente molto piccola.

Le due particelle  $B^0 = \bar{b}d$  e  $B_s^0 = \bar{b}s$ , abbreviate in  $B_{(s)}^0$ , appartengono alla famiglia dei mesoni pseudoscalari. In Tabella 1.2 sono riportate alcune delle loro principali proprietà.

Proprietà	$B^0$	$B_s^0$
contenuto in <i>quarks</i> ( $q\bar{q}$ )	$\bar{b}d$	$\bar{b}s$
spin e parità ( $J^P$ )	$0^-$	$0^-$
carica elettrica ( $e$ )	0	0
stranezza (S)	0	-1

Tabella 1.2: Proprietà dei mesoni  $B^0$  e  $B_s^0$ .

Nelle collisioni tra protoni e antiprotoni si creano delle coppie di un *quark* e di un *antiquark* di tipo  $b$  che adronizzano e danno origine ad adroni  $B$ . Una collisione in cui si crea il mesone  $B_{(s)}^0$  si può schematizzare in questo modo:

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow B_{(s)}^0 + H_b + X,$$

dove  $H_b$  rappresenta un adrone contenente un *quark*  $b$  e  $X$  rappresenta tutte le altre particelle prodotte nell'urto. Appena prodotto,  $B_{(s)}^0$  è in un autostato dell'interazione forte, ma non dell'Hamiltoniana totale

$$H_{tot} = H^{strong} + H^{em} + H^{weak},$$

data dal contributo di tutte e tre le interazioni. Dall'istante della produzione  $B_{(s)}^0$  evolve temporalmente secondo  $H_{tot}$ , i cui autostati, indicati convenzionalmente con  $B_H$  e  $B_L$ , sono combinazione lineare di  $B_{(s)}^0$  e della sua antiparticella  $\bar{B}_{(s)}^0$ :

$$\begin{aligned} |B_H\rangle &= p |B_{(s)}^0\rangle - q |\bar{B}_{(s)}^0\rangle \\ |B_L\rangle &= p |B_{(s)}^0\rangle + q |\bar{B}_{(s)}^0\rangle. \end{aligned}$$

L'equazione di Schrödinger per il sistema, scritta nella base di  $B_{(s)}^0$  e  $\bar{B}_{(s)}^0$ , assume la forma

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |B_{(s)}^0\rangle \\ |\bar{B}_{(s)}^0\rangle \end{pmatrix} = H_{tot} \begin{pmatrix} |B_{(s)}^0\rangle \\ |\bar{B}_{(s)}^0\rangle \end{pmatrix} = \left( \mathbf{M} - i\frac{\mathbf{\Gamma}}{2} \right) \begin{pmatrix} |B_{(s)}^0\rangle \\ |\bar{B}_{(s)}^0\rangle \end{pmatrix},$$

dove  $\mathbf{M}$  è la matrice di massa e  $\mathbf{\Gamma}$  è la matrice di decadimento.

La base di  $B_{(s)}^0$  e  $\bar{B}_{(s)}^0$  ha il vantaggio di un contenuto in *quarks* ben definito, ma per  $B_{(s)}^0$  e  $\bar{B}_{(s)}^0$  non si può stabilire un valore né della massa, né della vita media, né della CP-parità. La base di  $B_H$  e  $B_L$ , al contrario, è formata da due autostati di CP, uno pari ( $B_L$ ) e uno dispari ( $B_H$ ), ai quali si possono associare sia un valore della massa che un valore della vita media; a causa del mescolamento tra  $B_{(s)}^0$  e  $\bar{B}_{(s)}^0$ , invece, il contenuto in *quarks* non è più ben definito. Lo stato  $B_H$  studiato in questo lavoro è quello a lunga vita media rispetto allo stato  $B_L$ .

Una volta prodotti all'interno del *Tevatron* con sufficiente impulso nella direzione trasversa dei fasci,  $B^0$  e  $B_s^0$  percorrono un tratto dell'ordine di  $400 - 500 \mu\text{m}$  nel piano trasverso del rivelatore prima che il *quark*  $b$  (che ha una vita media  $\tau_b \sim 1.5$  ps) decada in un *quark* più leggero della prima o della seconda generazione.

Il canale di decadimento  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  è particolarmente interessante perché permette di misurare la vita media dello stato  $B_H$ . Se si dispone di un altro canale di decadimento nell'autostato

$B_L$ , si può risalire alla differenza di larghezza  $\Delta\Gamma_s$ :

$$\Delta\Gamma_s = \frac{1}{\tau_L} - \frac{1}{\tau_H},$$

dove  $\tau_L$  è la vita media di  $B_L$  e  $\tau_H$  è la vita media di  $B_H$ . Il  $\Delta\Gamma_s$  misurato sperimentalmente può essere confrontato con il  $\Delta\Gamma_s$  previsto dal Modello Standard ed eventuali deviazioni dal valore atteso possono essere utili indizi per la scoperta di nuova fisica. La misura di cui si dispone attualmente è  $\Delta\Gamma_s = 0.075 \pm 0.035(stat) \pm 0.01(syst) \text{ ps}^{-1}$  [1], da confrontare con  $\Delta\Gamma_s = 0.086 \pm 0.025 \text{ ps}^{-1}$ , che è il valore previsto dal Modello Standard [2]. Una misura più precisa di  $\Delta\Gamma_s$  potrebbe mettere in risalto eventuali differenze con quanto atteso teoricamente.

### 1.3 Confronto tra collisionatore adronico e *B-factory*

La fisica dei mesoni  $B$  è attualmente studiata sia nei collisionatori adronici, come il *Tevatron*, sia negli acceleratori  $e^+e^-$  con fasci asimmetrici ed energia corrispondente alla massa della risonanza  $\Upsilon(4S)$ , chiamati comunemente *B-factories*. Queste ultime sono realizzate appositamente per avere un alto rapporto tra sezione d'urto di produzione di coppie  $b\bar{b}$  ( $\sigma_{b\bar{b}} \sim 1.2 \text{ nb}$ ) [5] e fondo, con il vantaggio immediato di poter estrarre agevolmente gli eventi di segnale. Nei collisionatori adronici non c'è un rapporto segnale/fondo così favorevole: a CDF II, per esempio, la sezione d'urto di produzione di coppie  $b\bar{b}$  è dell'ordine delle decine di  $\mu\text{b}$  ( $\sigma_{b\bar{b}} = \mathcal{O}(10) \mu\text{b}$ ) [6], da confrontare con una sezione d'urto inelastica protone-antiprotone oltre mille volte più grande. Ne segue che i collisionatori adronici permettono di osservare un maggior numero di eventi e di collezionare una statistica più grande, a patto, però, di riuscire ad estrarre il segnale dal fondo. Siccome le collisioni protone-antiprotone in cui si ha produzione del *quark*  $b$  sono piuttosto rare, è necessaria sia una prima selezione *online* (per cui è indispensabile un efficiente sistema di *trigger*) che una successiva analisi *offline* per ridurre il fondo e rendere il campione ricco di eventi di adroni  $B$ .



# Capitolo 2

## Il *Tevatron*

Realizzato negli anni '80 all'interno del *FNAL* (*Fermi National Accelerator Laboratory*), a 50 km da Chicago (IL), l'acceleratore rappresenta ancora oggi, assieme al più giovane LHC, il punto di riferimento della ricerca nel campo della fisica delle alte energie.

All'interno del *Tevatron*, un anello di raggio pari a 1 km, le collisioni tra protoni e antiprotoni si susseguono ogni 396 ns, con un picco tipico di luminosità istantanea  $\mathcal{L}$  di oltre  $3.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Fissata una reazione, il parametro  $\mathcal{L}$  può essere interpretato come fattore di proporzionalità tra il *rate*  $\mathcal{R}$  (numero di eventi al secondo) e la sezione d'urto  $\sigma$ :

$$\mathcal{R} = \mathcal{L} \cdot \sigma.$$

Una luminosità istantanea elevata si traduce in una maggiore probabilità di osservare il processo in questione. Nel caso delle collisioni tra protoni e antiprotoni, per esempio, la sezione d'urto misurata sperimentalmente vale circa 20 mb per lo scattering elastico [7] e 40 mb per lo scattering inelastico [8]. Se la presa dati prosegue per un certo intervallo di tempo, basta integrare la formula precedente per ottenere il numero totale di eventi prodotti:

$$\mathcal{N} = \int \mathcal{L} \cdot \sigma dt = \mathcal{L}_{int} \cdot \sigma.$$

Attualmente, sia  $\mathcal{L}$  che, di conseguenza,  $\mathcal{L}_{int}$  sono limitate superiormente soprattutto dalla disponibilità di antiprotoni, date le difficoltà insite nella produzione e nel trasferimento di queste particelle da un settore all'altro del complesso acceleratore.

### 2.1 Produzione di protoni e antiprotoni

Si parte da un campione di idrogeno molecolare ( $\text{H}_2$ ) che crea, in seguito a ionizzazione, ioni  $\text{H}^+$ , i quali sono sottoposti ad una prima fase di accelerazione tramite:

- una macchina elettrostatica di *Cockcroft-Walton*, che li accelera fino a 750 keV;
- un acceleratore lineare di 150 m, il *Linac* (*LINear ACcelerator*), che permette di raggiungere i 400 MeV.

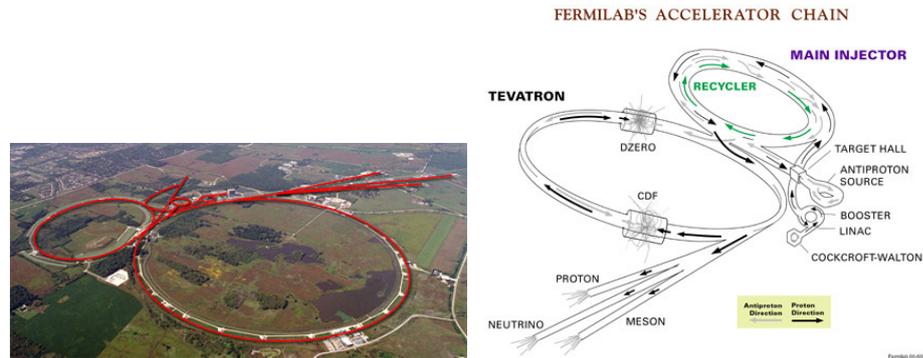


Figura 2.1: Visuale dall'alto e rappresentazione schematica della catena d'accelerazione.

A questo punto gli ioni  $H^-$  perdono entrambi gli elettroni per interazione con una lamina di carbonio e attraversano un altro sistema di più acceleratori (tutti di sincrotrone) prima di raggiungere le energie del TeV. In questa seconda parte della catena d'accelerazione i protoni acquistano una piccola quantità di energia ad ogni giro sotto l'azione del campo elettrico delle cavità a radiofrequenza e passano da un anello al successivo quando si supera un valore critico dell'energia. In particolare:

- nel *Booster*, di raggio pari a 75.5 m, i protoni vengono suddivisi in pacchetti e raggiungono l'energia di 8 GeV;
- nel *Main Injector*, che ha un raggio di 0.5 km, si riduce il numero di pacchetti circolanti, fondendoli l'uno con l'altro e aumentandone il contenuto in protoni, mentre l'accelerazione prosegue fino ai 150 GeV;
- nel *Tevatron*, infine, il fascio raggiunge l'energia di 980 GeV.

Alcuni pacchetti di protoni, estratti dal *Main Injector* all'energia di 120 GeV e focalizzati su un bersaglio di nichel, sono utilizzati come sorgente di antiprotoni, una volta eliminati gli altri prodotti carichi di reazione tramite un opportuno campo magnetico. Gli antiprotoni ottenuti, in media appena 20 ogni  $10^6$  protoni incidenti sul bersaglio, presentano una struttura a pacchetti simile a quella dei protoni e hanno un impulso medio di 8 GeV/c. Il raffreddamento stocastico (nel *Debuncher*) permette di restringere la distribuzione in impulso a spese di quella spaziale, fino a rendere il fascio continuo e monocromatico in energia. A questo punto si ricostruisce la struttura a pacchetti (nell'anello accumulatore) e si trasferiscono gli antiprotoni prima nel *Recycler ring*, nello stesso tunnel del *Main Injector*, e poi nel *Tevatron*, in direzione opposta rispetto ai protoni, già caricati all'interno. Protoni e antiprotoni sono mantenuti in rotazione da un complesso sistema di oltre 1000 magneti superconduttori (raffreddati con elio liquido a 5.37 K), capace di generare un campo magnetico di 5.7 T.

Dopo il caricamento dei pacchetti e l'avvio delle collisioni, i fasci iniziano a degradarsi e la luminosità decresce esponenzialmente nel tempo, soprattutto a causa delle interazioni delle particelle del fascio con le molecole di gas residuo nella *beam pipe*: passate in genere 14 ore, quando la luminosità è ormai dell'ordine di  $50 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , si preferisce svuotare il tunnel e ripartire con un nuovo ciclo. Tra la fine di uno *store* e l'inizio del successivo passano in media un paio d'ore, durante le quali l'intero rivelatore viene ricalibrato e testato sui raggi cosmici.

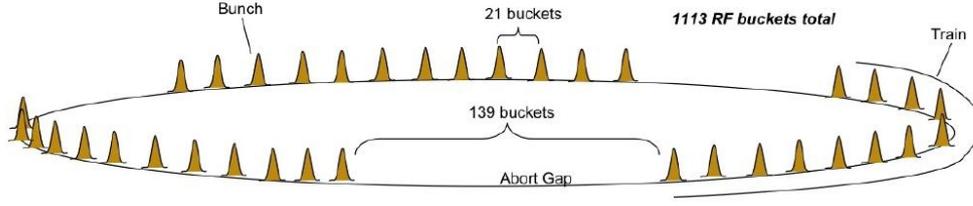


Figura 2.2: Disposizione dei pacchetti all'interno del Tevatron nella modalità  $36 \times 36$  (36 pacchetti di protoni e 36 pacchetti di antiprotoni): i 36 pacchetti sono suddivisi in 3 treni da 12 pacchetti ciascuno.

## 2.2 Collisione delle particelle

I pacchetti di protoni e antiprotoni seguono un percorso ad elica intorno ad una circonferenza ideale: lontano dalle due zone (B0 e D0) dei rivelatori (rispettivamente, CDF II e DZero), i due fasci sono tenuti ad una distanza di pochi millimetri l'uno dall'altro. Per massimizzare la probabilità di un urto in corrispondenza dei due rivelatori si focalizza il fascio, riducendone la sezione trasversa e aumentando la luminosità.

Il numero di interazioni protone-antiprotone per *bunch crossing* dipende dal valore della luminosità istantanea ed è ben descritto da una distribuzione di Poisson

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu},$$

di media  $\mu = \sigma_{tot} \cdot \mathcal{L} \cdot \Delta t$ , dove  $\Delta t = 396$  ns. Le collisioni non avvengono tutte nello stesso punto, ma sono distribuite all'interno di una regione d'interazione di profilo gaussiano lungo l'asse  $z$  ( $\sigma_z = 28$  cm) e circolare nel piano trasverso ( $\sigma_T = 30$   $\mu\text{m}$ ), ottenuto dalla sovrapposizione di due gaussiane, sia sull'asse  $x$  che sull'asse  $y$ .

L'energia delle particelle che collidono, misurata nel sistema di riferimento del centro di massa, vale  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV e costituisce lo spazio delle fasi dei frammenti che si formano nell'urto e che si allontanano dal punto d'impatto in tutte le direzioni. Questa quantità è un parametro critico nella progettazione di un acceleratore, in quanto pone un limite superiore alla massa delle particelle che si possono formare nella collisione. Siccome sia i protoni che gli antiprotoni sono particelle composte, la vera interazione avviene tra i partoni (gluoni e *quarks* di valenza e di mare) al loro interno. Ogni partone trasporta una frazione variabile dell'impulso totale e nell'interazione tra due partoni il centro di massa non è vincolato ad avere velocità nulla lungo  $z$ : non sapendo quanto vale questa velocità, è utile introdurre una grandezza invariante per *boosts* lungo  $z$ . Questa variabile, chiamata rapidità, è definita come:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta},$$

dove  $E$  è l'energia,  $p$  è l'impulso e  $\theta$  è l'angolo polare. La rapidità può essere usata al posto di  $\theta$ , che dipenderebbe dalla particolare velocità del centro di massa lungo  $z$  nell'interazione considerata.

Per ragioni pratiche è più comodo sostituire la rapidità con la pseudorapidità, che ne è il limite per particelle ultrarelativistiche, quando  $p \gg m$ :

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \xrightarrow{v \gg m} - \ln \tan \frac{\theta}{2}.$$

In questo modo, infatti, non si ha più dipendenza né dall'energia né dall'impulso: tutto quello che bisogna conoscere è il valore di  $\theta$ .

Nella tabella 2.1 è riportato un elenco delle proprietà più importanti dei fasci utilizzati negli urti.

<i>Parametri</i>	<i>Run II</i>
Massima energia del fascio	0.980 TeV
Tipico picco di luminosità istantanea $\mathcal{L}$	$3.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Numero di pacchetti ( $n_p \times n_{\bar{p}}$ )	$36 \times 36$
Protoni per pacchetto	$250 \times 10^9$
Antiprotoni per pacchetto	$25 \times 10^9$
Separazione temporale dei pacchetti	396 ns
Frequenza di rivoluzione del fascio	47.713 kHz
Tempo di rivoluzione del fascio	21 $\mu\text{s}$
Pileup	6

Tabella 2.1: Alcuni dei parametri del *Tevatron*. Il *pileup* rappresenta il numero medio di interazioni per *bunch crossing*.

## Capitolo 3

# Il rivelatore CDF II

Il *Collider Detector at Fermilab* [9] è un rivelatore multifunzione che, centrato nel punto di interazione nominale (l'IP, *Interaction Point*) e costruito con simmetria cilindrica intorno al tubo a vuoto nel quale passano i fasci (la *beampipe*), ha il compito d'identificare ciò che viene prodotto nell'interazione tra protoni e antiprotoni. CDF II, di lunghezza e diametro entrambi pari a 15 m, ha una struttura a "strati" sovrapposti, ognuno specializzato nella rivelazione di un tipo di particelle:

- il primo "strato" contiene il tracciatore, che registra il percorso seguito dalle particelle elettricamente cariche, sottoposte all'azione di un forte campo magnetico;
- il secondo "strato" contiene i calorimetri, che misurano l'energia di fotoni, elettroni e *jet*;
- il terzo "strato" contiene le camere dei muoni.

Nell'analisi di cui si parlerà in seguito il tracciatore e le camere dei muoni assumono un ruolo centrale.

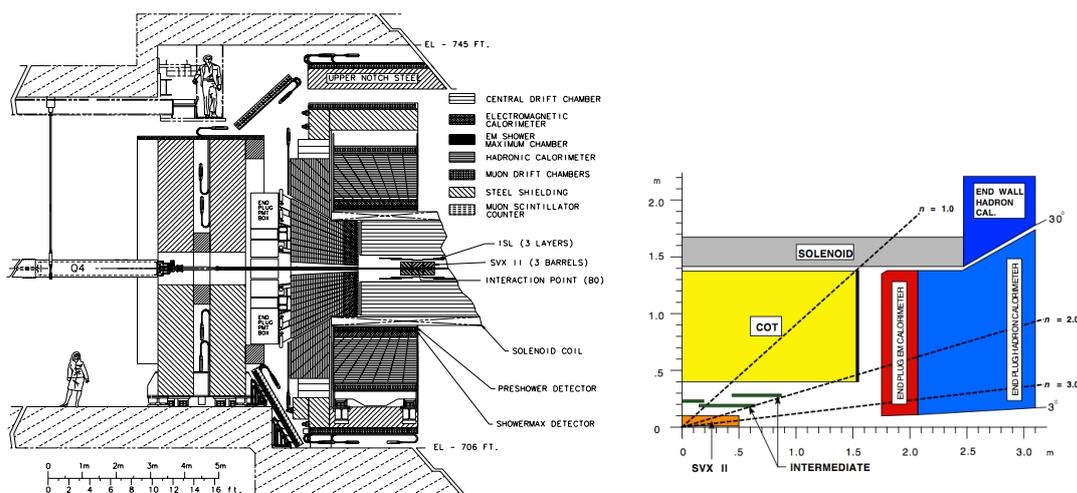


Figura 3.1: A sinistra, spaccato di CDF II nel piano  $(r,z)$ . A destra, vista del rivelatore che evidenzia la copertura in pseudorapidità.

### 3.1 Sistema di coordinate di CDF II

Per identificare la posizione di una particella all'interno del rivelatore si ricorre ad uno dei due seguenti sistemi di coordinate:

- cartesiane, dove l'asse  $x$  è diretto verso l'esterno rispetto al centro dell'anello, l'asse  $y$  punta verso l'alto e l'asse  $z$  corrisponde alla direzione di moto del fascio di protoni;
- cilindriche, dove  $r$  è la distanza trasversa dall'asse  $z$ , mentre  $\theta$  e  $\phi$  sono, rispettivamente, l'angolo polare e quello azimutale. Al posto di  $\theta$  è comune usare la pseudorapidità, già definita nel capitolo precedente. L'intero volume del rivelatore risulta diviso in due regioni: quella centrale, che copre le zone con  $|\eta| \leq 1$ , e quella delle due estremità (le *plugs*), con  $1 \leq |\eta| \leq 3.6$ . Altre grandezze utili possono essere, per esempio, l'impulso trasversa e l'energia trasversa, definite come:

$$p_T = p \sin \theta, \quad E_T = E \sin \theta.$$

### 3.2 Sistema di tracciatura

Il sistema di tracciatura è alloggiato all'interno di un solenoide superconduttore che genera un campo magnetico uniforme di 1.4 T orientato nella direzione positiva del fascio di protoni. L'impulso trasverso minimo per poter sfuggire al campo magnetico e raggiungere la zona dei calorimetri vale 0.35 GeV/c.

Si possono distinguere, dall'interno verso l'esterno, due rivelatori: il rivelatore di vertice in silicio e la camera di tracciatura (COT, *Central Outer Tracker*).

Il **rivelatore di vertice** è composto da tre rivelatori indipendenti:

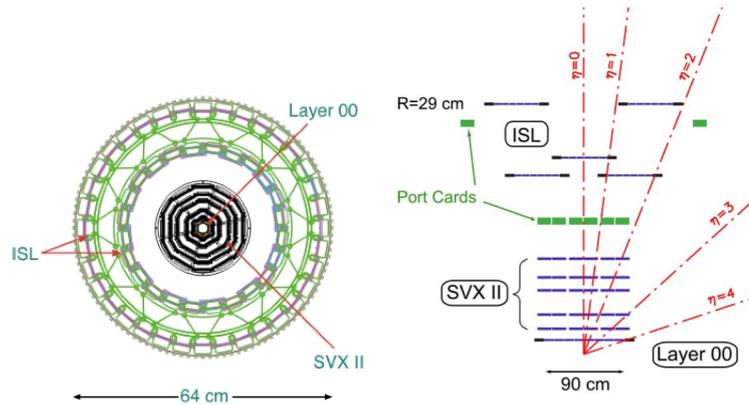


Figura 3.2: Vista del rivelatore di vertice nel piano  $(r, \phi)$ .

- L00 (*Layer00*) [10], che si estende su 90 cm di lunghezza, è posto a 1.35 e 1.62 cm dalla linea del fascio e presenta un passo di lettura di appena 50  $\mu\text{m}$ . L00 è dotato di uno strato di sensori con lettura su singola faccia che, grazie alla presenza di *microstrip* parallele al fascio, permettono di risalire alla traiettoria nel piano  $(r, \phi)$ . L00 è stato costruito con sensori in silicio

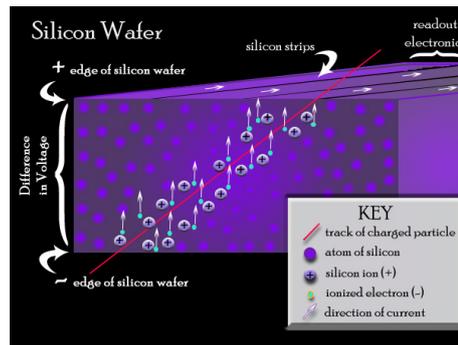


Figura 3.3: Principio alla base del funzionamento di un sensore in silicio: la particella carica perturba gli elettroni degli atomi di Si, attraendoli o respingendoli, e, se l'interazione è abbastanza forte, si assiste alla creazione di una coppia lacuna-elettrone. Lacune ed elettroni accelerano in direzioni opposte a causa della differenza di potenziale applicata sulle facce del *wafer* di silicio e il passaggio di corrente sulla *strip* più vicina viene registrato dall'elettronica di lettura e analizzato.

molto più resistenti alla radiazione rispetto a quelli presenti nello strato immediatamente più esterno.

- SVX II (*Silicon VerteX detector II*) [11] è un rivelatore costruito con sensori di lettura su doppia faccia. Questo secondo rivelatore occupa 96 cm in lunghezza, è compreso tra  $r = 2.5$  cm e  $r = 10.6$  cm e campiona l'intera zona con  $|\eta| \leq 2$ . SVX II è organizzato in 3 cilindri allineati lungo  $z$  e segmentati in 12 settori (*wedges*) azimutali, ognuno dei quali copre  $30^\circ$ . Un singolo settore contiene 5 strati di silicio concentrici ed equispaziati. Le *strips* sulla superficie attiva dei sensori possono assumere 3 configurazioni: quella assiale, in cui le *strips* sono parallele al fascio, quella di tipo SAS (*Small Angle Stereo*) e quella trasversale. SVX II è la parte centrale del rivelatore di vertice e permette di effettuare misure 3D delle tracce: dei 5 strati di silicio presenti, 3 leggono  $(r, \phi)$  su una faccia e  $z$  sull'altra (grazie ad una rete di *microstrip* perpendicolari tra loro), mentre 2 leggono  $(r, \phi)$  e  $(r, \phi')$ . L'apice si riferisce all'asse  $z'$ , inclinato di  $1.2^\circ$  rispetto a  $z$ . L'informazione su  $(r, \phi)$  è trasmessa in parallelo anche a SVT, il processore usato per la ricostruzione in tempo reale delle tracce a livello di *trigger*.

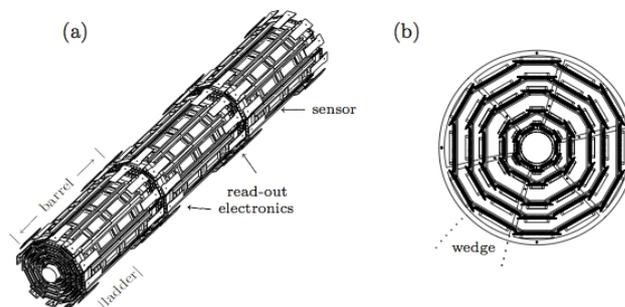


Figura 3.4: Rappresentazione schematica di SVX II in cui sono visibili i 3 cilindri allineati lungo  $z$  (a) e i settori azimutali (b).

- ISL (*Intermediate Silicon Layer*) [12] è un altro rivelatore che utilizza sensori a doppia faccia. Nella regione centrale è presente un singolo strato di silicio a 22 cm dal fascio, mentre nelle

regioni in avanti e indietro ci sono due strati di sensori a 20 e 28 cm dal fascio, per una lunghezza totale di 2 m. Le due facce si occupano della misura di  $(r, \phi)$  e  $(r, \phi')$ .

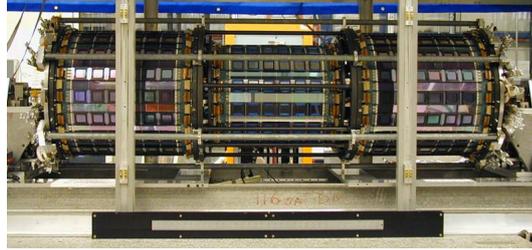


Figura 3.5: ISL, prima dell'inserimento nel resto del rivelatore.

La **COT** [13] è una camera a deriva, lunga 3 m, che occupa la zona tra  $r=44$  cm e  $r=132$  cm. Questo rivelatore ha 96 strati, raggruppati in 8 superstrati (4 per la misura di  $(r, \phi)$  e 4 per la misura di  $(r, \phi')$ , con un angolo stereo di  $3^\circ$ ). Gli 8 superstrati collezionano fino a 12 *hits* per ogni particella carica, uno su ogni strato. La COT, che rappresenta il cuore del sistema di tracciatura, si basa sul processo di ionizzazione di una miscela di argon/etano al 50%: un campo di deriva di 2.5 kV/cm guida ioni ed elettroni nella fitta rete di fili. Sulla base dello spessore e del potenziale applicato, questi prendono il nome di fili sensibili, con potenziale maggiore, o di fili di campo, con potenziale minore. Le particelle cariche che attraversano la COT ionizzano alcuni atomi di gas, i quali liberano un piccolo numero di elettroni. Questi, a loro volta, compiono un moto di deriva verso i fili sensibili uniformemente carichi e raggiungono un'accelerazione tale da ionizzare molti altri atomi di gas nelle immediate vicinanze dei fili sensibili: questo segnale, molto più forte di quello degli elettroni che sono stati liberati dal passaggio delle particelle cariche, è rivelato dal sistema di lettura collegato ai fili sensibili. I fili di campo migliorano l'uniformità del campo elettrico generato dai fili sensibili. Nella configurazione attuale il tempo di deriva per un elettrone vale al massimo 200 ns, molto meno rispetto alla separazione tra un pacchetto e il successivo: ecco perchè le informazioni provenienti dalla COT possono essere utilizzate direttamente nel primo livello di *trigger*. La COT non può competere con la precisione del rivelatore di vertice (la risoluzione spaziale sul singolo *hit* è di  $175 \mu\text{m}$ ) ma ha il vantaggio di un costo molto minore: lontano dall'IP, dov'è semplice distinguere una particella dall'altra, la camera a deriva è la soluzione più conveniente.

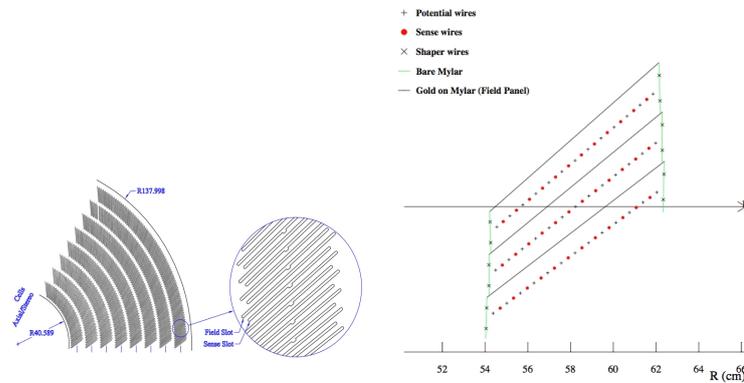


Figura 3.6: Rappresentazione schematica della COT.

### Parametri usati nella ricostruzione delle tracce

Una particella carica in campo magnetico segue un'orbita elicoidale che può essere descritta attraverso cinque parametri, tre legati al moto trasversale e due legati al moto longitudinale:

- $z_0$ , coordinata del punto più vicino all'asse  $z$ ;
- $d_0$ , parametro d'impatto, corrispondente alla minima distanza della traccia dall'asse  $z$ ;
- $\phi_0$ , angolo azimutale della particella nel punto più vicino all'asse  $z$ ;
- $\lambda$ , *pitch* dell'elica, corrispondente alla pendenza dell'elica lungo  $z$  e legato all'angolo polare nel punto più vicino all'asse  $z$  dalla relazione  $\lambda = \cot \theta$ ;
- $C$ , curvatura dell'elica, inversamente proporzionale all'impulso trasverso.

La ricostruzione della traiettoria di una particella carica consiste nel determinare i cinque parametri scritti sopra attraverso un fit elicoidale degli *hits*. Il fit deve tener conto del campo magnetico non uniforme e dello scattering che la particella compie all'interno del materiale.

### 3.3 Calorimetri

Dal punto di vista strutturale, il calorimetro di CDF II [14] si può suddividere in una zona centrale, con  $|\eta| < 1.1$ , e in una zona laterale, fino a  $|\eta| \sim 3.6$ , con il calorimetro elettromagnetico posto nella zona più vicina al fascio e quello adronico immediatamente dopo. Entrambi i calorimetri sono a campionamento. Sia il calorimetro elettromagnetico che quello adronico hanno una struttura non omogenea, con fogli di scintillatore plastico alternati a strati di assorbitore (piombo nel primo e ferro nel secondo). Come anticipato nella sezione del tracciatore, solo le particelle neutre e quelle cariche con  $p_T \geq 0.35$  GeV/ $c$  possono raggiungere il calorimetro.

### 3.4 Rivelatore di muoni

Esternamente rispetto ai calorimetri si trovano i rivelatori di muoni. Si tratta di camere a deriva planari [9] assemblate in modo da ricoprire quasi ermeticamente l'angolo azimutale e accoppiate a scintillatori per il veto dei cosmici. Le camere a deriva funzionano nello stesso modo della COT, sebbene con una risoluzione spaziale più grossolana.

I muoni e i neutrini sono idealmente le uniche particelle che riescono a raggiungere questo rivelatore, a causa degli strati di assorbitore del calorimetro, che hanno una potente azione schermante. In realtà, anche una piccola percentuale di particelle di altro tipo, in prevalenza pioni e kaoni, raggiunge questa regione di CDF II e contribuisce, di conseguenza, al fondo. I neutrini, non interagendo quasi con la materia, riescono ad attraversare indisturbati anche quest'ultimo strato di CDF II e non possono essere rivelati, mentre i muoni, compreso il fondo di altre particelle che raggiungono le camere, rilasciano un segnale che sarà associato ad una delle tracce ricostruite dagli altri rivelatori più interni.

L'identificazione dei muoni è estremamente efficace ed è per questo motivo che, quando possibile, si preferisce studiare dei processi con uno o più muoni nello stato finale. Se nello stato finale sono presenti uno o più muoni, infatti, si può ricostruire il loro percorso e tornare indietro fino all'istante e

alla posizione della particella pesante un attimo prima del decadimento. La ricostruzione standard delle tracce dei muoni parte da un fit degli *hits* nelle camere; lo *stub*, una volta ricostruito, è confrontato con le tracce nella COT e con i segnali rilasciati da ogni MIP (*Minimum Ionizing Particle*) nei calorimetri. Questo controllo incrociato si basa sul comportamento tipico dei muoni all'interno di CDF II e permette di escludere quelle poche particelle che, pur non essendo muoni, hanno raggiunto le camere.

### 3.5 *Trigger*

La frequenza delle collisioni del *Tevatron* (2.53 MHz) e le possibilità di registrazione dei dati su disco ( $\sim 100$  Hz) differiscono di oltre 4 ordini di grandezza e rendono necessaria un'immediata e pesante scrematura degli eventi: è necessario ricorrere ad un *trigger* che selezioni unicamente le informazioni sui processi "utili" ai fini della ricerca.

Il *trigger* di CDF II è organizzato su tre livelli successivi, ognuno più selettivo del precedente: il primo analizza tutti gli eventi, mentre il secondo e il terzo ricevono i dati selezionati dal livello precedente e, avendo maggior tempo a disposizione, possono recuperare informazioni più dettagliate dal rivelatore e procedere alla selezione degli eventi. Si parla di lettura sincrona per sottolineare il fatto che l'elettronica di lettura è gestita dal *clock* del *Tevatron*. Siccome il sistema di lettura, analisi e memorizzazione non è in grado di prendere una decisione in soli 396 ns, si ricorre ad un registro di scorrimento che mantiene in memoria ogni evento per un tempo sufficientemente lungo. I segnali provenienti da ogni canale, che rappresentano un'immagine completa della collisione, sono immagazzinati in un *buffer* dotato di 42 celle. Il registro era stato progettato per gestire dei pacchetti di protoni e antiprotoni separati di soli 132 ns: di conseguenza, ogni 396 ns le informazioni traslano di tre posizioni e il *trigger* ha  $396 \times 14$  ns  $\sim 5.5$   $\mu$ s prima della loro cancellazione. Nel caso in cui il sistema stia ancora processando un evento che ha raggiunto l'ultima posizione del registro, tutte le informazioni sulle nuove collisioni vanno perse. La percentuale di eventi ignorati perché il *trigger* è ancora occupato ad analizzare gli eventi precedenti prende il nome di tempo morto ed è un buon parametro per descrivere l'efficienza del sistema di lettura e analisi. CDF II è stato disegnato in modo da avere un tempo morto quasi nullo (entro il 5%). Passando ad una descrizione più dettagliata dei livelli del *trigger*:

- Il livello 1, realizzato tramite hardware, manda in esecuzione gli algoritmi più veloci ed opera una prima discriminazione degli eventi (input di  $10^6$  eventi al secondo), ricorrendo alle informazioni provenienti dalla COT, dai calorimetri e dalle camere dei muoni. Il processore XFT (*eXtremely Fast Tracker*) [15] ricostruisce le tracce di particelle cariche nel piano  $(r, \phi)$  della COT già nel primo livello di *trigger*. L'algoritmo usato consiste nel ricostruire solo piccoli tratti del percorso seguito dalla particella carica (uno per ogni superstrato) e nell'unirli insieme subito dopo per ottenere il percorso completo.
- Il livello 2 analizza i processi filtrati dal livello 1 (input di  $10^4$  eventi al secondo). Un processore dedicato chiamato SVT (*Silicon Vertex Tracker*) [16] calcola il parametro d'impatto e anticipa l'identificazione di un eventuale vertice secondario già a livello di *trigger*, con una precisione pari a quella delle analisi *offline*: questa proprietà lo rende particolarmente adatto a creare i campioni di eventi utilizzati nelle analisi di fisica degli adroni *B*.

- Il livello 3 (input di  $10^3$  eventi al secondo) prende la decisione finale sulla memorizzazione definitiva di appena 150 eventi che, caricati su disco al massimo della risoluzione, verranno ricostruiti *offline* in un secondo momento. Prima della scrittura su disco, che occupa appena 150 kB per evento, il *trigger* esegue un ultimo controllo relativo all'integrità dei dati raccolti. A differenza degli altri due stadi, quest'ultimo è realizzato completamente via software, con algoritmi del tutto simili a quelli dell'analisi *offline* e con oltre 140 percorsi possibili.

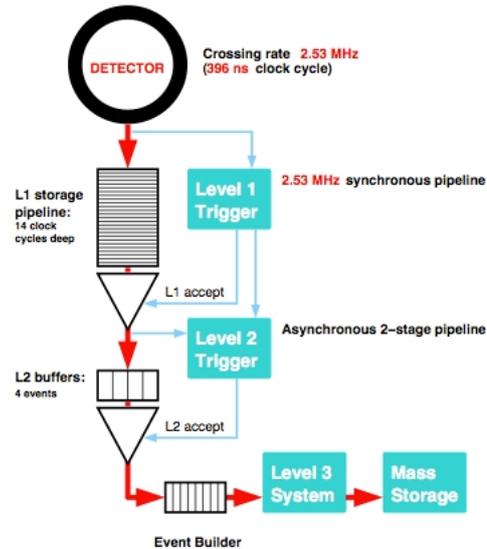


Figura 3.7: Diagramma a blocchi del *trigger*.

### 3.5.1 Organizzazione dei dati e software

Gli eventi scritti su disco, identificati da un numero progressivo, sono organizzati in *runs* e *stores*. Ogni *run* rappresenta un periodo di presa dati in cui il rivelatore lavora sotto condizioni ben precise. I *runs* sono a loro volta raggruppati in *stores*, ognuno riferito a quelle 14 ore in cui le collisioni sono dovute allo stesso fascio di protoni e antiprotoni. A seconda della provenienza e del contenuto fisico i dati possono poi essere raccolti all'interno di un ben preciso *dataset*: in quest'analisi, per esempio, i dati sono stati presi dal  $J/\psi$  *dataset*.

Il software utilizzato sia nella ricostruzione degli eventi che nell'analisi dati successiva si basa su C++ e ROOT. Il primo è usato per creare degli oggetti associati ad un processo fisico: le strutture create possono essere piuttosto semplici (una singola traccia, per esempio) ma anche estremamente complicate, come nel caso in cui si voglia rappresentare un intero *jet* di particelle. Tutti gli oggetti che hanno a che fare con un unico evento sono immagazzinati in apposite strutture ad albero, chiamate *n-tuples*. ROOT, essendo un *framework*, è utilizzato come ambiente di lavoro in cui, una volta definite delle classi, è possibile compiere un certo numero di operazioni specifiche, dalla creazione di istogrammi al fit dei dati.



## Capitolo 4

# Studio di fattibilità della misura di vita media

### 4.1 Strategia

L'obiettivo di questo lavoro è estrarre un segnale di  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e usarne la distribuzione del tempo di decadimento per misurare la vita media dell'autostato pesante  $B_H$ .

Trattandosi di un decadimento piuttosto raro, gli eventi di segnale sono completamente coperti dagli eventi di fondo: è necessaria una rimozione quasi totale di questi ultimi per poter osservare un eccesso nella distribuzione di massa invariante che corrisponde al segnale di  $B_s^0$ . Per estrarre tale segnale è stato utile usare come riferimento gli eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , molto più abbondanti di quelli  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Siccome la vita media di  $B^0$  è nota, ciò comporta, come ulteriore vantaggio, la possibilità di verificare su  $B^0$  la validità della strategia scelta.

Dal punto di vista sperimentale, i due decadimenti  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  sono estremamente simili: lo stato finale è lo stesso e la piccola differenza di massa tra  $B_s^0$  e  $B^0$  non modifica significativamente la cinematica. Dal punto di vista teorico, invece, le ampiezze di probabilità sono diverse perché è diversa la transizione del *quark*  $b$  [17]. È a causa di questa transizione che ci si aspetta un numero di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  di gran lunga inferiore rispetto al numero di eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

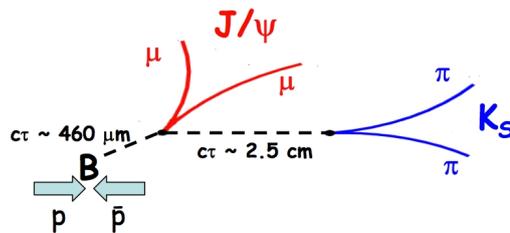


Figura 4.1: Topologia del decadimento  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

## 4.2 Topologia del decadimento $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

Lo stato finale del decadimento  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  presenta due muoni, prodotti dal decadimento di  $J/\psi$ , e due pioni, prodotti dal decadimento di  $K_S^0$ . I due muoni e i due pioni hanno carica opposta e massa invariante compatibile, rispettivamente, con la massa di  $J/\psi$  e con la massa di  $K_S^0$ .

### Ricostruzione delle tracce e identificazione delle particelle

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce utilizzato in quest'analisi ricomponi il percorso seguito dalle particelle cariche partendo dagli strati più esterni della COT e procedendo verso l'interno, dove si trova il rivelatore di vertice. Questo approccio permette di sfruttare la più bassa densità di particelle nella COT per ridurre la combinazione accidentale degli *hits* nel processo di ricostruzione. Il programma confronta l'estrapolazione di ogni traccia ricostruita nel rivelatore di vertice e nella COT con i segnali rilasciati nelle camere dei muoni. Quando c'è una corrispondenza, il programma associa la massa del muone alla particella che ha generato la traccia. In caso contrario, alla particella è automaticamente attribuita la massa del pione. Le tracce, una volta ricostruite, sono combinate tra loro e usate per determinare la posizione del vertice primario e del vertice secondario, che è quello dove decade il  $B_{(s)}^0$ .

Nel fit di ricostruzione dei candidati  $B_{(s)}^0$ , in particolare, si devono imporre i seguenti vincoli:

- i due muoni devono formare un vertice in comune nel punto in cui la particella  $J/\psi$  è decaduta;
- i due pioni devono formare un vertice in comune nel punto in cui la particella  $K_S^0$  è decaduta;
- $J/\psi$  e  $K_S^0$  devono formare un vertice in comune nel punto in cui la particella  $B_{(s)}^0$  è decaduta.

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce parte da queste tre assunzioni, esegue un fit e restituisce alcuni parametri, tra cui il  $\chi^2$  del fit e la lunghezza di decadimento  $L_{xy}$ . Quest'ultima è la distanza nel piano trasverso tra vertice primario e secondario, misurata nel sistema di riferimento del laboratorio. A partire da lunghezza di decadimento  $L_{xy}$ , massa  $M$  e impulso trasverso  $p_T$ , è possibile calcolare la lunghezza propria di decadimento  $ct$ :

$$ct = \frac{L_{xy} \cdot M}{p_T},$$

che è la distanza che la particella percorre nel piano trasverso prima di decadere. Questo parametro è di fondamentale importanza per la misura della vita media, come si vedrà più dettagliatamente in seguito.

## 4.3 Campioni utilizzati

Nell'analisi sono stati utilizzati:

- un campione di eventi con almeno un candidato  $B_{(s)}^0$ , acquisiti tramite il *di-muon trigger* e archiviati nel *J/ψ dataset*. I dati, raccolti tra marzo 2001 e febbraio 2010, corrispondono ad una luminosità integrata di  $5.9 \text{ fb}^{-1}$  e sono stati selezionati tra quelli in cui le condizioni di presa dati e le calibrazioni sono di alta qualità;

- un campione di eventi  $B^0$ , uno di eventi  $B_s^0$  e uno di eventi  $\Lambda_b^0$ , ricostruiti con il Monte Carlo. I  $B^0$  e  $B_s^0$  simulati sono forzati a decadere in  $J/\psi K_S^0$ , dove  $J/\psi \rightarrow \mu_1\mu_2$  e  $K_S^0 \rightarrow \pi_1\pi_2$ , mentre  $\Lambda_b^0$  è stata costretta a decadere in  $J/\psi\Lambda$ , dove  $J/\psi \rightarrow \mu_1\mu_2$  e  $\Lambda \rightarrow p\pi$ . Nella simulazione, in cui sono stati trascurati sia il mescolamento di sapore che la violazione di CP, è stato prodotto solo il  $B_s^0$  con vita media maggiore ( $\tau_{B_s(\text{Heavy})} = 463 \mu\text{m}$ ).

Si indicano con  $\mu_1$  e  $\pi_1$  il muone e il pione con impulso trasverso maggiore, con  $\mu_2$  e  $\pi_2$  quelli con impulso trasverso minore.

## 4.4 Selezione degli eventi

### 4.4.1 Tagli di preselezione

Nella costruzione delle *BStNtuples* [18], le strutture standard usate in CDF appositamente per lo studio della fisica degli adroni  $B$ , sono applicati i seguenti criteri di selezione:

- $3 \text{ GeV}/c^2 < M(B_{(s)}^0) < 6.7 \text{ GeV}/c^2$ ;
- $\chi^2(B_{(s)}^0) < 50$ ;
- $2.8 \text{ GeV}/c^2 < M(J/\psi) < 3.75 \text{ GeV}/c^2$ ;
- $\chi^2(J/\psi) < 30$ ;
- $0.45 \text{ GeV}/c^2 < M(K_S^0) < 0.55 \text{ GeV}/c^2$ ;
- $\chi^2(K_S^0) < 20$ ;
- $L_{xy}(K_S^0) > 0.5 \text{ cm}$ ;
- $p_T(\pi) > 0.35 \text{ GeV}/c$  (per entrambi i pioni).

Questi tagli, applicati a monte di qualsiasi manipolazione dei dati, sono piuttosto generici e servono a ridurre le dimensioni dei campioni da usare *offline*. Siccome si è interessati al canale  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , è necessario imporre dei tagli sui prodotti di decadimento. Un primo taglio riguarda il  $\chi^2$  del fit di ricostruzione a 2 e a 4 tracce e permette di escludere gli eventi in cui i due mesoni  $J/\psi$  e  $K_S^0$ , i due muoni o i due pioni sono troppo lontani per poter avere lo stesso vertice di decadimento. Un secondo taglio riguarda la massa di  $B_{(s)}^0$ ,  $J/\psi$  e  $K_S^0$  e permette di escludere gli eventi in cui le particelle figlie hanno massa invariante non compatibile con la massa della particella da cui derivano. Un terzo taglio riguarda la lunghezza di decadimento di  $K_S^0$  e permette di escludere gli eventi in cui un'altra particella è stata erroneamente ricostruita come  $K_S^0$ . Essendo una particella a lunga vita media, infatti, il mesone  $K_S^0$  percorre quasi 2.5 cm nel piano trasverso all'interno del rivelatore prima di decadere in due pioni. Un quarto taglio, infine, riguarda l'impulso trasverso dei due pioni e permette di escludere gli eventi in cui questi non riescono a sfuggire al campo magnetico.

Dopo questa prima selezione si applicano *offline* i seguenti tagli di *trigger*:

- $\Delta\phi(\mu\mu) < 2.25$  radianti;

- $\Delta z(\mu\mu) < 5$  cm;
- $2.7 \text{ GeV}/c^2 < M(J/\psi) < 4 \text{ GeV}/c^2$ ;
- $Carica(\mu) * Carica(\mu) < 0$ ;
- presenza di una traccia in XFT associata a ciascun muone;
- $p_T(\mu) > 1.5 \text{ GeV}/c$  (per entrambi i muoni).

$\Delta\phi(\mu\mu)$  è l'angolo azimutale compreso tra i due muoni, mentre  $\Delta z(\mu\mu)$  è la differenza tra le due  $z_0$ . Questi tagli sono una conferma a livello *offline* delle richieste di *trigger*.

Oltre a questi, si applicano dei tagli di ottimizzazione, necessari per rendere più efficiente la fase successiva dell'analisi:

- $B_{(s)}^0 \text{ Fit Probability} > 10^{-5}$ ;
- $2.8 \text{ GeV}/c^2 < M(J/\psi) < 3.3 \text{ GeV}/c^2$ ;
- $L_{xy}(B_{(s)}^0)/\sigma > 2$ ;
- Numero di *hits* (sia assiali che stereo, per muoni e pioni)  $\geq 10$ ;
- $p_T(B_{(s)}^0) > 4 \text{ GeV}/c$ ;
- $p_T(\pi) > 0.5 \text{ GeV}/c$  (per entrambi i pioni).

La condizione su  $L_{xy}(B_{(s)}^0)/\sigma$ , dove  $\sigma$  è l'incertezza associata a  $L_{xy}(B_{(s)}^0)$ , permette di selezionare i candidati con un vertice di decadimento ben separato dal vertice primario.

### Studio del contributo $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ al fondo

Il decadimento  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ , dove  $\Lambda \rightarrow p\pi$ , contribuisce al fondo quando il protone viene scambiato per un pione. Per sopprimere questo contributo è stato fatto uno studio di alcune grandezze fisiche coinvolte nel decadimento. Presi due campioni simulati con il Monte Carlo, uno di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (il segnale) e uno di eventi  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$  (il potenziale fondo), si è osservato che la variabile  $\cos\theta_{K_S^0\pi_2}$ , che rappresenta l'angolo tra direzione di volo del  $K_S^0$  e direzione di volo del  $\pi_2$  nel sistema di riferimento del  $K_S^0$ , è distribuita diversamente nei due casi (vedi Figura 4.2). La selezione degli eventi in cui  $\cos\theta_{K_S^0\pi_2} > -0.75$  è più efficace di un taglio sulla massa e permette di escludere la quasi totalità dei decadimenti  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ , con una piccola perdita, poco significativa, di quelli  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . L'accettanza viene ridotta del 99.8% nel primo caso e del 14.2% nel secondo. Questo taglio è fondamentale per l'analisi successiva, dato che il fondo qui considerato è estremamente simile al segnale e, se non rimosso, finirebbe per compromettere l'analisi successiva.

I tagli di preselezione permettono una prima riduzione del fondo, come si può osservare in Figura 4.3. Il picco visibile è il segnale di  $B^0$ , mentre il picco corrispondente al segnale di  $B_s^0$  è ancora coperto dal fondo. Per migliorare la purezza del possibile segnale di  $B_s^0$  è necessaria una più stringente selezione degli eventi, che verrà realizzata mediante l'uso di una rete neurale [19].

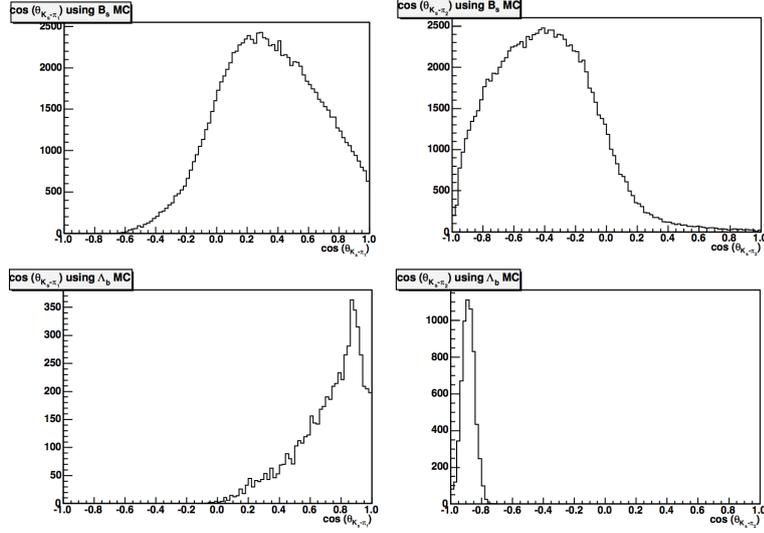


Figura 4.2: Distribuzione di  $\cos\theta_{K_S^0\pi_1}$  (a sinistra) e  $\cos\theta_{K_S^0\pi_2}$  (a destra). I due istogrammi in alto si riferiscono al Monte Carlo  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , mentre i due istogrammi in basso si riferiscono al Monte Carlo  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ .

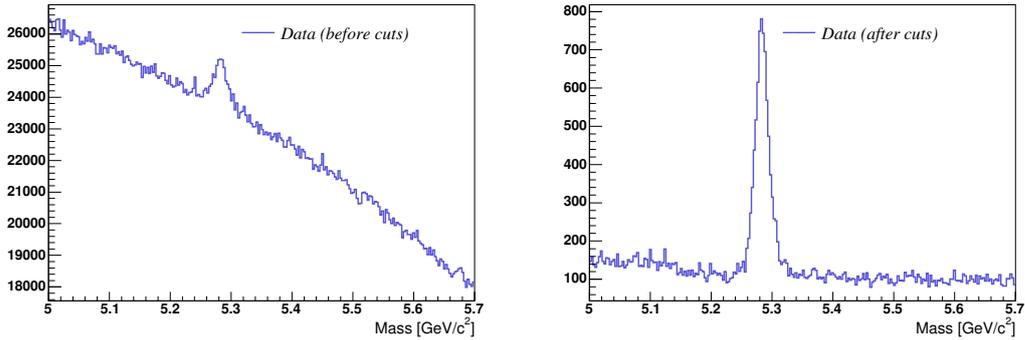


Figura 4.3: Distribuzione della massa invariante dei candidati  $B_{(s)}^0$  prima e dopo l'applicazione dei tagli di preselezione. Entrambi gli istogrammi si riferiscono al campione dei dati. Il picco visibile è quello corrispondente al mesone  $B^0$ . Nonostante i tagli, il fondo è ancora troppo grande e non permette di vedere il picco corrispondente, invece, al mesone  $B_s^0$ .

#### 4.4.2 Descrizione della rete neurale

La rete neurale è un programma che simula il comportamento adattivo delle reti di neuroni presenti nei sistemi biologici. Sottoposto ad un'opportuna fase di *training*, questo programma impara a riconoscere e separare tipologie di eventi e può essere particolarmente utile nei casi in cui il segnale cercato è molto più piccolo del fondo. Nella maggior parte degli algoritmi usati per selezionare gli eventi di segnale le variabili sono analizzate una alla volta e i tagli sono imposti sulle singole quantità discriminanti in modo individuale. La rete neurale, invece, è in grado di analizzare più variabili contemporaneamente e di operare selezioni su funzioni complesse delle variabili discriminanti, che sfruttano le differenze tra correlazioni in eventi di segnale e di fondo.

Nello studio del decadimento  $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  l'uso di una rete neurale permette di ridurre drasticamente il fondo combinatorio e potrebbe rendere osservabili gli eventi di segnale  $B_s^0 \rightarrow$

$J/\psi K_S^0$ .

Una parte degli eventi, pari al 70% del campione, è stata utilizzata per il *training*, la fase di apprendimento in cui il sistema impara a distinguere tra segnale e fondo, mentre la parte restante, pari al 30% del campione, è stata utilizzata per eseguire un test sull'esito dell'apprendimento.

Nella fase di *training*, di cui sono state fatte 20 iterazioni, si è scelto di usare una parte degli eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  simulati con il Monte Carlo come segnale e una parte dei candidati  $B_{(s)}^0$  come fondo. Per il segnale sono stati utilizzati gli eventi nell'intervallo di massa

$$5.35 \text{ GeV}/c^2 < M(B_s^0) < 5.4 \text{ GeV}/c^2,$$

mentre per il fondo sono stati scelti quelli nell'intervallo di massa

$$5.45 \text{ GeV}/c^2 < M(B_{(s)}^0) < 6 \text{ GeV}/c^2,$$

corrispondenti rispettivamente alla regione centrale e alla regione ad alta massa della distribuzione di massa invariante. Si è preferito usare la regione ad alta massa a causa del tipo di fondo presente, più simile a quello che si vuole eliminare rispetto a quello della regione a bassa massa (in cui, come si vedrà in seguito, c'è un ulteriore contributo dovuto agli eventi parzialmente o incorrettamente ricostruiti). Sono state scelte 22 variabili di ingresso (riportate in Tabella 4.1) da utilizzare durante il *training*, curandosi di usare lo stesso numero di eventi per segnale e fondo.

Particella	Definizione della variabile	Nome della variabile
$B_{(s)}^0$	impulso trasverso	$p_T(B_{(s)}^0)$
	$\chi^2$ del fit di ricostruzione a 4 tracce	$\chi^2(B_{(s)}^0)$
	lunghezza propria di decadimento	$ct(B_{(s)}^0)$
	parametro d'impatto	$d_0(B_{(s)}^0)$
$J/\psi$	massa invariante	$Mass(J/\psi)$
	impulso trasverso	$p_T(J/\psi)$
	lunghezza propria di decadimento	$ct(J/\psi)$
	parametro d'impatto	$d_0(J/\psi)$
$K_S^0$	massa invariante	$Mass(K_S^0)$
	impulso trasverso	$p_T(K_S^0)$
	lunghezza propria di decadimento	$ct(K_S^0)$
	parametro d'impatto	$d_0(K_S^0)$
$\mu_1$ e $\mu_2$	impulso trasverso	$p_T(\mu_1), p_T(\mu_2)$
	parametro d'impatto	$d_0(\mu_1), d_0(\mu_2)$
	coseno dell'angolo di elicità	$\cos(\theta_{B,\mu_1}), \cos(\theta_{B,\mu_2})$
$\pi_1$ e $\pi_2$	impulso trasverso	$p_T(\pi_1), p_T(\pi_2)$
	parametro d'impatto	$d_0(\pi_1), d_0(\pi_2)$

Tabella 4.1: Elenco delle 22 variabili utilizzate dalla rete neurale. Il coseno dell'angolo di elicità è misurato nel sistema di riferimento del centro di massa di  $J/\psi$ .

La rete neurale analizza tutte le correlazioni esistenti tra le 22 variabili selezionate, alla ricerca delle possibili differenze tra eventi di segnale e di fondo. Tra queste 22 variabili, alcune sono più efficaci di altre nel discriminare le due tipologie di eventi. Ci si aspetta, per esempio, che la lunghezza propria di decadimento dei candidati  $B_{(s)}^0$  sia una delle variabili più importanti. I

mesoni  $B_{(s)}^0$ , infatti, percorrono un tratto di circa  $460 \mu\text{m}$  prima di decadere, a differenza del fondo, costituito in gran parte da particelle che provengono da decadimenti quasi istantanei. Tra le variabili più importanti c'è, inoltre, il parametro d'impatto dei candidati  $B_{(s)}^0$ : siccome i mesoni  $B_{(s)}^0$  sono prodotti nel punto d'interazione, è naturale aspettarsi un piccolo valore del parametro d'impatto. La scelta delle variabili è una questione di primaria importanza da cui dipende la possibilità o meno di poter misurare correttamente la vita media di  $B_{(s)}^0$  nel seguito del lavoro. La presenza di quantità correlate con la vita media tra le variabili di ingresso della rete neurale è un aspetto critico che sarà discusso in seguito. In Figura 4.4 sono riportate, a titolo di esempio, le distribuzioni del segnale e del fondo per le quattro variabili più significative, mentre la serie completa di tutte le distribuzioni è riportata in Appendice A. Tutte le distribuzioni sono state normalizzate alla stessa area e sono state riscalate lungo l'asse verticale in modo da poter essere confrontate agevolmente.

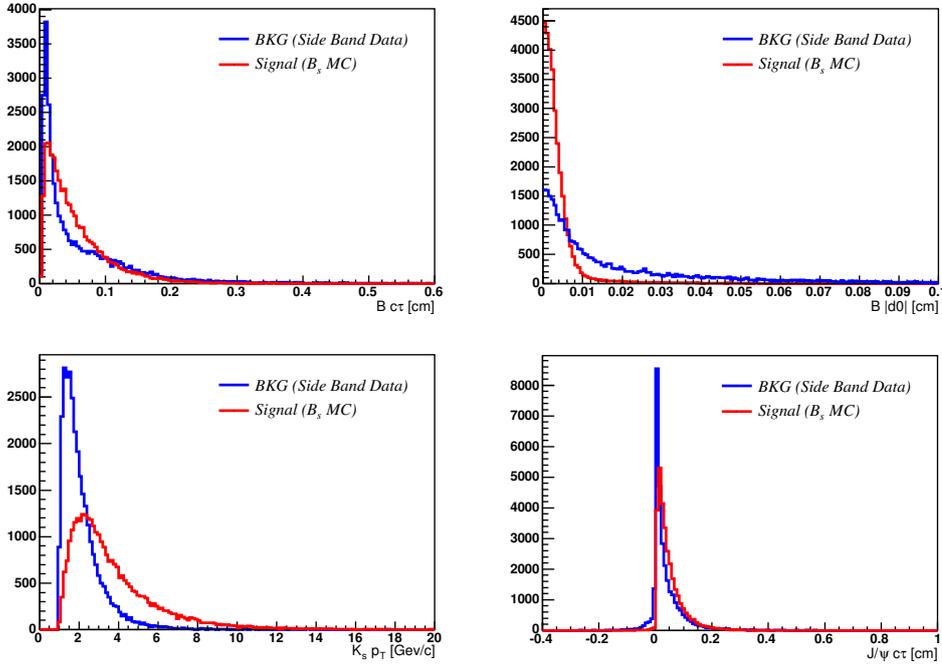


Figura 4.4: Distribuzione delle quattro più importanti variabili di ingresso della rete neurale: lunghezza propria di decadimento di  $B_{(s)}^0$  (in alto a sinistra), parametro d'impatto di  $B_{(s)}^0$  (in alto a destra), impulso trasverso di  $K_S^0$  (in basso a sinistra) e lunghezza propria di decadimento di  $J/\psi$  (in basso a destra).

Una volta completato il *training* e apprese le differenze tra segnale e fondo, la rete neurale usa l'ultimo 30% dei due campioni per verificare la qualità dell'apprendimento. Ad ogni evento è associato un numero reale appartenente all'intervallo  $[-1, 1]$ : un valore vicino a 1 indica un'alta probabilità che l'evento corrispondente appartenga al segnale, un valore vicino a  $-1$  indica un'alta probabilità che l'evento corrispondente appartenga al fondo, mentre gli eventi su cui la rete neurale è incerta popolano valori vicini a 0. In Figura 4.5 è riportato l'esito del test della rete neurale dopo la fase di *training*. Gli eventi di segnale (in rosso) e gli eventi di fondo (in blu) appartengono all'ultimo 30% del campione utilizzato per l'apprendimento. Si può vedere come la maggior parte degli eventi di segnale abbia prodotto in uscita un valore vicino a 1 e come, al contrario, la maggior parte degli eventi di fondo abbia prodotto in uscita un valore vicino a  $-1$ .

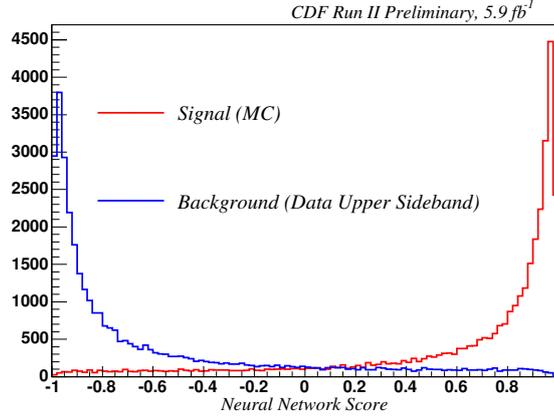


Figura 4.5: Potere discriminante della rete neurale dopo la fase di *training*. L'istogramma mostra le distribuzioni della variabile di uscita sull'ultimo 30% dei campioni di segnale e di fondo usati per l'apprendimento.

#### 4.4.3 Taglio sulla variabile di uscita della rete neurale

Per ridurre il fondo combinatorio si richiede una soglia sulla variabile di uscita della rete neurale. Questa strategia permette di scartare tutti gli eventi che hanno un'alta probabilità di far parte del fondo, ma comporta inevitabilmente la perdita di una parte degli eventi di segnale. Nella ricerca di segnali rari, se il taglio è troppo lasco il fondo restante non consente di vedere il segnale ma, dal lato opposto, un taglio troppo stringente elimina anche un'importante percentuale di eventi di segnale, con il rischio di avere poca statistica utilizzabile nella parte successiva dell'analisi. Per operare la scelta migliore si ricorre ad una figura di merito [20] che permette di ottenere il rapporto segnale/fondo ottimale per l'obiettivo della presente analisi:

$$f = \frac{S}{1.5 + \sqrt{B}},$$

dove  $S$  è il numero di eventi di segnale e  $B$  è il numero di eventi di fondo. Questa funzione è stata scelta in quanto permette di massimizzare la probabilità di osservare un segnale. Si è diviso l'intervallo  $[-1, 1]$  in 50 *bins* ed è stata imposta una soglia inferiore alla variabile di uscita della rete neurale corrispondente ad ognuno di questi *bins*. Per ogni valore di soglia si è determinato il numero di eventi di segnale e il numero di eventi di fondo a partire dalla distribuzione di massa invariante. Si è studiato, infine, l'andamento di  $f$  a seconda della soglia applicata al campione. Per stimare gli eventi di segnale è stato utilizzato l'intervallo di massa

$$5.35 \text{ GeV}/c^2 < M(B_{(s)}^0) < 5.4 \text{ GeV}/c^2$$

del campione  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  simulato con il Monte Carlo, mentre per il fondo è stato utilizzato l'intervallo di massa

$$5.43 \text{ GeV}/c^2 < M(B_{(s)}^0) < 5.48 \text{ GeV}/c^2$$

dei candidati  $B_{(s)}^0$ . Il grafico di figura 4.6 riporta il valore di  $\frac{S}{1.5 + \sqrt{B}}$  in funzione del valore di soglia applicato. Il massimo visibile nella figura di merito, che corrisponde a  $NN_{output} > 0.88$ , indica la scelta ottimale che massimizza la probabilità di estrarre il segnale di  $B_s^0$ . L'efficienza di questo

taglio è del 45% per il segnale e di appena l'1% per il fondo.

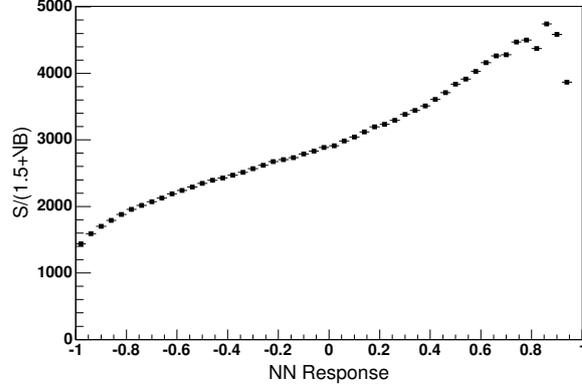


Figura 4.6: Valore della figura di merito  $\frac{S}{1.5+\sqrt{B}}$  calcolato in funzione del valore di soglia applicato alla variabile di uscita della rete neurale. Il massimo corrisponde a  $NN_{output} > 0.88$ .

La distribuzione di massa invariante di  $B_{(s)}^0$  dopo l'applicazione del taglio  $NN_{output} > 0.88$  è riportata in Figura 4.7: la rimozione del fondo permette di osservare anche il picco corrispondente al segnale di  $B_s^0$ . Questo è il primo segnale di  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  mai osservato sperimentalmente.

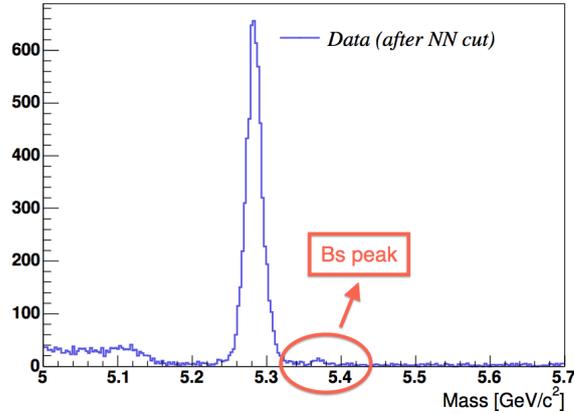


Figura 4.7: Distribuzione di massa invariante dopo l'applicazione di un valore di soglia alla variabile di uscita della rete neurale:  $NN_{output} > 0.88$ .

## 4.5 Fit della distribuzione di massa invariante

Per determinare il numero di eventi di segnale di  $B_s^0$ , tenendo conto del fondo, si usa un fit di massima verosimiglianza. Nel fit della distribuzione di massa invariante sono stati modellizzati quattro contributi, che corrispondono al segnale di  $B^0$ , al segnale di  $B_s^0$ , al fondo combinatorio e al fondo degli eventi parzialmente o incorrettamente ricostruiti. Nel fondo combinatorio ci sono i candidati in cui i due muoni sono stati ricostruiti correttamente mentre i due pioni sono stati ricostruiti a partire da due tracce casuali. Gli eventi parzialmente o incorrettamente ricostruiti, invece, sono decadimenti a molti corpi in cui una particella non è stata ricostruita o è stata

ricostruita con una massa diversa da quella reale. Il caso più comune è quello di un decadimento a cinque corpi in cui un pione non viene ricostruito. Questa ipotesi è confermata dalla distanza, pari alla massa del pione, che separa il fondo degli eventi parzialmente o incorrettamente ricostruiti, visibile come una struttura a masse di circa  $5.15 \text{ GeV}/c^2$ , dagli eventi di segnale  $B^0$ .

Il fit completo e i valori dei parametri liberi sono riportati in Figura 4.8, insieme alla distribuzione dei residui, che dà un'idea di quanto il fit sia rappresentativo dei dati reali.

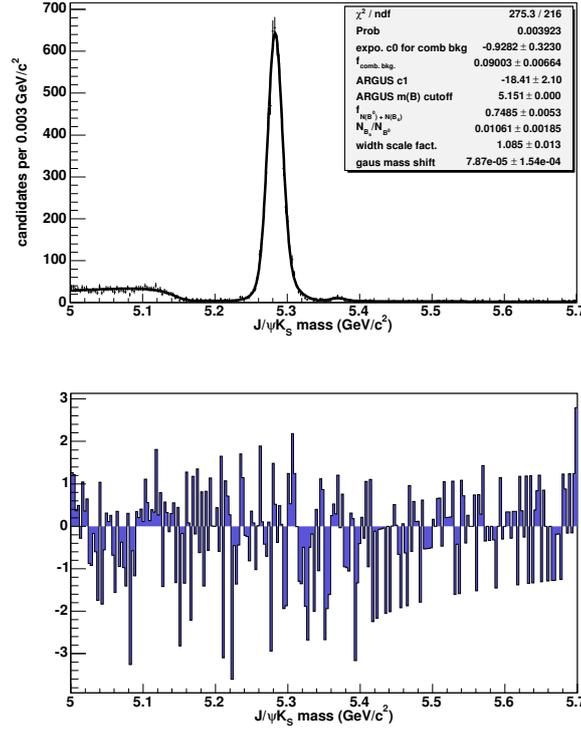


Figura 4.8: *Binned Log Likelihood Fit* della distribuzione di massa invariante e distribuzione dei residui. Nella regione a bassa massa ci sono gli eventi parzialmente o incorrettamente ricostruiti, nella regione centrale ci sono i due segnali di  $B^0$  e  $B_s^0$  e nella regione ad alta massa c'è prevalentemente il fondo combinatorio.

Ad ogni *bin* è stato associato il rapporto tra distanza dal fit ed incertezza: avendo diviso per l'errore presente su ogni *bin*, si sono ottenuti dei valori normalizzati che permettono un confronto immediato tra un *bin* e l'altro. In Figura 4.9 è riportata la distribuzione dei residui. Il fit restituisce il numero di eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , il numero di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e il loro rapporto. I valori ottenuti sono riportati in Tabella 4.2. Ulteriori dettagli sul fit si possono trovare in Appendice B.

Parametri	Valori
$N(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)$	$5958 \pm 79$
$N(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)$	$63 \pm 14$
$N(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) / N(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)$	$0.0106 \pm 0.0019$

Tabella 4.2: Valori di alcuni parametri calcolati dal fit.

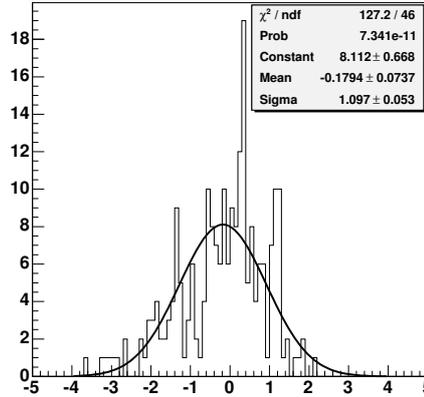


Figura 4.9: Distribuzione dei residui e fit con una gaussiana.

## 4.6 Possibile strategia per la misura di vita media

Il campione dei candidati  $B_{(s)}^0$ , una volta applicati i tagli, contiene solo 63 eventi di segnale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ : è necessaria, quindi, una strategia che permetta di misurare la vita media di  $B_s^0$  anche a partire da una statistica così bassa. L'idea, simile a quella sviluppata in [21], si basa sulla suddivisione di tutto il campione in pochi *bins* di *ct*. In ognuno di questi si osserva la distribuzione di massa invariante e si ottiene il numero di  $B_s^0$  con un fit. Infine si riportano in un grafico le popolazioni  $B_s^0$  per ogni *bin* di *ct* e si ottiene la vita media  $\tau$  con un fit dello stesso. La Figura 4.10 illustra, a grandi linee, il metodo seguito.

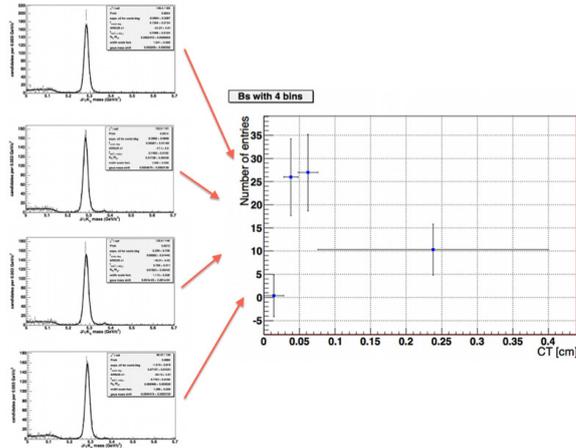


Figura 4.10: Rappresentazione schematica del metodo seguito per cercare di misurare la vita media.

Il primo passo è impostare il numero e l'ampiezza dei *bins*. Un numero di *bins* troppo basso renderebbe difficile fare un fit e ottenere una misura di precisione della vita media; un numero di *bins* troppo alto finirebbe per ridurre gli eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  presenti in ogni *bin* fino a non visualizzare più il segnale di  $B_s^0$  nella distribuzione di massa invariante. La presenza del segnale di  $B_s^0$  e la possibilità di farne un fit, invece, sono di primaria importanza per la misura della vita media.

In questo studio preliminare sono stati scelti 4 *bins* di  $ct$  di ampiezze (riportate in Tabella 4.3) tali da contenere approssimativamente lo stesso numero di candidati  $B_{(s)}^0$ . Per la scelta dei *bins* si è studiata la distribuzione di  $ct$  dei candidati  $B_{(s)}^0$  compresi nell'intervallo  $[M(B^0) - 2\sigma, M(B^0) + 2\sigma]$ . Questi, infatti, comprendono sia gli eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , la cui distribuzione di  $ct$  è molto simile a quella degli eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , sia il fondo combinatorio, simile a quello presente nella regione del segnale di  $B_s^0$ . Si è preferito scegliere l'intervallo  $[M(B^0) - 2\sigma, M(B^0) + 2\sigma]$  a causa della più ampia statistica disponibile. Le ampiezze dei *bins* sono state scelte in modo che i candidati  $B_{(s)}^0$  fossero distribuiti equamente tra un *bin* e l'altro.

<i>Bin</i>	Ampiezza [cm]	Candidati $B_{(s)}^0$
1	[0.000, 0.028]	2147
2	[0.028, 0.048]	2040
3	[0.048, 0.076]	1934
4	[0.076, 0.400]	1924

Tabella 4.3: Ampiezza e numero di candidati  $B_{(s)}^0$  dei 4 *bins* di  $ct$  usati per la misura di vita media di  $B_s^0$ .

I candidati  $B_{(s)}^0$  di Figura 4.7 sono stati suddivisi nei 4 *bins* e per ognuno di questi è stata costruita la distribuzione di massa invariante. A questo punto, un fit identico al precedente ha restituito il numero di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  contenuti in ogni *bin*. La stessa strategia è stata applicata agli eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , dove è stato possibile dividere la distribuzione di  $ct$  in un maggior numero di *bins* e dove, di conseguenza, è più semplice intuire la forma della distribuzione.

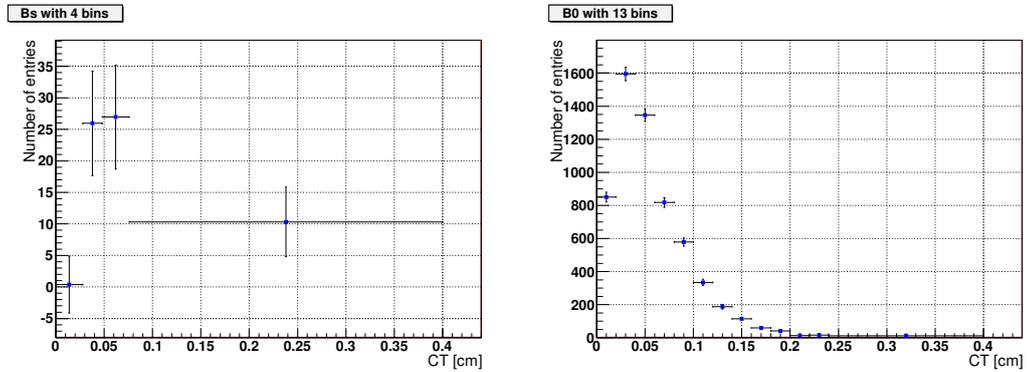


Figura 4.11: A sinistra, numero di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  in funzione di  $ct$ . A destra, numero di eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  in funzione di  $ct$ .

Nella parte destra di Figura 4.11 è riportato il numero di eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  in funzione del *bin* di appartenenza: si può osservare come la distribuzione sia diversa dall'esponenziale atteso. Ciò è dovuto al fatto che per estrarre il segnale sono stati applicati dei tagli a quantità correlate con la vita media. Questo scolpisce la distribuzione di  $ct$  che non è più quella aspettata. Se non fosse stato applicato nessun taglio, la funzione con cui fare il fit sarebbe stata la convoluzione di un esponenziale e di una gaussiana: il primo rispecchia la distribuzione ideale del numero di eventi in funzione di  $ct$ , mentre la seconda tiene conto della risoluzione del rivelatore. Alcuni dei tagli applicati nella prima parte dell'analisi, tuttavia, modificano la distribuzione di  $ct$  e introducono un

*bias* che rende difficile una corretta misura della vita media. Nella parte sinistra di Figura 4.11 è riportato il numero di eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  in funzione del *bin* di appartenenza: da un fit di questi 4 punti si potrebbe ottenere, in linea di principio, il valore della vita media di  $B_s^0$ . Per questo grafico valgono le stesse considerazioni già fatte per la distribuzione di  $ct$  degli eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , alle quali si aggiunge il problema della poca statistica di segnale disponibile, evidente dalle dimensioni delle incertezze.

Uno studio dei Monte Carlo  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  conferma che le distribuzioni di  $ct$  cambiano sia applicando i tagli di ottimizzazione che applicando il taglio sulla variabile di uscita della rete neurale. I tagli di *trigger* e la rimozione del contributo  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda$ , invece, non provocano alcun cambiamento. In Figura 4.12 si può vedere come la distribuzione di  $ct$  venga scolpita dall'applicazione dei tagli.

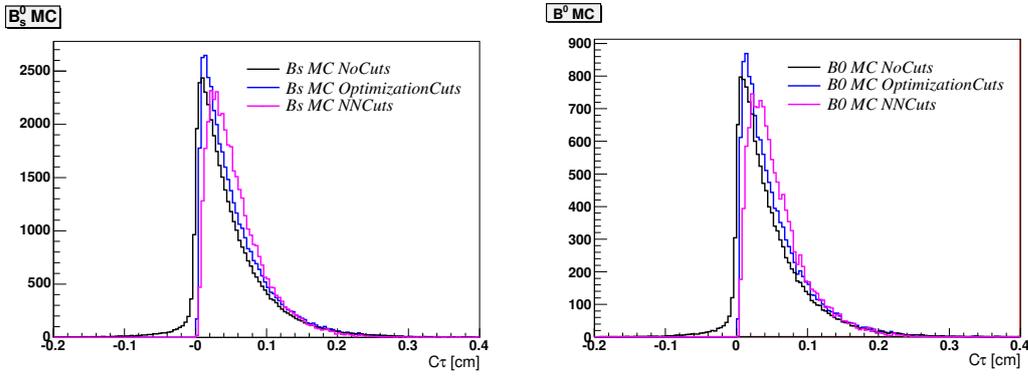


Figura 4.12: A sinistra, distribuzione di  $ct$  degli eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  simulati. A destra, distribuzione di  $ct$  degli eventi  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  simulati.

La condizione su  $L_{xy}(B_{(s)}^0)/\sigma$  introduce una deformazione nella vita media sia del  $B^0$  che del  $B_s^0$ . La rimozione del taglio, comporterebbe, d'altra parte, un netto peggioramento del potere discriminante della rete neurale, che non sarebbe più in grado di rimuovere il fondo a sufficienza per poter visualizzare il segnale di  $B_s^0$  nella distribuzione di massa invariante. Un'altra deformazione deriva, inoltre, dalla presenza, tra le variabili di ingresso della rete neurale, di quantità come:

$$ct(B_{(s)}^0), d_0(B_{(s)}^0), ct(J/\psi), d_0(J/\psi), d_0(\mu_1), d_0(\mu_2).$$

Queste variabili di ingresso della rete neurale sono correlate con la vita media e introducono, probabilmente, un *bias* nella distribuzione di  $ct$ .



# Conclusioni

La misura di vita media del mesone  $B_s^0$  nel canale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  permette di determinare la differenza di larghezza naturale  $\Delta\Gamma_s$  nei mesoni *bottom-strange*, una quantità sensibile alla presenza di nuova fisica e attualmente di interesse centrale nella fisica del sapore. Il decadimento  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , però, è molto raro e non era mai stato osservato fino a pochi mesi fa. Solo nello scorso luglio CDF ha estratto un segnale di poche decine di eventi con una selezione molto restrittiva che ha permesso di abbattere quasi completamente gli eventi di fondo.

In questo lavoro è stata ripetuta l'analisi per l'estrazione degli eventi di segnale  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  ed è stata elaborata una possibile strategia per una futura misura di vita media del mesone  $B_s^0$  in questo stato finale. Due sono le limitazioni incontrate. Estrarre dal fondo un segnale visibile richiede una selezione su quantità correlate alla vita media del  $B_s^0$  (quali la lunghezza propria di decadimento, il parametro d'impatto ecc.). Tali richieste sono particolarmente efficaci nel rigettare il fondo, ma modificano le distribuzioni del tempo di decadimento, introducendo difficoltà aggiuntive in una misura di vita media. L'altra limitazione è che, comunque, gli eventi di segnale ottenuti sono ancora pochi per poter fare una misura di precisione. Ci si è chiesti come eliminare il *bias* dalla distribuzione di  $ct$  per misurare correttamente la vita media del  $B_s^0$ , quando si fosse raccolto un campione di eventi maggiore. Sono state individuate due possibili strategie.

Una prima possibilità è quella di eliminare dalla selezione (a livello sia di preselezione che di rete neurale) tutte le grandezze correlate alla vita media. In linea di principio, questo è possibile poiché la selezione di *trigger*, l'unica che non si potrebbe modificare, è *unbiased* sulla vita media. La difficoltà sta nel mettere a punto un insieme di variabili discriminanti alternativo che garantisca un potere di reiezione dei fondi almeno equivalente a quello ottenuto in questo lavoro. Al momento, a CDF sono in corso studi al riguardo.

La seconda possibilità è studiare direttamente sui dati il modo in cui la distribuzione di  $ct$  è modificata dai tagli. Il segnale di  $B^0$ , di alta statistica e vita media conosciuta, può essere usato per determinare la funzione di *bias*. L'idea è quella di fare un fit della distribuzione di  $ct$  dei decadimenti  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  dopo aver applicato i tagli. Per questo fit si può usare una convoluzione tra un esponenziale (vita media) e una gaussiana (risoluzione sperimentale), moltiplicata per una funzione di *bias*, che dipenderà, in prima approssimazione, da  $ct$ :

$$dN/d(ct) \propto [\exp(ct|\tau) \otimes \text{gauss}] \times \epsilon(ct).$$

Nel fit si sfrutta il fatto che la vita media di  $B^0$ , conosciuta con precisione da altri esperimenti, può essere fissata al valore noto [22] per estrarre unicamente i parametri della funzione di *bias*. Una volta nota, questa funzione si può inserire direttamente nel fit della distribuzione di  $ct$  degli

eventi  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , lasciando il valore della vita media come parametro libero. La forma analitica della funzione di *bias* si può estrarre dal rapporto tra distribuzione di *ct* del  $B^0$  prima e dopo i tagli.

Sarà interessante applicare queste strategie al campione  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  che CDF avrà raccolto alla fine del *Run II*: questo, secondo quanto atteso, dovrebbe essere circa il doppio di quello odierno e dovrebbe assicurare una statistica sufficiente per applicare le strategie proposte.

## Appendice A

# Confronto tra eventi di segnale ed eventi di fondo

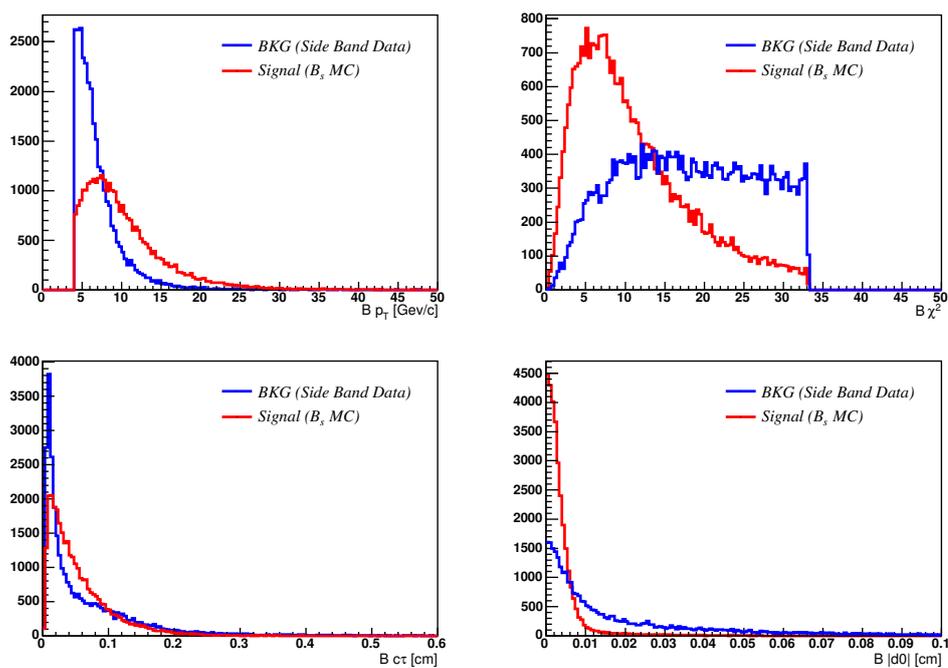


Figura A.1: Distribuzione delle variabili di ingresso della rete neurale relative a  $B_{(s)}^0$ : impulso trasverso (in alto a sinistra),  $\chi^2$  del fit di ricostruzione a 4 tracce (in alto a destra), lunghezza propria di decadimento (in basso a sinistra) e parametro d'impatto (in basso a destra).

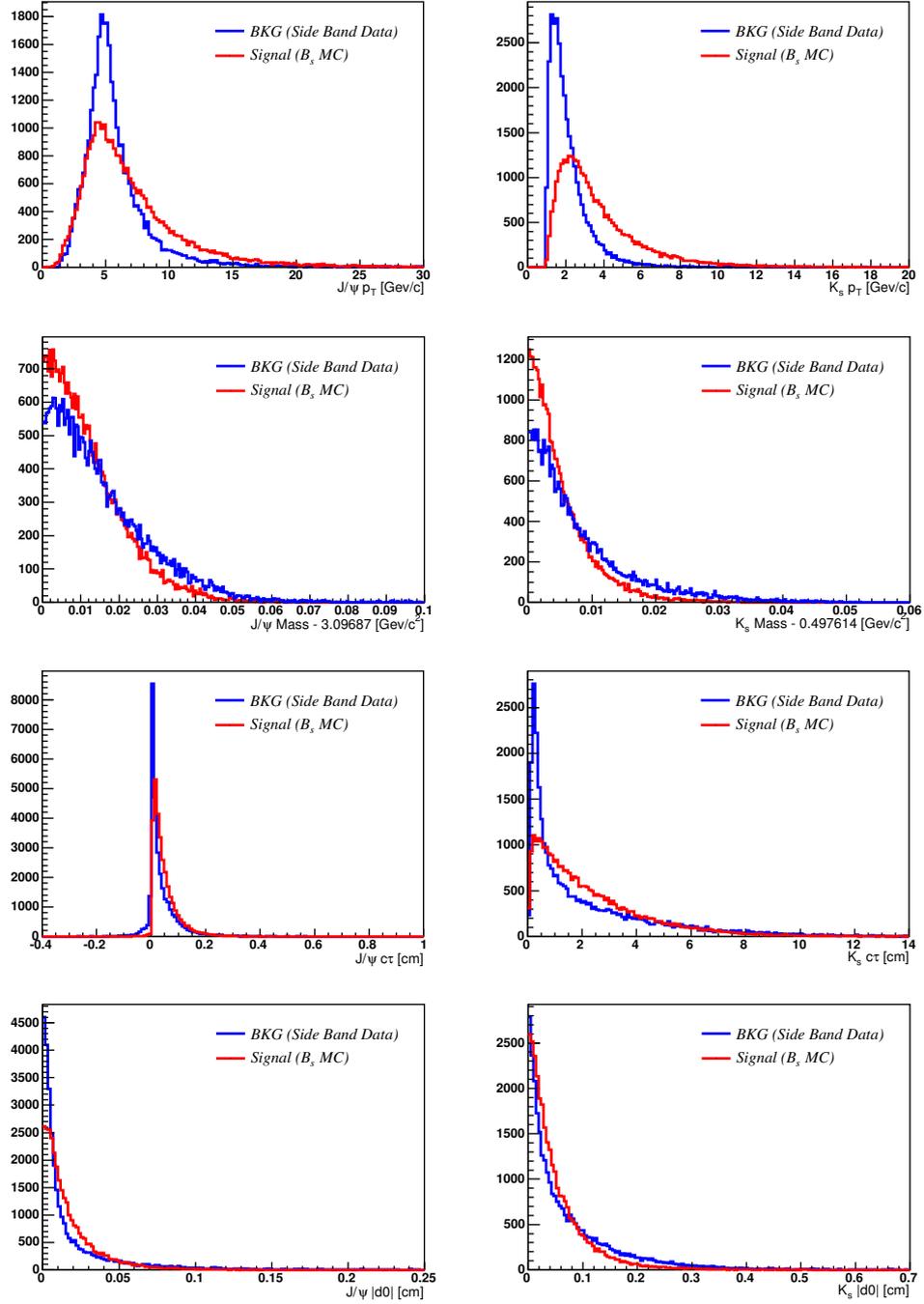


Figura A.2: Distribuzione delle variabili di ingresso della rete neurale relative a  $J/\psi$  (a sinistra) e  $K_S^0$  (a destra). Dall'alto in basso, in ordine: impulso trasverso, massa invariante, lunghezza propria di decadimento e parametro d'impatto.

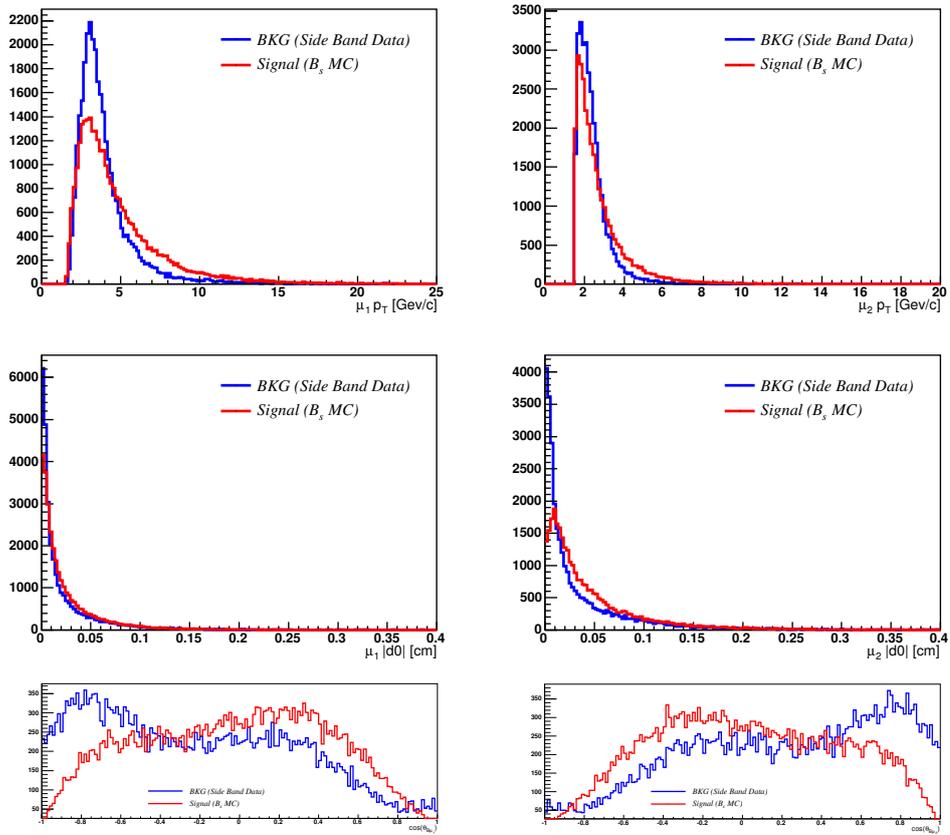


Figura A.3: Distribuzione delle variabili di ingresso della rete neurale relative al primo muone (a sinistra) e al secondo muone (a destra). Dall'alto verso il basso, in ordine: impulso trasverso, parametro d'impatto e coseno dell'angolo di elicit .

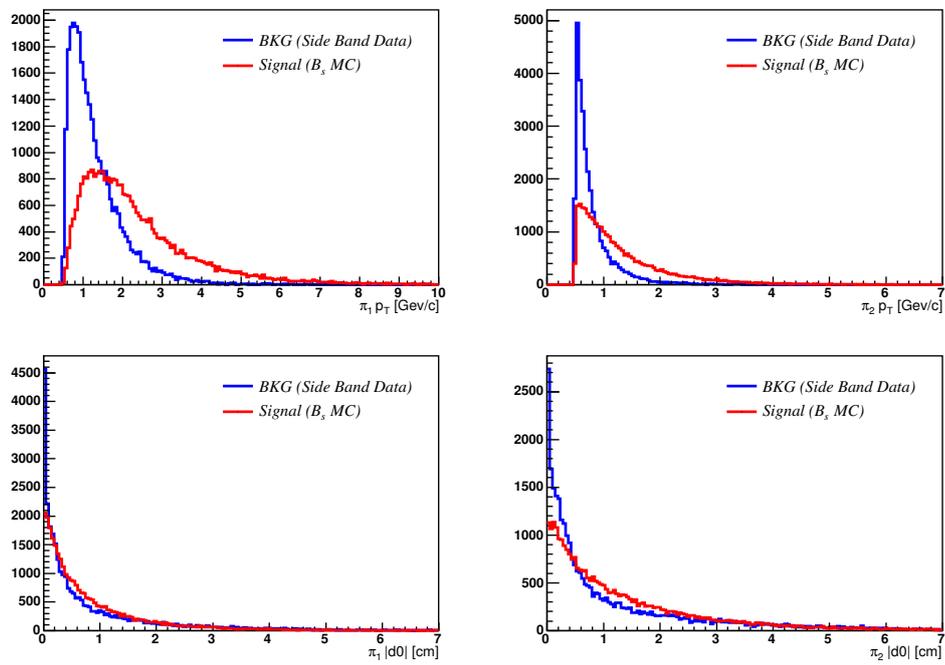


Figura A.4: Distribuzione delle variabili di ingresso della rete neurale relative al primo pione (a sinistra) e al secondo pione (a destra). In alto è rappresentato l'impulso trasverso, in basso è rappresentato il parametro d'impatto.

## Appendice B

# Fit della distribuzione di massa invariante

Da un punto di vista matematico, i quattro contributi sono stati modellizzati come segue:

- gli eventi di segnale, che corrispondono al picco di  $B^0$ , più grande, e al picco di  $B_s^0$ , più piccolo, sono stati modellizzati con la somma di tre gaussiane che hanno valor medio e larghezza differenti:

$$f_{B_{(s)}^0} = N_{B_{(s)}^0} \cdot \left( \frac{f_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{f_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}} + \frac{f_3}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_3)^2}{2\sigma_3^2}} \right),$$

in cui il valor medio e la larghezza sono stati trattati come parametri fissi;

- il fondo combinatorio è stato fittato con una funzione esponenziale:

$$f_{comb}(x) = N_0 \cdot e^{C_0 x},$$

in cui  $N_0$  e  $C_0$  sono stati trattati come parametri liberi;

- il fondo di eventi parzialmente ricostruiti è stato fittato con una convoluzione tra una funzione di ARGUS e una gaussiana di media 0 e larghezza 12 MeV/c<sup>2</sup>:

$$f_{ARGUS}(x) = N_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{m_0^2}} \cdot e^{-C_1 \frac{x^2}{m_0^2}},$$

in cui  $N_1$ ,  $m_0$  e  $C_1$  sono stati trattati come parametri liberi.

Il fit totale comprende 27 parametri, di cui 19 fissi e 8 liberi. In particolare, nel fit è stato fissato il numero totale di eventi, che comprende tutti i candidati  $B_{(s)}^0$  che hanno superato i tagli.



# Bibliografia

- [1] CDF Collaboration, *An Updated Measurement of the CP Violating Phase  $\beta_s^{J/\psi\phi}$  in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  Decays using 5.2 fb<sup>-1</sup> of Integrated Luminosity* [CDF/ANAL/BOTTOM/PUBLIC/10206 Version 1.1] (2010)
- [2] Ulrich Nierste, *Lifetimes and mixing parameters of neutral b hadrons*, CKM2010 (2010)
- [3] O. Norniella e K. Pitts, *A Measurement of the Ratio of the Branching Fraction of  $B_s \rightarrow J/\psi K_s$  to  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$*  [CDF/ANAL/BOTTOM/CDFR/10180 Draft 3.0] (2010)
- [4] S. L. Glashow, A. Salam and S. Weinberg, *Nobel Lecture* (8 dicembre 1979)
- [5] P. F. Harrison et al. (for the BABAR Collaboration), *The BABAR physics book: physics at an asymmetric B-factory*
- [6] A. Abulencia et al. (for the CDF Collaboration), *Measurement of the  $B^+$  production cross section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1960$  GeV*, Phys. Rev. D75, **012010** (2007)
- [7] F. Abe et al. (for the CDF Collaboration), *Measurement of small angle antiproton-proton elastic scattering at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV*, Phys. Rev. D50, **5518-5534** (1994)
- [8] F. Abe et al. (for the CDF Collaboration), *Measurement of the antiproton-proton total cross section at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV*, Phys. Rev. D50, **5550-5561** (1994)
- [9] CDF Collaboration, *Technical Design Report* [FERMILAB-PUB-96/390-E] (2001)
- [10] T. K. Nelson (for the CDF Collaboration), *The CDF Layer 00 Detector* [FERMILAB-CONF-01/357-E] (2001)
- [11] J. Antos, *The SVX II Silicon Vertex Detector Upgrade at CDF*, Nucl. Instrum. Meth. A383, **13-20** (1996)
- [12] S. Leone (for the CDF ISL Group), *The Intermediate Silicon Layers (ISL) Detector for the Collider Detector at Fermilab*, Pub. Proceedings International Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 99), Tampere, Finland [FERMILAB-CONF-99/300-E] (July 15-21, 1999)
- [13] T. Affolder et al., *COT Central Outer Tracker*, Nucl. Instrum. Meth. A526, **249** (2004)

- [14] R. Erbacher, *Calorimetry in CDF Run 2*, Pub. Proceedings 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands [FERMILAB-CONF-02/251-E] (July 24-31, 2002)
- [15] E. J. Thomson et al., *Online Track Processor for the CDF Upgrade*, CDF-Note 5990 (2002)
- [16] B. Ashmanskas et al., *The CDF Silicon Vertex Tracker*, Presented at the 9th Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d'Elba (May 25-31, 2003) and Published in Nucl. Instrum. Meth. A518:532-536, **200**
- [17] R. Fleischer, *Extracting  $\gamma$  from  $B_{s(d)} \rightarrow J/\psi K_s$  and  $B_{d(s)} \rightarrow D_{d(s)}^+ D_{d(s)}^-$* , Eur. Phys. J. C **10**, pag. 299 (1999)
- [18] I. Furic, B. Iyutin, Ch. Paus, *BottomMods - Stntuples for B Physics* (2006)
- [19] M. Feindt, *A Neural Bayesian Estimator for Conditional Probability Densities* [arXiv:physics/0402093v1] (2004)
- [20] G. Punzi, *Sensitivity of Searches for New Signals and Its Optimization* [arXiv:physics/0308063v2] (2003)
- [21] P. T. Lukens, *Properties of  $\Xi_b^-$  and  $\Omega_b^-$  Baryons* [CDF/ANAL/BOTTOM/CDFR/9660] (2009)
- [22] K. Nakamura et al., *Particle Data Group*, J. Phys. G **37**, 075021 (2010)

*Ringrazio Olga Norriella, che mi ha pazientemente seguito durante questi due mesi a Fermilab, e Diego Tonelli, che mi ha aiutato nelle correzioni e che, con i suoi commenti sempre molto diretti, mi ha insegnato tanto. Un altro ringraziamento va a Stefania, per avermi fatto compagnia nelle nottate necessarie alla stesura delle nostre tesi.*