

Università degli Studi di Pisa
 Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
 Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica

Una strategia per la misura della
 asimmetria CP nel decadimento
 $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ a CDF

Candidato: Dott. Simone Donati

28 Febbraio 1997

Indice

1	La violazione di CP	6
1.1	Violazione di CP nel Modello Standard	7
1.2	Oscillazioni nel sistema $B^0 \bar{B}^0$	9
1.3	Violazione di CP nei decadimenti del B^0	12
1.3.1	Decadimenti del B^0 in autostati di CP	13
1.4	Il contributo dei pinguini nel processo $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	15
1.4.1	Metodi per la determinazione di α	17
1.5	Conclusioni	18
2	Misura di violazione di CP ai Collider $p\bar{p}$ ed e^+e^-	20
2.1	Risoluzione sulla misura di asimmetria	20
2.1.1	Diluizione dovuta al tagging	23
2.1.2	Diluizione causata dalla presenza di fondo	24
2.1.3	Effetto della risoluzione finita su t	25
2.2	Violazione di CP ai Collider $p\bar{p}$	25
2.3	Violazione di CP ai Collider e^+e^-	27
2.3.1	Violazione di CP agli esperimenti BABAR e BELLE	30
3	Il Collider TEVATRON ed il rivelatore CDF	32
3.1	Il Collider TEVATRON	32
3.1.1	Produzione di protoni ed antiprotoni	33
3.1.2	I miglioramenti del TEVATRON per il Run II	34
3.2	Il rivelatore CDF	35
3.2.1	Il sistema di tracciatura	35
3.2.2	Il rivelatore di vertice SVX	36
3.2.3	La camera VTX	37
3.2.4	La camera centrale CTC	37
3.2.5	I calorimetri	37
3.2.6	Le camere dei muoni	39
3.2.7	Il sistema di trigger	39
3.3	Gli upgrades del rivelatore CDF per il Run II	40
3.3.1	Il sistema di tracciatura	41
3.3.2	Il trigger	42

4	Il Silicon Vertex Tracker	52
4.1	Strategia per la ricostruzione delle tracce	52
4.2	Il funzionamento di SVT	54
4.3	Simulazione di SVT	55
5	Violazione di CP a CDF	57
5.1	Fisica del b nel Run I di CDF	57
5.1.1	Metodi di <i>tagging</i> a CDF	58
5.2	Il canale $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$	63
5.3	Il canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	64
6	Il fascio del TEVATRON ed il parametro d'impatto	69
6.1	Risoluzione sul tempo di decadimento	70
6.2	Allineamento del fascio al rivelatore nel Run II	71
6.3	Simulazione dell'allineamento del fascio nei dati del Run I	72
6.3.1	Allineamento del fascio con la simulazione di SVT	74
7	Il trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	80
7.1	Simulazione mediante il programma di ricostruzione offline	83
7.1.1	Il trigger Livello 1	83
7.1.2	Il trigger di Livello 2	85
7.2	Simulazione dettagliata	87
7.2.1	Il campione <i>Two tracks Run</i>	89
7.2.2	Stima della sezione d'urto di Livello 2	90
7.3	Conclusioni	92
8	Verifica della purezza del campione	108
8.1	Analogia tra il trigger dei dimuoni ed il trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	109
8.1.1	Il trigger dei dimuoni	110
8.2	Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nel campione raccolto dal trigger dei dimuoni	111
8.2.1	Efficienza della selezione	111
8.3	Analisi del campione di dimuoni	115
8.3.1	Il taglio sull'isolamento del B	116
8.4	Stima del rapporto segnale - fondo nel campione raccolto dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	118
8.4.1	Limite inferiore al rapporto segnale - fondo	119
8.5	Conclusioni	120
9	La purezza del campione dopo la richiesta di un muone	125
9.1	Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ con un muone nel campione di dimuoni	126
9.1.1	Efficienza della selezione	126

9.2	Analisi del campione	129
9.2.1	Il rapporto segnale - fondo nel trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ in presenza di un muone	130
9.3	Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nel campione raccolto dal trigger muone - traccia	131
9.3.1	Efficienza della selezione	132
9.3.2	Stima del rapporto segnale - fondo	133
10	Conclusioni	143
A	Dimensione della regione luminosa e risoluzione sulla misura del parametro d'impatto	145

- Nel Capitolo 5, basandosi su risultati già ottenuti a CDF, viene affrontata una discussione dettagliata dei singoli problemi sperimentali legati alla misura di asimmetria e delle possibili soluzioni praticabili a CDF
- Nel Capitolo 6 sono affrontati dei problemi preliminari (problemi di *allineamento*) legati all'uso del *Silicon Vertex Tracker*
- Nel Capitolo 7 è descritta la strategia di *trigger* per la selezione del campione. Sono stimate le frequenze di acquisizione, mediante l'uso dati del Run I di CDF, e l'efficienza sul segnale usando la simulazione
- Nel Capitolo 8 è affrontato il problema della verifica della purezza del campione raccolto dal trigger; questo è stato fatto utilizzando campioni di dati selezionati mediante trigger simili a quello progettato
- Nel Capitolo 9 viene proseguito lo studio della purezza del campione valutando l'effetto delle richieste necessarie per riconoscere i decadimenti del mesone B dai decadimenti dello stato CP-coniugato (*tagging*)
- Nel Capitolo 10 sono riassunti e commentati i risultati ottenuti

Capitolo 1

La violazione di CP

Le leggi di conservazione in fisica sono dovute all'invarianza delle interazioni sotto trasformazioni di simmetria. Esistono, in particolare, leggi di conservazione che sono dovute a trasformazioni di simmetria discrete. Tra queste possiamo ricordare la riflessione spaziale, o parità (P), la coniugazione di carica (C) e l'inversione temporale (T).

Per lungo tempo si era creduto che tutti i processi elementari fossero invarianti separatamente sotto l'applicazione di queste tre trasformazioni. Già nel 1956, Lee e Yang [1] misero in dubbio questa assunzione dal punto di vista teorico e, pochi anni dopo, numerosi esperimenti mostrarono che l'invarianza sotto C e P era violata in certi decadimenti deboli dei nuclei, nei decadimenti dei pioni e dei kaoni. Un buon esempio per meglio spiegare qual è il significato della violazione della coniugazione di carica e della parità è rappresentato dalla polarizzazione longitudinale dei neutrini. Sappiamo che in natura esistono solo neutrini sinistrorsi ed antineutrini destrorsi. Applicando la parità ad un neutrino sinistrorso si otterrebbe un neutrino destrorso, uno stato mai osservato sperimentalmente. Analogamente, la coniugazione di carica trasforma un neutrino sinistrorso in un antineutrino sinistrorso, un altro stato non fisico. Il fatto che la parità e la coniugazione di carica connettano stati fisici a stati non fisici significa che queste trasformazioni non sono delle trasformazioni di simmetria per le leggi della fisica che conosciamo.

Quello che, però, accade è che la trasformazione ottenuta combinando la coniugazione di carica e la parità (CP) trasforma un neutrino sinistrorso in un antineutrino destrorso, entrambi stati fisici. Per questa ragione si pensò che l'invarianza sotto CP potesse rimpiazzare la mancata conservazione di C e di P. In breve tempo anche questa idea si rivelò infondata, infatti nel 1964 Christenson, Cronin, Fitch e Turlay osservarono un piccolo effetto ($\sim 10^{-3}$) nei decadimenti dei kaoni neutri [2], che poteva essere spiegato solo ammettendo l'esistenza della violazione di CP. Anche se i decadimenti dei kaoni neutri sono i soli processi fisici in cui sia mai stato osservata la violazione di CP, molti modelli sono stati elaborati per tentare di spiegare questo fenomeno [3]. Non ci addenteremo nella dis-

Introduzione

L'obiettivo di questa Tesi è lo sviluppo di una strategia per affrontare una misura di grande interesse teorico: l'asimmetria tra il decadimento del mesone B neutro in due pioni carichi ed il processo CP-coniugato. Poiché il Modello Standard delle interazioni fondamentali pone dei vincoli precisi sulle possibili manifestazioni della asimmetria sotto CP, il confronto della teoria con l'osservazione sperimentale rappresenta uno degli obiettivi principali degli esperimenti futuri di fisica della alte energie. Allo scopo di eseguire questa misura sono attualmente in costruzione apparati sperimentali altamente specializzati (*Beauty Factories*); in questa Tesi, però, abbiamo indagato la fattibilità della misura in un esperimento *general purpose* (CDF, presso il Collider $p\bar{p}$ Tevatron di Fermilab) in gran parte già esistente.

Dal momento che il decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è estremamente raro, un Collider $p\bar{p}$ è reso particolarmente interessante per la capacità di produrre grandi campioni di mesoni B. Vi è però lo svantaggio di una contaminazione da eventi di fondo estremamente elevata: si può stimare facilmente che il livello di fondo nel canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ alla produzione è circa otto ordini di grandezza superiore al segnale. Inoltre i due pioni non presentano caratteristiche cinematiche tali da essere distinti facilmente dal gran numero di pioni tipicamente prodotti nelle collisioni $p\bar{p}$. L'unica proprietà che permette di riconoscere questi eventi a CDF è costituita dal fatto che i mesoni B decadono in vertici secondari, solitamente ben distinti dal primario, e producono tracce che hanno grande parametro d'impatto. Attualmente questa caratteristica può essere sfruttata solo a livello offline e viene utilizzata in molte analisi del B, dove permette di abbattere una frazione considerevole del fondo e conservare buona efficienza sul segnale. A partire dal Run II del Tevatron, in programma per il 1999, l'informazione del parametro d'impatto delle tracce sarà disponibile anche a livello di trigger grazie al nuovo sistema di tracciatura del rivelatore di vertice (*Silicon Vertex Tracker*).

Nella Tesi viene studiata la fattibilità di un trigger basato sul parametro d'impatto per selezionare eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Un trigger come questo non era mai stato proposto ad un Collider adronico e non esistevano stime delle frequenze di acquisizione dati o di efficienza sul segnale: nella Tesi sono stati utilizzati campioni di dati raccolti dal rivelatore CDF ed una simulazione dettagliata del *Silicon Vertex Tracker* per determinare la frequenza di acquisizione dati del trigger; a tal scopo è stato anche richiesto ed ottenuto un periodo di presa dati speciale durante il quale è stato utilizzato un trigger molto simile a quello progettato. I risultati trovati hanno rivelato una buona prospettiva di mantenere a livelli accettabili la frequenza di trigger e raccogliere un campione di eventi sufficiente per effettuare la misura.

Nella Tesi viene poi affrontato il difficile problema di separare gli eventi di segnale dal fondo: questo è un aspetto essenziale nello sviluppo di questo trigger perché ha lo scopo di determinare se la purezza del campione raccolto è sufficiente

per effettuare la misura per cui il trigger viene progettato. Nel caso del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ la difficoltà maggiore nasceva dalla mancanza di un campione di dati sufficiente per lo studio del fondo e dal fatto che l'altissimo fattore di reiezione richiesto avrebbe reso poco credibile ogni stima ottenuta con la simulazione: questa difficoltà è stata superata analizzando dei dati reali il più possibile simili a quelli che saranno selezionati dal futuro trigger. Le caratteristiche dei campioni disponibili non hanno permesso di ottenere una stima diretta, ma solo un limite inferiore ($\sim 1/50$) sul rapporto segnale - fondo dopo il taglio sulla massa invariante dei candidati B. Questo risultato è decisamente incoraggiante perché ottenuto mediante una analisi offline molto semplificata e senza utilizzare la ricostruzione tridimensionale degli eventi, che sarà possibile con il nuovo rivelatore di vertice di CDF e da cui ci si aspetta una ulteriore riduzione del fondo.

Come è noto, gli eventi di utilizzabili per la misura di violazione di CP sono solo quelli per i quali è stato possibile stabilire qual era il *flavour* del B al momento della produzione. A CDF vengono attualmente studiati alcuni metodi, detti di *tagging*, per determinare questa informazione dalle caratteristiche generali dell'evento. Poiché in un evento $b\bar{b}$ si ha la produzione simultanea di una coppia di adroni B di *flavour* opposto, il tagging di un decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ può essere effettuato utilizzando il secondo B e sfruttando, per esempio, la correlazione tra il *flavour* e la carica del leptone prodotto nel decadimento semileptonico. Per capire l'effetto del *tagging* sulla purezza del campione, è stato determinato il rapporto segnale - fondo dopo aver aggiunto la richiesta di un muone alla selezione già fatta dal trigger. Questo studio è stato fatto mediante due analisi indipendenti che hanno fornito stime compatibili per tale rapporto ($\sim 1/8$). Assumendo la stessa purezza anche per gli altri metodi di *tagging* e tenendo conto anche della indeterminazione dovuta alle incertezze teoriche, è stato quindi stimato che la risoluzione sulla misura di asimmetria sarà dell'ordine di 0.1-0.2 e quindi sufficiente perché CDF possa dare un contributo decisivo alla misura.

In conclusione, il risultato ottenuto in questa Tesi è stato di aver sviluppato, per la prima volta a CDF, una strategia che offre buone prospettive di misurare la asimmetria CP nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

L'esposizione del lavoro è articolata in dieci capitoli:

- Nel Capitolo 1 viene discusso l'aspetto teorico, con particolare riferimento alla interpretazione del fenomeno della violazione di CP data dal Modello Standard
- Nel Capitolo 2 sono illustrati gli ingredienti necessari per effettuare la misura di asimmetria ed i vantaggi e gli svantaggi dei Collider e^+e^- e $p\bar{p}$
- Nel Capitolo 3 vengono descritti il Collider Tevatron ed il rivelatore CDF
- Nel Capitolo 4 è illustrato il dispositivo di trigger chiamato *Silicon Vertex Tracker*, che è di fondamentale importanza per la realizzazione della strategia sviluppata in questa Tesi

cussione di questi modelli, ma ci limiteremo ad illustrare come la violazione di CP viene spiegata nell'ambito del Modello Standard. Il Modello Standard non richiederebbe l'esistenza della violazione di CP ma la permette, imponendo, però, alcune restrizioni sulle sue possibili manifestazioni. Sarebbe di enorme interesse verificare sperimentalmente questi vincoli imposti dal Modello Standard perché, se qualcuno di essi risultasse incompatibile con i risultati sperimentali, andrebbe concluso che il modello, che finora ha spiegato con successo tutti i dati disponibili, va abbandonato, od esteso a modelli alternativi, per alcuni dei quali l'anomalia di CP può essere l'unico indizio rivelabile alle energie attualmente disponibili.

Inoltre, dal momento che l'argomento di questa Tesi è la discussione della possibilità di misurare la violazione di CP nel decadimento $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, abbiamo concentrato la nostra discussione sui mesoni B neutri.

1.1 Violazione di CP nel Modello Standard

Nel Modello Standard l'interazione tra quarks e bosoni di gauge carichi è descritta dal seguente termine della lagrangiana:

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d_j V_{ij} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_j V_{ij}^* \quad (1.1)$$

dove con il simbolo u_i abbiamo indicato i quarks *up*, *charm* e *top*, mentre con d_j i quarks *down*, *strange* e *bottom*. La matrice unitaria V è la cosiddetta matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa ed è responsabile del mescolamento delle diverse famiglie di quarks.

Sotto la trasformazione CP, ottenuta dall'applicazione simultanea della coniugazione di carica (C) e della parità (P), l'operatore L si trasforma nel modo seguente:

$$(CP)L(CP)^{-1} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_j V_{ij} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d_j V_{ij}^* \quad (1.2)$$

Da questo risultato si deduce che, per avere invarianza sotto CP, è necessario e sufficiente che la matrice V sia reale. È noto che una matrice unitaria $n \times n$ può essere espressa in funzione di $(n-1)^2$ parametri, di cui $\frac{n(n-1)}{2}$ reali ed $\frac{(n-1)(n-2)}{2}$ complessi e, quindi, la matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa può essere parametrizzata in funzione di tre parametri reali, più una fase complessa. Sono di uso comune i parametri reali A , ρ e λ e la fase η , secondo la notazione introdotta da Wolfenstein:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda^4}{24} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \lambda^4(\frac{A^2}{8} - \frac{1}{24}) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 + A\lambda^4(\frac{1}{2} - \rho - i\eta) & 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Nello sviluppo degli elementi di matrice 1.3 ci si è fermati al quarto ordine nel parametro λ ($\lambda \cong$ angolo di Cabibbo) [4].

Cerchiamo, adesso, di rendere più chiaro in che modo la semplice introduzione di una fase complessa nella matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa permetta di includere la violazione di CP nel Modello Standard. Vediamo, per esempio, come si può manifestare la violazione di CP nella differenza tra la frequenza di decadimento di un certo stato B nello stato finale f e dello stato CP coniugato \bar{B} nello stato finale CP coniugato \bar{f} . Consideriamo un processo al quale contribuiscono due ampiezze di decadimento:

$$A(B \rightarrow f) = |A_1| e^{i\Phi_1} e^{i\delta_1} + |A_2| e^{i\Phi_2} e^{i\delta_2} \quad (1.4)$$

Con Φ_i e δ_i abbiamo indicato la fase debole e la fase forte di ciascuna ampiezza. La corrispondente ampiezza di decadimento per il processo CP coniugato si ottiene semplicemente cambiando il segno della fase debole:

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = |A_1| e^{-i\Phi_1} e^{i\delta_1} + |A_2| e^{-i\Phi_2} e^{i\delta_2} \quad (1.5)$$

Utilizzando queste ampiezze possiamo calcolare le frequenze di decadimento:

$$\Gamma(B \rightarrow f) = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\Phi + \delta) \quad (1.6)$$

$$\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\Phi - \delta) \quad (1.7)$$

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$$

$$\delta = \delta_1 - \delta_2$$

Dal confronto tra le equazioni (1.6) e (1.7) si osserva che è possibile avere violazione di CP solo quando il termine di interferenza contribuisce in modo diverso alle due frequenze di decadimento. Affinché questo si verifichi, è necessario che Φ e δ siano contemporaneamente diverse da zero. Questo significa che vi deve essere sia una differenza di fase debole che una differenza di fase forte tra le due ampiezze di decadimento. Questa è la più semplice manifestazione della violazione di CP, detta "violazione di CP diretta". È facile dedurre da questo risultato che non è possibile avere violazione di CP diretta in un decadimento al quale contribuisce una sola ampiezza.

Il vincolo di unitarietà permette di dedurre alcune relazioni tra gli elementi della matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa:

$$\sum_k V_{ik} V_{jk}^* = \delta_{ij} \quad (1.8)$$

Le sei relazioni corrispondenti agli elementi fuori diagonale del prodotto VV^+ possono essere rappresentate graficamente come triangoli nel piano complesso. In assenza della fase complessa questi sei triangoli degenererebbero in segmenti

sull'asse reale e, di fatto, l'approssimativa conservazione di CP ha come conseguenza che quattro di questi triangoli, effettivamente, degenerano in segmenti. Gli unici triangoli per cui questo non accade sono quelli corrispondenti alle seguenti relazioni:

$$V_{ub}^* V_{ud}^* + V_{cb} V_{cd}^* + V_{tb} V_{td}^* \simeq V_{td} + V_{ub}^* + \lambda V_{ts} = 0 \quad (1.9)$$

$$V_{ud}^* V_{td} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ub}^* V_{tb} \simeq V_{td} + \lambda V_{ts} + V_{ub}^* = 0 \quad (1.10)$$

L'approssimazione che viene fatta nelle equazioni (1.9) e (1.10) è di trascurare i termini al quarto ordine in λ . Come si può vedere le (1.9) e (1.10) si riducono alla stessa equazione, la cui rappresentazione grafica è il cosiddetto triangolo di Bjorken (Figura 1.1). I tre angoli α , β e γ del triangolo di Bjorken dipendono dalle fasi degli elementi della matrice CKM nel modo seguente:

$$\beta = 2\pi - \Phi(V_{td}) \equiv 2\pi - \Phi_{td} \quad (1.11)$$

$$\alpha = -\pi + \Phi_{td} + \Phi_{ub} \quad (1.12)$$

$$\gamma = \Phi(V_{ub}^*) \equiv -\Phi(V_{ub}) = -\Phi_{ub} \quad (1.13)$$

Appare evidente che se i risultati sperimentali portassero a concludere che la relazione $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ non è verificata, si dovrebbe concludere che il metodo appena illustrato non è quello giusto per spiegare la violazione di CP. Sebbene l'attuale conoscenza sperimentale degli elementi della matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa sia ancora parziale, si hanno già delle indicazioni abbastanza precise degli intervalli in cui possono variare gli angoli α , β e γ . [23]. Per questa ragione sarebbe estremamente importante individuare dei processi fisici che permettessero di misurare direttamente α , β e γ . Simili processi esistono e sono rappresentati dai decadimenti dei mesoni che contengono il quark b . Risulta particolarmente interessante il sistema $B^0 \bar{B}^0$, nel quale la violazione di CP viene messa in particolare risalto dal fenomeno delle oscillazioni.

1.2 Oscillazioni nel sistema $B^0 \bar{B}^0$

I mesoni contenenti un quark \bar{b} sono, di regola, indicati con la lettera B ed un indice che corrisponde al flavour dell'altro quark. Di conseguenza, con il simbolo B_d^0 si indica lo stato $\bar{b}d$, con B_u^+ lo stato $\bar{b}u$ e con B_s^0 lo stato $\bar{b}s$ (la notazione si estende in modo ovvio alle corrispondenti antiparticelle).

L'equazione di evoluzione temporale per il sistema $B^0 \bar{B}^0$ si può scrivere nel modo seguente:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = (M - i \frac{\Gamma}{2}) \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

dove M e Γ sono matrici hermitiane. Si può descrivere l'evoluzione temporale degli stati che sono inizialmente B^0 e \bar{B}^0 in termini degli autostati B_l e B_h e

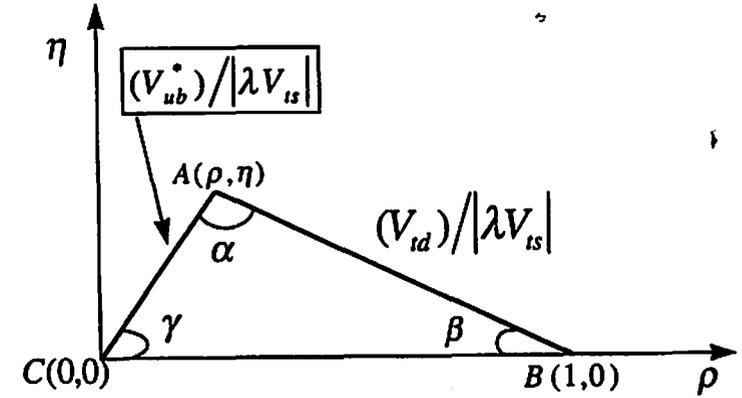


Figura 1.1: Triangolo di Bjorken

degli autovalori $\mu_{l,h} = m_{l,h} - \frac{i}{2} \Gamma_{l,h}$. Assumendo invarianza sotto CPT, in termini dei vettori di base B^0 e \bar{B}^0 , si può scrivere:

$$|B_l\rangle = p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle$$

$$|B_h\rangle = p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle$$

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

Dall'evoluzione temporale degli autostati B_l e B_h :

$$|B_{l,h}\rangle \rightarrow |B_{l,h}\rangle e^{-i\mu_{l,h}t}$$

si può ricavare l'evoluzione temporale per gli stati B^0 e \bar{B}^0 :

$$|B^0\rangle \rightarrow |B^0(t)\rangle = f_+(t) |B^0\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.15)$$

$$|\bar{B}^0\rangle \rightarrow |\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q} f_-(t) |B^0\rangle + f_+(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.16)$$

dove abbiamo posto:

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} e^{im_1 t - \frac{\Gamma_1}{2} t} [1 \pm e^{i\Delta m t - \frac{\Delta\Gamma}{2} t}]$$

$$\Delta m = m_h - m_l, \Delta \Gamma = \Gamma_h - \Gamma_l$$

Nel sistema $B^0 \bar{B}^0$ l'oscillazione tra gli stati, o *mixing*, è prevalentemente dovuta agli elementi di matrice M_{12} e M_{21} . I termini Γ_{12} e Γ_{21} risultano trascurabili perché gli stati B^0 e \bar{B}^0 condividono pochi canali di decadimento e con branching ratio molto bassi: il B^0 , che contiene un \bar{b} , decade prevalentemente in stati con \bar{c} , mentre il \bar{B}^0 , che contiene un b , in stati con c . Per questa ragione i diagrammi che danno luogo al mixing sono, essenzialmente, i cosiddetti diagrammi a *box* (Figura 1.2).

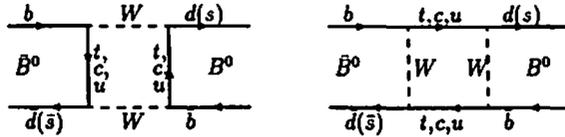


Figura 1.2: Diagrammi a *box* per l'oscillazione $B^0 \bar{B}^0$

Tra tutti i diagrammi, il contributo dominante è dato dal grafico in cui entrambi i quark scambiati sono top. La conseguenza più importante del fatto che Γ_{12} e Γ_{21} sono trascurabili rispetto a M_{12} e M_{21} è che gli autostati della matrice di massa, che sono gli stati fisici, hanno vite medie quasi uguali. Questo risultato mostra una profonda differenza tra il sistema $B^0 \bar{B}^0$ ed il sistema $K^0 \bar{K}^0$, dove il mixing è dovuto essenzialmente ai canali di decadimento comuni in due e tre pioni. Nel sistema $K^0 \bar{K}^0$ gli elementi Γ_{12} e Γ_{21} della matrice di massa danno un contributo prevalente su M_{12} e M_{21} e, di conseguenza, gli stati fisici K_S e K_L risultano avere vite medie molto diverse.

Le particolari caratteristiche del fenomeno di mixing nel sistema dei B neutri permettono di effettuare alcune semplificazioni:

$$\Gamma_l \simeq \Gamma_h$$

$$\frac{z}{q} \simeq e^{-i2\phi_M} = \frac{V_{cb}^* V_{cd}}{V_{ub}^* V_{ud}} = e^{-i2\phi_{13}} \quad (\text{per il sistema } B_d^0 - \bar{B}_d^0)$$

$$\frac{z}{q} \simeq e^{-i2\phi_M} = e^{-i2\phi_{13}} \quad (\text{per il sistema } B_s^0 - \bar{B}_s^0)$$

$$f_+(t) = e^{-iMt - \frac{\Gamma}{2}t} \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \quad (1.17)$$

$$f_-(t) = e^{\frac{\Gamma}{2}t} e^{-iMt - \frac{\Gamma}{2}t} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \quad (1.18)$$

dove abbiamo indicato con ϕ_D la fase di mixing ed utilizzato le seguenti definizioni:

$$M = \frac{m_l + m_h}{2}, \text{ e } \Gamma = \frac{\Gamma_l + \Gamma_h}{2}$$

Grazie a queste approssimazioni possiamo riscrivere in modo più semplice l'evoluzione temporale per gli stati B^0 e \bar{B}^0 :

$$|B^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{i2\phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right] \quad (1.19)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{-i2\phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle \right] \quad (1.20)$$

Abbiamo adesso a disposizione gli strumenti fondamentali per discutere la violazione di CP nel sistema $B^0 \bar{B}^0$.

1.3 Violazione di CP nei decadimenti del B^0

Si ha violazione di CP nel decadimento del B^0 in uno stato finale f quando la frequenza di decadimento del B^0 nello stato f e del \bar{B}^0 nello stato CP coniugato \bar{f} sono diverse. Quando questo si verifica risulta diversa da zero la seguente quantità, che prende il nome di asimmetria CP:

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})} \quad (1.21)$$

Per poter illustrare con maggiore chiarezza le diverse manifestazioni della violazione di CP nei decadimenti dei B neutri, riportiamo interamente l'espressione delle ampiezze degli stati $B^0(t)$ e $\bar{B}^0(t)$, rispettivamente, negli stati f e \bar{f} :

$$\langle f|B^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f|B^0\rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{i2\phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f|\bar{B}^0\rangle \right] \quad (1.22)$$

$$\langle \bar{f}|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle \bar{f}|\bar{B}^0\rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{i2\phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle \bar{f}|B^0\rangle \right] \quad (1.23)$$

Passando ai rates di decadimento si ha:

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma t} G \quad (1.24)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}) \propto e^{-\Gamma t} \bar{G} \quad (1.25)$$

dove G e \bar{G} sono funzioni complesse degli operatori di decadimento deboli e del tempo. Confrontando le equazioni (1.24) e (1.25), si osserva che per avere violazione di CP è necessario che sia $G \neq \bar{G}$.

1.3.1 Decadimenti del B^0 in autostati di CP

Tra i decadimenti del B^0 , risultano particolarmente interessanti quelli in cui gli stati finali f e \bar{f} sono autostati di CP perché, in questi casi, le funzioni G e \bar{G} assumono una forma particolarmente semplice [4]. Per questi stati si ha:

$$|\bar{f}\rangle \equiv CP |f\rangle = \eta |f\rangle$$

$$\eta = \pm 1$$

Se una sola ampiezza contribuisce al processo di decadimento:

$$A(B^0 \rightarrow f) = |A| e^{-i\Phi_D} e^{i\delta}$$

$$A(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) = \eta A(\bar{B}^0 \rightarrow f) = |A| e^{i\Phi_D} e^{i\delta} \rightarrow A(\bar{B}^0 \rightarrow f) = \eta |A| e^{i\Phi_D} e^{i\delta}$$

Per quanto riguarda la fase dell'ampiezza di decadimento Φ_D si può avere:

$$\Phi_D = \Phi_{bc} = 0 \text{ nel decadimento } beauty \rightarrow charm$$

$$\Phi_D = \Phi_{cb} \text{ nel decadimento } beauty \rightarrow up$$

Possiamo calcolare le ampiezze di decadimento per gli stati $B^0(t)$ e $\bar{B}^0(t)$:

$$\langle f | B^0(t) \rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f | B^0 \rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{i2\Phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f | \bar{B}^0 \rangle \right]$$

$$\langle f | \bar{B}^0(t) \rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f | \bar{B}^0 \rangle + e^{i\frac{\pi}{2}} e^{-i2\Phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \langle f | B^0 \rangle \right]$$

Sostituendo le espressioni per $\langle f | B^0 \rangle$ e $\langle f | \bar{B}^0 \rangle$ introdotte sopra:

$$\langle f | B^0(t) \rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} e^{i\delta} |A| \left[e^{-i\Phi_D} \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + \eta e^{i(\frac{\pi}{2} + 2\Phi_M + \Phi_D)} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \right]$$

$$\langle f | \bar{B}^0(t) \rangle = e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} e^{i\delta} |A| \left[\eta e^{i\Phi_D} \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + e^{i(\frac{\pi}{2} - 2\Phi_M - \Phi_D)} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \right]$$

Possiamo ricavare le frequenze di decadimento:

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma t} |A|^2 \left[1 + \eta \cos(2\Phi_M + 2\Phi_D + \frac{\pi}{2}) \sin(\Delta mt) \right]$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma t} |A|^2 \left[1 + \eta \cos(2\Phi_M + 2\Phi_D - \frac{\pi}{2}) \sin(\Delta mt) \right]$$

che possono essere scritte nella più comune forma:

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma t} |A|^2 [1 - \eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt)] \quad (1.26)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma t} |A|^2 [1 + \eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt)] \quad (1.27)$$

Questo risultato merita alcune considerazioni. Appare evidente che le frequenze di decadimento per i due processi sono diverse e, dunque, CP è violata. Ma si è ottenuto questo risultato ipotizzando che solamente una ampiezza contribuisca al decadimento $B^0 \rightarrow f$, apparentemente contraddicendo quanto già dimostrato nel caso della violazione di CP diretta (equazioni 1.6 e 1.7). Pur scomparendo la fase forte δ , che viene fattorizzata nell'ampiezza, rimane una differenza di fase di $\frac{\pi}{2}$ nel termine di interferenza, che dà luogo alla violazione di CP. Poiché questa differenza di fase è già presente nell'espressione del mescolamento tra gli stati B^0 e \bar{B}^0 , questa particolare manifestazione della violazione di CP viene chiamata "violazione di CP nel mixing".

Sostituendo le frequenze di decadimento appena calcolate nella formula che definisce la asimmetria $a_{CP}(t)$, otteniamo:

$$a_{CP}(t) = -\eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt) \quad (1.28)$$

Questa manifestazione della violazione di CP è particolarmente interessante perché esistono alcuni decadimenti per i quali la quantità $\sin(2\Phi_M + 2\Phi_D)$ è addirittura uguale al seno di uno degli angoli del triangolo di Bjorken. Una trattazione dettagliata di questo aspetto può essere trovata in [4], noi ci limitiamo a ricordare i canali di decadimento più interessanti per la misura di α , β e γ (Tabella 1.1). Per esempio, nel caso del decadimento $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ il processo elementare, rappresentato in termini dei quarks, è $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ e la fase di decadimento Φ_D risultante è nulla:

$$\sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) = \sin(2\Phi_{td} + 2\Phi_{bc}) \simeq \sin(2\Phi_{td}) = \sin(2\beta) \quad (1.29)$$

Nel caso del decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il processo elementare è $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$ e la fase di decadimento risultante è Φ_{ub} :

$$\sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) = \sin(2\Phi_{td} + 2\Phi_{ub}) = \sin(2\alpha) \quad (1.30)$$

Infine abbiamo il processo $B_s^0 \rightarrow \rho^0 K_S$, nel quale la fase di mixing vale Φ_{ts} e la fase di decadimento Φ_{ub} :

$$\sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) = \sin(2\Phi_{ts} + 2\Phi_{ub}) \simeq \sin(2\Phi_{ub}) = \sin(2\gamma) \quad (1.31)$$

A questo punto potrebbe apparire semplice ottenere una misura diretta degli angoli del triangolo di Bjorken. Senza voler ancora entrare nella problematica sperimentale di ciascuna misura, possiamo già anticipare che questo non è vero. Una delle maggiori difficoltà risiede nel fatto che i canali di decadimento interessanti sono fortemente soppressi e, peraltro, difficilmente identificabili. I branching ratio relativi ad alcuni canali sono riportati in Tabella 1.1 [16] [22]. Inoltre per questi processi lo stato finale (per esempio $J/\psi K_S$, $\pi^+ \pi^-$) è lo stesso sia per il decadimento dello stato $B_d^0(t)$ che per lo stato $\bar{B}_d^0(t)$. Questo significa che non è

Stato finale	Branching Ratio	$\Phi_M - \Phi_D$
$J/\psi K_s^0$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	β
$J/\psi K_L^0$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	β
$J/\psi K^*$	$1.58 \cdot 10^{-3}$	β
$D^+ D^-$	$6 \cdot 10^{-4}$	β
$\pi^+ \pi^-$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	α
$\rho \pi$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	α
$a_1 \pi$	$6 \cdot 10^{-5}$	α

Tabella 1.1: Alcuni canali di decadimento del B nei quali l'asimmetria permette di determinare un angolo del triangolo di Bjorken

possibile distinguere il decadimento $B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_s; \pi^+ \pi^-$ dal decadimento CP coniugato $\bar{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_s; \pi^+ \pi^-$, a meno che non venga aggiunta altra informazione dall'evento sottostante. L'informazione che manca e che non può essere ottenuta guardando solamente gli stati $J/\psi K_s$ e $\pi^+ \pi^-$, è il *flavour* dello stato $B(t)$ nell'istante della sua produzione. Non vogliamo anticipare argomenti che verranno discussi più a fondo in seguito, però è facile intuire che la necessità di ottenere anche questa informazione aggiunge notevoli problemi sperimentali.

Ai problemi sperimentali si aggiunge il fatto che il modello utilizzato è affetto da alcune incertezze teoriche. Infatti nel calcolo delle ampiezze di decadimento si è tenuto conto solo del contributo dovuto ai diagrammi ad albero, mentre sono stati del tutto trascurati gli altri termini, come quelli dovuti alle interazioni forti, rappresentati dai cosiddetti diagrammi a *pinguino* e di cui parleremo ampiamente in seguito. Questi termini possono dare un contributo rilevante all'ampiezza di decadimento e modificare le espressioni trovate per $a_{CP}(t)$. Come vedremo, nel caso di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il contributo dovuto alle interazioni forti modifica pesantemente la relazione (1.30). Invece nel processo $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, pur essendo presente un contributo dovuto alle interazioni forti, la relazione (1.29) mantiene la sua validità. Dal momento che l'argomento principale di questa Tesi è lo studio della violazione di CP nel canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, cerchiamo adesso di chiarire in che misura il contributo delle interazioni forti modifica l'espressione trovata per $a_{CP}(t)$ (1.28).

1.4 Il contributo dei pinguini nel processo $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Il decadimento $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ è dovuto al processo elementare $b \rightarrow u\bar{u}d$, che può procedere attraverso il più comune diagramma ad albero, oppure attraverso altri diagrammi di ordine superiore. Tra questi la correzione più grande all'ampiezza

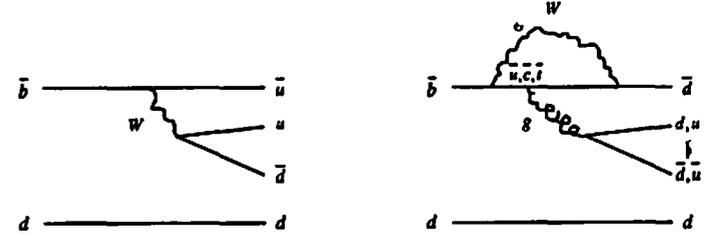


Figura 1.3: Diagrammi ad albero e a pinguino per il decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

di decadimento proviene dai diagrammi in cui viene scambiato un gluone (Figura 1.3). Quest'ultimo diagramma prende il nome di pinguino e rappresenta la correzione all'ampiezza di decadimento dovuta alle interazioni forti. La presenza del pinguino rende necessario un approfondimento della discussione fatta nella sezione precedente e, soprattutto, una revisione del calcolo dell'asimmetria [5] [6]. Svolgiamo nuovamente questo calcolo, introducendo il contributo dei pinguini nelle ampiezze di decadimento:

$$A \equiv A(B^0 \rightarrow f) = |A_T| e^{i\phi_T} e^{i\delta_T} + |A_P| e^{i\phi_P} e^{i\delta_P}$$

$$\bar{A} \equiv A(\bar{B}^0 \rightarrow f) = \eta |A_T| e^{-i\phi_T} e^{i\delta_T} + \eta |A_P| e^{-i\phi_P} e^{i\delta_P}$$

dove A_T ed A_P corrispondono al grafico ad albero ed a pinguino mentre δ_i e ϕ_i rappresentano, rispettivamente, le fasi forti e le fasi deboli. Per semplicità fissiamo $\eta = 1$. Svolgendo semplicemente i calcoli, si determinano le frequenze di decadimento per gli stati $B^0(t)$ e $\bar{B}^0(t)$ nello stato finale f :

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) = |A|^2 e^{-\Gamma t} [(1 + |\lambda|^2) + (1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta m t) - \text{Im}(\lambda) \sin(\Delta m t)] \quad (1.32)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) = |A|^2 e^{-\Gamma t} [(1 + |\lambda|^2) + (1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta m t) + \text{Im}(\lambda) \sin(\Delta m t)] \quad (1.33)$$

dove è stato posto:

$$\lambda = \frac{q \bar{A}}{p A} = e^{-2i\beta} \frac{|A_T| e^{-i\phi_T} e^{i\delta_T} + |A_P| e^{-i\phi_P} e^{i\delta_P}}{|A_T| e^{+i\phi_T} e^{i\delta_T} + |A_P| e^{+i\phi_P} e^{i\delta_P}}$$

Ricaviamo l'asimmetria come funzione del tempo:

$$a_{CP}(t) = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\Delta m t) - \frac{2 \text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \sin(\Delta m t) \quad (1.34)$$

I due termini che compaiono nell'espressione di $a_{CP}(t)$ rappresentano due diverse manifestazioni della violazione di CP. Il primo termine, che svanisce quando una sola fase debole contribuisce al processo di decadimento, rappresenta la violazione di CP diretta. Questa asimmetria può manifestarsi anche in assenza del mescolamento ($\Delta m = 0$), come nel caso dei B carichi. Il coefficiente del secondo termine, che compare quando gli stati mescolati B^0 e \bar{B}^0 decadono nello stesso stato, si riduce a $\sin(2\alpha)$ solo nel caso semplice in cui contribuisce una sola fase debole.

Poiché ci si aspetta che il diagramma a pinguino dia un contributo piccolo rispetto al diagramma ad albero, sviluppiamo i coefficienti nell'ipotesi $\frac{A_P}{A_T} \ll 1$:

$$\frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \approx -2 \frac{A_P}{A_T} \sin(\Phi_T - \Phi_P) \sin(\delta_T - \delta_P) \quad (1.35)$$

$$\frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \approx \sin(2\alpha) + 2 \frac{A_P}{A_T} \sin(\Phi_T - \Phi_P) \cos(2\alpha) \cos(\delta_T - \delta_P) \quad (1.36)$$

Per valutare il contributo del diagramma a pinguino dovremmo conoscere le tre quantità $\Phi_T - \Phi_P$, $\frac{A_P}{A_T}$ e $\delta_T - \delta_P$. Purtroppo solo $\Phi_T - \Phi_P$ può essere calcolata teoricamente in modo affidabile. Si ottiene $\Phi_T = \Phi(V_{ub}^* V_{ud}) = \gamma$, mentre per quanto riguarda la fase Φ_P , nell'ipotesi che il pinguino sia dominato dal loop da top, si ha $\Phi_P = \Phi(V_{tb}^* V_{td}) = -\beta$ e dunque:

$$\Phi_T - \Phi_P \approx \gamma + \beta = \pi - \alpha$$

Non sono attualmente noti metodi per calcolare il rapporto $\frac{A_P}{A_T}$ e la differenza di fase $\delta_T - \delta_P$ in modo affidabile. Si possono, tuttavia, fare alcune considerazioni: il termine (1.35), che descrive la violazione di CP diretta, è proporzionale a $\sin(\delta_T - \delta_P)$, mentre il termine (1.36), legato alla asimmetria nel mixing, è proporzionale a $\cos(\delta_T - \delta_P)$. Da questo si deduce che, al variare della differenza di fase forte, tanto più è piccola la violazione di CP diretta, tanto più è grande la correzione a $\sin(2\alpha)$ dovuta al pinguino. Questa correzione è massima se $\delta_T - \delta_P$ è zero. In questo caso, se avessimo $\frac{A_P}{A_T} \approx 0.2$, la correzione al $\sin(2\alpha)$ potrebbe anche essere molto grande, dell'ordine di ± 0.4 [12].

1.4.1 Metodi per la determinazione di α

Appare evidente che per misurare $\sin(2\alpha)$ è necessario separare il contributo dei diagrammi a pinguino da quello dei diagrammi ad albero. Nonostante i molti tentativi, non è stato ancora trovato un metodo che permette di far questo in modo soddisfacente. Ricordiamo l'elegante metodo che prende il nome di *analisi di isospin* e che, ipotizzando una simmetria di isospin per i processi del tipo $B \rightarrow \pi\pi$ (dove B e π indicano i possibili stati di carica), permette di ottenere delle relazioni tra le ampiezze dei decadimenti $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $B_d^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, per mezzo delle quali si riesce ad isolare il pinguino [5] [6]. Quello

si dovrebbe fare sperimentalmente è misurare la frequenza di decadimento dei processi $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ in funzione del tempo ed il branching ratio del decadimento $B_d^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. Il limite dell'analisi di isospin sta nel trascurare gli altri termini che contribuiscono alle ampiezze di decadimento dei processi $B \rightarrow \pi\pi$. Tra questi i principali sono i *pinguini elettrodeboli*, in cui viene scambiato un fotone oppure uno Z^0 al posto del gluone. Per questi diagrammi, che possono dare un contributo confrontabile con i diagrammi ad albero ed a pinguino forte, non vale la simmetria di isospin. Anche dal punto di vista sperimentale questo metodo incontra grosse difficoltà, dal momento che risulta necessario ricostruire il processo $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. I pioni neutri non vengono visti nelle comuni camere a deriva temporale o nei rivelatori di vertice, che costituiscono gli elementi principali dei sistemi di tracciatura ad un Collider, ma solo nei calorimetri elettromagnetici.

Anche se inizialmente si era pensato che questa analisi fosse possibile in ambiente e^+e^- , dove gli eventi sono molto puliti [22], attualmente si ritiene che le complicazioni sperimentali siano eccessive e si sta cercando di sviluppare modelli teorici alternativi [8] [9] [10] [11] [12]. Una idea naturale è quella di generalizzare l'applicazione della simmetria di isospin anche ai decadimenti del tipo $B \rightarrow \pi K$. In questo caso il modello sarebbe basato su una simmetria $SU(3)$ approssimativamente conservata. Lo scopo di questo tentativo sarebbe ancora quello individuare alcuni canali di decadimento per i quali le ampiezze di decadimento siano legate da relazioni analoghe a quelle che si trovano con l'analisi di isospin ma che abbiano, come stati finali, solo particelle cariche, dal momento che queste sono molto più facilmente identificabili e misurabili. Alcuni tentativi si sono avvicinati allo scopo prefisso [11], però le approssimazioni che devono ancora essere fatte comportano delle incertezze non trascurabili. Cionondimeno rimane la speranza che questi studi possano, in futuro, condurre ad un metodo efficace per ricavare $\sin(2\alpha)$ dalla asimmetria nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ed altri parametri sperimentalmente accessibili.

1.5 Conclusioni

In questo Capitolo abbiamo spiegato per quali ragioni è estremamente interessante misurare la violazione di CP nei decadimenti dei mesoni B neutri. A causa delle incertezze teoriche, la determinazione dell'angolo α a partire dalla misura di asimmetria nel canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attualmente non è del tutto ovvia, tuttavia gli sforzi in questa direzione si moltiplicano e la situazione è certamente destinata a migliorare nei prossimi anni. Vale la pena ricordare che, anche allo stato attuale della comprensione teorica, la misura della sola asimmetria CP può dare delle indicazioni molto preziose sulla fondatezza dei modelli teorici. Secondo il modello "superdebole" [13] [14], la matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa sarebbe reale e gli effetti di violazione di CP sarebbero dovuti ad un contributo al mixing $B^0 - \bar{B}^0$ esterno al Modello Standard. In questo caso tutti

i decadimenti dei mesoni B neutri in autostati di CP presenterebbero la stessa asimmetria CP, a parte il segno che cambierebbe per gli stati finali a CP parità opposta. Questa regola si estenderebbe anche agli stati finali per i quali il Modello Standard prevede asimmetria zero e per quelli in cui si ha la complicazione dei diagrammi a pinguino. L'osservazione sperimentale di asimmetrie differenti tra due canali di decadimento del B porterebbe immediatamente a concludere che l'ipotesi superdebole è errata.

Capitolo 2

Misura di violazione di CP ai Collider $p\bar{p}$ ed e^+e^-

Attualmente gli esperimenti che offrono le migliori prospettive per misurare la violazione di CP nei decadimenti del b sono i Collider $p\bar{p}$ e le *Beauty Factories*, degli speciali Collider e^+e^- dove gli eventi $b\bar{b}$ vengono prodotti attraverso il processo risonante:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$$

Ci sono delle notevoli differenze tra i problemi sperimentali nella misura di violazione di CP in ambiente e^+e^- o $p\bar{p}$ e tali differenze sono principalmente dovute alle diverse condizioni di produzione degli eventi $b\bar{b}$. Nei paragrafi seguenti discuteremo queste differenze, cercando di mettere in luce i vantaggi e gli svantaggi di ciascuna situazione. La discussione sarà rivolta, soprattutto, al confronto delle diverse aspettative che si hanno agli esperimenti più vicini nel tempo, in particolare a CDF, sul fronte dei Collider adronici, ed agli esperimenti e^+e^- come BABAR e BELLE. Per quanto riguarda esperimenti più lontani nel futuro, come quelli di LHC, rimandiamo alla letteratura [15].

Prima di affrontare questa discussione abbiamo ritenuto necessario introdurre e commentare le formule che permettono di stimare la risoluzione sulla misura della asimmetria.

2.1 Risoluzione sulla misura di asimmetria

Supponiamo di aver raccolto un campione di N decadimenti di B^0 e \bar{B}^0 nell'autostato f di CP. Iniziamo trascurando il contributo dovuto ai pinguini. Nell'ipotesi che il numero di B^0 e \bar{B}^0 prodotti sia lo stesso, il numero di decadimenti per unità di tempo può essere espresso nella seguente forma (1.26 1.27):

$$N_{\pm}(t) = \frac{N}{2} e^{-t} (1 \pm A \sin(x_d t)) \quad (2.1)$$

Per semplicità abbiamo indicato con gli indici \pm gli stati che a $t = 0$ erano, rispettivamente, B^0 e \bar{B}^0 . Inoltre abbiamo indicato con A il fattore $-\eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D)$, con x_d il fattore $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ relativo al sistema $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, ed abbiamo espresso il tempo in unità di vita media. Infine abbiamo trascurato il contributo dovuto ai diagrammi a pinguino.

A questo punto sono possibili due metodi per misurare la violazione di CP, il primo è quello di studiare la dipendenza dal tempo dei numeri di decadimenti ($N_{\pm}(t)$) e misurare la dipendenza dal tempo dell'asimmetria:

$$a_{CP}(t) = \frac{N_+(t) - N_-(t)}{N_+(t) + N_-(t)} = A \sin(x_d t) \quad (2.2)$$

Il secondo modo è quello di misurare semplicemente la differenza tra i numeri totali (N_{\pm}) delle due specie di decadimenti, che sono dati dagli integrali delle distribuzioni $N_{\pm}(t)$. In questo caso viene misurata la asimmetria integrata sul tempo:

$$N_{\pm} \equiv \int_0^{\infty} N_{\pm}(t) dt = \frac{N}{2} (1 \pm A \frac{x_d}{1+x_d^2}) \quad (2.3)$$

$$a_{CP} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = A \frac{x_d}{1+x_d^2} \quad (2.4)$$

Nella misura integrata sul tempo, si trova che la quantità misurabile sperimentalmente è più piccola della reale asimmetria. Per questa ragione la riduzione della quantità misurabile è detta *diluzione* della asimmetria dovuta al mescolamento. Utilizzando come frequenza di decadimento l'espressione (2.1), possiamo calcolare la risoluzione sulla misura di asimmetria [21]. Nel caso di misura dipendente dal tempo, si ottiene:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1+4x_d^2}{2x_d^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}}$$

mentre nel caso di misura integrata sul tempo, si ha:

$$\sigma_A = \frac{1+x_d^2}{x_d} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}$$

È facile verificare che l'analisi dipendente dal tempo fornisce una risoluzione migliore. Era ragionevole aspettarsi questo risultato, dal momento che, dal punto di vista statistico, l'analisi dipendente dal tempo sfrutta più informazione di quella integrata sul tempo. Utilizzando il valore di x_d noto sperimentalmente ($x_d = 0.71 \pm 0.06$ [16]), è possibile determinare quanti eventi dobbiamo raccogliere per misurare la asimmetria con una certa risoluzione. Per ottenere $\sigma_A = 0.1$ è necessario raccogliere $N = 300$ eventi nel caso di misura dipendente dal tempo, oppure $N = 450$ nel caso della misura integrata.

Nei calcoli fin qui svolti abbiamo trascurato il termine in $\cos(x_d t)$ che compare nella frequenza di decadimento a causa dei diagrammi a pinguino (equazioni

1.32 e 1.33). Considerando anche questo termine, la situazione si fa molto più complicata perché il problema diventa quello di determinare due parametri simultaneamente. Il risultato è espresso da una matrice di covarianza 2×2 ed il calcolo esplicito è svolto in [12], tenendo conto anche della eventuale presenza di un taglio iniziale sulla lunghezza di decadimento del B_d^0 . Avendo posto:

$$N_{\pm}(t) = \frac{N}{2} e^{-t} (1 \pm A \sin(x_d t + \phi)) \quad (2.5)$$

si possono calcolare gli elementi dell'inversa della matrice di covarianza:

$$G_{AA} = \frac{N}{2} [1 - P_c(2x_d, t_0)] \quad (2.6)$$

$$G_{\phi\phi} = A^2 \frac{N}{2} [1 + P_c(2x_d, t_0)] \quad (2.7)$$

$$G_{A\phi} = \frac{N}{2} A P_s(2x_d, t_0) \quad (2.8)$$

dove si utilizzano le seguenti definizioni:

$$P_c(x, T) = \frac{1}{1+x^2} [\cos(xT) - x \sin(xT)]$$

$$P_s(x, T) = \frac{1}{1+x^2} [x \cos(xT) + \sin(xT)]$$

$$t_0 = T + \frac{t}{x}, T \text{ è il taglio sulla vita media del B.}$$

A differenza del caso precedente, ora la risoluzione dipende fortemente dai valori delle quantità stesse che vogliamo misurare. Il parametro più strettamente legato ad α è il modulo della asimmetria A . La risoluzione su questo parametro è, con ottima approssimazione, uguale alla incertezza su $\sin(2\alpha)$ che si ottiene quando le incertezze teoriche tendono a zero. Questo è, perciò, un buon parametro per caratterizzare la sensibilità di un procedimento di misura in maniera indipendente dalle incertezze teoriche. L'andamento di questa risoluzione con ϕ è:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1+4x_d^2 + \cos(2t_0 x_d) - 2x_d \sin(2t_0 x_d)}{2x_d^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.9)$$

dove abbiamo posto $t_0 = T + \frac{t}{x_d}$. Per $x_d = 0.71$, σ_A è compresa tra $\frac{1.13}{\sqrt{N}}$ e $\frac{2.17}{\sqrt{N}}$ per qualunque valore di ϕ e T ed il numero di eventi necessario per avere $\sigma_A = 0.1$ è compreso tra 125 e 470. Per confronto, i due valori trovati sopra per la misura integrata e dipendente dal tempo, nell'ipotesi semplificativa che sia presente solo il termine in $\sin(x_d t)$, erano $\frac{1.37}{\sqrt{N}}$ e $\frac{2.11}{\sqrt{N}}$ ed i decadimenti necessari, per avere $\sigma_A = 0.1$, andavano da 300 a 450.

minimo. Si intuisce facilmente che il caso peggiore possibile è quello in cui il fondo è distribuito esattamente come il segnale. In questo caso l'effetto del fondo è lo stesso che nella misura integrata e peggiora la risoluzione di un fattore $\sqrt{\frac{S+B}{S}}$.

Nella (2.17) abbiamo supposto di avere la stessa contaminazione di fondo nei canali $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. È possibile che questo non si verifichi e che, invece, il fondo abbia una presenza asimmetrica nei due canali: questo può succedere, per esempio, nei casi in cui il tagging ha efficienza diversa per i due segni. Le conseguenze appaiono più gravi per la misura integrata sul tempo, dal momento che, facendo solamente un conteggio di eventi, si può creare una asimmetria in modo artificiale; nel caso della misura dipendente dal tempo, invece, quello che conta è la forma della distribuzione del fondo $B(t)$ ed è molto più difficile che essa dipenda dal segno del mesone B.

2.1.3 Effetto della risoluzione finita su t

Nel caso della misura dipendente dal tempo le formule sopra riportate assumono risoluzione perfetta su t : in realtà è sufficiente che sia $\sigma_t \ll x_d$. Se questo non si verifica la risoluzione può ancora essere calcolata, ma è difficile dare una espressione analitica al risultato. In questi casi è più conveniente utilizzare metodi numerici per calcolare la risoluzione.

2.2 Violazione di CP ai Collider $p\bar{p}$

La caratteristica che rende particolarmente interessanti i Collider adronici per la fisica del b è costituita dalla capacità di produrre una quantità di eventi $b\bar{b}$ inaccessibile in qualunque altro modo. La misura della sezione d'urto di produzione del b è stata fatta a CDF solo nella regione centrale ($|\eta_b| < 1$) e per $P_{th} > 6$ GeV/c (Figura 2.1). Estrapolazioni molto prudenti a $P_{th} = 0$ fissano la sezione d'urto totale, sempre nella regione centrale, a $\sim 30 \mu\text{b}$ [17]. Si può così stimare che durante il Run I di CDF, in cui sono stati raccolti dati per oltre 100 pb^{-1} di luminosità integrata, siano stati prodotti almeno di $3 \cdot 10^9$ eventi di b centrali.

L'energia disponibile ai Collider $p\bar{p}$ è sufficiente perché i quark b possano frammentare in ogni specie di mesoni (B^\pm, B_d^0, B_s^0) e di barioni (Λ_b^0). Basandosi su argomentazioni generali [18] [19] e su analogie con la frammentazione dei quark più leggeri, si può determinare la frazione di volte (f_i) in cui ciascuna specie di adroni viene prodotta nella frammentazione del b . Si deduce che la percentuale dei barioni sia circa il 10 % del totale e che i mesoni B_s siano la metà dei B_d e B_u , in modo che le abbondanze relative di ciascuna specie risultano essere le seguenti:

$$f_u : f_d : f_s : f_{\text{barioni}} = 0.375 : 0.375 : 0.15 : 0.10 \quad (2.18)$$

Queste frazioni sono state verificate sia agli esperimenti di LEP [20] che ai Collider $p\bar{p}$. In particolare, a CDF è stato recentemente trovato $f_u = 0.39 \pm 0.04 \pm 0.04$, $f_d = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.04$, $f_s = 0.13 \pm 0.03 \pm 0.01$, e $f_{\text{barioni}} = 0.096 \pm 0.017$ [50]. Utilizzando queste frazioni è possibile stimare che i mesoni B_d^0 centrali prodotti durante il Run I di CDF sono stati $\sim 1.2 \cdot 10^9$. Per quanto riguarda i processi interessanti per la violazione di CP, si stima che siano stati prodotti $\sim 6 \cdot 10^5$ eventi di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$ (br $0.5 \cdot 10^{-3}$) e $\sim 1.6 \cdot 10^4$ eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (br $1.3 \cdot 10^{-5}$). Detto questo, se il problema sperimentale della misura di violazione di CP risiedesse solamente nella produzione degli eventi, risulterebbe sorprendente il fatto che a CDF non sia ancora stata effettuata questa misura.

Il limite di un Collider $p\bar{p}$ risiede nel fatto che, per quanto grande, la sezione d'urto di produzione di coppie $b\bar{b}$ è appena un millesimo della sezione d'urto totale. Ciò significa che, pur essendo prodotti in grandissima quantità, gli eventi di B risultano confusi in una quantità di fondo mille volte più grande. Come si può facilmente intuire, il problema sperimentale di separare gli eventi di B da una così grande quantità di fondo è molto complesso. Il fatto è che gli eventi $b\bar{b}$ sono *soffici*, cioè sono eventi in cui gli impulsi trasversi delle particelle in gioco sono bassi. Infatti la sezione d'urto di produzione del b decresce rapidamente all'aumentare dell'impulso trasverso, con il risultato che l'impulso trasverso medio dei b prodotti è dell'ordine di 4-5 GeV/c. Di conseguenza le particelle provenienti dal decadimento dei mesoni B hanno basso impulso, come la maggior parte delle particelle di fondo. Questa caratteristica risulta particolarmente sfavorevole anche in considerazione del fatto che la maggior parte dei rivelatori montati ai Collider $p\bar{p}$ è stata progettata ed ottimizzata per riconoscere particelle di alto impulso, allo scopo di rivelare particelle pesanti come W, Z^0 ed il quark *top*. La soluzione adottata nel Run I di CDF è stata quella di effettuare una selezione *online* degli eventi (selezione di *trigger*) basata interamente sui leptoni. In questo modo si è potuto sfruttare l'ottimo sistema di riconoscimento dei leptoni di CDF per selezionare eventi del tipo $B \rightarrow l + X$ e $B \rightarrow J/\psi + X$ ($J/\psi \rightarrow l^+l^-$), che costituiscono una frazione pari a circa il 20 % dei possibili decadimenti del B. Grazie a questa strategia CDF ha potuto produrre, con i dati raccolti nel Run I, molti risultati competitivi con quelli degli esperimenti di LEP e di CLEO, dove il rapporto segnale - fondo alla produzione è molto più favorevole.

In particolare CDF dispone oggi del più abbondante campione di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, esistente al mondo (~ 250 eventi) (Figura 2.2). Come si può osservare dalla Figura 2.2, la selezione finale del campione ha portato ad un rapporto segnale - fondo migliore di 1 : 1. Questo ci può già oggi convincere delle buone prospettive di fattibilità della misura di violazione di CP nel canale $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, nel Run II, quando sarà raccolta una luminosità integrata di almeno 2 fb^{-1} . Il particolare ottimismo riguardo al canale $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, non è dovuto solo alla grande quantità di dati che saranno raccolti nel Run II, ma anche al fatto che, grazie al complesso programma di *upgrade* del rivelatore, il trigger sui leptoni diventerà sensibilmente più efficiente di quello utilizzato nel Run I. Complessivamente si stima di poter

2.1.1 Diluizione dovuta al tagging

La discussione precedente ha dato per scontata la conoscenza del flavour dei B. In realtà la sola osservazione del decadimento non dice nulla sul flavour del B alla produzione ed occorre qualche metodo per determinarlo. Il *tagging* è quel procedimento sperimentale con il quale si cerca di determinare se uno stato neutro $B(t)$ era un B^0 oppure un \bar{B}^0 nell'istante in cui è stato prodotto. Ogni metodo di tagging ha una certa probabilità di errore ϵ , naturalmente, gli errori di tagging peggiorano la risoluzione con cui si misura la asimmetria. Per meglio spiegare questo concetto, introduciamo due parametri, l'efficienza di tagging (ϵ) e la diluizione (D):

$$\epsilon = \frac{N^G + N^W}{N} \quad (2.10)$$

$$D = \frac{N^G - N^W}{N^G + N^W} \quad (2.11)$$

Nella definizione di efficienza N rappresenta il numero totale di eventi raccolti, N^G e N^W sono, rispettivamente, il numero di eventi in cui il tagging è stato effettuato in modo corretto e nel modo sbagliato. L'efficienza di tagging rappresenta la frazione degli eventi raccolti in cui il procedimento ha fornito una risposta, mentre la diluizione è la differenza tra la probabilità che il procedimento di tagging abbia dato la risposta corretta e la probabilità che abbia dato la risposta sbagliata. Quest'ultimo fattore può variare tra zero ed uno: vale zero quando la probabilità di dare la risposta sbagliata o la risposta giusta è la stessa, mentre vale uno quando viene sempre data la risposta giusta.

Come esempio semplice, assumiamo per adesso che il procedimento di tagging abbia efficienza 100 % e vediamo come viene influenzata la misura di asimmetria solamente a causa degli errori di tagging. Per far questo dobbiamo separare il numero N di decadimenti osservati nel numero N^G , in cui il tag è stato assegnato nel modo corretto, e nel numero N^W , in cui il tag è stato assegnato nel modo sbagliato. Ipotizzando che la probabilità di sbagliare il tagging non dipenda dal flavour, il numero di decadimenti che vengono effettivamente contati come eventi di B^0 e \bar{B}^0 è dato da:

$$N_+(t) = \frac{N^G}{2} e^{-t} (1 + A \sin(x_d t)) + \frac{N^W}{2} e^{-t} (1 - A \sin(x_d t)) \quad (2.12)$$

$$N_-(t) = \frac{N^G}{2} e^{-t} (1 - A \sin(x_d t)) + \frac{N^W}{2} e^{-t} (1 + A \sin(x_d t)) \quad (2.13)$$

Si trova che la asimmetria misurata diventa:

$$a_{CP}(t) = \frac{N^G - N^W}{N^G + N^W} \cdot A \sin(x_d t) \quad (2.14)$$

mentre la risoluzione sulla misura della asimmetria A diventa:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1 + 4x_d^2}{2x_d^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{D^2 N}} \quad (2.15)$$

Nella realtà i metodi di tagging attualmente conosciuti non hanno efficienza 100 % e, di conseguenza, il numero di eventi utilizzabili si riduce di un fattore ϵ . La (2.15) risulta modificata nel modo seguente:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1 + 4x_d^2}{2x_d^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon D^2 N}} \quad (2.16)$$

Appare evidente che, fissato il valore della risoluzione necessario per misurare la asimmetria, tanto peggiori sono l'efficienza ed il fattore di diluizione dell'algoritmo di tagging e tanto più grande deve essere il numero di eventi da raccogliere. In pratica la bontà di un algoritmo di tagging si può riassumere in un solo numero: ϵD^2 . Questo fattore dipende dalle caratteristiche del rivelatore e dai metodi di tagging utilizzati; possiamo considerare, ad esempio, il valore 2.7 % misurato a CDF nel Run I. In questo caso il numero di eventi da raccogliere passa da 300 ad 11.100, nel caso di misura dipendente dal tempo, e da 450 a 16.700, nel caso di misura integrata sul tempo. Considerando che stiamo parlando di canali di decadimento che hanno branching ratio $\sim 10^{-3} - 10^{-6}$, appare chiara la necessità di grandi campioni di B ($\sim 10^8 - 10^{10}$) per questo tipo di misure.

L'espressione (2.16) si estende in modo ovvio al caso di misura integrata sul tempo.

2.1.2 Diluizione causata dalla presenza di fondo

La discussione ed i calcoli svolti finora sono validi nell'ipotesi che non sia presente alcuna contaminazione dovuta ad eventi di fondo. Ci dobbiamo aspettare che questi eventi siano presenti nel campione e dobbiamo valutare l'effetto della loro presenza sulla risoluzione. Si trova che l'espressione per la risoluzione, nel caso di misura integrata sul tempo, assume la seguente forma:

$$\sigma_A = \frac{1 + x_d^2}{x_d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon D^2 N}} \cdot \sqrt{\frac{S + B}{S}} \quad (2.17)$$

Nella (2.17) abbiamo posto $S = \epsilon N$ ed indicato con B il numero di eventi di fondo. Nel caso di misura dipendente dal tempo la situazione è più complicata, perché la risposta dipende dalla distribuzione temporale del fondo $B(t)$. Un esempio permette di chiarire facilmente questo punto: prendiamo il caso in cui il fondo sia concentrato in una regione molto piccola di t , allora con un semplice taglio si può immaginare di rimuovere del tutto questa regione dalla analisi perdendo pochissima efficienza; in questo caso l'effetto sulla risoluzione sarà, perciò,

$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$	ϵD^2	$\delta(\sin(2\beta))$
15.000	2.7 %	0.13
15.000	5.0 %	0.09

Tabella 2.1: Stime della risoluzione sulla quantità $\sin(2\beta)$ ottenute ipotizzando una misura di asimmetria integrata sul tempo. I numeri di eventi utilizzati per le stime sono quelli che si prevede di raccogliere nel Run II di CDF. Le stime sono state fatte per $\epsilon D^2 = 2.7\%$ (misurato nel Run I) e per $\epsilon D^2 = 5\%$ (previsto per il Run II). È stata fatta anche l'ipotesi che il rapporto segnale - fondo nel campione finale di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, migliori fino a 2 : 1

raccogliere almeno 10.000 eventi di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, nel canale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ed altri 5000 eventi nel canale $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. In Tabella 2.1 sono riportate le stime per la risoluzione su $\sin(2\beta)$ che si prevede di ottenere nel Run II.

Per quanto riguarda il canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ la situazione è molto più sfavorevole. Questo canale non è mai stato osservato ad un Collider $p\bar{p}$ e si hanno solo delle indicazioni sul branching ratio ($\sim 10^{-5}$) provenienti dall'esperimento CLEO, dove gli eventi di B vengono prodotti nel processo risonante $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0\bar{B}_d^0$ [69] [70]. Il problema di questo decadimento non è solo il branching ratio molto piccolo, ma anche il fatto che esso non offre signature chiare, come la presenza di una J/ψ , che aiutino a selezionarlo a livello di trigger. Di fatto i due pioni risultano del tutto confusi nel gran numero di particelle di basso impulso, mediamente prodotte in una collisione $p\bar{p}$, e nessuna delle selezioni di trigger finora utilizzate a CDF ha mostrato di avere le carte in regola per selezionare efficacemente gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Dei $1.6 \cdot 10^4$ eventi prodotti, si può stimare che solo una frazione piccolissima abbia passato il trigger, non più di qualche evento. È chiaro che il problema fondamentale del canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a CDF sta nel trigger e di questo ci occuperemo nel seguito della Tesi.

2.3 Violazione di CP ai Collider e^+e^-

Come avevamo anticipato, la capacità di produzione di eventi $b\bar{b}$ di un Collider e^+e^- è di gran lunga inferiore a quella di un Collider $p\bar{p}$. Infatti nell'annichilazione e^+e^- la sezione d'urto di produzione di coppie $B\bar{B}$ raggiunge il massimo alla risonanza della Z^0 , in corrispondenza della quale si ha $\sigma(B\bar{B}) \simeq 5$ nb, ed alla risonanza della $\Upsilon(4S)$, dove si ha $\sigma(B\bar{B}) \simeq 1$ nb.

L'indiscutibile vantaggio del processo e^+e^- è quello di una produzione estremamente pulita, che avviene, cioè, nella quasi totale assenza di eventi di fondo. In questo senso appare particolarmente favorevole il processo risonante $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$, perché la risonanza $\Upsilon(4S)$, che ha una massa di 10.580

GeV/c², si trova appena al di sopra della soglia di produzione delle coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$. Questo significa che, passando attraverso la $\Upsilon(4S)$, non vengono prodotte altre particelle insieme alla coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$. Non solo risulta più semplice la topologia dell'evento, ma si dispone anche del vincolo fornito dal fatto che tutta l'energia del fascio finisce nella coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$. Grazie a questo vincolo può essere migliorata la risoluzione sulla misura dell'impulso e dell'energia dei candidati B, e dunque sulla misura della massa invariante. Il fondo è costituito principalmente dagli eventi di annichilazione e^+e^- non risonanti, con energia nel centro di massa pari a 10.580 GeV/c². Tuttavia questo genere di fondo è molto limitato e si stima che il rapporto segnale - fondo alla produzione sia dell'ordine di 1 : 3. Nessun altro metodo di produzione fornisce un rapporto segnale - fondo più favorevole.

Discutiamo ora più in dettaglio il meccanismo di produzione di coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$ alla risonanza $\Upsilon(4S)$ e le conseguenze sul metodo di misura della violazione di CP. La $\Upsilon(4S)$ è uno stato a $J=1$ mentre i mesoni B hanno spin 0, dunque, per la conservazione del momento angolare, i due mesoni B si trovano in uno stato con momento angolare orbitale $L=1$. Al momento della produzione i due mesoni B si trovano in stati ortogonali, cioè uno è un B^0 e l'altro è un \bar{B}^0 . La coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$ è un sistema di bosoni identici e quindi la funzione d'onda che lo descrive deve essere simmetrica per scambio delle due particelle. La funzione d'onda complessiva può essere scritta come il prodotto della funzione d'onda spaziale per la funzione d'onda di flavour. Scambiare le due particelle corrisponde ad applicare la parità P alla parte spaziale e la coniugazione di carica C alla parte di flavour. Poiché la funzione d'onda spaziale è uno stato ad $L=1$, che è antisimmetrico sotto P, è necessario che la parte di flavour sia anch'essa antisimmetrica sotto l'applicazione di C. Questo significa che la funzione d'onda di flavour al momento della produzione deve essere scritta nel modo seguente:

$$|B^0\bar{B}^0\rangle = |B^0\rangle |\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle |B^0\rangle$$

L'evoluzione temporale per questo stato risulta in modo naturale:

$$|B^0\bar{B}^0(t)\rangle = |B^0(t)\rangle |\bar{B}^0(t)\rangle - |\bar{B}^0(t)\rangle |B^0(t)\rangle$$

dove $B^0(t)$ e $\bar{B}^0(t)$ rappresentano stati di particella singola. Questo vincolo ha l'importante conseguenza che i due B non possono mai essere contemporaneamente entrambi B^0 o \bar{B}^0 . Infatti si verifica facilmente che:

$$\langle B^0 | \langle B^0 | B^0\bar{B}^0(t)\rangle = \langle \bar{B}^0 | \langle \bar{B}^0 | B^0\bar{B}^0(t)\rangle = 0 \text{ per ogni } t$$

La statistica di Bose impone, dunque, che i due B rimangano in stati ortogonali fino a quando uno dei due decade. Nell'istante di decadimento, se il B decade in uno stato che ne identifica il flavour, l'altro B ha il flavour opposto. Da quell'istante in poi l'evoluzione temporale per il B non ancora decaduto procede secondo le solite equazioni.

Per lo stato a due particelle si calcola facilmente il rate di decadimento in funzione del tempo nello stato f_{tag} , per fissare il flavour dei B in quell'istante, e nell'autostato di CP f_{CP} per misurare asimmetria di decadimento. Indicando, rispettivamente, con t_{CP} e t_{tag} gli istanti di decadimento negli stati f_{CP} e f_{tag} , si ottiene:

$$\Gamma(B^0\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}f_{tag}) \propto e^{-(t_{CP}+t_{tag})}(1+\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin x_d(t_{CP}-t_{tag})) \quad (2.19)$$

$$\Gamma(B^0\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}\bar{f}_{tag}) \propto e^{-(t_{CP}+t_{tag})}(1-\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin x_d(t_{CP}-t_{tag})) \quad (2.20)$$

La asimmetria, cioè la differenza tra i rate dipende da t_{CP} e t_{tag} nel seguente modo:

$$a_{CP}(t_{CP}, t_{tag}) = e^{-(t_{CP}+t_{tag})}\sin x_d(t_{CP}-t_{tag}) \quad (2.21)$$

La asimmetria risulta dispari per scambio di t_{CP} e t_{tag} . Ne segue che la asimmetria integrata sul tempo prevista è zero e che quindi è indispensabile fare la misura dipendente dal tempo. Per questo è conveniente esplicitare la dipendenza dei rates di decadimento dalla variabile $t \equiv t_{CP} - t_{tag}$. Indicando con T il più piccolo tra t_{CP} e t_{tag} , si ottiene:

$$\Gamma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}f_{tag}) \propto e^{-(2T+|t|)}(1+\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin x_d t) \quad (2.22)$$

$$\Gamma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}\bar{f}_{tag}) \propto e^{-(2T+|t|)}(1-\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin x_d t) \quad (2.23)$$

Si può integrare sulla variabile T , cioè non misurare l'istante in cui avviene il primo decadimento, e fare la misura in funzione della differenza tra gli istanti dei due decadimenti.

Questo procedimento pone problemi sperimentali di notevole complessità. Come già accennato, la massa della $\Upsilon(4S)$ è appena sufficiente per produrre una coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$ quasi ferma. Per la misura di violazione di CP, la quantità da misurare è la differenza tra gli istanti di decadimento dei due mesoni. Questo significa che, evento per evento, devono essere misurati il punto in cui la $\Upsilon(4S)$ è stata prodotta e la lunghezza di decadimento di entrambi i B^0 . Nel sistema di quiete della $\Upsilon(4S)$, l'impulso di ciascun B^0 è 341 MeV/c, da cui si ricava una lunghezza di decadimento di circa 20 μm . L'attuale tecnologia non permette di produrre rivelatori capaci di misurare lunghezze di decadimento così piccole. Una soluzione a questo problema è quella di produrre la $\Upsilon(4S)$ in movimento nel sistema del laboratorio, per mezzo di un fascio e^+e^- asimmetrico. In questo modo i due mesoni B si muovono lungo la direzione del fascio e la differenza tra gli istanti di decadimento può essere ricavata misurando la distanza tra i due vertici di decadimento. Questa è l'idea sulla quale sono basati gli esperimenti BABAR, al Collider PEP II (California), e BELLE, al Collider KEKB (Giappone). Per esempio, nel caso di BABAR è stata scelta di avere i fasci, rispettivamente, ad energia 3.1 e 9.0 GeV, in modo che la distanza media, lungo l'asse del fascio, tra i vertici di decadimento, circa 200 μm , risulti facilmente misurabile con i moderni

Decadimento	$\phi_M - \phi_D$	$\delta \sin(2\phi)$ (BABAR)	$\delta \sin(2\phi)$ (BELLE)
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$	β	0.098	0.080
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L$	β	0.16	0.198
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$	β	0.19	0.191
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	α	0.20	0.147

Tabella 2.2: Risoluzioni attese sulla misura di $\sin(2\alpha)$ e $\sin(2\beta)$ ottenute ipotizzando un anno di presa dati degli esperimenti BABAR e BELLE. In queste stime non è stato tenuto conto del possibile contributo all'asimmetria dovuto ai diagrammi a pinguino

rivelatori di vertice. Gli esperimenti BABAR e BELLE sono ancora in fase di realizzazione, ma le stime sui tempi di entrata in funzione prevedono, per entrambi, l'inizio della presa dati per i primi mesi dell'anno 1999. Per la descrizione dei dettagli tecnici delle macchine acceleratrici e dei rivelatori rimandiamo a [22] [23] [24] [25], noi ci limitiamo a discutere le prospettive di misurare la violazione di CP offerte da ciascun esperimento.

2.3.1 Violazione di CP agli esperimenti BABAR e BELLE

Ai Collider e^+e^- è possibile compensare, almeno in parte, la piccola sezione d'urto di produzione di eventi $B\bar{B}$ (~ 1 nb) con una maggiore luminosità istantanea della macchina. Agli esperimenti BABAR e BELLE si pensa di ottenere una luminosità istantanea dell'ordine di $3 \cdot 10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ e di poter raccogliere dati per una luminosità integrata di circa 30-100 fb^{-1} ogni anno (10^7 sec); anche in questo modo, però, gli eventi $B\bar{B}$ prodotti ($3 \cdot 10^7 - 10^8$ all'anno) sono di gran lunga meno di quelli che saranno prodotti, nello stesso periodo di tempo, nel Run II di CDF ($\sim 3 \cdot 10^{10}$). Questo non è un grosso svantaggio, dal momento che, come abbiamo già spiegato, gran parte degli eventi prodotti ai Collider $p\bar{p}$ vanno perduti a causa dell'elevatissima contaminazione di fondo, che costringe a delle selezioni molto dure e, quindi, poco efficienti. La quasi totale assenza di fondo nel processo $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$ permette di selezionare gli eventi interessanti senza grosse difficoltà ed utilizzare in maniera molto efficiente gli eventi prodotti. La pulizia degli eventi e^+e^- permette anche di effettuare il tagging con maggiore facilità: con metodi simili a quelli utilizzati a CDF si stima di ottenere una efficienza tagging dell'ordine di 30 %, circa un ordine di grandezza superiore a quella ottenuta a CDF.

Per completare il panorama riportiamo in Tabella 2.2 le risoluzioni sulle misure di $\sin(2\beta)$ e $\sin(2\alpha)$ attese a BABAR e BELLE con un periodo di presa dati di un anno [23] [25].

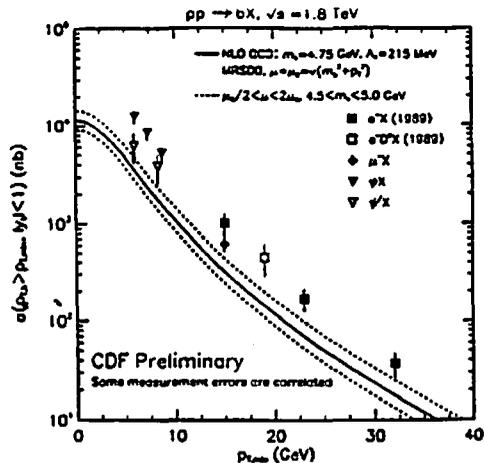


Figura 2.1: Sezione d'urto integrata di produzione del quark b a CDF

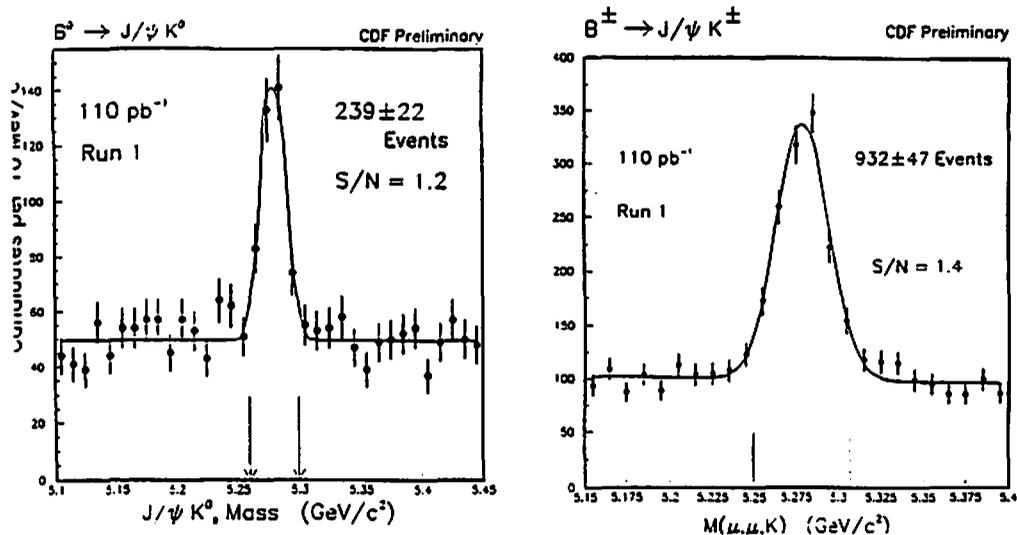


Figura 2.2: Spettri di massa del B^0 ricostruiti nei canali $J/\psi K^0$ a CDF

Capitolo 3

Il Collider TEVATRON ed il rivelatore CDF

In questo capitolo viene brevemente descritto il funzionamento del Collider adronico TEVATRON e del rivelatore CDF. La descrizione dettagliata dell'intero apparato è riportata in [26], noi ci limiteremo solo ai componenti più direttamente utilizzati in questo lavoro. Poiché in questa Tesi abbiamo utilizzato i dati raccolti durante il Run I di CDF per progettare un trigger che sarà installato nel Run II, quando saranno state apportate molte modifiche al rivelatore, abbiamo ritenuto indispensabile descrivere sia l'attuale configurazione del rivelatore che quella prevista per il Run II.

3.1 Il Collider TEVATRON

Il TEVATRON (Figura 3.1) è un acceleratore circolare protone-antiprotone ed ha la più alta energia nel centro di massa oggi disponibile, pari a 1.8 TeV. Una così grande energia nel centro di massa è necessaria per produrre quark pesanti come il *top* e come il *beauty* perché la frazione dell'impulso totale del protone portata dal singolo partone è piccola. Inoltre, poiché le sezioni d'urto per la produzione di molti processi interessanti sono molto basse, è necessario anche che la frequenza di interazione sia più elevata possibile.

La luminosità istantanea, moltiplicata per la sezione d'urto di un processo, fornisce la frequenza di produzione di eventi, secondo la relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L$$

Nella precedente espressione $\frac{dN}{dt}$ è la frequenza di produzione degli eventi, σ è la sezione d'urto del processo ed L è la luminosità istantanea. Per un acceleratore come il TEVATRON, nel quale le particelle viaggiano distribuite in pacchetti

lungo l'anello, la luminosità L si esprime nel modo seguente:

$$L = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f_0}{4\pi a^2}$$

dove:

- N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (antiprotoni) per pacchetto
- B è il numero di pacchetti di protoni e antiprotoni
- f_0 è la frequenza di rivoluzione dell'acceleratore (48 KHz al TEVATRON)
- a è la dimensione trasversa dei pacchetti

Per avere elevata luminosità servono pacchetti con piccola sezione trasversa ed elevato numero di particelle.

3.1.1 Produzione di protoni ed antiprotoni

Per quanto riguarda la produzione dei pacchetti di protoni ed antiprotoni, al TEVATRON si procede nel modo seguente. Ioni H^- , prodotti ionizzando idrogeno gassoso, sono portati all'energia di 750 KeV con un acceleratore *Cockroft-Walton* ed accelerati fino a 200 MeV da un acceleratore lineare (*Linac*). Gli ioni H^- vengono focalizzati e fatti interagire su un bersaglio di carbonio dove perdono i due elettroni. I protoni sono trasferiti in un acceleratore circolare (*Booster*) dove raggiungono l'energia di 8 GeV e vengono raccolti in pacchetti di circa 10^{10} ciascuno. I pacchetti sono immessi nel *Main Ring*, un anello che ha le stesse dimensioni del TEVATRON, con cui divide il tunnel, ed accelerati fino a 150 GeV. Infine i pacchetti sono trasferiti nel TEVATRON ed accelerati fino a 900 GeV.

Per produrre il fascio di antiprotoni, per prima cosa si estraggono alcuni pacchetti di protoni di energia pari a 120 GeV dal *Main Ring* e li si fa incidere su un bersaglio di tungsteno. In queste collisioni sono prodotti antiprotoni nella stessa distribuzione a pacchetti dei protoni utilizzati. Questi antiprotoni sono trasferiti nel *Debuncher* dove, per mezzo di una opportuna rotazione nello spazio delle fasi, la distribuzione spaziale del singolo pacchetto viene allargata, mentre viene ristretta la distribuzione in impulso. I pacchetti di antiprotoni vengono immessi nell' *Accumulator*, dove sono conservati e *raffreddati*, cioè ne viene ridotta la dispersione in impulso nelle tre direzioni per facilitarne il trasferimento nel *Main Ring*. Il raffreddamento viene fatto utilizzando la tecnica dello *Stochastic Cooling* [27]. Successivamente si ha la fase di iniezione di protoni e antiprotoni nel TEVATRON. All'inizio si iniettano sei pacchetti di protoni di circa 10^{11} particelle ciascuno, poi sei pacchetti di circa 10^{10} antiprotoni in senso contrario rispetto ai protoni. I fasci sono accelerati fino a 900 GeV per mezzo di campi a radiofrequenze e sono fatti collidere ad intervalli di 3.5 μs .

	Run Ib	Run II (FMI)	Run II (FMI e <i>Recycler</i>)
p/pacchetto	$2.32 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$
\bar{p} /pacchetto	$5.5 \cdot 10^{10}$	$3.6 \cdot 10^{10}$	$5.5 \cdot 10^{10}$
Totale \bar{p}	$3.3 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{12}$	$1.98 \cdot 10^{12}$
En. dei pacchetti [GeV]	900	1000	1000
N di pacchetti	6	36	36 (99)
$\sigma_{pacchetti}$ [cm]	60	43	18
Lum. ist. [$cm^{-2} sec^{-1}$]	$1.6 \cdot 10^{31}$	$8.3 \cdot 10^{31}$	$2.0 \cdot 10^{32}$
Lum. int. [$fb^{-1} anno^{-1}$]	0.5	2.6	6.3
Interbunch [ns]	3500	396 (132)	396 (132)

Tabella 3.1: Principali caratteristiche dell'acceleratore TEVATRON nella configurazione del Run I e nelle possibili configurazioni del Run II

Durante il Run Ia (Aprile 1992 - Maggio 1993) la massima luminosità istantanea raggiunta è stata $9.22 \cdot 10^{30} cm^{-2} sec^{-1}$ ed a CDF e D0 sono stati scritti su nastro circa $20 pb^{-1}$ di luminosità integrata, sui $31.7 pb^{-1}$ prodotti dal TEVATRON. Invece durante il Run Ib (Novembre 1993-Luglio 1995) la luminosità istantanea ha superato frequentemente i $2 \cdot 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ e CDF ha scritto su nastro circa $90 pb^{-1}$ di dati. Infine c'è stato un breve periodo di presa dati (Ottobre 1995 - Marzo 1996), detto Run Ic, in cui sono stati principalmente raccolti campioni di test e per studi di trigger.

3.1.2 I miglioramenti del TEVATRON per il Run II

Sono già state realizzate delle modifiche che permetteranno all'acceleratore lineare *Linac* di accelerare i protoni fino a 400 MeV. In questo modo sarà più efficiente il trasferimento del fascio di protoni al *Booster*. Si sta lavorando per sostituire il *Main Ring* con il nuovo acceleratore *Fermilab Main Injector* (FMI). Le novità fornite dal FMI saranno, principalmente, un aumento dell'energia nel centro di massa fino a 2.0 TeV e della luminosità istantanea fino a $10^{32} cm^{-2} sec^{-1}$. Con questo nuovo acceleratore CDF potrà raccogliere dati per una luminosità integrata dell'ordine di $1 fb^{-1}$ all'anno. Si sta provando anche a sviluppare un nuovo accumulatore di antiprotoni detto *Recycler* che possa recuperare gli antiprotoni che attualmente vengono fermati in blocchi di cemento al momento di passare ad una nuova iniezione. Con questo nuovo dispositivo la luminosità istantanea potrà raggiungere i $2 \cdot 10^{32} cm^{-2} sec^{-1}$.

Le principali caratteristiche del TEVATRON, nella configurazione dello scorso Run e del prossimo Run II, con e senza *Recycler*, sono riassunte nella Tabella 3.1 [28].

3.2 Il rivelatore CDF

Il Rivelatore CDF (*Collider Detector at Fermilab*) è stato realizzato per studiare le collisioni protone-antiprotone prodotte dal TEVATRON. A questo scopo si è fatto in modo che il rivelatore coprisse la frazione di angolo solido più ampia possibile attorno alla regione di interazione (Figura 3.2 e 3.3).

Cominciando dalla linea del fascio e muovendosi verso l'esterno si incontrano per primi i rivelatori che costituiscono il sistema di tracciatura. Questi rivelatori sono immersi in un campo magnetico di 1.4 Tesla generato da un solenoide superconduttore. Il campo magnetico ha lo scopo di piegare la traiettoria delle particelle, consentendo di misurarne l'impulso a partire dalla curvatura. All'esterno del solenoide si trovano i calorimetri elettromagnetico ed adronico e poi il sistema per la rivelazione dei muoni. Anche le fasce inferiore e superiore del solenoide sono rivestite di calorimetri che arrivano fino ad un angolo di 10° dalla linea del fascio. Infine, nelle regioni in avanti e indietro, sono posti dei calorimetri e dei toroidi in ferro magnetizzato, interspaziati da camere a deriva, per la rivelazione dei muoni, in modo da avere una copertura completa fino ad un angolo di 2 gradi dalla linea del fascio.

CDF utilizza due sistemi di riferimento:

- Coordinate cartesiane: l'asse z viene preso lungo la direzione dei fasci, con z crescente nella direzione di moto dei protoni, mentre gli assi x ed y sono orientati, rispettivamente, verso il centro dell'anello e verso l'alto.
- Coordinate polari: le coordinate ρ , θ e ϕ sono scelte rispetto alla terna di assi cartesiani secondo le solite convenzioni. Al posto dell'angolo polare viene frequentemente utilizzata la pseudorapidità (η) che è definita nel modo seguente:

$$\eta \equiv -\log\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

3.2.1 Il sistema di tracciatura

Il sistema di tracciatura è composto da tre rivelatori: il rivelatore di vertice SVX, la camera a proiezione temporale VTX e la camera centrale CTC. Complessivamente questi tre rivelatori permettono di ricostruire con molta precisione le traiettorie delle particelle cariche e di misurarne l'impulso.

Prima di descrivere nei dettagli il sistema di tracciatura di CDF spiegheremo brevemente come vengono parametrizzate le tracce a CDF. L'elica con la quale una particella carica si muove nel campo magnetico di CDF viene parametrizzata mediante cinque grandezze:

$$\vec{\alpha} = (\cot(\theta), C, z_0, D, \phi_0)$$

- $\cot(\theta)$ è la cotangente dell'angolo polare della direzione di moto della particella
- C è la metà della curvatura ($\frac{1}{2R}$, dove R è il raggio di curvatura), con il segno uguale alla carica della particella
- z_0 è la coordinata z del punto di minimo avvicinamento della particella all'asse z del sistema di riferimento
- D è il parametro d'impatto, definito come la minima distanza, nel piano trasverso, tra la traiettoria della particella e l'asse z
- ϕ_0 è l'angolo azimutale della tangente alla traiettoria, misurato rispetto all'asse x , nel punto di minimo avvicinamento della particella all'asse z

3.2.2 Il rivelatore di vertice SVX

Il rivelatore di vertice [29] è posto immediatamente attorno al tubo a vuoto nel quale scorrono i fasci. Il rivelatore è costituito da due moduli cilindrici identici che si incontrano a $z = 0$ ed è complessivamente lungo 51 centimetri (Figura 3.4). Poiché la regione dove avvengono le collisioni, detta *regione luminosa*, ha una dispersione longitudinale approssimativamente gaussiana e di lunghezza circa 30 centimetri, la ridotta dimensione limita l'accettazione geometrica del rivelatore di vertice a circa il 60 %.

SVX è costituito da strati di silicio ricoperti da una struttura a singola faccia di microstrip in alluminio ed il passaggio delle particelle cariche è rivelato dalla carica che viene rilasciata nel silicio per ionizzazione e che viene raccolta sulle microstrips. La risoluzione su questa misura di posizione è limitata, soprattutto per particelle di basso impulso, dal fenomeno dello scattering multiplo. Per minimizzare il fenomeno gli strati di silicio sono molto sottili e la struttura di supporto dei cristalli è realizzata in rohacell e fibra di carbonio. Ciascun cilindro di SVX è suddiviso in dodici settori (*wedge*) uguali nell'angolo azimutale. In ciascun settore sono montati, con le microstrips poste nella direzione parallela al fascio, quattro strati di silicio, posti a distanza di 3.0, 4.2, 6.8 e 7.9 centimetri dal fascio (Figura 3.4). In questo modo il rivelatore fornisce solo informazione nel piano $\rho - \phi$.

Il chip che è stato utilizzato durante il Run Ia per la lettura delle strips non era sufficientemente resistente alle radiazioni e, verso la fine della presa dati, il livello del rumore è cresciuto notevolmente. Questo problema è stato efficacemente risolto con il rivelatore SVX', utilizzato durante il Run Ib, del tutto simile ad SVX per quanto riguarda la geometria, ma equipaggiato con un nuovo chip resistente alle radiazioni. Per limitare il tempo di lettura vengono lette solo le strips sulle quali la carica depositata è superiore ad una soglia aggiustabile. Anche con questo

accorgimento la lettura di SVX non è sufficientemente veloce per poter inserire questo rivelatore nel sistema di trigger.

3.2.3 La camera VTX

La camera VTX *Vertex Time Projection Chamber* [30] è posta all'esterno di SVX ed è costituita da otto camere ottagonali a deriva a proiezione temporale. La camera traccia fino ad una distanza radiale di 22 centimetri dal fascio ed ha copertura nell'intervallo di rapidità $|\eta| < 3.25$. Lo scopo principale di questo rivelatore è misurare la coordinata z del vertice di interazione protone - antiprotone. La risoluzione su questa misura è dell'ordine del millimetro.

3.2.4 La camera centrale CTC

La camera centrale [31] occupa quasi tutto il volume interno al solenoide. Si tratta di una camera a deriva strutturata in 84 strati cilindrici concentrici di fili che sono organizzati in nove superstrati. Cinque superstrati hanno i fili orientati lungo l'asse z e sono detti superstrati assiali, mentre i rimanenti quattro superstrati hanno i fili che formano un angolo di ± 3 gradi rispetto all'asse z e sono detti superstrati stereo (Figura 3.5). Nella direzione radiale i fili di ciascun superstrato sono organizzati in celle, nei superstrati assiali le celle contengono dodici fili, mentre nei superstrati stereo sei fili. I superstrati assiali misurano la posizione del singolo *hit* nel piano $\rho-\phi$ con risoluzione di circa $200 \mu\text{m}$, quelli stereo la posizione z con circa 4 millimetri di risoluzione. Il gas utilizzato è una miscela di Argon, Etano ed Etanolo, rispettivamente nelle proporzioni 49.6 %, 49.6 % e 0.8 %. Senza utilizzare l'informazione di SVX la risoluzione sulla misura dell'impulso trasverso è:

$$\frac{\delta P_t}{P_t} = 0.002 \quad (P_t \text{ in GeV}/c),$$

mentre utilizzando anche questa informazione si ha:

$$\frac{\delta P_t}{P_t} = [(0.0009 P_t)^2 + (0.0066)^2]^{1/2} \quad (P_t \text{ in GeV}/c).$$

La camera centrale non è usata solo per misurare l'impulso delle particelle, ma risulta efficace anche per riconoscere e separare le tracce negli eventi molto affollati, come gli eventi a molti getti. Inoltre la camera centrale viene utilizzata al Livello 2 di trigger per rivelare la presenza di tracce di alto impulso tramite il CFT.

3.2.5 I calorimetri

Ci sono tre diverse regioni in rapidità che sono coperte dai calorimetri elettromagnetico ed adronico: la regione centrale, attorno al solenoide, corrispondente

Calorimetro	Regione in η	Risoluzione in energia	Spessore
CEM	$ \eta < 1$	$13.7 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$18 X_0$
PEM	$1.1 < \eta < 2.4$	$22 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$18-21 X_0$
FEM	$2.2 < \eta < 4.2$	$26 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$25 X_0$
CHA	$ \eta < 0.9$	$50 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 3\%$	$4.5 \lambda_0$
WHA	$0.7 < \eta < 1.3$	$75 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 4\%$	$4.5 \lambda_0$
PHA	$1.3 < \eta < 2.4$	$106 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 6\%$	$5.7 \lambda_0$
FHA	$2.4 < \eta < 4.2$	$137 \%/ \sqrt{E_t} \oplus 3\%$	$7.7 \lambda_0$

Tabella 3.2: Copertura e risoluzione sulla misura di energia delle diverse componenti del sistema di calorimetria di CDF

a circa una unità in rapidità, le regioni intermedia, o di *end-plug*, e *forward*, che coprono, rispettivamente, gli intervalli $1 < |\eta| < 2.4$ e $2.4 < |\eta| < 4.2$ in rapidità. In ciascuna delle tre regioni sono posti un calorimetro elettromagnetico (CEM [32], PEM [33], FEM [34]) ed uno adronico (CHA/WHA [35], PHA [37], FHA [36]). La copertura in angolo azimutale è 2π .

I calorimetri di CDF sono del tipo a campionamento, cioè composti da strati di materiale sensibile alternati a strati di assorbitore. Inoltre sono opportunamente segmentati nell'angolo azimutale ed in rapidità per presentarsi in torri proiettive, che puntano all'origine del sistema di riferimento. Per quanto riguarda gli elementi attivi si utilizzano piastre di scintillatore nel calorimetro centrale e camere proporzionali per l'*end-plug* ed il *forward*. Come assorbitore si usa il piombo nel calorimetro elettromagnetico ed il ferro per l'adronico. Gli strati di assorbitore costituiscono anche da filtro per i rivelatori di muoni. In Tabella 3.2 sono riportate le risoluzioni sulla misura di energia per i diversi elementi del calorimetro. Solitamente la risoluzione viene data in termini di $E_t = E \cdot \sin(\theta)$, che è la proiezione dell'energia osservata sulla direzione ortogonale all'asse del fascio.

La capacità di separazione e/π e γ/π^0 è migliorata da delle camere proporzionali a fili che sono poste nella regione compresa tra il magnete ed il calorimetro elettromagnetico centrale. Si ottiene questo miglioramento perché le camere campionano la prima fase dello sciame, che inizia nello spessore del magnete dove è possibile che elettroni e fotoni diano un segnale, mentre difficilmente gli adroni interagiscono. Nella regione del calorimetro elettromagnetico in cui si ha la massima espansione dello sciame, ci sono delle camere proporzionali (CES) che permettono di misurare la posizione e la distribuzione trasversa degli sciami e contribuiscono alla separazione γ/π^0 .

3.2.6 Le camere dei muoni

All'esterno del calorimetro, alla distanza di 3.5 metri dall'asse del fascio, è posto il sistema centrale di camere a deriva (CMU) per la rivelazione dei muoni [38] (Figura 3.6). Le camere CMU sono segmentate nell'angolo azimutale in settori di apertura 12.6° . Ogni settore è ulteriormente suddiviso in tre moduli di 4.2° e tra due settori consecutivi vi è una apertura di 2.4° non coperta dal rivelatore. Questa geometria è ripetuta su quattro strati lungo la linea radiale, in modo da fissare quattro punti lungo la traiettoria delle particelle e misurarne l'impulso. Complessivamente le camere CMU coprono la regione $|\eta| < 0.65$, con l'esclusione delle regioni inattive tra due settori consecutivi e la zona ad $\eta = 0$ tra i due archi del calorimetro.

Alle spalle del CMU, dopo uno strato di assorbitore in ferro, sono presenti altri quattro strati di camere a deriva (CMP) [39]. Grazie allo strato addizionale di ferro, nel CMP la frazione di muoni falsi, dovuta agli adroni non interagenti, risulta molto più contenuta rispetto al CMU. Tuttavia l'impulso minimo perché un muone raggiunga le camere CMP è $2.8 \text{ GeV}/c$, circa il doppio rispetto al CMU. Nella regione $0.65 < |\eta| < 1$ sono presenti le camere a deriva CMX [40], disposte a sandwich tra due strati di scintillatori (CSX) usati per il trigger. La segmentazione in angolo azimutale ed il numero di strati di camere del CMX sono gli stessi del sistema CMU. Infine nella regione a piccoli angoli ($1.9 < |\eta| < 3.3$) viene utilizzato uno spettrometro (FMU) costituito da un magnete toroidale e da piani di camere a deriva.

3.2.7 Il sistema di trigger

Per i valori della luminosità tipici del Run I ($\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$), la frequenza di interazione è stata $\sim 500 \text{ KHz}$. Poiché la scrittura degli eventi su nastro a CDF procede alla frequenza di circa 10 Hz , solo una frazione molto piccola degli eventi prodotti può essere acquisita.

Al momento della presa dati, il difficile problema di scegliere i pochi eventi interessanti, tra i molti prodotti, è affrontato utilizzando un complesso dispositivo elettronico, comunemente chiamato *trigger*. Questo dispositivo riceve in tempo reale le informazioni dai diversi rivelatori e sceglie quali eventi acquisire in base a certi criteri prefissati, come la presenza di elettroni, muoni o *jet*. Il *trigger* di CDF è strutturato in tre livelli in modo da scartare già al livello più basso la maggior parte degli eventi non interessanti, con procedimenti semplificati e veloci, e lasciare ai livelli successivi il tempo per un'analisi dell'evento più dettagliata [41]. In particolare i primi due livelli del *trigger* di CDF sono realizzati con processori *hardware*, mentre il terzo da algoritmi *software* molto simili ai programmi di ricostruzione utilizzati nell'*offline*. Se un evento supera un certo livello del *trigger*, il livello successivo è automaticamente abilitato alla lettura ed alla analisi dell'evento. Gli eventi che superano l'analisi dei tre livelli vengono scritti

su nastro. Descriviamo brevemente i criteri di selezione utilizzati nel trigger di CDF:

Trigger di primo livello

Il primo livello utilizza esclusivamente l'informazione proveniente dalle uscite veloci dei calorimetri elettromagnetici ed adronici e dalle camere dei muoni [42]. Nei trigger su elettroni e getti si fanno delle richieste sulla quantità di energia elettromagnetica, adronica e totale trasversa (E_t), sommata sulle torri dei calorimetri dove sono state oltrepassate certe soglie programmabili. Per quanto riguarda i trigger sui muoni, si richiede la presenza dei segmenti di tracce (*stubs*) nelle camere centrali dei muoni (CMU e/o CMP), oppure la coincidenza di segmenti di tracce nelle camere CMX e di un segnale sugli scintillatori CSX. Il primo livello di trigger non introduce tempo morto, perché il tempo impiegato per decidere se accettare o meno l'evento è inferiore all'intervallo di tempo ($3.5 \mu\text{s}$) che intercorre tra due interazioni successive.

Trigger di secondo livello

Il secondo livello ha il tempo sufficiente per analizzare in modo più completo l'informazione proveniente dai calorimetri e dalle camere dei muoni. In particolare vengono determinate la posizione e l'intensità dei depositi di energia (*clusters*) nei calorimetri. Inoltre viene resa disponibile la lista delle tracce, determinata solo nel piano $r-\phi$ dal sistema di tracciatura (*Central Fast Tracker*) della camera centrale [43]. L'informazione delle tracce viene messa a confronto con la posizione dei *cluster* elettromagnetici nei calorimetri e delle *stubs* nelle camere dei muoni, per individuare possibili candidati di elettroni o di muoni.

Trigger di terzo livello

Il terzo livello utilizza dei processori commerciali *Silicon Graphics* e procede esclusivamente via software. Gli eventi passano attraverso algoritmi di filtro del tutto analoghi a quelli dell'analisi che viene utilizzata per la produzione definitiva dei dati *offline*. L'algoritmo più dispendioso in termini di CPU è quello che realizza la tracciatura tridimensionale della camera centrale. Gli eventi che superano anche questi livelli di selezione vengono registrati su nastro magnetico alla frequenza media di circa dieci eventi al secondo.

3.3 Gli *upgrades* del rivelatore CDF per il Run II

Per far fronte alle condizioni di luminosità istantanea estremamente elevata ($\sim 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) che si avranno nel Run II, molti dei rivelatori che costituiscono CDF dovranno essere rimpiazzati con dispositivi più moderni [28]. Per quanto

riguarda il complesso lavoro degli *upgrade*, noi ricordiamo solo molto brevemente quali cambiamenti subiranno gli elementi che, come i calorimetri ed il sistema di rivelazione dei muoni, sono marginalmente utilizzati in questo lavoro di Tesi, ma ci soffermeremo, con particolare attenzione, sugli *upgrade* del sistema di tracciatura e del trigger.

I calorimetri della regione centrale non saranno modificati, mentre i calorimetri a gas della *plug* saranno rimpiazzati da calorimetri a lastre scintillanti che avranno buona copertura anche nella regione a piccoli angoli, in modo che i calorimetri della regione *forward* potranno essere definitivamente eliminati (Figura 3.7). I rivelatori per i muoni della regione *forward* saranno posti a ridosso dei calorimetri della *plug*, con copertura risultante nella regione di rapidità $1.4 < |\eta| < 2.8$. Verrà poi esteso il sistema delle camere CMX alle regioni in ϕ non ancora coperte.

3.3.1 Il sistema di tracciatura

Il nuovo sistema di tracciatura sarà costituito, come quello attuale, da un rivelatore di vertice in silicio (SVX II), posto immediatamente attorno alla regione di interazione, e da una camera a deriva (*Central Outer tracker*) che occuperà circa la stessa regione di spazio della CTC. La copertura in rapidità del COT non potrà essere estesa rispetto alla CTC ($|\eta| < 1$) a causa della presenza dei calorimetri della *plug*. Invece il nuovo rivelatore SVX II sarà più lungo di SVX e coprirà la regione fino a due unità di rapidità ($|\eta| < 2$). Nella regione compresa tra SVX II e COT sarà posto un sistema di strati di silicio (*Intermediate Silicon layer*) che, in congiunzione con SVX II, permetterà di estendere la tracciatura alla regione $1 < |\eta| < 2$. La maggiore lunghezza di SVX II, insieme alla presenza del nuovo rivelatore ISL, permetterà di coprire meglio la regione di interazione in z .

Il Central Outer Chamber

Con questo nuovo rivelatore si vogliono riprodurre le prestazioni della CTC con la sensibile riduzione del tempo massimo di *drift* a valori dell'ordine di 100 ns. Per ottenere questo risultato si utilizzeranno gas veloci, per esempio CF_4 , e verranno ridotte le dimensioni delle celle elementari del rivelatore. Oltre a questo non ci saranno grosse differenze tra le celle elementari del COT e della CTC, semplicemente il campo elettrico nel COT sarà più intenso e l'angolo di *tilt* delle celle rispetto alla direzione radiale sarà inferiore. La scelta di un *tilt* più piccolo appare vantaggiosa quando la distanza media di *drift* diminuisce. Per migliorare la ricostruzione tridimensionale, che si è rivelata un po' debole nella CTC, il COT avrà 12 fili sia per i superstrati stereo che per quelli assiali. In questo modo non si dovranno utilizzare dispositivi di elettronica diversi per la lettura dei superstrati stereo ed assiali. Simulazioni del nuovo rivelatore, basate sulla profonda conoscenza ormai raggiunta del funzionamento della CTC, mostrano che le prestazioni del nuovo rivelatore, in termini di efficienza di *tracking* e di risoluzione

Gas	CTC	COT
	Argon - Etano - Etanolo	Argon - Etano - CF_4
Distanza di drift [cm]	3.5	0.88
Tempo di drift [nsec]	706	100
Angolo di Lorentz [gradi]	45	35
Campo di drift [$kV\ cm^{-1}$]	1.35	2.6
Numero di strati	84	96
Strati/superstrato	12-6-12-6-12-6-12-6-12	12-12-12-12-12-12-12
Angolo stereo [gradi]	± 3	± 3
Numero di fili	36504	63000

Tabella 3.3: Confronto tra le caratteristiche costruttive del COT (prima colonna) e della CTC (seconda colonna)

sulla misura dell'impulso trasverso, saranno molto simili a quelle della CTC, pur nella situazione più difficile del Run II, quando la frequenza di interazione sarà molto più elevata di quella attuale. I dettagli delle caratteristiche costruttive del COT, confrontate con la CTC, sono riportate in Tabella 3.3.

Il rivelatore di vertice SVX II

Il nuovo rivelatore di vertice sarà lungo il doppio di SVX e coprirà la regione con rapidità $|\eta| < 2$ [44] (Figura 3.8). Inoltre gli strati di silicio saranno sei invece dei quattro di SVX. Ma la novità principale di SVX II sarà la ricostruzione tridimensionale delle tracce, che sarà resa possibile dall'uso di strati di silicio a doppia faccia. In particolare il primo, il secondo ed il quarto strato avranno l'angolo stereo di 90 gradi, mentre nei restanti due strati l'angolo stereo sarà molto piccolo, al fine di permettere un collegamento tra le due viste $r-\phi$ e $r-z$.

Poiché il Run II raccoglierà circa $1\ fb^{-1}$ di luminosità integrata per anno, l'elettronica con cui sarà costruito SVX II dovrà essere particolarmente resistente alle radiazioni. Per questo verranno utilizzati dei *chips* speciali realizzati con tecnologia CMOS. È comunque previsto che dopo due anni di presa dati il primo ed il secondo strato vengano rimpiazzati. In Tabella 3.4 sono riportate le caratteristiche tecniche del vecchio e del nuovo rivelatore.

3.3.2 Il trigger

Nel Run II la luminosità istantanea sarà di un ordine di grandezza superiore al Run I mentre la capacità di acquisizione dati resterà sostanzialmente invariata, di conseguenza il fattore di reiezione imposto dal trigger dovrà aumentare sensibilmente. Inoltre l'architettura del trigger e l'elettronica di *front end* dei rivelatori

	SVX'	SVX II
Coordinate misurate	$\rho-\phi$	$\rho-\phi$ $\rho-z$
Numero di <i>barrels</i>	2	3
Numero di strati	4	5
Numero di <i>wedges</i>	12	12
Lunghezza complessiva [cm]	51.0	87.0
Raggio interno [cm]	3.0	2.44
Raggio esterno [cm]	7.8	10.6
$\rho-\phi$ pitch [μm]	60 60 60 55	60 62 60 60 65
$\rho-z$ pitch [μm]	assente	141 125.5 60 141 65
Numero di canali	46080	405504

Tabella 3.4: Confronto tra le caratteristiche costruttive di SVX' (prima colonna) e di SVX II (seconda colonna)

dovranno essere completamente modificate perché il tempo di *interbunch* passerà dai 3.5 μsec del Run I a 132-396 nsec . Ogni elemento del rivelatore dovrà avere un sistema di *buffering* locale ed il trigger una complessa architettura a *pipeline*. Anche nel Run II il trigger sarà suddiviso in tre livelli successivi e si stima che la frequenza massima di scrittura su nastro degli eventi selezionati sarà di 50 Hertz. I miglioramenti nella capacità di rigettare gli eventi di fondo saranno dati anche dalla maggiore quantità di informazione disponibile al primo ed al secondo livello del trigger.

Il più importante cambiamento nel primo livello sarà la disponibilità dell'informazione delle tracce del COT, che nel Run I era disponibile solo nel secondo livello. Per ottenere questo scopo verrà installato un nuovo tracciatore *eXtremely Fast Tracker* (XFT) [45] [28] che avrà le seguenti caratteristiche:

- Efficienza di tracking superiore al 97 %
- Soglia sull'impulso trasverso delle tracce ad 1.5 GeV/c
- Risoluzione sulla misura dell'impulso trasverso $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} < 2 \%$.
- Risoluzione sulla misura dell'angolo azimutale migliore di 6 mrad
- Migliore capacità di rigettare le tracce di fondo rispetto al CFT

Questo consentirà di migliorare i trigger di primo livello sugli elettroni e muoni, mettendo a confronto la lista delle tracce con i cluster nel calorimetro e con le *stubs* nelle camere dei muoni. Inoltre saranno possibili trigger di primo livello basati esclusivamente sulle tracce.

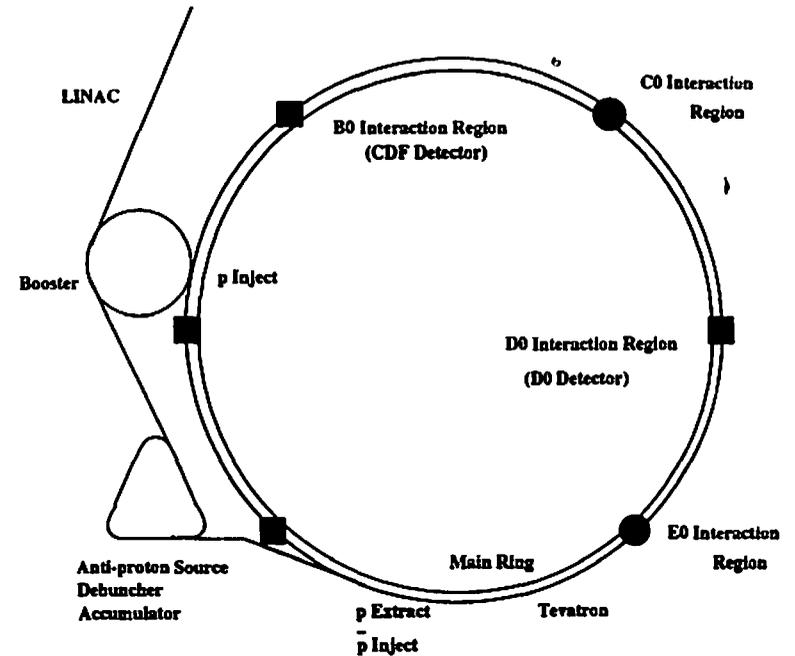


Figura 3.1: Il Collider Tevatron di Fermilab

Probabilmente la novità più importante sarà quella riguardante il secondo livello di trigger: il nuovo SVX II permetterà la lettura di tutti gli eventi che passano il Livello 1 aprendo la strada alla ricostruzione completa delle tracce a Livello 2. Questa possibilità sarà sfruttata dal *Silicon Vertex Tracker* (SVT) che realizzerà la tracciatura del rivelatore di vertice e renderà disponibile, al secondo livello del trigger, l'informazione dei vertici secondari. Questo nuovo dispositivo risulterà molto utile per selezionare gli eventi di *b*, che sono caratterizzati dall'aver vertici di decadimento ben separati nello spazio dal vertice primario. Poiché il *Silicon Vertex Tracker* è il componente degli upgrade di CDF sul cui funzionamento si basa interamente questa Tesi, abbiamo riservato alla sua descrizione l'intero Capitolo 4.

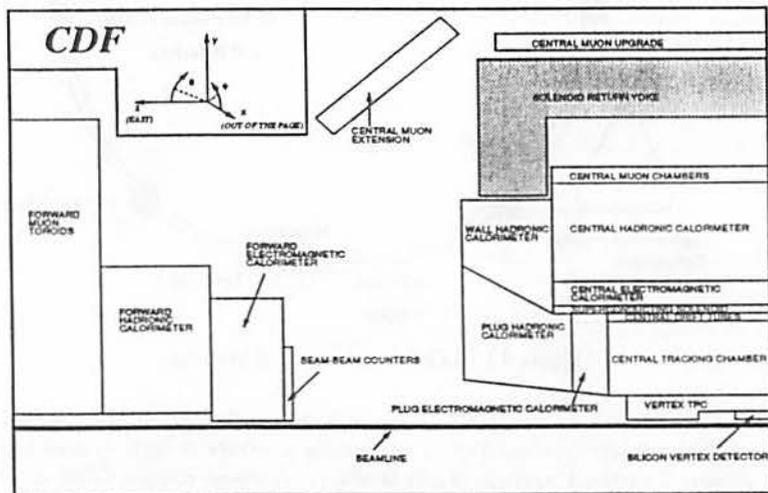


Figura 3.2: Sezione del rivelatore CDF

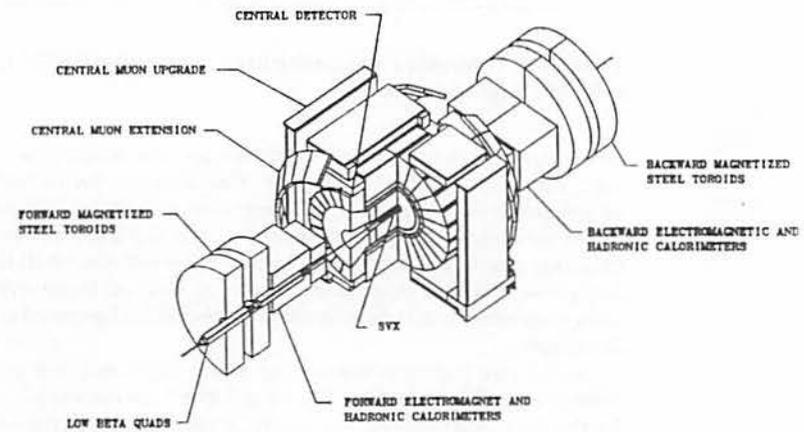


Figura 3.3: Spaccato del rivelatore CDF

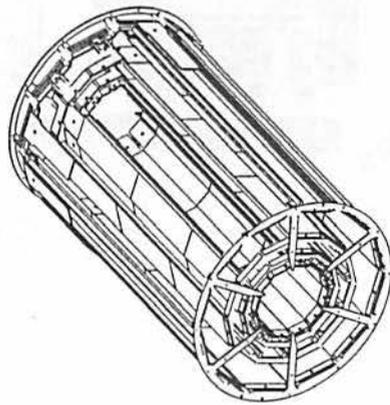


Figura 3.4: Immagine di uno dei due moduli che costituiscono il rivelatore di vertice SVX

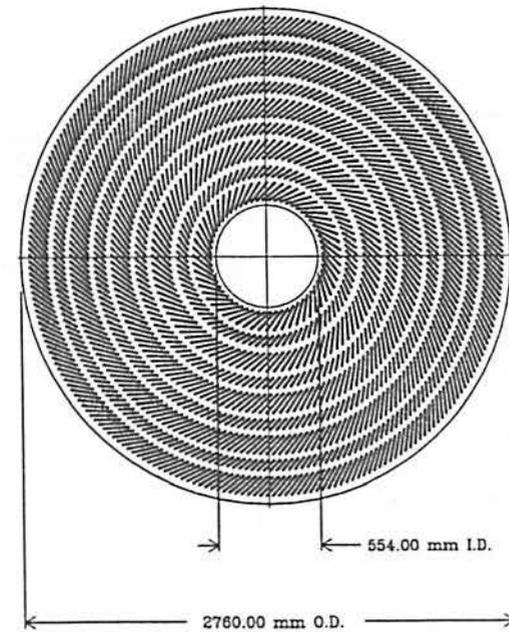


Figura 3.5: Sezione della camera centrale di tracciatura di CDF

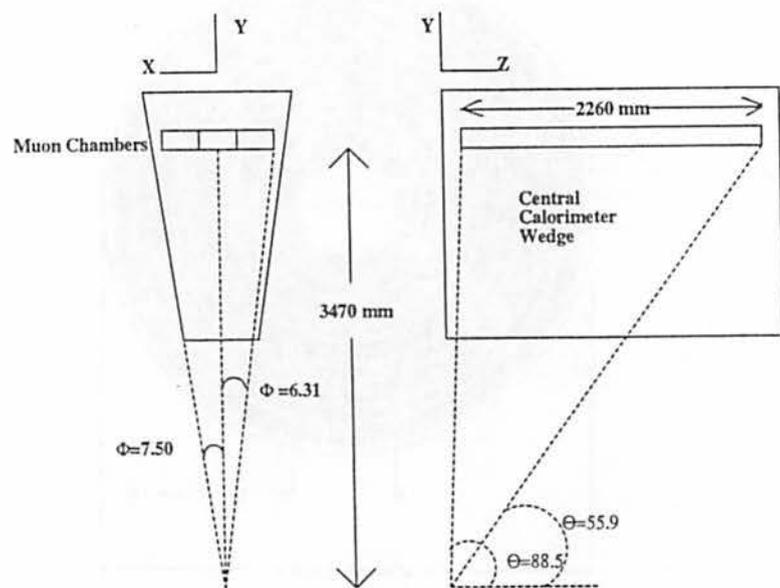


Figura 3.6: Struttura geometrica di un singolo elemento delle camere per i muoni

The CDF Upgrade

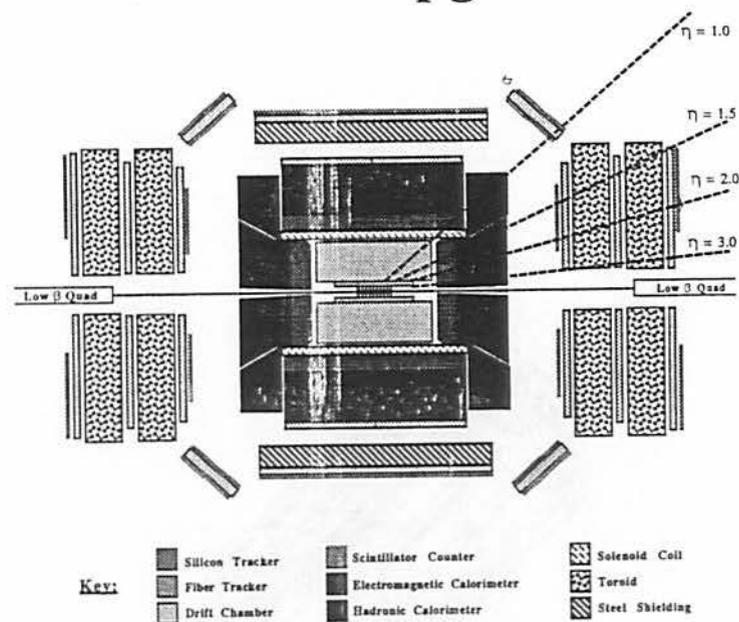


Figura 3.7: Il rivelatore CDF nella configurazione del Run II

Figura 4.1. Per ogni evento sappiamo quali bin sono stati colpiti e vogliamo ricostruire la traiettoria delle particelle. Come si può vedere dalla Figura 4.1, ogni traccia genera una certa sequenza di bin colpiti nel rivelatore. Poiché la risoluzione spaziale sui singoli bin è finita, anche il numero delle possibili sequenze è finito. A questo punto il problema può essere affrontato in maniera brutale: a patto di disporre di una memoria sufficientemente grande, si potrebbero immagazzinare in una memoria tutte le sequenze che possono essere dovute ad una traccia reale e confrontarle, una per una, con l'elenco dei bin colpiti. Si ottiene una possibile traccia ogni volta che tutti i bin della sequenza corrispondente sono presenti nell'evento. Il problema che si incontra utilizzando questo approccio è l'alto numero di sequenze che devono essere memorizzate ed il tempo necessario per effettuare il confronto. È stato realizzato appositamente un dispositivo in grado di effettuare tutti i confronti in parallelo; il dispositivo prende il nome di memoria associativa e costituisce l'elemento più innovativo di SVT.

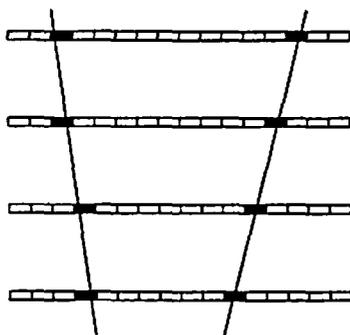


Figura 4.1: Esempio di rivelatore

4.2 Il funzionamento di SVT

Attualmente SVT è progettato per essere utilizzato con un rivelatore a cinque strati, di cui quattro sono gli strati reali del rivelatore di vertice, mentre il restante è il ϕ delle tracce fornite da XFT.

Solitamente una particella che attraversa uno strato di SVX II eccita due o tre *strips* vicine formando un *cluster*. Nell'uscita di SVX II sono contenuti l'indirizzo e l'ampiezza del segnale rilasciato sulle *strips* colpite. Per rendere più veloce la lettura dei segnali, ogni *wedge* sarà letto da 6 linee parallele, per un totale di 72 linee. Inoltre si avrà un convertitore analogico-digitale per ciascun canale di SVX II. In questo modo la digitalizzazione potrà essere eseguita in parallelo per tutti i canali del rivelatore e seguita da una lettura sequenziale ad alta velocità. L'uscita di SVX II viene passata a dei processori denominati *Hit Finder* che hanno lo scopo di trovare le coordinate del baricentro di ciascun raggruppamento di strisce colpite nel rivelatore (Figura 4.2). Gli *Hit Finder* sostengono la frequenza alla quale escono i dati dal *Front End* di SVX II e possono calcolare le coordinate degli hit "al volo", fornendole alla memoria associativa ed all'*Hit Buffer*. Le coordinate degli hit, trovate dagli *Hit Finder*, e le tracce del COT, fornite da XFT, vengono contemporaneamente passate alle memorie associative ed all'*Hit Buffer*.

Le coordinate di ciascun *hit*, fornite dagli *Hit Finders* e le tracce individuate nel COT sono confrontate con tutte le *roads* in parallelo. Alla fine della lettura, tutte le *roads* trovate dalle memorie associative sono passate ai *Track Fitters*. Il problema principale di questo sistema è costituito dal fatto che la capacità delle memorie associative che risulta necessaria, cresce molto velocemente con il numero di canali del rivelatore. Per questo motivo il *pattern recognition* viene effettuato solo con una risoluzione spaziale limitata. Riducendo la risoluzione spaziale, d'altra parte, aumentano il numero delle tracce spurie (false combinazioni) e la probabilità di combinazioni multiple di hit nella stessa *road*, cosicché crescono il numero delle *road* trovate ed il tempo necessario a processarle. Si è dovuto, quindi, trovare un compromesso tra le dimensioni delle memorie associative, il numero medio delle *road* per evento e il tempo di esecuzione. La scelta è stata fatta in base ai risultati ottenuti con una dettagliata simulazione di SVT che ci ha permesso di fissare la dimensione delle *road* a 250 μm . Il numero totale di *road* necessarie per avere un'efficienza accettabile (> 90 %) è dell'ordine di 10^8 .

Le *road* sono trasmesse dalle memorie associative ad un sistema di processori denominati *Track Fitters*, nei quali il processo di riconoscimento delle tracce è raffinato fino a sfruttare la piena risoluzione spaziale di SVX II. Ogni processore riceve una sola *road* dalle memorie associative e, dopo aver recuperato le coordinate degli *hits* dell'*Hit Buffer*, ricostruisce una o più tracce all'interno della stessa *road*, mediante una procedura di fit linearizzato. Tutti i processori operano in parallelo e sono previsti in numero sufficiente perché ciascuno debba analizzare una sola *road* nella maggior parte degli eventi. Ogni volta che un processore trova

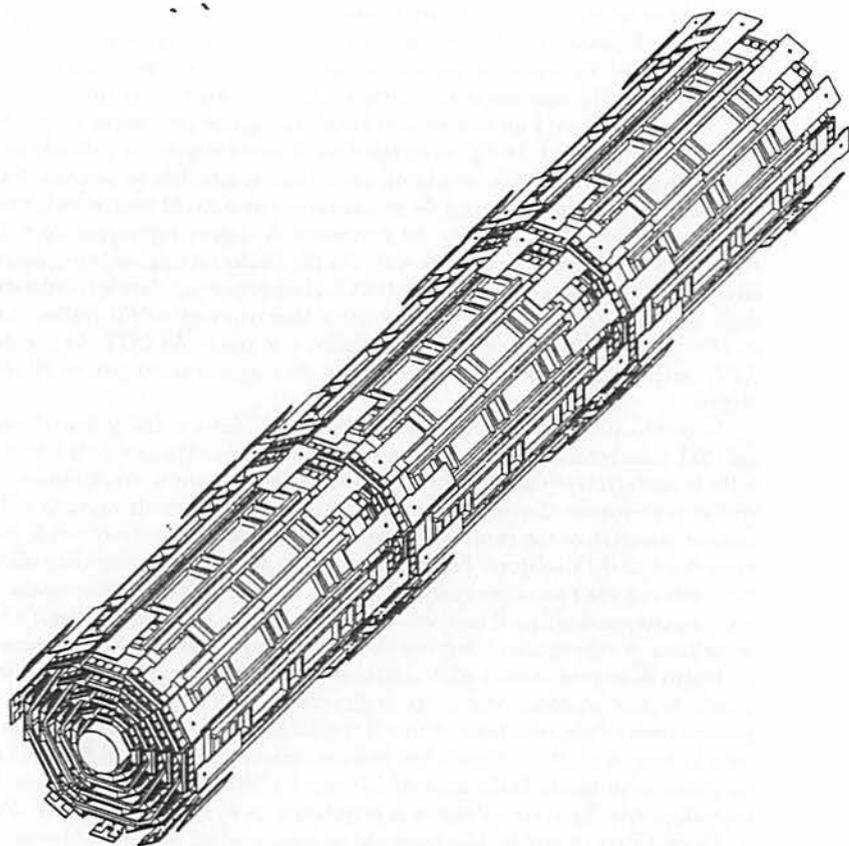


Figura 3.8: Immagine dei tre moduli di SVX II. Sono visibili solo quattro dei sei strati previsti

Capitolo 4

Il Silicon Vertex Tracker

Il piano di *upgrade* per il Run II di CDF prevede un profondo rinnovamento dell'intero sistema di tracciatura e del trigger. Al primo livello di trigger si potrà disporre delle tracce ricostruite nel COT, grazie nuovo al processore *eXtremely Fast Tracker*. Inoltre sarà molto più veloce il sistema di acquisizione dati del rivelatore di vertice ed i dati saranno resi disponibili per il secondo livello di trigger. Si è pensato di realizzare un dispositivo che utilizzi le tracce del COT ed i punti sui piani del rivelatore di vertice, per effettuare la ricostruzione completa delle tracce in un tempo sufficientemente breve per utilizzarle nel secondo livello di trigger. Questo dispositivo prenderà il nome di *Silicon Vertex Tracker* (SVT) [46] e sarà, forse, l'elemento più importante del trigger di secondo livello. Il Silicon Vertex Tracker dovrà avere prestazioni molto elevate, perché avrà pochissimo tempo a disposizione ($\sim 10 \mu\text{sec}$) per elaborare l'informazione proveniente da XFT ed SVX II e calcolare i parametri delle tracce. Il progetto di SVT prevede di ricostruire in SVX tutte le tracce provenienti da XFT che hanno $P_t > 2 \text{ GeV}/c$ e misurarne l'impulso trasverso, l'angolo azimutale, ed il parametro d'impatto.

4.1 Strategia per la ricostruzione delle tracce

Il primo problema che viene affrontato per ricostruire le tracce all'interno di un rivelatore è individuare gli *hits* appartenenti alla stessa traccia. Per questo la produzione *offline* dei dati ricorre a complesse equazioni vincolari a cui devono soddisfare le combinazioni di *hits* che realmente appartengono alla stessa traccia. Questo metodo, però, risulta troppo lungo e laborioso per essere utilizzato nel trigger.

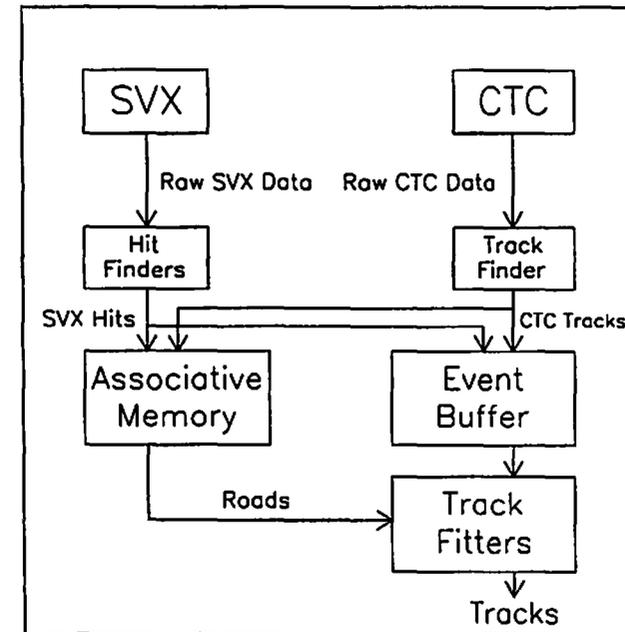
SVT effettuerà il riconoscimento delle tracce mediante una tecnica innovativa che utilizza un dispositivo chiamato memoria associativa. Per spiegare l'idea che sta alla base di SVT possiamo utilizzare il seguente esempio. Supponiamo di avere un rivelatore di vertice costituito da un certo numero di strati, a loro volta segmentati in piccoli intervalli (*bin*). La situazione tipica è quella riportata in

una traccia, ne calcola l'impulso trasverso, il parametro d'impatto e l'angolo azimutale. Le risoluzioni attese sulla misura del parametro d'impatto, dell'impulso trasverso e dell'angolo azimutale sono state stimate nella fase di progettazione di SVT:

- $\sigma_d = 35 \mu\text{m}$ (per $P_t > 2 \text{ GeV}/c$)
- $\sigma_\phi = 1 \text{ mrad}$
- $\sigma_{P_t} = 13 \cdot 10^{-3} \cdot P_t^2$ (P_t in GeV/c)

4.3 Simulazione di SVT

È stata realizzata una simulazione dettagliata di SVT che riproduce fedelmente il funzionamento dei processori hardware di cui sarà costituito il *Silicon Vertex Tracker*. La simulazione permette di analizzare indifferentemente campioni simulati mediante programmi di MonteCarlo, oppure i dati raccolti da CDF. Per questa seconda funzione la simulazione è stata integrata nel package standard che viene utilizzato per l'analisi dei dati a CDF. In questa Tesi la simulazione di SVT è stata utilizzata per ricostruire un campione di dati veri e simulare il trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ di Livello 2.



• Figura 4.2: Struttura di SVT

Capitolo 5

Violazione di CP a CDF

Possiamo riassumere nei seguenti tre punti le principali difficoltà sperimentali legate alla misura di violazione di CP nei decadimenti del B:

- Produrre un campione di B sufficiente
- Ricostruire il decadimento che viola CP
- Effettuare il *tagging*

In questo Capitolo discuteremo a fondo questi problemi e mostreremo come l'esperienza guadagnata analizzando i dati del Run I di CDF ci fornisca già molte informazioni riguardo alle prospettive di effettuare questa misura nel Run II. Poiché l'efficienza di *tagging* interviene in modo diretto nel calcolo del numero di eventi che deve essere raccolto per misurare la asimmetria, discuteremo in dettaglio quali sono e quali efficienze hanno i metodi di *tagging* sviluppati a CDF e quali miglioramenti ci possiamo aspettare nel Run II, come conseguenza degli upgrade del rivelatore.

Per quanto riguarda il canale $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, i dati raccolti nel Run I ci permettono già di fare delle stime della risoluzione ottenibile sulla misura della asimmetria. Queste stime ci possono convincere, sin d'ora, della fattibilità della misura nel Run II.

Per quanto riguarda il canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, invece, non esistono studi fatti in CDF precedenti a questa Tesi. In questo Capitolo spiegheremo quali sono i problemi di questo decadimento e descriveremo, per grandi linee, la strategia che abbiamo sviluppato per risolverli.

5.1 Fisica del b nel Run I di CDF

Come abbiamo anticipato nel Capitolo 2, durante il Run I CDF ha basato interamente la strategia di trigger per raccogliere gli eventi di B sui leptoni. Sfruttando l'ottimo sistema delle camere dei muoni e di calorimetria elettromagnetica, si sono

potuti selezionare i decadimenti del tipo $B \rightarrow l + X$ e $B \rightarrow J/\psi + X$, utilizzando trigger che richiedevano un singolo leptone (e, μ) di alto impulso ($\sim 8 \text{ GeV}/c$), oppure due leptoni ($\mu\mu, \mu e$) di impulso più basso ($\sim 2\text{-}3 \text{ GeV}/c$). Per quanto riguarda la selezione offline degli eventi, la richiesta che si è rivelata più efficace, per separare gli eventi di B dal fondo, è stata quella di avere un vertice secondario di decadimento. La vita media dei B ($1.56 \pm 0.06 \text{ psec}$ [16]) ed il boost di Lorentz fanno in modo che la lunghezza media di decadimento, misurata nel sistema di riferimento di CDF, sia dell'ordine di 500 micron. Di conseguenza, il vertice dove avviene il decadimento del B si trova sufficientemente distante dal vertice primario $p\bar{p}$ per essere facilmente individuato dal rivelatore SVX. Grazie a questa semplice strategia, CDF ha selezionato dei campioni di B che hanno permesso di produrre molti risultati competitivi con quelli degli esperimenti di LEP e di CLEO, dove il rapporto segnale - fondo, alla produzione, è molto più favorevole che a CDF. Si possono ricordare:

- La misura delle masse e delle vite medie delle singole specie di adroni B (B^+ [47], B_d^0 [47], B_s^0 [48] [49] [50], Λ_b [51]) e del parametro di mixing x_d [52] [53]
- La selezione dei più ricchi campioni attualmente disponibili dei decadimenti $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ (Figura 2.2), $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s$ [54] (Figura 2.2) e $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [28]

Considerando la Figura 2.2, dove sono riportate le distribuzioni in massa invariante per i mesoni B ricostruiti nei processi $B \rightarrow J/\psi K$, si vede chiaramente che, con le semplici richieste di trigger e dell'analisi offline descritte, è possibile estrarre il segnale di B e mantenere la contaminazione dovuta al fondo ad un livello molto contenuto. Questo risultato deve apparire particolarmente rilevante soprattutto in considerazione del fatto che il branching ratio per i canali $B \rightarrow J/\psi K$ è solo $\sim 10^{-3}$ ed il branching ratio per $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ è 6% [16]. Si deve anche notare che la risoluzione ottenuta sulla misura della massa invariante del B è molto buona ($\sim 25 \text{ MeV}/c^2$).

5.1.1 Metodi di *tagging* a CDF

Per misurare la violazione di CP è necessario determinare qual era il flavor del B al momento della produzione, cioè stabilire se il B conteneva un quark b o \bar{b} . È possibile procedere in due modi per risolvere il problema del *tagging*: si può determinare il flavour di un certo mesone B guardando quello stesso mesone (*same side tagging*), oppure guardando il mesone B che è stato prodotto simultaneamente (*other side tagging*). Quest'ultimo metodo è sempre praticabile a CDF, dove si ha sempre la produzione di una coppia $b\bar{b}$ attraverso processi forti ed elettromagnetici. A CDF sono stati studiati sia metodi di *same side tagging*, che di *other side tagging* e per tutti questi metodi sono state misurate efficienza e

diluizione. Poiché il tagging ha un ruolo fondamentale nella misura di violazione di CP, abbiamo ritenuto necessario fornire un quadro dei risultati più recenti ottenuti a CDF.

Per maggiore chiarezza ricordiamo ancora le definizioni di efficienza e diluizione ((2.10) e (2.11)) che sono valide per un qualunque algoritmo di tagging:

$$\epsilon = \frac{N^R + N^W}{N}$$

$$D = \frac{N^R - N^W}{N^R + N^W}$$

dove N è il numero di eventi di B raccolti, N^R ed N^W , rispettivamente, il numero di eventi in cui il tagging fornisce la risposta corretta o sbagliata.

Metodi di *same side tagging*

I metodi di *same side tagging*, come inizialmente proposti da Gronau e Rosner [55] [56], si basano sullo studio delle particelle che vengono prodotte insieme al mesone B, nel processo di frammentazione del quark b in adrone.

Quando viene prodotto uno stato legato $b\bar{q}$ ($q = u, d, s$), il quark q , che rimane non combinato, deve legarsi in un secondo mesone $q\bar{q}$. Nella Tabella 5.1 sono riportati i possibili adroni prodotti per ogni flavour del quark q . Per esempio, se $q = u$, insieme allo stato B^+ viene prodotto uno tra gli stati $u\bar{u}$ (π^0 o ρ^0), $\bar{u}d$ (π^-) e $\bar{u}s$ (K^-). In questo caso la carica negativa dell'adrone prodotto insieme al B^+ fornisce un tag inequivocabile. Si può notare facilmente che solo nei casi in cui viene prodotta una particella carica, in associazione al B, è possibile ottenere un tag non ambiguo, dal momento che le stesse particelle neutre possono essere prodotte simultaneamente allo stato B ed allo stato \bar{B} . Le probabilità f_d , f_u e f_s che il quark non combinato q si leghi, rispettivamente, con i quark *up*, *down* e *strange*, sono note e valgono $f_d \approx f_u = 0.375$ e $f_s = 0.15$. In base a queste probabilità è possibile stimare l'efficienza massima di tagging che è data dalla probabilità totale di avere particelle cariche. Questa stima può essere fatta per ciascuna specie di mesoni B (Tabella 5.1) e si osserva che il metodo risulta sensibilmente più efficiente per i B carichi. Naturalmente occorre risolvere il problema di come riconoscere le tracce di tag tra tutte le altre presenti nell'evento.

La scelta della traccia di tag viene fatta in base alle caratteristiche cinematiche dell'evento. In generale, ci si aspetta che le tracce prodotte in associazione al B siano più energetiche e più vicine al B delle altre particelle dell'evento sottostante. La traccia di tag viene selezionata tra tutte le tracce che si trovano entro un cono costruito nello spazio η - ϕ , attorno alla direzione di moto del mesone B. Attualmente sono allo studio diversi criteri di scelta della traccia di tag, tra i quali ricordiamo il metodo che seleziona la traccia con impulso trasverso più

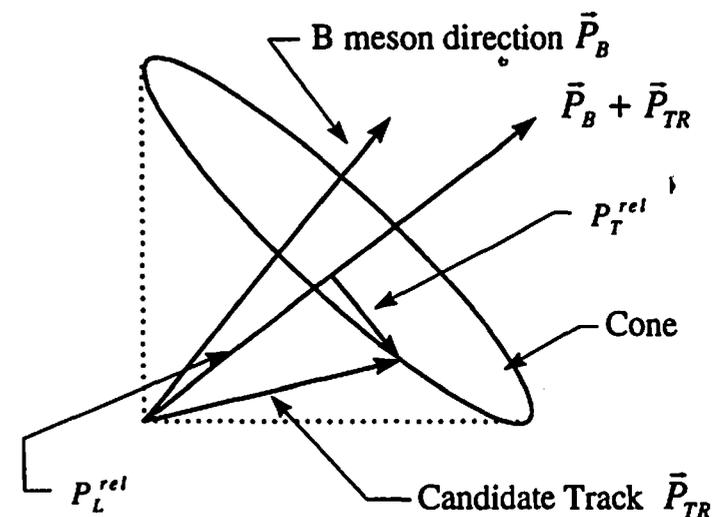


Figura 5.1: Definizione delle variabili utilizzate nel metodo di *same side tagging*

elevato, il metodo che sceglie la traccia con il massimo P_L^{rel} ed il metodo che sceglie la traccia con il più piccolo P_T^{rel} (Figura 5.1). Il vettore \vec{P}^{rel} è l'impulso della traccia misurato rispetto al vettore dato dalla somma dell'impulso del B e dell'impulso della traccia stessa (Figura 5.1). Per ora, i risultati migliori sono stati ottenuti scegliendo la traccia con il minimo P_T^{rel} e, sui dati del Run I, è stato trovato $\epsilon D^2 = 1.5\% \pm 0.9$ (Tabella 5.2) [28] [57] [58].

È del tutto ragionevole aspettarsi che, grazie alla maggiore copertura geometrica di SVX II ed alla ricostruzione tridimensionale delle tracce, nel Run II le tracce intorno al B potranno essere ricostruite con efficienza maggiore di quella attuale. Stime fatte con il MonteCarlo di CDF mostrano che ϵD^2 per questo metodo dovrebbe aumentare fino a 2% (Tabella 5.2) [28].

Metodi di *other side tagging*

Il più comune tra i metodi di *other side tagging* è quello che sfrutta il segno della carica del leptone prodotto nel decadimento semileptonico del secondo B. Nei decadimenti semileptonici del B la carica del leptone è completamente correlata al flavour del B nell'istante di decadimento. Questo è dovuto alla seguente semplice regola di selezione: il decadimento $b \rightarrow l^- \bar{\nu} q$, in cui il quark b dà luogo ad

q	B_q	$(q\bar{q}')$	ϵ_{max}
u	B^+	$\rho^0, \pi^0, \pi^-, K^-$	$f_d + f_s \simeq 0.525$
d	B_s^0	$\pi^+, \rho^0, \pi^0, K^0$	$f_u \simeq 0.375$
s	B_s^0	K^-, K^0, Φ	$f_u \simeq 0.375$

Tabella 5.1: Elenco degli adroni che possono essere prodotti in associazione alle diverse specie di B ed efficienza di tagging massima teoricamente raagiungibile

un leptone di segno negativo, è consentito, mentre il decadimento $b \rightarrow l^+ \nu q$ è proibito. Recenti studi hanno determinato efficienza e diluizione sia per il canale $b \rightarrow \mu$, che per il canale $b \rightarrow e$ a CDF.

Per quanto riguarda il tagging con il muone, dobbiamo tener conto della presenza di alcuni tipi di fondo non facilmente eliminabili. Un primo tipo di fondo è rappresentato dai decadimenti sequenziali $b \rightarrow c \rightarrow \mu^+ \nu q$, nei quali la carica del muone prodotto nel decadimento del quark c identifica nel modo sbagliato il flavour del b . Poiché i leptoni provenienti dal decadimento del c hanno uno spettro in impulso più soffice di quelli provenienti dal decadimento del b , questo tipo di fondo può essere rimosso, almeno in parte, tagliando sull'impulso dei muoni. Vi è poi il fondo scorrelato dovuto ai decadimenti in volo di particelle come pioni e kaoni, che danno luogo a muoni veri, oppure dovuto ad adroni che non interagiscono nel calorimetro, ma lo attraversano completamente, fino a giungere alle camere dei muoni e rilasciarvi un segnale. Per ridurre questo tipo fondo si ricorre a dei tagli sulla qualità sul segnale rilasciato dal passaggio delle particelle nelle camere dei muoni [59]. Come abbiamo riportato in Tabella 5.2, per il tagging con il muone si trova $\epsilon D^2 = (0.7 \pm 0.2) \%$ [28] [61] e si prevede che l'estensione del metodo ai muoni nella regione *forward* faccia aumentare ϵD^2 fino a 1% [28].

Senza addentrarci anche nella descrizione dei problemi sperimentali del metodo di tagging che fa uso degli elettroni, riportiamo il risultato, ancora preliminare, $\epsilon D^2 = 0.3 \pm 0.1 \%$ [28] [60]. Come conseguenza dell'estensione del metodo anche agli elettroni rivelati nella regione della plug, ci si aspetta che, per il tagging con l'elettrone, ϵD^2 possa aumentare fino a 0.7 ed, in totale, il tagging con i leptoni possa fornire $\epsilon D^2 = 1.7 \%$ nel Run II [28].

Infine descriviamo il metodo *Jet-Charge tagging*. Questo metodo, ideato ed applicato con successo agli esperimenti di LEP [62] [63] [64], utilizza la correlazione tra il flavour del quark b ed il segno della carica complessiva delle tracce

provenienti dalla sua frammentazione. Per ogni jet da b , la carica del jet è definita nel modo seguente:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i |\vec{p}_i \cdot \vec{e}_j|^k}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i \cdot \vec{e}_j|^k} \quad (5.1)$$

dove q_i e \vec{p}_i sono, rispettivamente, la carica e l'impulso della i -esima particella del jet, \vec{e}_j è l'asse del jet, e la somma è estesa a tutte le particelle cariche che costituiscono il jet. L'esponente k dà un peso diverso alle diverse regioni dello spettro in impulso. In linea di principio, la quantità Q_{jet} dovrebbe essere correlata alla carica del partone che ha originato il jet e dovrebbe preferibilmente avere lo stesso segno della carica del quark b che ha dato origine al jet. In pratica è impossibile identificare esattamente le particelle che costituiscono un jet: una certa frazione sfugge alla rivelazione ed un certo numero di particelle estranee, come quelle dell'evento sottostante, viene sempre ad essere incluso nella somma. Il fatto di pesare le particelle con l'impulso lungo la direzione del jet aiuta a mantenere una correlazione significativa con la carica del b . Inoltre la quantità ϵD^2 può essere massimizzata utilizzando solo gli eventi che superano una certa soglia fissata su $|Q_{jet}|$. Per spiegare meglio questo concetto facciamo riferimento alla Figura 5.2 [65], ottenuta mediante uno studio di Montecarlo. In Figura 5.2 a) è riportata la quantità Q_{jet} , nel caso di un jet prodotto dal quark b , mentre in Figura b) è riportata Q_{jet} , nel caso di un jet prodotto dal quark \bar{b} . L'efficienza ϵ e la diluizione D , per un certo taglio su $|Q_{jet}|$, sono definite in termini delle aree A_{\pm} , B_{\pm} e C_{\pm} definite in Figura. L'efficienza ϵ è definita come la frazione di eventi rimasti dopo il taglio su $|Q_{jet}|$, per i quali può essere assegnato un tag:

$$\epsilon = \frac{A_+ + A_- + C_+ + C_-}{A_+ + A_- + B_+ + B_- + C_+ + C_-} \quad (5.2)$$

La diluizione D è definita nel seguente modo:

$$D = \frac{A_+ + A_- - C_+ - C_-}{A_+ + A_- + C_+ + C_-} \quad (5.3)$$

Le analisi condotte a CDF hanno misurato $\epsilon D^2 = 1.3 \pm 0.3 \%$ [28] [65]. Poiché questo metodo utilizza le tracce rivelate in SVX, possiamo immaginare che nel Run II, quando sarà installato un rivelatore con maggiore copertura come SVX II, la sua efficienza crescerà molto. Studi di MonteCarlo mostrano che nel Run II ϵD^2 raggiungerà il 3% [28].

È possibile che tra i progetti di upgrade di CDF venga realizzato anche un sistema di misura del tempo di volo delle particelle, che verrebbe utilizzato per il *particle identification*. Questo nuovo dispositivo permetterebbe di riconoscere i kaoni e di utilizzare anche a CDF il metodo di tagging che sfrutta il decadimento sequenziale $b \rightarrow c \rightarrow s$, nel quale la carica del kaone finale identifica il flavour del b . Ovviamente non abbiamo nessun dato relativo all'applicazione di questo metodo di tagging a CDF, dal momento che, nel Run I, CDF non disponeva

Metodo di tagging	ϵD^2 (%) (Misurato nel Run I)	ϵD^2 (%) (Atteso nel Run II)
Same side tagging	1.5 ± 0.9	2.0
Muone centrale	0.7 ± 0.2	0.7
Muone non centrale		0.3
Elettrone	0.3 ± 0.1	0.7
Jet charge	1.3 ± 0.3	3.0
Opposite-side K		3.0

Tabella 5.2: Elenco dei metodi di tagging studiati a CDF

di alcun sistema di *particle identification*. Sono state fatte delle stime con il MonteCarlo che fanno sperare di ottenere il valore $\epsilon D^2 = 3\%$ nel Run II [28].

A questo punto è possibile dare una stima dell'efficienza di tagging complessiva ottenuta a CDF. Per ora preferiamo escludere da questa stima il metodo di tagging che usa gli elettroni dal momento che è ancora in una fase di studio molto preliminare. Sommando i valori di ϵD^2 misurati nel Run I otterremo 3.5% (Tabella 5.2), però sappiamo che questa è una sovrastima del valore reale, per il fatto che i metodi illustrati non sono tra loro indipendenti. Ci si aspetta che l'efficienza di tagging totale risulti inferiore alla somma aritmetica delle singole efficienze ed una stima conservativa della correlazione tra i diversi metodi fa ritenere che l'efficienza totale sia circa 80% della somma degli ϵD^2 . Sempre escludendo il metodo di tagging che usa gli elettroni, si ottiene che l'attuale efficienza complessiva di tagging di CDF è 2.7% [28] ed arriverà a $\sim 5\%$ dopo gli upgrades. Si può così stimare che, per misurare la asimmetria di CP con risoluzione pari a 0.1 , dovranno essere raccolti 6.000 eventi nel caso di misura dipendente dal tempo, oppure 9.000 eventi nel caso di misura integrata sul tempo.

5.2 Il canale $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$

Nel Run II di CDF si avranno probabilità molto buone di effettuare la misura di violazione di CP nel decadimento $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$. Il campione selezionato dai dati del Run I ($\sim 110 \text{ pb}^{-1}$), circa 250 eventi, proviene solo dal campione raccolto con il trigger sulle coppie di muoni. Non è stato utilizzato il campione raccolto mediante il trigger sulle coppie di elettroni a causa del fondo troppo elevato.

Nel Run II l'efficienza sul canale $\mu^+\mu^-$ sarà maggiore grazie all'aumento della copertura del sistema di camere CMX ed alla disponibilità della ricostruzione delle tracce del COT nel primo livello di trigger, che permetterà di abbassare la soglia di trigger sull'impulso dei muoni. I miglioramenti del sistema di identificazione degli elettroni permetteranno di utilizzare anche un trigger sulle coppie e^+e^- di

Scenario	ϵD^2 %	$N(J/\psi K_s)$	$\delta \sin(2\beta)$
Tags del Run I	2.7	10.000	0.16
	2.7	15.000	0.13
Tags del Run II	5.0	10.000	0.12
	5.0	15.000	0.09
Tags del Run II + Tag con K	8.0	15.000	0.075

Tabella 5.3: Stima della risoluzione ottenibile sulla misura di $\sin(2\beta)$ al variare del metodo di tagging e della strategia di trigger. La stima è fatta supponendo una misura integrata sul tempo

basso impulso. Complessivamente si stima che l'efficienza del trigger per J/ψ del Run II sarà circa tre o quattro volte superiore a quella del Run I. È previsto che il Run II raccolga 2 fb^{-1} di luminosità integrata e si stima di poter raccogliere almeno 10.000 eventi di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$ nel canale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e 5000 eventi nel canale $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Adesso abbiamo tutti gli elementi per determinare la risoluzione sulla misura di $\sin(2\beta)$ che ci aspettiamo nel Run II:

$$\delta \sin(2\beta) = \frac{1 + x_d^2}{x_d} \frac{1}{\sqrt{\epsilon D^2 N}} \sqrt{\frac{S+B}{S}} \quad (5.4)$$

In Tabella 5.3 riportiamo i risultati per $\delta \sin(2\beta)$ ottenuti utilizzando le stime appena discusse per le dimensioni del campione e per le efficienze di tagging. Nel calcolo del valore di ϵD^2 corrispondente alla combinazione di tutti i metodi di tagging, è stato incluso il fattore di riduzione pari a 80% [28] per tener conto delle correlazioni tra i diversi metodi di tagging. Il rapporto segnale - fondo nel campione $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, attualmente disponibile è già meglio di $1 : 1$ ed è ragionevole ipotizzare che nel Run II la purezza del campione possa migliorare ancora. Nelle stime riportate in Tabella 5.3 abbiamo utilizzato $S : N = 2 : 1$. Possiamo considerare la risoluzione $\delta \sin(2\beta) = 0.13$ facilmente alla portata di CDF perché basata su delle ragionevoli previsioni di miglioramento di efficienze misurate con i dati del Run I. Poiché il Modello Standard ed i dati già in nostro possesso pongono i vincoli $\sin(2\beta) > 0.17$ [67] e $\sin(2\beta) = 0.65 \pm 0.12$ [68], non c'è dubbio che CDF avrà delle buone possibilità di osservare la violazione di CP in questo canale.

5.3 Il canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Per questo canale la situazione si presenta molto difficile. Gli unici dati relativi ai canali di decadimento del B in adroni non contenenti il quark c, come $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$,

Canale	Br. R. (10^{-5})	U.L. (10^{-5})
$\pi^+\pi^-$	$1.3^{+0.8}_{-0.6} \pm 0.2$	2.9
$K^+\pi^-$	$1.1^{+0.7}_{-0.6} \pm 0.2$	2.6
K^+K^-	$0.0^{+0.2}_{-0.0}$	0.7
$\pi^+\pi^- + K^+\pi^-$	$2.4^{+0.8}_{-0.7} \pm 0.2$	

Tabella 5.4: Branching Ratio stimati dalla collaborazione CLEO

$B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e $B_d^0 \rightarrow K^+K^-$, sono stati raccolti dall'esperimento CLEO II, presso il Cornell Electron Storage Rings (CESR). Si tratta di un campione di circa $2.6 \cdot 10^6$ coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$ che sono state prodotte nel processo risonante $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0\bar{B}_d^0$. Dal campione raccolto sono stati isolati alcuni candidati con i quali è stata fatta una misura del branching ratio combinato per i due canali $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$: il valore trovato è $(1.8^{+0.6+0.3}_{-0.5-0.3} \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ [69]. In una precedente pubblicazione la collaborazione CLEO aveva fornito la misura dei singoli branching ratio, che non viene smentita dai nuovi risultati, e che noi utilizzeremo per le stime di efficienza (Tabella 5.4) [70].

Come abbiamo già accennato nel Capitolo 2, CDF non ha avuto modo di selezionare a livello di trigger questo genere di processi e non ha alcun dato relativo al canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Questo canale, oltre ad avere un branching ratio di due ordini di grandezza più piccolo di $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$, non offre signature chiare, come la presenza di una J/ψ , che permettano di selezionarlo a livello di trigger. I due pioni risultano del tutto confusi nel gran numero di adroni di basso impulso tipicamente prodotti in una collisione $p\bar{p}$. Appare evidente che, per selezionare un campione di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sufficiente per la misura di violazione di CP, occorre un trigger di caratteristiche molto diverse da quelli finora utilizzati.

La strategia più immediata è probabilmente quella di richiedere la presenza di un leptone proveniente dal decadimento dell'altro B. Richiedendo la presenza di un leptone, però, si perde subito 80 % del segnale, a causa del branching ratio del decadimento $B \rightarrow l + X$. A questa inefficienza si aggiungono i ben noti problemi dei trigger sui leptoni. Nel caso del canale $B \rightarrow \mu + X$, attualmente la frequenza di trigger viene mantenuta nei limiti consentiti dal sistema di acquisizione solo grazie a soglie elevate sull'impulso ($\sim 6-8$ GeV/c) ed a pesanti fattori di prescale, cioè di riduzione forzata della frequenza di acquisizione in caso di saturazione della banda passante. Per avere maggiore efficienza occorrerebbe abbassare queste soglie sfruttando la presenza di XFT a Livello 1. Nel caso del processo $B \rightarrow e + X$, sappiamo che il fondo è ancora maggiore che nel canale in muone e sarebbero necessarie soglie di trigger ed un prescale ancora più sfavorevole. La richiesta di un leptone di trigger sfrutta male la capacità di tagging di CDF perché ci costringe, in pratica, ad effettuare il tagging del B utilizzando solo i metodi leptonici, con una conseguente grave perdita di efficienza. Come si vede, infatti,

cD^2 dei metodi leptonici non è che una piccola parte del totale (Tabella 5.2). La dimensione del campione è uno dei problemi più critici della misura e noi non vogliamo certo rinunciare in partenza alla possibilità di utilizzare tutti gli altri metodi di tagging disponibili a CDF. Per questi motivi, abbiamo cercato di affrontare il problema percorrendo una strada nuova, che ci permette di lasciare aperta la possibilità di usare qualunque metodo di tagging. Tutto questo può essere ottenuto solo limitando la selezione di trigger al solo B_d^0 che decade in $\pi^+\pi^-$; come vedremo, questa sarà una cosa tutt'altro che facile da realizzare.

Come abbiamo già spiegato, le particelle che sono prodotte nel decadimento del B possono essere riconosciute a CDF sfruttando il fatto che provengono da un vertice che si trova ad una distanza dell'ordine di alcune centinaia di micron dal punto dove è avvenuta la collisione $p\bar{p}$. Questa caratteristica viene attualmente utilizzata solo nell'analisi offline perché nel Run I non esisteva un sistema di tracciatura sufficientemente veloce e preciso per rendere l'informazione dei vertici secondari disponibile a livello di trigger. Con l'installazione di SVT questa possibilità si estende anche al trigger. Anche se l'informazione fornita da SVT sarà inferiore a quella ottenibile a livello offline, perché limitata alla ricostruzione nel piano trasverso delle tracce con $P_t > 2$ GeV/c, mostreremo che essa sarà sufficiente per riconoscere gli eventi in cui è presente un vertice di decadimento del B. Per far questo sfrutteremo la correlazione tra la presenza di vertici secondari e di tracce con grande parametro d'impatto. Quello che intendiamo dimostrare è che si può sviluppare un trigger dedicato esclusivamente al processo $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, che faccia uso dell'informazione fornita da SVT, selezionando gli eventi in cui sono presenti almeno due tracce con grande parametro d'impatto. Dimosteremo che la selezione di trigger può essere limitata ai due pioni e che si può rinunciare a considerare ogni altra caratteristica dell'evento $b\bar{b}$, come la presenza di un eventuale leptone prodotto nel decadimento semileptonico del secondo B.

Poiché in una collisione $p\bar{p}$ vengono tipicamente prodotte molte particelle, il rischio di un trigger che opera solo una selezione cinematica su due tracce è di avere una frequenza di acquisizione insostenibile per il sistema. Ci aspettiamo di incontrare la maggiore difficoltà a Livello 1, dove la sola informazione disponibile sarà quella fornita da XFT, cioè l'impulso trasverso e l'angolo azimutale delle tracce. Naturalmente possiamo immaginare di combattere la frequenza di trigger ricorrendo a soglie sull'impulso sempre più alte, però questo comporterebbe un pericoloso abbassamento dell'efficienza sul segnale. Potrebbe accadere che i tagli di trigger necessari risultino così duri da rendere del tutto insoddisfacente l'efficienza sul segnale ed inutile il nostro lavoro. Mostriamo, invece, che la selezione da noi sviluppata risolve agevolmente i problemi del Livello 1, mantenendo una buona efficienza sul segnale. A Livello 2, addirittura, la sola richiesta del parametro d'impatto è sufficiente per tenere la frequenza di trigger entro i limiti permessi. Quest'ultimo fatto non è una sorpresa, dal momento che la maggior parte delle tracce prodotte in una collisione $p\bar{p}$ esce dal vertice primario e non ha un parametro d'impatto confrontabile con quello dei prodotti di decadimento

del B.

Naturalmente i problemi che devono essere risolti per misurare la violazione di CP nel canale $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ non si esauriscono semplicemente nello sviluppo del trigger. Non sappiamo se nell'analisi offline sarà possibile estrarre gli eventi di segnale da un campione che, per la quasi totalità, sarà costituito da eventi di fondo. Potrebbe facilmente accadere che i tagli necessari per isolare un segnale pulito risultino così stretti da non lasciare un campione sufficiente per effettuare la misura. Studiare subito la purezza del campione è, quindi, estremamente importante per stabilire definitivamente se il trigger progettato è veramente quello giusto, specialmente se dovesse risultare che quest'ultimo richiede una frazione significativa della banda passante disponibile. Effettuare un tale studio per un trigger completamente nuovo è un problema complicato: il fatto è che il trigger progettato non ha precedenti ad un Collider $p\bar{p}$ od in un altro ambiente. Non esistono ancora dei dati raccolti da questo trigger, oppure dei campioni di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ raccolti ad un Collider adronico da poter studiare, per verificare se è veramente possibile separare gli eventi di segnale dal fondo. L'alto fattore di reiezione richiesto rende difficile fare delle stime affidabili del fondo residuo usando il MonteCarlo perché bastano incertezze microscopiche sul modello per dare risultati molto diversi. Abbiamo affrontato il problema utilizzando dei dati raccolti da un trigger che presenta numerose analogie con quello progettato: le indicazioni trovate sono molto incoraggianti e non danno motivo di pensare che il campione raccolto dal nostro trigger sarà dominato dal fondo.

L'esposizione del lavoro svolto è organizzata nel modo seguente:

- Nel Capitolo 6 descriveremo in che modo SVT permette di individuare, a livello di trigger, gli eventi in cui sono presenti dei vertici di decadimento del B
- Nel Capitolo 7 descriveremo la strategia di trigger che abbiamo sviluppato per selezionare gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Illustreremo come abbiamo determinato la sezione d'urto del trigger di Livello 1 e di Livello 2, per il fondo e per il segnale, e faremo una stima del numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi per fb^{-1} di luminosità integrata.
- Nel Capitolo 8 faremo le prime verifiche della purezza del campione che sarà raccolto dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, utilizzando dei campioni di dati che sono stati raccolti durante il Run I mediante un trigger con caratteristiche simili a quello progettato
- Nel Capitolo 9 il lavoro iniziato nel Capitolo 8 viene esteso al caso in cui viene aggiunta la richiesta addizionale di un muone di tag nell'evento
- Nel Capitolo 10 riassumeremo e commenteremo i risultati ottenuti

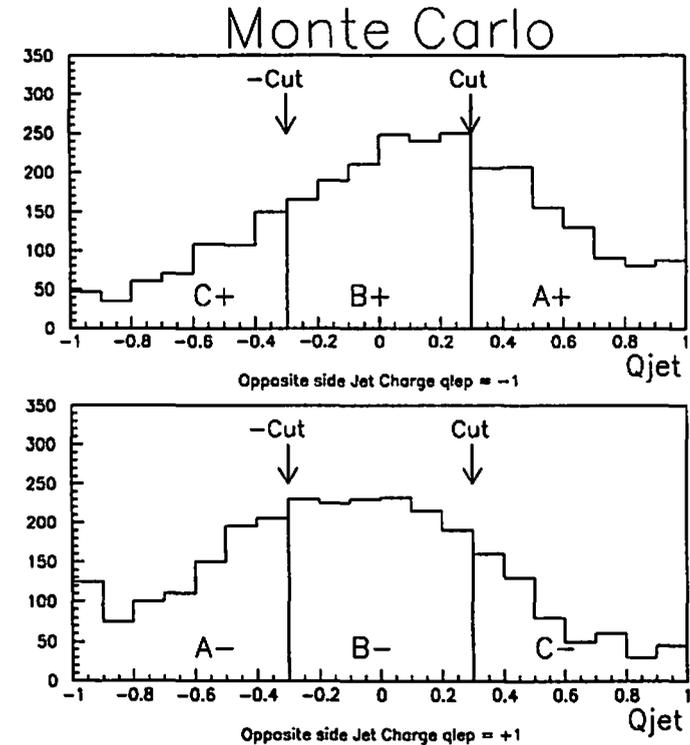


Figura 5.2: Definizione di efficienza e diluizione, per un certo taglio sulla carica del jet, in funzione delle aree A_{\pm} , B_{\pm} e C_{\pm}

Capitolo 6

Il fascio del TEVATRON ed il parametro d'impatto

In questo Capitolo mostreremo come è possibile utilizzare l'informazione proveniente da SVT per riconoscere gli eventi in cui sono presenti dei vertici di decadimento del B a livello di trigger. Per far questo sfrutteremo il fatto che le tracce uscenti dal vertice di decadimento del B solitamente hanno grande parametro d'impatto. La quantità ideale da utilizzare sarebbe il parametro d'impatto misurato rispetto al punto dove il mesone B è stato prodotto, cioè il vertice primario $p\bar{p}$. Purtroppo l'algoritmo offline che individua la posizione del vertice primario è molto complesso ed è impensabile poterlo utilizzare nei tempi estremamente ristretti del trigger: l'approssimazione che faremo sarà di misurare il parametro d'impatto rispetto all'asse del fascio del TEVATRON.

La regione in cui si intersecano i fasci, cioè dove avvengono le interazioni $p\bar{p}$, è chiamata *regione luminosa*. Essa ha un profilo approssimativamente gaussiano, sia nella direzione longitudinale che nella direzione trasversale al fascio. Una stima approssimativa delle dimensioni della regione luminosa può essere ottenuta dalla larghezza della distribuzione dei vertici primari $p\bar{p}$ lungo l'asse z (~ 30 cm) e nel piano x - y (~ 36 μm) [71]. Le stime che si ottengono in questo modo sono solo approssimative, a causa delle molteplici sorgenti di errore che si hanno nella determinazione del vertice primario, come la presenza di interazioni multiple nello stesso evento o di vertici secondari che, in generale, tendono ad allargarne la distribuzione. Poiché la dimensione trasversale del fascio è un parametro critico dell'approssimazione che vogliamo fare, abbiamo ritenuto utile ottenerne una misura più accurata. Per far questo abbiamo sviluppato un metodo originale che ottiene l'informazione necessaria dai parametri d'impatto delle tracce.

La distribuzione del parametro d'impatto misurato rispetto all'asse del fascio è il risultato della convoluzione della distribuzione dei vertici primari nel piano e della risoluzione sulla misura del parametro d'impatto. La larghezza della distribuzione del parametro d'impatto rispetto all'asse del fascio (σ_d) è legata alla larghezza del fascio (σ_F) ed alla risoluzione sulla misura del parametro d'impatto

(σ_r) secondo la seguente relazione:

$$\sigma_d^2 = \sigma_F^2 + \sigma_r^2 \quad (6.1)$$

Riportiamo una tipica distribuzione del parametro d'impatto in Figura 6.2; come si può notare la larghezza (σ_d) della distribuzione è ~ 46 μm . Il metodo che abbiamo sviluppato ci ha permesso di determinare simultaneamente σ_F e σ_r . Questo metodo è piuttosto complicato e lungo da descrivere, perciò abbiamo preferito riportarne la discussione nell'Appendice A. I risultati che abbiamo trovato sono i seguenti:

- $\sigma_F = 26.5 \pm 0.5$ μm
- $\sigma_r = 37.2 \pm 0.4$ μm

Da questi risultati si vede che il precedente valore $\sigma_F \sim 36$ μm , ottenuto mediante il tradizionale algoritmo per la ricerca dei vertici primari, costituisce una sovrastima della reale larghezza del fascio. Si può dedurre, inoltre, che il contributo maggiore alla larghezza σ_d non proviene dalla larghezza del fascio, ma dalla risoluzione sulla misura del parametro d'impatto. La risoluzione sul parametro d'impatto è determinata dal rivelatore e non dipende dal punto rispetto al quale viene effettuata la misura. Di conseguenza, l'errore introdotto dal misurare il parametro d'impatto rispetto al centro del fascio è inferiore alla risoluzione stessa del rivelatore. Nel caso di parametri d'impatto dell'ordine di centinaia di micron, come quelli dei prodotti di decadimento del B, questo errore addizionale non costituisce un problema.

6.1 Risoluzione sul tempo di decadimento

Dai numeri precedenti è facile capire anche che la risoluzione sul tempo di decadimento del mesone B non costituisce un problema a CDF. A differenza degli esperimenti e^+e^- , non è necessario eseguire la misura, in generale più difficile, del tempo di decadimento dell'altro mesone B, quindi tutto ciò che occorre misurare è la distanza del punto di decadimento del B_s^0 che decade nei due pioni, dal vertice primario di interazione. Tale lunghezza di decadimento è mediamente di 500 μm per i B agli impulsi che ci interessano e, per poter eseguire l'analisi risolta in tempo, deve essere misurata con una precisione significativamente maggiore di $x_d \times 500 = 350$ μm . Abbiamo visto che il vertice primario è distribuito attorno al centro del fascio, noto con grande precisione, con un sigma di 26.5 μm soltanto, quindi non c'è un reale bisogno di misurarlo, anche se in effetti è possibile farlo con un fit sulle altre tracce presenti nell'evento. La lunghezza di decadimento del B_s^0 , invece, verrà determinata dai parametri d'impatto dei due pioni, ciascuno misurato con una risoluzione di circa 37 μm . Poiché i due pioni sono emessi ad

angoli molto grandi dalla direzione del B_d^0 (Figura 7.11), la risoluzione sul cammino percorso dal mesone è quasi uguale a quella sul parametro d'impatto, quindi molto minore dei $350 \mu\text{m}$ richiesti. In effetti CDF riesce a risolvere le oscillazioni dei mesoni B neutri persino quando i mesoni sono solo parzialmente ricostruiti, quando, cioè, alcuni dei prodotti di decadimento sfuggono alla rivelazione [72]

6.2 Allineamento del fascio al rivelatore nel Run II

La strategia di misurare, a livello di trigger, i parametri d'impatto rispetto all'asse del fascio sarebbe molto semplice da mettere in pratica se il fascio fosse perfettamente allineato con l'asse z del rivelatore. Nominalmente dovrebbe essere così, in realtà questo non accade ed, anzi, il fascio può trovarsi spostato di alcuni millimetri dall'origine ed inclinato anche di un milliradiante rispetto all'asse del rivelatore [73]. Questo costituisce un ostacolo insormontabile, dal momento che SVT ha solo la vista trasversale e può misurare correttamente il parametro d'impatto rispetto all'asse del fascio solo se questo si trova stabilmente allineato con l'asse z del rivelatore. Questo problema verrà risolto nel modo seguente. Il fascio può essere facilmente spostato di quantità note, agendo sulle correnti dei magneti del TEVATRON. Occorre, quindi, determinarne la posizione, nella fase immediatamente successiva all'iniezione, e passare l'informazione al sistema di controllo del TEVATRON, perché provveda a riaggiustarla.

Nel piano trasverso, la posizione del fascio può essere facilmente determinata utilizzando la dipendenza del parametro d'impatto dall'angolo azimutale della traccia. Per spiegare questo concetto, consideriamo la situazione illustrata in Figura 6.1, in cui si ha una traccia uscente, con angolo azimutale ϕ , da un vertice di coordinate (x_v, y_v) . Facendo l'approssimazione di considerare le tracce come rettilinee, il parametro d'impatto della traccia dipende dalle coordinate del vertice e dall'angolo azimutale, secondo la seguente relazione:

$$d = y_v \cdot \cos(\phi) - x_v \cdot \sin(\phi) \quad (6.2)$$

In Figura 6.3 riportiamo la distribuzione $d - \phi$ per un tipico campione di tracce del Run I: appare evidente la dipendenza sinusoidale del parametro d'impatto dall'angolo azimutale. L'ampiezza dell'oscillazione è quasi 2 millimetri, a conferma del fatto che, spesso, le collisioni $p\bar{p}$ avvengono ben lontano dall'asse nominale del rivelatore CDF. Lo spessore della curva è dovuto alla dispersione dei vertici attorno a quello che può essere considerato il centro medio del fascio. A questo punto possiamo suddividere l'angolo azimutale in piccoli intervalli, in ciascuno dei quali l'equazione 6.2 viene mediata su tutte le tracce, in modo da ottenere la seguente equazione:

$$\langle d \rangle = \langle y_v \rangle \cdot \cos(\phi_c) - \langle x_v \rangle \cdot \sin(\phi_c) \quad (6.3)$$

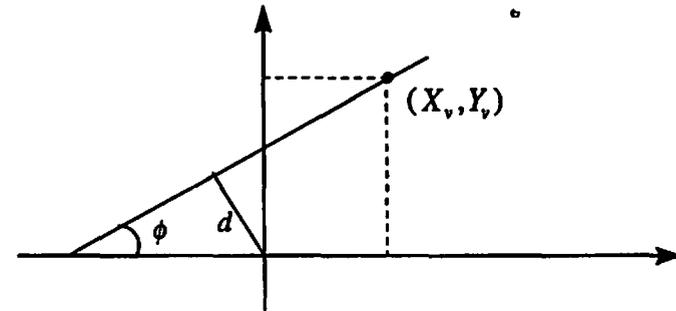


Figura 6.1: Dipendenza del parametro d'impatto d dalle coordinate (x_v, y_v) del vertice di emissione e dell'angolo azimutale ϕ

dove i valori medi $\langle x_v \rangle$ e $\langle y_v \rangle$ possono essere identificati con le coordinate (x_F, y_F) dell'asse del fascio, mentre ϕ_c è l'angolo azimutale corrispondente al centro di ciascun intervallo. Con una semplice procedura di fit lineare a due parametri, dalla curva sperimentale è possibile determinare i valori di x_F e y_F . Questo, però, non risolve ancora il problema dell'inclinazione del fascio rispetto all'asse z . Non è immediatamente ovvio come questa informazione possa provenire da un dispositivo che ha solo una visione bidimensionale dell'evento, come SVT. A questo proposito, ci viene in aiuto il fatto che il rivelatore SVX II è suddiviso, secondo la sua lunghezza, in sei moduli indipendenti, ciascuno dei quali è, di fatto, un rivelatore indipendente da tutti gli altri (Figura 3.8). Applicando il metodo appena illustrato separatamente per ciascun modulo di SVX II, possiamo ottenere la misura delle coordinate (x_F, y_F) a sei diverse quote in z . A questo punto è sufficiente interpolare le sei misure di posizione con una retta e si ottiene la posizione del fascio nelle tre dimensioni. Questa è tutta l'informazione necessaria al sistema di controllo del TEVATRON per effettuare il riallineamento del fascio al rivelatore.

6.3 Simulazione dell'allineamento del fascio nei dati del Run I

Poiché i dati attualmente a nostra disposizione sono stati raccolti durante il Run I, quando non c'era alcuna esigenza di tenere sotto controllo la posizione del fascio, per simulare il trigger sul parametro d'impatto abbiamo dovuto simulare

anche l'operazione di allineamento che sarà realmente effettuata nel Run II. Nel seguito di questo Capitolo descriveremo come abbiamo ottenuto la condizione di allineamento tra il fascio ed il rivelatore nei dati del Run I. Per quanto riguarda SVT, useremo due tipi diversi di simulazione: la prima è basata in maniera molto diretta sulle quantità ricostruite a livello offline, la seconda, invece, è una simulazione molto completa e dettagliata. Come vedremo, nei due casi la simulazione dell'allineamento viene ottenuta in modi leggermente diversi.

Sappiamo che il parametro d'impatto dipende dalla coordinata del vertice e dall'angolo azimutale della traccia, secondo la seguente relazione (equazione 6.2):

$$d = y_v \cdot \cos(\phi) - x_v \cdot \sin(\phi)$$

Se indichiamo con (x_F, y_F) le coordinate del centro del fascio e con (ϵ_x, ϵ_y) la fluttuazione del vertice primario attorno al centro del fascio, l'equazione (6.2) risulta trasformata nel modo seguente:

$$d = (y_F + \epsilon_y) \cdot \cos(\phi) - (x_F + \epsilon_x) \cdot \sin(\phi) \quad (6.4)$$

Noi ci troviamo nella condizione in cui le coordinate (x_F, y_F) sono dell'ordine del millimetro, dipendono dalla coordinata z perché il fascio è inclinato rispetto all'asse z , e possono variare passando da una iniezione dei fasci all'altra. Per ottenere la misura del parametro d'impatto rispetto al centro del fascio, dobbiamo metterci nel sistema di riferimento in cui l'asse z coincide con l'asse del fascio, quello, cioè, in cui le coordinate (x_F, y_F) si azzerano. In questo caso l'equazione (6.4) si riduce alla più semplice forma:

$$d = \epsilon_y \cdot \cos(\phi) - \epsilon_x \cdot \sin(\phi) \quad (6.5)$$

Più semplicemente: intendiamo determinare le coordinate $(x_F(z), y_F(z))$ ed ottenere la misura del parametro d'impatto rispetto al centro del fascio per sottrazione dalla equazione (6.4). Utilizzando l'equazione (6.3), abbiamo già spiegato come si possono determinare le coordinate (x_F, y_F) del centro medio del fascio ad una certa quota in z . Possiamo introdurre la dipendenza delle coordinate (x_F, y_F) dalla quota in z , che sappiamo essere lineare:

$$x_F(z) = x_F(0) + m_x \cdot z$$

$$y_F(z) = y_F(0) + m_y \cdot z$$

dove con $(x_F(0), y_F(0))$ abbiamo indicato le coordinate del centro del fascio nel piano $z = 0$, mentre con m_x e m_y l'inclinazione, rispetto all'asse z , delle proiezioni sugli assi x ed y del centro del fascio. A questo punto è facile determinare i quattro parametri $(x(0)_F, y(0)_F, m_x, m_y)$ perché basta determinare le coordinate x_F e y_F per due quote in z e risolvere due semplici sistemi lineari. Si può così determinare

il parametro d'impatto (d') misurato rispetto al centro del fascio, a partire dalla equazione (6.4), effettuando la seguente sottrazione:

$$d' = \epsilon_y \cdot \cos(\phi) - \epsilon_x \cdot \sin(\phi) = d - ((y_F(0) + m_y z) \cdot \cos(\phi) - (x_F(0) + m_x z) \cdot \sin(\phi)) \quad (6.6)$$

Il valore di z da sostituire nell'equazione dovrebbe essere la coordinata del vertice da cui esce la traccia, ma si può ottenere una ottima approssimazione sostituendo la coordinata z_0 della singola traccia. A questo punto noi *variamo* e andiamo a guardare il valore di z_0 misurato dal programma di ricostruzione tridimensionale e lo usiamo per determinare d' (equazione 6.6). Questo simula l'effetto di avere un fascio perfettamente parallelo all'asse z . Abbiamo applicato questo metodo su un campione di tracce del run I ed abbiamo trovato la distribuzione riportata in Figura 6.2.

6.3.1 Allineamento del fascio con la simulazione di SVT

In maniera del tutto analoga a quanto viene fatto per i dati offline, abbiamo simulato l'operazione di allineamento del fascio, nel caso in cui i dati vengono processati mediante la simulazione di SVT. La procedura di allineamento è specifica di SVT e tratta tutti i wedge di SVX separatamente, allineandoli ad origini diverse ed arbitrarie. La cosa più semplice è considerare ogni wedge come un rivelatore indipendente che può vedere il fascio in una posizione diversa dagli altri. In questo modo, il set di parametri $(x_F(0), y_F(0), m_x, m_y)$, con il quale abbiamo scelto di individuare la posizione e l'inclinazione del fascio, deve essere determinato separatamente per ogni wedge di SVX. Questa particolarità, insieme al fatto che SVT ricostruisce solo le tracce della camera centrale che hanno $P_t > 2$ GeV/c, rende necessario utilizzare campioni di grosse dimensioni e che siano stati raccolti nello stesso run, in modo che il fascio non si sia spostato sensibilmente dalla posizione media.

A scopo semplicemente illustrativo, riportiamo il risultato di questa operazione effettuata su di un campione di tracce del Run I. In Figura 6.4 è riportata la distribuzione $d-\phi$. Non deve sorprendere il fatto di avere due distribuzioni sinusoidali così diverse. Come abbiamo spiegato, ciascun wedge di SVX costituisce un rivelatore indipendente che può vedere il fascio in una posizione diversa da tutti gli altri wedge. Nella Figura 6.4 ci dovremmo aspettare tante distribuzioni $d-\phi$ diverse, quanti sono i wedge di SVX (24). Ne riconosciamo distintamente solo due, che corrispondono alle due unità che raccolgono, rispettivamente, i wedge della regione a $z < 0$ e $z > 0$, perché solo tra queste due unità è presente un disallineamento molto marcato. In Figura 6.5 è riportato il risultato della procedura di allineamento, cioè la distribuzione del parametro d'impatto d' misurato rispetto al centro del fascio. La larghezza della distribuzione è $52.3 \mu\text{m}$, un po' più grande, ma ancora molto vicina, della larghezza della stessa distribuzione ottenuta con l'offline. Questo allargamento è dovuto al fatto che la procedura linea-

rizzata, usata nella simulazione, non raggiunge ancora le prestazioni dell'offline. L'unica conclusione che possiamo trarre, per ora, è che con la simulazione di SVT si ottiene una risoluzione sul parametro d'impatto leggermente peggiore rispetto all'offline ($45.1 \pm 0.3 \mu\text{m}$ invece di $37.2 \pm 0.4 \mu\text{m}$). Anche se questo peggioramento della risoluzione diminuisce l'efficacia del taglio sul parametro d'impatto nella reiezione del fondo, vedremo nel Capitolo 7 che le frequenze di trigger resteranno entro limiti tollerabili.

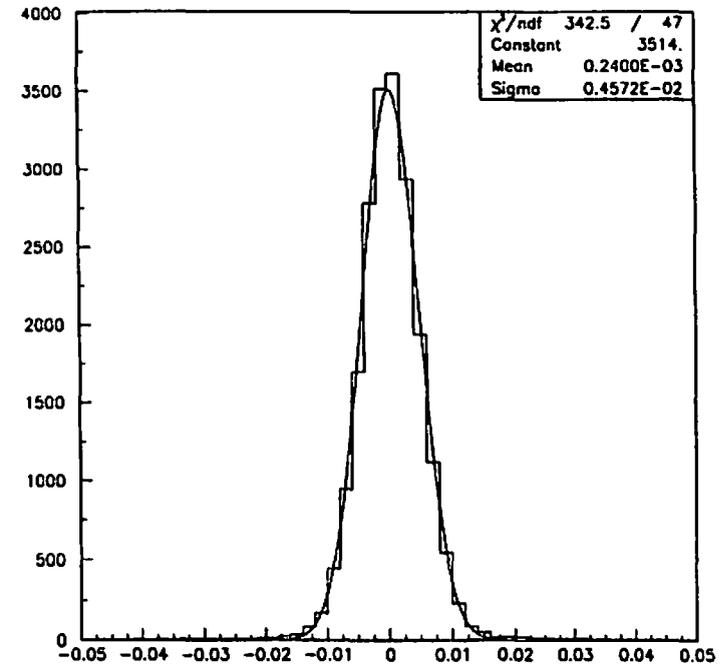


Figura 6.2: Distribuzione del parametro d'impatto [cm] misurato rispetto al centro del fascio per un campione di tracce del Run I

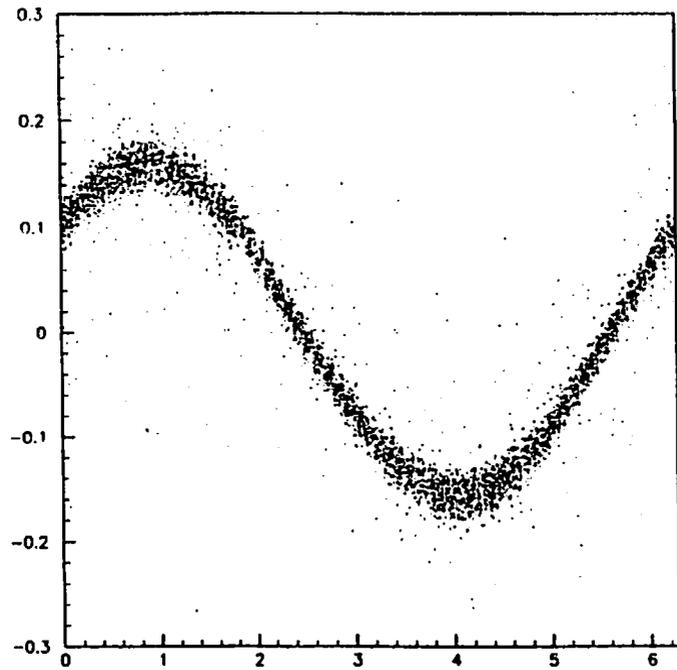


Figura 6.3: Distribuzione del parametro d'impatto [cm] in funzione dell'angolo azimutale [rad] per un campione di tracce del Run I

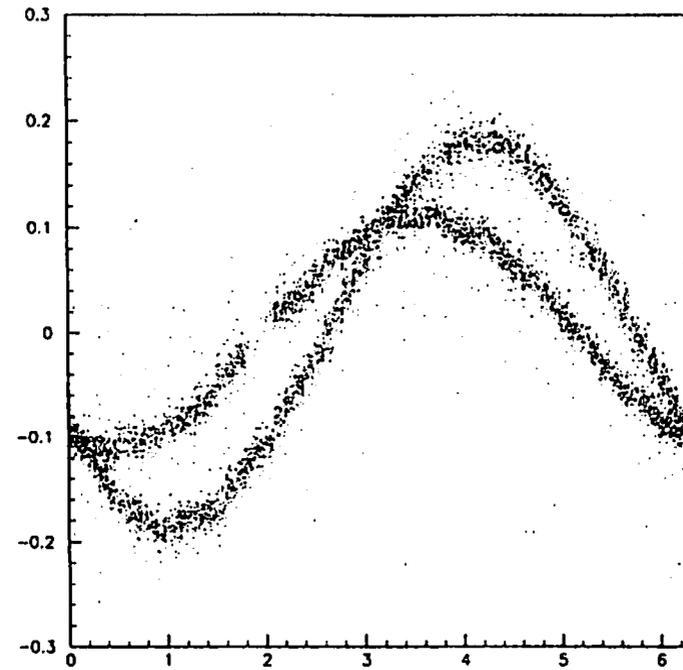


Figura 6.4: Distribuzione del parametro d'impatto [cm] in funzione dell'angolo azimutale [rad] ottenuta con la simulazione di SVT

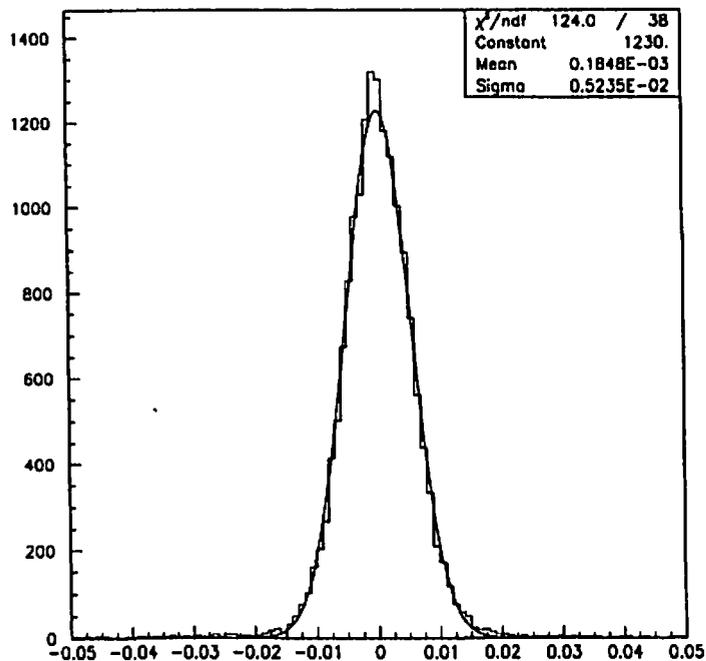


Figura 6.5: Distribuzione del parametro d'impatto [cm] misurato rispetto al centro del fascio ottenuta con la simulazione di SVT

Capitolo 7

Il trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

In questo Capitolo discuteremo i criteri di selezione che abbiamo scelto per il trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e determineremo, per ciascun livello di trigger, l'efficienza e la frequenza di acquisizione dati. Come abbiamo detto, vogliamo basare la selezione unicamente sui due pioni prodotti nel decadimento del B_d^0 . Di conseguenza è naturale richiedere che nell'evento siano presenti almeno due tracce cariche ed applicare, su di esse, tagli compatibili con la cinematica del decadimento. Il parametro d'impatto, però, è lo strumento dal quale possiamo aspettarci il grosso dell'aiuto. Per avere sufficiente capacità di selezione, richiederemo che entrambe le particelle abbiano un parametro d'impatto, calcolato come discusso nel precedente Capitolo, significativamente diverso da zero, ovvero, che siano incompatibili con l'essere state prodotte nel vertice primario. Inoltre imporremo dei tagli sulla geometria del "presunto" decadimento. Come vedremo, questi tagli sono sufficienti a fornire una frequenza di trigger accettabile dal sistema di acquisizione anche alle alte luminosità previste per il Run II.

Per valutare l'efficienza dei tagli sul segnale sarà sufficiente una simulazione ridotta all'essenziale. Ricorreremo invece a campioni di dati reali, raccolti durante il Run I, per valutare le frequenze di trigger. Per quest'ultimo compito, dove possibile, abbiamo utilizzato la simulazione dettagliata di SVT, che è da ritenersi esattamente conforme allo strumento reale, dal momento che questo è un apparato completamente digitale. Quando l'uso della simulazione di SVT presentava particolari difficoltà, abbiamo estratto l'informazione bidimensionale delle tracce ricostruite nel SVX, dal programma standard di tracciatura di CDF. Ci aspettiamo, a priori, ed è stato verificato in vari casi, che le due cose diano prestazioni molto simili, tranne la minore efficienza che viene introdotta dalle richieste aggiuntive di SVT e di cui si può tener conto a parte.

La frequenza di trigger

La frequenza di trigger è pari al numero di eventi accettati per unità di tempo. Essa dipende dal tipo di tagli che vengono applicati e dalla luminosità del Collider.

Questa dipendenza può essere espressa con la seguente equazione:

$$\frac{dN_T}{dt} = \epsilon_T \cdot \sigma_{p\bar{p}} \cdot L \quad (7.1)$$

Con $\frac{dN_T}{dt}$ abbiamo indicato la frequenza di trigger, con ϵ_T l'efficienza dei tagli di trigger, con $\sigma_{p\bar{p}}$ la sezione d'urto di interazione $p\bar{p}$ e con L la luminosità. L'efficienza ϵ_T rappresenta la frazione di eventi $p\bar{p}$ che supera i tagli ed è la sola quantità che dobbiamo stimare per ottenere la frequenza $\frac{dN_T}{dt}$. In seguito, useremo spesso il termine *sezione d'urto di trigger*, che si indica con σ_T ed è definita mediante la relazione $\sigma_T = \epsilon_T \cdot \sigma_{p\bar{p}}$. Il vantaggio di utilizzare la sezione d'urto, piuttosto che la frequenza di trigger, è quello di avere una quantità che non dipende dalla luminosità.

A CDF non vengono raccolti dati senza applicare almeno una richiesta minima di trigger. Il trigger meno selettivo è quello di *minimum bias*, nel quale viene richiesta la coincidenza temporale di hits nei Beam-Beam Counters delle regioni forward e backward, con il passaggio dei bunches nel rivelatore [74]. Le richieste di minimum bias possono essere considerate come il trigger di Livello 0 di CDF, dal momento che sono sempre presenti a monte di qualunque altro trigger. Per questa ragione, nella Formula 7.1, al posto della sezione d'urto di interazione $p\bar{p}$, deve essere usata la sezione d'urto ($\sigma_{bbc} = 51.1 \pm 1.7$ mb [74]) del trigger di minimum bias.

Per stimare ϵ_T abbiamo utilizzato campioni di dati veri, raccolti nel corso del Run I ed, in particolare, l'intero campione di minimum bias (1.169.000 eventi), raccolto durante il Run Ia. Cercare di utilizzare sempre i dati veri è, naturalmente, la procedura più corretta per stimare la sezione d'urto di un trigger. In generale, però, i dati di un run potrebbero non fornire delle stime affidabili delle frequenze di trigger che si avranno in un run diverso: bisogna fare molta attenzione al fenomeno delle interazioni multiple, cioè ai casi in cui si hanno più interazioni $p\bar{p}$ nella stessa intersezione dei fasci. I casi in cui si hanno interazioni multiple non sono rari a CDF e vanno trattati con particolare attenzione, perché sono in media eventi più complicati e possono costituire una difficoltà per un trigger basato unicamente sul sistema di tracciatura. Per verificare che il campione di minimum bias fornisce stime affidabili, dobbiamo verificare che, dal punto di vista delle interazioni multiple, non ci sarà apprezzabile differenza tra le condizioni del Run I e del Run II. Questa verifica può essere fatta facilmente, calcolando, nei due casi, il numero medio di eventi per intersezione (\bar{n}) mediante la seguente formula: $\bar{n} = \Delta t \cdot \sigma_{bbc} \cdot L$. Durante il Run Ia, la luminosità istantanea media (L) era $\sim 3 \cdot 10^{30}$ cm⁻² sec⁻¹ ed il tempo di *interbunch* (Δt) era 3.5 μ sec. Di conseguenza, nel Run Ia si aveva $\bar{n} = 0.5$. Nel Run II avremo una luminosità istantanea pari a 10^{32} cm⁻² sec⁻¹ ed un tempo di *interbunch* di 132 nsec, per un conseguente $\bar{n} = 0.7$, cioè una condizione molto simile a quella del Run Ia. Questa stretta similarità di condizioni facilita molto il nostro lavoro.

L'efficienza sul segnale

Per determinare l'efficienza sul segnale è stato generato un campione di eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ usando il programma MonteCarlo BGEN [75] [76]. Le distribuzioni in impulso e rapidità del B_s^0 sono state generate secondo le predizioni teoriche [77] [78], nell'intervallo di rapidità $|\eta| < 5$ e con $P_{\min} = 0$ (Figura 7.1). Abbiamo ottenuto la sezione d'urto totale ($\sigma_{B_s^0}$) di produzione del mesone B_s^0 estrapolando, mediante le distribuzioni teoriche in impulso e rapidità, la misura della sezione d'urto di produzione del mesone B_s^0 (2.58 ± 0.59 μ b) ottenuta a CDF per $P_t(B_s^0) > 6$ GeV/c e $|\eta_{B_s^0}| < 1$ [79]. Con questo metodo abbiamo trovato $\sigma_{B_s^0} = 43 \pm 9.9$ μ b. Nella stima dell'errore sulla sezione d'urto estrapolata abbiamo assunto che non venga aggiunto errore sistematico dall'incertezza sulle curve teoriche. Come branching ratio abbiamo utilizzato il valore $1.3 \cdot 10^{-5}$ stimato dalla collaborazione CLEO [69] [70]. Per stimare l'errore sulla sezione d'urto di trigger del segnale abbiamo tenuto conto solo dell'incertezza sulla sezione d'urto estrapolata $\sigma_{B_s^0}$.

Anche se il metodo più accurato per stimare l'efficienza sarebbe quello di ricostruire gli eventi di MonteCarlo con la simulazione completa del rivelatore, abbiamo ritenuto che un simile livello di accuratezza fosse superfluo nel nostro caso, per il fatto che l'incertezza maggiore è data dall'approssimazione con cui è nota la sezione d'urto di produzione del mesone B_s^0 ed il branching ratio del processo $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. In ogni caso, abbiamo tenuto conto della risoluzione del rivelatore sulla misura dei parametri delle tracce e, per farlo, abbiamo proceduto nel modo seguente: supponiamo che σ_p sia la risoluzione sperimentale sulla misura del parametro p_{MC} che viene generato con il MonteCarlo, il valore del parametro sul quale noi applicheremo i tagli di trigger non sarà semplicemente p_{MC} , ma un p_{exp} che viene calcolato nel modo seguente:

$$p_{exp} = p_{MC} + \epsilon_p$$

dove ϵ_p è un numero estratto in modo casuale da una distribuzione gaussiana di media zero e larghezza σ_p . Questa procedura è nota come *smearing* da risoluzione. I valori della risoluzione sui parametri che abbiamo utilizzato sono quelli contenuti nelle specifiche tecniche di XFT ed SVT [45] [46] [28]:

- $\sigma_{P_t} = 0.13 \cdot 10^{-2} \cdot P_t^2$
- $\sigma_\delta = 1$ mrad
- $\sigma_d = 35$ μ m

Abbiamo anche simulato la dispersione del vertice primario attorno all'origine utilizzando i valori di 26.5 μ m e 30 cm rispettivamente per la dimensione trasversa e longitudinale della regione luminosa (Capitolo 6). Infine il vertice di decadimento è stato determinato assumendo una distribuzione esponenziale del tempo proprio, con vita media 1.56 ± 0.06 psec [16].

7.1 Simulazione mediante il programma di ricostruzione offline

7.1.1 Il trigger Livello 1

Alla luminosità istantanea prevista per il Run II, pari a $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, la frequenza di trigger del minimum bias sarà di 5.1 MHz. Poiché il Livello 2 del trigger non potrà funzionare ad una frequenza superiore ai 100 KHz, a Livello 1 si dovranno operare tagli che riducano la frequenza almeno di due ordini di grandezza. Questo deve essere ottenuto sfruttando esclusivamente l'informazione fornita da XFT, cioè il P_t ed il ϕ delle tracce.

Per tener conto del fatto che XFT ricostruisce solo le tracce che hanno attraversato tutti gli strati del COT, nella simulazione del trigger si escludono le tracce con rapidità fuori dall'intervallo $|\eta| < 1$. Si vede dalla Figura 7.2 che, a causa della limitata accettazione geometrica, si perde subito una frazione elevata del segnale. Per fissare la soglia sull'impulso si è tenuto conto del fatto che, allo stato attuale del progetto, SVT non ricostruirà le tracce con impulso inferiore a 2 GeV/c. Di conseguenza la prima selezione posta nel Livello 1 è stata la richiesta di eventi con almeno due tracce con $P_t > 2 \text{ GeV/c}$ ed $|\eta| < 1$ (Figura 7.3). Questi tagli hanno il 12 % di efficienza sul segnale ed il 2.5 % di efficienza sul Minimum Bias (Tabella 7.2).

Si riesce ad abbattere il fondo ancora di un fattore 2/3, senza perdere efficienza, richiedendo che le due tracce abbiano carica opposta (Tabella 7.2). Tuttavia il rate di trigger di Livello 1 dopo questi semplici tagli ($\sim 82 \text{ kHz}$) rimane troppo vicino al limite delle prestazioni di SVT ($\sim 100 \text{ kHz}$). Inoltre non è ipotizzabile che questo trigger occupi da solo l'intera banda passante.

Il taglio sull'angolo azimutale

Il problema che ci troviamo di fronte è quello di mettere a punto altri tagli che permettano di abbassare la frequenza di trigger di Livello 1, ma che ci facciano pagare il minor prezzo possibile in termini di efficienza sul segnale di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Per quanto riguarda l'efficienza sul segnale, non è importante l'efficienza semplicemente dei tagli di Livello 1, ma quella della catena completa dei tagli di Livello 1 e di Livello 2. Poiché abbiamo già un'idea abbastanza chiara di quali tagli saranno effettuati a Livello 2, il modo migliore per verificare che è veramente conveniente tagliare su una certa variabile a Livello 1 è quello di confrontarne le distribuzioni ottenute dopo i tagli di Livello 1 per il fondo e dopo i tagli sia di Livello 1 che di Livello 2 per il segnale. In questo modo si verifica immediatamente quale frazione di segnale viene realmente persa applicando un certo taglio. Nel nostro caso sappiamo già che a Livello 2 faremo un taglio sul parametro d'impatto delle due tracce. Come abbiamo mostrato nel Capitolo precedente, due sono gli effetti che contribuiscono a generare i parametri d'impatto non fisici: la dimen-

sione trasversa del fascio e la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto. I due effetti combinati danno luogo ad una distribuzione di larghezza attorno ai $45 \mu\text{m}$. Con un taglio sul parametro d'impatto attorno a $100 \mu\text{m}$ ci aspettiamo di eliminare la maggior parte degli eventi in cui i parametri d'impatto sono finti e mantenere buona efficienza sugli eventi di B (Figura 7.4).

Detto questo, osserviamo che la variabile su cui si può tagliare a Livello 1 è l'angolo azimutale relativo ($\Delta\phi$) delle due tracce. Ci aspettiamo, in effetti, che una parte del fondo sia costituito da eventi con getti, che tipicamente presentano molte tracce ravvicinate di alto impulso. Infatti nella distribuzione di $\Delta\phi$ per gli eventi di minimum bias che hanno superato i tagli (Figura 7.5), si può notare un picco pronunciato a piccoli angoli, dovuto al gran numero di tracce collineari entro uno stesso getto. C'è anche una risalita a grandi angoli, probabilmente dovuta a coppie di tracce entro getti back-to-back. Invece la stessa distribuzione per il segnale appare svuotata sia per piccoli che per grandi angoli. Come si vede dalla Figura 7.6 l'effetto è dovuto al taglio sul parametro d'impatto dei due pioni. Si può mettere un taglio a piccoli e grandi angoli, contribuendo ad abbassare il rate di Livello 1 di un fattore 2. Questo si ottiene con una modesta perdita di efficienza, perché la maggior parte del segnale tagliato sarebbe in ogni caso perso con i tagli sul parametro d'impatto. Si è ritenuto conveniente imporre il taglio $30^\circ < \Delta\phi < 160^\circ$ che riduce la frequenza di trigger a $\sim 48 \text{ KHz}$ (Tabella 7.2).

I tagli asimmetrici sull'impulso

Dopo il taglio su $\Delta\phi$ la frequenza di trigger rimane ancora troppo elevata ($\sim 48 \text{ KHz}$) e risultano necessari altri tagli. L'unica soluzione ci è sembrata quella di stringere i tagli sull'impulso. Utilizzando ancora la tecnica di confrontare l'effetto del taglio sulla sezione d'urto di trigger di Livello 1 e sull'efficienza di Livello 2, abbiamo studiato diverse combinazioni di tagli sull'impulso. In particolare, abbiamo considerato delle combinazioni asimmetriche dei tagli, in cui si richiedono entrambe le tracce con impulso superiore ad una certa soglia minima ed almeno una traccia con impulso superiore ad una soglia più alta. Si sono tentate anche delle combinazioni in cui il P_t minimo era inferiore ai 2 GeV/c. Nel caso se ne fosse trovata una particolarmente conveniente, si sarebbe potuto pensare di affrontare la difficoltà di abbassare la soglia in impulso di SVT. Nelle Figure 7.7 e 7.8 sono riportate la sezione d'urto per il fondo (a Livello 1) e per il segnale (a Livello 2) al variare dei tagli. Una buona scelta è apparsa richiedere il minimo P_t delle due tracce sopra i 2.0 GeV/c ed il massimo sopra i 3.0 GeV/c. La sezione d'urto che si ottiene per il Livello 1 è 220 μb . In termini di frequenza, questa sezione d'urto corrisponde a 22 KHz, alla luminosità di $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ prevista per il Run II, un valore che possiamo ritenere accettabile (Tabella 7.2).

7.1.2 Il trigger di Livello 2

L'efficienza del rivelatore di vertice

Il trigger di Livello 2 richiede che le coppie di tracce selezionate a Livello 1 siano state viste anche nel rivelatore di vertice con gli hits su quattro strati del rivelatore. Questo viene fatto perché SVT richiede la presenza di un hit su ciascuno strato per riconoscere la traccia. Questa richiesta introduce due tipi di inefficienza: la prima è dovuta al fatto che l'accettazione geometrica del rivelatore di vertice è minore di quella della camera centrale, la seconda è dovuta al fatto che molte tracce che attraversano completamente il rivelatore di vertice rilasciano hits su un numero di strati minore di quattro. In Figura 7.9 è riportata la distribuzione della coordinata z_0 per un campione di tracce, con $P_t > 2 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 1$, che sono state rivelate nella CTC. Sovrapposta è riportata la stessa distribuzione solo per le tracce che hanno anche quattro hits in SVX. L'andamento di quest'ultima curva non deve sorprendere, il rivelatore SVX copre solamente la regione $|z_0| < 30 \text{ cm}$ e la vistosa inefficienza nell'intorno dell'origine è dovuta al gap tra i due barrel di SVX. La Figura 7.10 rappresenta il rapporto tra le due distribuzioni ed esprime la probabilità, che indicheremo con $\epsilon(z_0)_{SVX}$, che una traccia rivelata nella camera centrale sia rivelata anche con quattro hits in SVX. Poiché sappiamo che SVX II avrà maggiore copertura lungo la coordinata z_0 è ragionevole aspettarsi che abbia anche maggiore efficienza di SVX. Questo significa che sarebbe sbagliato determinare l'efficienza del trigger di Livello 2 con il semplice conteggio del numero di eventi di minimum bias che superano i tagli, dal momento che questo campione è stato raccolto con il rivelatore SVX.

La frazione di eventi che ci aspettiamo di avere in più all'uscita del trigger, a causa della maggiore copertura ed efficienza di SVX II, è stata stimata nel modo seguente [80]. Analogamente a quanto fatto per SVX, è stata determinata la curva di efficienza $\epsilon(z_0)_{SVX II}$. Sapendo, poi, che la distribuzione lungo la coordinata z_0 del vertice primario è una gaussiana di larghezza $\sim 30 \text{ cm}$, che indichiamo con $g(z_0)$ e nell'ipotesi ragionevole che anche gli eventi che superano la selezione di Livello 1 siano distribuiti secondo questa curva, è stato calcolato il fattore di scala f di cui ci aspettiamo veder aumentare la sezione d'urto del trigger di Livello 2 [80]:

$$f = \frac{\int g(z_0)\epsilon^2(z_0)_{SVX II} dz_0}{\int g(z_0)\epsilon^2(z_0)_{SVX} dz_0} = 2.5$$

In questo procedimento abbiamo fatto l'approssimazione che lo z_0 della traccia coincida con la coordinata del vertice primario.

I tagli di trigger

La prima richiesta di Livello 2 è che almeno due delle tracce che passano il Livello 1 siano ricostruite in SVX ed abbiano parametro d'impatto più grande

ϵ_{Kin}	$ \eta < 1$ $P_{t\pi 1} > 3.0, P_{t\pi 2} > 2.0$ Carica Opposta $30^\circ < \Delta\phi < 160^\circ$ $100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$ $\vec{P}_t \cdot \vec{X}_v > 0, d_B < 140 \mu\text{m}$	3.3 %
	$\epsilon_{SVX II}$	4 hits in SVX II

Tabella 7.1: Efficienza dei tagli applicati nel trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

di $100 \mu\text{m}$ ma più piccolo di 1 mm . Lo scopo del taglio ad 1 mm è rigettare i K, le Λ e le tracce mal ricostruite. Questo taglio conserva circa metà del segnale che ha superato il Livello 1 e solamente 3 eventi di minimum bias. Tenuto conto anche del fattore 2.5 dovuto all'accettazione geometrica di SVX II, questi tre eventi corrispondono ad una frazione pari a $6.4 \cdot 10^{-6}$ del campione di minimum bias iniziale (1.169.000 eventi), corrispondente ad una sezione d'urto di $330 \pm 190 \text{ nb}$ (Tabella 7.2).

L'efficienza del trigger di Livello 2 sul segnale di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ può essere scomposta nel seguente prodotto:

$$\epsilon = \epsilon_{Kin} \cdot \epsilon_{SVX II}$$

Come si può vedere dalla Tabella 7.1 con ϵ_{Kin} abbiamo indicato l'efficienza dei tagli applicati alle grandezze cinematiche generate con il MonteCarlo, mentre con $\epsilon_{SVX II}$ l'efficienza della richiesta che entrambi i pioni abbiano gli hits su quattro strati di SVX II.

L'efficienza ϵ_{Kin} viene facilmente determinata come la frazione di eventi generati che superano i tagli cinematici descritti. Abbiamo trovato $\epsilon_{Kin} = 3.3 \%$ (Tabella 7.1). Supponendo che n sia il numero degli eventi $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che superano i tagli cinematici e che $n(z_0)$ sia la distribuzione del loro vertice primario lungo la coordinata z_0 , con la scelta normalizzazione tale da avere $n = \int n(z_0) dz_0$, l'efficienza $\epsilon_{SVX II}$ è data dalla seguente espressione [80]:

$$\epsilon_{SVX II} = \frac{1}{n} \cdot \int n(z_0)\epsilon^2(z_0)_{SVX II} dz_0 = 0.43$$

Con questo risultato abbiamo potuto stimare l'efficienza complessiva dei tagli di trigger sul segnale ed abbiamo trovato 1.4% (Tabella 7.1).

Gli altri tagli che proponiamo per il trigger vengono fatti per imporre che il sistema dei due pioni sia compatibile con il decadimento in avanti di una particella proveniente dalla regione di interazione. Questi tagli potranno essere realizzati dai processori di Livello 2 usando le tracce ricostruite da SVT (Figura 7.11). La

Figura 7.12 mostra la distribuzione di $\vec{P}_t \cdot \vec{X}_v$ per gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che hanno passato tutti i tagli, dove \vec{P}_t è l'impulso trasverso totale dei due pioni, ed \vec{X}_v è il vettore che punta dall'asse del fascio al vertice di decadimento del B. Nella Figura 7.13 è riportata la distribuzione del parametro d'impatto del B ricostruito. Appare chiaro che i tagli $\vec{P}_t \cdot \vec{X}_v > 0$ e $|d_B| < 140 \mu\text{m}$ hanno efficienza $\sim 100\%$. Invece nessuno dei 3 eventi del campione minimum bias (1.169.000 eventi), rimasti dopo il taglio sul parametro d'impatto, supera questi ultimi tagli. Si può porre un limite superiore sulla sezione d'urto in uscita al Livello 2 a 250 nb (2.3 eventi) al 90% C.L., che corrisponde ad un rate < 25 Hertz alla luminosità di $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ prevista per il Run II (Tabella 7.2). Il rate ottenuto è compatibile con l'acquisizione dei dati perchè la banda passante del Livello 3 di trigger sarà di circa 100 Hertz. Questa è, per così dire, una stima *ottimistica* della sezione d'urto del trigger, perchè basata su quantità ricostruite dall'offline di CDF che usa procedure più raffinate di quelle utilizzabili nel trigger. Nella prossima sezione effettueremo una stima più accurata, utilizzando la simulazione di SVT.

Per quanto riguarda il segnale, l'efficienza del trigger è tale che verranno raccolti complessivamente 16.000 ± 3.700 eventi tra $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ per ogni fb^{-1} di luminosità integrata (Tabella 7.2). Avevamo trovato che, con un'efficienza di tagging prevista per il Run II del 5%, il numero di decadimenti necessari per la misura di asimmetria con risoluzione pari a 0.1 era ~ 6.000 , nel caso di misura dipendente dal tempo, e ~ 9.000 , nel caso di misura integrata sul tempo. Si prevede che il Run II di CDF raccoglierà almeno 2 fb^{-1} di luminosità integrata e, quindi, 32.000 ± 7.400 eventi di segnale. Nell'ipotesi irrealistica che non ci fosse alcuna contaminazione dovuta al fondo, il campione sarebbe più che sufficiente per una buona misura di asimmetria. Sappiamo, naturalmente, che separare gli eventi di segnale dal fondo sarà difficile e che una parte degli eventi raccolti verrà perduta, cionondimeno il risultato trovato è molto incoraggiante.

7.2 Simulazione dettagliata

Le stime delle frequenze di trigger ottenute nella sezione precedente sono molto incoraggianti e hanno stimolato uno studio più approfondito, utilizzando una simulazione dettagliata dell'apparato di trigger. Per il momento abbiamo rinunciato a tentare una simulazione più realistica del comportamento di XFT, dal momento che il nuovo rivelatore COT, sul quale XFT dovrà funzionare, è ancora in fase di definizione. Invece le caratteristiche di SVX II sono completamente fissate ed abbiamo a disposizione una simulazione di SVT completa in tutti i dettagli, con la quale possiamo verificare la frequenza di trigger di Livello 2. Inoltre la verifica delle prestazioni di SVT è proprio quella più importante da fare, per il fatto che è questo il dispositivo che fornisce la maggior parte del fattore di reiezione del trigger. Questa operazione, però, è tutt'altro che facile da realizzare sul campione di minimum bias perché, per far funzionare sia SVT che la sua simulazione,

$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (MC)		Minimum Bias			
	Effic.	$\sigma(\text{pb})$	Effic.	$\sigma(\mu\text{b})$	Rate ($L=10^{32}$)
Livello 1					
2 tracce CTC $ \eta < 1$					
$P_t > 2 \text{ GeV}/c$	0.12	134 ± 31	0.025	1280	
Carica opposta	0.12	134 ± 31	0.016	820	
$30^\circ < \Delta\Phi < 160^\circ$	0.083	86 ± 20	0.0093	475	
$\text{Max}(P_{t1}, P_{t2}) > 3.0 \text{ GeV}/c$	0.058	60 ± 14	0.0042	220	22 KHz
Livello 2					
2 tracce SVX II					
$100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$	0.014	16 ± 3.7	$6.4 \cdot 10^{-6}$	0.33 ± 0.19	
$\vec{P}_t \cdot \vec{X}_v > 0, d_B < 140 \mu\text{m}$	0.014	16 ± 3.7	$< 4.9 \cdot 10^{-6}$	< 0.25	$< 25 \text{ Hz}$

Tabella 7.2: Efficienze e sezioni d'urto per segnale e fondo. La sezione d'urto per il segnale si riferisce alla somma dei canali $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

dobbiamo determinare un insieme di costanti di allineamento completamente indipendenti da quelle usate nella ricostruzione offline e la posizione del fascio per ogni run, per poter eseguire le correzioni per lo spostamento del fascio discusse nel Capitolo precedente. Poiché il campione di minimum bias è stato raccolto durante tutto il periodo del Run Ia, sarebbe necessario un enorme lavoro per determinare le costanti che occorrono per le molte centinaia di run che coprono l'intero periodo. Il lavoro sarebbe molto più facile se potessimo disporre di un campione adatto, raccolto in un periodo di tempo molto più limitato. Per questi motivi, e anche per cercare di aumentare la scarsa statistica disponibile, verso la fine del Run Ib, CDF ha raccolto alcuni campioni di dati con un trigger speciale, che utilizzava gli strumenti attualmente disponibili per tentare di riprodurre, per quanto possibile, la selezione di Livello 1 del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La selezione consisteva semplicemente nel richiedere due tracce nel CFT a Livello 2, con la soglia più bassa permessa dallo strumento. A questo trigger veniva permesso di riempire completamente la banda passante del sistema di acquisizione, avendo rimosso, per l'occasione, tutti le altre selezioni di trigger normalmente in uso a CDF. Naturalmente, nonostante questo, solo una piccola frazione degli eventi si potevano scrivere su nastro, ma poche ore di acquisizione con questo trigger speciale (*Two tracks Trigger*) sono bastate a fornire una statistica sufficiente per i nostri scopi, e nelle prossime sezioni discuteremo i risultati ottenuti dall'analisi di questo campione.

7.2.1 Il campione *Two tracks Run*

La sola richiesta di trigger che è stata fatta per raccogliere questo campione è stata la presenza di due tracce ricostruite nel Central Fast Tracker a Livello 2. L'efficienza del CFT dipende dall'impulso trasverso delle tracce secondo le curve misurate in [81]. La funzione utilizzata per parametrizzare la curva di efficienza del CFT è:

$$\epsilon = \epsilon_p \cdot \text{freq}\left(\frac{\frac{1}{P_{150}} - \frac{1}{P_t}}{\sigma}\right)$$

dove ϵ_p rappresenta l'efficienza di plateau, P_{150} è l'impulso per cui l'efficienza vale 50 %, mentre σ è la larghezza del fronte di salita nella variabile $\frac{1}{P_t}$. Infine la funzione $\text{freq}(x)$ è definita nel modo seguente:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du$$

Per completare la descrizione del funzionamento del CFT, vogliamo ricordare che questo dispositivo permette di variare la soglia minima sull'impulso delle tracce. Lo spettro in impulso viene suddiviso in intervalli o bin di P_t , che sono distinti per il valore del P_t minimo richiesto. A livello di trigger per selezionare le tracce oltre una certa soglia di P_t , vengono selezionate le tracce che cadono oltre un certo bin. Per esempio, nel caso del *Two tracks Run*, in cui non è stata fissata alcuna soglia minima, erano state richieste due tracce nel bin 0. Molti altri trigger, invece, richiedono tracce con impulso più alto, per esempio i bin 1 e 2 corrispondono, rispettivamente, ad una soglia a $P_t \sim 2.5$ GeV/c e $P_t \sim 3.0$ GeV/c (Figura 7.14). Dal momento che nel seguito di questo lavoro utilizzeremo ampiamente campioni selezionati da trigger basati anche sulla richiesta di tracce nel CFT, abbiamo riportato i parametri corrispondenti alle curve di efficienza dei bin di P_t più bassi (Tabella 7.3).

Nel caso del *Two tracks Run*, il CFT raggiunge la piena efficienza per $P_t \sim 2.2$ GeV/c (Figura 7.14) e, quindi, questo campione è molto simile a quello che sarà selezionato dal trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ di Livello 1. L'unica differenza è costituita da una piccola inefficienza del CFT per $P_t \sim 2.0-2.2$ GeV/c, di cui discuteremo l'effetto sulla stima della sezione d'urto di Livello 2 nel prossimo paragrafo. Il campione *Two track Run* è stato raccolto nell'arco di pochi run ed ha raccolto, in totale, 0.0971 nb^{-1} di luminosità integrata. Moltiplicando semplicemente la luminosità integrata del campione per la sezione d'urto di minimum bias (51.1 mb), si ottiene una stima della dimensione del campione di minimum bias equivalente, dal quale possiamo immaginare sia stato selezionato questo particolare campione. Il valore ottenuto è circa $4.961.000$ eventi, che rappresentano un notevole guadagno in statistica rispetto al campione di minimum bias ($1.169.000$ eventi) che abbiamo già utilizzato per le stime preliminari della sezione d'urto di trigger.

Bin 0	ϵ	$0.9481 \pm 0.0017 \pm 0.0077$
	P_{150}	1.9550 ± 0.0031
	σ	0.03314 ± 0.00099
Bin 1	ϵ	$0.9508 \pm 0.0021 \pm 0.0082$
	P_{150}	2.4339 ± 0.0040
	σ	0.03392 ± 0.0008
Bin 2	ϵ	$0.9513 \pm 0.0028 \pm 0.0093$
	P_{150}	3.0427 ± 0.0061
	σ	0.03446 ± 0.00081
Bin 3	ϵ	0.9493 ± 0.0050
	P_{150}	4.076 ± 0.012
	σ	0.03413 ± 0.00085
Bin 4	ϵ	0.927 ± 0.016
	P_{150}	6.125 ± 0.048
	σ	0.0301 ± 0.0011

Tabella 7.3: Parametri per le curve di efficienza del CFT relative ai primi quattro bin di P_t

7.2.2 Stima della sezione d'urto di Livello 2

Ricostruzione offline dei dati

Prima di affrontare il complesso lavoro della simulazione del trigger di Livello 2 con il simulatore di SVT, abbiamo voluto utilizzare il nuovo campione per stimare la sezione d'urto di Livello 2 mediante la ricostruzione offline dei dati. Questa analisi completa il lavoro iniziato con il campione di minimum bias, la cui dimensione si è rivelata sufficiente solo per fissare un limite superiore alla sezione d'urto di Livello 2. In Tabella 7.4 riportiamo il numero di eventi, l'efficienza e la sezione d'urto corrispondenti ai tagli di Livello 2. L'efficienza è stata ottenuta dividendo il numero di eventi che passano i tagli per il numero di eventi di minimum bias corrispondenti a questo campione ($4.961.000$). Questa efficienza viene moltiplicata per la sezione d'urto di minimum bias per ottenere la sezione d'urto di trigger. Sia l'efficienza che la sezione d'urto sono state scalate di un fattore 2.5 per tenere conto della maggiore efficienza di SVX II. Dopo i tagli sul parametro d'impatto rimangono 12 eventi, che corrispondono ad un'efficienza di $6.0 \pm 1.7 \cdot 10^{-6}$ e ad una sezione d'urto di $310 \pm 90 \text{ nb}$ (Tabella 7.4). In Figura 7.15 è riportato l'andamento della sezione d'urto di trigger in funzione della soglia sul parametro d'impatto. Infine sono stati applicati i tagli su $P_{tB} \cdot X_v$ e su $|d_B|$ (Figura 7.11): solo 5 eventi superano questi tagli e dunque l'efficienza e la sezione d'urto risultanti sono rispettivamente $2.5 \pm 1.1 \cdot 10^{-6}$ e $130 \pm 58 \text{ nb}$ (Tabella 7.4). In base a questo risultato possiamo stimare che, alla luminosità istantanea di

Taglio	Num. eventi	Effic.	Sez. d'urto
2 tracce SVX II			
$100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$	12	$6.0 \pm 1.7 \cdot 10^{-6}$	$310 \pm 90 \text{ nb}$
$\vec{P}_{1B} \cdot \vec{X}_v > 0, d_B < 140 \mu\text{m}$	5	$2.8 \pm 1.1 \cdot 10^{-6}$	$130 \pm 58 \text{ nb}$

Tabella 7.4: Risultati ottenuti dall'analisi del campione mediante la ricostruzione dell'offline di CDF

$10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ prevista per il Run II, la frequenza di Livello 2 di questo trigger sarà di 13 Hz, che conferma il risultato trovato analizzando il campione di minimum bias. Sebbene sia auspicabile mantenere la frequenza di trigger più bassa possibile, la sezione d'urto di Livello 2 sembra già ragionevolmente bassa ancora prima dell'ultimo taglio su $\vec{P}_{1B} \cdot \vec{X}_v$ e su $|d_B|$. Questo potrebbe far ritenere superfluo l'impiego di un processore dedicato al calcolo di queste quantità.

Le stime di sezione d'urto riportate in Tabella 7.4 sono leggermente sottostimate a causa dell'inefficienza del CFT nell'intervallo di $P_t \sim 2.0\text{-}2.2 \text{ GeV}/c$. Per trovare la stima corretta dovremmo determinare il numero di eventi che superano i tagli di Livello 2 e che hanno la seconda traccia con impulso nell'intervallo tra 2.0 e 2.2 GeV/c e moltiplicarlo per l'inverso dell'efficienza del CFT in questo intervallo d'impulso ($\sim 70\%$), in modo da ottenere il numero di eventi che effettivamente dobbiamo considerare che abbiano superato i tagli. Ma poiché già il numero di eventi totale che superano i tagli è estremamente esiguo, la correzione da apportare alla sezione d'urto verrebbe determinata con un errore statistico troppo grande. Si può avere un'idea delle proporzioni di questa correzione utilizzando alcuni risultati trovati nel Capitolo precedente, quando abbiamo fatto delle stime di sezione d'urto di Livello 1 per diverse configurazioni di tagli sull'impulso. Poiché queste stime sono state fatte utilizzando il campione di minimum bias, esse risultano indipendenti dall'efficienza del CFT. Per i tagli $P_{t1} > 3.0 \text{ GeV}/c$ e $P_{t2} > 2.0 \text{ GeV}/c$ abbiamo trovato $\sigma_{L1} = 220 \mu\text{b}$, mentre per $P_{t1} > 3.0 \text{ GeV}/c$ e $P_{t2} > 2.2 \text{ GeV}/c$ abbiamo trovato $\sigma_{L1} = 161 \mu\text{b}$. Applicando il fattore di riduzione del 70% nell'intervallo d'impulso tra 2.0 e 2.2 GeV/c, la sezione d'urto con i tagli $P_{t1} > 3.0 \text{ GeV}/c$ e $P_{t2} > 2.0 \text{ GeV}/c$ scenderebbe a $200 \mu\text{b}$. L'effetto è dell'ordine del 10% e, nell'ipotesi che i tagli di Livello 2 non modifichino apprezzabilmente le distribuzioni in impulso delle tracce, anche a Livello 2 l'effetto dovrebbe rimanere del 10%. Questo errore sistematico risulta trascurabile se confrontato con l'errore statistico quasi del 50% con cui abbiamo stimato la sezione d'urto di trigger di Livello 2.

Taglio	Num. eventi	Effic.	Sez. d'urto
2 tracce SVX II			
$100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$	33	$1.7 \pm 0.3 \cdot 10^{-5}$	$870 \pm 150 \text{ nb}$
$\vec{P}_{1B} \cdot \vec{X}_v > 0, d_B < 140 \mu\text{m}$	10	$5.0 \pm 1.6 \cdot 10^{-6}$	$255 \pm 81 \text{ nb}$

Tabella 7.5: Risultati dell'analisi del campione ricostruito mediante il simulatore di SVT

Ricostruzione dei dati con la simulazione dettagliata di SVT

Abbiamo effettuato la ricostruzione del campione mediante il simulatore di SVT ed applicato tutti i tagli di trigger. Dai risultati riportati in Tabella 7.5 si può notare un certo aumento della sezione d'urto di trigger rispetto alla stima ottenuta mediante l'offline di CDF (Tabella 7.4). Ci potevamo aspettare almeno un piccolo aumento, dal momento che nel Capitolo 6 avevamo trovato che la risoluzione sul parametro d'impulso, ottenuta con la simulazione di SVT, era leggermente peggiore rispetto a quello ottenuto con la ricostruzione offline. La frequenza di trigger di 25 Hz che troviamo rimane, comunque, del tutto compatibile con le caratteristiche del sistema di acquisizione dati di CDF.

7.3 Conclusioni

In questo Capitolo abbiamo descritto la strategia che intendiamo utilizzare nel Run II per selezionare gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La strategia è basata solamente sulla cinematica del decadimento in due corpi del B_d^0 . A Livello 1 si richiede la presenza di due tracce di carica opposta nel COT e si applicano semplici tagli sull'impulso e sull'angolo azimutale. La frequenza di trigger risultante è alta (22 KHz), ma compatibile con le capacità del sistema di acquisizione. Inoltre ci aspettiamo che buona parte degli altri trigger di Livello 1 risultino un sottoinsieme del trigger su due tracce. A Livello 2 sfruttiamo SVT per abbattere il fondo ancora di un fattore $\sim 10^3$ mediante il taglio sul parametro d'impulso delle tracce. La frequenza di trigger di Livello 2, stimata con la simulazione dettagliata di SVT, è 25 Hz ed è perfettamente accettabile. La sezione d'urto finale per il segnale è $16 \pm 3.7 \text{ pb}$ e corrisponde a 16.000 ± 3.700 eventi raccolti, per fb^{-1} di luminosità integrata. Questo risultato appare molto promettente, a patto che sia ragionevole il livello di fondo che dovremo combattere nell'analisi offline. I prossimi Capitoli di questa Tesi sono dedicati allo studio della purezza del campione raccolto con questo trigger.

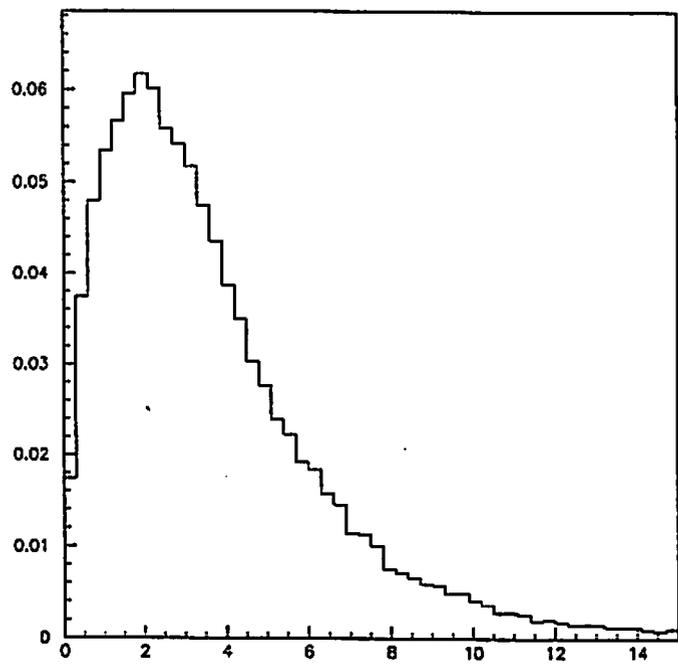


Figura 7.1: Spettro in impulso [GeV/c] dei mesoni B generati con il Montecarlo BGEN

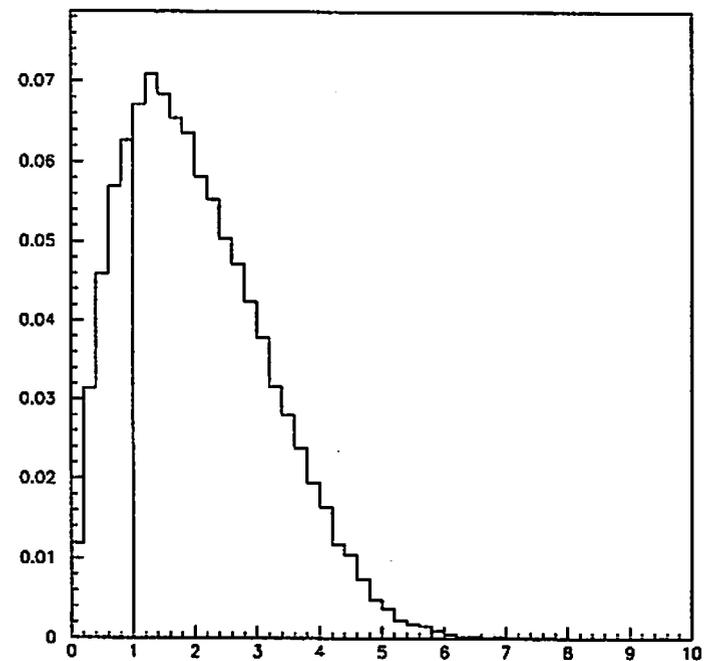


Figura 7.2: Distribuzione della variabile $\text{Max}(|\eta_{\pi 1}|, |\eta_{\pi 2}|)$ per i pioni prodotti nel decadimento $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

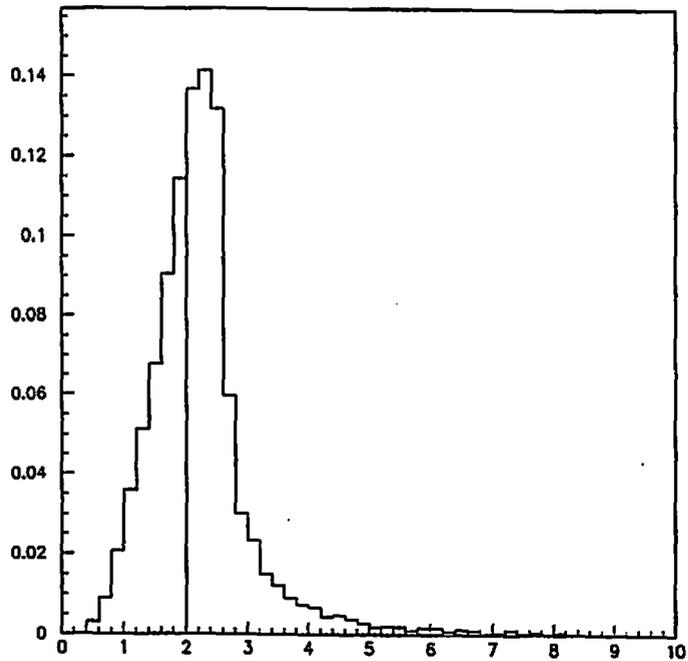


Figura 7.3: Distribuzione della variabile $\text{Min}(P_{tx1}, P_{tx2})$ [GeV/c] per i pioni prodotti nel decadimento $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, nella regione di accettazione geometrica del COT ($|\eta| < 1$)

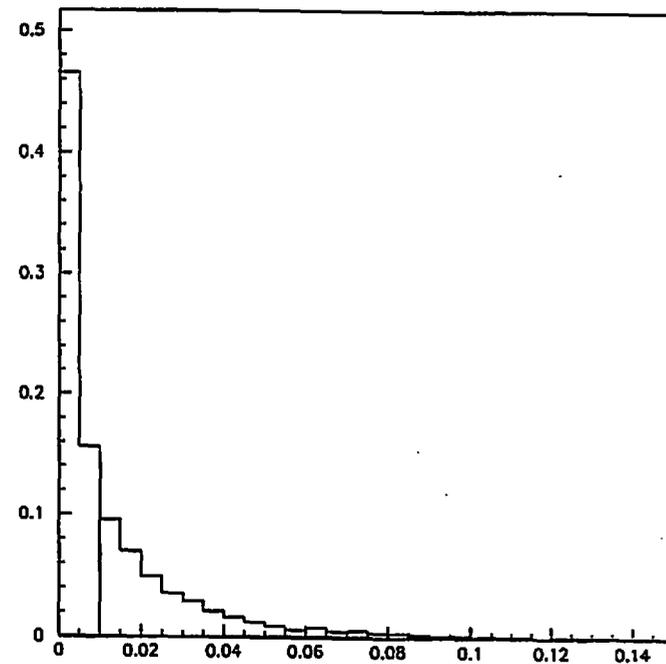


Figura 7.4: Distribuzione della variabile $\text{Min}(|d_{x1}|, |d_{x2}|)$ [cm] per gli eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ che hanno superato i tagli sulla rapidità e sull'impulso

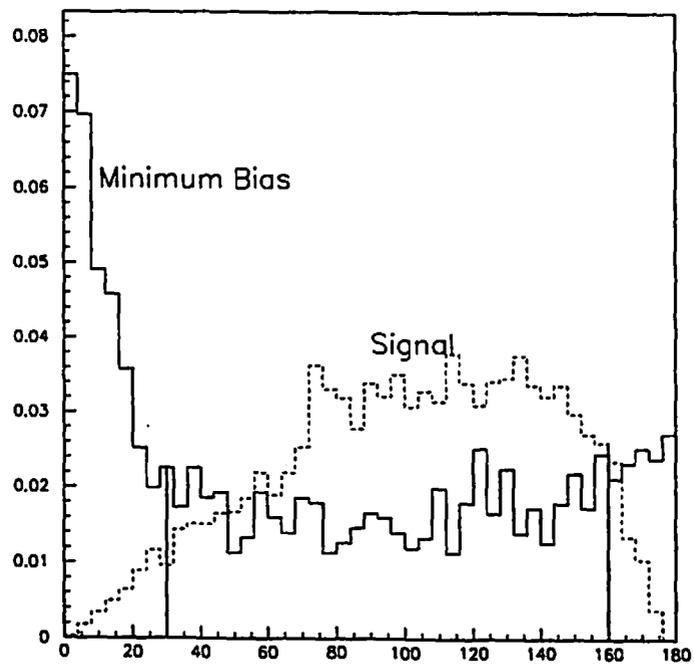


Figura 7.5: Distribuzione della variabile $\Delta\phi$ [gradi] per gli eventi di Minimum Bias (linea continua), dopo i tagli di Livello 1 e per gli eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (linea tratteggiata), dopo i tagli di Livello 1 e 2

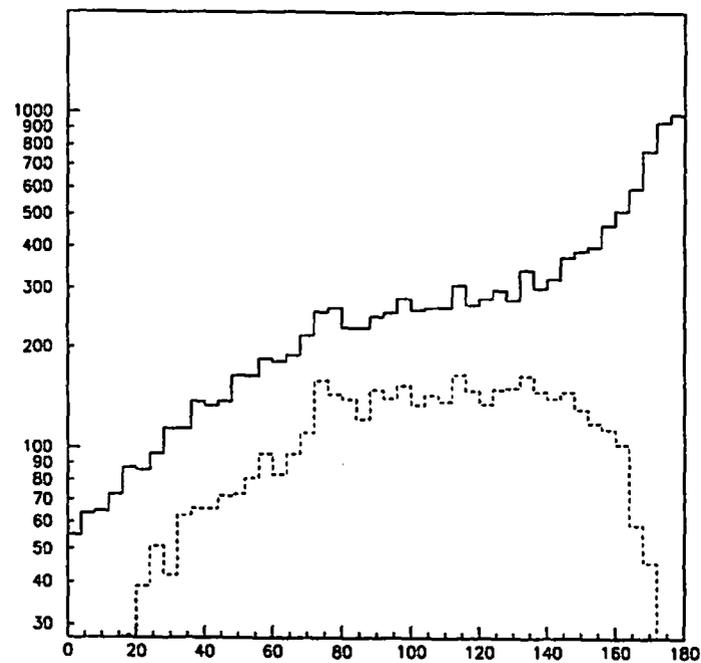


Figura 7.6: Distribuzione della variabile $\Delta\phi$ [gradi] per gli eventi simulati di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, dopo i tagli su η e P_t (linea continua) e dopo i tagli su η e P_t e parametro d'impatto (linea tratteggiata)

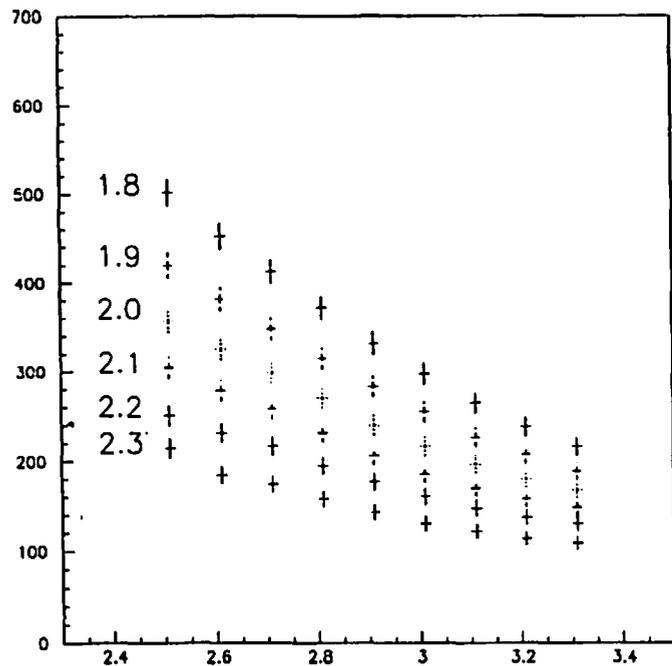


Figura 7.7: Sezione d'urto del trigger [μb] di Livello 1 al variare della soglia sulla quantità $\text{Max}(P_{\text{tr}1}, P_{\text{tr}2})$ [GeV/c]. Le diverse curve corrispondono a diverse scelte della soglia su $\text{Min}(P_{\text{tr}1}, P_{\text{tr}2})$ [GeV/c] (da 1.8 a 2.3 GeV/c)

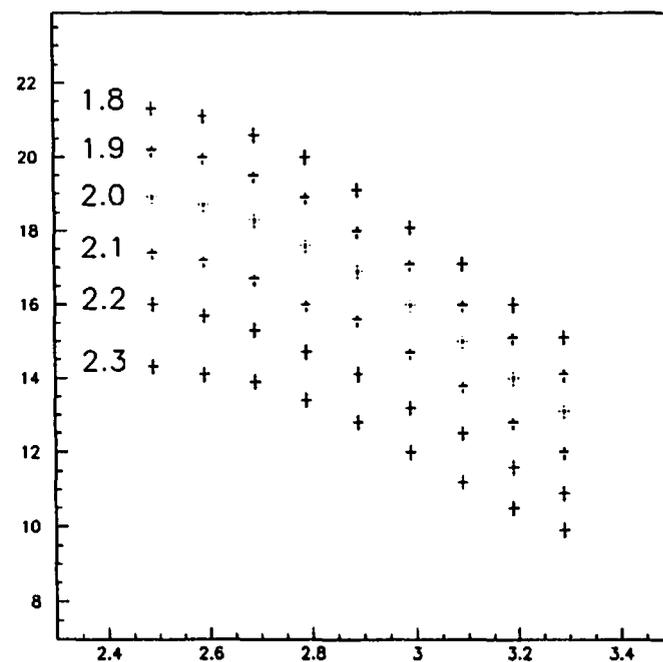


Figura 7.8: Sezione d'urto per il segnale [pb] di Livello 2 al variare della soglia sulla quantità $\text{Max}(P_{\text{tr}1}, P_{\text{tr}2})$ [GeV/c]. Le diverse curve corrispondono a diverse scelte della soglia su $\text{Min}(P_{\text{tr}1}, P_{\text{tr}2})$ [GeV/c] (da 1.8 a 2.3 GeV/c). L'errore sui punti è dato solo dall'incertezza statistica, mentre è stata trascurata l'incertezza sulla sezione d'urto di produzione del B_s^0 , comune a tutti i punti.

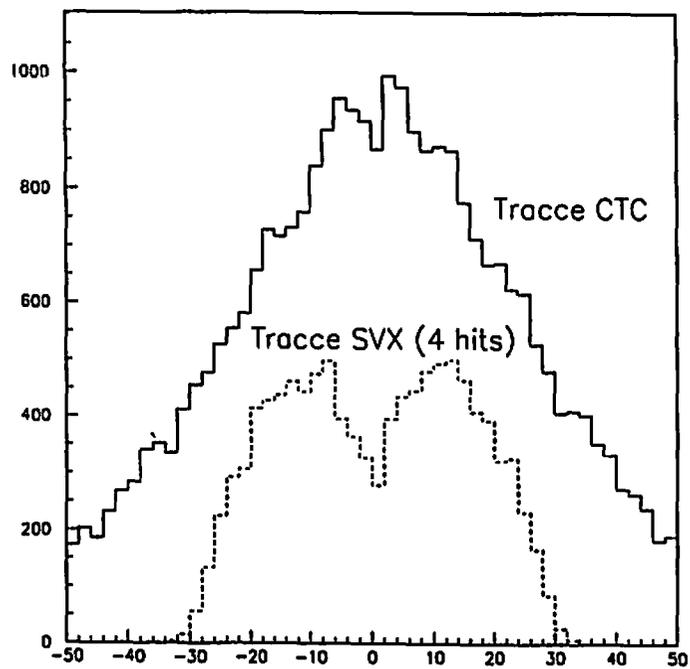


Figura 7.9: Distribuzione della variabile z_0 [cm] per un campione di tracce rivelate nella camera centrale e per le tracce dello stesso campione che hanno anche 4 hits in SVX

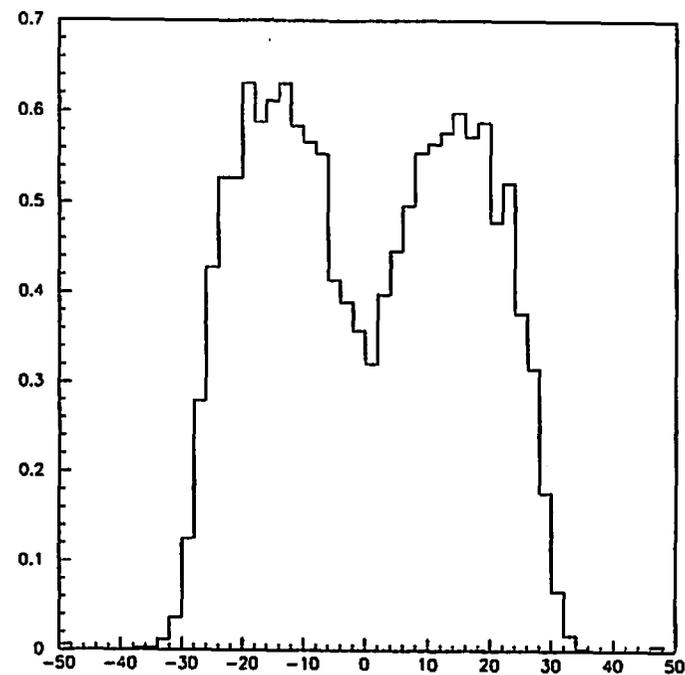


Figura 7.10: Probabilità di avere una traccia CTC rivelata con 4 hits in SVX, in funzione della coordinata z_0 [cm] della traccia

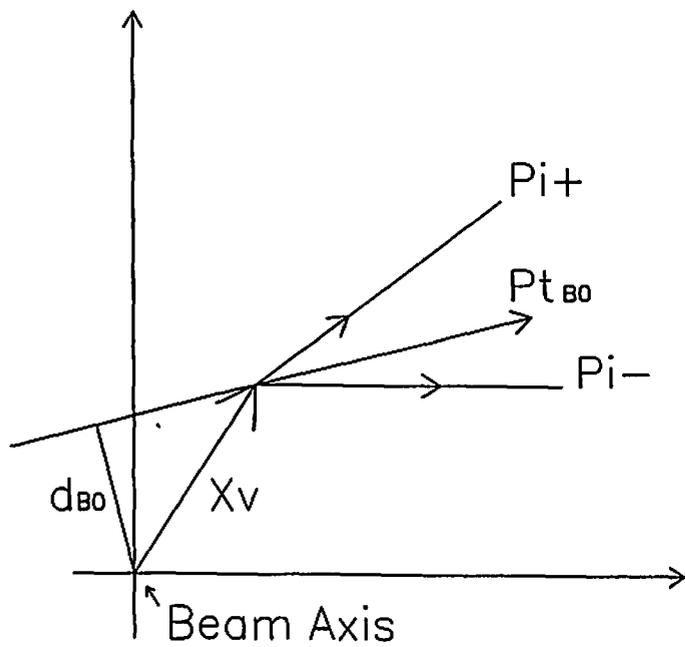


Figura 7.11: Geometria del decadimento $B_0^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Con \vec{X}_v si indica il vettore che punta dal centro del fascio al vertice di decadimento del B_0^0 e con d_B il parametro d'impatto del B_0^0 ricostruito

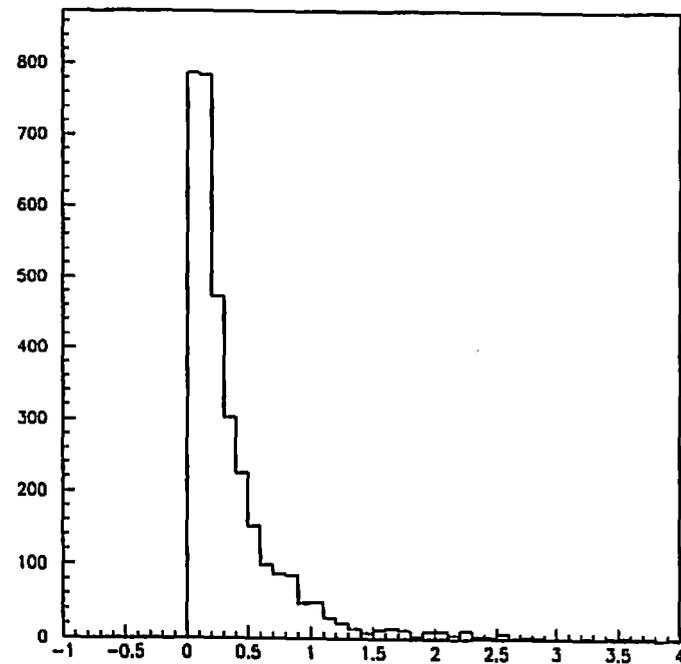


Figura 7.12: Distribuzione di $\vec{P}_t \cdot \vec{X}_v$ [GeV*cm/c] per gli eventi di $B_0^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ che superano il taglio di Livello 2 sul parametro d'impatto

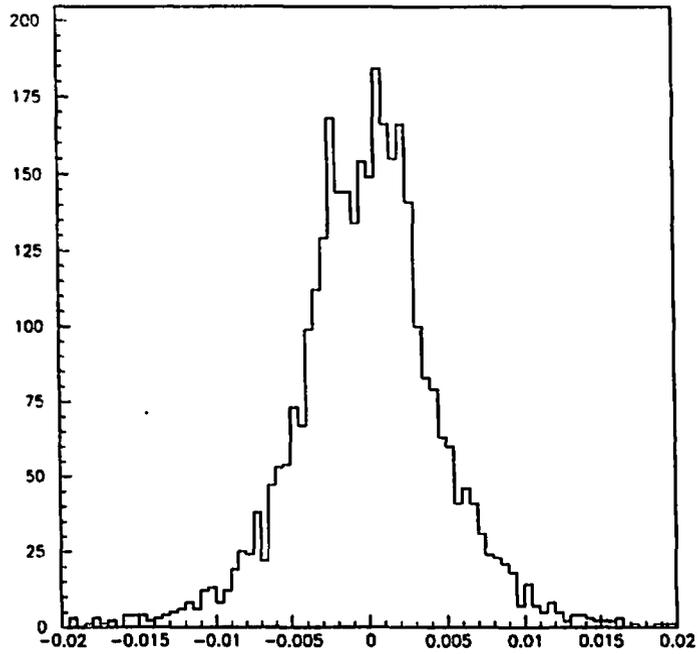


Figura 7.13: Distribuzione del parametro d'impatto [cm] del B ricostruito per gli eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che superano il taglio di Livello 2 sul parametro d'impatto

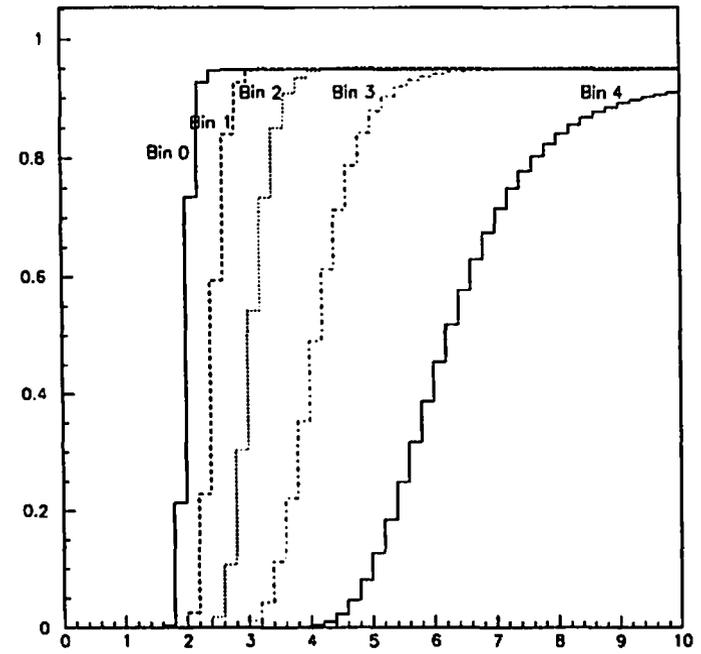


Figura 7.14: Curve di efficienza in funzione dell'impulso trasverso [GeV/c] per i primi quattro bin del CFT

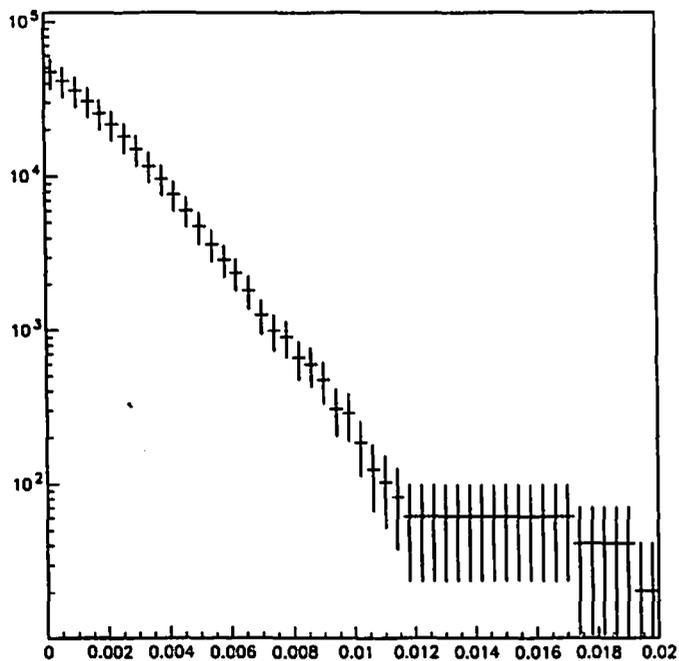


Figura 7.15: Dipendenza della sezione d'urto di Livello 2 [pb] dal taglio sul parametro d'impatto [cm] (simulazione offline)

Capitolo 8

Verifica della purezza del campione

Nel capitolo precedente abbiamo dimostrato che nel Run II sarà possibile raccogliere un campione significativo di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sfruttando le capacità di trigger di SVT. Tuttavia abbiamo detto fin dall'inizio che l'utilità di un campione del genere è condizionata al fatto che il livello del fondo, dopo i tagli dell'analisi offline, risulti contenuto entro limiti ragionevoli. Questo non è affatto ovvio per un campione selezionato con richieste così povere in un ambiente come quello del Tevatron. Per quanto riguarda il fondo "fisico", dovuto ai decadimenti di mesoni B in altri canali, in particolare quelli in due corpi ($B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$), non ci sono fondati motivi per ritenere che la situazione risulti peggiore di quella già nota da stime e misure eseguite in altri contesti [28] [15]. In linea di principio, però, è possibile che il segnale risulti completamente sommerso dal fondo accidentale, costituito da particelle adroniche generiche che per un qualunque motivo esibiscono un certo parametro d'impatto. Questo può avvenire in molti modi: fluttuazioni di risoluzione, vertici primari multipli, errori nella ricostruzione delle tracce, code dello scattering multiplo, tracce con "kinks" dovuti a decadimenti, delta-rays, altri decadimenti secondari, come *charm* oppure kaoni o lambda decaduti precocemente, solo per fare qualche esempio concreto.

Quello che rende la situazione particolarmente difficile è l'altissimo fattore di reiezione richiesto ($\sim 10^{-6}$) che ha come conseguenza che anche eventi molto rari siano potenzialmente in grado di dare grandi contributi al fondo. In questo senso la situazione è assai più sfavorevole che nell'ambiente e^+e^- . Fattori di reiezione di questo genere a un Collider $p\bar{p}$ hanno precedenti solo nel selezionare eventi di alto P_t , oppure con chiarissime signature leptoniche. Invece le caratteristiche dello spettro di produzione del B ci costringono a lavorare a bassi impulsi, molto vicini al livello del minimum bias. Per questo motivo abbiamo ritenuto importante cercare di ricavare delle indicazioni sul livello di fondo che, potenzialmente, si potrà incontrare nel campione che sarà raccolto con il trigger proposto. Un modo per fare questo sarebbe stato di adoperare la simulazione per valutare

Campione esaminato	$B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi	Eventi trovati
Minimum Bias	$1.3 \pm 0.3 \cdot 10^{-4}$	0
Two tracks Run	$5.7 \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$	5

Tabella 8.1: Eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi ed eventi di fondo trovati, dopo tutti i tagli del trigger progettato, nel campione di minimum bias e nel Two tracks Run

l'effetto della selezione su un campione di fondo. Da quanto appena detto è facile capire che una stima fatta attraverso la simulazione, anche se eseguita su un campione iniziale molto grande e costruito con molta cura, usando un Montecarlo estremamente dettagliato su tutti gli effetti di rivelatore, sarebbe di dubbia affidabilità. Fortunatamente CDF dispone di una grande quantità di dati veri raccolti nello scorso Run. Abbiamo perciò deciso di rinunciare ad usare la simulazione cercando, invece, di ricavare le informazioni che ci servono direttamente dai dati veri. Le informazioni che possiamo ottenere in questo modo saranno, sotto certi aspetti, più limitate ma sicuramente più credibili di quelle che potremmo ottenere dalla simulazione.

Questo Capitolo ed il prossimo sono interamente dedicati allo studio del fondo presente nel campione che sarà raccolto dal trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Per cominciare, possiamo cercare di dire qualcosa su questo argomento utilizzando gli stessi campioni che abbiamo usato nel Capitolo 7 per stimare le sezioni d'urto di trigger. Nella Tabella 8.1 abbiamo riportato la stima del numero di eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi ed il numero di eventi trovati, dopo tutti i tagli, nei campioni finora analizzati. Purtroppo la statistica risulta del tutto insufficiente per poter procedere ad una analisi più approfondita (Tabella 8.1). La situazione appare difficile ma ci aspettiamo di poter abbattere una parte considerevole del fondo applicando il taglio sulla massa invariante della coppia di pioni, dal momento che CDF ha un'ottima risoluzione sulla misura della massa del B_s^0 (25 MeV/c² [28]). I campioni finora utilizzati non ci permettono, a causa della scarsa statistica, di valutare l'effetto di questo taglio. Abbiamo cercato, nei dati del Run I, i campioni più somiglianti a quello che sarà raccolto dal trigger e tentato sfruttarli per valutare quanto il taglio in massa ci permette di abbattere il livello del fondo.

8.1 Analogia tra il trigger dei dimuoni ed il trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Un trigger che presenta delle analogie con il trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ progettato è quello che seleziona eventi con due muoni. Questo trigger richiede che siano presenti due tracce nella camera centrale e che ad esse corrispondano due segmenti di traccia nelle camere dei muoni. Affinché la seconda richiesta sia soddisfatta

è necessario che almeno due particelle, nello stesso evento, attraversino completamente i calorimetri e rilascino un segnale nelle camere dei muoni. Anche se questa richiesta viene molto più facilmente soddisfatta dai muoni veri piuttosto che dalle altre particelle, la grande abbondanza di adroni prodotti fa sì che una frazione considerevole degli eventi che passano il trigger dei dimuoni è, in realtà, costituita da coppie di adroni [82] [83] [84]. Quello che può capitare è che il segnale nelle camere dei muoni venga prodotto da adroni che non hanno interagito negli strati di assorbimento dei calorimetri, oppure dalla cascata di particelle cariche che sono state prodotte nell'interazione dell'adrone con il materiale. Il termine con cui solitamente vengono indicati questi eventi è *punchthrough*. Più semplicemente può anche succedere che i muoni che fanno scattare il trigger siano stati prodotti nel decadimento in volo di adroni come pioni o kaoni. In tutti i casi in cui queste particelle sono, effettivamente, degli adroni, questa richiesta addizionale è un semplice fattore che influisce in ugual misura su fondo e segnale, quindi non disturba le nostre stime. L'unico effetto in più che troveremo è un fondo addizionale, che non sarà presente nel campione realmente raccolto dal trigger per $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, dovuto alla amplificazione del fondo di muoni veri e di cui dovremo tener conto.

Nonostante che la probabilità che un evento di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, oltre a superare i tagli del nostro trigger, faccia scattare le camere dei muoni sia molto bassa, poiché il campione di dimuoni a nostra disposizione è estremamente abbondante (80.1 pb⁻¹), possiamo sperare che il numero di eventi di $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ atteso sarà maggiore che negli altri campioni finora esaminati. Per confronto la luminosità del campione Two tracks Run era $\sim 10^{-4}$ pb⁻¹. Vediamo adesso con maggiore dettaglio le caratteristiche principali del trigger dei dimuoni.

8.1.1 Il trigger dei dimuoni

- A Livello 1 un muone viene identificato come un segmento di traccia (*stub*) ricostruito nelle camere CMU. Il trigger di Livello 1 dei dimuoni richiede semplicemente che siano stati individuati almeno due segmenti nell'evento. In Figura 8.1 è riportata la curva di efficienza del trigger di Livello 1 misurata in funzione dell'impulso del muone [85].
- A Livello 2 si richiede che i due segmenti nelle camere CMU corrispondano a due tracce ricostruite del CFT. Le tracce del CFT, estrapolate fino al CMU, vengono confrontate con le stubs e vengono scelte le tracce che risultano più vicine alle stubs. L'efficienza del trigger di Livello 2 è pari all'efficienza con cui il CFT ricostruisce le tracce della camera centrale. Dal momento che non viene fissata alcuna soglia minima sull'impulso trasverso delle tracce, la curva di efficienza è quella relativa al cosiddetto "bin 0" di CFT (Figura 7.14).

8.2 Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nel campione raccolto dal trigger dei dimuoni

Vogliamo stimare il numero totale di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi nel campione di dimuoni in cui i due pioni superano i tagli del nostro trigger e sono proprio le particelle che hanno fatto scattare il trigger di dimuoni. Il numero complessivo di eventi che ci aspettiamo può essere calcolato mediante la seguente formula:

$$N = \int L dt \cdot 2 \cdot \sigma_{B_d^0} \cdot Br(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \cdot \epsilon \quad (8.1)$$

- $\int L dt$ è la luminosità integrata del campione
- $\sigma_{B_d^0}$ è la sezione d'urto totale di produzione del B_d^0 (Capitolo 7). Il fattore 2 è dovuto al fatto che siamo interessati sia ai B_d^0 che ai \bar{B}_d^0
- $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ è il branching ratio del decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
- ϵ è l'efficienza complessiva della nostra selezione

In Tabella 8.3 riportiamo il numero totale di eventi attesi, calcolato in base all'efficienza della selezione.

8.2.1 Efficienza della selezione

L'efficienza ϵ della nostra selezione può essere scomposta nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon = \epsilon_{Kin} \cdot \epsilon_{SVX} \cdot \epsilon_{DiMu0}$$

Come si può facilmente dedurre dalla Tabella 8.2, i tre fattori in cui abbiamo scomposto l'efficienza hanno il seguente significato:

- ϵ_{Kin} rappresenta l'efficienza dei tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (par. 7.1.2). In questo caso particolare si è dovuto restringere il taglio sulla rapidità alla regione di accettazione geometrica delle camere CMU ($|\eta| < 0.6$). Inoltre abbiamo ritenuto conveniente stringere il taglio sul parametro d'impatto del B a 100 μm , dal momento che questo viene fatto praticamente senza perdere efficienza. Utilizzando il campione di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ generato con il MonteCarlo, abbiamo trovato $\epsilon_{Kin} = 1.5\%$ (Tabella 8.2)
- ϵ_{SVX} è la probabilità che gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che superano i tagli cinematici del trigger abbiano entrambi i pioni rivelati con 4 hits nel rivelatore di vertice

Supponendo che n sia il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che superano i tagli cinematici riportati in Tabella 8.2 e che $n(z_0)$ sia la distribuzione del

loro vertice primario lungo la coordinata z_0 ($n = \int n(z_0) dz_0$), l'efficienza ϵ_{SVX} è data dalla seguente espressione:

$$\epsilon_{SVX} = \frac{1}{n} \cdot \int n(z_0) \epsilon^2(z_0)_{SVX} dz_0$$

In questa formula abbiamo utilizzato la curva di efficienza $\epsilon(z_0)_{SVX}$ riportata in Figura 7.10. Otteniamo $\epsilon_{SVX} = 16\%$ (Tabella 8.2)

- ϵ_{DiMu0} è la probabilità che gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che hanno superato i tagli cinematici facciano scattare il trigger dei dimuoni. Affinché questo accada è necessario che i pioni attraversino completamente i calorimetri e vengano rivelati nelle camere dei muoni. Questo non è ancora sufficiente perché i pioni devono essere effettivamente visti dal trigger. Talvolta capita che un muone, pur avendo rilasciato un segnale nelle camere CMU, non sia stato visto a livello di trigger, ma sia stato ricostruito solo dalla più sofisticata ricostruzione offline. Per tener conto di questo nel calcolo dell'efficienza, utilizzeremo le curve di efficienza del trigger (Figura 8.1).

Risulta conveniente scomporre l'efficienza ϵ_{DiMu0} nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon_{DiMu0} = \epsilon_\pi^2 \cdot \epsilon_{Trig}$$

- ϵ_π è la probabilità che un pione che punta alla regione coperta dalle camere CMU attraversi il calorimetro e sia rivelato come muone
- ϵ_{Trig} è la probabilità che gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, per i quali entrambi i pioni sono stati rivelati nelle camere CMU, facciano scattare il trigger dei dimuoni

Abbiamo ritenuto possibile separare l'efficienza delle richieste che i due pioni siano stati rivelati in SVX ed abbiano fatto scattare il trigger nel prodotto di due fattori indipendenti, grazie al fatto che l'efficienza ϵ_{SVX} dipende esclusivamente dalla distribuzione lungo la coordinata z_0 del vertice di decadimento, mentre ϵ_{DiMu0} dipende solo dallo spettro in impulso dei due pioni e le due distribuzioni non sono tra loro correlate.

Stima di ϵ_π

Con buona approssimazione possiamo assumere che la maggior parte delle particelle rivelate dopo una collisione $p\bar{p}$ siano pioni e kaoni, come dimostrato in studi fatti a CDF in cui è stato anche determinato il rapporto $\frac{N_K}{N_\pi} = 0.13 \pm 0.2$ [86]. Ipotizzando che siano presenti solo pioni e kaoni, abbiamo determinato ϵ_π nel modo seguente. A partire dal Two tracks Run abbiamo selezionato il campione di tracce (N_{trka}) che puntano alla regione coperta dal CMU ed il sottoinsieme (N_{trka}^{CMU}) di questo campione costituito dalle tracce che, oltre a puntarvi, vengono

ϵ_{Kin}	$ \eta_{max} < 0.6$ $P_{t1} > 3.0 \text{ GeV}/c, P_{t2} > 2.0 \text{ GeV}/c$ Carica opposta $30^\circ < \Delta\phi < 160^\circ$ $100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$ $\vec{P}_{tB} \cdot \vec{X}_v > 0$ $ d_B < 100 \mu\text{m}$	1.5 %
ϵ_{SVX}	I due pioni hanno 4 hits in SVX	16 %
ϵ_{DiMu0}	I due pioni sono rivelati nelle camere CMU e fanno scattare il trigger dei dimuoni	$0.67 \cdot 10^{-4}$

Tabella 8.2: Successione dei tagli applicati per selezionare gli eventi che vengono accettati simultaneamente dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e dal trigger dei dimuoni

anche rivelate nel CMU. Assumendo di avere solo pioni e kaoni, possiamo scrivere il seguente sistema di equazioni:

$$N_\pi \cdot (\epsilon_\pi + \frac{N_K}{N_\pi} \cdot \epsilon_K) = N_{irks}^{CMU}$$

$$N_\pi \cdot (1 + \frac{N_K}{N_\pi}) = N_{irks}$$

dove N_π ed N_K sono il numero di pioni e kaoni presenti nel campione di tracce, ϵ_π ed ϵ_K sono le probabilità per i pioni ed i kaoni di essere rivelati come muoni. Abbiamo esplicitato la quantità $\frac{N_K}{N_\pi}$ perché misurata a CDF. Si può ricavare ϵ_π :

$$\epsilon_\pi = \frac{N_{irks}^{CMU}}{N_{irks}} \cdot (1 + \frac{N_K}{N_\pi}) - \frac{N_K}{N_\pi} \cdot \epsilon_K$$

Abbiamo determinato la frazione $\frac{N_{irks}^{CMU}}{N_{irks}}$ dal campione di tracce a nostra disposizione e ne riportiamo in Figura 8.2 l'andamento in funzione dell'impulso. Non si nota una dipendenza dall'impulso nei primi tre bin di P_t ($2 < P_t < 5 \text{ GeV}/c$). Questo è il solo intervallo d'impulso interessante per noi, per il fatto che ben pochi dei pioni provenienti dal decadimento del B_d^0 hanno impulso superiore ai $5 \text{ GeV}/c$. Per questo abbiamo scelto di determinare $\frac{N_{irks}^{CMU}}{N_{irks}}$ come la media dei valori ottenuti per i primi tre bin della Figura 8.2 ed abbiamo trovato $1.6 \pm 0.1 \%$. L'efficienza ϵ_K con cui un kaone viene rivelato nel CMU è stata determinata utilizzando, come sorgente, un campione di eventi di $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ raccolto a CDF con il trigger sul leptone singolo. Abbiamo trovato, mediando sulla carica dei kaoni, $\epsilon_K = 6.3 \%$. È stato, quindi, possibile determinare $\epsilon_\pi = 1.0 \pm 0.1 \%$.

Stima di ϵ_{Trig}

L'efficienza ϵ_{Trig} può essere calcolata mediante la seguente espressione:

$$\epsilon_{Trig} = \frac{1}{n} \cdot \int n(p_{t1}, p_{t2}) \epsilon_\mu(p_{t1}) \epsilon_\mu(p_{t2}) dp_{t1} dp_{t2}$$

Le quantità che compaiono in questa espressione sono così definite:

- n è il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che hanno superato la selezione cinematica del trigger
- $n(p_{t1}, p_{t2})$ è lo spettro in impulso dei due pioni per gli n eventi che hanno superato i tagli cinematici ($n = \int n(p_{t1}, p_{t2}) dp_{t1} dp_{t2}$)
- $\epsilon_\mu(p_t)$ è il prodotto delle efficienze di Livello 1 e di Livello 2 del trigger dei dimuoni (Figura 8.1)

Dal momento che nella selezione cinematica del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ abbiamo richiesto che almeno un pione abbia $P_t > 3.0 \text{ GeV}/c$, dove il trigger dei dimuoni ha raggiunto la massima efficienza, l'espressione per ϵ_{DiMu0} può essere riscritta nel modo seguente:

$$\epsilon_{Trig} = \frac{\epsilon_{L1}^2 \cdot \epsilon_{L2}^2}{n} \cdot \int n(p_{tMin}) \epsilon_\mu(p_{tMin}) dp_{tMin}$$

dove $n(p_{tMin})$ rappresenta la distribuzione in impulso del pione che ha impulso più basso mentre $\epsilon_{L1}^2 \epsilon_{L2}^2$ sono, rispettivamente, le efficienze di plateau per i Livelli 1 e 2 del trigger dei dimuoni ($\epsilon_{L1}^2 = 94.3 \%$ e $\epsilon_{L2}^2 = 94.81 \%$). Troviamo così $\epsilon_{Trig} = 67 \%$. A questo punto possiamo stimare ϵ_{DiMu0} ed otteniamo:

$$\epsilon_{DiMu0} = \epsilon_\pi^2 \cdot \epsilon_{Trig} = 0.67 \cdot 10^{-4}$$

Quindi l'efficienza complessiva della nostra selezione è:

$$\epsilon = \epsilon_{Kin} \cdot \epsilon_{SVX} \cdot \epsilon_{DiMu0} = 0.16 \cdot 10^{-6}$$

che ci permette di stimare che il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ selezionati dalla nostra analisi nel campione di dimuoni è 0.014 ± 0.003 (Tabella 8.3). Per quanto possa sembrare strada la procedura di cercare pioni in un campione concepito originariamente per uno scopo del tutto opposto, abbiamo compiuto un grosso passo in avanti, dal momento che nel Two tracks Run ci aspettavamo solamente $5.7 \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$ eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (Tabella 8.1).

$\int L dt$	80.1 pb ⁻¹
$2 \cdot \sigma_{B_d^0}$	86 ± 19.8 μb
$\text{Br}(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	1.3 · 10 ⁻⁵
ϵ	0.16 · 10 ⁻⁶
$B_d^0/B_d^{\pm} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi	0.014 ± 0.003

Tabella 8.3: Stima del numero di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi nel campione di dimuoni, richiedendo che i due pioni abbiano fatto scattare il trigger dei dimuoni e superino la selezione del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

8.3 Analisi del campione di dimuoni

Nel seguito di questa discussione indicheremo con il termine di *muone* indifferentemente ogni particella che è stata rivelata nelle camere CMU, senza preoccuparci di stabilire se essa è un vero od un falso muone. Analogamente, con *eventi di dimuoni* indicheremo gli eventi in cui la presenza di due *muoni* ha fatto scattare il trigger.

Poiché al momento della produzione offline i dati vengano processati mediante algoritmi più sofisticati di quelli utilizzati a livello di trigger, accade frequentemente che vengano recuperati dei muoni che erano sfuggiti al trigger. Questi vengono di solito inclusi nei campioni usati per molte analisi a CDF. Nel nostro caso sarebbe estremamente laborioso valutare il contributo all'efficienza sulla selezione degli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ dovuto a questo fenomeno, così abbiamo limitato l'analisi solo ai muoni già identificati a livello di trigger e non abbiamo considerato i muoni recuperati dalla produzione offline. Per il nostro studio abbiamo utilizzato l'intero campione di dimuoni raccolto durante il Run 1b (80.1 pb⁻¹). Nella produzione standard dei dati gli eventi che passano il trigger dei dimuoni vengono suddivisi in sottocampioni che si distinguono per la massa invariante ($m_{\mu\mu}$) delle coppie di muoni offline. Esistono quattro sottocampioni:

- I dimuoni di "alta massa" ($4.6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 150 \text{ GeV}/c^2$)
- Le "T" ($8.5 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 11.4 \text{ GeV}/c^2$)
- Le "J/ψ" ($2.7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 4.1 \text{ GeV}/c^2$)
- I "sequenziali" ($m_{\mu\mu} < 2.8 \text{ GeV}/c^2$)

Se un evento contiene più di due muoni può essere copiato in più sottocampioni che, perciò, non sono completamente disgiunti. Questo accade quando, tra gli accoppiamenti possibili in un evento con molti muoni, ve ne sono con massa appartenente ad intervalli diversi. Nei casi come questi si preferisce risolvere l'ambiguità inserendo l'evento simultaneamente in tutti i sottocampioni

interessati. Nella nostra analisi siamo interessati alle coppie di particelle che possono provenire dal decadimento dello stesso B e quindi abbiamo utilizzato solo i dimuoni di alta massa (~2.000.000 eventi).

Di solito, analizzando i dati raccolti dai trigger dei muoni, si cerca di massimizzare la frazione di muoni veri e rigettare i casi in cui l'oggetto rivelato dalle camere CMU è in realtà un adrone che ha fatto punchthrough, oppure un muone proveniente dal decadimento in volo di un pione o un kaone. A questo scopo vengono fatti dei tagli standard sul matching della traccia CTC con la stub nel CMU. Quello che viene fatto è calcolare, tenendo conto dello scattering multiplo dentro il calorimetro, la distanza tra la traccia estrapolata dalla CTC ed il segmento nel CMU e richiedere che sia compatibile con i valori tipici per i muoni veri [87] [88]. Tagli di questo tipo permettono di abbattere il fondo adronico, mantenendo efficienza 100 % sui muoni veri. Naturalmente noi non facciamo nessuno di questi tagli perché vogliamo mantenere più elevata possibile la frazione di muoni falsi nel nostro campione.

Abbiamo applicato i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (Tabella 8.3) alle coppie di muoni di trigger presenti nel campione ed abbiamo selezionato 2128 coppie (Tabella 8.4). Abbiamo selezionato anche le coppie che superavano tutti i tagli di trigger, ma che avevano la stessa carica (297 coppie), invece della carica opposta. La distribuzione della massa invariante per queste coppie, calcolata assegnando a ciascun muone la massa del pione, è riportata in Figura 8.3. Nella stessa Figura 8.3 abbiamo riportato in sovrapposizione sia la distribuzione di massa delle coppie con carica opposta, che delle coppie con la stessa carica: si possono riconoscere chiaramente i picchi della J/ψ e ψ' .

Poiché il campione che stiamo analizzando è quello dei dimuoni di alta massa, negli eventi della Figura 8.3 in cui è presente una J/ψ od una ψ' deve essere presente almeno un terzo muone: questi eventi vengono eliminati dal nostro campione. Questo viene fatto perché è possibile che alcune coppie, formate dal terzo muone e da uno dei muoni provenienti dal decadimento della risonanza, superino i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e finiscano nella finestra di massa del B_d^0 . Le coppie come questa possono essere scartate tranquillamente dalla nostra stima del fondo perché è certo che in esse è presente almeno un vero muone. In Figura 8.4 abbiamo riportato lo stesso spettro di massa della Figura 8.3, limitandoci all'intervallo $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ attorno alla massa del B_d^0 . La Figura 8.4 a) è per le coppie di muoni con carica opposta mentre la Figura 8.4 b) è per le coppie di muoni con la stessa carica. Con le frecce abbiamo delimitato la finestra $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ attorno al B_d^0 ($\pm 2\sigma$). I numeri di eventi trovati sono riportati nella Tabella 8.4.

8.3.1 Il taglio sull'isolamento del B

Esiste un taglio standard per le analisi del B a CDF che è stato studiato a fondo su campioni di B veri e che riteniamo si possa convenientemente applicare anche

Tagli applicati	Carica opposta (Stessa carica)	$4.978 < m_{\pi\pi} < 5.578$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ trigger	2128 (297)	64 (36)	0.014 ± 0.003
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ trigger + Isolamento	507 (38)	5 (3)	$9 \pm 2 \cdot 10^{-3}$

Tabella 8.4: Risultati dell'analisi del campione di dimuoni di alta massa

nella analisi del $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [89]. Si tratta di un taglio che sfrutta il fatto che i mesoni B prodotti sono spesso abbastanza isolati nell'evento. Al contrario, le combinazioni casuali di tracce sono spesso dovute alla presenza di un jet di particelle adroniche e tendono ad essere circondate da altre particelle. Il taglio viene applicato sulla quantità r che è definita nel modo seguente:

$$r = \frac{p_t(B_d^0)}{p_t(B_d^0) + \sum p_t}$$

Il termine $p_t(B_d^0)$ è il modulo dell'impulso trasverso del candidato B_d^0 , mentre $\sum p_t$ è la somma scalare degli impulsi delle tracce che si trovano vicino al B_d^0 . Le tracce che vengono prese in considerazione sono solo quelle che si trovano entro un cono, costruito nello spazio η - ϕ , che ha l'asse coincidente con la direzione di moto del B_d^0 e raggio uguale ad 1. Nella somma $\sum p_t$ non entrano i prodotti di decadimento del B_d^0 che, nel nostro caso, sono i due pioni. Sulla base dei risultati ottenuti in [89], abbiamo richiesto $r > 0.7$. L'efficienza di questo taglio sugli eventi di B, selezionati con tagli molto simili a quelli della nostra analisi, è stata misurata ed è stata trovata pari a 65 %. Dopo questo taglio il numero di eventi di segnale attesi diventa $9 \pm 2 \cdot 10^{-3}$ (Tabella 8.4).

In Figura 8.4 c) e d) sono riportati gli spettri di massa per le combinazioni con carica opposta e stessa carica che hanno superato il taglio sull'isolamento. Assumendo che il fondo abbia una distribuzione piatta nell'intervallo di massa ± 500 MeV/c² che abbiamo scelto, i 5 eventi rimasti corrispondono, in media, a 0.50 ± 0.22 eventi nell'intervallo ± 50 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 . Tenendo conto dell'efficienza del taglio sull'isolamento del B_d^0 , il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi è invece $9 \pm 2 \cdot 10^{-3}$, circa 50 volte minore. Vediamo come da questi numeri possiamo ottenere una stima del rapporto segnale - fondo nel campione che sarà selezionato dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e, quindi, un po' diverso da quello appena analizzato.

8.4 Stima del rapporto segnale - fondo nel campione raccolto dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Sappiamo che i pioni sono di gran lunga le particelle più abbondantemente prodotte nelle collisioni $p\bar{p}$ e ci aspettiamo che la maggior parte del fondo al trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sia costituito da coppie pione-pione. Oltre a queste ci aspettiamo un modesto contributo dai kaoni ed un contributo ancora più piccolo dalle altre particelle come muoni ed elettroni. In questa ipotesi il rapporto segnale - fondo nel campione che sarà raccolto dal trigger è dato dalla seguente espressione:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}}{N_{\pi\pi} + N_{\pi K} + N_{\pi\mu} + N_{KK} + N_{K\mu} + N_{\mu\mu}} \quad (8.2)$$

dove $N_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}$ è il numero di eventi di segnale raccolti, mentre i termini N_{ij} sono i numeri di ciascun accoppiamento di particelle che superano i tagli del trigger. Come premesso, ci aspettiamo che il termine dominante sia $N_{\pi\pi}$.

La sola informazione che possiamo ottenere dall'analisi del campione di dimuoni è successiva alla richiesta che la coppia di particelle abbia fatto scattare anche il trigger dei dimuoni. Questa richiesta cambia completamente la composizione del campione. Infatti la probabilità che una particella attraversi il calorimetro e sia rivelata nelle camere CMU è molto alta per le particelle che interagiscono poco, come i muoni, mentre è piccola per i pioni, od addirittura trascurabile per le particelle molto interagenti come gli elettroni. È possibile che nel campione selezionato dal trigger dei dimuoni la frazione delle coppie pione - pione non sia più quella dominante e che si abbia un contributo significativo anche dagli accoppiamenti delle altre particelle. L'informazione che si ottiene dall'analisi del campione dei dimuoni può essere sintetizzata nelle seguenti equazioni:

$$\epsilon_\pi^2 N_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = 9 \pm 2 \cdot 10^{-3} \quad (8.3)$$

$$\epsilon_\pi^2 N_{\pi\pi} + \epsilon_\pi \epsilon_K N_{\pi K} + \epsilon_\pi \epsilon_\mu N_{\pi\mu} + \epsilon_K^2 N_{KK} + \epsilon_K \epsilon_\mu N_{K\mu} + \epsilon_\mu^2 N_{\mu\mu} = 0.50 \pm 0.22 \quad (8.4)$$

La prima equazione corrisponde al numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi nel campione di dimuoni dopo tutti i tagli della nostra analisi. Nella seconda equazione si mette in relazione il numero medio di eventi trovati nella finestra di massa del B_d^0 con le frazioni corrispondenti a ciascun accoppiamento di particelle. I termini ϵ_π , ϵ_K ed ϵ_μ rappresentano le probabilità che i pioni, kaoni e muoni siano rivelati nelle camere CMU. Questa equazione ci dice che, se conosciamo le probabilità ϵ_i e le frazioni $\epsilon_i \epsilon_j N_{ij}$, potremmo determinare la quantità $N = \sum N_{ij}$ (eq. 8.2) che costituisce una misura del fondo nel trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Sapendo che $N_{\pi\pi}$ è il termine che, di gran lunga, fornisce il contributo maggiore al fondo nel trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, non ci interessa determinare tutte le frazioni $\epsilon_i \epsilon_j N_{ij}$ presenti nella equazione 8.4, ma ci basta determinare solo il termine $\epsilon_\pi^2 N_{\pi\pi}$. In

pratica vorremmo sapere quante sono le coppie pione - pione presenti negli spettri di massa riportati in Figura 8.4. Purtroppo non ci è possibile fare questa stima perché la sola cosa che CDF ci permette di dire, con elevata probabilità di successo, è se una particella è un vero muone oppure no ed anche se avessimo la certezza assoluta che una particella è un falso muone, non sapremmo distinguere i pioni dai kaoni, per il fatto che CDF non dispone di un sistema di *particle identification*. Questo è un problema perché non possiamo valutare il contributo dovuto ai kaoni nella equazione 8.4. A prima vista, sapendo che i kaoni sono prodotti con minore abbondanza dei pioni, potremmo pensare che il loro contributo sia trascurabile. Di questo, però, non si può essere certi, per il fatto che non sappiamo come i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ modificano il peso relativo di pioni e kaoni all'interno del campione e per il fatto, forse più importante, che la probabilità di punchthrough per i kaoni è superiore, almeno a bassi impulsi, a quella dei pioni [59]. Possiamo mettere solo un limite superiore ad $c_{\pi\pi}^2 N_{\pi\pi}$ che determina automaticamente il limite inferiore per il rapporto segnale - fondo.

8.4.1 Limite inferiore al rapporto segnale - fondo

Possiamo ottenere il limite inferiore al rapporto segnale - fondo mettendoci nell'ipotesi più pessimistica possibile, quella in cui si assume che tutte le coppie che finiscono negli spettri di massa di Figura 8.4 siano coppie pione - pione. Facendo questa ipotesi l'equazione 8.4 si riduce:

$$c_{\pi\pi}^2 N_{\pi\pi} = 0.50 \pm 0.22 \quad (8.5)$$

che ci permette di porre il seguente limite inferiore sul rapporto segnale - fondo:

$$\frac{S}{N} = 0.018 \pm 0.009$$

Naturalmente ci aspettiamo che il rapporto segnale - fondo sia significativamente maggiore di questo limite, dal momento che difficilmente si può credere che negli spettri di massa di Figura 8.4 non siano presenti coppie formate da particelle diverse dai pioni. Dalle Figure 8.4 a) e b), possiamo notare che è presente un certo eccesso di coppie con carica opposta (64) rispetto a quelle con la stessa carica (36). Se tutte le coppie fossero combinazioni di pioni non ci aspetteremmo alcuna differenza. Sappiamo che nei processi fisici è più probabile che vengano prodotte coppie di muoni veri di carica opposta piuttosto che con la stessa carica. Per fare solo qualche esempio, ricordiamo il simultaneo decadimento semileptonico di entrambi i B, il decadimento sequenziale $B \rightarrow l + D \rightarrow l + X$, oppure il semplice Drell-Yan. Anche se non sappiamo valutare il contributo di questi effetti, ci possiamo aspettare che almeno una parte delle combinazioni, che abbiamo assunto tutte dovute a pioni, sia in realtà dovuto a coppie di muoni veri. Per queste ragioni possiamo pensare che il valore reale del rapporto segnale - fondo possa essere nettamente migliore del limite inferiore appena fissato.

8.5 Conclusioni

In questo Capitolo abbiamo affrontato, per la prima volta, la difficile verifica della purezza del campione che sarà raccolto dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Abbiamo utilizzato un campione di dati raccolto dal trigger di CDF che presenta le maggiori analogie con quello da noi progettato. L'analisi di questo campione non ci ha permesso di ottenere una stima del rapporto segnale - fondo, ma solo di fissare un limite inferiore (0.018 ± 0.009). Questo risultato ci solleva, almeno in parte, dai nostri timori iniziali, secondo i quali il campione raccolto dal trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ potrebbe essere completamente affogato dal fondo. Purtroppo la statistica è insufficiente per andare ancora avanti e studiare l'effetto di nuovi tagli nell'abbattimento del fondo. C'è ancora una cosa che possiamo fare, e la discuteremo nel prossimo Capitolo, che è quella utilizzare lo stesso campione di dati utilizzato in questo Capitolo per fare un tipo di selezione diversa e valutare il rapporto segnale - fondo quando ai tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ viene aggiunta la richiesta di un muone prodotto dal secondo B.

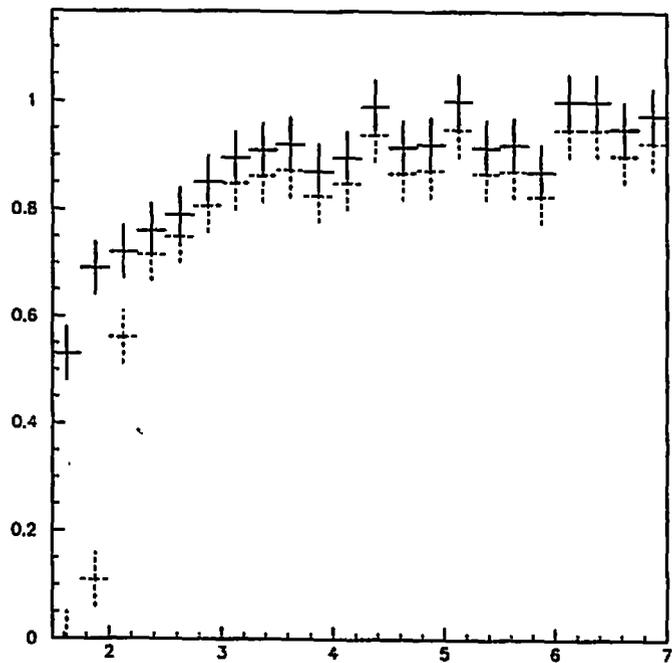


Figura 8.1: Curva di efficienza di Livello 1 del trigger di dimuoni (linea continua) ed efficienza combinata del Livello 1 e del Livello 2 (linea tratteggiata), calcolata in funzione dell'impulso [GeV/c]

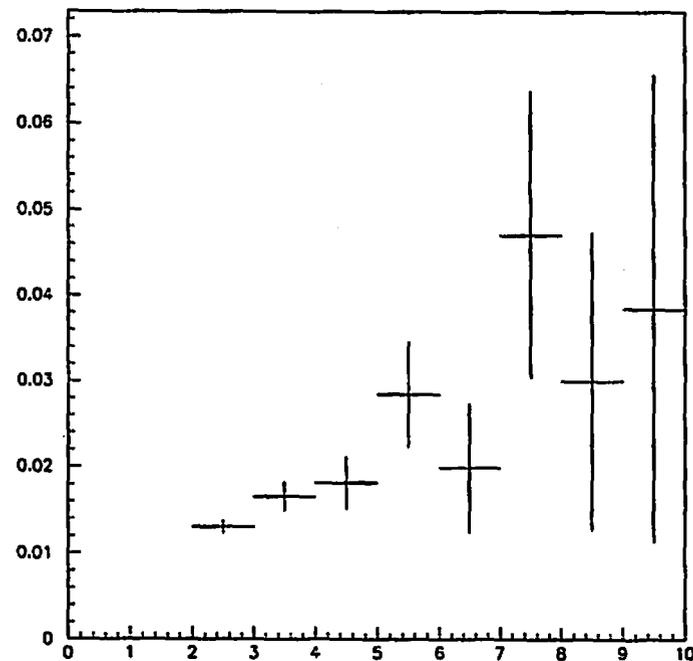


Figura 8.2: Andamento di ϵ_* in funzione dell'impulso [GeV/c]

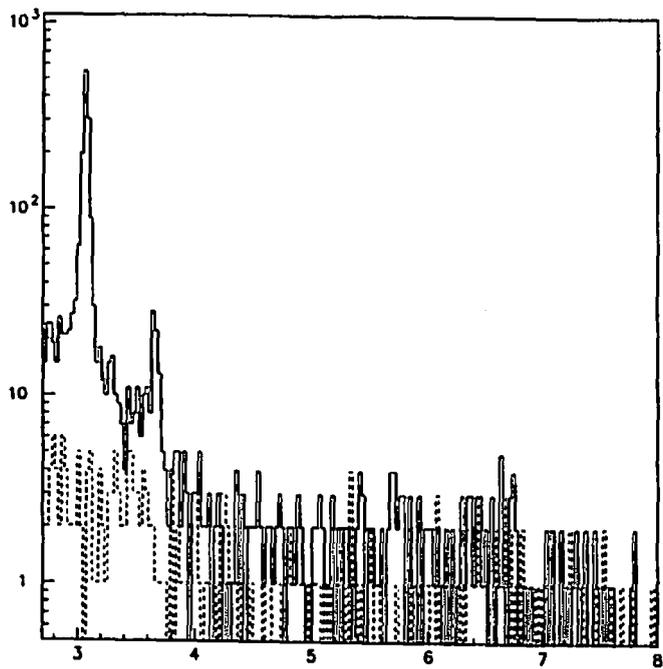


Figura 8.3: Distribuzione di massa $[\text{GeV}/c^2]$ per le coppie di muoni che superano i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La linea continua è per le coppie che muoni che hanno carica opposta, mentre la linea tratteggiata è per le coppie che hanno la stessa carica

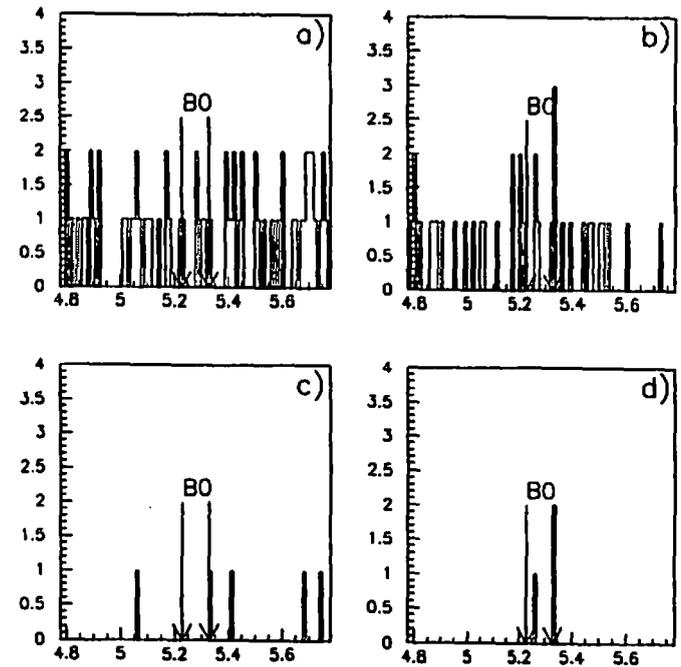


Figura 8.4: Distribuzione di massa $[\text{GeV}/c^2]$ per le coppie di muoni che superano i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nella finestra $\pm 500 \text{ MeV}^2$ dalla massa del B_d^0 . a) Coppie di carica opposta, b) Coppie con stessa carica, c) Coppie di carica opposta dopo il taglio sull'isolamento del B, d) Coppie di stessa carica dopo il taglio sull'isolamento del B. Le frecce delimitano la regione $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ attorno al B_d^0

Capitolo 9

La purezza del campione dopo la richiesta di un muone

In questo Capitolo condurremo uno studio analogo a quello effettuato nel Capitolo precedente con la differenza che, questa volta, cercheremo di dire qualcosa sul rapporto segnale - fondo *dopo* aver applicato anche la richiesta della presenza di un muone prodotto dal decadimento del secondo B. È chiaro che, per una parte del campione che sarà raccolto nel Run II, questo sarà proprio quello che verrà realmente fatto per avere un tag del B dal lato opposto. Data la quantità di fondo comunque presente nei tag leptonici, non ci aspettiamo che questa richiesta in più cambi molto il rapporto segnale - fondo. Il motivo per cui affrontiamo questo ulteriore sforzo è un altro: abbiamo a disposizione dei campioni in cui la richiesta del leptone è stata già fatta a livello di trigger e che potrebbero avere una buona accettazione per il nostro segnale. Un buon risultato sarebbe molto incoraggiante anche per quella parte di campione su cui si adotterà un metodo di tagging di tipo diverso, in primo luogo perché il tagging con il leptone non è molto puro e non ci si aspetta che esso cambi molto il rapporto segnale - fondo, in secondo luogo perché, se la richiesta addizionale di un muone avesse veramente un effetto positivo, sarebbe abbastanza facile aggiungere delle richieste analoghe nella analisi della parte del campione senza leptoni. Nel caso, ad esempio, in cui si adotti il tag di jet-charge, si può richiedere la presenza di un parametro d'impatto tra le tracce del jet che usiamo per il tag. Questo tipo di richieste sono state studiate approfonditamente ai fini della analisi del top, ed hanno dimostrato di avere efficienze molto alte quando il jet è accessibile al sistema di tracking, come è automaticamente in questo caso, ed una efficacia nel selezionare i B allo stesso livello della richiesta di leptoni [92].

Abbiamo effettuato questo studio in due modi indipendenti e per i quali abbiamo utilizzato due campioni di dati diversi. Per la prima analisi abbiamo utilizzato ancora il campione di dimuoni raccolto durante il Run Ib usato nel Capitolo 8. Diversamente dalla analisi descritta nel Capitolo 8, in cui abbiamo richiesto che entrambi i muoni visti dal trigger fossero, in realtà, i due pioni

provenienti dal decadimento di un B_d^0 , nella analisi che stiamo per discutere abbiamo richiesto che uno solo dei muoni di trigger fosse uno dei pioni prodotti nel decadimento del B_d^0 , mentre l'altro muone doveva essere il muone proveniente dal decadimento del secondo B. Con questa selezione si deve richiedere che solamente un pione sia stato rivelato nelle camere CMU ed è sufficiente che l'altro pione sia stato solamente visto nel sistema di tracciatura. A prima vista questo può far pensare che l'efficienza di questa selezione sia nettamente superiore a quella in cui si richiede che entrambi i pioni siano stati rivelati nel CMU. Purtroppo questo non si verifica perché la probabilità che il decadimento del secondo B produca un muone che viene rivelato nel CMU è dello stesso ordine di grandezza di ϵ_π . Di conseguenza non ci aspettiamo che l'efficienza complessiva di questa selezione possa farci guadagnare molto, in termini di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi, rispetto all'analisi descritta nel Capitolo 8.

Per la seconda analisi abbiamo utilizzato un campione più recente, raccolto durante il breve periodo di presa dati detto Run Ic (Gennaio 1996 - Marzo 1996). Questo campione è stato raccolto mediante un trigger che richiedeva la presenza di un solo muone, rivelato sia nelle camere CMU che CMP, e di una seconda traccia nel CFT. Rispetto alle analisi precedenti questo campione non ci costringe a richiedere che uno od entrambi i pioni prodotti nel decadimento del B_d^0 siano stati rivelati nelle camere CMU. Il vantaggio in termini di efficienza e di semplicità dell'analisi è chiaro, ma la modesta dimensione del campione disponibile ha fatto in modo che, alla fine, il numero di eventi di segnale attesi fosse circa lo stesso degli altri casi trattati.

9.1 Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ con un muone nel campione di dimuoni

Vogliamo stimare il numero totale di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi nel campione di dimuoni, nel caso particolare in cui si richiede che le tracce che hanno fatto scattare il trigger siano uno dei pioni prodotti dal decadimento del B_d^0 ed un muone proveniente dal decadimento del secondo B. La stima del numero di eventi attesi viene fatto utilizzando la formula 8.1:

$$N = \int L dt \cdot 2 \cdot \sigma_{B_d^0} \cdot BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \cdot \epsilon$$

Il risultato finale del calcolo degli eventi di segnale attesi è riportato in Tabella 9.2.

9.1.1 Efficienza della selezione

Per semplificare la simulazione abbiamo fatto il calcolo dell'efficienza nell'approssimazione che i due B non siano correlati. In realtà i due B sono correlati, con

il risultato che, quando il primo B è centrale, anche il secondo tende ad esserlo [90]. Trascurando questo effetto sottostimiamo l'efficienza finale della selezione ed otterremo, quindi, una stima conservativa del rapporto segnale - fondo. In questa approssimazione l'efficienza complessiva della selezione può essere scomposta nel modo seguente:

$$\epsilon = \epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} \cdot \epsilon_{B \rightarrow \mu + X} \cdot \epsilon_{DiMu0}$$

- $\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}$ è l'efficienza dei tagli applicati sul decadimento di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ che sono elencati in Tabella 9.1 Dalla Tabella 9.1 appare evidente l'intenzione di scomporre l'efficienza $\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}$ nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} = \epsilon_{Kin}^{\pi\pi} \cdot \epsilon_{SVX}$$

- $\epsilon_{Kin}^{\pi\pi}$ è l'efficienza dei tagli cinematici applicati sui due pioni. Le sole differenze rispetto ai tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sono la richiesta che almeno uno dei pioni punti alla regione $|\eta| < 0.6$ e che il parametro d'impatto del B_d^0 ricostruito sia inferiore a $100 \mu\text{m}$ (par. 7.1.2). Abbiamo trovato $\epsilon_{Kin}^{\pi\pi} = 2.9 \%$
- ϵ_{SVX} è la probabilità che entrambi i pioni siano stati rivelati con 4 hits in SVX. Abbiamo già stimato $\epsilon_{SVX} = 16 \%$ (par. 8.2.1)

Con i valori trovati per $\epsilon_{Kin}^{\pi\pi}$ e ϵ_{SVX} , si ottiene $\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} = 4.6 \cdot 10^{-3}$.

- $\epsilon_{B \rightarrow \mu + X}$ è la probabilità che un B decada originando un muone e che questo punti alla regione coperta dal CMU. Per stimare $\epsilon_{B \rightarrow \mu + X}$ abbiamo generato un campione di B mediante il programma di MonteCarlo BGEN ed abbiamo stimato la frazione di eventi in cui era presente un muone con $|\eta| < 0.6$. In Figura 9.1 è riportato lo spettro in impulso dei muoni prodotti. Abbiamo anche fissato una soglia minima sull'impulso del muone a $2.0 \text{ GeV}/c$. Tenendo conto del fattore 80 % corrispondente alla frazione della regione coperta dal CMU che è realmente sensibile al passaggio delle particelle, abbiamo trovato $\epsilon_{B \rightarrow \mu + X} = 1.6 \%$
- ϵ_{DiMu0} è la probabilità che il pione sia stato rivelato nel CMU e che, insieme al muone generato dal decadimento dell'altro B, abbia fatto scattare il trigger dei dimuoni. Questa probabilità può essere scomposta nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon_{DiMu0} = \epsilon_{\pi} \cdot \epsilon_{Trig}$$

- ϵ_{π} è la probabilità che un pione sia stato rivelato nel CMU. Abbiamo già trovato $\epsilon_{\pi} = 1.0 \pm 0.1 \cdot 10^{-2}$ (par. 8.2.1)
- ϵ_{Trig} è la probabilità che il pione ed il muone facciano scattare il trigger dei dimuoni. Abbiamo scomposto ϵ_{Trig} nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon_{Trig} = \frac{1}{n_{\pi}} \cdot \int n_{\pi}(p_t) \cdot \epsilon_{\mu}(p_t) dp_t \cdot \frac{1}{n_{\mu}} \cdot \int n_{\mu}(p_t) \cdot \epsilon_{\mu}(p_t) dp_t$$

$\epsilon_{Kin}^{\pi\pi}$	$ \eta_{min} < 0.6, \eta_{max} < 1$ $P_{max} > 3.0 \text{ GeV}/c, P_{min} > 2.0 \text{ GeV}/c$ $30^\circ < \Delta\phi < 160^\circ$ $100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$ $\vec{P}_{tB} \cdot \vec{X}_v > 0$ $ d_B < 100 \mu\text{m}$	2.9 %
ϵ_{SVX}	I due pioni hanno 4 hits in SVX	16 %

Tabella 9.1: Elenco dei tagli applicati sui due pioni

$\int Ldt$	80.1 pb ⁻¹
$2 \cdot \sigma_{B_d^0}$	86 μb %
$BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
ϵ	$0.43 \cdot 10^{-6}$
$B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi	0.039 ± 0.009

Tabella 9.2: Eventi di segnale attesi nel campione di dimuoni. Questa selezione richiede che gli eventi superino tutti i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e che uno dei pioni generati dal decadimento del B_d^0 ed un muone generato dal decadimento del secondo B facciano scattare il trigger dei dimuoni

In questa formula n_{π} è il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ che hanno superato i tagli cinematici elencati in Tabella 9.1, $n_{\pi}(p_t)$ è la distribuzione in impulso del pione che punta alla regione $|\eta| < 0.6$ ($n_{\pi} = \int n_{\pi}(p_t) dp_t$). Infine n_{μ} è il numero di eventi di $B \rightarrow \mu + X$ che superano i tagli cinematici sul muone, $n_{\mu}(p_t)$ è la distribuzione in impulso del muone, ($n_{\mu} = \int n_{\mu}(p_t) dp_t$), ed $\epsilon_{\mu}(p_t)$ è la curva di efficienza combinata dei Livelli 1 e 2 del trigger dei dimuoni (par. 8.2.1). Abbiamo trovato $\epsilon_{Trig} = 58 \%$

Abbiamo quindi trovato $\epsilon_{DiMu0} = 0.58 \cdot 10^{-2}$

Con questi risultati abbiamo stimato l'efficienza complessiva della nostra selezione:

$$\epsilon = \epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} \cdot \epsilon_{B \rightarrow \mu + X} \cdot \epsilon_{DiMu0} = 0.43 \cdot 10^{-6}$$

A questo punto abbiamo potuto determinare il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ che ci aspettiamo di trovare nel campione di dimuoni. Con i dati riportati in Tabella 9.2 abbiamo trovato che il numero di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi è 0.039 ± 0.009 .

Tagli applicati	Carica opposta Stessa carica	$4.778 < m_{\pi\pi} < 5.778$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ trigger	1168 (1077)	72 (77)	0.039 ± 0.009
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ trigger + Isolamento		2 (6)	0.025 ± 0.005

Tabella 9.3: Risultati dell'analisi del campione di dimuoni, effettuata accoppiando un muone a tutte le tracce di SVX non riconosciute come muoni

9.2 Analisi del campione

In questa analisi ci interessano sia i muoni di trigger che le tracce SVX presenti nell'evento. Quello che abbiamo fatto è stato selezionare gli eventi in cui sono presenti contemporaneamente una coppia muone - traccia che supera i tagli del trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ed un muone. Come traccia abbiamo preso tutte le tracce rivelate con 4 hits in SVX che non sono state rivelate anche nelle camere dei muoni. Per mantenere più elevata possibile l'efficienza sui pioni non abbiamo fatto alcun taglio di qualità sul muone che viene accoppiato alla traccia. Per abbattere il fondo adronico abbiamo applicato questi tagli sul lato del secondo muone, senza introdurre, però, alcuna inefficienza addizionale (par 8.3).

Per questa analisi abbiamo utilizzato solamente i dimuoni di "alta massa" ($\sim 2.000.000$ eventi) ed i "sequenziali" (~ 650.000 eventi). I sottocampioni relativi alle " J/ψ " e le "T" sono stati esclusi perché sarebbe stato privo di senso cercare eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ negli accoppiamenti muone - traccia per i quali si sa già che il muone è un vero muone prodotto nel decadimento di una risonanza. Per quanto riguarda le risonanze presenti anche nel campione che abbiamo utilizzato, abbiamo scartato tutte le combinazioni in cui il secondo muone ed il muone che viene accoppiato alla traccia formano una coppia con la massa della J/ψ o della ψ' . In Figura 9.2 riportiamo lo spettro di massa invariante delle coppie muone - traccia. Troviamo 1168 coppie con carica opposta e 1077 coppie con la stessa carica (Tabella 9.3). In Figura 9.3 a) e 9.3 b) riportiamo, rispettivamente, gli spettri di massa per le coppie con carica opposta (72 coppie) e con la stessa carica (77 coppie) nell'intervallo ± 500 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 . In Figura 9.3 c) e 9.3 d) riportiamo gli stessi spettri dopo aver effettuato il taglio $r > 0.7$ per richiedere che il B_d^0 sia isolato (par. 8.3.1). Non si trova nessuna coppia muone - traccia di carica opposta, nella finestra ± 50 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 , e solamente 2 coppie nell'intervallo dieci volte più ampio (± 500 MeV/c²). Possiamo semplicemente dedurre che, assumendo lo spettro di massa piatto in questa regione, il numero medio di coppie nella finestra ± 50 MeV/c² è 0.2 ± 0.14 .

9.2.1 Il rapporto segnale - fondo nel trigger per $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ in presenza di un muone

Analogamente a quanto fatto nel Capitolo 8 (par. 8.4.1), la sola cosa che possiamo fare è mettere un limite inferiore sul rapporto segnale - fondo. Il limite inferiore si ottiene nell'ipotesi pessimistica in cui si considera che tutte le particelle che formano le coppie muone - traccia siano pioni. Come sappiamo, questa ipotesi è realistica per quanto riguarda la traccia e pessimistica per quanto riguarda il muone. Dopo il taglio sull'isolamento abbiamo trovato un numero medio di eventi pari a 0.20 ± 0.14 nella finestra ± 50 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 , con 0.025 ± 0.005 eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ attesi. Come nel Capitolo 8 possiamo mettere un limite inferiore sul rapporto segnale - fondo:

$$\frac{S}{N} = 0.125 \pm 0.090$$

Questo risultato mostra un netto miglioramento rispetto al caso in cui non abbiamo richiesto il muone (par. 8.4.1), quando abbiamo posto il limite inferiore $\frac{S}{N} = 0.018 \pm 0.009$. Questo non significa necessariamente che la richiesta del leptone giova molto alla purezza del campione, dal momento che le frazioni di coppie pione - pione presumibilmente sono diverse. In definitiva questo risultato è molto incoraggiante e ci ha stimolato a proseguire l'analisi di campioni con un muone addizionale. Nella prossima sezione descriveremo l'analisi del campione raccolto durante il Run Ic mediante il trigger muone - traccia.

9.3 Ricerca di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nel campione raccolto dal trigger muone - traccia

Questo trigger è stato utilizzato solo durante il breve periodo di presa dati detto Run Ic (Gennaio 1996 - Marzo 1996) ed ha raccolto un campione di luminosità integrata pari a 4.02 pb^{-1} : i risultati del presente lavoro, però, sono stati ottenuti analizzando solo 1.5 pb^{-1} .

Le richieste del trigger muone - traccia erano le seguenti:

- A Livello 1 si richiedeva un muone con $P_t > 6 \text{ GeV}/c$ rivelato sia nelle camere CMU che nel CMP. La curva di efficienza in funzione dell'impulso del muone è riportata in Figura 9.4 [93]
- A Livello 2 si richiedeva che la traccia corrispondente al muone appartenesse al bin 2 di CFT e che fosse presente anche una traccia addizionale nel bin 3 di CFT (per l'efficienza del CFT, Figura 7.14). Per mantenere la frequenza del trigger di Livello 2 entro i limiti consentiti dal sistema di acquisizione, veniva applicato anche un *prescale*, cioè una riduzione della frequenza di acquisizione in caso di saturazione della banda passante
- A Livello 3 venivano selezionati solo gli eventi nei quali il muone aveva $P_t > 3.0 \text{ GeV}/c$

La selezione che ci è apparsa più semplice è stata quella di richiedere che la traccia nel CFT, selezionata dal trigger di Livello 2, fosse uno dei pioni prodotti nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e che il muone fosse prodotto dal secondo adrone B. In questo modo vengono esclusi i casi in cui la traccia CFT non è uno dei pioni prodotti nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ma proviene dall'altro B, oppure dall'evento sottostante. Abbiamo deciso di trascurare questi casi perché sarebbe stato troppo laborioso valutare correttamente il loro impatto sul calcolo dell'efficienza. Anche in questo caso abbiamo trascurato la correlazione tra i due B, sottostimando l'efficienza totale. Infine per questa ultima analisi abbiamo modificato leggermente la selezione delle tracce in SVX. Finora abbiamo sempre fatto la richiesta di tracce con 4 hits in SVX, una richiesta indispensabile per il corretto funzionamento di SVT e che riduce drasticamente l'efficienza. Poiché il campione a nostra disposizione è molto piccolo, abbiamo deciso di rilasciare questa richiesta e di utilizzare la routine standard del package di CDF (routine SVXSEL) per la selezione delle tracce di SVX. Questa routine accetta anche i casi in cui la traccia ha solo due o tre hits in SVX, purché di buona qualità [91]. Il numero totale di eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ può quindi essere calcolato mediante la solita formula 8.1:

$$N = \int L dt \cdot 2 \cdot \sigma_{B_d^0} \cdot BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \cdot \epsilon$$

Il risultato del calcolo degli eventi di segnale attesi è riportato in Tabella 9.5.

$\epsilon_{Kin}^{\pi\pi}$	$ \eta < 1$ $P_{t1} > 3.0 \text{ GeV}/c$ $P_{t2} > 2.0 \text{ GeV}/c$ Carica Opposta $30^\circ < \Delta\phi < 160^\circ$ $100 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$ $ d_B < 100 \mu\text{m}$	3.3 %
ϵ_{SVXSEL}	I pioni sono tracce SVXSEL	43 %
ϵ_{CFT}	Un pione nel bin 3 di CFT	51 %

Tabella 9.4: Elenco dei tagli applicati sui due pioni

9.3.1 Efficienza della selezione

L'efficienza complessiva della selezione può essere scomposta nel seguente prodotto di fattori:

$$\epsilon = \epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} \cdot \epsilon_{B \rightarrow \mu+X}$$

- Analogamente a quanto fatto in precedenza scomponiamo l'efficienza $\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}$ nel seguente prodotto:

$$\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = \epsilon_{Kin}^{\pi\pi} \cdot \epsilon_{SVXSEL} \cdot \epsilon_{CFT}$$

I tagli corrispondenti a ciascun termine che contribuisce all'efficienza totale sono elencati in Tabella 9.4.

- $\epsilon_{Kin}^{\pi\pi}$ è stata già stata determinata (par. 7.1)
- Il calcolo di ϵ_{SVXSEL} è stato effettuato utilizzando la curva di efficienza $\epsilon_{SVXSEL}(z_0)$ (Figura 9.5) e con procedimento del tutto analogo a quello utilizzato per determinare ϵ_{SVX} (par. 8.2.1)
- Per gli n eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ che hanno superato la selezione cinematica (Tabella 9.4), indichiamo con $n(p_i)$ lo spettro in impulso dei pioni ($n = \int n(p_i) dp_i$). Con questa notazione si trova:

$$\epsilon_{CFT} = \frac{2}{n} \cdot \int n(p_i) \epsilon(p_i)_{CFT} dp_i$$

dove con $\epsilon(p_i)_{CFT}$ abbiamo indicato la curva di efficienza del bin 3 di CFT (Figura 7.14). Abbiamo trovato $\epsilon_{CFT} = 51 \%$ (Tabella 9.4)

Con questi risultati si trova $\epsilon_{B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = 0.72 \%$

- Per stimare $\epsilon_{B \rightarrow \mu+X}$ abbiamo utilizzato il campione di N eventi di B simulati (par. 9.1.1) ed abbiamo selezionato gli n eventi in cui era presente

$\int L dt$	1.5 pb ⁻¹
$2 \cdot \sigma_{B_d^0}$	86 ± 19.8 μb
$BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	1.3 · 10 ⁻⁵
ϵ	2.2 · 10 ⁻⁵
$B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi	0.037 ± 0.009

Tabella 9.5: Stima del numero di eventi di segnale attesi nel campione raccolto dal trigger muone - traccia

un muone che puntava alla regione coperta dalle camere dei muoni ed aveva $P_t > 3.0$ GeV/c. Indicando con $n(p_t)$ lo spettro in impulso dei muoni selezionati ($n = \int n(p_t) dp_t$), l'efficienza $\epsilon_{B \rightarrow \mu + X}$ è data dalla seguente espressione:

$$\epsilon_{B \rightarrow \mu + X} = 0.5 \cdot \frac{1}{N} \cdot \int n(p_t) \epsilon(p_t)_{\mu} dp_t$$

Il fattore 0.5 è dovuto al fatto che la regione coperta simultaneamente dalle camere CMU e CMP è il 50 % della regione $|\eta| < 0.6$. Il termine $\epsilon(p_t)_{\mu}$ rappresenta il prodotto delle efficienze di Livello 1 e di Livello 2 del trigger sul muone (Figura 9.4). Abbiamo trovato $\epsilon_{B \rightarrow \mu + X} = 0.3$ %. Nel corso dell'analisi abbiamo applicato i consueti tagli di qualità sul muone, che non introducono inefficienza (par. 8.3)

Con questi risultati abbiamo trovato $\epsilon = 2.2 \cdot 10^{-5}$ ed un numero di eventi di segnale attesi nel campione pari a 0.037 ± 0.009 (Tabella 9.5).

9.3.2 Stima del rapporto segnale - fondo

Abbiamo applicato tutti i tagli descritti al nostro campione ed abbiamo ottenuto lo spettro di massa riportato in Figura 9.6. I risultati in termini di eventi trovati sono riportati in Tabella 9.6. In Figura 9.7 a) e b) riportiamo gli stessi spettri di massa della Figura 9.6, ma limitata all'intervallo di massa ±500 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 . Dopo aver applicato il taglio sull'isolamento del B_d^0 , troviamo solo 2 coppie con carica opposta nell'intervallo di massa ±500 MeV/c² attorno alla massa del B_d^0 e, nell'assunzione di fondo piatto, 0.02 ± 0.014 eventi nella finestra ±50 MeV/c². Questa analisi ci permette finalmente di stimare il rapporto segnale - fondo senza le ambiguità dei casi precedenti. Abbiamo trovato:

$$\frac{S}{N} = 0.12 \pm 0.09$$

un risultato secondo il quale il limite inferiore posto nella sezione precedente era, in effetti, vicino al valore che si voleva misurare. Infine in Figura 9.8 abbiamo

Tagli applicati	Carica opposta (Stessa carica)	4.778 < $m_{\pi\pi} < 5.778$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ attesi
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ trigger	156 (168)	31 (26)	0.037 ± 0.009
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ trigger + Isolamento ($r > 0.7$)	15 (14)	2 (4)	0.024 ± 0.006

Tabella 9.6: Risultati dell'analisi del campione raccolto mediante il trigger muone - traccia (Run Ic)

riportato l'andamento della sezione d'urto del segnale e del fondo in funzione dei tagli di trigger della selezione discussa in questo Capitolo.

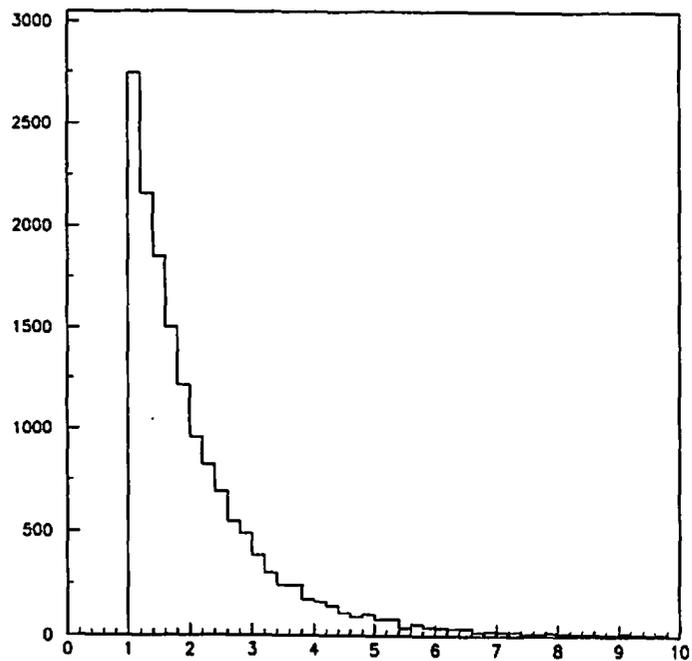


Figura 9.1: Spettro in impulso trasverso [GeV/c] dei muoni provenienti dal decadimento del B. È stata posta una soglia minima a 1.0 GeV/c

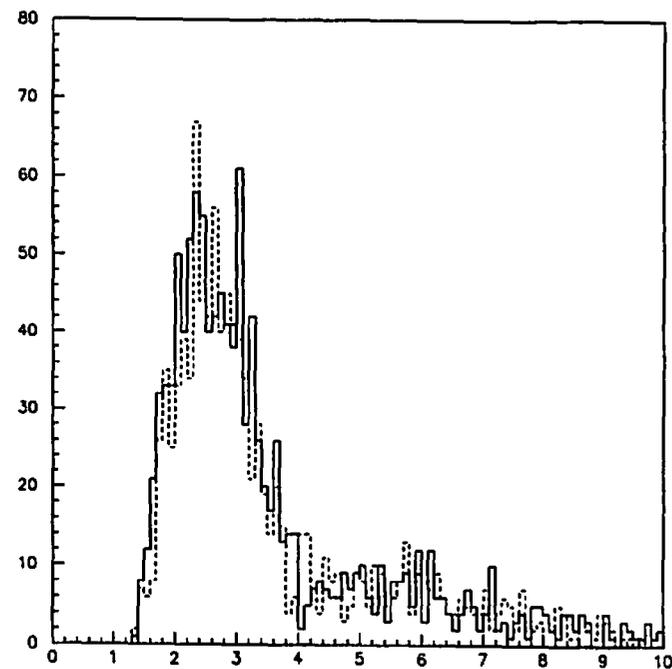


Figura 9.2: Distribuzione della massa invariante [GeV/c²] delle coppie muone - traccia ottenuto dall'analisi del campione di dimuoni. La linea continua è per le coppie con carica opposta, mentre la linea tratteggiata è per le coppie con la stessa carica

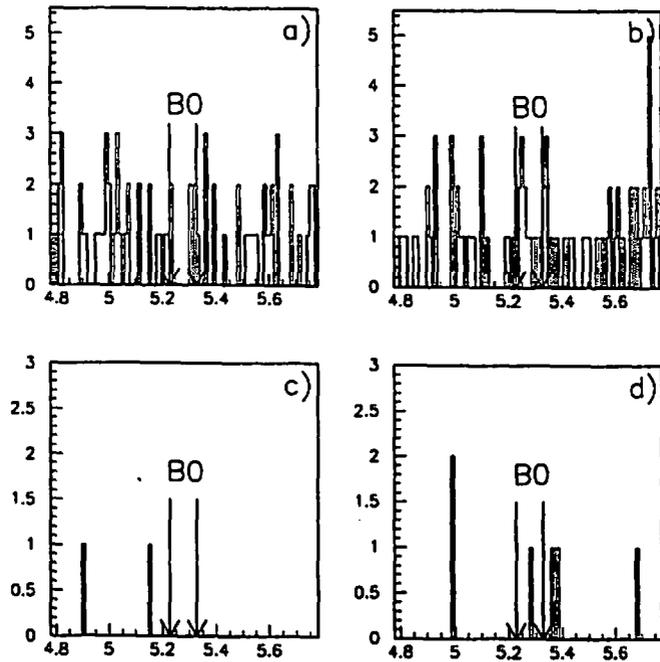


Figura 9.3: Spettro di massa [GeV/c^2] delle coppie muone - traccia, ottenuto dall'analisi del campione di dimuoni, nell'intervallo $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ attorno al B_0^0 . a) Spettro di massa per le coppie con carica opposta; b) Spettro di massa per le coppie con la stessa carica; c) Spettro di massa per le coppie con carica opposta dopo il taglio sull'isolamento del B_0^0 ($r > 0.7$); d) Spettro di massa per le coppie con la stessa carica dopo il taglio sull'isolamento del B_0^0 ($r > 0.7$). Le frecce delimitano la regione $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ attorno al B_0^0

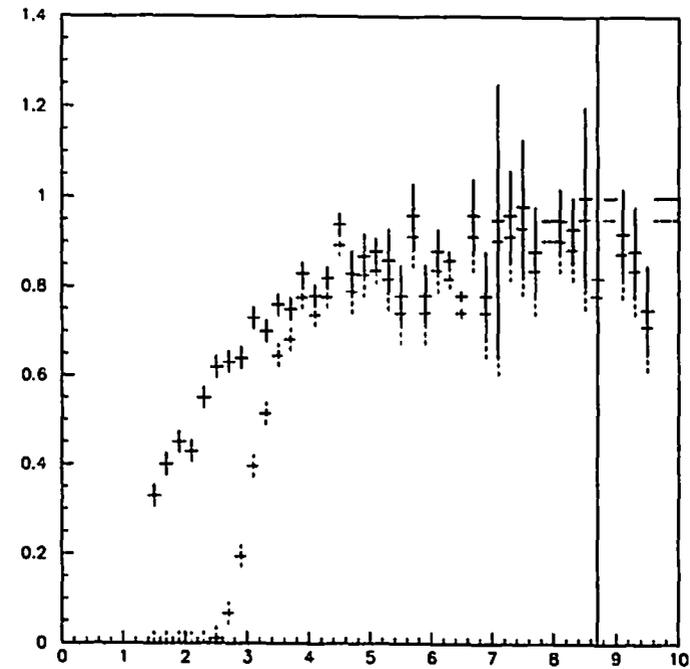


Figura 9.4: Curva di efficienza di Livello 1 (linea continua) e complessiva di Livello 1 e 2 (linea tratteggiata) del trigger sul muone, determinata in funzione dell'impulso [GeV/c]

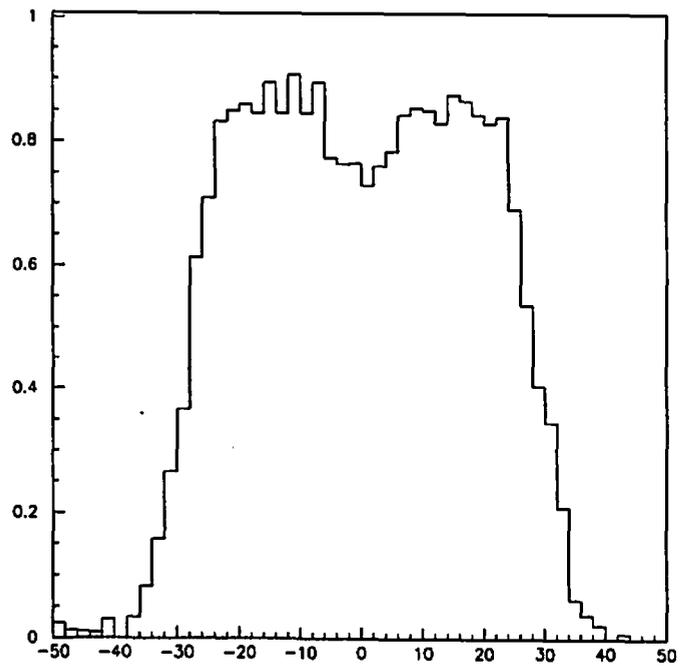


Figura 9.5: Curva di efficienza $\epsilon_{SVXSEL}(z_0)$ in funzione della coordinata z_0 [cm] delle tracce

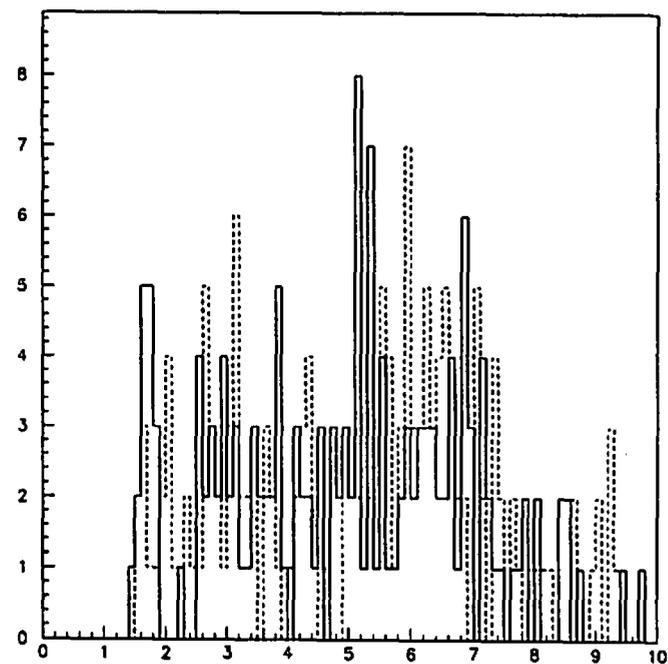


Figura 9.6: Spettro di massa [GeV/c^2] ottenuto dall'analisi del campione raccolto dal trigger muone - traccia (Run Ic)

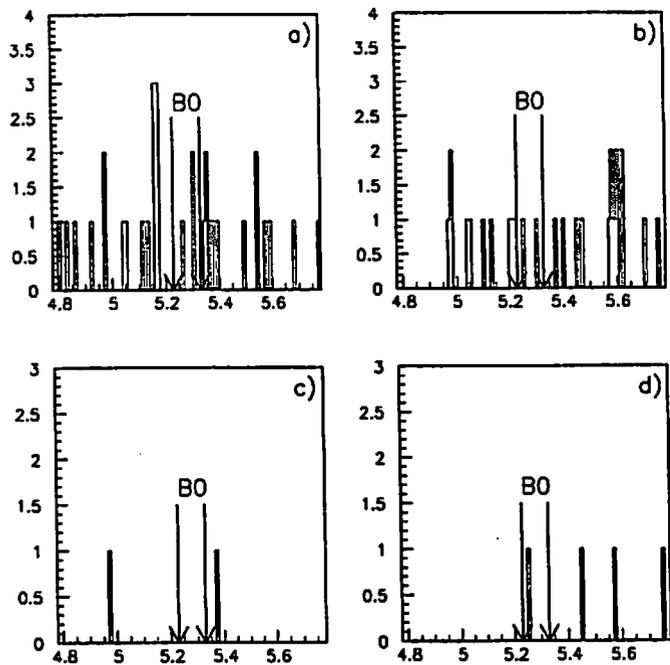


Figura 9.7: Spettro di massa [GeV/c^2] ottenuto dall'analisi del campione raccolto dal trigger muone - traccia, nell'intervallo di massa $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ per le coppie con carica opposta a) e stessa carica b). In c) e d) sono riportati gli stessi spettri dopo il taglio sull'isolamento del B_s^0

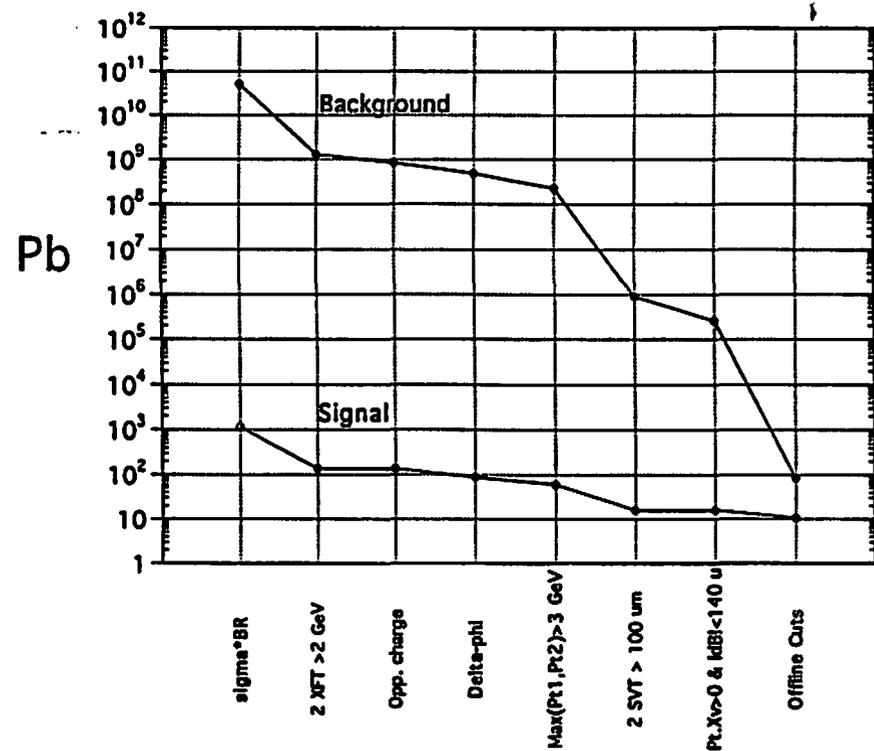


Figura 9.8: Andamento della sezione d'urto [pb] per il segnale e per il fondo in funzione dei tagli della nostra analisi

Capitolo 10

Conclusioni

L'obiettivo di questa Tesi era quello di sviluppare una strategia per affrontare la misura della asimmetria CP nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a CDF.

La difficoltà principale di questa misura è data da un segnale estremamente piccolo con un livello di fondo, alla produzione, circa otto ordini di grandezza superiore. La sola caratteristica che permette di distinguere i decadimenti del B è il fatto che avvengono in vertici distanti, nel piano trasverso, mediamente $500 \mu\text{m}$ dal punto dove è avvenuta la collisione $p\bar{p}$. Abbiamo sviluppato un trigger che sfrutta questa caratteristica e seleziona gli eventi richiedendo la presenza di una coppia di tracce con parametro d'impatto. Il trigger ha una frequenza accettabile per il sistema di acquisizione dati di CDF e permette di raccogliere 16.000 eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ per fb^{-1} di luminosità integrata. La sola richiesta dell'isolamento del B_d^0 e la presenza di un muone inclusivo nell'evento bastano a rendere il rapporto segnale - fondo di questo campione pari a circa 1 : 8. Questo si ottiene senza la ricostruzione tridimensionale del decadimento, che sarà possibile con il nuovo rivelatore di vertice di CDF e da cui ci si aspetta una ulteriore riduzione del fondo.

Una determinazione accurata della risoluzione sperimentale raggiungibile sulla asimmetria richiede la disponibilità almeno di una piccola parte del campione finale. Possiamo, però, già ottenerne delle stime incoraggianti, utilizzando le formule discusse nel Capitolo 2: con i 2fb^{-1} di luminosità integrata che CDF raccoglierà nel Run II, gli eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a nostra disposizione saranno 21.000 includendo la ridotta efficienza a causa del taglio di isolamento del B_d^0 . Assumendo 1 : 8 come valore del rapporto segnale - fondo anche per gli altri metodi di tagging, possiamo utilizzare l'efficienza di tagging complessiva prevista per il Run II (5 %). Nell'ipotesi più conservativa sulla distribuzione del fondo, che esso cioè abbia lo stesso andamento temporale del segnale, si possono determinare un limite superiore ed un limite inferiore sulla risoluzione sulla misura del modulo

della asimmetria, mediante la formula:

$$\sigma_A = \frac{a}{\sqrt{\epsilon D^2 N}} \cdot \sqrt{\frac{S+B}{S}}$$

dove il parametro a è compreso tra 1.13 e 2.17 (Capitolo 2): otteniamo $0.1 < \sigma_A < 0.2$. Questo valore è uguale alla risoluzione che si può ottenere sul parametro $\sin(2\alpha)$ del Modello Standard, purché il progresso dei calcoli teorici permetta di determinare il contributo dei diagrammi a pinguino con sufficiente precisione, eventualmente con l'ausilio di ulteriori dati sperimentali provenienti da altri canali di decadimento dei mesoni B.

In conclusione, il lavoro svolto in questa Tesi fa sperare che CDF potrà dare un contributo risolutivo a questa misura.

Appendice A

Dimensione della regione luminosa e risoluzione sulla misura del parametro d'impatto

La distribuzione del parametro d'impatto misurato rispetto al centro del fascio è data dalla convoluzione del vero profilo del fascio con la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto. Le larghezze sono legate dall'equazione:

$$\sigma_d^2 = \sigma_F^2 + \sigma_r^2$$

dove σ_d è la larghezza della distribuzione del parametro d'impatto, σ_F è la larghezza vera del fascio e σ_r è la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto. Si può ottenere una misura indipendente delle due quantità σ_F e σ_r sfruttando la correlazione tra i parametri d'impatto, calcolati rispetto al centro del fascio, di coppie di tracce che escono dallo stesso vertice. La quantità:

$$\langle d_1 d_2 \rangle = \langle (y_v \cdot \cos(\phi_1) - x_v \cdot \sin(\phi_1)) \cdot ((y_v \cdot \cos(\phi_2) - x_v \cdot \sin(\phi_2)) \rangle$$

può essere scritta:

$$\langle d_1 d_2 \rangle = \frac{1}{2} (\langle y_v^2 \rangle - \langle x_v^2 \rangle) \cos(2\Phi) - \langle x_v y_v \rangle \sin(2\Phi) + \frac{1}{2} (\langle y_v^2 \rangle + \langle x_v^2 \rangle) \cos(\Delta\phi)$$

dove (x_v, y_v) sono le coordinate del vertice, ϕ_1 e ϕ_2 sono gli angoli azimutali delle due tracce, mentre Φ e $\Delta\phi$ sono definiti nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2) \\ \Delta\phi &= \phi_1 - \phi_2 \end{aligned}$$

Nel caso in cui il fascio non sia circolare si può definire un nuovo sistema di assi (ζ_1, ζ_2) tali che la matrice simmetrica:

$$\begin{pmatrix} \langle \zeta_1^2 \rangle & \langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle \\ \langle \zeta_2 \zeta_1 \rangle & \langle \zeta_2^2 \rangle \end{pmatrix}$$

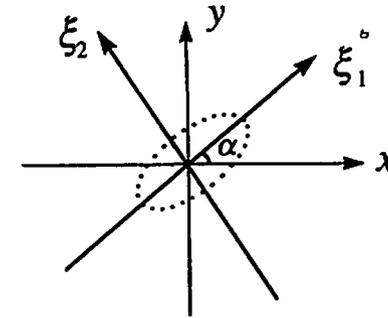


Figura A.1: Sistema di riferimento degli assi principali

sia diagonale, cioè si abbia $\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle = 0$. Questo è il sistema di *assi principali* (Figura A.1). Poniamo $\langle \zeta_1^2 \rangle = \sigma_1^2$ e $\langle \zeta_2^2 \rangle = \sigma_2^2$ e nel nuovo sistema troviamo:

$$\langle d_1 d_2 \rangle = \frac{1}{2}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos(\Delta\phi) - \frac{1}{2}(\sigma_1^2 - \sigma_2^2) \cos(2\Phi - 2\alpha)$$

Nella approssimazione che il fascio sia circolare ($\sigma_1^2 = \sigma_2^2$), l'espressione si semplifica:

$$\langle d_1 d_2 \rangle = \sigma_F^2 \cdot \cos(\Delta\Phi)$$

dove $\sigma_F^2 = \frac{1}{2}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)$. Se nell'espressione trovata si includono gli errori ϵ_1 ed ϵ_2 sulle misure d_1 e d_2 si ottiene:

$$\langle d_1 d_2 \rangle \rightarrow \langle (d_1 + \epsilon_1)(d_2 + \epsilon_2) \rangle = \langle d_1 d_2 \rangle + \langle d_1 \epsilon_2 \rangle + \langle \epsilon_1 d_2 \rangle + \langle \epsilon_1 \epsilon_2 \rangle$$

La correlazione tra i parametri d'impatto è indipendente dagli errori di misura se i termini $\langle d_1 \epsilon_2 \rangle$, $\langle d_2 \epsilon_1 \rangle$ e $\langle \epsilon_1 \epsilon_2 \rangle$ si annullano. I termini $\langle d_1 \epsilon_2 \rangle$ e $\langle d_2 \epsilon_1 \rangle$ si azzerano nell'ipotesi in cui la misura del parametro d'impatto di una traccia sia scorrelata dall'errore sulla misura del parametro d'impatto dell'altra traccia, cioè:

$$\begin{aligned} \langle d_1 \epsilon_2 \rangle &= \langle d_1 \rangle \langle \epsilon_2 \rangle \\ \langle d_2 \epsilon_1 \rangle &= \langle d_2 \rangle \langle \epsilon_1 \rangle \end{aligned}$$

Infatti, poiché il parametro è misurato rispetto al centro del fascio, si ha $\langle d \rangle = 0$. Infine il termine $\langle \epsilon_1 \epsilon_2 \rangle$ si annulla se gli errori di misura sui parametri d'impatto delle due tracce sono scorrelati tra di loro ed hanno media zero. Prendendo per campione un intero run di dati (run 40494) si sono trovati i seguenti risultati (Figura A.2):

- $\sigma_F = 28.2 \pm 0.2 \mu m$

- $\sigma_r = 35.2 \pm 0.2 \mu m$

Abbiamo reso più completa questa analisi studiando la dipendenza di σ_d , σ_F e σ_r dall'impulso trasverso e dalla coordinata z_0 delle tracce ed abbiamo verificato che il profilo del fascio proiettato nel piano trasverso è, in buona approssimazione, circolare. Per quanto riguarda la dipendenza dall'impulso trasverso, in Figura A.3 riportiamo l'andamento di σ_d , σ_F e σ_r . Si può notare una certa risalita a grandi impulsi nell'andamento di σ_F , un comportamento che non ci aspetteremmo dal momento che σ_F è semplicemente un parametro geometrico. Possiamo immaginare che tale andamento sia dovuto alla presenza di coppie di tracce di impulso più alto, prodotte in vertici di decadimento, per le quali la correlazione tra i parametri d'impatto aumenta. Alla luce di queste considerazioni si è scelto di prendere come larghezza del fascio la media dei valori di σ_F nei primi tre intervalli in impulso ed abbiamo ottenuto le stime finali:

- $\sigma_F = 26.5 \pm 0.5 \mu m$

- $\sigma_r = 37.2 \pm 0.4 \mu m$

In Figura A.4 riportiamo la dipendenza di σ_d , σ_F e σ_r dalla coordinata z_0 delle tracce. Si può notare che la larghezza σ_F del fascio tende a diminuire in prossimità dell'origine dove la focalizzazione effettuata dai quadrupoli è migliore. Infine in Figura A.5 riportiamo il risultato di questo studio in funzione dei wedge di SVX. Non si nota una dipendenza di σ_F dal wedge, verificando che l'approssimazione dei considerare il fascio circolare è ragionevole.

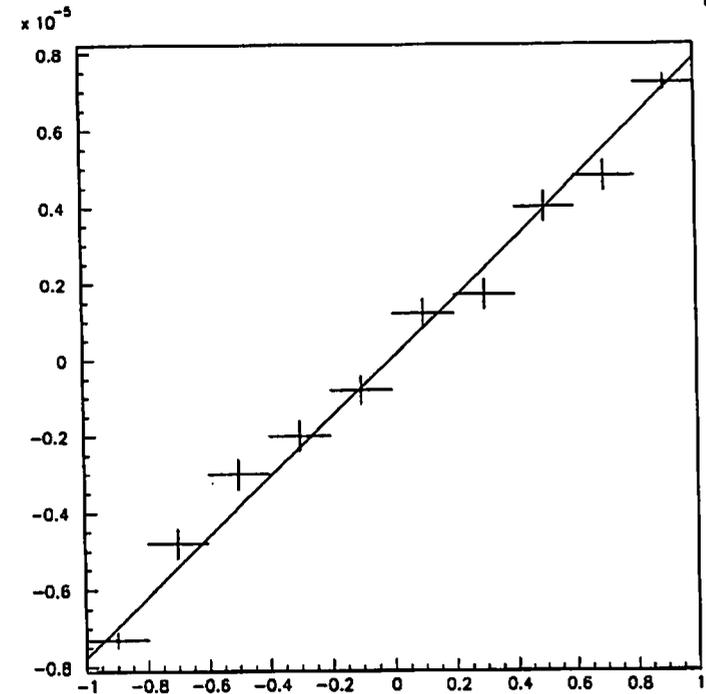


Figura A.2: Dipendenza della quantità $\langle d_1 d_2 \rangle [cm^2]$ da $\cos(\Delta\phi)$ per un campione di tracce del Run I

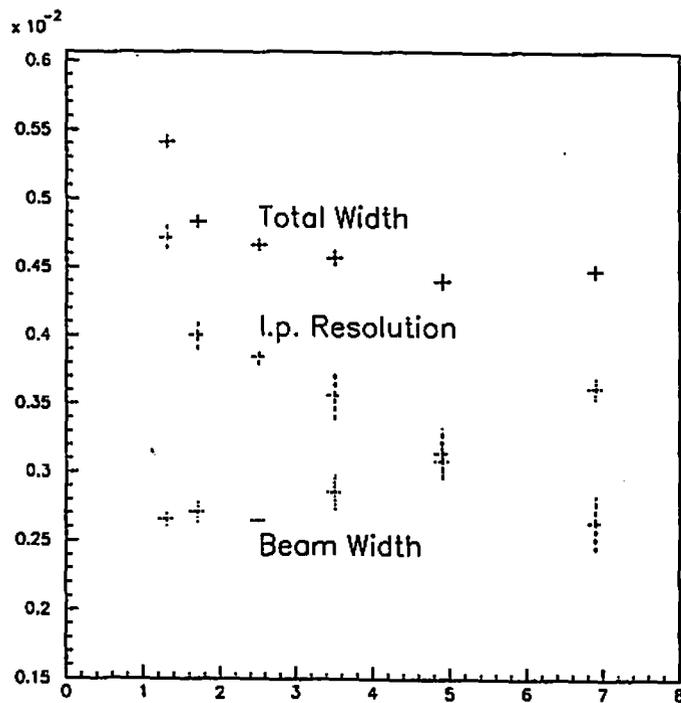


Figura A.3: Dipendenza di σ_d , σ_F e σ_r [cm] dall'impulso trasverso [GeV/c]

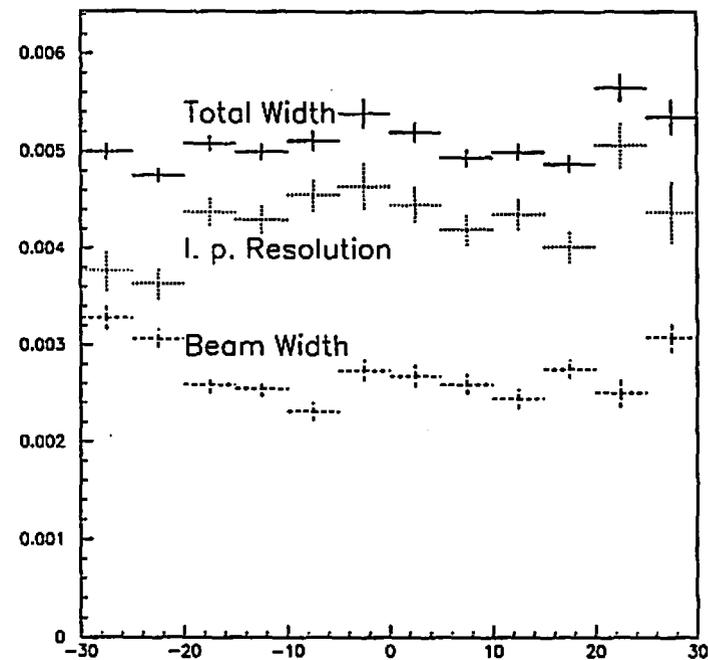


Figura A.4: Dipendenza di σ_d , σ_F e σ_r [cm] dalla coordinata z [cm]

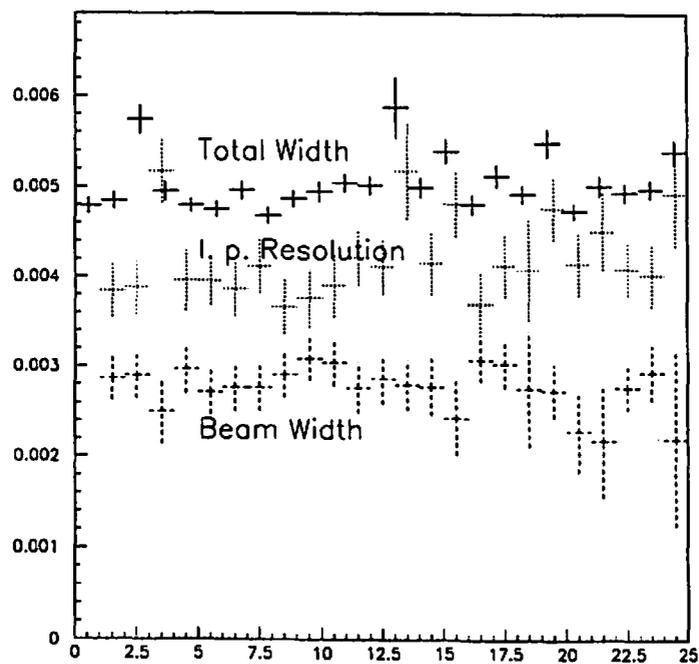


Figura A.5: Dipendenza di σ_d , σ_F e σ_r [cm] dal numero di wedge

Bibliografia

- [1] Lee, T. D., Yang, C. N., Phys. Rev. 104, 254 (1956)
- [2] Christenson, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., Turlay, R., Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964)
- [3] vedi, ad es. Okun, L., Leptoni e quark, Editori Riuniti
- [4] Bigi, I.I., Sanda, A.I., "The question of CP noninvariance as seen through the eyes of neutral beauty", Advanced Series on Directions in High Energy Physics-Vol 3, ed. Jarlskog, World Scientific
- [5] Gronau, M., London, D, Phys. Rev. Lett. 65, 3381 (1990)
- [6] Gronau, L., Phys. Rev. Lett. 63, 1451, (1989)
- [7] McDonald, K. T., "Six ways to measure CP - violating phases in B decays", Princeton/HEP/92-09 (1992)
- [8] Gronau, M., Hernandez, O. F., London, D., Rosner, J. L., Phys. Rev. D 50, 4529 (1994)
- [9] Gronau, M., Hernandez, O. F., London, D., Rosner, J. L., Phys. Rev. D 52, 6356 (1995)
- [10] Deshpande, N. G., Xiao-Gang, H., Phys. Rev. Lett. 75, 1703, (1995)
- [11] Gronau, M., Rosner, J. L., Phys. Rev. Lett. 76, 1200 (1996)
- [12] DeJongh, F., Sphicas, P., "Extracting α from the CP asymmetry in $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays, CDF Internal note 3045
- [13] Wolfenstein, L., Phys. Rev. Lett. 13, 562 (1964)
- [14] Soares, J. M., Wolfenstein, L., Phys. Rev. D46, 256 (1992)
- [15] Vitè, D. F., "B-physics prospects with ATLAS and CMS at the LHC", in Proceedings of the 6th International Symposium on Heavy-Flavour Physics, Pisa, Italy, June 6-10, 1995, p. 1043

- [16] "Review of particle properties", Phys. Rev. D 54, (1996)
- [17] Byrum, K., "Charmonium production, b quark and B meson production and $b\bar{b}$ correlations at CDF", in Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, Glaskow, UK, July, 1995, p. 989; Lukens, P. T., "B production at CDF, in Proceedings of the X Topical Workshop on $p\bar{p}$ Collider Physics", Fermilab, USA, May 1995.
- [18] Peterson, C. et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [19] Chrin, J., Z. Phys. C 36 (1987) 163
- [20] Buskulic, D. et al., Phys. Rev. Lett B322 (1994) 441
- [21] McDonald, K. T., "Maximum-likelihood analysis of CP-violating asymmetries", Princeton/HEP/92-04 (1992)
- [22] BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457 (1995)
- [23] Witherell, M. S., "The PEP II B-factory and BABAR detector", in Proceedings of the 6th International Symposium on Heavy-Flavour Physics, Pisa, Italy, June 6-10, 1995, pag. 1061, ed. by Costantini, F., Giorgi, M.
- [24] BELLE COLLABORATION, Technical Design Report for a Study of CP Violation in B Meson Decays, KEK report 95-1, April 1995
- [25] Sagawa, H., "KEKB and BELLE experiment", in Proceedings of the 6th International Symposium on Heavy-Flavour Physics, Pisa, Italy, June 6-10, 1995, pag. 1061, ed. by Costantini, F., Giorgi, M.
- [26] Abe, F. et al, Nucl. Inst. and Meth. A271 (1988) 387-403
- [27] Van der Meer, S., Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 699
- [28] The CDF Collaboration. "The CDF detector for TEVATRON Run II, Technical Design Report" (1996)
- [29] Amidei, D. et al, Nucl. Inst. and Meth. A350 (1994) 73
- [30] "Proposal for an upgrade of CDF Detector", CDF internal note n. 1172 (1990)
- [31] Bedeschi, F. et al., Nucl. Inst. and Meth. A268 (1988) 50
- [32] Balka, L. et al, Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 272
- [33] Fukui, Y. et al, Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 280
- [34] Brandenburg, G. et al., Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 257

- [35] Bertolucci, S. et al., Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 301
- [36] Cihangir, S. et al., Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 249
- [37] Franklin, M. E. B. et al., in Proceedings of the 7th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Fermilab, ed. World Scientific (1988), pag. 420
- [38] Ascoli, G. et al., Nucl. Inst. and Meth. A268 (1988) 33
- [39] CDF Internal note n. 1500 e 1964
- [40] CDF Internal note n. 1614
- [41] Amidei, D. et al., Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 51
- [42] Ascoli, G. et al., Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 63
- [43] Forster, G. et al., Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 93
- [44] The CDF Collaboration, "SVX II simulation study and upgrade proposal", Proposal submitted to Fermilab Directorate on January 13, 1993 and approved in May 1993
- [45] J. Freeman, et al., "The XFT track processor design report", (1994)
- [46] Belforte, S. et al., "SVT Technical Design Report", CDF Internal Note n. 3108
- [47] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3456
- [48] Abe, F. et al., Phys. Rev. D 53 (1996) 3496
- [49] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 4462
- [50] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1945
- [51] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996), 1439
- [52] Abe, F. et al. Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3351
- [53] Abe, F. et al. Subm. to Phys. Rev. D, 28 Agosto 1996
- [54] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2015
- [55] Gronau, M., Nippe, A., Rosner, J. L., Phys. Rev. D 47 (1993) 1988
- [56] Gronau, M., Rosner, J. L., Phys. Rev. D 49 (1994) 254

- [57] Bauer, G. et al., "Same-side tagging using fully reconstructed B mesons", CDF Internal note 3066
- [58] Maksimovic, P. et al., "Same-side tagging using partially reconstructed B mesons", CDF Internal note 3067
- [59] Meschi, E., "Measurement of $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ mixing at CDF", Ph.D. Thesis, Scuola Normale Superiore
- [60] Peters, M. D. et al., "A study of B flavour tagging using soft electrons", CDF Internal note n. 3065
- [61] Peters, M. D. et al., "Soft muon B-flavour tagging in Run Ib", CDF Internal note n. 3808
- [62] Buskulic, D. et al., Phys. Lett. B284 (1992) 177
- [63] Abreu, P. et al., Phys. Lett. B322 (1994) 459
- [64] Akers, R. et al., Phys. Lett. B327 (1994) 411
- [65] Long, O., Kroll, J. "A jet charge B-tagging method, CDF Internal note n. 3069 (1995)
- [66] Gagliardi, G., "Un progetto di trigger per il processo $B_d^0 \rightarrow J/\psi + X$ al Collider adronico di Fermilab", Tesi di Laurea, (1993)
- [67] Ali, A., London, D., Z. Phys. C68 (1995) 431
- [68] Ciuchini, M. et al., Z. Phys. C68 (1995) 239
- [69] CLEO Collaboration, Phys. Rev. D 53 (1996), 1039
- [70] CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3922
- [71] H. Wenzel, "Fitting the beam position", CDF Internal note n 1924
- [72] Busetto, G., "Experimental results on $B_d^0 \bar{B}_d^0$ mixing at CDF", da 6th International Symposium on heavy flavour physics, Pisa, Italy, June 6-10, 1995, ed. by Costantini, F., Giorgi, M, Editrice Compositori
- [73] Donati, S., "Un progetto di trigger per eventi $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ al Collider protone-antiprotone di Fermilab", Tesi di Laurea, presentata presso l'Università degli Studi di Pisa (1993)
- [74] Belforte, S. et al., " $\sigma_{bb\bar{c}}$ derivation, results and proposal for a new normalisation" CDF Internal Note n. 2361 (1993)
- [75] P. Sphicas, CDF Internal note n. 2655 (1994)

- [76] J. Lewis, P. Arvey, CDF Internal note n. 2724 (1994)
- [77] P. Nason, S. Dawson and K. Ellis, Nucl. Phys. B303 (1988) 607, Nucl. Phys. B327 (1988) 49
- [78] M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373 (1992) 295
- [79] Abe, F. et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1451
- [80] Avy, Y., Private Communications, (1996)
- [81] S. T. Pappas, J. D. Lewis, "Run Ib low P_t central dimuon trigger efficiencies, CDF Internal Note n. 3070 (1995)
- [82] B. T. Huffman, "Measuring hadronic backgrounds and the cross section of the inclusive muon", CDF Internal note n. 1822 (1992)
- [83] B. T. Huffman, "Measuring the decay-in-flight cross section of the central muons", CDF Internal note n. 1663 (1992)
- [84] I. YU, M. Schmidt, "Studies of fake muon backgrounds in low P_t dimuon events", CDF Internal note n. 2674 (1994)
- [85] F. DeJongh, R. Hans, "Level 1 and Level 2 low P_t muon trigger efficiencies for Run Ia", CDF Internal note n. 1999
- [86] Abe, F. et al., Phys. Rev. D 40 (1989) 3791
- [87] Anway-Wiese, C. E., "Offline muon matching cuts", CDF Internal note n. 1986 (1993)
- [88] D. Frei, "Multiple scattering of central muons", CDF Internal note n. 1430 (1991)
- [89] G. Bauer, "A study of the isolation of B mesons", CDF Internal note n. 3684 (1996)
- [90] Abe, F. et al., Sottomesa a Phys. Rev. D, 8 Agosto 1996, FERMILAB-PUB-96/216-E
- [91] CDF Internal note n. 2498 (1994)
- [92] Abe, F. et al., Phys. Rev. D 50 (1994) 2966
- [93] T. J. LeCompte, "Measurement of the Level 1 CMU high P_t trigger efficiency", CDF Internal note n. 3028 (1995)