

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA
FACOLTÀ DI SCIENZE M.F.N.

Dottorato di Ricerca in Fisica, XI ciclo

**Una strategia di selezione di eventi
per la misura del parametro
di oscillazione x_s a CDF.**

Candidato

Claudio Ferretti

Relatore

prof. Salvator Roberto Amendolia

ANNO ACCADEMICO 1998–1999

Indice

Introduzione	1
1 Il fenomeno delle oscillazioni di sapore nel Modello Standard.	5
1.1 Cenni sul modello standard.	6
1.2 La matrice di Cabibbo-Kobajashi-Maskawa.	12
1.3 Descrizione del fenomeno del mescolamento.	15
1.4 Il fenomeno del mescolamento nei mesoni B.	19
1.5 Conclusioni.	23
2 L'apparato sperimentale.	25
2.1 Il Tevatron Collider.	26
2.2 Il rivelatore CDF.	28
2.2.1 Il sistema di tracciatura nel Run-I.	30
2.2.2 Il sistema dei calorimetri nel Run-I.	32
2.2.3 Il sistema dei rivelatori per i muoni nel Run-I.	33
2.2.4 Il sistema di selezione degli eventi nel Run-I.	33
2.3 Alcuni miglioramenti di CDF per il Run II.	35
2.3.1 Il sistema di tracciatura per il Run-II.	35
2.3.2 Ulteriori miglioramenti	39
2.3.3 Il sistema di selezione per il Run-II.	43
2.4 Conclusioni.	44
3 La misura del mescolamento.	45
3.1 L'oscillazione $B-\bar{B}$ in funzione del tempo.	46
3.2 Produzione di mesoni 'beauty'.	48
3.2.1 Macchine adroniche.	49
3.2.2 Macchine $e^+ e^-$ al "polo" della Z^0	53
3.2.3 Macchine $e^+ e^-$ al "polo" della $Y(4S)$	55

3.2.4	Produzione di mesoni B.	56
3.3	Tecniche per stabilire il sapore.	58
3.3.1	Same Side Tagging (S.S.T.)	59
3.3.2	Opposite Side Tagging (O.S.T.)	60
3.3.3	Jet Charge	61
3.3.4	Sommario.	62
3.4	Effetti della risoluzione finita.	64
3.5	Significatività di una misura.	68
3.6	Conclusioni.	70
4	La scelta del tipo di eventi.	73
4.1	Cenni sulla fisica dei mesoni B a CDF.	73
4.1.1	Acquisizione e risultati nel Run-I.	73
4.1.2	Prospettive per il Run-II.	75
4.2	Frequenza e sezione d'urto di trigger.	78
4.3	Selezione puramente cinematica.	82
4.4	Scelta dei canali di decadimento.	88
4.5	Conclusioni.	92
5	La selezione di primo livello.	95
5.1	Il segnale.	95
5.2	La selezione sull'impulso per due tracce.	98
5.3	La selezione sull'impulso per tre tracce.	104
5.4	La selezione sull'angolo azimutale.	109
5.5	La selezione completa di primo livello.	113
5.6	Un nuovo campione di dati.	117
5.7	Conclusioni.	123
6	La selezione di secondo livello.	125
6.1	La ricostruzione del parametro d'impatto.	125
6.1.1	Dipendenza dalla posizione del fascio.	127
6.1.2	Dipendenza dal numero di hit e dalla coordinata z.	131
6.1.3	Dipendenza dalla larghezza del fascio.	132
6.1.4	Dipendenza dall'impulso della particella.	134
6.2	La correzione del parametro d'impatto.	136
6.3	Fattori che influenzano la selezione con SVT.	139

6.4	La selezione di secondo livello.	144
6.5	La posizione del fascio nel Run-II.	148
6.6	Conclusioni.	149
7	Conclusioni.	153
	Appendici	155
A	Metodo di ottimizzazione dei tagli	155
	Lista delle figure	i
	Lista delle tabelle	iv
	Bibliografia	viii

Introduzione

I b -*quark*, da quando ne fu ipotizzata l'esistenza da Kobayashi e Maskawa all'inizio degli anni '70 [1] per poter descrivere all'interno del Modello Standard la violazione di CP , scoperta nel 1964 da Christenson et al. [2], hanno avuto sempre più importanza nel panorama della fisica delle alte energie.

Le particelle contenenti *beauty*, infatti, rappresentano un naturale laboratorio in cui verificare un po' tutti i settori della teoria, dalla cromodinamica quantistica (QCD), coinvolta nella produzione dei *quark* e nei successivi momenti della frammentazione e dell'adronizzazione, al settore elettro-debole (EW), responsabile del decadimento degli adroni. Anche il fenomeno delle oscillazioni fra particella ed anti-particella, previsto nel 1955 per i mesoni K da Gell-Mann e Pais [3] e per la prima volta ed effettivamente osservato sperimentalmente l'anno successivo [4], trova nei mesoni B neutri un ambito molto interessante.

Nel Modello Standard la matrice V_{CKM} di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa descrive tutti gli effetti (al livello albero) di mescolamento fra i *quark*, ma il valore dei suoi elementi non è previsto dalla teoria. Lo scopo di questi studio è di contribuire ad una misura che permetta di vincolare uno degli elementi, V_{ts} che accoppia i *quark top* e *strange*, sul quale l'incertezza è molto elevata.

La misura diretta di V_{ts} (come quella di V_{td}) tramite la larghezza di decadimento del *top* è molto difficile per il comportamento del *top-quark* che, nel Modello Standard, decade $t \rightarrow bW$ in praticamente il 100 % dei casi. Anche con un campione di *top* di elevata statistica (che ad oggi non esiste), solo molto raramente si avrebbe un processo $t \rightarrow sW$ dominato dal termine V_{ts} .

Si deve dunque misurare un'altra grandezza legata a V_{ts} dalla quale dedurre il vincolo sull'elemento della matrice di mescolamento: questa osservabile è stata individuata nella frequenza x_s con la quale i mesoni B_s^0 e \overline{B}_s^0 , nella loro evoluzione temporale, oscillano fra i due stati di sapore definito.

L'interesse per il valore di x_s è notevole, ma si scontra con le difficoltà della sua misura, come testimoniato dal fatto che oggi esiste solo un limite inferiore sul suo valore: $x_s > 14$ [5]. I problemi sperimentali che affliggono questa misura sono diversi, primo fra tutti la necessità di disporre di un campione statisticamente significativo di eventi con le seguenti caratteristiche:

- il contenuto in sapore del B_s deve essere conosciuto sia al momento della produzione che del decadimento. Questa condizione è necessaria per suddividere il campione in eventi nei quali in B_s è decaduto quando il suo *heavy-flavour* era differente da (uguale a) quello che lo stesso mesone aveva inizialmente. Nel caso in cui sia diverso si è sicuri che il B_s nel corso della sua evoluzione temporale ha subito un mescolamento $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$, mentre se identico può aver oscillato o no;
- l'impulso e la lunghezza di decadimento del B_s ricostruito devono essere noti con una bassa incertezza. Solo in questo modo si può avere un piccolo errore sulla stima del tempo proprio del mesone, tempo proprio che è necessario per studiare l'evoluzione temporale della probabilità di mescolamento.

Si mostrerà che nel futuro periodo di presa dati (detto Run-II) dell'esperimento CDF (*Collider Detector at Fermilab*) presso l'acceleratore protone-antiprotone Tevatron del Fermilab (Batavia, Illinois - U.S.A.), sfruttando i miglioramenti della macchina e del rivelatore, è ragionevole sperare di misurare il parametro x_s dell'oscillazione $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ sino a valori di $x_s = 50 - 60$.

I quattro canali di decadimento del B_s qui scelti e sui quali si pensa di poter fare al meglio la misura sono indicati qui di seguito:

$$\begin{array}{ll}
 B_s^0 \rightarrow D_s^- + \pi^+ (\pi^- \pi^+) & B_s^0 \rightarrow D_s^- + \pi^+ (\pi^- \pi^+) \\
 \quad \quad \quad \hookrightarrow \Phi \pi^- & \quad \quad \quad \hookrightarrow K^{*0} K^- \\
 \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+ K^- & \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+ \pi^-
 \end{array}$$

Questi modi di decadimento hanno il vantaggio di essere totalmente ricostruibili e quindi molto adatti per fare la misura proposta, ma per contro, lo stato finale di soli adroni è difficile da individuare nella gran quantità di mesoni leggeri (π^\pm, K^\pm) prodotti da una tipica interazione adronica al Tevatron. Inoltre la somma di questi canali non è che una piccola parte della larghezza totale di decadimento dei B_s : meno di un B_s su mille decade nei modi indicati.

Si può ovviare a questo problema di statistica con una logica di selezione ottimizzata per la raccolta di eventi in cui il B_s decade proprio nei quattro modi suddetti.

In questa tesi una logica con queste caratteristiche è stata individuata.

Inoltre sia la scelta dei canali che le richieste proposte al livello di acquisizione tengono anche conto dei principali problemi dell'analisi *offline* nella ricostruzione del segnale.

L'esposizione è suddivisa in sette capitoli, ognuno dei quali è preceduto da una breve presentazione del contenuto e seguito dalle conclusioni finali.

Capitolo 1 Dopo una sommaria presentazione del Modello Standard, si introduce il formalismo comunemente utilizzato per descrivere l'oscillazione di sapore nel caso generale particella-antiparticella ed in particolare per i mesoni B^0 .

Capitolo 2 Si descrive l'ambiente sperimentale: il Tevatron *collider* ed il rivelatore CDF sia nelle configurazioni utilizzate nei precedenti periodi di acquisizione (Run-I) che in quelle previste per il Run-II.

Capitolo 3 In questo capitolo si presentano diversi problemi strettamente connessi alla misura del parametro di *mixing* e del loro effetto stimato su risultati già ottenuti a CDF e/o previsti per il Run-II.

Capitolo 4 Si motiva dettagliatamente la scelta dei canali presi in considerazione e la strategia generale di selezione degli eventi contenenti un B_s^0 che decade in uno dei modi selezionati. Si considerano anche l'influenza del fenomeno degli eventi sovrapposti sull'acquisizione ed i limiti intrinseci dei sistemi di selezione *on-line* che si utilizzeranno nel Run-II.

Capitolo 5 Si mostra come è stata fissata la logica di selezione per gli eventi di interesse basandosi sulle sole caratteristiche cinematiche dei decadimenti. Tramite eventi simulati si è trovata l'efficienza sul segnale ed utilizzando dei campioni di dati raccolti durante il Run-I a CDF si sono stimate le frequenze di acquisizione per il primo livello di *trigger*.

Capitolo 6 Proseguendo lo studio iniziato nel precedente capitolo, si completa la logica di selezione con il secondo livello di *trigger*, indicando anche i problemi legati all'utilizzo del dispositivo *SVT*.

Capitolo 7 Nel capitolo finale si riassumono e si commentano i risultati ottenuti.

Attività svolta dal candidato.

In relazione allo studio qui descritto, il candidato ha svolto il seguente lavoro:

- dall'analisi delle possibilità del nuovo rivelatore e degli studi realizzati dalla collaborazione nella ricostruzione di canali “simili”, ha indicato i quattro modi di decadimento dei mesoni B_s sopra indicati, sui quali pensa di avere maggior possibilità di fare la misura;
- sfruttando le nuove caratteristiche del sistema di selezione di CDF, ha stabilito la strategia generale del *trigger*, individuando in un *set* di tagli sulle sole caratteristiche cinematiche delle tracce un buon criterio per selezionare un elevato numero di B_s con una buona separazione rispetto al fondo;
- tramite appositi programmi di MonteCarlo, ha generato un campione di eventi contenenti almeno un B_s sul quale studiare la topologia dei decadimenti;
- per tener conto al meglio possibile degli effetti introdotti dal rivelatore, ha utilizzato per tutti gli eventi generati la simulazione completa di CDF nella configurazione del Run-I (il simulatore del nuovo apparato sperimentale non è ancora disponibile). In questo modo ha potuto usare tutte e sole le informazioni presenti anche nei dati di CDF e trattare allo stesso modo segnale e fondo.
- per stimare le frequenze di acquisizione del *trigger* sia al primo che al secondo livello di selezione, ha analizzato, utilizzando i programmi standard dell'*offline*, oltre $2.7 \cdot 10^6$ eventi di *minimum bias* raccolti a CDF durante il Run-I. Questo lavoro è stato poi completato dai circa $2 \cdot 10^5$ eventi del campione “*two tracks*” dei *run* speciali;
- per ottimizzare i criteri di selezione al primo livello di *trigger*, mantenendo gran parte della libertà possibile, ha sviluppato un algoritmo che permette di trovare il miglior *set* di tagli variando in maniera indipendente tutti i parametri cinematici di due e/o tre tracce. In particolare non sono noti studi di “*trigger* di tracce” a CDF in cui siano state prese in considerazione più di due particelle;
- visto che nel *database* di CDF non sono riportati i parametri della posizione e dell'inclinazione del fascio dei *run* speciali, per utilizzare questo campione nelle stime del secondo livello si è servito degli algoritmi sviluppati dal gruppo di *SVT* per eseguire il riallineamento “a mano” dei *run offline*.

Capitolo 1

Il fenomeno delle oscillazioni di sapore nel Modello Standard.

In questo capitolo ci si propone di mostrare:

- quanto è profonda la connessione fra la formulazione stessa del modello standard (indicato più semplicemente come S.M.) e la presenza in esso di alcune quantità non vincolate dalla teoria. Tali parametri devono essere misurati sperimentalmente e la conoscenza più o meno precisa del loro valore è uno dei principali limiti alla capacità di prevedere teoricamente il risultato di una esperimento. Questa indeterminazione rende molto difficile, quando non impossibile, stabilire se la corrispondente misura sperimentale è, entro gli errori, compatibile con la descrizione che il modello prevede o no.
- come la fisica relativa alle particelle contenenti il *quark beauty* costituisca un settore privilegiato nello studio dell'oscillazione fra particella ed antiparticella quanto quello dei mesoni K . Questo fenomeno permette di misurare delle quantità, come la frequenza x_s di oscillazione di sapore $B_s^0 \leftrightarrow \overline{B}_s^0$, legate a dei parametri fondamentali del modello standard: alcuni elementi della matrice di mescolamento fra le diverse famiglie di *quark*.
- la descrizione fenomenologica dell'oscillazione di sapore (*flavour*) nel contesto del modello standard, introducendo anche le principali quantità con le quali comunemente si descrivono le misure di mescolamento sia dipendenti dal tempo che integrate.

1.1 Cenni sul modello standard.

Il modello standard delle interazioni elettrodeboli e forti è una teoria che, ad oggi, risponde ottimamente alla verifica sperimentale, sia per l'esistenza ed il valore delle masse delle particelle predette (es. W^\pm , Z^0 o *top-quark*) che per l'accordo fra i valori previsti nelle misure di precisione e quelli ottenuti (es. ' $g-2$ ' dell'elettrone). Tuttavia mancano ancora soddisfacenti verifiche degli accoppiamenti a tre e quattro bosoni di gauge e dati sul settore scalare della teoria, visto che il bosone di Higgs non è stato ancora rivelato e sulla sua massa il modello non fornisce indicazioni dirette, ma solo dei limiti ottenuti tenendone conto nelle correzioni radiative.

È formulato come una teoria di gauge invariante sotto il prodotto di tre gruppi di simmetria $\mathcal{G} = SU(3)_c \otimes SU(2)_w \otimes U(1)_{e.m.}$, in cui l'ipercarica $Y = Q - T_3$ fattorizza la parte abeliana del gruppo elettrodebole e permette di fissare le tre costanti di accoppiamento g_s , g , g' (una per gruppo).

In corrispondenza si potranno introdurre i campi di gauge come:

- un solo campo di Yang-Mills $B^\mu(x)$ per le interazioni invarianti sotto $U(1)_Y$;
- tre vettoriali $W_k^\mu(x)$ $k = 1, 2, 3$ per le interazioni deboli invarianti sotto $SU(2)_w$;
- otto gluoni $G_j^\mu(x)$ $j = 1 \dots 8$, per le interazioni forti invarianti sotto $SU(3)_c$.

Le interazioni deboli accoppiano solo la chiralità sinistrorsa, perciò s'introducono i campi di materia come spinori ψ^α di Weyl *left-handed*, con un indice di famiglia $\alpha = 1 \dots 3$, organizzati in doppietti di isospin debole¹ (tripletti di colore per i *quark*)

$$L^\alpha \sim (1, 2, -1/2) \implies \begin{pmatrix} \nu_L^\alpha \\ e_L^\alpha \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad Q^\alpha \sim (3, 2, 1/6) \implies \begin{pmatrix} u_L^\alpha \\ d_L^\alpha \end{pmatrix}$$

Si completa la rappresentazione (nell'ipotesi di un neutrino di massa nulla) dei gradi di libertà con i campi (*right-handed*)

$$e_c^\alpha \sim (1, 1, 1) \quad u_c^\alpha \sim (3^*, 1, -2/3) \quad d_c^\alpha \sim (3^*, 1, 1/3)$$

A partire dalla rappresentazione esplicita $\{\Lambda_j^{ab}, \tau_j^{ab}, Y\}$ dei generatori astratti T_j del gruppo d'invarianza della teoria, si costruisce la derivata covariante

$$D_\mu^{ab,j} T_j = \delta^{ab} \partial_\mu + i \frac{g_s}{2} G_\mu^j \Lambda_j^{ab} + i \frac{g}{2} W_\mu^k \tau_k^{ab} + i g' \delta^{ab} B_\mu Y$$

¹Nella notazione usata si indica la rappresentazione secondo i tre gruppi di simmetria.

A partire da $D_\mu^{ab,j}$ si trovano i campi tensoriali $B_{\mu\nu}, W_{\mu\nu}^k, G_{\mu\nu}^j$, genericamente indicati con $F_{\mu\nu}^j$, definiti come $F_{\mu\nu}^j T_j = i [D_\mu^j, D_\nu^j] T_j = D_\mu F_\nu^j - D_\nu F_\mu^j + i f^{jkl} F_\mu^k F_\nu^l T_j$ (intrinsecamente covarianti), in cui il termine proporzionale alle costanti di struttura f^{jkl} manca se il relativo gruppo di invarianza è abeliano.

A questo punto si può scrivere il settore cinetico di gauge del modello

$$\mathcal{L}_{kin.}^{SM} = -\frac{1}{2} \text{Tr} (G_{\mu\nu}^j G_j^{\mu\nu}) - \frac{1}{2} \text{Tr} (W_{\mu\nu}^k W_k^{\mu\nu}) - \frac{1}{2} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i \sum_{L,R} \bar{\psi}_a \not{D}^{ab} \psi_b$$

Questa forma presenta due gravi problemi:

1. \mathcal{L} ha un grado di simmetria globale troppo elevata. La rappresentazione dei campi di materia $\psi_{15} = Q \oplus L \oplus e_c \oplus u_c \oplus d_c$, anche senza considerare le ripetizioni in famiglie, è 5 volte riducibile, perciò si hanno 5 fasi indipendenti $U(1)^5 \rightarrow U(1)^4$ per la libertà $U(1)$ di gauge.

Se si riscrive $U(1)_L \otimes U(1)_R \rightarrow U(1)_V \otimes U(1)_A$ corrispondenti, rispettivamente, all'invarianza per la scelta di una fase comune oppure opposta per i campi ψ_L e ψ_R , alla simetria residua $U(1)^4$ sono associate le conservazioni

$$\left. \begin{array}{l} n^\circ \text{ leptonico} \\ n^\circ \text{ barionico} \end{array} \right\} \text{osservate} \qquad \left. \begin{array}{l} n^\circ \text{ leptonico assiale} \\ n^\circ \text{ barionico assiale} \end{array} \right\} \text{non osservate}$$

2. Tutti i campi sono di massa nulla. Un termine di massa esplicito per quelli di materia, del tipo $m \bar{\psi} \psi \sim m (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$, è escluso perché impossibile costruire uno scalare con un campo *left* (doppietto) ed uno *right-handed* (singoletto), come è inaccettabile un contributo del tipo $m^2/2 (A_\mu A^\mu)$ per quelli vettoriali non essendo gauge invariante sotto $U(1)_Y$.

Il modo più economico per risolvere questa situazione è di introdurre il campo di Higgs come doppietto debole $H \sim (1, 2, -1/2) \Rightarrow \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}$, con il quale costruire:

- una serie di termini che accoppiano settore scalare e spinoriale con $Y = 0$ ed indici di isospin debole e di colore correttamente contratti per conservare l'invarianza di gauge e che, inoltre, preservano i tre numeri leptonici e quello barionico totale. Indicando con $\lambda^{\alpha\beta}$ le matrici di mescolamento fra le famiglie:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \varepsilon^{ij} \left[L_i^\alpha \lambda_{\alpha\beta}^e e_c^\beta H_j + Q_i^\alpha \lambda_{\alpha\beta}^d d_c^\beta H_j + Q_i^\alpha \lambda_{\alpha\beta}^u u_c^\beta H_j^\dagger \right]$$

- un potenziale scalare $V(|H|^2) = -\mu^2/2 \cdot |H|^2 + \lambda^4/4 \cdot |H|^4$.

Questo cura le “patologie” della lagrangiana cinetica:

1. Gli *Yukawa-coupling* legano campi ψ_L e ψ_R cancellando cosí le due simmetrie assiali $U(1)_A^{B,\ell}$ indesiderate ed inoltre, indicando $\lambda_{Diag.}^{\alpha\beta} = L \lambda^{\alpha\beta} R$, in cui L ed R sono due matrici unitarie (a priori differenti), si ha che:

- nel caso adronico, la presenza di due termini rende impossibile la diagonalizzazione simultanea delle matrici λ^u, λ^d e quindi, a parte una degenerazione accidentale, rimane la sola libertà di una fase comune a tutti i *quark*, che corrisponde alla conservazione del numero barionico totale;
- nel settore leptonico si può diagonalizzare λ^e ruotando separatamente i campi L^α ed e_R (visto che nel resto della teoria sono disaccoppiati), e quindi rimane ancora la libertà di fase per ognuno dei campi leptonici (invarianza sotto il gruppo $U(1)_e \otimes U(1)_\mu \otimes U(1)_\tau$).

2. I termini di massa derivano dalla rottura spontanea del gruppo di simmetria elettro-debole $SU(2)_w \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{e.m.}$, che avviene nel potenziale scalare quando il campo di Higgs ha un valore di aspettazione sul vuoto (*v.e.v.*) non nullo, ossia $\langle 0 | H | 0 \rangle \neq 0$:

- I campi di *gauge* prendono massa attraverso il “meccanismo di Higgs”, in cui i bosoni di Goldstone relativi ai tre generatori “rotti” della simmetria costituiranno i gradi di libertà longitudinali dei campi vettoriali, tranne il fotone che resta a massa nulla essendo legato alla simmetria residua $U(1)_{em}$, poiché $Q = Y + T_3$ annichila ancora il vuoto (Q “non è rotto”).
- $W_\pm^\mu = (W_1^\mu \pm i W_2^\mu) / \sqrt{2}$ con massa M_w , dove $G_F / \sqrt{2} = g^2 / 8 M_w^2$
- $Z^\mu = B^\mu \sin \theta_w - W_3^\mu \cos \theta_w$ dove $\tan \theta_w = g' / g$ ($e = g \cdot \sin \theta_w$) è l’angolo di mescolamento di B^μ e W_3^μ , con $M_z = M_w / \cos \theta_w$;
- il fotone $A^\mu = B^\mu \cos \theta_w + W_3^\mu \sin \theta_w$, come detto, a massa nulla.
- La massa dei campi spinoriali deriva dal settore di Yukawa, scrivendo il campo di Higgs in gauge unitaria come $H(x) = \sigma(x) + \langle 0 | H | 0 \rangle$;
posto $\lambda_{\alpha\beta} \langle 0 | H | 0 \rangle = M_{\alpha\beta}$ (matrice di massa), si ha

$$\mathcal{L}_Y \sim \left[e_L^\alpha M_{\alpha\beta}^e e_R^\beta + d_L^\alpha M_{\alpha\beta}^d d_R^\beta + u_L^\alpha M_{\alpha\beta}^u u_R^\beta \right] \left(1 + \frac{\sigma(x)}{\langle 0 | H | 0 \rangle} \right)$$

A partire da questa formulazione, a noi interessa capire dove nascono i termini che permettono il mescolamento fra i sapori.

Gli accoppiamenti fra i campi di materia ψ ed il bosone di Higgs fisico σ non danno termini che cambiano il sapore, ma solo a patto che le matrici di massa siano diagonalizzabili $M \rightarrow M_D$ con matrici L, R riassorbibili ridefinendo i campi

$$M^u = L_u^\dagger M_D^u R_u \quad , \quad M^d = L_d^\dagger M_D^d R_d \quad , \quad M^e = L_e^\dagger M_D^e R_e$$

Si deve controllare, però, se in altri settori non siano proprio queste nuove matrici ad introdurre accoppiamenti fra *flavour* diversi. Tutti i termini cinetici dei campi fermionici e le due correnti neutre

$$J_{em}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu Q \psi \quad \quad J_{Z^0}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T_3 - Q \sin^2 \theta_w) \psi$$

sono invarianti sotto la rotazione delle matrici L, R ²: questa è la mancanza delle correnti neutre con cambio di *flavour* (F.C.N.C.) nel S.M. al livello albero.

Al contrario, nella corrente carica

$$J_\pm^\mu = \bar{\psi}_a \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \tau_{ab}^\pm \psi_b$$

che accoppia i campi di materia ψ con i bosoni vettoriali deboli W^\mp , la presenza degli operatori τ_{ab}^\pm di salita e discesa dell'isospin debole lega entrambe le componenti di uno stesso doppietto, e la ridefinizione dei campi trasforma, ad es.:

$$J_\mu^+ = \bar{u}_L \gamma_\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L \quad \Longrightarrow \quad \bar{u}_L \gamma_\mu L_u^\dagger L_d d_L + \bar{\nu}_L \gamma_\mu L_e e_L$$

Nel settore adronico, in cui $L_u^\dagger L_d = V_{CKM} \neq I_{3 \times 3}$, si ha, quindi, una matrice di mescolamento fra le tre famiglie di *quark* non riassorbibile con una ridefinizione dei campi. La sua presenza dá origine a correnti cariche che cambiano il sapore, compatibili con la conservazione del solo numero barionico totale. Nel settore leptonic le analoghe correnti non sono presenti: si può, infatti, riassorbire la matrice L_e ridefinendo il campo ν_L che non è vincolato a ν_R in un termine di massa per l'ipotesi di un neutrino di massa nulla. La conseguenza di questa libertà è la conservazione, oltre a quello totale, dei tre numeri leptonici separati.

La presenza di termini che mescolano i *quark* è dunque ineliminabile nello S.M.

²In entrambi i settori i campi di materia sono legati da operatori ‘diagonali’ $(1, T_3, Q)$ e quindi presentano solo contributi in $(\bar{\psi}_L \psi_L)$ o in $(\bar{\psi}_R \psi_R)$ invarianti per le suddette trasformazioni

L'attuale formulazione del S.M. richiede, però, l'introduzione di molti parametri dall'esterno: le tre costanti di accoppiamento $\{g_s, g, g'\}$, i valori delle masse dei fermioni (o degli *Yukawa-coupling*) e degli angoli di *mixing* nella matrice V_{CKM} . Questo è alla base di domande fondamentali ad oggi ancora irrisolte come, per es., perché i colori sono tre, perché la carica elettrica è quantizzata, perché esistono le ripetizioni in più famiglie ... più o meno direttamente legate alla matrice V_{CKM} .

Un'indicazione sul numero di colori deriva dall'assenza di anomalie nello S.M., che possono provenire dai grafici più divergenti con tre campi di gauge esterni connessi da un loop di fermioni se $\text{Tr} (T_\alpha T_\beta T_\gamma) \neq 0$ (fissati gli indici α, β, γ di gruppo, è una somma sui fermioni del modello). Visto il contenuto in campi della teoria e l'algebra del gruppo di simmetria, condizione necessaria e sufficiente affinché non si abbiano anomalie è $\text{Tr} Q|_{\text{doppietti di } SU(2)_W} = 0$; in effetti per ogni famiglia, si trova

$$\left[\left(\frac{2}{3} \right)_u + \left(-\frac{1}{3} \right)_d \right] \cdot N_c + 0_\nu - 1_e = 0$$

Oltre ad una “conspirazione” fra *quark* e leptoni affinché non si abbiano anomalie, c'è un evidente legame fra il numero N_c di colori ed il valore frazionario della carica.

Il problema del numero di colori è quindi collegato a quello della quantizzazione della carica, la cui soluzione sembra intravedersi nel modo in cui la stessa struttura del gruppo di gauge vincola la relativa costante di accoppiamento. Per un gruppo di gauge abeliano, ad es. $U(1)_Y$, il *coupling* g' non è universale. Si potrebbe prendere $g'' = \text{cost} \cdot g'$ visto che compare sempre con l'operatore Y e quindi ridefinire i valori dell'ipercarica dei campi dividendoli per la stessa costante: l'ipercarica è una funzione che ammette *rescaling*.³ Per una gauge non abeliana, ad es. $SU(2)_w$, invece, g è la stessa per tutti i doppietti della teoria, e la variazione del valore di isospin debole per uno di essi si ripercuote su tutti gli altri. Se la carica emergesse all'interno di una struttura non abeliana, quindi, sarebbe necessariamente quantizzata, come lo è $J_z = [J_+, J_-]$, mentre nel S.M. la carica $Q = T_3 + Y$ presenta anche l'ipercarica Y che deriva da un gruppo commutativo.

La cosiddetta “universalità *quark-leptone*” è proprio l'uguaglianza della costante di accoppiamento debole nelle correnti cariche nel settore adronico e leptonic. Questa proprietà è difficile da verificare visto che non esistono *quark* liberi (proprietà di “confinamento” della QCD) e quindi non è banale dare un senso ad un *quark* in uno

³I valori di ipercarica scelti nel S.M. hanno il solo pregio di essere facilmente connessi con il valore della carica elettrica dei campi, che è un'osservabile fisica.

stato legato barionico, mesonico, ... Inoltre, si deve tener conto anche delle correzioni elettrodeboli che potrebbero mascherare l'effetto.

Un modo alternativo di verificare questa caratteristica del S.M. è di mostrare che la matrice V_{CKM} è unitaria, anche se di solito si cerca di verificare una sua conseguenza

$$\sum_{\alpha} |V_{\alpha\beta}|^2 = \sum_{\beta} |V_{\alpha\beta}|^2 = 1$$

Per la terza questione, il numero di famiglie, il S.M. non dá una risposta, anche se, come visto, per non avere anomalie, il numero di ripetizioni dei doppietti deve essere identico per i *quark* ed i leptoni. È considerando la violazione di CP (osservata nei decadimenti di mesoni K neutri) come un fenomeno inquadrabile nella teoria che si ha un'indicazione interessante: le interazioni neutre con il fotone e con il bosone neutro Z^0_μ , una volta fissata la trasformazione dei campi vettoriali sotto CP come $CP V^\mu(x) \rightarrow -g^{\mu\mu} V_\mu(-x)$, sono CP invarianti (accoppiamenti $V - A$).

Questa violazione deve dunque nascere nelle interazioni cariche

$$J_-^\mu W_\mu^+ \sim (\bar{u}_L^\alpha \gamma^\mu V_{\alpha\beta} d_L^\beta) W_\mu^+ \xrightarrow{CP} -g^{\mu\mu} (\bar{d}_L^\beta \gamma_\mu V_{\beta\alpha}^* u_L^\alpha) CP(W_\mu^+)$$

Fissando anche per i bosoni carichi una prescrizione analoga a quella dei campi di gauge neutri, $CP W_\mu^\pm(x) \rightarrow -g^{\mu\mu} W_\mu^\mp(-x)$ in cui correttamente la coniugazione di carica C cambia la carica del campo per complessificazione, tutta la trasformazione può essere riassorbita nel settore leptonico (ancora $V - A$), mentre perché sia CP invariante anche quello adronico si deve controllare che la matrice V_{CKM} che mescola le famiglie sia reale ($V = V^*$).

Ebbene per descrivere una violazione di CP all'interno del S.M. basta una fase nella V_{CKM} che renda la matrice complessa, fase possibile solo se le famiglie sono almeno tre. Infatti in una matrice V complessa $N \times N$ ci sono $2N^2$ elementi reali, che si riducono ad N^2 richiedendo che sia unitaria a causa delle N^2 condizioni $V_{ij} = V_{ij}^\dagger$, elementi che possono essere organizzati in $N \cdot (N - 1)/2$ angoli e $N \cdot (N + 1)/2$ fasi.

Nel caso della matrice V_{CKM} relativa ad N famiglie, dal numero di fasi libere si devono togliere le $(2N - 1)$ relative ai $2N$ campi meno quella totale di gauge. In tutto restano quindi $(N - 1) \cdot (N - 2)/2$ fasi arbitrarie, numero che è diverso da zero solo per $N > 2$ e per $N = 3$ vale proprio 1. Questo numero (ossia quante famiglie sono presenti nel S.M.) è stato confermato dalla misura della larghezza di decadimento dello Z^0 .

1.2 La matrice di Cabibbo-Kobajashi-Maskawa.

La matrice unitaria 3×3 CKM [1] di mescolamento fra le famiglie di *quark*

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

dipende da quattro parametri reali indipendenti, convenzionalmente tre angoli θ_{ij} (θ_{12} è l'angolo di Cabibbo θ_c che vale $\sin \theta_c = 0.2205 \pm 0.0018$ [5]) ed una fase δ .

Indicando con $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e con $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ si scrive

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ -s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}$$

Nella notazione di Wolfenstein [6] si scelgono i seguenti quattro parametri reali:

$$\lambda = \sin \theta_c, \quad A, \quad \rho = \Re \frac{V_{ub}^*}{|V_{cd} V_{cb}|}, \quad \eta = \Im \frac{V_{ub}^*}{|V_{cd} V_{cb}|}$$

e la matrice V_{CKM} , al quarto ordine in λ , diventa

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 + \lambda^4/24 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 - \lambda^4(A^2/4 - 1/12) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 - A\lambda^4(1/2 - \rho - i\eta) & 1 - A^2\lambda^4/2 \end{pmatrix}$$

L'unitarietà della matrice V implica che il prodotto di una qualsiasi riga R_i o colonna C_j per un'altra complessificata, se identica dia l'unità, se diversa dia risultato nullo.

In questo secondo caso si ottengono le seguenti sei relazioni

$$\begin{aligned} 1) C_1 \cdot C_2^* &= V_{ud} \cdot V_{us}^* + V_{cd} \cdot V_{cs}^* + V_{td} \cdot V_{ts}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) \\ 2) R_1 \cdot R_2^* &= V_{ud} \cdot V_{cd}^* + V_{us} \cdot V_{cs}^* + V_{ub} \cdot V_{cb}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) \\ 3) C_2 \cdot C_3^* &= V_{us} \cdot V_{ub}^* + V_{cs} \cdot V_{cb}^* + V_{ts} \cdot V_{tb}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2) \\ 4) R_2 \cdot R_3^* &= V_{cd} \cdot V_{td}^* + V_{cs} \cdot V_{ts}^* + V_{cb} \cdot V_{tb}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2) \\ 5) C_1 \cdot C_3^* &= V_{ud} \cdot V_{ub}^* + V_{cd} \cdot V_{cb}^* + V_{td} \cdot V_{tb}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) \\ 6) R_1 \cdot R_3^* &= V_{td} \cdot V_{ud}^* + V_{ts} \cdot V_{us}^* + V_{tb} \cdot V_{ub}^* = 0 \sim \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) \end{aligned}$$

Nel piano complesso (ρ, η) , queste sei relazioni danno origine ai cosiddetti ‘triangoli di unitarietà’, di cui però i primi quattro sono praticamente degeneri: un lato, infatti, come si vede dall’ordine in λ delle relazioni scritte, è molto minore degli altri due a causa del piccolo accoppiamento fra la prima e la terza famiglia. Le ultime due relazioni, trascurando i termini oltre il terzo ordine in λ , danno invece luogo alla stessa condizione:

$$\frac{V_{ud} \cdot V_{ub}^*}{|V_{cd} \cdot V_{cb}^*|} + \frac{V_{td} \cdot V_{tb}^*}{|V_{cd} \cdot V_{cb}^*|} = 1$$

nella quale si sono considerate le approssimazioni

$$V_{ud} \simeq 1 \simeq V_{tb} \quad V_{cd} \simeq -V_{us} \simeq -\lambda \quad V_{cb} \simeq -V_{ts} \simeq A \lambda^2$$

che invece risulta interessante visto che tutti i termini sono dello stesso peso.

Spesso questa condizione viene rappresentata nel piano complesso (ρ, η) ottenendo il cosiddetto ‘triangolo di Bjorken’.

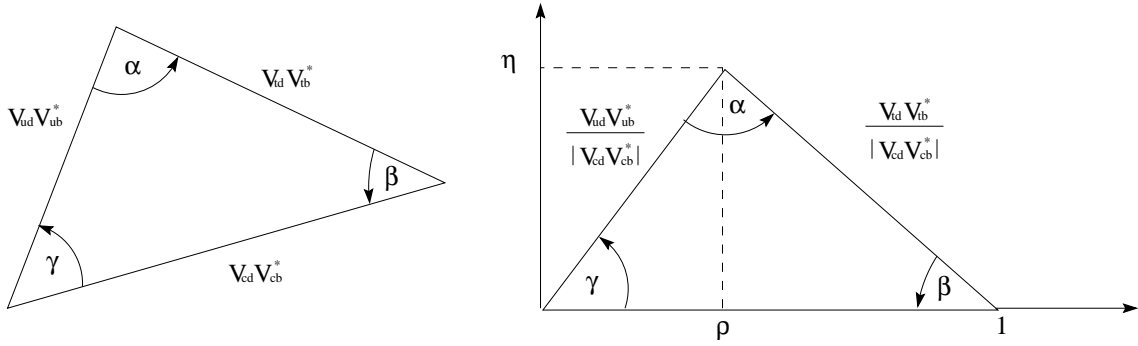


Figura 1.1: *Triangolo di unitarietà (a sinistra) e nella versione ruotata e normalizzata a base unitaria (a destra) comunemente utilizzata.*

In esso i tre angoli

$$\begin{cases} \alpha &= 2\pi - \Phi_{td} \\ \beta &= -\pi + \Phi_{td} + \Phi_{ub} \\ \gamma &= \Phi_{ub}^* = -\Phi_{ub} \end{cases}$$

sono definiti in funzione delle fasi deboli $\Phi_{ij} = \Phi(V_{ij}^{CKM})$.

Oggi sono molti gli esperimenti nei quali si stanno cercando di fare delle misure che vincolino questi angoli e quindi il valore dei corrispondenti elementi della matrice V_{CKM} .

I valori sperimentali degli elementi della *CKM* ad oggi sono [5]:

- V_{ud} La sua miglior misura di si ottiene confrontando l'intensità di alcuni decadimenti β con quella del muone μ^\pm ottenendo $|V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0010$.
- V_{us} Le transizioni $\Delta S = 1$ dei decadimenti semileptonici degli iperioni e dei mesoni K come $K \rightarrow \pi \ell \nu$, danno $|V_{us}| = 0.2196 \pm 0.0023$.
- V_{cs} Dai decadimenti semileptonici dei mesoni contenenti *charm* $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ e $D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$, una volta che sono stati valutati i fattori di forma adronici, si ottiene $|V_{cs}| = 1.04 \pm 0.16$.
- V_{cd} Dai decadimenti semileptonici dei mesoni con *charm* privi di particelle strane nello stato finale come $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ in relazione a $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ si trova il rapporto $|V_{cd}|/|V_{cs}|$ da cui $|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.016$.
- V_{cb} Dai decadimenti semileptonici dei mesoni B (considerando l'incertezza sulla vita media e sui fattori di forma adronici) si ottiene $|V_{cb}| = 0.0395 \pm 0.0017$.
- V_{ub} Dai decadimenti semileptonici $b \rightarrow u \ell^- \nu_\ell$ (interpretati come eventi di *B-decay* in cui il leptone ha un impulso inferiore ai $2.46 \text{ GeV}/c$, soglia cinematica per quelli provenienti da $b \rightarrow u \ell^- \nu_\ell$) si ottiene $|V_{ub}|/|V_{cb}| = 0.08 \pm 0.02$.
- V_{tq} Il *top-quark* decade praticamente nel 100 % dei casi (nel S.M.) $t \rightarrow b W^+$ vista l'alta massa [10] e questo rende quasi impossibile una misura diretta di V_{td} e di V_{ts} anche in presenza di un notevole campione di *top-quark* (che per ora non esiste). Utilizzando degli studi sulle oscillazioni di *flavour* e l'unitarietà della CKM, si trova $V_{tb} \simeq 1$, $V_{ts} \simeq 0.04$ e $V_{td} \simeq 0.003$.

1.3 Descrizione del fenomeno del mescolamento.

Le collisioni adroniche producono particelle neutre autostati di sapore (genericamente indicate con $|X^0\rangle$), stabili sotto l'interazione forte ed e.m., ma non debole (carica) che può cambiare il contenuto in *flavour* nelle correnti in $\Delta s \neq 0$ e $\Delta b \neq 0$.

L'evoluzione temporale della più generale sovrapposizione $|\Psi\rangle$ di stati neutri sarà $|\Psi(t)\rangle = c(t)|\Psi\rangle = a|X^0(t)\rangle + b|\bar{X}^0(t)\rangle = a(t)|X^0\rangle + b(t)|\bar{X}^0\rangle$, legata all'equazione di Schrödinger

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \left(\hat{M} - \frac{i}{2} \hat{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

Nel sistema di quiete \hat{H} corrisponde alla matrice $\hat{\mathcal{M}} = \hat{M} - i\hat{\Gamma}/2$ di massa. La massa e larghezza di decadimento di una particella sono osservabili e quindi ci si aspetta che \hat{M} , $\hat{\Gamma}$ siano hermitiane: richiedendo esplicitamente $\hat{M} = \hat{M}^\dagger$ e $\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}^\dagger$, si trova

$$\{M_{11}, M_{22}, \Gamma_{11}, \Gamma_{22}\} \in \Re e \quad , \quad M_{12} = M_{21}^* \quad , \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$$

L'invarianza sotto CPT , che determina l'uguaglianza di massa e larghezza di decadimento fra $|X^0\rangle$ e $|\bar{X}^0\rangle$, assicura che $M_{11} = M_{22}$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$, ossia che $\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22}$. L'espressione di $\hat{\mathcal{M}}$ è

$$\hat{\mathcal{M}} = \begin{pmatrix} M_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2} & M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{21} - i\frac{\Gamma_{21}}{2} & M_{22} - i\frac{\Gamma_{22}}{2} \end{pmatrix} \xrightarrow{\dagger, CPT} \begin{pmatrix} M_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2} & M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2} & M_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2} \end{pmatrix}$$

Se poi vale anche l'invarianza sotto CP , $M_{12} = M_{21}$ $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} \rightarrow \mathcal{M}_{12} = \mathcal{M}_{21}$.

La diagonalizzazione di $\hat{\mathcal{M}}$ fornisce gli autovalori $\mu_{h,\ell}$ e gli autovettori $|X_{h,\ell}\rangle$.

$$\mu_{h,\ell} = m_{h,\ell} - \frac{i}{2} \Gamma_{h,\ell} = \mathcal{M}_{11} \pm \sqrt{\mathcal{M}_{12} \mathcal{M}_{21}} = M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} \pm (p \cdot q)$$

Nella precedente espressione sono state introdotte le due quantità

$$q = \sqrt{\mathcal{M}_{21}} = \sqrt{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2} \quad p = \sqrt{\mathcal{M}_{12}} = \sqrt{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}$$

Se $(p \cdot q) \neq 0$ si ha uno *splitting* Δm delle masse $m_{h,\ell}$ e/o $\Delta\Gamma$ delle larghezze di decadimento $\Gamma_{h,\ell}$ degli autostati $|X_{h,\ell}\rangle$ rispetto ai valori medi

$$m = M_{11} = \frac{m_\ell + m_h}{2} \quad \Gamma = \Gamma_{11} = \frac{\Gamma_\ell + \Gamma_h}{2}$$

Per gli autostati si trova

$$\begin{aligned} m_{h,\ell} &= m \pm \frac{\Delta m}{2} \quad \rightarrow \quad \Delta m = m_h - m_\ell = 2 \Re (p \cdot q) \\ \Gamma_{h,\ell} &= \Gamma \pm \frac{\Delta \Gamma}{2} \quad \rightarrow \quad \Delta \Gamma = \Gamma_\ell - \Gamma_h = -4 \Im (p \cdot q) \end{aligned}$$

e gli autovettori di massa $|X_{h,\ell}\rangle$ (normalizzati) sono

$$|X_\ell\rangle = \frac{p|X^0\rangle + q|\bar{X}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \quad |X_h\rangle = \frac{p|X^0\rangle - q|\bar{X}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}$$

La composizione CP della parità P e della coniugazione di carica C scambia particella ed antiparticella ($|X^0\rangle \xrightarrow{CP} |\bar{X}^0\rangle$) e quindi gli autostati $|X_\pm\rangle$ di CP ad autovalori $CP = \pm 1$ sono:

$$|X_\pm\rangle_{CP=\pm 1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|X^0\rangle \pm |\bar{X}^0\rangle \right]$$

L'invarianza sotto CP si ha quando $p = q$: gli autostati di massa e di CP coincidono, o, in modo equivalente, quando il parametro di violazione di CP ε vale 0, dove

$$\varepsilon = \frac{p - q}{p + q} \quad \Rightarrow \quad \frac{q}{p} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_{21}}{\mathcal{M}_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i \Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i \Gamma_{12}/2}}$$

L'evoluzione temporale di uno stato che all'istante iniziale $t = 0$ è $|X^0\rangle$ ($|\bar{X}^0\rangle$) va pensata tramite gli autostati $|X_{h,\ell}(t)\rangle = e^{i m_{h,\ell} t} e^{-\Gamma_{h,\ell} t/2} |X_{h,\ell}(0)\rangle$ ottenendo

$$\begin{aligned} |X^0(t)\rangle &= g_+(t) |X^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(t) |\bar{X}^0\rangle \\ |\bar{X}^0(t)\rangle &= g_+(t) |\bar{X}^0\rangle + \frac{p}{q} g_-(t) |X^0\rangle \end{aligned}$$

in cui le funzioni $g_\pm(t)$ sono definite come

$$g_\pm(t) = \frac{1}{2} e^{i m t} e^{-\Gamma t/2} \left[e^{i \Delta m t/2} e^{-\Delta \Gamma t/4} \pm e^{-i \Delta m t/2} e^{\Delta \Gamma t/4} \right]$$

Le quantità fisicamente interessanti, partendo da $|X^0\rangle$, sono le probabilità:

- $P_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}(t) \sim |\langle \bar{X}^0 | X^0(t) \rangle|^2 \propto |g_-(t)|^2$ che al tempo t sia oscillato in $|\bar{X}^0\rangle$;
- $P_{X^0 \rightarrow X^0}(t) \sim |\langle X^0 | X^0(t) \rangle|^2 \propto |g_+(t)|^2$ che all'istante t non lo sia.

Introducendo $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$, $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$, i parametri che descrivono il *mixing*, si trova

$$\begin{aligned} P_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}(t) &= \frac{e^{-t/\tau}}{2\tau} (1 - y^2) \left[\cosh\left(y \frac{t}{\tau}\right) - \cos\left(x \frac{t}{\tau}\right) \right] \cdot \left| \frac{q}{p} \right|^2 \\ P_{X^0 \rightarrow X^0}(t) &= \frac{e^{-t/\tau}}{2\tau} (1 - y^2) \left[\cosh\left(y \frac{t}{\tau}\right) + \cos\left(x \frac{t}{\tau}\right) \right] \end{aligned}$$

In queste espressioni, in cui $\tau = 1/\Gamma$, si è tenuto conto anche del fattore di normalizzazione della funzione d'onda⁴.

L'asimmetria di evoluzione temporale partendo da uno stato $|X^0\rangle$ è

$$A_{X^0}(t) = \frac{N_{X^0}^{nomix}(t) - N_{X^0}^{mix}(t)}{N_{X^0}^{nomix}(t) + N_{X^0}^{mix}(t)} = \frac{P_{X^0 \rightarrow X^0}(t) - P_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}(t)}{P_{X^0 \rightarrow X^0}(t) + P_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}(t)}$$

in cui $N_{X^0}^{mix}$ e $N_{X^0}^{nomix}$ sono il numero di mesoni che hanno e non hanno oscillato. Dalle espressioni sopra riportate per le probabilità di (non) oscillazione si ottiene

$$A_{X^0}(t) = \frac{(1 - |q/p|^2) \cosh(y \cdot t/\tau) + (1 + |q/p|^2) \cos(x \cdot t/\tau)}{(1 + |q/p|^2) \cosh(y \cdot t/\tau) + (1 - |q/p|^2) \cos(x \cdot t/\tau)}$$

Partendo da uno stato $|\bar{X}^0\rangle$ si troverà invece $A_{\bar{X}^0}(t)$ che ha un'espressione identica, a parte le sostituzioni, $|X^0\rangle \leftrightarrow |\bar{X}^0\rangle$ e $p \leftrightarrow q$.

S'introducono le probabilità di (non) oscillazione integrate nel tempo

$$\mathcal{P}_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0} = \int_0^\infty P_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}(t) dt = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1 - y^2}{1 + x^2} \right] \left| \frac{q}{p} \right|^2 = \chi \left| \frac{q}{p} \right|^2 = \mathcal{P}_{\bar{X}^0 \rightarrow X^0} \Big|_{q \leftrightarrow p}$$

$$\mathcal{P}_{X^0 \rightarrow X^0} = \int_0^\infty P_{X^0 \rightarrow X^0}(t) dt = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 - y^2}{1 + x^2} \right] = 1 - \chi = \mathcal{P}_{\bar{X}^0 \rightarrow \bar{X}^0}$$

⁴ Uno stato $|\Psi\rangle$ di massa m_Ψ e larghezza di decadimento Γ_Ψ , la cui funzione d'onda $\Psi(x, 0)$ sia correttamente normalizzata ad 1, evolve come $|\Psi(t)\rangle = e^{im_\Psi t} e^{-\Gamma_\Psi t/2} |\Psi\rangle$. Per conservare la normalizzazione dell'evoluto temporale si dovrebbe moltiplicare la sua funzione d'onda $\Psi(x, t)$ per $\Gamma_\Psi^{1/2}$ visto che $\int |\Psi(x, t)|^2 dt = \int e^{-\Gamma_\Psi t} dt = \Gamma_\Psi^{-1}$, ma per $t \rightarrow 0$ non si riottiene più lo stato iniziale [7]. L'evoluto non è più normalizzato a causa della non unitarietà dell'operatore di evoluzione temporale $e^{-i\mathcal{H}t/\hbar}$, poiché \mathcal{H} non è hermitiana per la presenza di una larghezza di decadimento non nulla. Allora $|\Psi(x, t)|^2$ è la probabilità di decadimento per unità di tempo e per avere una vera probabilità la si deve moltiplicare per la vita media

$$\tau = \frac{(\tau_\ell + \tau_h)}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Gamma_\ell} + \frac{1}{\Gamma_h} \right) = \Gamma \cdot \left[1 - \left(\frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma} \right)^2 \right] = \frac{1}{\tau} \cdot (1 - y^2)$$

L'espressione della relativa asimmetria di mescolamento integrata (definita in modo del tutto analogo a quella dipendente dal tempo) è:

$$A_{X^0} = \frac{(1 - \chi) - |q/p|^2 \chi}{(1 - \chi) + |q/p|^2 \chi} = \frac{2(1 + x^2) - (x^2 - y^2) \cdot (1 + |q/p|^2)}{2(1 + x^2) - (x^2 - y^2) \cdot (1 - |q/p|^2)}$$

Spesso si usa il parametro r che descrive il grado di mescolamento, ossia la probabilità che uno stato $|X^0\rangle$ oscilli in $|\bar{X}^0\rangle$ rispetto a quella che rimanga $|X^0\rangle$

$$r = \frac{\mathcal{P}_{X^0 \rightarrow \bar{X}^0}}{\mathcal{P}_{X^0 \rightarrow X^0}} = \left| \frac{q}{p} \right|^2 \frac{\chi}{1 - \chi} = \left| \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right|^2 \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2}$$

Per uno stato iniziale $|\bar{X}^0\rangle$, alla luce delle espressioni delle probabilità di (non) mescolamento integrate nel tempo, si ha $\bar{r} = r(p \leftrightarrow q)$.

L'invarianza sotto CP, che assicura $p = q$, implica necessariamente $r = \bar{r}$.

Quelle presentate sono le espressioni più frequentemente utilizzate per descrivere il mescolamento nelle quantità sia integrate che dipendenti dal tempo. Tutte dipendono dai due parametri di *mixing* $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$ e $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$ e da quello ε di violazione di CP (o, equivalentemente, da p/q), oltre che dalla vita media τ del mesone stesso.

1.4 Il fenomeno del mescolamento nei mesoni B.

Al di là della descrizione formale, è interessante stabilire in quali sistemi si presentano i maggiori effetti di mescolamento. Il fenomeno del *mixing* è una transizione con il cambiamento di due unità del numero quantico di *flavour* del *heavy-quark* presente nel mesone. Questo processo è descritto nel S.M. attraverso un'interazione debole al secondo ordine attraverso i cosiddetti *box-diagram* (mostrati in figura 1.2 per il mescolamento $B_{d,s}^0 - \bar{B}_{d,s}^0$).

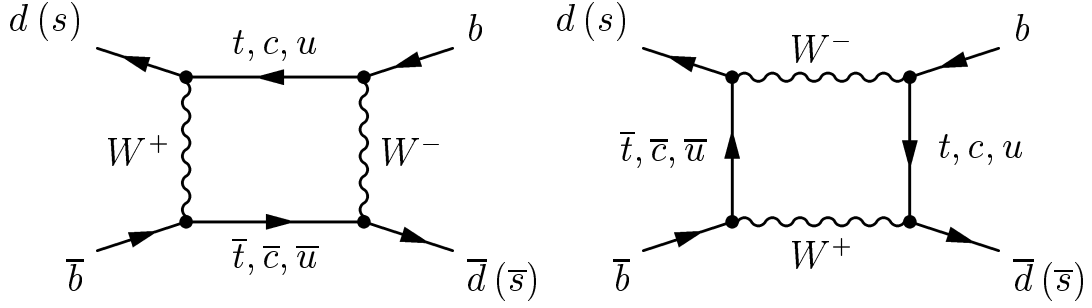


Figura 1.2: Diagrammi a box per il mescolamento $B_{d(s)}^0 \leftrightarrow \bar{B}_{d(s)}^0$.

Distinguendo fra le famiglie adroniche $\begin{pmatrix} h_i \\ \ell_i \end{pmatrix}$ l'ultima $\begin{pmatrix} H \\ L \end{pmatrix}$ [8] con una gerarchia di masse $m_H > m_L > m_{h_i} > m_{\ell_i}$, i mesoni 'pesanti' neutri saranno formati da un *quark* H (\bar{L}) pesante di tipo *up* (anti-*down*) e da uno \bar{h}_i (ℓ_i) leggero del tipo anti-*up* (*down*) corrispondente. Applicando questa descrizione ai diagrammi a box si può calcolare la differenza di massa Δm (ad es. per un mesone $L\ell$) come

$$\Delta m(\bar{L}\ell) = \sum_{h_i} \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_{L\ell} f_{L\ell}^2 M_{L\ell} M_W^2 \eta_{QCD} |V_{Lh_i}^* V_{h_i\ell}|^2 F\left(\frac{m_{h_i}^2}{M_W^2}, \frac{m_{h_j}^2}{M_W^2}\right)$$

in cui:

- G_F è la costante di Fermi;
- $f_{L\ell}$ è la costante di decadimento del mesone, $B_{L\ell}$ è un parametro del calcolo;
- η_{QCD} è il fattore che tiene conto delle correzioni QCD;
- F è funzione delle masse: $F(z, z) = \frac{z}{4} \left[1 + \frac{3(1-3z)}{(z-1)^2} + \frac{6z^2 \ln z}{(z-1)^3} \right]$

Essendo proporzionale al quadrato della massa dei fermioni coinvolti nel *loop*, Δm è dominata dallo scambio del *quark* più pesante:

$$\Delta m(\bar{L}\ell_i) \propto m_H^2 \sim m_t^2 \gg \Delta m(H\bar{h}_i) \propto m_L^2 \sim m_b^2$$

Per stimare il valore del parametro $x = \Delta m/\Gamma$ si deve anche considerare la differenza fra le vite medie dei mesoni $H\bar{h}$ ed $\bar{L}\ell$. Per le larghezze di decadimento (la cui espressione è mutuata da quella del muone carico) infatti si trova

$$\Gamma(H\bar{h}) \propto |V_{HL}|^2 \cdot m_H^5 \gg \Gamma(\bar{L}\ell) \propto |V_{Lh}^*|^2 \cdot m_L^5$$

A rendere $\Gamma(H\bar{h}) \gg \Gamma(\bar{L}\ell)$, contribuiscono sia le masse ($m_H^5 \gg m_L^5$) che gli elementi della matrice CKM ($|V_{HL}|^2 \gg |V_{Lh}|^2$), poiché nel S.M. l'accoppiamento preferenziale è quello “diagonale” fra *quark* della stessa famiglia (si pensi all’andamento in λ nella descrizione di Wolfenstein). Il massimo *mixing* si ha quindi nei mesoni K^0 , B^0 che sono di tipo (Lh_i) e molto meno nei D^0 ($H\ell_i$).

Il sistema $B_{d,s}^0 - \bar{B}_{d,s}^0$ è molto interessante nello studio delle oscillazioni di sapore anche perché i due termini M_{12} e Γ_{12} , che parametrizzano l’elemento \mathcal{M}_{12} di mescolamento, non hanno lo stesso peso [9]. M_{12} corrisponde alle transizioni a stati intermedi virtuali, mentre Γ_{12} riguarda i modi reali (*on-shell*) di decadimento comuni ai due autostati di sapore (interazioni a lunga distanza). La massa dei mesoni $B_{d,s}$ è così grande ($m_{B_{d,s}} \sim 10 \cdot m_K$) che il numero di stati intermedi $|f_{CP}\rangle$ autostati di CP comuni sia a $B_{d,s}^0$ che a $\bar{B}_{d,s}^0$ è potenzialmente molto maggiore di quello per i K , facendo pensare ad una maggior importanza di Γ_{12} rispetto a M_{12} .

In realtà l’unico decadimento importante è quello debole $b \rightarrow c W^-$ ($\bar{b} \rightarrow \bar{c} W^+$), per cui il $\bar{B}_{d,s}^0$ fornisce quasi sempre particelle contenenti *charm* che, invece, quasi mai derivano da un $B_{d,s}^0$ e quindi gli stati di decadimento comuni sono molto pochi. Di conseguenza per i $B_{d,s}^0$ il termine Γ_{12} sarà trascurabile rispetto a M_{12} e la condizione $\Gamma_{12} \ll M_{12}$ semplifica la descrizione generale, fornendo

$$\frac{q}{p} = \frac{\sqrt{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - i\Gamma_{12}}} \sim \frac{\sqrt{M_{12}^*}}{\sqrt{M_{12}}} = e^{-2i\varphi_M} \implies \varepsilon = \frac{p-q}{p+q} = i \tan(\varphi_M)$$

in cui φ_M è la fase (di *Mixing*) relativa al *box-diagram*, ossia la fase debole $\Phi_{td,s}$.

Gli autostati $B_{h,\ell}$ hanno masse differenti ($\Delta m \approx 2 |M_{12}| \neq 0$) e vite medie simili ($\Delta\Gamma = 4 \Re e(\Gamma_{12} \cdot M_{12}) \approx 0$), mentre per i mesoni K i modi comuni a due e tre pioni dominano ($\Gamma_{12} \gg M_{12}$) e gli stati fisici K_S e K_L hanno masse molto simili e vite medie molto diverse.

Le forme degli stati evoluti nel tempo diventano (trascurando una fase totale $e^{im t}$)

$$|B_{d,s}^0(t)\rangle = e^{-\Gamma t/2} \left[\cos\left(\frac{\Delta m}{2} t\right) |B_{d,s}^0\rangle - i e^{-2i\varphi_M} \sin\left(\frac{\Delta m}{2} t\right) |\bar{B}_{d,s}^0\rangle \right]$$

$$|\bar{B}_{d,s}^0(t)\rangle = e^{-\Gamma t/2} \left[\cos\left(\frac{\Delta m}{2} t\right) |\bar{B}_{d,s}^0\rangle - i e^{2i\varphi_M} \sin\left(\frac{\Delta m}{2} t\right) |B_{d,s}^0\rangle \right]$$

La relazione $\Delta\Gamma_{d,s} \approx 0$ assicura che $y_{d,s} = \Delta_{d,s}\Gamma/\Gamma_{d,s} \sim 0$; tutte le grandezze relative all'oscillazione di sapore per i $B_{d,s}^0$ sono esprimibili tramite il solo parametro $x_{d,s}$.

Le probabilità di oscillazione diventano

$$\begin{aligned} P_{B_{d,s}^0 \rightarrow \bar{B}_{d,s}^0}(t) &= \frac{e^{-t/\tau_{d,s}}}{2\tau_{d,s}} \left[1 - \cos\left(x_{d,s} \cdot \frac{t}{\tau_{d,s}}\right) \right] \\ P_{B_{d,s}^0 \rightarrow B_{d,s}^0}(t) &= \frac{e^{-t/\tau_{d,s}}}{2\tau_{d,s}} \left[1 + \cos\left(x_{d,s} \cdot \frac{t}{\tau_{d,s}}\right) \right] \end{aligned}$$

l'asimmetria di mescolamento

$$A_{B_{d,s}^0}(t) = \cos(\Delta m_{d,s} t) = \cos\left(x_{d,s} \cdot \frac{t}{\tau_{d,s}}\right)$$

e le probabilità integrate ed il grado di mescolamento r ora valgono:

$$\chi_{d,s} = \frac{x_{d,s}^2}{2(1+x_{d,s}^2)} \rightarrow x_{d,s} = \sqrt{\frac{2\chi_{d,s}}{1-2\chi_{d,s}}} \iff r_{d,s} = \frac{x_{d,s}^2}{2+x_{d,s}^2}$$

I due mesoni B_d^0 e B_s^0 hanno una vita media quasi identica ($\tau_d = 1.56 \pm 0.06 \text{ ps}$ e $\tau_s = 1.61 \pm 0.09 \text{ ps}$ [5]), ma la differenza di massa $\Delta m_{d(s)}$ fra i due stati $B_{d,s}^0$ - $\bar{B}_{d,s}^0$ dovuta al mescolamento è molto diversa, per cui lo saranno anche i due parametri di *mixing* $x_{d(s)} = \Delta m_{d(s)}/\Gamma_{d(s)}$. L'espressione di $\Delta m_{d(s)}$ derivata, come detto, dai diagrammi a *box*, qui riscritta con il solo contributo dominante del *top-quark*

$$\Delta m_{d(s)} \sim \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_{B_{d(s)}} f_{B_{d(s)}}^2 \eta_{B_{d(s)}}^{QCD} m(B_{d(s)}) M_W^2 |V_{tb}^* V_{td(s)}|^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}, \frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

suggerisce che dalla sua conoscenza si possano trovare i valore di $|V_{td(s)}|$.

In realtà gli errori sui parametri che entrano in gioco sono ancora oggi troppo elevati.

Sono “sotto controllo” solo i valori della massa del *top* ($m_t = 175 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$ [10]) e delle correzioni forti all’ampiezza dei diagrammi a *box* ($0.78 < \eta_{QCD} < 0.85$ [11]).

La costante di decadimento f_B è fissata in modo troppo impreciso da calcoli di QCD sul reticolo $f_{B_d} = 175 \pm 25 \text{ MeV}$ e $f_{B_s} = 205 \pm 35 \text{ MeV}$ [12] oppure anche $f_{B_d} = 172^{+27}_{-32} \text{ MeV}$ o $f_{B_s} = 245^{+50}_{-47} \text{ MeV}$ [13]. Si deve notare, per altro, che questi valori sono in sostanziale accordo altre previsioni ottenute in modo indipendente utilizzando le regole di somma, con le quali si trova [14] $f_{B_d} = 180 \pm 30 \text{ MeV}$ e $f_{B_s} = 215 \pm 35 \text{ MeV}$.

Combinando questi valori con una stima media di $B_B = 1.3^{+2}_{-3}$ [13] si ottengono

$$f_B \sqrt{B_B} = 195^{+30}_{-40} \text{ MeV}$$

$$\frac{B_{B_s}}{B_{B_d}} = 1.00 \pm 0.02$$

$$\frac{f_{B_s}^2 B_{B_s}}{f_{B_d}^2 B_{B_d}} = 1.38 \pm 0.15$$

La precisione di queste previsioni teoriche permette solo di stabilire che le stime di $|V_{td}|$ ottenute da misure sperimentali di Δm_d (cioè di x_d) sono compatibili con i valori predetti dal S.M. imponendo l’unitarietà della CKM. Manca invece ancora una misura di Δm_s e quindi si può vincolare $|V_{ts}|$ soltanto attraverso la relazione di unitarietà $|V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1$ e tramite il limite inferiore su x_s .

Spesso si preferisce fornire non tanto i risultati separati di $|V_{td}|$ e di $|V_{ts}|$, quanto piuttosto del loro rapporto $|V_{td}|^2/|V_{ts}|^2$ nel quale la maggior parte delle incertezze teoriche si cancellano:

$$\frac{x_d}{x_s} = \underbrace{\frac{\tau_{B_d}}{\tau_{B_s}} \frac{\eta_{B_d}}{\eta_{B_s}} \frac{f_{B_d}^2 B_{B_d}}{f_{B_s}^2 B_{B_s}}}_{\approx 1} \cdot \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2}$$

Questa relazione, tenendo presente l’andamento del valore degli elementi della CKM tanto più piccoli quanto più lontani dalla diagonale ($|V_{ts}|^2 \gg |V_{td}|^2$), porta a prevedere che $x_s \propto |V_{ts}|^2$ sia molto maggiore di $x_d \propto |V_{td}|^2$, come è nella realtà: $x_s > 14.0$ contro $x_d = 0.73 \pm 0.05$ [5].

1.5 Conclusioni.

Anche da questa seppur sommaria descrizione del S.M., è evidente che il “miracolo” del bosone di Higgs sta tanto nel dare massa alle particelle quanto nel confinare tutti gli effetti del cambiamento di *flavour* nella matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa. Questa matrice di mescolamento fra le famiglie di *quark* è intimamente legata alla struttura stessa della teoria e quindi anche, da una parte, al suo potere predire dei risultati, e, dall’altro, ai suoi limiti.

La conoscenza del valore dei parametri della V_{CKM} (indiretta o diretta che sia) è di fondamentale importanza al fine di vincolare più precisamente il modello standard. In questo modo si può meglio discriminare se il risultato di un esperimento è inquadrabile all’interno della teoria oppure è il segnale di “nuova” fisica. La misura della frequenza x_s dell’oscillazione di sapore nel sistema dei mesoni B_s^0 (o di x_s/x_d , che minimizza le incertezze teoriche) è strettamente collegato con la misura del modulo di un elemento, V_{ts} (del rapporto $|V_{ts}/V_{td}|$) della matrice CKM.

Si è inoltre mostrato che i mesoni $B_{d,s}$ sono un settore privilegiato per lo studio dell’oscillazione particella-antiparticella, in cui l’effetto del mescolamento è maggiore rispetto ad altri sistemi di particelle neutre (ad es. in mesoni D). Le espressioni delle probabilità di transizione (come l’asimmetria di *mixing*) sia dipendenti dal tempo che integrate dipendono quasi solo da $x_{d,s} = \frac{\Delta m_{d,s}}{\Gamma_{d,s}}$ ed poco da $y_{d,s} = \frac{\Delta \Gamma_{d,s}}{\Gamma_{d,s}}$ (in prima approssimazione). Queste due quantità sono costruite a partire da $\Delta m_{d,s}$ e $\Delta \Gamma_{d,s}$, le differenza di massa e di larghezza rispetto ai valori medi $m_{d,s}, \Gamma_{d,s}$ dei due autostati di massa sovrapposizione lineare degli autostati di sapore $B_{d,s}^0$ e $\bar{B}_{d,s}^0$.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale.

L'esperimento, CDF presso il Tevatron *collider* di Fermilab studia le interazioni protone-antiprotone all'energia $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ nel centro di massa.

CDF ha raccolto dati (dopo i $\sim 25 \text{ nb}^{-1}$ iniziali del 1987 necessari per la verifica del funzionamento di tutto l'apparato) nei periodi denominati:

Run-0 (1988-89), in cui si sono messi su nastro circa 4.5 pb^{-1} di dati e che è seguito da alcuni miglioramenti del rivelatore, il piú importante dei quali è stato l'introduzione di un rivelatore di vertice;

Run-Ia (aprile 1992 - maggio 1993) in cui sono stati raccolti quasi 20 pb^{-1} di eventi lavorando ad una luminosità istantanea media di $\langle \mathcal{L} \rangle \sim 5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;

Run-Ib (novembre 1993 - luglio 1995) aumentando la luminosità istantanea sino a $\mathcal{L}_{max} \sim 2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, nel Run-Ib sono stati raccolti $\sim 90 \text{ pb}^{-1}$;

Run-Ic (ottobre 1995 - marzo 1996), riservato a test in previsione del Run-II ed alla raccolta di campioni per studi di *trigger*.

Dopo aver introdotto il Tevatron ed accennato a come si sta evolvendo per il Run-II, si descriveranno brevemente l'ambiente sperimentale del Run-I, i vari sistemi di riferimento e le convenzioni usate dalla collaborazione.

Dato che nel Run-II il complesso acceleratore-rivelatore sarà profondamente modificato, nella seconda parte del capitolo si forniranno delle indicazioni su come si sta adeguando l'apparato di rivelazione, rimandando ai documenti tecnici [15],[16] per i dettagli.

2.1 Il Tevatron Collider.

Il Tevatron è un acceleratore ad anello (vedi fig. 2.1) in cui sei pacchetti di protoni e sei di antiprotoni da 900 GeV (contenuti da un campo $|\vec{B}| \sim 6 \text{ Tesla}$ fornito da bobine superconduttrici) si scontrano ogni $3.5 \mu s$ ad un'energia $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ nel centro di massa in due punti, detti B0 e D0, attorno ai quali sono montati due grandi esperimenti, CDF e D0 rispettivamente.

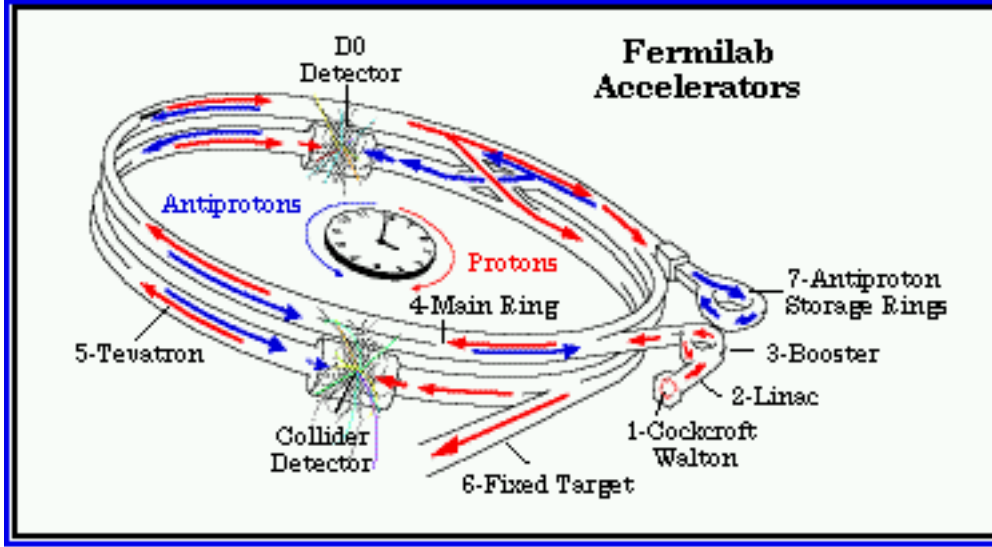


Figura 2.1: Vista del complesso del Tevatron collider.

Il Tevatron accoppia un'elevata energia di interazione ed un'alta luminosità istantanea \mathcal{L} , definita come il rapporto fra il numero N di eventi prodotti per unità di tempo e la sezione d'urto σ d'interazione ($dN/dt = \mathcal{L} \cdot \sigma$).

La luminosità \mathcal{L} dipende solo dalle caratteristiche della macchina:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}}}{4 \pi \sigma_{xy}^2} N_b \cdot f \quad [\mathcal{L}] = \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

in cui N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (\bar{p}) in ognuno degli N_b pacchetti di sezione trasversa $\sigma_{xy}^2 \approx 36^2 \mu\text{m}^2$ che si scontrano ad una frequenza $f \sim 287 \text{ kHz}$ (la frequenza di rivoluzione del Tevatron è $\sim 48 \text{ kHz}$). Spesso si utilizza la luminosità integrata, quantità che moltiplicata per la sezione d'urto del processo fornisce la dimensione del campione prodotto nel tempo di acquisizione ($N = \sigma \int \mathcal{L} dt$), misurata in cm^{-2} o anche in multipli del *barn*, dove $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$.

Per il Run-II è previsto un incremento dell'energia d'interazione a $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$, ma soprattutto un aumento della luminosità istantanea (vedi tab.2.1), in modo da fornire circa 1 fb^{-1} di eventi ogni anno. Inizialmente si prevede di utilizzare una configurazione a 36 pacchetti con un intervallo di 396 ns per passare, a regime, a 108 *bunch* con un *interbunch* di 132 ns .

Questi miglioramenti saranno ottenuti principalmente attraverso:

- l'aggiornamento del *Linac*, che focalizza i protoni e li porta a 200 MeV dagli iniziali 750 KeV di uscita da un acceleratore 'Cockroft-Walton'. Fornirà dei protoni non più da 200 ma da 400 MeV , per rendere più efficiente il loro trasferimento nel *Booster*, un pre-acceleratore in cui i protoni sono raggruppati in pacchetti di $\sim 10^{11}$ particelle e portati sino a 8 GeV ;
- la sostituzione del *Main Ring* (il sincrotrone gemello del Tevatron, ma dotato di magneti convenzionali, in cui i *bunch* giungono a 150 GeV prima dell'iniezione finale nel Tevatron) con il *Fermilab Main Injector*. In esso si realizzerà il profondo cambiamento nella struttura temporale della sequenza dei pacchetti (*interbunch*) e nella loro dimensione longitudinale (σ_z) ;
- l'introduzione di un nuovo accumulatore di antiprotoni, il *Recycler*, usato per recuperare quelli persi ad ogni nuova iniezione (*run*) quando la luminosità è scesa tanto da rendere poco interessante l'acquisizione. In questo modo non si dovrà ricominciare da zero il lungo processo di accumulo di \bar{p} .

Caratteristica	Run-Ib	Run-II	Run-II + Recycler
N_b	6	36	108 (36)
<i>interbunch</i> [ns]	3500	396 (132)	132 (396)
N_p	$2.3 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$
$N_{\bar{p}}$	$5.5 \cdot 10^{10}$	$3.6 \cdot 10^{10}$	$5.5 \cdot 10^{10}$
σ_z [cm]	30	22	9
\sqrt{s} [TeV]	1.8	2.0	2.0
\mathcal{L} [$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	$0.16 \cdot 10^{32}$	$0.83 \cdot 10^{32}$	$2.0 \cdot 10^{32}$

Tabella 2.1: Alcune caratteristiche del Tevatron così come erano alla fine del Run-I e nelle due più probabili configurazioni del Run-II.

2.2 Il rivelatore CDF.

Il rivelatore CDF è progettato per lo studio generale di collisioni adroniche ad alta energia e quindi per coprire il massimo angolo solido intorno alla zona d'interazione. Muovendosi radialmente verso l'esterno dopo il tubo a vuoto dove scorrono i fasci (*beam pipe*, di raggio $R \sim 1.9 \text{ cm}$) si trova il sistema di tracciatura per la misura dei parametri cinematici delle particelle cariche, posto all'interno di un campo magnetico $|\vec{B}| \sim 1.49 \text{ Tesla}$, generato da un solenoide superconduttore, che si estende per $R \leq 1.5 \text{ m}$ e diretto lungo l'asse \hat{z} negativo. All'esterno di esso si trovano i calorimetri elettromagnetici e quelli adronici per la rivelazione di elettroni e *jet*, ed in ultimo il sistema di camere per i muoni. Nelle regioni “avanti” ed “indietro” sono posti calorimetri e toroidi per la rivelazione dei muoni, in modo da completare la copertura sino ad angoli molto piccoli ($\simeq 2^\circ$) rispetto alla direzione dei fasci.

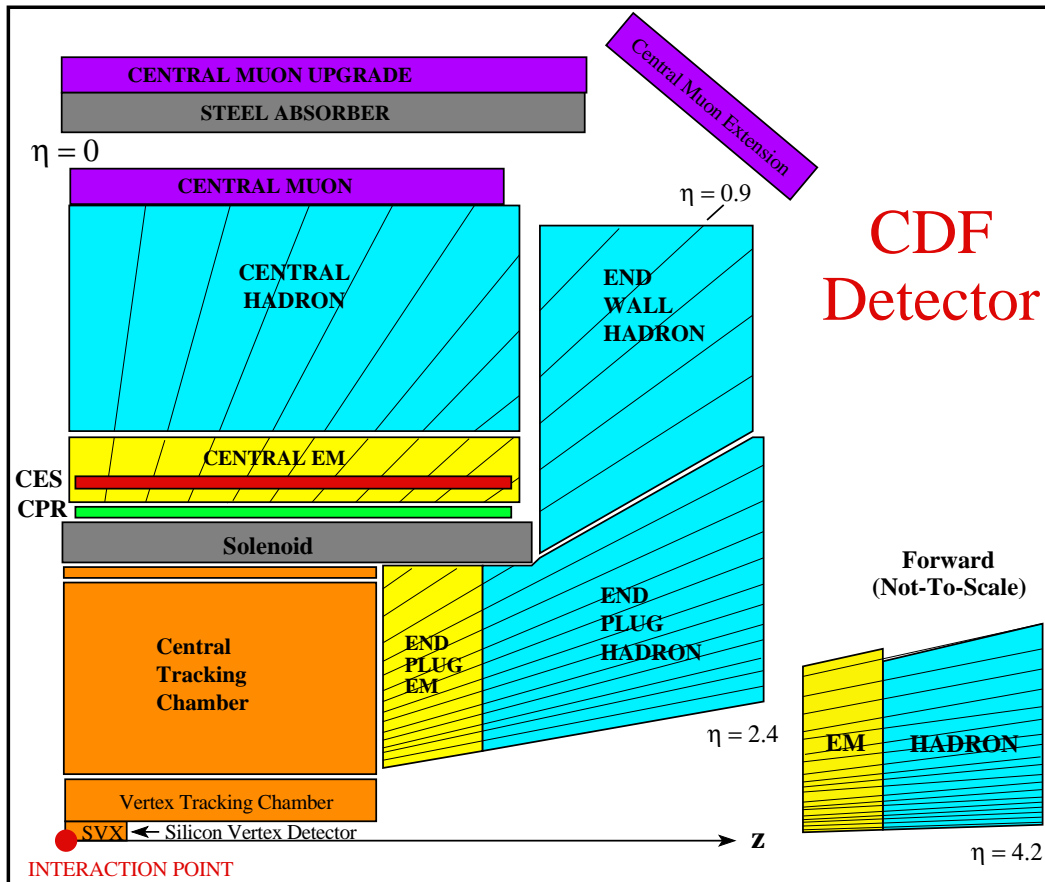


Figura 2.2: Sezione longitudinale di un quarto del rivelatore CDF (Run-I).

Il sistema di coordinate ufficiale di CDF è cartesiano levogiro con l'origine nel centro del rivelatore coincidente con il punto nominale di collisione; gli assi sono \hat{z} parallelo ai fasci e con verso positivo lungo la direzione di moto dei protoni, \hat{x} orientato verso l'esterno dell'anello e \hat{y} ortogonale al piano dell'acceleratore verso l'alto.

Data la simmetria del rivelatore rispetto al piano $z = 0$ ortogonale ai fasci, si utilizza anche un sistema di coordinate cilindrico (z, φ, θ) , in cui spesso si rimpiazza l'angolo polare θ con la pseudo-rapidità $\eta = -\ln[\tan \theta/2]$.

Il moto compiuto da una particella carica in un campo magnetico omogeneo è elicoidale (con asse parallelo al campo), descritto univocamente da cinque parametri. A CDF sono stati scelti $\vec{\alpha} = (C, \varphi_0, \cot \theta_0, d_0, z_0)$ relativi ad \vec{r}_0 , il punto di minima distanza della traiettoria dall'asse \hat{z} , in cui l'impulso è \vec{p}_0 , definiti come:

C metà della curvatura della proiezione dell'elica nel piano trasverso, con il segno della carica elettrica Q della particella:

$C = 1/2 Q \rho$, dove $\rho = c |\vec{p}|/e |\vec{B}|$ è il raggio di curvatura;

φ_0 angolo azimutale di \vec{p}_0 ;

$\cot \theta_0$ cotangente dell'angolo polare di \vec{p}_0

d_0 parametro d'impatto, distanza fra \vec{r}_0 e l'asse \hat{z} , con il segno di $(\vec{r}_0 \times \vec{p}_0) \cdot \hat{z}$:
se (x, y) è il centro dell'elica nel piano trasverso $\rightarrow D = Q \cdot (\sqrt{x^2 + y^2} - \rho)$;

z_0 coordinata z del punto r_0 .

$$\varphi(r) = \varphi_0 + \arcsin \left[\frac{C r^2 + (1 + C D) D}{r (1 + 2 C D)} \right] \quad z(r) = z_0 + \frac{\cot \theta}{C} \arcsin \left[C \sqrt{\frac{r^2 - D^2}{1 + 2 C D}} \right]$$

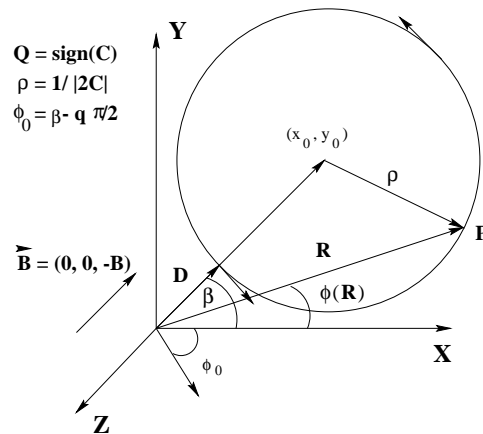


Figura 2.3: Rappresentazione di alcuni parametri usati per indicare una traccia.

2.2.1 Il sistema di tracciatura nel Run-I.

Il sistema di tracciatura di CDF è composto da tre apparati: un rivelatore di vertice *SVX* (*Silicon VerteX*), una camera centrale *CTC* (*Central Tracking Chamber*) ed una camera a proiezione temporale *VTPC* (*Vertex Time Projection Chamber*). La sua efficacia è riassunta dalla risoluzione sulla misura l'impulso trasverso:

$$\left. \frac{\sigma(p_t)}{p_t} \right|_{tracking} = \sqrt{\left[0.0009 \cdot p_t(\text{GeV}/c) \right]^2 + (0.0066)^2}$$

SVX [18] introdotto nel 1992, è il rivelatore più a ridosso della *beam pipe* ed è costituito da 2 moduli cilindrici identici (*barrel*) di 12 settori (*wedge*) da 30° in φ di 4 strati (*layer*) di silicio con micro-elettrodi (*strip*) longitudinali di alluminio su un solo lato per la raccolta della carica di ionizzazione rilasciata da una particella.

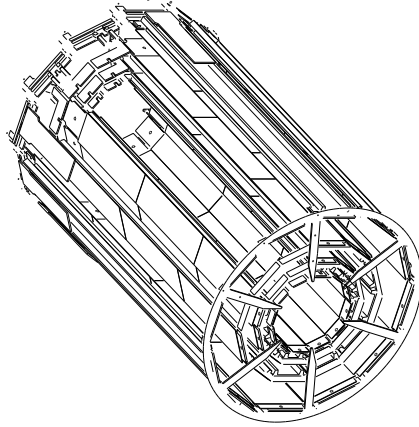


Figura 2.4: Un *barrel* del rivelatore di vertice *SVX'* usato a CDF nel Run-I.

La posizione di un *hit* è ricostruita come baricentro del *cluster* delle *strip* colpite pesate con la carica raccolta, con una risoluzione $\sigma_x \approx 13 - 25 \mu m$ per particelle al minimo (secondo il numero di *strip* del *cluster*, di solito, massimo tre). Questa risoluzione è influenzata principalmente dal multiplo *scattering*, minimizzato usando cristalli di silicio molto sottili e supporti in fibre leggere, per ridurre lo spessore di materiale attraversato dalla particella. Visti i danni causati dalle radiazioni ai *chip* di lettura posti sul rivelatore *SVX* stesso ($S/N = 9 \rightarrow 6$ alla fine del Run-Ia), all'inizio del Run-Ib è stato sostituito da *SVX'*, geometricamente identico a *SVX*, ma dotato di *chip* resistenti alla radiazione.

Vengono lette solo le *strip* con un segnale al di sopra di una soglia regolabile. Questo limita la dimensione dei dati ed il tempo di acquisizione a $\sim 0.75 \text{ ms}$ (per un'occupazione media $\sim 10 \%$). *SVX* non fa parte del *trigger*.

La lunghezza totale di *SVX* $\sim 51 \text{ cm}$ equivale ad un'accettanza geometrica di solo il $\sim 60 \%$, visto che il profilo longitudinale della zona d'interazione (regione luminosa) è approssimativamente gaussiano con $\sigma_z \sim 30 \text{ cm}$.

VTPC [20] è un rivelatore composto da 8 camere ottagonali a deriva a proiezione temporale e si trova all'esterno di *SVX*, occupando la regione da $R \sim 8 \rightarrow 22 \text{ cm}$ dal fascio e coprendo l'intervallo in pseudo-rapidità $|\eta| < 3.25$. Lo scopo principale è la ricostruzione della coordinata z del vertice primario di interazione $p\text{-}\bar{p}$, che realizza con una risoluzione dell'ordine del millimetro.

CTC [21] posta all'esterno della *VTPC*, è la camera centrale a deriva di 340 cm di lunghezza che copre $|\eta| \leq 1.5$, con un raggio interno di 30.9 cm ed esterno di 132 cm . È composta di 84 strati cilindrici concentrici di fili sensibili suddivisi in 9 super-strati, 5 “assiali” (di 12 fili posti longitudinalmente che forniscono la posizione del singolo *hit* nel piano trasverso $r\text{-}\phi$ con una risoluzione di $\approx 200 \mu\text{m}$) e altri 4 “stereo” (di 6 fili a $\pm 3^\circ$ rispetto all'asse z che forniscono una risoluzione nel piano $r\text{-}z \approx 4 \text{ mm}$). La *CTC* rivela (con un'efficienza $\varepsilon \sim 94.6 \%$) le tracce cariche a partire da $p_t \geq 400 \text{ MeV}/c$ con una risoluzione $\sigma(p_t)/p_t^2 = 2 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$. Questo rivelatore si è dimostrato efficiente anche in eventi con alta molteplicità di tracce.

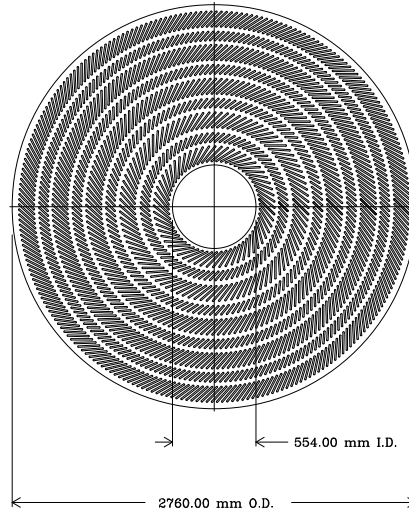


Figura 2.5: Sezione trasversale della camera centrale *CTC* usata a CDF nel Run-I.

2.2.2 Il sistema dei calorimetri nel Run-I.

I calorimetri elettromagnetici ed adronici (vedi tabella), tutti a campionamento¹, sono posti esternamente al solenoide (fig 2.2) e risultano segmentati sia in η che in φ per fornire delle torri proiettive indirizzate verso il punto d'interazione nominale.

I calorimetri sono suddivisi in tre regioni:

- *Central* (*CEM* [22] e *CHA-WHA* [23]) in $|\eta| \leq 1$;
- *Plug* (*PEM* [24] e *PHA* [25]) in $1 \leq |\eta| \leq 2.4$;
- *Forward* (*FEM* [26] e *FHA* [27]) in $2.4 \leq |\eta| \leq 4.2$.

Fra il magnete ed il calorimetro centrale elettromagnetico *CEM* sono state poste delle camere proporzionali a fili *CPR* [28] (fig 2.2) che rivelano, nel piano trasverso r - φ , l'inizio dello sciame originatosi nel solenoide (quasi sempre da e^\pm/γ), migliorando la separazione e^\pm/π^\pm .

Altre camere proporzionali, *CES* (fig 2.2), sono installate all'interno dello stesso calorimetro elettromagnetico centrale nella zona di massima espansione dello sciame ($\sim 6 X_0$). Grazie alla misura della distribuzione sia in z che in r - φ dello sviluppo dello sciame, migliorano la distinzione γ/π^0 .

<i>Nome</i>	<i>Zona η</i>	<i>Tipo</i>	σ_E (%)	<i>Spessore</i>	$\Delta\eta \times \Delta\varphi$
CEM [22]	< 1	Pb-scintillatore	$13.7/\sqrt{E_t} \oplus 2$	$18 X_0$	$0.1 \times 15^\circ$
PEM [24]	1.1-2.4	Pb-camere	$22.0/\sqrt{E_t} \oplus 2$	$18\text{-}21 X_0$	$0.1 \times 5^\circ$
FEM [26]	2.4-4.2	Pb-camere	$26.0/\sqrt{E_t} \oplus 2$	$25 X_0$	$0.1 \times 15^\circ$
CHA [23]	< 0.9	Fe-scintillatore	$50.0/\sqrt{E_t} \oplus 3$	$4.5 \lambda_0$	$0.1 \times 15^\circ$
WHA [23]	0.7-1.3	Fe-camere	$75.0/\sqrt{E_t} \oplus 4$	$4.5 \lambda_0$	$0.1 \times 15^\circ$
PHA [25]	1.3-2.4	Fe-camere	$106./\sqrt{E_t} \oplus 6$	$5.7 \lambda_0$	$0.1 \times 15^\circ$
FHA [27]	2.4-4.2	Fe-camere	$137./\sqrt{E_t} \oplus 3$	$7.7 \lambda_0$	$0.1 \times 5^\circ$

Tabella 2.2: *Principali caratteristiche dei calorimetri di CDF. Sono utilizzati i simboli $E_t = E \cdot \sin \theta$, λ_0 , X_0 per la lunghezza di assorbimento e di radiazione.*

¹*Sandwich* di piani di assorbitore e di materiale sensibile: le particelle che interagiscono nell'assorbitore producono particelle secondarie che depositano parte della loro energia nei vari strati di materiale sensibile dando cos  origine ad un segnale che, sommato su tutti gli starti,   confrontato con le curve di calibrazione attenuate al momento del test del rivelatore.

2.2.3 Il sistema dei rivelatori per i muoni nel Run-I.

Il rivelatore per i muoni *CMU* [29] (fig 2.2), posto oltre il calorimetro adronico centrale che funziona anche da assorbitore, a quasi 3.5 m dal fascio ($\sim 5.4 \lambda_0$), è costituito di 48 moduli di quattro strati di tre camere a deriva, ed ognuna copre un angolo 4.2° in φ . Il *CMU* ‘vede’ circa il 83 % della regione $|\eta| < 0.65$ (è escluso un interspazio di 2.4° fra moduli contigui e di una zona centrale a $\theta = 90^\circ$).

La disposizione dei fili di un modulo, alternati lungo due linee radiali spostate di 2 mm , permette la misura della posizione nel piano r - φ con una precisione di $\sim 250 \mu m$. La misura lungo z , grazie alla tecnica della suddivisione di carica che sfrutta i tempi di deriva, ha una risoluzione di circa 1.2 mm . La curvatura è misurata per μ^\pm a $p_t > 1.4 \text{ GeV}/c$, e con efficienza $\sim 100 \%$ per muoni da almeno 3 GeV/c . Il segno è determinato in base a quale coppia di fili è stata raggiunta per prima dagli elettroni di deriva.

La regione $1.9 < |\eta| < 3.3$ a piccoli angoli utilizza invece uno spettrometro (*FMU*) costituito da un magnete toroidale e da piani di camere a deriva.

A partire dal Run-Ib è stato installato un rivelatore *CMP* [30] (in fig. 2.2 è indicato come *Central Muon uPgrade*) identico al *CMU*, posto all'esterno di esso dietro uno strato di ferro di 60 $cm \sim 3 \lambda_0$ al fine ridurre il numero di falsi muoni (pioni che non hanno interagito nel calorimetro). Il *CMP* è efficiente per tracce con $p_t > 2.8 \text{ GeV}/c$. Sono state anche aggiunte nuove camere a deriva *CMX* [31] (*Central Muon eXtention* in fig. 2.2) contenute fra due strati di scintillatore (*CSX*) utilizzati nel *trigger*, che coprono $|\eta| < 1$.

2.2.4 Il sistema di selezione degli eventi nel Run-I.

La selezione *on-line* è molto importante in un esperimento come CDF: nelle collisioni p - \bar{p} si producono una grande varietà di eventi, ma la maggioranza di essi sono *soft* (piccolo impulso scambiato), mentre per produrre particelle pesanti è necessaria una collisione *hard*, tanto più rara quanto più massiccio è l'oggetto che deve essere generato (ad es. $\sigma(p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}) \approx 40 \text{ nb}$ contro $\sigma_{tot} \sim 50 \mu b$). Esiste quindi dispositivo elettronico dedicato, detto *trigger*, che, in base ad una logica prefissata sulle informazioni dei vari rivelatori, seleziona gli eventi da acquisire.

Questo sistema a CDF è organizzato in tre livelli successivi [34], per eliminare, con criteri semplici e veloci, la gran parte delle interazioni di scarso interesse già al livello inferiore, riservando a quelli successivi un'analisi più precisa dell'evento.

Tale architettura presenta il vantaggio di selezionare eventi con una notevole adattabilità al cambiamento dei criteri di selezione (ogni livello è un OR logico di più richieste). Possiede anche il notevole potere di reiezione (diversi ordini di grandezza) necessario per passare dalla frequenza d'iterazione di $\sim 500 \text{ kHz}$ (alla luminosità tipica del Run-I di $\mathcal{L} \approx 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) ai pochi Hz della scrittura su nastro.

Livello 1 : via *hardware* riduce, entro i $\sim 3.5 \mu\text{s}$ fra due urti successivi, il numero di eventi accettati per unità di tempo (*rate*) all'ordine del kHz .

La logica di selezione per gli eventi in cui si richiede la presenza di un *jet* o di un e^\pm prevede che l'energia elettromagnetica e/o adronica e/o totale sommata sulle torri calorimetriche $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 15^\circ$ superi delle soglie fissate.

Il *trigger* su un muone [35] impone che si riconosca un segmento di traccia (detto *stub*) nelle relative camere centrali *CMU* e/o *CMP*, o anche nel rivelatore *CMX* in coincidenza di un segnale dagli scintillatori *CSX*.

Se nessun segnale supera le richieste, un segnale di *reset* in un tempo inferiore ai $3.5 \mu\text{s}$ è inviato per non introdurre tempo morto.

Livello 2 : anch'esso *hardware*, porta il *rate* a poche decine di Hz (12 Hz per una luminosità $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), sfruttando la determinazione di valori medi $\langle E_t \rangle$, $\langle \varphi \rangle$, $\langle \eta \rangle$ dei depositi di energia (*cluster*) nelle torri calorimetriche contigue e la loro eventuale associazione, per individuare candidati elettroni o muoni, con una traccia a $p_t > 2.0 \text{ GeV}/c$ rivelata nella camera centrale *CTC*. La ricostruzione è a carico del processore veloce *Central Fast Tracker* [32], che utilizza soltanto le informazioni dei 5 super-strati assiali al fine di ridurre il tempo di tracciatura ($\sim 10 \mu\text{s}$) con un'efficienza $\varepsilon_{CFT} \sim 93.5 \pm 0.5$ ed una purezza elevata² per tracce isolate con $p_t > 10 \text{ GeV}/c$.

Livello 3 : utilizza una *farm* di processori (Silicon Graphics multiprocessor Power Server) che elaborano l'informazione completa di tutti i rivelatori con algoritmi simili a quelli dell'*offline*. In particolare si realizza la pesante tracciatura tridimensionale della *CTC* e s'impongono tagli sulla qualità della ricostruzione dell'evento prima di scriverlo su memoria di massa alla velocità di pochi Hz (al massimo 5 Hz).

²L'efficienza è la frazione di tracce ricostruite rispetto al totale, mentre per purezza s'intende il rapporto fra il numero di tracce correttamente ricostruite ed il numero totale di quelle ricostruite, una volta stabilito un criterio di "correttezza" (di solito un valore massimo per il χ^2 del *fit*).

2.3 Alcuni miglioramenti di CDF per il Run II.

L'incremento della luminosità nel Run-II (oltre un ordine di grandezza) impone a CDF numerosi miglioramenti [16], in particolare del sistema di tracciatura e del *trigger* che saranno trattati in dettaglio, mentre solo poche note saranno dedicate agli altri *upgrade* meno importanti ai fini di questo studio.

- Per i rivelatori dei muoni, si copriranno le zone in φ del *CMX* sino ad ora scoperte ed, inoltre, il *FMU* sarà rimpiazzato da un nuovo rivelatore (*IMU*) posto a ridosso dei calorimetri della *plug* per coprire la regione *forward* $1.0 < |\eta| < 2.0$ e realizzato, come il *CMP-CSX*, con un *sandwich* di quattro strati di camere a deriva fra due di scintillatore, di cui il secondo è dopo un ulteriore spessore di ferro.

- Per i calorimetri, l'unico cambiamento sarà nel sostituire quelli a gas della *plug* uniformandoli agli altri usando scintillatore come mezzo sensibile, e nell'estenderli in modo da eliminare quelli *forward*.

2.3.1 Il sistema di tracciatura per il Run-II.

Il sistema di *tracking*, ripensato sia per le mutate condizioni di lavoro nel Run-II che per ovviare alle debolezze mostrate nel Run-I, si prevede che avrà sia un'efficienza che una purezza di ricostruzione maggiori del 95 % su tracce centrali.

Risoluzioni complessive: sulla coordinata $\sigma(z_0) \sim 30 \mu m$, sull'impulso trasverso $\sigma(p_t)/p_t^2 \simeq 1.3 \cdot 10^{-4} (GeV/c)^{-1}$, sull'angolo polare $\sigma(\cot \theta) \sim 4 \cdot 10^{-3}$, sull'angolo azimutale $\sigma(\varphi) \sim 0.1 mrad$. e sul parametro d'impatto $\sigma(d_0) \sim 30 \mu m$

Il nuovo rivelatore di vertice.

Il limite principale di *SVX* è nell'uso delle sue informazioni solo per tracce già ricostruite, visto il metodo 'progressivo' usato [19]: partendo dallo strato più esterno, i parametri dell'elica sono 'fittati' ogni volta che si trova un *hit* all'interno di una *road* (banda 'geometrica' intorno all'extrapolazione $CTC \rightarrow SVX$ della traiettoria, le cui dimensioni sono basate sulla matrice di covarianza dei parametri ricostruiti), scartando quelli con un valore del χ_{fit}^2 superiore ad una soglia fissata. Il vantaggio è partire dal rivelatore più esterno che gode di una minore occupazione media e selezionare solo *hit* compatibili con tracce reali.

Questa tecnica, per altro stabile e veloce, non è compatibile con l'utilizzo di *SVX* nel *trigger*, e combina l'inefficienza dei vari rivelatori di tracciatura, fra cui proprio *SVX* è il più penalizzante.

Infatti l'efficienza media di singolo *hit*, dominata dal *gap* fra i moduli, è $\varepsilon \approx 90 \%$ [16] ($\varepsilon = 93.3 \pm 0.5 \%$ [81]), e visto che sono necessari tre punti per determinare una circonferenza (che approssima l'arco di elica), per tracce con tutti gli *hit* si ha $\varepsilon_{SVX}^{4\ hit} \sim (90 \%)^4 \approx 65 \%$ contro $\varepsilon_{CTC} \sim 96 \%$.

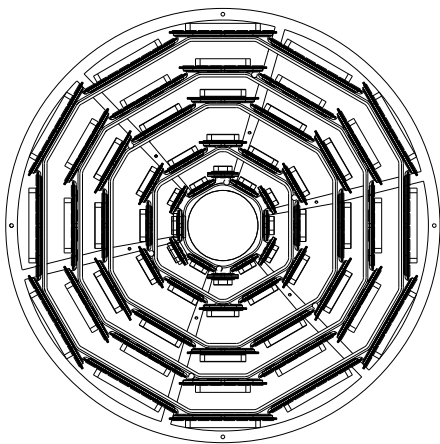


Figura 2.6: *Pianta di SVXII.*

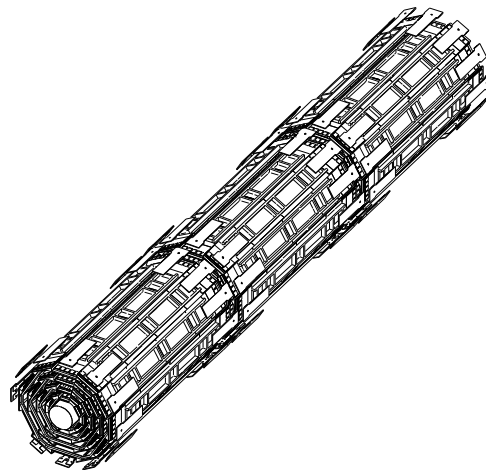


Figura 2.7: *I tre barrel di SVXII.*

Il nuovo rivelatore di vertice *SVXII* [36], è costituito da tre moduli di cinque piani (*layer*) di silicio con *strip* a doppia faccia. Tutti i piani hanno *strip* per la lettura in $r-\varphi$ da un lato e, dall'altro, in $r-z$ i tre *layer* I, II, IV e stereo a $\pm 1.2^\circ$ gli altri due (III,V). I piani stereo necessari per collegare le due viste, quindi *SVXII* fornirà dati non solo nel piano trasverso come *SVX*, ma anche in z .

Parametro	<i>SVX'</i>	<i>SVXII</i>
Raggio [<i>cm</i>]	$3.0 \rightarrow 7.8$	$2.44 \rightarrow 10.6$
Moduli/strati/settori	$2 / 4 / 12$	$3 / 5 / 12$
Lunghezza [<i>cm</i>]	51	$96 \rightarrow 29*3$ attiva
$r-\varphi$ <i>pitch</i> [μm]	60, 60, 60, 55	60, 62, 60, 60, 65
chip in $r-\varphi$ / $1/2$ <i>ladder</i>	-	2, 3, 5, 6, 7
$r-z$ <i>pitch</i> [μm]	-	141, 125.5, 60, 141, 65
$r-z$ angoli [<i>gradi</i>]	-	90, 90, 1.2, 90, 1.2
chip in $r-z$ / $1/2$ <i>ladder</i>	-	2, 3, 5, 4, 7
canali totali	46080	$211968 (r-\varphi) + 193536 (r-z)$

Tabella 2.3: *Confronto fra alcuni parametri di SVX e di SVXII.*

Posto piú a ridosso della *beam pipe* e lungo 96 *cm* (*SVX* solo 51 *cm*), *SVXII* coprirá la regione $|\eta| < 2$ aumentando l'accettanza geometrica a quasi il 100 % ($\sim 2.5 \sigma_z$ della regione luminosa) contro il 60 % di *SVX*. Questa nuova geometria però porterá ad un aumento della radiazione (stimata in circa $0.5 \text{ Mrad}/fb^{-1}$ nello strato piú interno) che costringerá, dopo un'inversione dei due *layer* piú vicini alla *beam pipe*, alla loro possibile sostituzione dopo l'acquisizione di $2 - 3 \text{ fb}^{-1}$.

La probabilità di avere 4 o piú *hit* è attesa $\sim 95\%$ e l'efficienza di ricostruzione sarà $\varepsilon_{SVXII}^{4,5 \text{ hit}} \sim 93 \%$, quasi costante per $p_t > 1 \text{ GeV}/c$ in tutta la zona $|\eta| < 2$ coperta.

Risoluzioni di *SVXII* : $\sigma(p_t)/p_t^2 \sim 7.1 \cdot 10^{-2} (\text{GeV}/c)^{-1}$, $\sigma(\varphi_0) \sim 2 \text{ mrad}$. e sul parametro d'impatto $\sigma(d_0) \sim 50 \mu\text{m}$.³

Un nuovo rivelatore al silicio.

ISL (*Intermediate Silicon Layers*) [37] rimpiazzerá la *VTPC* ed estenderá (se usato con *SVXII*) la tracciatura sino a $|\eta| \sim 2$. È un rivelatore fatto di tre strati di silicio con *strip* assiali di passo di 110 μm su una faccia ed inclinate di $\pm 1.2^\circ$ con un *pitch* di 146 μm dall'altra, che si prevede forniranno degli *hit* con una risoluzione sulla posizione inferiore a 16 μm per quelli assiali e 23 μm per quelli stereo. Di questi tre *layer*, quello centrale è ad una distanza di $R = 22 \text{ cm}$ dal fascio, gli altri due, che copriranno la regione $1 < |\eta| < 2$, sono rispettivamente a 20 e 28 *cm*; la lunghezza complessiva è di 174 *cm*. La lettura dei 268'800 canali di *ISL* ará identica a quella di *SVXII*, in modo da avere possibilità di includerlo, in futuro, nel *trigger*.

Risoluzioni di *SVXII* + *ISL*: $(\varphi_0) \sim 0.3 \text{ mrad}$.

$$\sigma(p_t)/p_t^2 \simeq 4 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad \sigma(d_0) \Big|_{p_t \geq 10 \text{ GeV}/c} \sim 15 \mu\text{m}$$

La nuova camera centrale.

La *COT* (*Central Outer Tracker*) è l'evoluzione della *CTC* piuttosto che un nuovo rivelatore: le geometrie sono tanto simili che, a paritá di occupazione media ossia, in prima approssimazione, per un'uguale luminositá per *bunch* (\mathcal{L}/N_b), le loro prestazioni saranno confrontabili. Ad es. è stato mostrato [16] attraverso un'affidabile simulazione della *COT* che la stessa risoluzione nella ricostruzione di due tracce della *CTC* a $\mathcal{L} \sim 1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ con 6 *bunch* è prevista per $\mathcal{L} \sim 7.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ nella configurazione con 36 pacchetti oppure anche con 108 sino a $\mathcal{L} \sim 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

³Questo valore è dominato dalla ridotta risoluzione sul p_t di *SVXII* se usato da solo.

Un maggior numero di celle elementari piú piccole ed un minor angolo di *tilt* rispetto alla direzione radiale, oltre ad assicurare una minor occupazione media per cella, ridurranno lo spazio che gli elettroni di ionizzazione devono percorrere. La minor distanza di *drift*, un gas piú veloce (miscela di Argon, Etano, CF₄ al 50 %, 35 %, 15 %) ed un campo elettrico piú intenso porteranno il tempo di deriva massimo da $\sim 700\text{ ns} \rightarrow 100\text{ ns}$, perché l'informazione della *COT* sia disponibile in tempi utili per il *trigger*.

Parametro	<i>CTC</i>	<i>COT</i>
Distanza di <i>drift</i> [cm]	3.5	0.88
tempo di <i>drift</i> [ns]	706	100
Campo di <i>drift</i> [kV cm ⁻¹]	1.35	2.6
Angolo di Lorentz	45°	35°
superstrati \times fili assiali	5 \times 12	4 \times 12
angolo stereo	$\pm 3^\circ$	$\pm 3^\circ$
superstrati \times fili stereo ($\pm 3^\circ$)	4 \times 6	4 \times 12
Fili totali	36504	63000

Tabella 2.4: Confronto fra alcuni parametri della *CTC* e della *COT*.

La presenza dei calorimetri della regione *plug* non permetterà, però, di estenderla al di fuori della zona centrale $|\eta| < 1$ già occupata dalla *CTC*, oltre la quale cala il numero di strati attraversati da una particella e con esso l'efficienza del rivelatore.

La ricostruzione tridimensionale delle tracce nella camera centrale nel Run-I si è dimostrata troppo debole, basandosi su solo 24 delle 84 misure della *CTC* (con una correzione dovuta alla z del vertice primario dalla *VTPC*), ma non utilizzando i dati di *SVX* che ha solo *strip* longitudinali. Questa fragilità sarà superata nel Run-II parificando il numero di fili assiali e stereo della *COT* (oltre alle informazioni in z sia da *SVXII* che da *ISL*).

Risoluzioni della *COT*⁴: $\sigma(z_0) \sim 5\text{ mm}$ $\sigma(\cot\theta) \sim 6 \cdot 10^{-3}$

$$\sigma(p_t)/p_t^2 \simeq 3 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad \sigma(\varphi_0) \sim 1\text{ mrad}$$

⁴La risoluzione $\sigma(d_0) \sim 600\text{ }\mu\text{m}$ è citata solo per completezza, perché la misura del parametro d'impatto è affetta da un notevole errore dovuto alla grande distanza fra il rivelatore e la regione d'interazione che impedisce una buona estrapolazione della traccia sino al punto \vec{r}_0 .

2.3.2 Ulteriori miglioramenti

Accanto a questi miglioramenti, la collaborazione ha proposto (e sta realizzando) in tempo per l'inizio del Run-II degli ulteriori *upgrade* di notevole importanza, in particolar modo proprio per quanto riguarda la fisica degli *heavy-flavour*.

La risoluzione σ_i (*offline*) sul parametro d'impatto in funzione dell'impulso p_t della particella, viene parametrizzata come

$$\sigma_i^2(p_t) = A^2 + \left(\frac{B}{p_t}\right)^2$$

Il valore asintotico A è funzione sia dalla risoluzione intrinseca del rivelatore di vertice che dalla distanza di estrapolazione fra il punto d'interazione e lo stato più interno di SVX [58], mentre la costante B descrive il contributo della deflessione multipla e quindi dipende dallo spessore e dal tipo di materiale attraversato.

Il valore riportato da CDF di $\sigma_d^2(p_t) = 19^2 + (33/p_t)^2 \mu m^2$ differisce poco da quello 'teorico' $\sigma_d^2(p_t) = 13^2 + (34/p_t)^2 \mu m^2$ calcolato dalla geometria di SVX' e dalla conoscenza delle caratteristiche dei materiali impiegati.⁵ Questa stessa risoluzione, per $SVXII$, nella parte attiva (silicio) è molto simile a quella di SVX nel Run-I: i valori da confrontare sono $A_{SVXII}^{th} \sim 10 \mu m$ contro $A_{SVX}^{th} \sim 13 \mu m$.

Una differenza importante fra i due rivelatori è che una notevole frazione dell'area attiva di $SVXII$ ha uno spessore aggiuntivo (poco più di $0.02 \cdot X_0$) di materiale derivante dall'elettronica di lettura che sarà montata direttamente sul silicio, che causa un maggior effetto di *scattering* multiplo. La struttura di supporto sarà ancor più penalizzante (incrementa lo spessore di materiale di oltre $0.03 X_0$), ma solo per circa il 6 % dell'accettanza di $SVXII$. Questo degrado della risoluzione sul parametro d'impatto per una traccia che non attraversi solo gli strati di silicio del rivelatore, insieme al rischio di perdere nel tempo il buon funzionamento del *layer* più interno per i danni da radiazione, sono le ragioni per le quali la collaborazione ha deciso di installare un ulteriore strato di silicio (detto *Layer 00* o *L00*).

Il *Layer 00*, posto a ridosso della *beam pipe* ($R \sim 1.6 \text{ cm}$) sarà costituito da rivelatori al silicio con *strip* a faccia singola longitudinali da 10 cm con un passo di *readout* di $50 \mu m$, per un totale di $\sim 16'000$ canali letti a $|z| > 40 \text{ cm}$.

⁵L'accordo fra i termini che descrivono la deflessione multipla è notevole, mentre la discrepanza fra quelli asintotici deriva sia dalla dispersione dei reali vertici $p\bar{p}$ primari che da effetti di non perfetto allineamento fra i vari settori del rivelatore.

Mentre l'aggiunta di questi pochi canali (rispetto a quelli di *SVXII*) non è un problema, la vera difficoltà è costruire il *L00* con nuove tecnologie in modo che operi correttamente nelle condizioni di altissima radiazione alle quali sarà sottoposto.

Regione			<i>SVXII</i>		<i>SVXII + L00</i>	
Materiale	$X_0/strato$	copertura	$\langle A \rangle$	$\langle B \rangle$	$\langle A \rangle$	$\langle B \rangle$
Silicio	0.36 %	61 %	9	36	6	22
Ibrido	2.43 %	33 %	9	71	6	25
Supporto	3.43 %	6 %	9	82	6	30

Tabella 2.5: *Risoluzione sulla misura del parametro d'impatto per SVXII [46]. Sono riportati i valori medi delle costanti A e B, poiché i settori pari sono a raggi inferiori dei disperi ed i corrispondenti valori di A e di B lievemente minori.*

Il materiale aggiunto dal *Layer 00* è talmente poco che anche nel caso in cui non funzionasse, l'unico effetto sarebbe di far aumentare il termine *B* di $\sim 1 \mu m GeV/c$ nella zona dell'ibrido e grosso modo il doppio per l'area attiva [46].

Grazie al *L00* la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto anche per una traccia che attraversi la regione più massiccia del rivelatore è ricondotta ad un valore simile a quello del più leggero *SVX* (vedi tab.2.5), mentre negli altri casi migliora sensibilmente permettendo di distinguere molto più chiaramente le particelle provenienti da vertici primari e secondari.

Accanto all'integrazione del sistema di tracciatura con il *L00*, CDF ha previsto l'installazione di un sistema di *particle identification* basato sulla misura del tempo di volo (*TOF*). Il sistema risulta costituito da 216 barre di scintillatore poste fra la camera centrale ed il criostato del solenoide (lo spazio a disposizione è radialmente di soli 4.7 cm). Ciascuna barra è lunga 3 metri (tanto da coprire la lunghezza della *COT*) e spessa 4 cm; ai suoi estremi sono montati i fotomoltiplicatori di lettura.

Nel Run-I l'identificazione del tipo di particella è stata fatta utilizzando i segnali da 59 su 84 strati della camera centrale *CTC* attrezzati con l'elettronica per la misura della perdita di energia per ionizzazione (dE/dx) delle tracce cariche. Il *TOF* attualmente in allestimento è l'evoluzione di una versione ridotta di sole 20 barre da 130 cm collaudato nel Run-Ic con dei test sui raggi cosmici. Si è misurata una risoluzione sulla misura del tempo *t* che cresce linearmente con la distanza *d* fra il punto in cui la traccia interagisce nello scintillatore ed il fototubo di lettura.

La stessa relazione, con valori attesi per il Run-II, è

$$\sigma_t (ps) = 100 + 0.4 \cdot d (cm)$$

Il primo problema del *TOF* è la ricostruzione dell'istante t_0 dell'interazione primaria $p\bar{p}$ (nel caso di più eventi sovrapposti si hanno altrettanti t_0): si calcola l'istante t_i di produzione di ogni traccia di impulso $|\vec{p}|$ che ha coperto una distanza L dal vertice primario sino allo scintillatore dove ha dato un segnale al tempo τ_i

$$t_i = \tau_i - \frac{L}{\beta c} = \tau_i - \frac{L}{c} \frac{|\vec{p}|}{\sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}} = \tau_i - \frac{L}{c \cdot \sqrt{1 + m^2/|\vec{p}|^2}}$$

sotto l'ipotesi che fosse un pione, un kaone o un protone. Stimate le frazioni di produzione dei precedenti tre adroni e l'istante T medio del vertice primario derivato dalle tracce prese in esame (ad es., se vincolate a provenire tutte da un decadimento, come in un canale completamente ricostruito), si costruisce la funzione di *likelihood*

$$\mathcal{L} = \frac{e^{(T-t_0)^2/2\sigma_t^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \prod_i \left[f_\pi \mathcal{L}_\pi(t_i^\pi, \sigma_t; t_0) + f_K \mathcal{L}_K(t_i^K, \sigma_t; t_0) + f_p \mathcal{L}_p(t_i^p, \sigma_t; t_0) \right]$$

in cui le funzioni 'parziali' sono

$$\mathcal{L}_h(t_i^h, \sigma_t; t_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{(t_i^h - t_0)^2/2\sigma_t^2}$$

Una volta trovato il t_0 , si deve cercare di associare una traccia (compatibile con questo vertice) con degli *hit* nello scintillatore. L'algoritmo più semplice fra quelli studiati prevede la comparazione entro 2σ della coordinata z estrapolata dal sistema di tracciatura con quella determinata dalla differenza dei tempi misurati dai due fotomoltiplicatori ai due estremi della barra ($z = c_{sci}(t_1 - t_2)/2$, dove c_{sci} è la velocità di propagazione della luce nello scintillatore).

La risoluzione mediata su tutti tubi montati nel Run-Ic è stata di 220–250 *ps*, ma tipicamente si aveva a disposizione solo una traccia per determinare l'istante t_0 del vertice primario, contro le 10 previste per il sistema completo: si è stimato che con 10 tracce si avrebbe avuto $\sigma_t \sim 150 - 180$ *ps*. I risultati dei migliori tubi forniscono un valore (di singola barra) $\sigma_t \approx 100$ *ps*, ad oggi già migliorato modificando l'elettronica di lettura ed utilizzando correzioni tubo per tubo [46]. Questo porta a ritenere che si potrà avere una chiara separazione, ad almeno 2σ , fra π^\pm/K^\pm (le particelle più simili) sino ad impulsi di quasi 2 *GeV/c*.

Infatti nella fig. 2.3.2 è mostrata la differenza di tempo fra K^\pm , π^\pm , p che coprono una distanza di 1.4 m dalla zona di produzione (necessaria per interagire negli scintillatori del *TOF*) in funzione dell'impulso, espressa in ps assumendo una risoluzione temporale di 100 ps .

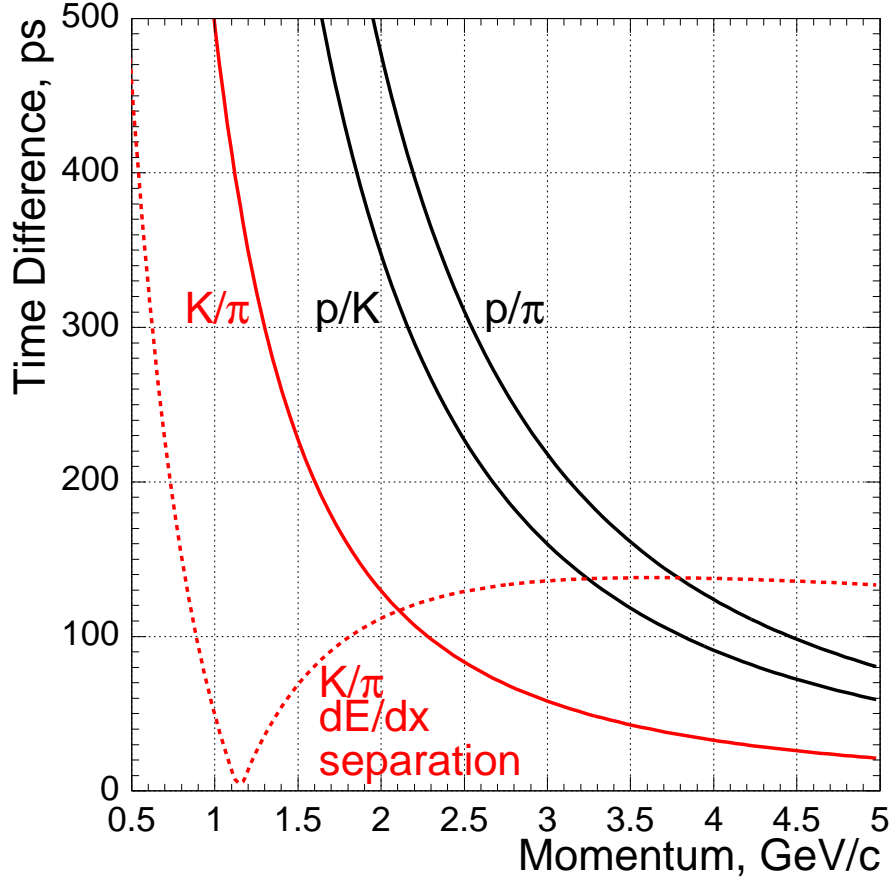


Figura 2.8: Confronto fra la differenza di tempo misurata dal sistema *TOF* e la separazione ottenuta dalla misura della perdita di energia dE/dx nella *COT*.

La separazione p/π è superiore a due deviazioni standard (σ) per tracce con impulso $p_t \leq 3.2\text{ GeV}/c$, quella p/K allo stesso livello di significatività è limitata a particelle con $p_t \leq 2.7\text{ GeV}/c$, mentre quella più difficile (e per lo studio in questione più interessante) che permette di distinguere fra mesoni K^\pm e π^\pm , anche in questa stima conservativa a $\sigma = 100\text{ ps}$, sarà valida ad almeno 2σ sino a $p_t \leq 1.6\text{ GeV}/c$.

2.3.3 Il sistema di selezione per il Run-II.

Nel Run-I la logica di selezione decideva di acquisire un evento entro i $3.5 \mu s$ che intercorrevano prima della successiva interazione. Nel Run-II la riduzione del tempo di *interbunch*, necessaria per aumentare il numero di pacchetti di protoni e di antiprotoni, ha imposto di aggiornare l'elettronica di *readout* e di immagazzinare l'informazione di piú collisioni successive in *buffer* locali.

Il *trigger* previsto per il Run-II [16], sempre organizzato in tre livelli e dotato di una complessa struttura a *pipeline*, avrà un accresciuto potere di reiezione tale da passare dalla frequenza d'interazione dell'ordine del MHz alle poche decine di Hz dell'acquisizione finale:

L1 : sarà sincrono al *rate* di collisione, ed avrà un tempo di latenza nella *pipeline* di circa $5.5 \mu s$ complessivi, pari a 42 interazioni con un tempo di *interbunch* di $132 ns$ ed una banda passante massima di $50 - 100 KHz$.

Oltre alle informazioni dei calorimetri, degli scintillatori e delle camere dei μ^\pm già disponibili nel Run-I, potrà utilizzare anche le tracce con $p_t \geq 1.5 GeV/c$ ricostruite nella *COT* dal processore *XFT* (*eXtremely Fast Tracker*) [38] in $2.7 \mu s$ nel piano trasverso.

L2 : sarà asincrono, con una frequenza massima in uscita intorno ai $300 Hz$. In circa $20 \mu s$ deciderà utilizzando tutte le informazioni del livello 1, ma ora disponibili in forme piú elaborate e precise (es. *cluster* calorimetrici, candidati muoni/elettroni già legati ad una traccia *XFT*, ...). Inoltre i dati in $r - \varphi$ di *SVXII*, letto in meno di $10 \mu s$ da un sistema altamente parallelo, saranno utilizzati da un apposito sistema di *trigger*, *SVT* (*Silicon Vertex Tracker*) [40] per migliorare la ricostruzione delle 'tracce *XFT*' e, per quelle con un impulso trasverso $p_t \geq 2 GeV/c$, misurarne anche il parametro d'impatto.

L3 : come nel Run-I, analizzerà tutto l'evento via *software*, facendo la ricostruzione tridimensionale dei tre rivelatori di tracciatura *SVXII*, *ISL*, *COT*.

A questo livello si potranno imporre alcuni tagli di qualità ed eventuali ulteriori richieste di selezione quasi di tipo *offline* (ad es. su masse invarianti costruite a partire da combinazione di tracce, ...). Se l'evento è accettato, viene registrato su nastro ad una velocità massima di $50 - 70 Hz$.

2.4 Conclusioni.

La luminosità nel Run-II sarà di un ordine di grandezza maggiore rispetto a quella del Run-I, permettendo di raccogliere circa 1 fb^{-1} di dati l'anno. Quest'incremento sarà ottenuto sia focalizzando meglio che arricchendo i *bunch*, in particolar modo quello di antiprotoni, ma soprattutto aumentandone il numero da sei del Run-I a 36 o 108 nel Run-II e riducendo la distanza fra essi da $3.5 \mu\text{s}$ a 132 ns o 396 ns . Per far fronte a questa nuova situazione sperimentale si è dovuto aggiornare tutta l'elettronica di *readout*, i rivelatori di tracciatura ed il sistema di selezione, mentre minori cambiamenti sono stati necessari per il sistema dei calorimetri e per quello dei muoni.

Il nuovo rivelatore di vertice *SVXII* non sarà più limitato alla ricostruzione delle tracce nel solo piano trasverso $r\text{-}\varphi$, ma fornirà informazioni anche in $r\text{-}z$. Inoltre, quando usato in combinazione con l'altro sistema di piani di rivelatori al silicio *ISL*, estenderà la tracciatura sino ad un intervallo in pseudo-rapidità $|\eta| \leq 2$, anche se non con la precisione ottenibile nella regione centrale $|\eta| \leq 1$ in cui è presente anche la grande camera a deriva *COT*. L'introduzione di un ulteriore piano di silicio (*L00*) a ridosso della *beam pipe* migliorerà sensibilmente la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto delle tracce, così come il sistema di misura del tempo di volo (*TOF*) permetterà, sostanzialmente per impulsi minori di $2 \text{ GeV}/c$, un'identificazione della natura della particella.

La maggior frequenza d'interazione, dell'ordine di alcuni *MHz*, ha reso necessario anche migliorare i criteri di selezione per ottenere un fattore di reiezione dell'ordine di 10^5 - 10^6 , necessario per limitare l'*output* a poche decine di eventi al secondo. I *trigger* già usati nel Run-I basati sulla presenza di leptoni saranno più efficienti, potendo associare già al livello 1 un deposito in un calorimetro elettromagnetico oppure una *stub* delle camere dei muoni con una traccia centrale ($|\eta| \leq 1$) ricostruita nella *COT* dal processore *XFT*. Accanto ad essi saranno possibili anche *trigger* del tutto nuovi, al primo livello con richieste unicamente su tracce ricostruite nel piano trasverso $r\text{-}\varphi$, ed al secondo selezionando in base alla presenza di vertici secondari richiedendo particelle dotate di elevato parametro d'impatto. Tale criterio è adatto in particolare per gli eventi contenenti *b-quark* in cui il vertice di decadimento è distinto da quello di produzione dell'adrone in modo apprezzabile. Questo parametro delle tracce sarà disponibile nel *trigger* grazie al nuovo sistema *SVT* che ricostrirà le tracce *XFT* che hanno anche degli *hit* nel rivelatore di vertice.

Capitolo 3

La misura del mescolamento.

Il limite inferiore $x_s > 14$ del valore del parametro x_s di oscillazione [5] dei mesoni B_s^0 , ben entro l'intervallo predetto dal S.M. $12.9 \leq x_s \leq 26.1$ con un valore ‘centrale’ favorito di $x_s^{S.M.} = 20$ [41], sono oltre un ordine di grandezza superiore al valore misurato per i mesoni B_d^0 ($x_d = 0.73 \pm 0.05$), indicando quanto sarà più difficile estrarre dai dati una misura di x_s rispetto a quanto lo sia stato per x_d .

La possibilità reale di misurare x_s nell'intervallo atteso o anche per valori superiori, dipende da molti aspetti. I principali sono qui raggruppati sotto tre voci:

- la raccolta di un campione di B_s^0 sufficientemente grande, che coinvolge, da una parte, il meccanismo della loro produzione e, dall'altro, la logica di *trigger* con la quale selezionare questi eventi nei canali di decadimento investigati;
- la conoscenza abbastanza accurata dei parametri del mesone (impulso, massa, lunghezza di decadimento, ...) tramite la ricostruzione del suo stato finale, conoscenza che dipendente sia dalle caratteristiche del rivelatore a disposizione (risoluzioni) che dall'efficacia dell'algoritmo di analisi dei dati;
- la determinazione del contenuto in sapore del *quark* pesante sia al momento della produzione, legata alla tecnica di *tagging* adottata, che nell'istante del decadimento, correlata al tipo di decadimenti analizzati ed all'efficienza della ricostruzione dell'evento.

Ci è sembrato doveroso, a questo punto, fare un panorama che tocchi alcuni di questi aspetti, come la produzione dei mesoni B , il confronto fra i principali metodi di *flavour-tagging* e l'importanza delle risoluzioni sperimentali nella misura, rinviando ai capitoli successivi gli altri trattati in dettaglio.

3.1 L'oscillazione B- \bar{B} in funzione del tempo.

Qualsiasi sia il “vero” valore di $x_s \geq 14$, il fatto di essere tanto elevato rende l'utilizzo della misura del mescolamento integrata nel tempo improponibile: infatti

$$\chi_s = \frac{x_s^2}{2 \cdot (1 + x_s^2)} \quad x_s \gg 1 \quad 0.5$$

tende asintoticamente al valore $1/2$ (già $x_s = 10 \rightarrow \chi_s \sim 0.495$), mostrando che χ_s è una quantità assolutamente incapace di discriminare fra differenti valori di $x_s > 10$. Proprio questa sua caratteristica è infatti stata sfruttata nella stima di x_d attraverso la misura della probabilità media di mescolamento integrata

$$\bar{\chi} = f_d \cdot \chi_d + f_s \cdot \chi_s$$

una volta conosciute le frazioni di adronizzazione $f_{d,s}$ (v. tabella 3.2).

Si è perciò costretti a ricavare x_s dall'andamento della probabilità di *mixing* in funzione del tempo. Si parte dalla considerazione che si è verificato un mescolamento quando la ricostruzione del decadimento del mesone fornisce l'indicazione di un *quark* pesante (b o \bar{b} per i B) opposta a quella di produzione. Si deve, per tanto, selezionare un campione di eventi con un contenuto in *heavy-flavour* determinato con alta probabilità sia nell'istante iniziale che finale dell'adrone “pesante” ed in esso contare il numero di mesoni in funzione del tempo proprio $N_{(NO)mix}(t) \propto \mathcal{P}_{(NO)mix}(t)$ che hanno oscillato o no.

In realtà sperimentalmente si misura il numero $N(L)$ di eventi in funzione della lunghezza di decadimento L calcolata ricostruendo, evento per evento, il vertice di decadimento e quello d'origine. Quest'ultimo viene identificato con il primario d'interazione, poiché i tempi del processo di frammentazione sono sicuramente trascurabili rispetto alla vita media del mesone. $N(L)$, però, non è direttamente correlato a $N(t)$, in quanto nel laboratorio la particella vive $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ volte di più rispetto al tempo valutato nel suo sistema di quiete e quindi la distanza fra i vertici è $L = \beta \gamma c \tau^0$, dove τ^0 è la vita media del mesone. La funzione $N(L)$ è perciò la convoluzione fra il tipico andamento esponenziale di decadimento (al quale è sovrapposta l'oscillazione cercata, ‘sporcata’ dalle risoluzioni del rivelatore) e la distribuzione in impulso dei B^0 prodotti. Questa sovrapposizione rende impossibile distinguere un'oscillazione (soprattutto se rapida, come quella attesa per i B_s^0) se non si determina con una certa accuratezza il fattore relativistico $\beta \gamma$ del B_s^0 ricostruito.

Per ovviare a questi problemi si possono seguire tre diverse strategie sperimentali;

1. la selezione di canali esclusivi, definiti come quei modi di decadimento in cui lo stato finale é completamente ricostruibile. Questa scelta permette la miglior misura del fattore $\beta\gamma$ del mesone e la massima distinzione fra il decadimento di un B^0 da quello di un \overline{B}^0 (*tagging* al momento del decadimento), pagata spesso con una bassa efficienza di ricostruzione che limita la dimensione del campione di eventi effettivamente utilizzabili nell'analisi;
2. un'analisi inclusiva, tipicamente quella basata sulla presenza nello stato finale di leptoni, la cui carica è in stretta correlazione con il sapore del *b-quark* e che sfrutta la notevole frazione di decadimento dei mesoni B^0 in modi semileptonici $BR(B_{d(s)}^0 \rightarrow \ell^\pm + X) \approx 20\%$, dove $\ell^\pm = (e^\pm, \mu^\pm)$. Questa scelta, però, porta ad una purezza del campione inferiore a quella tipicamente ottenuta per i modi di decadimento esclusivi, a causa del maggior fondo dovuto ad altre sorgenti di leptoni non facilmente distinguibili dai B^0 . Inoltre si deve risolvere il problema della presenza nello stato finale di almeno una traccia neutra (il neutrino) non ricostruibile, che limita la precisione della misura del $\beta\gamma$ e della determinazione del vertice di decadimento del mesone.
3. l'utilizzo di decadimenti semi-inclusivi, una via intermedia fra le due citate in precedenza, in cui spesso alla richiesta di un leptone energetico si associa quella della presenza di un vertice terziario (derivante direttamente da quello del B) corrispondente ad un mesone dotato di *charm* differente ($D^{(*)0}$, $D^{(*)\pm}$, $D_s^{(*)\pm}$) a seconda dai vari canali di decadimento $B^0 \rightarrow D \ell^\pm + X$ investigati.

In questo capitolo non sarà ancora fatta nessuna scelta fra queste possibili opzioni, ma risulterà evidente che per sperare di misurare il meglio possibile dei valori di x_s abbastanza elevati (come quello preferito nel modello standard $x_s = 20$), la strada ottimale sarebbe la prima che utilizza eventi completamente ricostruibili. Questa via però presenta delle difficoltà non trascurabili per la ridotta statistica acquisibile, che cercheremo di superare studiando una logica di selezione degli eventi (*trigger*) dedicato proprio ai canali di decadimento del B_s totalmente ricostruibili.

3.2 Produzione di mesoni ‘beauty’.

Le tecniche oggi utilizzate per ottenere *beauty* si differenziano principalmente per il valore del rapporto S/N di produzione, per i mesoni/barioni che sono accessibili e per il loro *boost* di Lorentz (se alto permette la misura della vita media $L_B = \beta_B \gamma_B c \tau_B^0$). La sezione d’urto di produzione $\sigma_{b\bar{b}}$ suggerisce che i *collider* $p\text{-}\bar{p}$ siano le perfette *beauty-factories*, ma gli eventi contenenti B sono “sepolti” dal fondo, come si vede dal valore di $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot}$ (tabella 3.1). Inoltre, dopo la costosa selezione del campione, all’analisi resta un evento in cui le particelle di frammentazione del *quark* e di decadimento dell’adrone sono sovrapposte a quelle del *underlying event* rendendone difficile la ricostruzione. La maggior statistica delle macchine adroniche rispetto a quelle leptoniche è un reale vantaggio solo se si seleziona una larga parte degli eventi interessanti (alta efficienza) e quasi solo quelli (alta purezza).

Negli esperimenti cosiddetti “a targhetta fissa” si usa un fascio di protoni su un bersaglio con il vantaggio di un’elevata “accettanza” geometrica anche con rivelatori che coprono un piccolo angolo solido. A parità di molteplicità di tracce, tipicamente i *collider* hanno un’occupazione media minore, con un conseguente miglior rapporto S/N (anche se molto inferiore rispetto alle macchine e^+e^-), che può essere compensata dalla maggior granularità dei rivelatori più compatti destinati a questi esperimenti.

Macchina	Esperimento	$\sqrt{s} (GeV)$	Tipo	$\mathcal{L} (fb/y)$	$\sigma_{b\bar{b}} (nb)$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_t$	$N_{b\bar{b}}/y$
DORIS	?	10.6	$e^+ e^-$	0.2	1.15	0.25	$2 \cdot 10^5$
CESR	CLEO	10.6	$e^+ e^-$	1	1.15	0.25	$1 \cdot 10^6$
LEP	Delphi, ...	93.0	$e^+ e^-$	0.1	5.0	0.14	$5 \cdot 10^5$
Tevatron	CDF, D0	$1.8 \cdot 10^3$	$p \bar{p}$	0.05	$40 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^9$
HERA	HeraB*	820_{beam}	$p e^\pm$	0.3	12	$9 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^8$
KEK	KEKB*	10.6	$e^+ e^-$	100	1.15	0.2	$1 \cdot 10^8$
PEPII	BaBar*	12	$e^+ e^-$	30	1.15	0.2	$3.5 \cdot 10^7$
Tev II*	CDF*, D0*	$2.0 \cdot 10^3$	$p \bar{p}$	1	$50 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{10}$
Tev 33*	BTeV*	$2.0 \cdot 10^3$	$p \bar{p}$	10	$50 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{11}$
LHC*	LHCB*	$1.4 \cdot 10^4$	$p p$	100	$200 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{13}$

Tabella 3.1: *Principali caratteristiche di produzione di b-quark in varie macchine. L’asterisco indica gli acceleratori o i rivelatori ancora in costruzione.*

3.2.1 Macchine adroniche.

Nei *collider* adronici la produzione di *b-quark* avviene principalmente attraverso processi forti (visto che $\alpha_s \gg \alpha_{e.w.}$). La libertà asintotica della QCD¹ permette la descrizione di una collisione fra adroni ad alta energia in termini di singoli partoni interagenti (risultato fisico dello *scaling* di Bjorken), dei quali si può trascurare la componente di moto perpendicolare all'impulso del nucleone di cui fanno parte. S'introducono quindi delle funzioni $f_i(x_i)$ “di struttura” (p.d.f), che descrivono la probabilità di trovare in un nucleone l'*i*-esimo partone con una frazione fra x e $x + dx$ dell'impulso totale ($x \in [0, 1]$). Queste funzioni sono composte da una parte di “valenza”, relativa al contenuto in *quark* dell'adrone (in accordo con i suoi numeri quantici ed il suo modello statico) ed una di “mare” (simile per tutti gli adroni), dovuta a processi forti di creazione-annichilazione di coppie di partoni virtuali.

Tramite le p.d.f. è possibile fattorizzare l'interazione fra i partoni j e k , scrivendo la sezione d'urto di produzione di un qualsiasi partone i come:

$$d\sigma(p\bar{p} \rightarrow i + X) = \eta_{QCD} \sum_{j,k} \int_0^1 dx_j \int_0^1 dx_k f_j(x_j, Q^2) f_k(x_k, Q^2) d\hat{\sigma}(j + k \rightarrow i + X)$$

$d\hat{\sigma}(j + k \rightarrow i + X)$ è una sezione d'urto inclusiva (al livello partonico) puramente QCD, quindi calcolabile in modo perturbativo con uno sviluppo nella costante d'accoppiamento forte α_s , se l'energia Q^2 del processo è abbastanza elevata.

La forma $f = f(x_i)$ della densità di probabilità è valida solo nel modello “a partoni liberi”; sperimentalmente è stato trovato che lo *scaling* di Bjorken è violato, ossia le funzioni $q(x)$, $\bar{q}(x)$, $g(x)$ in realtà hanno una dipendenza da $Q^2 = -|\vec{q}|^2$, indicando con \vec{q} l'impulso trasferito. La dipendenza asintotica per $q^2 \rightarrow \infty$ è calcolabile mediante sviluppo perturbativo ed il risultato (andamento logaritmico in funzione di Q^2) è riassunto nelle equazioni di Altarelli-Parisi

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right]$$

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right]$$

¹Proprietà “verificata” ad es. negli esperimenti di *deep inelastic scattering* interpretati come interazioni fra partoni, costituenti elementari liberi del nucleone (identificati con *quark* e gluoni), assicura che essi si comportino come particelle quasi libere al crescere dell'impulso q^2 scambiato, ossia a piccole distanze le interazioni forti tendono ad annullarsi: $\lim_{q \rightarrow \infty} \alpha_s(q^2) \rightarrow 0$.

Le funzioni di *splitting* QCD utilizzate sono

$$\begin{cases} P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} & P_{qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \\ P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+(1-z)^2}{z} & P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{z^2 + (1-z)^2}{z(1-z)} + z(1-z) \right] + \frac{7}{2} \delta(1-z) \end{cases}$$

In linea di principio le densità di probabilità q , \bar{q} , $g(x, Q^2)$ si potrebbero dedurre a partire dalla teoria (QCD), ma il calcolo, non perturbativo, è impraticabile e quindi di solito si utilizzano le parametrizzazioni dei dati sperimentali ad una certa scala di energia Q_0^2 (es. *deep inelastic scattering*) e le si evolvono a Q^2 .

Negli acceleratori adronici, i principali processi all'ordine α_s^2 di produzione di *bottom* sono l'annichilazione $q - \bar{q}$ in cui q è di solito un *quark* leggero (u, d) di valenza, oppure il *gluon-splitting* ed entrambi forniscono coppie $b\bar{b}$.

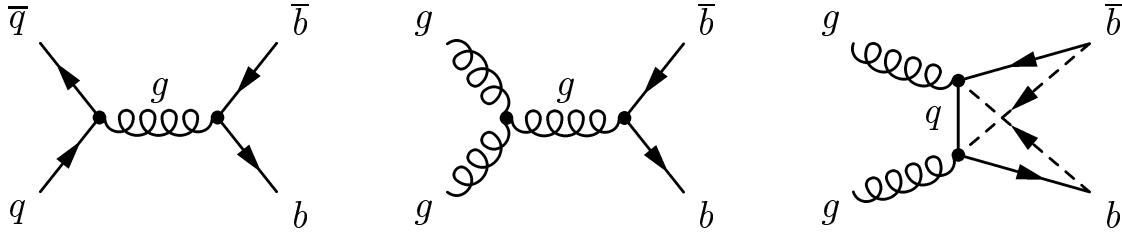


Figura 3.1: Diagrammi di produzione di coppie $b - \bar{b}$ al livello albero in QCD: annichilazione $q - \bar{q}$ (a sinistra), fusione di gluoni mediata da un propagatore gluonico (al centro) o fermionico (a destra, con il diagramma di scambio tratteggiato).

Trascurando le masse dei *quark* leggeri iniziali q ed indicando con $\hat{s} = x_1 x_2 \cdot s$ l'energia nel centro di massa dei due partoni interagenti, si calcola la sezione d'urto del processo $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow Q\bar{Q}$ in modo del tutto analogo a $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ QED, con l'aggiunta di un fattore di colore $\sum_a \lambda_{ij}^a \lambda_{kl}^a = 1/2 (\delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ij}\delta_{kl}/N_c)$, si trova

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\alpha_s^2}{\hat{s}} \left(\frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} \right) \frac{\pi\beta}{24} \rho (2 + \rho)$$

dove $\rho = 4m_Q^2/\hat{s}$ e $\beta = \sqrt{1 - \rho}$ è velocità nel c.m. del *quark* pesante Q prodotto.

Scrivendo $F(\beta) = 1/\beta \ln [(1 + \beta)/(1 - \beta)] - 2$, per $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ si trova

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\alpha_s^2}{\hat{s}} \pi \beta \cdot \frac{3F(\beta) [\rho^2 + 2(N_c^2 - 1)(1 + \rho)] + 2(N_c^2 - 3)(1 + \rho) + \rho(6\rho - N_c^2)}{6 N_c (N_c^2 - 1)}$$

Il primo processo è dominato dal secondo all'aumentare dell'energia, visto che

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) \xrightarrow{\hat{s} \rightarrow \infty} \frac{F(\beta)}{\hat{s}} \rightarrow \frac{\ln \hat{s}}{\hat{s}} \quad \text{mentre} \quad \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) \xrightarrow{\hat{s} \rightarrow \infty} \frac{1}{\hat{s}}$$

ma risulta più importante ad energie inferiori (ad esempio domina la produzione di coppie di *top-quark* all'energia del Tevatron) e presenta un fattore di soppressione dipendente dallo spazio delle fasi² che svanisce non appena $\hat{s} > 4m_Q^2$ ($\rho \rightarrow 0$).

Le correzioni introdotte dei successivi termini dello sviluppo perturbativo (quelli all'ordine α_s^3 sono detti NLO (*Next-to-Leading Order*), quelli $O(\alpha_s^4)$ NNLO, ..., introducono contributi non trascurabili, come si deduce dalla notevole dipendenza dalla scala μ per i risultati NLO (oltre alla scala Λ della QCD, si definiscono tre scale μ_R di rinormalizzazione, μ_F di fattorizzazione e μ_D di frammentazione in generale poste uguali fra loro ad un valore $\mu = \mu_0 = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$).

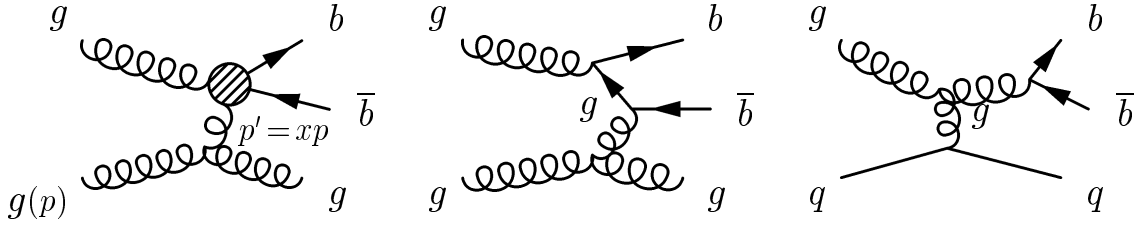


Figura 3.2: Esempi di diagrammi di Feynmann che contribuiscono alla produzione di coppie $b - \bar{b}$ all'ordine α_s^3 : a sinistra si ha lo scambio di un gluone nel canale t importante a piccolo x ; al centro si presenta un *gluon-splitting* ed a destra la produzione avviene per eccitazione di sapore e contribuiscono $\sim \ln(p_t/m_Q)$.

Esistono due principali tipi di correzione a successivi ordini perturbativi:

- i termini detti “logaritmi a piccoli x ”, dovuti ai diagrammi già a partire da $O(\alpha_s^3)$ in cui un gluone scambiato nel canale t diventa *soft*, quindi

$$\lim_{\hat{s} \rightarrow \infty} \frac{\hat{\sigma}_3(gg \rightarrow Q\bar{Q}g)}{\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q})} \sim \alpha_s \frac{\hat{s}}{m_Q^2}$$

Con una p.d.f. per i gluoni tipo $f_g(x) \sim A/x^{1+\delta}$ con $\delta < 1$, si ha

$$\frac{\hat{\sigma}_3(pp \rightarrow Q\bar{Q})}{\hat{\sigma}(pp \rightarrow Q\bar{Q})} \sim \begin{cases} \alpha_s \ln \frac{s}{4m_Q^2} & \delta \ln \frac{s}{4m_Q^2} \ll 1 \\ \alpha_s \frac{1+\delta}{\delta} & \delta \ln \frac{s}{4m_Q^2} \gg 1 \end{cases}$$

² $\beta(2+\rho) = 2\sqrt{1-\rho}(1+\rho/2) \simeq 2(1-\rho/2)(1+\rho/2) = 2(1-\rho^2/4) = 2(1-4m_Q^2/\hat{s}^2)$

Nel limite in cui è valido lo *scaling* di Feynmann ($x \cdot g(x) \sim \text{cost}$ per piccoli valori di $x \rightarrow g(x) \sim 1/x$, e quindi $\delta = 0$) le correzioni danno contributi proporzionali a $\ln(s/m_Q^2)$, che si presentano ad ogni ordine e che possono essere risommati [85]. Il risultato NLO per la sezione d'urto totale di produzione di *bottom* al Tevatron dá un incremento non superiore al 30 %.

• L'altro tipo di correzione è legato ai termini derivanti dalla produzione di *quark* pesanti con un elevato impulso trasverso, che al crescere di p_t si comportano sempre piú come particelle di massa nulla che possono emettere una larga parte della loro energia sotto forma di gluoni “duri” sostanzialmente collineari. Questo fenomeno è associato alla presenza (ad ogni ordine perturbativo) di correzioni funzione di $\ln(p_t/m_Q)$, stimate utilizzando delle sezioni d'urto *NLO* di produzione di partoni i di massa nulla, ma tenendo conto delle funzioni di frammentazione per la transizione $i \rightarrow b$ (nel caso del *beauty*) che nella loro evoluzione risommano tutti i contributi all'ordine $\alpha_s^n \ln^n(p_t/m)$ e $\alpha_s^{n+1} \ln^n(p_t/m)$. Questo formalismo descrive la correzione NLO al *gluon-splitting*

$$\frac{dD_Q(x, q^2)}{d \ln q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} G(y, q^2) \cdot P_{Qg} \left(\frac{x}{y} \right) \quad \text{con} \quad D_Q(x, m^2) = 0$$

in cui funzione di frammentazione $D(x, q^2)$ rappresenta la probabilità di avere in *quark* pesante Q con la frazione x dell'impulso del gluone. La molteplicitá N (uguale alla probabilità per bassi valori di molteplicitá) di *heavy-quark* è data dal momento di ordine uno della funzione di frammentazione D

$$N = \int_0^1 dz D(z) \quad \text{dove} \quad \frac{dN}{d \ln q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} G^{(1)}(y, q^2) P_{Qg}^{(1)}(x/y)$$

dove $G^{(1)}(y, q^2)$ è momento di ordine uno di $G(y, q^2)$ e rappresenta il numero di gluoni con virtualitá q^2 . Trascurando la dipendenza da $q^2 \rightarrow G^{(1)} = 1$ e calcolando $P_{Qg}^{(1)}$ (momento di ordine uno di P_{Qg}) come

$$P_{Qg}^{(1)} = \int_0^1 dz \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] = \frac{1}{3} \quad \Rightarrow \quad N(Q\bar{Q}) \sim \frac{\alpha_s}{6\pi} \ln \left(\frac{p_t^2}{m_Q^2} \right)$$

mentre assumendo $G(x) \sim A/x$ che varia lentamente per $q^2 > m_Q^2$, si trova

$$D_Q(x, q^2) \simeq \frac{\alpha_s}{6\pi} \ln \left(\frac{q^2}{m_Q^2} \right) G(x, q^2)$$

3.2.2 Macchine $e^+ e^-$ al “polo” della Z^0 .

Questi acceleratori sfruttano l'interazione elettro-debole per produrre coppie $b - \bar{b}$ attraverso il processo $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b \bar{b}$, il cui diagramma è mostrato in fig 3.3.

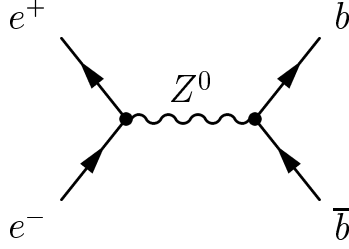


Figura 3.3: Diagramma di Feynmann di produzione di una coppia $b - \bar{b}$ per annichilazione $e^+ - e^-$ in un bosone vettoriale debole neutro Z^0 (ordine $\alpha_{e.w.}^2$).

Dalla lagrangiana d'interazione di un fermione ψ del S.M. con uno Z^0

$$\mathcal{L}_{Z^0} = -\frac{g_z}{2} Z_\mu^\alpha \sum_\alpha \bar{\psi}^\alpha \gamma^\mu (C_V^\psi - C_A^\psi \gamma^5) \psi^\alpha \quad \text{con} \quad \begin{cases} C_A^f = T_3 \\ C_V^f = T_3 - 2 |Q_\psi| \sin^2 \theta_w \end{cases}$$

per il processo in cui $q^\mu(Z^0) = k_1^\mu(e^-) + k_2^\mu(e^+) = p_1^\mu(b) + p_2^\mu(\bar{b})$, si ottiene³

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{Z^0}}{d\Omega} &= \left[\frac{g_z^2 E^2}{2 (q^2 - M_Z^2)} \right]^2 N_c \frac{1}{64 \pi^2 s} \frac{\sqrt{1 - m_b^2/E^2}}{\sqrt{1 - m_e^2/E^2}} \left\{ \right. \\ &\quad (C_V^{e2} + C_A^{e2}) (C_V^{b2} + C_A^{b2}) \left[1 - \left(1 - \frac{m_e^2}{E^2} \right) \left(1 - \frac{m_b^2}{E^2} \right) \cos^2 \theta \right] \\ &\quad - 8 C_V^e C_A^e C_V^b C_A^b \cos \theta \sqrt{1 - \frac{m_b^2}{E^2}} \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E^2}} \\ &\quad + \frac{m_e^2 m_b^2}{E^4} (C_V^{e2} - C_A^{e2}) (C_V^{b2} - C_A^{b2}) + 32 \frac{m_e^2 m_b^2}{M_Z^2} C_A^{e2} C_A^{b2} \\ &\quad + \frac{m_b^2}{E^2} \left(1 - \frac{m_e^2}{2E^2} \right) (C_V^{e2} + C_A^{e2}) (C_V^{b2} - C_A^{b2}) \\ &\quad \left. + \frac{m_e^2}{E^2} \left(1 - \frac{m_b^2}{2E^2} \right) (C_V^{e2} - C_A^{e2}) (C_V^{b2} + C_A^{b2}) \right\} \end{aligned}$$

Per tener conto della larghezza finita dello Z^0 , la forma del propagatore debole va resa simile ad una Breit-Wigner (tipica delle risonanze). Senza questa correzione la sezione d'urto perde di significato proprio al “polo” (per $q^2 \rightarrow M_Z^2$).

$$\frac{1}{(q^2 - M_Z^2)^2} \rightarrow \frac{1}{(q^2 - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2}$$

³ Ampiezza $A_{Z^0} = \frac{g_z^2}{4} N_c \bar{u}_b \gamma^\mu (C_V^b - C_A^b \gamma^5) v_{\bar{b}} \left[\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right) \frac{1}{q^2 - M_Z^2} \right] \bar{v}_{e^+} \gamma^\nu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) u_{e^-}$

Anche limitandosi al solo livello albero, a questo processo andrebbe sovrapposto l'analogo QED $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow b\bar{b}$ relativo allo scambio di un fotone (diagramma in fig. 3.4).

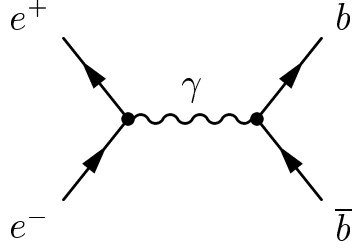


Figura 3.4: Diagramma di Feynmann di produzione di una coppia $b - \bar{b}$ per annichilazione $e^+ - e^-$ in un fotone (ordine $\alpha_{e.w.}^2$).

L'ampiezza è $A = -e^2 Q_b \cdot \bar{u}_b(p_1) \gamma^\mu v_b(p_2) \left[-g_{\mu\nu}/q^2 \right] \bar{v}_{e^+}(k_2) \gamma^\nu u_{e^-}(k_1)$, da cui

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_b^2}{16 E^2} \left[1 + \frac{m_e^2 + m_b^2}{E^2} + \left(1 - \frac{m_e^2}{E^2} \right) \left(1 - \frac{m_b^2}{E^2} \right) \cos^2 \theta \right] \sqrt{\frac{1 - m_b^2/E^2}{1 - m_e^2/E^2}}$$

che può essere approssimata, se si trascurano le masse dei fermioni coinvolti, con

$$\left. \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega} \right|_{m_e=0, m_b=0} = \frac{\alpha^2 Q_b^2}{4 s} [1 + \cos^2 \theta] \rightarrow \sigma_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} Q_b^2 = \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q_b^2$$

Per un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = M_{Z^0}$, il diagramma QED dá un contributo inferiore di oltre due ordini di grandezza rispetto al corrispondente processo debole.

I bosoni Z^0 prodotti nelle interazione e^+e^- , decadendo $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ secondo una frazione $BR \approx 21\%$ [48], forniscono una coppia di b collineari, monocromatici e molto energetici, per questo senza nessuna limitazione sui mesoni/barioni ottenibili. Per contro, visto l'alto impulso di questi b , l'adronizzazione produce due b -jet di solito non collineari (ed eventualmente altri jet per la radiazione di gluoni).

Malgrado la sovrapposizione fra particelle di frammentazione del b -quark e di decadimento del mesone B , visto che il meccanismo leptonico di produzione ad all'energia dello Z^0 non fornisce altre particelle oltre il bosone debole neutro, il rapporto S/N è buono e l'evento abbastanza pulito.

3.2.3 Macchine $e^+ e^-$ al “polo” della $\Upsilon(4S)$.

Un'altra categoria di macchine $e^+ e^-$ utilizzano il decadimento della risonanza $\Upsilon(4S)$ (interpretata come stato legato $b\bar{b}$) che ha una massa di $10580.0 \pm 3.5 \text{ MeV}/c^2$, cioè appena al di sopra della soglia di produzione dei B^\pm e dei B_d^0 , mentre restano esclusi i B_s^0 e tutti i barioni.

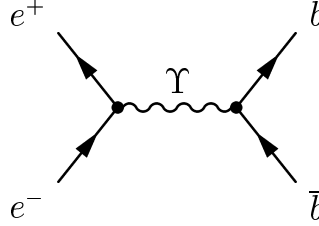


Figura 3.5: *Diagramma di Feynmann della produzione di una coppia $b - \bar{b}$ attraverso la risonanza $\Upsilon(4s)$.*

L'impulso di un B prodotto è circa $341 \text{ MeV}/c$, per cui la sua lunghezza di decadimento è di soli $L \approx 20 \mu m$, un valore assolutamente insufficiente per un rivelatore di vertice attuale. Si è pensato, allora, a macchine asimmetriche (alcune delle quali sono ormai in fase di completamento) che utilizzano due fasci di particelle ad energie differenti per produrre mesoni con un notevole *boost*: ad es. BaBar, con fasci e^+ da 3.1 ed e^- da 9.0 GeV , stima di avere $L \approx 200 \mu m$.

Al di là di queste controindicazioni, i *collider* che lavorano all'energia della $\Upsilon(4S)$ producono due b -quark sostanzialmente monocromatici e collineari, caratteristiche mantenute nella frammentazione per la bassa energia dei prodotti, fornendo i due mesoni finali senza altre particelle con un duplice vantaggio:

1. un rapporto $S : N \approx 1 : 3$ di produzione tanto alto da aprire la possibilità di lavorare anche all'energia maggiore della $\Upsilon(5S)$ in modo da produrre anche i B_s^0 , anche se con una maggior frazione di fondo dovuto ai processi $e^+ e^-$ non risonanti.
2. la coppia $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ prodotta conterrà tutta l'energia disponibile nel centro di massa (per le macchine simmetriche, basta conoscere l'energia di un fascio), e questo è un vincolo con il quale si può migliorare la misura dell'impulso e dell'energia dei B e quindi della loro massa invariante, potendo discriminare meglio fra eventi di B e fondo.

Ma l'aspetto più notevole di questa tecnica di produzione è l'ortogonalità degli stati: visto che la $\Upsilon(4S)$ ha momento angolare totale $J = 1$ ed i mesoni sono a spin nullo, il

sistema $B_d^0 \bar{B}_d^0$ è in onda p (ossia momento angolare orbitale $L = 1$) e quindi la parte spaziale della funzione d'onda è dispari ($\sim -1^L$).

Ma $B_d^0 \bar{B}_d^0$ è una coppia di bosoni identici e la sua funzione d'onda deve essere pari sotto lo scambio $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$, scambio che si realizza applicando la parità P e la coniugazione di carica C , per cui la funzione d'onda dovrà essere antisimmetrica anche sotto C . Ne segue che l'ortogonalità degli stati iniziali (B_d^0, \bar{B}_d^0) si conserva nel tempo e la coppia non potrà mai essere (B_d^0, B_d^0) o $(\bar{B}_d^0, \bar{B}_d^0)$ nello stesso istante, sino a quando uno dei due decade e l'altro mesone evolve liberamente secondo le espressioni date di $B_d^0(t)$ o $\bar{B}_d^0(t)$.

Questa caratteristica, unita al fatto che, contrariamente a quanto succede agli altri tipi di macchine, la coppia di B^0 non è mai prodotta insieme ad altre specie di mesoni o barioni, aiuta l'identificazione dei mesoni, contribuendo all'elevata efficienza di *tagging* $\approx 30\%$ (oltre cinque volte quella stimata da CDF per il Run-II).

3.2.4 Produzione di mesoni B.

Gli adroni contenenti b derivano dalla frammentazione dei *quark*, partendo dagli stati più leggeri, in mesoni $B^+(\bar{b}u)$, $B_d^0(\bar{b}d)$, $B_s^0(\bar{b}s)$, ... o in barioni $\Lambda_b^0(udb)$... (e nelle loro antiparticelle). Il fenomeno dell'adronizzazione dei partoni, imposto dal "confinamento" della Q.C.D., avviene a distanze superiori rispetto alla scala di lunghezze caratteristica delle interazioni forti, dove l'approccio perturbativo non è più valido.

Per descrivere la "vestizione" di un *heavy-flavour* si utilizzano quindi dei modelli fenomenologici, quale quello di Peterson [42]. In questo modello un *quark* pesante Q ed uno leggero q formano un mesone attraverso il processo $Q \rightarrow Q\bar{q} + q$, al livello più basso. La descrizione è parametrizzata tramite la funzione

$$f(z) \propto \frac{1}{z[1 - (1/z) - \varepsilon_Q/(1-z)]^2}$$

dove

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{hadron}}{(E + p)_Q}$$

e

$$\varepsilon_Q = \frac{m_q^2 + p_t^2(q)}{M_Q^2 + p_t^2(Q)}$$

La sezione d'urto di produzione di un adrone B si può scrivere utilizzando al quantità $z = p_{\parallel}(B)/p_{\parallel}(i)$ che rappresenat la frazione di impulso parallela a quella del partone

i che lo ha originato che il mesone porta con sé:

$$d\sigma(p\bar{p} \rightarrow B(p_t, y)) = \sum_i \int_0^1 dz d\sigma(p\bar{p} \rightarrow i(p_t/z, y) + X, \mu_{frag}^2) D_{i \rightarrow B}(z, \mu_{frag}^2)$$

La dipendenza dalla scala di frammentazione μ_{frag} descrive l'effetto dei termini trascurati di ordine superiore (perturbativi) e scompare solo dopo l'inclusione di tutti i contributi. In prima approssimazione si può pensare

$$\mu_{fragmetation} \simeq \mu_{Factorization} \simeq \mu_{Renormalization} \simeq \mu_0 \sim \sqrt{p_t^2 + M_B^2}$$

Frazione	Teoria	LEP [5]	CDF [47]
f_u	37.5 %	$0.397^{+0.018}_{-0.022}$	$0.39 \pm 0.04 \pm 0.04$
f_d	37.5 %	$0.397^{+0.018}_{-0.022}$	$0.38 \pm 0.04 \pm 0.04$
f_s	15.0 %	$0.105^{+0.018}_{-0.017}$	$0.13 \pm 0.03 \pm 0.01$
$f_{barioni}$	10.0 %	$0.101^{+0.039}_{-0.031}$	0.096 ± 0.017

Tabella 3.2: *Frazioni di adronizzazione di un b -quark.*

Sperimentalmente i parametri importanti, nel caso del b -quark, sono le abbondanze relative f_i degli adroni (mesoni o barioni che siano) contenenti *beauty*. Queste quantità (riportate in tabella 3.2) sono calcolate teoricamente sfruttando anche analogie con la frammentazione dei quark più leggeri. Sui dati vengono invece imposti dei vincoli, come ad es. $f_s = f(\bar{b} \rightarrow B_s^0) = f(b \rightarrow \bar{B}_s^0)$. Naturalmente deve essere soddisfatta la relazione $f_u + f_d + f_s + f_{barioni} = 1$.

3.3 Tecniche per stabilire il sapore.

Se un mesone che decade ha lo stesso contenuto in sapore dell'istante di produzione può aver oscillato o no, ma se è differente sicuramente ha oscillato ($B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$).

L'analisi dei prodotti è spesso sufficiente a stabilire l'*heavy-flavour* finale (tanto più vero quanto più il mesone è ricostruibile), ma per quello iniziale si sono dovute escogitare delle tecniche *ad hoc*, dette di *flavour-tagging*. Ognuna di esse è caratterizzata da una probabilità w di fornire la risposta sbagliata nell'assegnazione del sapore e da un'efficienza ε , definita come la frazione di eventi in cui il procedimento dà realmente una risposta (giusta o sbagliata che sia) rispetto al totale

$$\varepsilon = \frac{N(\text{Right-tag}) + N(\text{Wrong-tag})}{N}$$

Per un campione di $N = N_{NOmix} + N_{mix}$ eventi in cui $N_{(NO)mix}(t) = N \cdot P_{(NO)mix}(t)$, il loro numero $N_{(NO)mix}^*(t)$ dopo il *b-tagging* sarà

$$N_{NOmix}^*(t) = \varepsilon \left[(1-w) N_{NOmix}(t) + w N_{mix}(t) \right] = \frac{\varepsilon N}{2} e^{-t} [1 + (1-2w) \cos(xt)]$$

$$N_{mix}^*(t) = \varepsilon \left[(1-w) N_{mix}(t) + w N_{NOmix}(t) \right] = \frac{\varepsilon N}{2} e^{-t} [1 - (1-2w) \cos(xt)]$$

in cui si sono utilizzate le espressioni delle probabilità di oscillazione/non oscillazione in funzione del tempo (in vite medie) calcolate nel caso di un campione di B^0 .

L'effetto della probabilità $w \neq 0$ di un errore nella determinazione del sapore è quindi tutto contenuto nel termine $D = 1 - 2w$, detto diluizione, che rappresenta la differenza fra la probabilità che l'algoritmo dia la risposta giusta ed errata:

$$D = \frac{N^*(\text{Right-tag}) - N^*(\text{Wrong-tag})}{N^*(\text{Right-tag}) + N^*(\text{Wrong-tag})}$$

D varia fra un massimo di uno, quando l'indicazione del sapore è sempre corretta, ed un minimo di zero quando ha il 50 % di probabilità di fornire la risposta esatta.

L'asimmetria di *mixing* che sperimentalmente si misura è $A^* = D \cdot A$ con un errore statistico $\sigma_{A^*} \propto 1/\sqrt{N^*}$ e di conseguenza quello sull'asimmetria teorica A è

$$\sigma_{A^*}^2 = D^2 \cdot \sigma_A^2 \propto \frac{1}{N^*} \quad \Rightarrow \quad \sigma_A^2 \propto \frac{1}{D^2 \cdot N^*} = \frac{1}{\varepsilon \cdot D^2 \cdot N}$$

Il parametro εD^2 descrive l'efficacia di un algoritmo di individuazione del sapore e rappresenta il fattore di riduzione del campione a causa del *tagging*.

3.3.1 Same Side Tagging (S.S.T.)

Questo metodo [49] si fonda sul meccanismo di frammentazione del *quark* pesante Q stesso o, equivalentemente, sulle caratteristiche del decadimento degli stati mesonici eccitati (B^{**}). Il processo $Q \rightarrow Q\bar{q} + q$, oltre al mesone $Q\bar{q}$, fornisce un *quark* q leggero (u, d, s) ‘libero’ che, a sua volta, si lega in $q\bar{q}'$, in cui anche q' è un *quark* leggero. La carica di $q\bar{q}'$ è un’indicazione del sapore di Q , mentre se neutro potrebbe essere stato prodotto anche con un adrone $\bar{Q}q$. In base alle probabilità f_u, f_d, f_s che un *quark* libero si leghi a quelli leggeri, si stimano le frazioni di stati legati carichi per ogni specie u, d, s , ossia l’efficienza massima di questa tecnica di *tagging*.

Mesone B	Mesone $q\bar{q}'$	$\varepsilon_{MAX}(\%)$
$B^+ (\bar{b}u)$	$\pi^-, K^-, \rho^0, \pi^0$	$f_d + f_s \simeq 52.5$
$B_d^0 (\bar{b}d)$	$\pi^+, K^0, \rho^0, \pi^0$	$f_u \simeq 37.5$
$B_s^0 (\bar{b}s)$	K^-, K^0, Φ	$f_u \simeq 37.5$

Tabella 3.3: Adroni di prima frammentazione associati ad un mesone B .

La frammentazione del b origina un *jet*, un fascio collimato intorno alla direzione del B di tracce con un’energia in media maggiore rispetto a quelle dell’*underlying event*. La difficoltà è nel riconoscere fra tutte le particelle di un evento quella che fornisce l’indicazione del sapore, visto che già non è semplice delimitare il *jet* stesso. Per ogni scelta del cono $\Delta\eta \times \Delta\varphi$, infatti, si considerano particelle non correlate al b e non altre che invece lo sono. Ma quella di *tagging* è la prima prodotta nella catena di frammentazione e quindi (in media) la più correlata con il B stesso, ossia la più energetica e la più ‘vicina’ alla direzione di volo del mesone.

Sono stati messi a punto diversi criteri di selezione di questa traccia: la massima quantità di moto trasversa p_t , oppure l’impulso, rispetto alla somma fra impulso del B e della traccia stessa, massimo se parallelo o minimo se ortogonale, ... Per ognuno CDF ha stimato sui dati del Run-I il valore di εD^2 [50] trovando che il più vantaggioso (attualmente) è quello che utilizza il minimo impulso relativo, con $\varepsilon D^2 = 1.5 \pm 0.9 \%$. Studi di MonteCarlo per il Run-II [16] mostrano che il fattore di merito εD^2 di questo metodo dovrebbe salire sino ad almeno il 2 %, previsione ragionevole sulla base della maggior accettanza geometrica del nuovo rivelatore di vertice e della potenziata capacità di ricostruzione tridimensionale delle tracce.

3.3.2 Opposite Side Tagging (O.S.T.)

Questa classe di metodi utilizza l'indicazione del *flavour* (di decadimento) dell'altro adrone contenente *b-quark* prodotto dalla coppia $b\bar{b}$ (per questo di *opposite side*). Infatti, a parte un eventuale mescolamento, il contenuto in *flavour* iniziale opposto a quello del B considerato si ritrova sino al momento del decadimento.

Un campione di mesoni $B - \bar{B}$ può essere diviso in eventi *Like Sign* (LS), in cui i marcatori del sapore dei B danno la stessa indicazione (uno dei due B ha oscillato) ed *Opposite Sign* (OS) se nessuno dei due od entrambi hanno fatto *mixing*.

Una quantità che descrive la misura nella situazione ideale di assenza di fondo è

$$r = \frac{N(LS)}{N(OS)} = \frac{P_{mix}^{(1)} \cdot P_{NOmix}^{(2)} + P_{NOmix}^{(1)} \cdot P_{mix}^{(2)}}{P_{mix}^{(1)} \cdot P_{mix}^{(2)} + P_{NOmix}^{(1)} \cdot P_{NOmix}^{(2)}} = \frac{2\bar{\chi} \cdot (1 - \bar{\chi})}{\bar{\chi}^2 + (1 - \bar{\chi})^2}$$

La tecnica più nota sfrutta il segno della carica del leptone (e^\pm, μ^\pm) come *tag*: mentre $b \rightarrow q_u \ell^- \bar{\nu}_\ell$ ($\bar{b} \rightarrow \bar{q}_u \ell^+ \nu_\ell$) è un processo debole, $b \rightarrow q_u \ell^+ \nu_\ell$ ($\bar{b} \rightarrow \bar{q}_u \ell^- \bar{\nu}_\ell$) è proibito. Qui il problema è di essere ragionevolmente certi che il leptone derivi direttamente dal B ; esistono, infatti, diversi fondi di cui tener conto:

- gli adroni rivelati nelle camere dei muoni e quindi interpretati come μ^\pm . Questi vengono rimossi, almeno in parte, facendo ricorso a dei criteri di qualità sul segnale lasciato dai candidati muoni nell'attraversare il rivelatore;
- i leptoni che derivano non da B ma dal decadimento in volo di K^\pm, π^\pm o di *charm* di produzione diretta, tutti, però, senza alcuna correlazione con il B ;
- i leptoni di un decadimento sequenziale $b \rightarrow c \rightarrow (s, d) \ell^+ \nu_\ell$ che forniscono un'errata indicazione del sapore del B . Il loro peso è, di solito, limitato con una soglia sull'impulso del leptone, il cui spettro in p_t è piccato a valori più alti se deriva da un B rispetto a quando è emesso in un processo secondario.

Detta F_c la frazione di eventi da $c - \bar{c}$ diretto rispetto a quelli da $b - \bar{b}$ e $F_{seq.}$ il rapporto far i decadimenti sequenziali e quelli diretti, l'espressione di r si modifica in

$$r_{exp} = \frac{2\bar{\chi} \cdot (1 - \bar{\chi}) + [\bar{\chi}^2 + (1 - \bar{\chi})^2] \cdot F_{seq.}}{\bar{\chi}^2 + (1 - \bar{\chi})^2 + 2\bar{\chi} \cdot (1 - \bar{\chi}) \cdot F_{seq.} + F_c}$$

Questo metodo, sui dati del Run-I, ha dato $\varepsilon D^2|_{\mu^\pm} = 0.7 \pm 0.2 \%$ per i muoni [51] e $\varepsilon D^2|_{e^\pm} = 0.3 \pm 0.1 \%$ per gli elettroni [52], mentre per il Run-II sono previsti [16] i valori $\varepsilon D^2|_{\mu^\pm} = 1.0 \%$ grazie alla maggior copertura dei rivelatori anche alla regione *forward*, e $\varepsilon D^2|_{e^\pm} = 0.7 \%$ estendendo il metodo anche alle zona *plug*.

3.3.3 Jet Charge

Un'altra fra le tecniche O.S.T. è la *Jet-Charge*, ideata al LEP come la S.S.T. e qui già positivamente applicata in analisi compiute su dati di diversi esperimenti [53]. Utilizza la correlazione fra la carica di un *jet* e del partone che lo ha originato; in particolare ci si attende lo stesso segno per entrambe le quantità e quindi indicazioni opposte per un *b-jet* ed un \bar{b} -*jet*.

L'impossibilità di delimitare realmente un *jet* impone di definire Q_{jet} in modo diverso dalla somma algebrica delle cariche di tutte le particelle del *jet*, esatta solo se tutte e sole le tracce della catena di frammentazione sono contenute nel cono di apertura $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ fissata. In pratica, per un *jet* composto di N particelle di carica q_i ed impulso \vec{p}_i ($i = 1, \dots, N$) di cui si è ricostruito un asse \hat{e}_{jet} , si usa

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i |\vec{p}_i \cdot \hat{e}_{jet}|^{\alpha(p_i)}}{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{e}_{jet}|^{\alpha(p_i)}}$$

o forme analoghe con la rapidità y_i al posto dell'impulso \vec{p}_i .

Il fatto di valutare la sola componente della quantità di moto parallela all'asse del *jet* e l'aver introdotto un esponente α funzione dell'impulso (anche se spesso si cerca solo un valore costante che ottimizzi la misura), dovrebbe teoricamente permettere di valutare maggiormente le particelle più correlate, in modo da privilegiare quelle più importanti e più probabilmente appartenenti al *jet* stesso.

La carica ricostruita del *jet* comincia ad essere efficiente solo quando supera (in modulo) una soglia minima fissata a seconda dell'analisi, al di sotto della quale l'ambiguità sulla natura del partone è troppo elevata: l'efficienza quindi dipende dal valore di questo taglio. Inoltre non è difficile ipotizzare che, contrariamente alle attese, un *b-jet* (\bar{b} -*jet*) possa dar luogo a valori di Q_{jet} positivi (negativi), se non altro per l'inclusione nel cono di definizione del *jet* di particelle figlie dell'altro \bar{b} (b) prodotto. La valutazione della diluizione dipende quindi dalla scelta del cono η - φ del *jet*. Per migliorare l'attendibilità di tale grandezza spesso si considerano solo gli eventi che superano un'ulteriore taglio posto sul minimo della variabile $|\Delta Q_{jet}|$, la differenza fra i valori di Q_{jet} calcolati per i due *jet* "opposti".

Questa tecnica, sfruttata nel *b-tagging* con le sole tracce ricostruite anche in *SVX*, le uniche ragionevolmente vincolabili ad appartenere ad un *b-jet*, ha fornito sui dati del Run-I $\varepsilon D^2 = 1.3 \pm 0.3 \%$ [54] e per il Run-II, grazie al miglioramento del rivelatore di vertice, si prevede che possa fornire un valore di $\varepsilon D^2 \sim 3 \%$ [16].

3.3.4 Sommario.

Il sistema di misura del tempo di volo delle particelle (*TOF*) è finalizzata ad una *particle identification* che permetterà di utilizzare i mesoni K^\pm provenienti dal decadimento sequenziale $b \rightarrow c \rightarrow s$ come indicatori del sapore del b . In questi decadimenti, infatti, lo *strange* finale adronizza più spesso in K^- che non in K^+ e quindi la carica del kaone, come quella del leptone emesso direttamente, fissa il *flavour* del B . Studi di MonteCarlo indicano che questa possibilità nel Run-II potrebbe dare un ulteriore $\varepsilon D^2 \sim 3\%$ [16], non confrontabile con nessun valore del Run-I nel quale CDF non possedeva nessun sistema di questo tipo.

La tabella 3.4 riassume i valori del parametro εD^2 di vari metodi di *tagging*, così come sono stati misurati sui dati raccolti nel Run-I [16] e qual è la previsione per il Run-II grazie a puri argomenti di *scaling* per la maggior copertura ed efficienza del rivelatore, ma senza considerare eventuali miglioramenti delle tecniche stesse.

Metodo	εD^2 (%) Run-I	εD^2 (%) Run-II
<i>Same Side Tagging</i>	1.5 ± 0.9	2.0
Muone centrale	0.7 ± 0.2	0.7
Elettrone	0.3 ± 0.1 *	0.7
<i>Jet-Charge</i>	1.3 ± 0.3	3.0
Muone non centrale	—	0.3
<i>Opposite side K</i>	—	3.0
Totale ‘nominale’	3.50 ± 0.97 (3.8 ± 1.0 *)	6.7 (9.7)

Tabella 3.4: *Efficienze dei metodi di tagging usati a CDF. Il valore della tecnica che utilizza gli elettroni (ed il totale) sono indicati con un asterisco, perché la relativa analisi è in fase di sviluppo e la stima qui riportata è suscettibile di cambiamenti.*

Il totale è stato chiamato ‘nominale’ in quanto la semplice somma algebrica dei vari metodi deve essere considerata una sovrastima del reale potere complessivo di *tagging* (non tutte le tecniche sono indipendenti fra loro). Una stima conservativa delle correlazioni considera l’efficienza totale di *tagging* ‘reale’ intorno al 80 % di quella ‘nominale’. CDF ha infatti presentato [86] come valori ufficiali $\varepsilon D^2 \sim 2.7\%$ per il Run-I (sempre senza la tecnica con gli elettroni) e si attende dagli *upgrade* un miglioramento sino a $\sim 7.8\%$ con il sistema *TOF* e $\sim 5.4\%$ senza.

Piú recentemente sono apparsi degli studi nei quali si cerca di stimare il reale apporto del sistema *TOF* (e del *Layer 00*) all'efficienza di *tagging*.

Metodo	$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$		$B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$		$B_s^0 \rightarrow D_s^\pm \pi^\mp$	
	εD^2 (%)	+TOF	εD^2 (%)	+TOF	εD^2 (%)	+TOF
S.S.T.	1.4	1.9	0.2	2.6	1.0	4.2
Soft μ^\pm	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Soft e^\pm	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
Jet Charge	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
O.S.T. Kaon	-	2.4	-	2.4	-	2.4
Totale	6.1	9.0	4.9	9.7	5.7	11.3

Tabella 3.5: *Previsioni di εD^2 per vari i metodi di tagging nel Run-II. Il valore relativo alla tecnica di O.S.T. kaon include anche l'uso del L00.*

A differenza della tabella precedente, l'efficienza totale di *tagging* è calcolata dagli autori [46] come somma dei valori parziali, sostenendo che gli studi effettuati nel Run-I sui campioni di $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ indicano che la semplice somma dei valori individuali è una buona approssimazione del totale.

I valori dell'efficienza di *tagging* εD^2 possono dipendere anche dell'impulso delle tracce che si considerano. Ad es. nella tecnica di *opposite side* per il $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, in media lo spettro dei K^\pm prodotti da un B opposto ad un B^0 di un certo impulso ($p_t \geq 4.0 \text{ GeV}/c$) che decade nel canale scelto, è *soft* tanto che nel 57 % dei casi il suo impulso é $p_t(K^\pm) \leq 1.6 \text{ GeV}/c$, il valore massimo per avere una separazione ad almeno 2σ fra π^\pm e K^\pm .

Anche il valore presentato per il metodo di *S.S.T.* relativo al B_s può dipendere fortemente dallo spettro del B_s nel campione selezionato. Ad es. per $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$ la richiesta $p_t(B_s^0) \geq 4.0 \text{ GeV}/c$ porta a $\varepsilon D^2 = 0.026 \pm 0.002$, ma nel caso in cui si elevi l'impulso del mesone a $p_t(B_s^0) \geq 8.0 \text{ GeV}/c$ si trova un'efficienza che sale sino a $\varepsilon D^2 = 0.039 \pm 0.004$, con un aumento del 50 %. Come si vedrá la richiesta di eventi completamente ricostruibili tende a selezionare proprio i B_s di piú alto impulso trasverso e le stime riportate fanno pensare ad un elevato valore di efficienza di *tagging* anche per i canali che verranno qui scelti.

3.4 Effetti della risoluzione finita.

La misura del tempo proprio $c\tau = L/(\beta\gamma)$ è fondamentale ottenere l'andamento della funzione $N(t)$ di tutte le particelle del campione e quindi ricostruire un'oscillazione di sapore. Ammettendo che l'informazione su una coordinata non sia disponibile (come per *SVX* nel Run-I) o che comunque si utilizzi la lunghezza di decadimento misurata solo nel piano ortogonale (ad es., per maggior precisione di questa misura), in luogo della quantità L completa si considera quella proiettata L_{xy}

$$L_{xy} = \frac{\vec{L}_t \cdot \vec{p}_t(\text{cluster})}{|\vec{p}_t(\text{cluster})|}$$

\vec{L}_t è la distanza fra il vertice primario ed il secondario (di decadimento del B) e $\vec{p}_t(\text{cluster})$ è l'impulso totale del B ricostruito, entrambe nel piano trasverso r - φ . Questa definizione presuppone che la direzione di volo del B coincida con quella del *cluster*, ipotesi tanto meglio verificata quanto più le particelle perse nella ricostruzione del vertice finale del B sono poche e di basso impulso trasverso (*soft*).

Per passare dalla lunghezza di decadimento al tempo proprio si deve conoscere il *boost* di Lorentz $\beta\gamma$ del mesone che, però, per i canali (semi-) inclusivi in cui la cinematica non è chiusa, non è esattamente (prescindendo dagli errori sperimentali) ricostruibile e va corretto tramite MonteCarlo. Si definisce il pseudo- $c\tau$ come

$$\text{pseudo-}c\tau = L_{xy} \cdot \frac{M_{B^0}}{|\vec{p}_t(\text{cluster})|} \cdot F_{\text{corr}}[p_t(\text{cluster}), M(\text{cluster})]$$

in cui la funzione $F_{\text{corr}} = c\tau(\text{vera})/c\tau(\text{misurata})$ è il rapporto fra il valore ottenuto direttamente dal MonteCarlo senza gli effetti relativi alla simulazione del rivelatore e quello misurato, sempre nel MonteCarlo, a partire dagli stessi eventi che hanno superato la selezione dell'analisi e la simulazione completa del *detector*.

La misura sperimentale del $c\tau$ non sarà esatta e l'effetto delle varie risoluzioni su di essa, come si vedrà, è di notevole importanza per la misura di x_s : per questo si cerca la distribuzione dell'errore $\Delta c\tau$ sulla misura del tempo proprio. Indicando con $K = M/|\vec{P}|$ il fattore cinematico completo o trasverso, si ottiene

$$c\tau = L \cdot K \implies \Delta c\tau = \Delta L \cdot K + L \cdot K \frac{\Delta K}{K} \sim \Delta L \cdot \langle K \rangle + c\tau \cdot \frac{\Delta K}{K}$$

in cui si è sostituito il valor medio $\langle K \rangle$ a K , e si è usata la definizione $c\tau = L \cdot K$.

L'espressione di $\Delta(c\tau)$ mostra due contributi: il primo è dovuto alla risoluzione spaziale intrinseca del sistema di tracciatura che limita la ricostruzione dei vertici (e quindi la misura di L), mentre il secondo è legato alla risoluzione sulla misura dell'impulso ed all'eventuale incompleta conoscenza della cinematica dell'evento.

Presa f_L la distribuzione dell'errore ΔL su L e f_K quella di $\Delta K/K$, entrambe sono approssimabili come sovrapposizione di gaussiane (normalizzate, con media μ e larghezza σ) ottenute da fit di distribuzioni reali con pesi α_i e β_j legati dalla condizione di normalizzazione $\sum_i \alpha_i = \sum_j \beta_j = 1$, per cui

$$f_L(x) = \sum_i \alpha_i G\left(\frac{x - \mu_{L_i}}{\sigma_{L_i}}\right) \quad f_K(y) = \sum_j \beta_j G\left(\frac{y - \mu_{K_j}}{\sigma_{K_j}}\right)$$

La corrispondente distribuzione $f_{c\tau}$ dell'errore sulla determinazione di $c\tau$ sarà

$$\frac{d f}{d \Delta c\tau}(c\tau) = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy f_L(x) f_K(y) \delta(\langle K \rangle \cdot x + c\tau \cdot y - \Delta c\tau)$$

Attraverso la trasformata di Fourier, per $f_{c\tau}$ si ottiene una funzione ancora gaussiana

$$\frac{d f}{d \Delta c\tau}(c\tau) \propto \sum_{i,j} \alpha_i \beta_j G\left(\frac{\Delta c\tau - \mu_{ij}}{\sigma_{ij}}\right) \quad \begin{cases} \mu_{ij} = \langle K \rangle \cdot \mu_{L_i} + c\tau \cdot \mu_{K_j} \\ \sigma_{ij}^2 = \langle K \rangle^2 \cdot \sigma_{L_i}^2 + (c\tau)^2 \cdot \sigma_{K_j}^2 \end{cases}$$

e la larghezza di questa curva, quando espressa tramite le quantità iniziali utilizzando $\sigma_{L_i} = \Delta L_i$, $\langle K \rangle^2 = (c\tau)^2 / \langle L \rangle^2$ e $\sigma_K = M \cdot \Delta P / P^2 = (1/\beta\gamma) \cdot (\Delta P / P)$, diventa

$$\sigma_{ij} = \sqrt{(c\tau)^2 \left(\frac{\Delta L}{\langle L \rangle}\right)^2 + \left(\frac{c\tau}{\beta\gamma}\right)^2 \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2} = \sqrt{(c\tau)^2 \left(\frac{\Delta L}{\langle L \rangle}\right)^2 + (ct)^2 \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2}$$

La risoluzione sulla misura temporale quindi è :

$$\frac{\sigma_t}{\tau} = \frac{\sigma_{ij}}{c\tau} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{\langle L \rangle}\right)^2 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2} \rightarrow \sigma_t = \sqrt{\sigma_L^2 + t^2 \sigma_P^2}$$

quando il tempo è misurato in vite medie della particella che decade.

L'errore sulla misura del $c\tau$, nella cui forma finale si ritrovano i due contributi già indicati, cresce proporzionalmente al tempo stesso e la sua determinazione diventa molto problematica quando si valuta un intervallo anche solo di qualche vita media. La possibilità di apprezzare l'oscillazione cercata, sovrapposta all'esponenziale di decadimento, è quindi ristretta alle prime oscillazioni, dopo le quali l'allargamento della curva di errore confonde massimi e minimi vicini, livellando l'andamento oscillatorio e, al degradarsi della risoluzione, facendolo scomparire quasi del tutto.

Per analizzare piú attentamente questi due contributi, si deve pensare ad una qualsiasi funzione del tempo $f(t)$ (ad es. proprio la probabilità di oscillazione) convoluta con la gaussiana di risoluzione $G(t, \sigma_t)$. In trasformata di Fourier:

$$f(t) \rightarrow [f * G](t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' f(t') \cdot G(t - t', \sigma_{t'}) \xrightarrow{\mathcal{F}} \tilde{f}(\nu) \cdot \tilde{G}(\nu, \sigma_{t'})$$

tenendo presente l'espressione della larghezza σ_t , dopo il primo passaggio si trova

$$\mathcal{F}[f * G](\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' f(t') \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t'}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{-i\nu t} G(t - t', \sigma_{t'})}_{e^{-(\sigma_L^2 + \sigma_p^2 t'^2) \nu^2 / 2} \cdot e^{-i\nu t'}}$$

Il termine nella sola risoluzione σ_p dipende esplicitamente dal tempo t' e quindi non è fattorizzabile, mentre quello in σ_L sí, per cui si trova

$$\mathcal{F}[f * G](\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\sigma_L^2 \nu^2 / 2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' f(t') e^{-(\sigma_p \nu)^2 t'^2 / 2} e^{-i\nu t'}$$

La risoluzione σ_L sulla misura della lunghezza di decadimento deprime sempre piú l'andamento della funzione $f(t)$ al crescere della frequenza e visto che quella di mescolamento è molto maggiore per i B_s^0 che per i B_d^0 (infatti $\nu = \frac{x}{2\pi\tau}$, ma $\tau_s \simeq \tau_d$ mentre $x_s \gg x_d$), la risoluzione del sistema di tracciatura è molto piú importante per il *mixing* dei B_s^0 di quanto accade per i B_d^0 .

Per studiare il contributo del termine dipendente dal tempo, si deve utilizzare una forma esplicita per $f(t)$: la piú semplice da considerare è una funzione puramente oscillante $\cos(\omega t) = 1/2[e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}]$, già molto interessante in quanto corrispondente all'asimmetria di *mixing* $A(t)$, in cui $\omega = x\Gamma$

$$A(t) \rightarrow \exp\left[-\frac{\sigma_L^2}{2}\nu^2\right] \frac{1}{\sigma_p \nu} \left\{ \exp\left[-\frac{(\nu - \omega)^2}{2\sigma_p^2 \nu^2}\right] + \exp\left[-\frac{(\nu + \omega)^2}{2\sigma_p^2 \nu^2}\right] \right\}$$

Oltre alla gaussiana in σ_L di cui si è già detto, si presenta un fattore $(\sigma_p \cdot \nu)^{-1}$ che riduce ulteriormente l'ampiezza dell'oscillazione in modo proporzionale al prodotto fra σ_p e la frequenza stessa, prodotto che descrive anche l'allargamento della gaussiana di risoluzione sul fattore cinematico $\beta\gamma$. L'effetto di questo termine è sempre piú importante al crescere della frequenza in gioco: la gaussiana è centrata in $\pm\omega$ e quindi costringe a considerare $\nu \sim \pm\omega$ e se ω è elevato (come $\omega_s = x_s/\tau_s$) per quanto l'errore σ_p sulla misura cinematica possa essere piccolo, la depressione di $(\sigma_p \cdot \nu)^{-1}$ diventa, se non altro, molto maggiore di quanto è per i B_d^0 .

L'espressione delle probabilità di (non) oscillazione è trasformata per effetto della risoluzione finita sulla misura di $c\tau$: i risultati "esatti" [55] sono

$$P_{mix}(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{2\tau\chi} \cdot [1 - \cos(\Delta m t)] \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2\chi} \cdot [E(t, \sigma) - C(t, \sigma)]$$

$$P_{NoMix}(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{2\tau(1-\chi)} \cdot [1 + \cos(\Delta m t)] \rightarrow \frac{1}{2(1-\chi)} \cdot [E(t, \sigma) + C(t, \sigma)]$$

in cui, tramite la quantità $\alpha = (1 + ix)\sigma^2/\tau$ e la funzione $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du$, la convoluzione di un esponenziale negativo con una gaussiana è

$$E(t, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{z}{\tau}} e^{-\frac{(t-z)^2}{2\sigma^2}} dz = \frac{1}{2\tau} e^{\left(\frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{t}{\tau}\right)} \left\{ 1 - \Phi\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{\tau} - \frac{t}{\sigma}\right)\right] \right\}$$

e di un esponenziale negativo con un'oscillazione ed una gaussiana, $C(t, \sigma)$, è

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{z}{\tau}} e^{-\frac{(t-z)^2}{2\sigma^2}} \cos\left(\frac{xz}{\tau}\right) dz = \frac{1}{2\tau} \Re \left\{ e^{\left[\frac{\alpha}{\sigma^2}\left(\frac{\alpha}{2} - t\right)\right]} \left[1 - \Phi\left(\frac{\alpha - t}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \right\}$$

Queste funzioni sono calcolabili solo numericamente ed anche seguendo la via della trasformata di Fourier si ottiene un'espressione finale molto complicata per cui solo una serie di grafici, in entrambi i casi, mostrerebbe l'effetto delle risoluzioni finite sulle quantità sperimentali $N(t, \sigma_t) \propto P(t, \sigma_t)$.

Ma se la variazione del termine di decadimento $e^{-t/\tau}$ è piccola in tempi dell'ordine della larghezza σ_t della curva di risoluzione, si può ritenere l'esponenziale quasi costante. Fisicamente questo è il caso in cui σ_t è piccolo, ossia quando si hanno buone risoluzioni sulla tracciatura e sulla misura dell'impulso (almeno per tempi di poche vite medie), e la convoluzione per un campione dopo il *tagging* per il quale $P(t) \propto \varepsilon_{tag} e^{-t/\tau} [1 \pm D \cos(xt/\tau)]$, misurando il tempo in vite medie, diventa

$$P_{(NO)mix}(t, \sigma) = \varepsilon_{tag} e^{-t} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' [1 \pm D \cos(xt')] \cdot \exp\left[\frac{-(t-t')^2}{2\sigma_{t'}^2}\right]$$

Il calcolo mostra che l'unico effetto dell'integrazione è di scalare il fattore di diluizione $D \rightarrow D \cdot e^{-(x\sigma)^2/2}$, a patto di considerare costante nel tempo anche $\sigma_t \sim \sigma$. Questa condizione è valida in pratica solo per eventi totalmente ricostruibili, per i quali la buona risoluzione sulla misura dell'impulso (già ipotizzata nell'approssimazione $e^{-t/\tau} \sim cost$) e la cinematica chiusa assicurano che il suo $\beta\gamma$ è ricostruibile in modo accurato. In questo caso l'errore dominante non sarà quello in $\sigma_p \propto t$ (almeno per tempi di molte vite medie), ma quello in σ_L che è proprio costante nel tempo.

3.5 Significatività di una misura.

Per estrarre il valore del parametro x da una serie di misure sperimentali, si possono seguire, principalmente, due diversi metodi d'analisi:

- il *likelihood*, in cui si comparano i valori della funzione di *likelihood* ottenuti dai dati e da previsioni di MonteCarlo per differenti valori del parametro;
- l'*Amplitude fit* che, usando solo dati, mostra l'ampiezza di oscillazione $\mathcal{A}(x)$ ed il suo errore $\sigma_{\mathcal{A}}(x)$ in trasformata di Fourier, per diversi valori di x .

Per stabilire un criterio di validità della misura stessa si possono usare entrambe le strategie (portano alle stesse relazioni [57], [56]). La massimizzazione del *likelihood* per la ricerca delle oscillazioni $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ si basa sulla costruzione di una funzione:

$$-\ln \mathcal{L}(x, D) = \sum_i N_i^{mix} \ln [P_i^{mix}(x)] + \sum_i N_i^{NOmix} \ln [P_i^{NOmix}(x)]$$

Tale funzione non può essere normalizzata in modo assoluto e quindi il risultato che ne deriva va comparato con un valore di riferimento. In questo caso si usa quello della stessa funzione di *likelihood* valutata all'infinito (per $x = \infty$), perché quello nel punto di minimo x_0 (prescrizione che si utilizza di solito) nel caso in cui la frequenza di oscillazione fosse al di là della sensibilità dell'esperimento, molto probabilmente farebbe trovare un minimo ad una qualche frequenza intermedia, rendendo difficile l'individuazione del minimo assoluto.

Il teorema del limite centrale assicura che, per un campione di molti eventi, la differenza del *log-likelihood* fra due ipotesi (x_0 e $x = \infty$) è distribuita come il χ^2 :

$$\Delta \mathcal{L}^\infty(x_0) = \ln \mathcal{L}|_{x=\infty} - \ln \mathcal{L}|_{x=x_0, D=D_0} = \chi^2/2$$

La fluttuazione statistica di questa quantità è gaussiana e comparando i valori ottenuti dai dati $\Delta \mathcal{L}_{data}^\infty(x)$ con quelli di MonteCarlo, che forniscono $\Delta \mathcal{L}_{MC}^\infty(x)$ con il suo errore $\sigma [\Delta \mathcal{L}_{MC}^\infty(x)]$, un valore di x è escluso al 95 % di livello di confidenza se:

$$\Delta \mathcal{L}_{data}^\infty(x) > \Delta \mathcal{L}_{MC}^\infty(x) + 1.645 \sigma [\Delta \mathcal{L}_{MC}^\infty(x)]$$

Usando il precedente risultato $P(t, \sigma) = 1 \pm D e^{-(x\sigma)^2/2} \cos(xt)$, si ottiene:

$$\ln \mathcal{L}(x, D) = \sum_i \ln [1 + D e^{-(x\sigma)^2/2} \cos(xt_i)] + \sum_j \ln [1 - D e^{-(x\sigma)^2/2} \cos(xt_j)]$$

La sostituzione delle somme sui singoli eventi con degli integrali sulle distribuzioni progenitrici ‘vere’, contraddistinte dai valori ‘veri’ x_0, D_0 , dá la funzione di *likelihood* $\ln \mathcal{L}(x, x_0, D, D_0)$.

$$\ln \mathcal{L} = \int dt \left\{ \ln [1 + D e^{-(x\sigma)^2/2} \cos(xt)] \cdot N \varepsilon [1 + D_0 e^{-(x_0\sigma)^2/2} \cos(x_0 t)] \right. \\ \left. + \ln [1 - D e^{-(x\sigma)^2/2} \cos(xt)] \cdot N \varepsilon [1 - D_0 e^{-(x_0\sigma)^2/2} \cos(x_0 t)] \right\}$$

Utilizzando l'approssimazione $\ln(1 \pm y) \approx y(1 \pm y/2)$ e limitandosi ai termini al secondo ordine in D (il cui valore può anche derivare da un fit dei dati tramite la condizione $\partial \ln \mathcal{L}(x, x_0, D, D_0)/\partial D = 0$), si ottiene la funzione

$$\ln \mathcal{L} = \frac{N \varepsilon}{2} \left[\frac{2x^2 + 1}{4x^2 + 1} D^2 e^{-(x\sigma)^2} - \frac{2(x^2 + x_0^2 + 1)}{[1 + (x - x_0)^2][1 + (x + x_0)^2]} D D_0 e^{-(x^2 + x_0^2)\sigma^2/2} \right]$$

Anche nell'espressione della funzione del *log-likelihood* approssimata si può notare, come visto in precedenza, che l'effetto della risoluzione σ sperimentale è una progressiva perdita di sensibilità al crescere di x . Infatti, una volta fissato il livello di confidenza, l'andamento parabolico della funzione di *likelihood* in prossimità del minimo $x = x_0$ (che indica il valore di x_s dell'esperimento) si perde per valori elevati di x e con esso la possibilità di discriminare sulla presenza o meno di tale minimo. Tutto questo è evidente nella sensibilità attesa della misura (espressa in deviazioni standard)

$$N_\sigma = \sqrt{2 \ln \mathcal{L}|_{x=\infty} - 2 \ln \mathcal{L}|_{x=x_0, D=D_0}} = \sqrt{\frac{N \varepsilon}{2}} \cdot D e^{-(x\sigma)^2/2}$$

ed anche nell'incertezza statistica sulla misura di x

$$\frac{1}{\sigma_x^2} = \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial x^2} \Big|_{D=D_0}^{x=x_0} = 8 N \varepsilon D^2 \frac{8x^4 + 6x^2 + 3}{4x^2 + 1} e^{-(x\sigma)^2} \quad x \gg 1 \quad 16 N \varepsilon D^2 x^2 e^{-(x\sigma)^2}$$

Le due grandezze ora trovate (seguendo l'analisi di Fourier si giunge ad espressioni molto simili [56]) sono una direttamente e l'altra inversamente proporzionali alla dimensione del campione dopo la diluizione dovuta al *tagging*. Una volta che si conosca la dimensione N del campione iniziale di B^0 , il fattore di diluizione εD^2 e la risoluzione σ sulla misura del tempo proprio, si può stabilire quanto buona sia la misura. Viceversa, ipotizzando dei valori per l'efficienza di *tagging* εD^2 e per la risoluzione σ , si può sapere quanti eventi sono necessari per ottenere un certo valore di significatività.

3.6 Conclusioni.

In questo capitolo si è mostrato che i decadimenti totalmente ricostruibili dei B sono i canali in cui si può tenere meglio sotto controllo l'errore sul tempo proprio e quindi sulla misura del parametro di oscillazione x . Riferendosi al Run-II di CDF, basti pensare che una simulazione di $SVXII$ applicata ai decadimenti dei B [70], nel caso dei modi semileptonici fornisce una risoluzione sulla misura della lunghezza L di decadimento $\sigma_L/L \sim 11\%$ e sul valore dell'impulso P del mesone ricostruito $\sigma_P/P \sim 15\%$ che forniscono $\sigma_{c\tau} = 67\ \mu m \rightarrow \sigma_t = 220\ fs$. Un analogo studio mostra invece che per i canali completamente ricostruibili [71] si ha $\sigma_L/L \sim 7\%$ e $\sigma_P/P \sim 3\%$, valori con i quali si dimezza l'incertezza sulla misura del tempo proprio: $\sigma_{c\tau} = 33\ \mu m$ cioè $\sigma_t = 109\ fs$.

La necessità di conoscere il sapore del *quark* pesante sia nel decadimento che nel momento di produzione ha l'effetto di abbassare la statistica disponibile. Infatti il *flavour-tagging* ha un'efficacia effettiva (prodotto dell'efficienza ε per D^2 , il quadrato della diluizione) di pochi per cento. Questo fattore contribuisce a limitare il campione utilizzabile permettendo di ottenere solo un limite inferiore sul valore di x_s (che è quanto si è ottenuto nel Run-I [69]). Al contrario con un campione maggiore si può superare la soglia oltre la quale l'osservazione dell'oscillazione diventa significativa. Come mostrato in tab 3.1, campioni di B_s di notevole dimensione possono essere raccolti soprattutto alle macchine adroniche come il Tevatron.

L'espressione della significatività statistica della misura (in deviazioni standard) trovata deve essere corretta per tener conto del rapporto S/N nel campione di N_{TOT} eventi sul quale si sta facendo l'analisi. Il risultato finale è

$$N_\sigma = \sqrt{\frac{N_{TOT} \varepsilon \cdot D^2}{2}} \sqrt{\frac{S/N}{1 + S/N}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(x_s \cdot \frac{\sigma_t}{\tau} \right)^2 \right]$$

CDF sta realizzando degli studi [46] sulla sensibilità dell'esperimento alla misura della frequenza di mescolamento per i B nel Run-II, e per quanto riguarda i B_s s'ipotizza un campione di 20'000 B_s completamente ricostruibili prima del *tagging*. I valori attesi per il rapporto S/N variano da $1 : 2 \rightarrow 2 : 1$ (in accordo con quanto già ottenuto su analisi 'simili' nel Run-I). Con la configurazione 'base' del Run-II (senza l'aggiunta del $L00$ e del TOF), si ottiene che un valore di $x_s = 30$ è misurabile a oltre cinque deviazioni standard, quando si utilizza un errore sulla misura del tempo proprio di $\sigma_t = 60\ fs$, stimato in base ad una recente simulazione di $SVXII$.

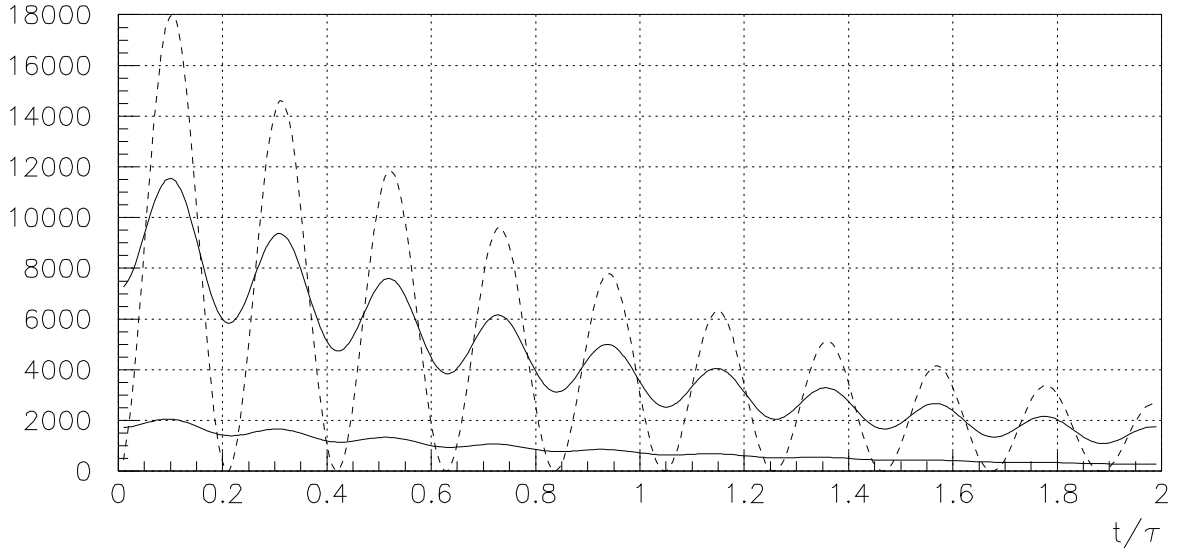


Figura 3.6: Effetto sulla probabilità di mescolamento teorica (linea tratteggiata) del flavour tagging (linea continua) e combinata con la risoluzioni sperimentali (linea continua in basso). Per questi plot sono stati considerati 20'000 mesoni B_s prima del tagging, un'efficienza $\varepsilon_{tag} = 20\%$, una diluizione $D = 28\%$ con una risoluzione $\sigma_t = 60\text{ fs}$ sulla misura del tempo proprio (configurazione base del Run-II).

I più recenti *upgrade* miglioreranno ulteriore la risoluzione sulla misura del tempo proprio: infatti con il *Layer 00* si stima che σ_t scederà sino a 45 fs [46]. Inoltre, come spiegato, il sistema *TOF* incrementerà notevolmente la capacità di stabilire il flavour di produzione del mesone, raddoppiando in pratica la statistica disponibile (ad es. proprio nel canale $B_s \rightarrow D_s^\pm \pi^\mp$).⁴

Invertendo la relazione precedente, si ottiene

$$x_s = \frac{\tau}{\sigma_t} \left[-2 \ln \left(N_\sigma \sqrt{\frac{2(1+S/N)}{N_{TOT} \varepsilon \cdot D^2 \cdot S/N}} \right) \right]^{1/2}$$

Con un campione di $2 \cdot 10^4$ B_s , nella prospettiva non esageratamente ottimistica di selezionarlo con un rapporto $S/N = 1 : 2$, con un'efficienza di *tagging* salita al 10 % grazie al *TOF* ed un errore sul tempo proprio sceso a 45 fs grazie al *L00*, una misura di x_s con una significatività di almeno 5σ è fattibile per valori di $x_s \approx 50 - 60$.

⁴Questi studi (tuttora in corso) sono da prendersi *cum grano salis*, non perché inaffidabili, ma perché la loro estensione ad altri canali deve essere attentamente valutata. I risultati infatti dipendono da vari fattori, come lo spettro in impulso delle tracce, il tipo di algoritmo utilizzato nel *tagging*, la presenza di code non gaussiane nella distribuzione del tempo proprio, ...

Oltre all'importante effetto di aumentare l'efficienza di *tagging*, l'identificazione delle particelle fornirà dei vantaggi anche nell'analisi del segnale, potendo distinguere, almeno per una frazione delle tracce utilizzate nella ricostruzione del B_s , i pioni dai mesoni K^\pm . Questo migliorerà il rapporto S/N potendo rigettare le combinazioni accidentali di tracce che, a causa di un'errata assegnazione delle masse, cadono nella finestra prescelta intorno al valore centrale della massa del B_s ($M(B_s) = 5369.3 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2$ [5]). Questo è uno dei motivi per i quali la collaborazione considera ottenibile un valore $S/N = 2 : 1$, magari su campioni non molto grandi, ridotti con ulteriori tagli introdotti per aumentarne la purezza.

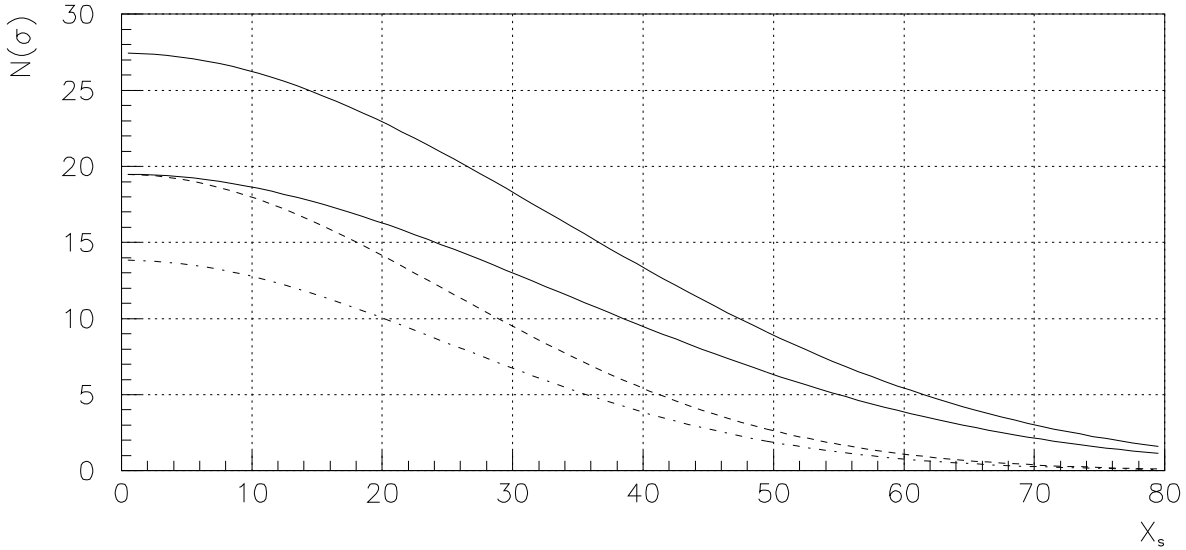


Figura 3.7: Significatività in deviazioni standard della misura di x_s nel Run-II in funzione del parametro di oscillazione dei B_s . Le curve sono state ottenute con 20'000 mesoni B_s prima del *tagging*, un rapporto $S/N = 1 : 2$ e $2 : 1$ sia per la configurazione base (linea tratteggiata), $\varepsilon_{tag} D^2 = 5.7 \%$ e $\sigma_t = 60 \text{ fs}$, che per quella con gli ulteriori upgrade L00, TOF (linea continua), con i quali $\varepsilon_{tag} D^2 = 11 \%$ e $\sigma_t = 45 \text{ fs}$.

Proprio alla luce di queste nuove potenzialità, utilizzabili nella fase di analisi, appare sempre più importante una logica di *trigger* ottimizzata per selezionare i modi di decadimento esclusivi del B_s . Solo con essa infatti si può pensare di raccogliere un significativo campione di questo tipo di eventi decisamente rari e totalmente adronici distinguendoli nel 'mare' di fondo delle interazioni $p\bar{p}$.

Capitolo 4

La scelta del tipo di eventi.

In questo capitolo si descriverá come, partendo dalle analisi relative ai mesoni B_d^0 e B_s^0 sui dati raccolti nel Run-I, CDF stia studiando diverse strategie per la misura del parametro di oscillazione x_s nel Run-II. Alla fine si dimostrerá che una logica di selezione degli eventi basata sulle sole informazioni cinematiche delle tracce è una strada interessante per acquisire eventi in cui è presente un B_s . In particolare è adatta proprio per i canali completamente ricostruibili. Fra questi se ne sceglieranno alcuni ritenuti piú promettenti, e sui di essi verrà ottimizzato il *trigger*.

4.1 Cenni sulla fisica dei mesoni B a CDF.

4.1.1 Acquisizione e risultati nel Run-I.

Nel Run-I gli eventi contenenti *b-quark* sono stati selezionati, al livello di presa dati, richiedendo la presenza di uno o due leptoni $\ell^\pm = (e^\pm, \mu^\pm)$, a seconda del canale:

- per $B \rightarrow \ell^\pm + X$ un solo leptone, ma di alto impulso trasverso ($p_t \geq 8 \text{ GeV}/c$);
- per $B \rightarrow J/\psi + X$ si sfruttava il decadimento esclusivo $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$, per cui la richiesta era su due leptoni di basso momento trasverso ($p_t \geq 2-3 \text{ GeV}/c$).

Questa strategia era resa obbligatoria dalla necessità di limitare la frequenza degli eventi accettati dal *trigger* sin dal primo livello nel quale, come detto, erano disponibili solo i dati provenienti dalle uscite veloci dei calorimetri e dalle camere dei muoni. La presenza di almeno un leptone è una richiesta relativamente poco penalizzante per i molti studi legati alla fisica del *beauty* grazie all'elevata frazione di decadimenti

semileptonici [5]

$$\text{BR} (b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e X) = 10.99 \pm 0.23 \% \quad \text{BR} (b \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu X) = 10.8 \pm 0.5 \%$$

L'analisi *offline* ha potuto contare sulla ricostruzione dei vertici secondari tramite le tracce rivelate anche in SVX e sul 'picco' di massa della risonanza $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ (per il campione a due leptoni) con il suo elevato valore del rapporto S/N (circa 13 : 1 nel modo di-muonico). Questi due strumenti sono stati fondamentali nella raccolta di grandi campioni, in particolare nei canali

$$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm, \quad B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0, \quad B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}, \quad B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$$

necessari per misurare la sezione d'urto di produzione delle coppie di b -quark [59] e, con precisioni confrontabili a quelle dei *collider* $e^+ e^-$, le masse e le vite medie di mesoni e barioni contenenti b -quark (es. [60, 61, 62, 63, 64]), il parametro x_d del mescolamento $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$ [65].

CDF ha misurato della vita media del B_s^0 in due modi:

1. in $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$ [66] nello stato finale completamente ricostruibile in cui $\Phi \rightarrow K^+ K^-$, ma con lo svantaggio di una ridotta statistica;
2. nei circa 440 eventi $B_s^0 \rightarrow D_s^- \ell^+ \nu_\ell$ selezionati nei $\sim 118 \text{ nb}^{-1}$ di dati del Run-I raccolti con un *trigger* inclusivo leptonic. Il D_s^\pm viene totalmente ricostruito in $D_s^\pm \rightarrow \Phi \pi^\pm$, [67] e $D_s^\pm \rightarrow K^{*0} K^\pm, K_s K^\pm$ [68], sfruttando la correlazione $D_s^\pm \ell^\mp$ per ottenere una chiara individuazione del D_s . Si ottiene

$$\tau(B_s^0) = 1.37_{-0.12}^{+0.14} (\text{stat.}) \pm 0.04 (\text{syst.}) \text{ ps}$$

La misura della vita media è il primo passo per l'analisi dell'oscillazione di sapore in funzione del tempo. La riduzione del numero di eventi dopo il *flavour-tagging* (indispensabile per lo studio del *mixing*) a qualche per cento di quelli utilizzati nelle misure citate di $\tau(B_s^0)$, ha reso necessario l'uso di un campione più grande. Questo campione è stato individuato nei 1068 candidati $B_s^0 \rightarrow \Phi X \ell^+ \nu_\ell$ (puri al 61 %) selezionati fra gli eventi acquisiti con un *trigger* a due leptoni ($\mu\mu, e\mu$), di cui uno è usato nella ricostruzione del B_s^0 e l'altro come indicazione del sapore dello stato iniziale. Il risultato di questo lavoro [69] è un limite inferiore sul valore di x_s stimato

$$x_s > 8.2 \quad \text{al } 95 \% \text{ di livello di confidenza.}$$

ancora al di sotto di quello $x_s > 10.4$ ottenuto in altri esperimenti al LEP.

4.1.2 Prospettive per il Run-II.

CDF sta cercando di stabilire quale valore di x_s sia raggiungibile nel Run-II secondo le diverse strategie di raccolta ed analisi dei dati [16],[70]. I primi *trigger* considerati sono quelli già usati nel Run-I, ora più efficienti grazie alla nuova configurazione del rivelatore e del sistema di acquisizione e che forniscono delle previsioni molto affidabili, basate su dati reali raccolti nel Run-I.

- Con la richiesta di un leptone a $p_t \geq 7.5 \text{ GeV}/c$ nel Run-I sono stati raccolti 254 ± 21 [67] candidati $B_s^0 \rightarrow D_s^- \ell^+ \nu_\ell$ in cui $D_s^- \rightarrow \Phi \pi^-$ e poi $\Phi \rightarrow K^+ K^-$. Nel Run-II si prevede un incremento di statistica con dei fattori:

- *2 a causa dell'aumento del volume fiduciale di *SVXII* ;
- *2 dall'aggiunta di nuovi modi di decadimento $D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-, \Phi \mu^- \bar{\nu}_\mu, \dots$;
- *2 per l'abbassamento della soglia in p_t sul leptone da $7.5 \rightarrow 6 \text{ GeV}/c$;
- *20 per l'aumento della luminosità integrata a 2 fb^{-1} .

Applicando ai circa 40'000 *eventi* risultanti un'efficienza di *tagging* effettiva $\varepsilon D^2 = 8 \%$ si hanno 3200 B_s^0 in $D_s^+ \ell^-$ che, con le risoluzioni $\sigma_L = 50 \mu\text{m}$ e $\sigma_{\beta\gamma}/(\beta\gamma) = 15 \%$, un rapporto $S/N = 3 : 1$ ed una frequenza di errore nel *tagging* $f_{mistag} = 10 \%$, possono fornire una misura di x_s sino a $x_s \sim 14$ [71].

Per limitare la riduzione del campione dovuta al *tagging* per la correlazione $D_s^+ \ell^-$, decisiva per il buon rapporto S/N nelle analisi di questo tipo, si può usare un *trigger* a due leptoni. Le relative previsioni sono basate non sulla ricostruzione (mai realizzata) del D_s^\pm in dati raccolti con questa selezione, ma quella analoga [72] eseguire per $D^{(*)} \ell$. Il fattore di scala fra il del numero di D^0 raccolti con il *trigger* a due leptoni e quelli trovati nei dati acquisiti con la richiesta di singolo leptone è $\sim 1/4$.

- Nel Run-II il numero di eventi acquisiti con il *trigger* di-leptonico è stimato dai precedenti 40'000 $D_s^+ \ell^- \rightarrow 10'000$ per la richiesta di-leptonica, tenendo conto dei seguenti fattori
- *2 per l'abbassamento della soglia in p_t per i *trigger* ($\mu^+ \mu^-$);
- *2 per l'utilizzo anche di dati $e^\pm \mu^\mp$;
- *0.4² per la diluizione nell'uso del secondo leptone come *tag* [70].

I 6400 B_s^0 'taggati', sempre con $\sigma_L = 50 \mu\text{m}$, $\sigma_{\beta\gamma}/(\beta\gamma) = 15 \%$, $f_{mistag} = 10 \%$ ed utilizzando $S/N = 2 : 1$, permettono di raggiungere al massimo $x_s \sim 15$.

Oltre a questi *trigger* leptonici vanno considerati quelli dedicati alla raccolta di B_s^0 completamente ricostruibili come, per es., $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$.

- La prima possibilità è relativa ai B_s^0 opposti ad un leptone singolo, analizzata basandosi su un analogo studio fatto per la misura di x_d : dei 873 ± 53 candidati $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \ell^-$ con $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, circa 500 derivano da coppie $b\bar{b}$ e non da $c\bar{c}$ primario. Tramite MonteCarlo [70], però, si prevedono in tutto solo ~ 250 B_s^0 completamente ricostruibili opposti ad un leptone di elevato $p_t \geq 6.0 \text{ GeV}/c$, troppo pochi per una misura di x_s , pur tenendo conto dei fattori di incremento

*2 per dell'aumento del volume utile di *SVXII* ;

*2 per la maggior copertura per i leptoni e la diminuzione della soglia in p_t ;

*20 per la maggior luminosità integrata a 2 fb^{-1} .

- È stato proposto anche un *trigger* ‘misto’ con un leptone di minor impulso $p_t \geq 3 \text{ GeV}/c$ più una traccia a $p_t \geq 2 \text{ GeV}/c$ dotata di un significativo parametro d’impatto ($|d| \geq 100 \mu\text{m}$, incompatibile con la sua provenienza dal vertice primario ad almeno due deviazioni standard). La selezione “ $\mu +$ traccia” dovrebbe incrementare di cinque volte la dimensione del campione raccolto con la richiesta di leptone singolo. Questa combinazione di criteri rappresenta, inafatti, una buona selezione per eventi con un leptone abbastanza energetico ed uno o più vertici secondari, caratteristiche entrambe presenti nei canali semileptonici dei B .

- È stato elaborato anche un *trigger* che non richiede la presenza di leptoni, ma si basa unicamente sui parametri delle tracce [77]: la logica, ottimizzata per gli eventi $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, richiede due tracce di carica opposta a $p_t \geq 2.0$ con $p_{t_1} + p_{t_2} \geq 5.5 \text{ GeV}/c$, separazione angolare $30^\circ < \Delta\varphi < 135^\circ$ ed, al secondo livello, un parametro d’impatto $100 \mu\text{m} \leq |d| \leq 1 \text{ mm}$.

Utilizzando questi stessi vincoli per eventi in cui sono presenti dei B_s^0 nei canali $B_s^0 \rightarrow D_s^- 3\pi^+$ e $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, in totale si prevedono circa 1'600 B_s^0 di sapore iniziale noto ($\varepsilon D^2 = 8 \%$) completamente ricostruiti ogni 10'000 $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ raccolti (senza *tagging*). Con il campione raccolto utilizzando queste richieste, con le risoluzioni $\sigma_L = 30 \mu\text{m}$ sulla misura della lunghezza di decadimento e $\sigma_{\beta\gamma}/(\beta\gamma) = 3 \%$ sul fattore relativistico del B_s ricostruito, si stima che una misura di x_s sarà sensibile sino a $x_s \sim 20$ [70].

Le strategie ora mostrate sono tutte valide, ma solo per $x_s \leq 20$. I precedenti *trigger* infatti difficilmente permetteranno di raggiungere la statistica necessaria (almeno nei primi due anni di funzionamento dell'esperimento) visto che l'alto valore di x_s richiede l'uso di campioni di eventi (quasi) completamente ricostruibili.

Nel caso in cui $x_s \geq 20$ si può sfruttare un'altro modo di fare la misura: quanto più è grande la differenza di massa Δm_s (quindi x_s e con esso la difficoltà della sua misura in funzione del tempo) tanto maggiore è la differenza $\Delta\Gamma$ fra i due autostati di massa B_h e B_ℓ . La presenza di un'importante frazione di decadimenti in modi comuni a B_s^0 e \overline{B}_s^0 , come quelli in $D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$, rende $\Delta\Gamma(B_s)$ non trascurabile per un valore di x_s elevato: è stato stimato un valore $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \sim 7\%$ per $x_s = 15$ [16], che può crescere sino a $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \sim 30\%$ [73].

Una misura di $\Delta\Gamma_s$ vincola $x_s = \Delta m_s/\Gamma_s$ se si conosce "bene" una relazione che lega $\Delta\Gamma_s$ e Δm_s . Nel modello standard il rapporto $\Delta m_s/\Delta\Gamma_s$ non dipende dagli elementi di matrice della CKM, ma solo dalle correzioni QCD (stabili entro 20 % nei vari modelli [74]). La relazione che lega queste due quantità è

$$\frac{\Delta m}{\Delta\Gamma} = -\frac{2}{3\pi} \frac{m_t^2}{m_b^2} \frac{\eta_{\Delta m_{B_s}}^{QCD}}{\eta_{\Delta\Gamma_{B_s}}^{QCD}}$$

in cui il rapporto $\eta_{\Delta m_{B_s}}^{QCD}/\eta_{\Delta\Gamma_{B_s}}^{QCD}$ è dell'ordine dell'unità.¹

La ricerca di due diverse vite medie è stata fatta a CDF sugli eventi $B_s^0 \rightarrow D_s^- \ell^+ \nu_\ell$ (con il D_s^- ricostruito in $\pi^- \Phi (\rightarrow K^+ K^-)$ [67]). Con il campione a disposizione non si ha la sensibilità per determinare un valore di $\Delta\Gamma \neq 0$: $\Delta(c\tau) = 205 \pm_{205}^{127} \mu m$. Fra le varie analisi proposte per misurare $\Delta\Gamma$ un'altra si fonda sullo studio di un decadimento, es. $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$, che dovrebbe essere dominato da un solo autostato di CP [75], mentre nel modo semileptonico il B_s è sovrapposizione in parti uguali degli autostati di massa B_s^h e B_s^ℓ . La differenza fra le vite medie stimate in questi due canali dovrebbe dare indicazione su $\Delta\Gamma_s$. Una terza via consistente nel decomporre un decadimento, es. $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$, nelle sue due componenti di CP che poi sarebbero 'fittate' separatamente [76].

CDF si aspetta di avere nel Run-II una sensibilità nell'apprezzare la differenza di vita media $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \sim 3\%$ [86], quindi in grado di indicare da questa misura un valore di x_s anche nel caso in cui sia maggiore di 20.

¹L'espressione è $\frac{\eta_{\Delta m_{B_s}}^{QCD}}{\eta_{\Delta\Gamma_{B_s}}^{QCD}} \simeq \left(1 - \frac{8m_c^2}{3m_b^2}\right)^{-1} \left\{1 - \frac{3y(1+y)}{4(1-y)^2} \left[1 + \frac{2y}{1-y^2} \ln y\right]\right\}$ dove $y = \frac{m_t^2}{M_W^2}$.

4.2 Frequenza e sezione d'urto di trigger.

Nel progettare un *trigger* la quantità fondamentale da tenere sotto controllo è la frequenza degli eventi accettati, detta frequenza di *trigger* f_T . Questa quantità dipende sia dal numero di eventi prodotti in una collisione che dall'efficienza ε_T delle richieste della logica che ne accetta solo una parte, secondo la relazione:

$$f_T = \frac{d N_T}{dt} = \mathcal{L} \sigma \varepsilon_T$$

In luogo della frequenza di *trigger* spesso si preferisce fornire la cosiddetta sezione d'urto di *trigger* σ_T , definita come $\sigma_T = \sigma \cdot \varepsilon_T$, in modo da avere una quantità indipendente dalla luminosità istantanea \mathcal{L} alla quale si lavora.

L'incremento di luminosità previsto per il Run-II farà aumentare la produzione di adroni contenenti *quark* pesanti, ma parallelamente anche il fondo. Per stimare il *background* si è scelto di utilizzare dei campioni di eventi di *minimum bias*, ossia eventi acquisiti a CDF con la sola richiesta della coincidenza temporale fra il passaggio dei *bunch* nella regione d'interazione ed un segnale quanto meno nei *beam-beam counter* (*BBC*), rivelatori posti nelle zone a piccoli angoli ($|\eta_{BBC}| > 4.2$). Queste interazioni possono essere anche molto *soft* (perché qualcosa sia 'visto' nei *BBC* è sufficiente una piccola deflessione) e quindi σ_{BBC} rappresenta la frazione della sezione d'urto totale inelastica protone-antiprotone all'energia $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ che CDF riesce a rivelare. Questo tipo di urti è tanto frequente che, pur lavorando al limite delle possibilità del *trigger*, è necessario un fattore di riduzione forzata della frequenza di acquisizione (*pre-scale*).

La richiesta di un segnale nei *BBC* è sempre stata presente in tutti i *trigger* del Run-I, rappresentando un 'pre-livello' del sistema di selezione degli eventi. Il senso da dare alla sezione d'urto σ che compare nella definizione sia di frequenza che di sezione d'urto di *trigger* è quello ora precisato di sezione d'urto di *minimum bias*. Questa sezione d'urto, misurata a CDF nel Run-I, è $\sigma_{BBC} = 51.15 \pm 1.6 \text{ mb}$ [87].

Operando alla luminosità istantanea $\mathcal{L} \sim 1\text{--}2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ tipica del Run-II, prima delle vere e proprie selezioni del *trigger* si avranno dell'ordine di $5\text{--}10 \cdot 10^6$ collisioni per secondo. In realtà la quantità che interessa per il *trigger* non è proprio la frequenza d'interazione, perché una collisione fra due pacchetti non è sempre un'unica collisione, ma talvolta dà luogo ad interazioni multiple (*pile-up*). Questa situazione è descritta dal numero medio $\overline{N}_{p\bar{p}}$ di interazioni per *bunch crossing*.

Il valore di $\overline{N}_{p\overline{p}}$ è determinato come prodotto fra la luminosità istantanea, la sezione d'urto d'interazione e l'intervallo fra due pacchetti di particelle:

$$\overline{N}_{p\overline{p}} = \sigma_{BBC} \cdot \mathcal{L} \cdot \tau_{interbunch}$$

Le distribuzioni partoniche sono piccate a piccoli valori di x (la frazione dell'impulso totale del protone/antiprotone portato dal singolo partone), quindi è ragionevole attendersi che molto spesso un evento multiplo sia costituito da urti ‘*soft*’ (il cosiddetto *underlying event*), deflessioni elastiche o poco di più, al quale eventualmente se ne sovrappone uno singolo ‘*hard*’, molto meno probabile ma profondamente anelastico, spesso responsabile della presenza delle particelle di *trigger*.

I vertici corrispondenti a tutte queste collisioni primarie saranno distribuiti lungo tutta la regione luminosa ($\sigma_z \sim 30 \text{ cm}$) e quindi, in media, tanto separate ($\Delta z \gg 0$) da rendere poco probabile la confusione fra tracce provenienti da interazioni differenti relative allo stesso *bunch crossing*. Ma la coordinata z delle tracce non fa parte, almeno per ora, delle quantità disponibili nei primi due livelli del *trigger*. Durante la fase di presa dati, quindi, i due tipi di interazioni sono distinguibili solo per la diversa distribuzione in impulso trasverso delle particelle che ne derivano.

Un *trigger* del tutto cinematico risentirà di questo problema in modo maggiore rispetto ad altri criteri di selezione: è inevitabile, infatti, che accetti anche gli eventi in cui proprio le tracce di *trigger* provengono da interazioni differenti. Per la frequenza di *trigger* questo è un contributo (di tipo accidentale) che si sovrappone alle normali interazioni, contributo che oltretutto cresce con $\overline{N}_{p\overline{p}}$.

La conseguenza è che mentre la sezione d'urto totale cresce, quella σ_T di *trigger* decresce con la luminosità.² Ipotizzando infatti che gli eventi sovrapposti siano distribuiti come una poissoniana $\mathcal{P}(n, \overline{N}_{p\overline{p}})$, che descrive la probabilità di avere n collisioni quando in media ce ne sono $\overline{N}_{p\overline{p}}$, la probabilità di avere almeno un urto sarà

$$\mathcal{P}(n \geq 1, \overline{N}_{p\overline{p}}) = 1 - \mathcal{P}(n = 0, \overline{N}_{p\overline{p}}) = 1 - e^{-\overline{N}_{p\overline{p}}}$$

Le $\overline{N}_{p\overline{p}}$ collisioni sovrapposte sono viste dal *trigger* come un unico evento, e quindi l'elettronica ne accetta $\overline{N}_{p\overline{p}}$ di meno. La sezione d'urto di *trigger* quindi sarà

$$\sigma_T = \sigma_{BBC} \cdot \frac{(1 - e^{-\overline{N}_{p\overline{p}}})}{\overline{N}_{p\overline{p}}}$$

²Questo è il motivo per il quale la definizione di “sezione d'urto di *trigger*” è un po' impropria: non è una vera sezione d'urto fisica, ma solo il rapporto fra la frequenza di acquisizione e la luminosità istantanea della macchina.

Il fenomeno degli eventi sovrapposti non è però del tutto negativo: anche se tende a far aumentare il *rate* di *trigger*, al tempo stesso, vista la bassa probabilità di un evento inelastico, aumenta di $\overline{N}_{p\bar{p}}$ volte la possibilità di avere un evento “buono”.

Per conoscere le frequenze di *trigger* lavorando su dati acquisiti nel Run-I è quindi fondamentale questo numero medio di interazioni per *bunch crossing* alle luminosità istantanee del Run-I. Sono stati analizzati due campioni, raccolti nel Run-Ia e nel Run-Ib, di *minimum bias*, entrambi superiori ad un milione di eventi. Questi eventi sono i più rappresentativi della gran varietà di interazioni che si producono al Tevatron e quindi meglio di ogni altro descrivono il “fondo” di CDF. Su di essi sono ottenuti i seguenti valori:

$$\left\{ \begin{array}{lll} \text{Run-Ia} & \tau = 3.5 \mu s & \langle \mathcal{L} \rangle = 3.2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} s^{-1} \implies \overline{N}_{p\bar{p}} \simeq 0.57 \\ \text{Run-Ib} & \tau = 3.5 \mu s & \langle \mathcal{L} \rangle = 7.6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} s^{-1} \implies \overline{N}_{p\bar{p}} \simeq 1.36 \end{array} \right.$$

Nel Run-Ib spesso è stata superata la luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} s^{-1}$ ($\overline{N}_{p\bar{p}} \simeq 1.8$), raggiungendo punte di $\mathcal{L} \sim 2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} s^{-1}$ ($\overline{N}_{p\bar{p}} \simeq 4.5$).

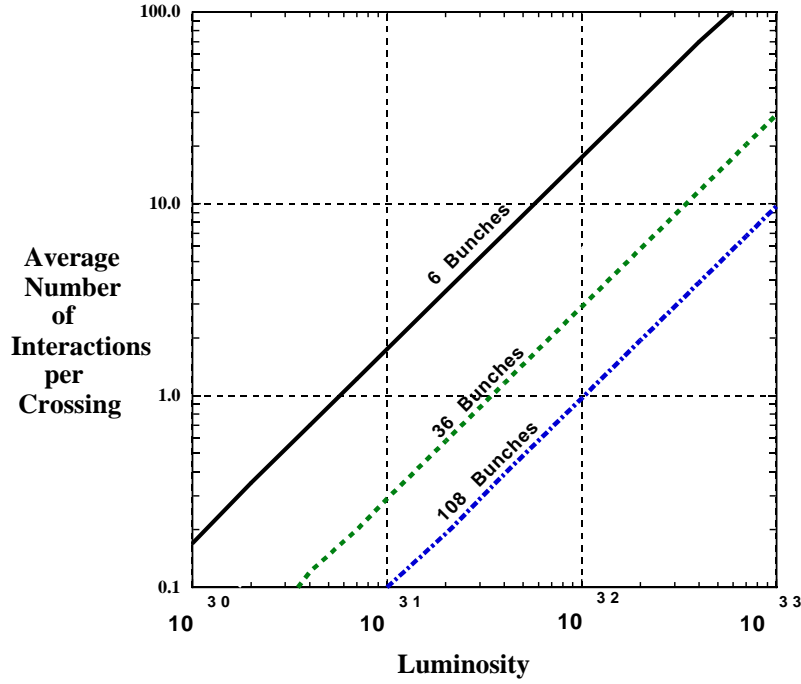


Figura 4.1: Andamento del numero medio di interazioni per *bunch crossing* in funzione della luminosità istantanea e del numero di pacchetti di p (\bar{p}) impiegati.

Per stabilire quanto siano affidabili le stime sulle frequenze di *trigger* dedotte dai dati del Run-I estrapolati alla situazione sperimentale, è necessario un confronto fra i valori di $\overline{N}_{p\overline{p}}$ previsti per il Run-II e quelli ottenuti dagli eventi di *minimum bias*.

La strategia progettata per incrementare la luminosità del Tevatron è basata quasi completamente sull'aumento del numero di pacchetti (con la conseguente riduzione del tempo di *interbunch*), in modo tale che il rapporto fra la luminosità istantanea \mathcal{L} ed il numero N_b di *bunch* resti molto simile a quello che si aveva nel Run-I. Questo, come osservato commentando le stime dell'efficienza della *COT*, assicura un'occupazione media dei rivelatori analoga.

Per comodità fisseremo tre configurazioni del Run-II: una iniziale (*i*), una finale (*f*) ed una estrema di lavoro (*e*):

$$\left\{ \begin{array}{lll} \text{Run-II } i & \tau = 396 \text{ ns} & \mathcal{L} = 0.5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \implies \overline{N}_{p\overline{p}} \simeq 1.01 \\ \text{Run-II } f & \tau = 132 \text{ ns} & \mathcal{L} = 1 - 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \implies \overline{N}_{p\overline{p}} \simeq 0.67 - 1.34 \\ \text{Run-II } e & \tau = 396 \text{ ns} & \mathcal{L} = 1 - 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \implies \overline{N}_{p\overline{p}} \simeq 2.02 - 4.05 \end{array} \right.$$

All'inizio il Tevatron lavorerà con un tempo di *interbunch* di 396 ns ad una luminosità istantanea ridotta rispetto al valore che si prevede di raggiungere a regime. Questa situazione corrisponderà ad un numero medio $\overline{N}_{p\overline{p}}$ di interazioni per *bunch crossing* in linea con i valori del Run-Ib.

Se poi l'intervallo fra due pacchetti successivi passerà a 132 ns, il numero di eventi sovrapposti nelle due configurazioni, con e senza il *Recycler*, sarà simile a quello, rispettivamente, del Run-Ib e del Run-Ia. In entrambi i casi, i dati del Run-I forniranno stime ragionevoli delle frequenze di *trigger* nel Run-II.

Solo nell'improbabile eventualità in cui si mantenesse un tempo di *interbunch* di 396 ns anche in prossimità della massima luminosità $\mathcal{L} \sim 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ prevista, il problema delle interazioni contemporanee sarebbe più importante di quanto lo sia stato nel Run-I (ma non in alcuni momenti del Run-Ib). In questa configurazione i campioni di *minimum bias* del Run-I non descrivono più bene il fondo del Run-II.

La collaborazione CDF ha preso in seria considerazione questo problema e sono stati realizzati degli studi per stimare quanto il rivelatore, ed in particolar modo la ricostruzione delle tracce, potrebbe soffrire in questa condizione di elevata luminosità per *bunch*.

4.3 Selezione puramente cinematica.

Nel Run-II gli eventi di *B-physics* (e non solo essi) saranno ancora acquisiti in base alla presenza di leptoni, ma i nuovi dispositivi di *trigger* permetteranno, già a partire dal primo livello, anche di imporre le richieste direttamente sulle tracce. In questo modo si prescinde dalla natura delle particelle rappresentata, durante la selezione, dalla presenza di un segnale in un calorimetro e/o nelle camere dei muoni.

I criteri di “sole tracce” sono particolarmente indicati per i canali totalmente adronici, nel Run-I acquisibili solo se associati ad un decadimento semi-leptonico del mesone “opposto” (che per i *B* si verifica con $\text{BR} \approx 20\%$). Inoltre gli eventi raccolti attraverso elettroni e/o muoni rappresentano solo una piccola parte di quelli prodotti: se ne acquisisce infatti solo la frazione in cui le tracce (leptoniche) di *trigger* hanno un impulso trasverso superiore alle soglie di selezione, fissate nel Run-I a valori di $p_t(\ell^\pm)$ elevati per limitare il *rate* di *trigger*.

Un *trigger* basato solo su tracce è interessante anche per un'altra sua qualità meno immediatamente evidente rispetto al puro guadagno statistico: in qualche modo il vincolo leptonico indica già di per sé la tecnica da utilizzare per individuare il sapore iniziale del *quark* pesante. La somma dei vari metodi leptonici a CDF, come visto, ammonta a meno di un terzo della capacità complessiva di *flavour-tagging* ed anche nel Run-II non rappresenterà che una piccola parte dell'efficienza εD^2 totale.

Al contrario un evento selezionato unicamente in base alle caratteristiche cinematiche delle tracce di uno solo dei due adroni pesanti prodotti è acquisito in modo del tutto indipendente da qualsiasi sia il canale considerato ed anche cosa succeda all'altro adrone. Nel successivo lavoro di analisi saranno quindi disponibili tutti i metodi di *tagging*, sia *opposite* che *same side*, limitando la perdita di eventi utili nelle misure che richiedono la conoscenza del sapore del *quark* pesante, perdita che è molto rilevante nel campione selezionato tramite i leptoni.

A fronte di queste possibilità, un *trigger* di sole tracce deve fare i conti con il grande numero di particelle generate in una tipica collisione adronica (neppure troppo ‘*soft*’, se produce *quark* pesanti). In particolare il primo livello, che utilizza solo i valori della carica elettrica, dell'impulso trasverso e dell'angolo azimutale delle tracce, può essere facilmente saturato dal fondo. Per evitare questo problema si dovrebbero indurire i tagli sui parametri fisici, penalizzando, però, in questo modo anche il segnale magari sino a rimangiarsi, almeno in parte, i vantaggi statistici che può portare lo svincolarsi dalla richiesta leptonica.

L'altro grande rischio è che un rivelatore del sistema di tracciatura sia “accecato” dalla quantità di tracce che lo attraversano.

In genere la ricostruzione di una traccia inizia dall'individuazione dei segnali (*hit*) nel “mare” di quelli generati dal passaggio delle particelle nei piccoli intervalli (*bin*) in cui si pensa suddiviso ogni strato di un rivelatore. La produzione *offline* dei dati utilizza complicate equazioni vincolari che le combinazioni di *hit* devono soddisfare per appartenere ad una traccia reale, mentre il *trigger* non può seguire questa strada perché troppo lenta e complessa. L'abbandono di questa via molto affidabile crea dei problemi, visto che i processori di *trigger* hanno delle prestazioni molto sensibili al numero di punti della candidata traccia e quindi anche alla distribuzione degli *hit* intorno ad essa: le maggiori difficoltà saranno al primo livello, in particolare nel caso d'interazioni multiple, dove il numero di tracce (e di *hit*) da considerare è massimo.

I sistemi sviluppati per il Run-II, *XFT* al primo livello e *SVT* al secondo, si basano sul fatto che una particella fisica genera una ed una sola sequenza di *hit* (*pattern*) che è in corrispondenza con un intervallo di valori dei parametri fisici (*road*) della traccia ricostruita (curvatura, angolo azimutale, ...) più o meno grande secondo la risoluzione spaziale del rivelatore. Nella ricostruzione si confronta ognuno di questi *pattern* già memorizzati con l'elenco dei *bin* colpiti ed una traccia è riconosciuta se e soltanto se sono presenti tutti gli *hit* della relativa sequenza.

Questo metodo permette un confronto molto rapido attraverso un'architettura totalmente parallela (grazie all'indipendenza delle diverse sequenze), ma richiede una gigantesca memoria dove registrare tutti i *pattern*. Infatti, il loro numero cresce molto velocemente sia con l'intervallo dei parametri fisici da esplorare che con il numero di canali del rivelatore (che dipende dalla sua geometria e dalla sua granularità): con k piani paralleli divisi in ℓ *bin*, si trovano $N = (k - 1) \cdot \ell^2$ *pattern* diversi per tracce rettilinee, ai quali devono essere aggiunti quelli delle tracce curve, quali sono quelle fisiche in campo magnetico.

Per una tracciatura efficiente (alta percentuale di tracce ricostruite rispetto a quelle reali) e di elevata purezza (bassa frazione di tracce mal ricostruite) è necessario un equilibrio fra il numero medio di *road* per evento, la dimensione delle memorie ed il tempo necessario per la ricostruzione. Il compromesso è quindi fra l'utilizzo della piena risoluzione del rivelatore, con un numero molto alto di *pattern*, ed una molto ridotta, in cui crescere pericolosamente il numero di *fake* (tracce spurie) e la probabilità di più sequenze all'interno della stessa *road* con un conseguente aumento del numero di *road* trovate e del tempo necessario alla loro elaborazione.

Descriveremo ora brevemente come i due sistemi di ricostruzione delle tracce di *trigger* del Run-II, *XFT* e *SVT*, implementano queste idee.

Al primo livello *XFT* riceve contemporaneamente tutti i segnali digitalizzati dei quattro *superlayer* (*SL*) assiali della *COT*. Con un procedimento a due stadi cerca di ricostruire una traccia a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$, valore minimo per il quale la curvatura della particella è tale da limitare il numero di celle di uno stesso *SL* attraversate ad un massimo di quattro, limitando così il numero di possibili combinazioni:

- ognuno dei 366 processori detti *Finder*, per ciascun *SL*, compara in parallelo i *pattern* memorizzati (detti *mask*, il cui numero è compreso fra 150 e 250 e varia da strato a strato) con una combinazione di *hit* appartenenti alle quattro celle contigue analizzate.³ Ogni segmento di traccia (uno per *super-layer*) rinvenuto è indicato con l'angolo azimutale medio $\langle\varphi\rangle$ degli *hit* con 24 *bit*, pari a 4 *bit* per i 6 *pixel* in φ , dove un *pixel* è un'ipotetica sotto-cella usata nell'algoritmo (ce ne sono 6, 6, 12, 12 rispettivamente negli strati *SL* 1, 3, 5, 7).
- un secondo processore, il *Linker*, sempre in parallelo, cerca fra le sue circa 1300 *road* (fatte di 4 *pixel*, uno per *SL*) una corretta combinazione di 4 su 4 segmenti rinvenuti sui 4 *SL*, fornendo il p_t della traccia e la posizione del *pixel* nel terzo *super-layer*. Le *road* trovate sono combinate (OR logico) e ridotte a 128 intervalli in p_t ed 8 *pixel* in φ e poi elaborate per identificare la traccia *XFT* a più alto impulso trasverso per ogni settore $\Delta\varphi = 1.25^\circ$ della *COT*.

$\overline{N}_{p\overline{p}}$	ε (%)	f_{fake} (%)	$\delta p_t/p_t^2 \text{ (GeV}/c)^{-1}$	$\delta\varphi \text{ (mrad.)}$
1	96.5 ± 0.7	~ 2	$0.95 \cdot 10^{-2}, 1.2 \cdot 10^{-2}$	2.5 , 3.5
2	96.0 ± 0.5	3.2 ± 1.7	$(1.22 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	4.8 ± 0.1
5	95.1 ± 0.7	4.5 ± 1.7	$(1.54 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	5.2 ± 0.1

Tabella 4.1: *Parametri stimati di XFT al variare di $\overline{N}_{p\overline{p}} \geq 1$. I due valori per $\overline{N}_{p\overline{p}} \sim 1$ corrispondono ad un'efficienza dei fili sensibili del 99 % e del 92 % [16].*

La tabella 4.1 mostra l'efficienza ε , la purezza f di ricostruzione e le risoluzioni sui parametri cinematici misurati da *XFT* (p_t, φ), al variare del numero medio di interazioni per collisione.

³Per ogni combinazione è ammesso un numero programmabile di *hit* mancanti sino a tre.

Questi valori derivano dal confronto di tracce determinate con algoritmi *offline* e trovate in una dettagliata simulazione di *XFT* su dati reali del Run-Ib a cui sono stati sovrapposti eventi di *minimum bias* generati. In questo modo si cerca di riprodurre la situazione sperimentale (affollamento di *hit* nel rivelatore) corrispondente al valore di luminosità per il quale si ha $\overline{N}_{p\bar{p}} = 2$ e $\overline{N}_{p\bar{p}} = 5$.

I valori trovati per $\overline{N}_{p\bar{p}} > 1$ (oltretutto in modo conservativo [84]) mostrano quanto poco le prestazioni si degraderanno al crescere del numero medio $\overline{N}_{p\bar{p}}$ di interazioni per *bunch crossing*. Quest'andamento era solo in parte prevedibile in base ai parametri costruttivi della *COT* (dimensione delle celle, ...) che assicurano un'occupazione media per il Run-II simile a quella del Run-I, quando l'analoga ricostruzione (*CFT*) è stata molto efficace. La grande novità di *XFT* è di offrire la stessa qualità in tempi considerevolmente minori ($\sim 2.7 \mu s$), tanto da concludere che un *trigger* basato anche sulla sola cinematica delle tracce sarà stabile (già dal primo livello) in tutte le configurazioni previste nel Run-II, anche per $\overline{N}_{p\bar{p}} > 1$.

SVT, al secondo livello, misura il parametro d'impatto d_0 e migliora la risoluzione in impulso p_t ed in angolo φ delle tracce, utilizzando l'informazione del rivelatore di vertice. Per ottenere questi risultati deve sfruttare la prima ricostruzione di *XFT*, necessaria per supplire alla scarsa risoluzione intrinseca di *SVXII* nel misurare p_t e φ (a causa del suo ridotto diametro) che non permette la corretta estrapolazione di una traccia sino al punto d'interazione e quindi una buona misura di d_0 .

La rinuncia di *SVT* alla coordinata z è una scelta quasi obbligata: per sostenere i circa 50 *KHz* del primo livello, *SVT* deve calcolare i parametri cinematici delle tracce entro 10 μs (se non vuole introdurre un tempo morto) in modo da fornirli alla logica che seleziona gli eventi in base anche alle sue informazioni. A questo scopo l'*output* di *SVXII* è stato velocizzato al massimo: 6 linee parallele leggono ognuno dei 12 *wedge* in φ ed un ADC per ciascun canale digitalizza l'uscita (indirizzo ed ampiezza del segnale delle *strip* colpite) prima di una lettura sequenziale ad alta velocità ($\approx 30 MHz$). L'inclusione delle *strip* stereo ed inclinate a 90° allungherebbe i tempi di lettura e di ricostruzione, rendendo difficilmente utilizzabile *SVT* nella fase di selezione.

SVT attualmente è progettato per ricostruire le tracce utilizzando gli *hit* di un rivelatore di vertice a cinque piani, di cui quattro corrispondono a quattro *layer* fisici di *SVXII* mentre il quinto è fittizio. In quest'ultimo, infatti, viene passata la misura dell'angolo φ e dell'impulso trasverso p_t della traccia così come l'ha ricostruita al primo livello *XFT*.

Questo sistema è previsto funzionare grazie a tre parti principali:

- Il primo passaggio lo compie l'*Hit Finder*, un processore che lavora in sincronia con l'uscita dei dati di *SVXII*, trova 'al volo' le coordinate degli *hit*, ossia dei baricentri dei *cluster* delle tre o quattro (in media) *strip* colpite, fornendole, ad una frequenza inferiore a 10 *MHz*, all'*Hit Buffer* ed alle memorie associative.
- Le memorie associative, alle quali giungono anche le tracce individuate da *XFT*, sono ulteriori processori che confrontano in parallelo la lista degli *hit* e le *road* preventivamente immagazzinate.⁴
- Il *Track Fitter* recupera dall'*Hit Buffer*, per sfruttare la piena risoluzione di *SVXII*, le coordinate dei 4 *hit* più i 2 parametri (p_t, φ) di *XFT* della sola *road* (nella maggior parte degli eventi) che elabora. Per appartenere ad una stessa traccia reale queste 6 quantità devono essere legate da vincoli geometrici, e quindi per determinarne i tre parametri (p_t, φ, d) si hanno a disposizione tre condizioni indipendenti. Il *Track Fitter* ricostruisce all'interno della sua *road* una o più tracce imponendo questi vincoli in forma linearizzata intorno al centro della *road* per velocizzare il calcolo. I risultati di un *fit* non lineare, d'altra parte, sono molto simili, come è ovvio che sia per tracce limitate nello spazio dei parametri. Infatti esse sono quasi rettilinee (il rivelatore ha un raggio molto minore della loro curvatura) e sono vincolate ad appartenere ad un piccolo settore in $\varphi \leq 30^\circ$ (condizione di stesso *wedge* per gli *hit*).

SVT porterà le seguenti risoluzioni sui parametri misurati anche da *XFT*:

$$\sigma(p_t)/p_t^2 \sim 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1} \quad \sigma(\varphi) \sim 1 \text{ mrad.}$$

Per quanto riguarda il parametro d'impatto d_0 , si prevede una risoluzione molto simile a quella dell'*offline* del Run-I: $\sigma(d) \sim 35 \mu\text{m}$ per tracce con impulso $p_t \geq 2.0 \text{ GeV/c}$.

Il limite principale di questi due "tracciatori" di *trigger* sta non tanto nella limitata risoluzione sui parametri cinematici della singola traccia ricostruita, visto che non sfruttano tutta la granularità del corrispondente rivelatore, quanto nell'uso, sempre per rimanere nei ristretti tempi a disposizione, delle sole informazioni in $r - \varphi$ e non di quelle stereo.

⁴Tramite una dettagliata simulazione di *SVT* [79], [80] è stata scelta, la dimensione dei canali di lettura a 250 μm : con questa segmentazione la probabilità che 2 *hit* cadano nello stesso canale è circa 5 % e può essere trascurata nel tempo di esecuzione dell'algoritmo. Il numero totale di *road* necessario per avere un'efficienza accettabile ($> 90 \%$) è dell'ordine di 10^5 .

Se da una parte c'è un vincolo tecnico per limitarsi alla ricostruzione nel solo piano trasverso, è anche vero che nelle interazioni *soft* gran parte delle particelle generate hanno un piccolo angolo di deflessione rispetto alla direzione dei fasci, mentre in quelle profondamente anelastiche, quali le collisioni che producono i *quark* pesanti, gli stati finali sono ricchi di tracce con grandi angoli di *scattering*. Ne segue che per questi due tipi di eventi l'operazione di proiezione sul piano trasverso ha tipicamente degli effetti molto differenti e quindi rappresenta un buon meccanismo per separare quello “*hard*” interessante dall’*underlying event*. Nel confronto fra l'andamento in impulso trasverso del numero di tracce per eventi di *minimum bias* (mediamente eventi ‘soffici’) con l'analoga per eventi in cui sono stati prodotti dei *b-quark*, la diversità è abbastanza evidente.

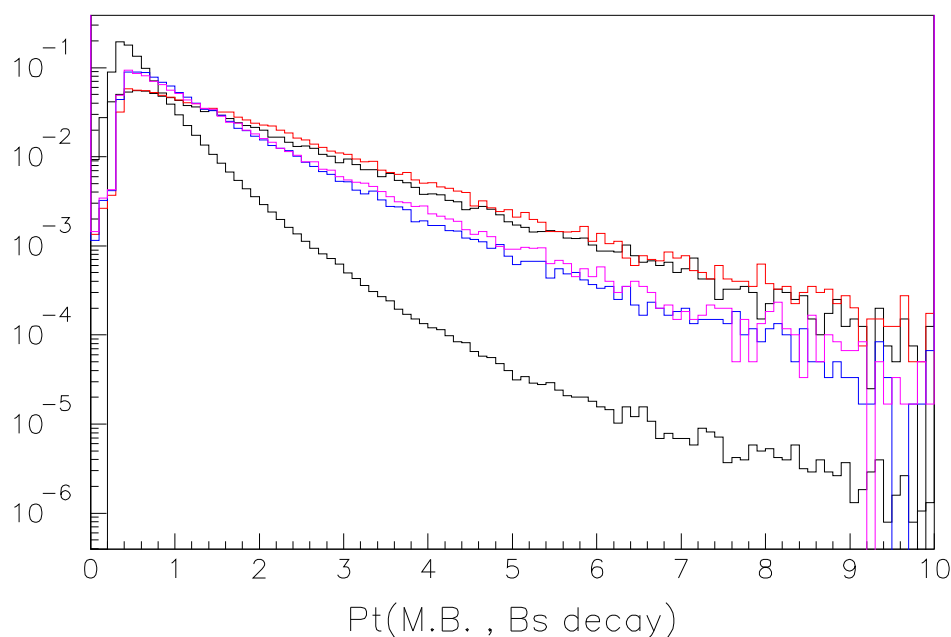


Figura 4.2: *Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in impulso per il fondo (minimum bias) e per tracce provenienti dal decadimento di un B_s nei quattro canali indicati. da notare che l'asse delle ordinate è in scala logaritmica.*

Questa differenza implica un'estrema sensibilità degli eventi prodotti al valore di una soglia in p_t , in particolare se si presentano più interazioni contemporanee per *bunch crossing* (sempre nel modellino di un urto anelastico con più collisioni elastiche sovrapposte): un suo piccolo aumento è sufficiente a ridurre notevolmente il numero di particelle di *trigger* e quindi gli eventi selezionati per via puramente cinematica.

4.4 Scelta dei canali di decadimento.

Appare evidente da quanto detto sino ad ora, l'interesse per una selezione basata sui soli parametri cinematici delle tracce di un solo B_s^0 che decade in uno o più canali completamente ricostruibili (es. $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$ in cui $\Phi \rightarrow K^+ K^-$) che, come mostrato, hanno i minori errori sulla determinazione sia della vita media che del fattore relativistico $\beta\gamma$.

La conoscenza delle frazioni di decadimento del B_s^0 è assai scarsa: gli unici valori ‘certi’ sono $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \ell^+ \nu_\ell) = 7.6 \pm 2.4 \%$ complessivo per i canali semileptonici e $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- X) = 87 \pm 31 \%$, mentre per altri modi sono forniti solo limiti superiori, ad es. $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi) < 6 \cdot 10^{-3}$ o $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+) < 12 \%$. Alla luce di questa situazione, in tutte le future considerazioni quantitative riguardanti i canali del B_s^0 si utilizzeranno le corrispondenti frazioni di decadimento del B_d^0 .

Visto che $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- X) > 82 \pm 33 \%$, è logico rivolgere l'attenzione ai modi del tipo $B_s^0 \rightarrow D_s^- + N(\pi^\pm)$, in cui il D_s^- è completamente ricostruibile. Fermo restando che il numero di particelle finali dipende dal decadimento del D_s^- , è ovvio limitarsi soltanto ai canali in cui N è un numero piccolo in modo da avere degli eventi ‘semplici’ in cui si devono combinare un numero limitato di tracce per ricostruire il B_s : i primi da considerare sono quindi $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ e $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, per i quali

$$\begin{aligned} \text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+) &= \text{BR}(B_d^0 \rightarrow D^- \pi^+) = (3.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \\ \text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+) &= \text{BR}(B_d^0 \rightarrow D^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = (8.0 \pm 2.5) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Esistono diversi motivi che rendono inadatti altri canali, fra i quali:

- in un qualsiasi decadimento con uno stato finale costituito da molte particelle (tutte cariche nel nostro caso), raramente almeno due supererebbero anche solo la soglia minima in $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ del primo livello di *trigger* ;
- tutti i modi $B_s \rightarrow D_s^{(*)\pm} D_{(s)}^{(*)\mp}$, che coinvolgono due mesoni con *charm* per quanto siano, probabilmente, importanti come frazione di decadimento, sono in ogni caso penalizzati dalla piccola frazione (dell'ordine di qualche percento) di volte in cui entrambi i $D_{(s)}^{(*)\pm}$ decadono in sole tracce cariche ;
- i modi in due soli mesoni carichi leggeri, oltre ad essere molto poco probabili, $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) < 2.6 \cdot 10^{-4}$ e $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow K^- K^+) < 1.4 \cdot 10^{-4}$ [5], sono simili al decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, per il quale esiste già un *trigger* dedicato.

Si potrebbero considerare anche gli analoghi $B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \pi^+ (\pi^- \pi^+)$ in cui si ha di solito l'emissione di un fotone, $\text{BR} (D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma) = 94.2 \pm 2.5 \%$, che però, visto che $M(D_s^{*\pm}) - M(D_s^\pm) = 142 \text{ MeV}$, porta via solo una piccola frazione dell'impulso del B_s . Inoltre i due decadimenti possono essere separati attraverso una distribuzione in massa invariante del D_s^\pm ricostruito [84]. Anche i canali che coinvolgono il $D_s^{*\pm}$ hanno ancora un'ottima risoluzione sulla misura del tempo proprio, seppur minore rispetto a quella dei modi completamente ricostruibili. La notevole somiglianza cinematica dei decadimenti permette di limitarsi a quelli totalmente ricostruibili in senso stretto, senza considerare i due con il $D_s^{*\pm}$, il cui contributo in concreto raddoppierebbe la statistica, come assicurano i valori [5]:

$$\begin{aligned} \text{BR} (B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \pi^+) &= \text{BR} (B_d^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+) = (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \\ \text{BR} (B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \pi^+ \pi^- \pi^+) &= \text{BR} (B_d^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^- \pi^+) = (7.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

La maggior difficoltà di ricostruzione e di acquisizione porterebbero a preferire il canale $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ rispetto all'analogo con tre pioni, che però presenta una frazione di decadimento quasi tripla con un possibile guadagno statistico finale importante che dipende dall'efficienza dei criteri di *trigger* per la sua acquisizione.

Ma il 'punto debole' per l'acquisizione del modo $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, la presenza di non una ma tre particelle direttamente dal B_s , può essere un vantaggio nella misura di x_s : l'errore sul fattore relativistico $\beta\gamma$ per i canali totalmente ricostruibili, in prima approssimazione, è trascurabile e la precisione sul valore della vita $c\tau$ del B_s dipende dall'errore sulla stima della lunghezza di decadimento $L(B_s)$. Una volta identificato il vertice di produzione del B_s con il primario d'interazione (fissato in modo molto preciso utilizzando le tracce cariche dell'intero evento), gran parte dell'incertezza sulla misura di $L(B_s)$ è racchiusa nell'errore di ricostruzione del vertice finale del mesone. È lecito attendersi che la completa ricostruzione del D_s^\pm permetta nel modo con un solo pione, di determinare molto bene il vertice di decadimento del B_s , ma per il canale $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ questo vertice può essere individuato in modo più preciso e quasi indipendente dalla ricostruzione del D_s^\pm .

Per quanto riguarda i decadimenti totalmente ricostruibili del D_s^\pm , si considerano solo quelli che si realizzano tramite risonanze e K^0 , per il vantaggioso vincolo sulla massa invariante delle particelle di decadimento nella fase di ricostruzione del B_s . I canali direttamente in 3-5 mesoni leggeri π^\pm e/o K^\pm , al contrario, facilmente si confondono con le combinazioni di particelle di fondo che accidentalmente danno una massa simile a quella del D_s^\pm .

Sebbene i decadimenti con cinque particelle finali siano una frazione abbastanza alta del totale, è meglio scartarli anche perché, come detto per il B_s , al crescere della molteplicità in particelle finali diminuisce la probabilità di trovare delle tracce con $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$ (soglia minima di *trigger*) ed aumenta il fattore combinatorio nella ricostruzione. Inoltre due modi nel K^{*+} , i più importanti far quelli con cinque tracce finali (tab. 4.2), sono penalizzati dal decadimento $K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Gli altri hanno tre tracce che non derivano da una risonanza e che quindi sono molto più difficili da vincolare come provenienza.

Canale	BR (%) [5]	Risonanza	BR (%) [5]	Stato finale
$\Phi \pi^+ \pi^- \pi^+$	1.8 ± 0.6	$\Phi \rightarrow K^+ K^-$	49.1 ± 0.6	$K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
$\bar{K}^0 K^+ \pi^- \pi^+$	< 2.8	$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.61 ± 0.28	$K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
$K^0 K^- \pi^+ \pi^+$	< 2.9	$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.61 ± 0.28	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^+$
$\bar{K}^0 K^{*+}$	4.3 ± 1.4	$K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$	99.899 ± 0.009	$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
$\bar{K}^{*0} K^{*+}$	5.8 ± 2.5	$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.61 ± 0.28	
		$\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$	66.77 ± 0.02	
		$K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$	99.899 ± 0.009	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$

Tabella 4.2: *Principali canali risonanti del D_s^+ in sole 5 particelle finali cariche.*

Restringendosi ai modi del D_s^\pm in tre particelle finali, non saranno considerati, ad es., $D_s^+ \rightarrow \varrho^0 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ o $D_s^+ \rightarrow f_2 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- (K^+ K^-) \pi^+$ che coinvolgono risonanze piuttosto larghe, ($\Gamma(\varrho^0) = 150.7 \pm 1.2 \text{ MeV}$, $\Gamma(f_2) = 185 \pm 20 \text{ MeV}$ [5]), che non vincolano molto le tracce. Fra le altre risonanze, la f_0 è probabilmente la più larga, $\Gamma(f_0) = 40 - 100 \text{ MeV}$ ed anche considerando che il suo contributo non è eccezionale, si può rinunciare ai canali $D_s^\pm \rightarrow f_0 \pi^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- (K^+ K^-) \pi^\pm$.

Anche K^{*0} è ‘largo’, $\Gamma(K^{*0}) = 50.5 \pm 0.6 \text{ MeV}$, ma il suo peso statistico (tab. 4.3) è notevole e CDF ha già esperienza di ricostruzione di questi stati, perciò si ritiene fattibile anche un’analisi nei canali che coinvolgono il K^{*0} .

Le risonanze più strette sono la Φ , per la quale $\Gamma(\Phi) = 4.43 \pm 0.05 \text{ MeV}$, e la ω , con $\Gamma(\omega) = 8.43 \pm 0.10 \text{ MeV}$, ma quest’ultima raramente decade in uno stato finale totalmente carico, e questo canale, di scarsa rilevanza statistica, sarà ignorato.

Il canale $D_s^- \rightarrow K^0 K^-$ merita un discorso particolare: il K_s^0 non è una risonanza, ma una particella con una vita media tale da percorrere qualche centimetro prima di decadere. La ricostruzione del D_s^\pm imporrebbe di individuare un ulteriore vertice relativo al K^0 con due tracce la cui massa invariante sia compatibile con quella del

K^0 , in modo da poterla ritracciare all'indietro sino ad incontrarne una terza (il K^\pm), individuando cosí il vertice di decadimento del D_s^\pm . Questo lavoro, possibile anche se soggetto alla combinazione degli errori commessi nei vari passaggi, è assente nei canali che presentano una vera risonanza che decade in tracce che sono viste provenire direttamente dal D_s^\pm , come se questa non fosse mai esistita, ma al tempo stesso sono vincolate dalla sua presenza reale. Al di lá di questa difficoltá al livello di analisi, è stato escluso perché le tracce prodotti dal K_s^0 hanno dei grandi parametri d'impatto, spesso al di fuori del limite che porremo su questa variabile di *trigger*.

Canale	BR (%) [5]	Risonanza	BR (%) [5]	Stato finale
$\Phi \pi^+$	3.6 ± 0.9	$\Phi \rightarrow K^+ K^-$	49.1 ± 0.6	$K^+ K^- \pi^+$
$\overline{K}^{*0} K^+$	3.4 ± 0.9	$\overline{K}^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	66.77 ± 0.02	$K^+ K^- \pi^+$
$f_0 \pi^+$	1.1 ± 0.4	$f_0 \rightarrow K^+ K^-$	$21.9 \pm 2.4 (K\overline{K})$	$K^+ K^- \pi^+$
$K^{*0} \pi^+$	0.65 ± 0.28	$K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	66.77 ± 0.02	$K^+ \pi^- \pi^+$
$\overline{K}^0 K^+$	3.6 ± 1.1	$\overline{K}_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.61 ± 0.28	$K^+ \pi^- \pi^+$
$\omega \pi^+$	< 1.8	$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$	2.21 ± 0.30	$\pi^+ \pi^- \pi^+$
$f_0 \pi^+$	1.2 ± 0.5	$f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$78.1 \pm 2.4 (\pi\pi)$	$\pi^+ \pi^- \pi^+$
$K^0 \pi^+$	< 0.8	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.61 ± 0.28	$\pi^+ \pi^- \pi^+$

Tabella 4.3: *Principali canali risonanti del D_s^+ in sole 3 particelle finali cariche.*

Tenendo conto di tutte le considerazioni fatte, i canali individuati sono quelli riportati qui di seguito. In tutti si presenta un identico stato finale del $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ e tenendo presente i valori delle frazioni di decadimento riportate per il B_s e quelle nella tabella 4.3 per il D_s^\pm , si ottengono i seguenti *branching ratio*:

$$\begin{array}{lcl}
\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+) & \left|_{D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- (\Phi \rightarrow K^+ K^-)} \right. & = (5.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-5} \\
\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+) & \left|_{D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- (K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)} \right. & = (6.8 \pm 2.0) \cdot 10^{-5} \\
\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+) & \left|_{D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- (\Phi \rightarrow K^+ K^-)} \right. & = (14.1 \pm 5.7) \cdot 10^{-5} \\
\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \pi^- \pi^+) & \left|_{D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- (K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)} \right. & = (18.1 \pm 7.3) \cdot 10^{-5}
\end{array}$$

La frazione totale di decadimento di un B_s nei canali scelti è $\text{BR}_{tot} = (4.4 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}$, in cui l'errore è la somma delle indeterminazioni, poiché i vari *branching ratio* non possono essere considerati indipendenti.

4.5 Conclusioni.

In questo capitolo sono stati indicati i quattro canali di decadimento del B_s che a nostro avviso offrono la miglior possibilità di misura del parametro di oscillazione x_s . Nel Run-I CDF ha misurato la sezione d'urto di produzione nella regione centrale di mesoni B con $p_t(B_d) \geq 6.0 \text{ GeV}/c$ [59], ottenuta utilizzando B^0 e B^\pm completamente ricostruiti in $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ in cui $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow B X; |\eta(B)| < 1, p_t(B) > 6.0 \text{ GeV}/c) = 2.39 \pm 0.32 \pm 0.44 \mu b$$

L'estrapolazione di questa misura tramite distribuzioni teoriche [85] sia in impulso a $p_t \rightarrow 0$ che in rapidità a $|y| \leq 5$ dà una sezione d'urto totale di produzione $\sigma(B_d^0) \approx 40 \mu b$ con un errore di dimensione analoga alla precedente ($\pm 9 \mu b$), non tenendo conto dell'incertezza sistematica delle curve teoriche. Ad es. in [79] si usa $\sigma(B_d^0) = 43.0 \pm 9.9 \mu b$, mentre in [84] $\sigma(B_d^0) = 39 \mu b$ senza però darne l'errore.

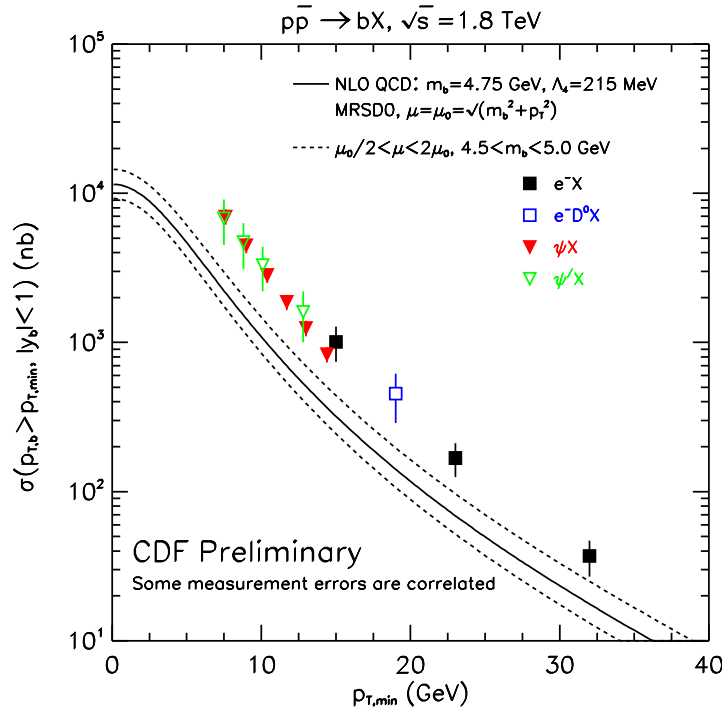


Figura 4.3: Confronto fra la sezione d'urto integrata di produzione di un b -quark misurata a CDF utilizzando varie tecniche e la previsione teorica QCD al NLO (linea continua, con banda d'incertezza tratteggiata).

Tenendo conto delle probabilità f_d, f_s (tab. 3.2) di frammentazione misurate a CDF, la sezione d'urto utile in cui almeno un \bar{b} (b) adronizza in un B_s^0 (\bar{B}_s^0) sarà

$$\sigma_{ut.}(B_s) = 2 \times \sigma(B_d^0) \times \frac{f_s}{f_d} \approx (26.7 \pm 6.1) \mu b$$

Nell'errore su $\sigma_{ut.}(B_s)$ si è tenuto conto delle incertezze sia su $\sigma(B_d^0)$ che sulle frazioni di adronizzazione, ma il valore riportato è una sottostima vista l'incertezza con la quale si fa l'estrapolazione ipotizzata, anche in ragione del noto disaccordo [85] fra le sezioni d'urto QCD teoriche ed i valori misurati a CDF (fig. 4.3) e a D0.

Tenendo presente i valori dei *branching ratio* dei canali scelti, si trova:

- $\sigma(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \rightarrow (\Phi \pi^-) \pi^+) = (1.4 \pm 0.5) nb$
- $\sigma(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ \rightarrow (K^{*0} K^-) \pi^+) = (1.8 \pm 0.7) nb$
- $\sigma(B_s^0 \rightarrow D_s^- 3\pi^+ \rightarrow (\Phi \pi^-) 3\pi^+) = (3.8 \pm 1.7) nb$
- $\sigma(B_s^0 \rightarrow D_s^- 3\pi^+ \rightarrow (K^{*0} \pi^-) 3\pi^+) = (4.7 \pm 2.2) nb$

in cui si richiede sempre che le risonanze decadano $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ e $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$.

Questi canali di decadimento presentano caratteristiche interessanti: ognuno di essi rappresenta una “significativa” frazione della larghezza totale di decadimento del mesone e sono tutti completamente ricostruibili con numero limitato di tracce finali (massimo sei). I prodotti finali presentano sempre due mesoni K^\pm e sono a due a due analoghi con altri due o quattro pioni. Inoltre ogni canale presenta una forte segnatura per la contemporanea presenza di una risonanza abbastanza stretta e di un mesone D_s^\pm che decade sempre $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$, caratteristiche di fondamentale importanza per separare il segnale dal fondo al livello di analisi *offline*.

Si è anche indicata la strategia generale di *trigger* con l'uso di sole caratteristiche cinematiche dell'evento (senza richiedere la presenza di leptoni o di depositi di energia nei calorimetri, ...), resa possibile dal nuovo sistema di *trigger* di CDF nel Run-II ed in particolare dalle caratteristiche dei processori *XFT* e *SVT*. Quest'approccio ha il notevole pregio di essere del tutto indipendente dalla tecnica di *flavour-tagging* che si utilizzerà nella fase di analisi, ma va incontro alla difficoltà di avere un rapporto segnale rumore estremamente sfavorevole. La somma dei quattro canali indicati dá infatti una sezione d'urto totale di $\sigma_S = 11.6 \pm 5.1 nb$ (segnale), mentre il fondo è oltre sei ordini di grandezza più grande: infatti $\sigma_{BBC} = (51.15 \pm 1.7) \cdot 10^6 nb$.

Capitolo 5

La selezione di primo livello.

L'individuazione di un *trigger* che usi unicamente una selezione cinematica è molto difficile: deve combinare un'alta efficienza sul segnale, per avere il massimo numero possibile di eventi interessanti, con un alto fattore di reiezione, per contenere il fondo entro i limiti fissati per i vari livelli di selezione. Tutto questo va fatto utilizzando un ristretto numero di strumenti, i soli parametri fisici delle tracce,

Per stimare l'efficienza dei vari criteri di selezione sul segnale è sufficiente un campione di eventi generato da un programma di MonteCarlo, mentre per valutarne gli effetti sul fondo si utilizzeranno dati reali. Questa scelta deriva dalla convinzione che anche utilizzando un campione di eventi inizialmente molto grande e costruito con la massima accuratezza utilizzando un MonteCarlo che descrive correttamente tutti gli effetti del rivelatore, i risultati sarebbero di minor credibilità rispetto a quelli che si ottengono dai dati veri, in particolar modo quando si devono ottenere dei fattori di reiezione alti come in questo caso. I campioni di dati reali impiegati sono quelli di *minimum bias* del Run-I che, come dimostrato nel capitolo precedente, assicurano delle stime del tutto affidabili delle sezioni d'urto di *trigger* per molte delle possibili diverse condizioni dell'acceleratore nel Run-II.

5.1 Il segnale.

Per simulare il segnale si parte da campioni di B_s ottenuti con PYTHIA [44], un MonteCarlo con il quale si sono generati eventi $p - \bar{p}$ a 1.8 TeV nel centro di massa, forzati a produrre coppie $b - \bar{b}$, per fissate condizioni di generazione: la scelta è stata

$$p_{t,min}(b) = 0 \qquad | \eta_{max}(b) | \leq 6$$

Questi limiti dei b -quark coprono un intervallo talmente ampio da non introdurre vincoli né sull'energia né sulla direzione di volo e quindi neanche sulla $\sigma(p\bar{p} \rightarrow b\bar{b})$, permettendo di utilizzare la misura del Run-I della sezione d'urto di produzione di mesoni B . Inoltre tutta una serie di parametri di questo programma sono stati accordati con le misure di CDF, in modo che l'evento generato fosse il più simile possibile ad uno effettivamente prodotto al Tevatron.

I $\bar{b}(b)$ -quark del generatore sono liberi di frammentare in ogni adrone contenente un b e si scelgono solo gli eventi in cui è presente almeno un B_s . I mesoni B_s^0 (\bar{B}_s^0) sono quindi forzati a decadere nel 100 % dei casi nei quattro canali scelti attraverso QQ , un programma sempre aggiornato con le frazioni di decadimento meglio misurate per via sperimentale (in particolare utilizza i risultati di *CLEO*): sono stati quindi generati quattro distinti campioni di segnale, uno per canale.

Infine tutte le particelle generate 'interagiscono' con il rivelatore attraverso QFL e/o CDFSIM, dettagliate simulazioni dell'apparato sperimentale del Run-I e dei suoi effetti, come la perdita di energia per *Bremsstrahlung* o per ionizzazione, la produzione di δ -ray o di altre particelle per conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ o decadimento di stati instabili, ... L'analogo *software* per il Run-II è ancora in fase di sviluppo, ma il nuovo rivelatore non indurrà effetti (come lo *scattering* multiplo, ...) molto diversi da quelli ai quali erano sottoposte le tracce nel Run-I. Il sistema di tracciatura, infatti, sarà costruito con materiali e dimensioni tali da riprodurre, grosso modo, le caratteristiche del precedente: ad es. la *COT* sarà lunga $\sim 0.017 X_0$ contro un valore di $0.013 X_0$ della *CTC* per tracce di direzione radiale.

Le dimensioni delle incertezze sulla sezione d'urto di produzione e sulle frazioni di decadimento del B_s sembrano rendere quasi superfluo l'impiego sistematico di una simulazione completa e dettagliata del rivelatore. In ogni caso questo è il modo migliore per trattare i dati simulati e, per quanto possibile, tener conto degli effetti introdotti dal rivelatore stesso (deflessione multipla, ...).

Le inefficienze introdotte dai processori di tracciatura veloce *XFT* e *SVT* per il *trigger* possono essere considerate o usando le relative simulazioni (quando possibili), oppure attraverso un procedimento di *smearing* con le loro risoluzioni. Indicando con $X_{MC} = X_{gen+SIM}$ un qualsiasi parametro di una traccia generata dopo la simulazione del rivelatore, non è su di esso che s'impongono le richieste di selezione, ma sul corrispondente valore "sperimentale" $X_{exp.}$

$$X_{exp.} = X_{MC} + \sigma_x \cdot r$$

$X_{exp.}$ tiene conto della risoluzione sperimentale σ_x sulla misura di X attraverso r , un numero estratto in modo casuale da una gaussiana a media zero e varianza unitaria. Le risoluzioni utilizzate al primo livello di *trigger* (sia per il segnale che per il fondo) sono indicati qui di seguito:

$$\sigma_{p_t}/p_t^2 = 0.012 \text{ (GeV/c)}^{-1} \qquad \sigma_\varphi = 5.0 \text{ mrad.}$$

Questi due valori corrispondono grosso modo a quelli della simulazione di *XFT* [39] quando si hanno in media due interazioni per *bunch crossing* (tab. 4.1 a pag.84), piú o meno quante sono previste nel Run-II a seconda della configurazione a 396 o 132 *ns*, ed anche circa quante al massimo se ne sono verificate nel Run-I durante la raccolta dei campioni di *minimum bias*. Questa scelta quindi non rischia di sovrastimare la prestazione di *XFT* e conseguentemente di sottovalutare la frequenza degli eventi di fondo, come si farebbe considerando le risoluzioni relative a $N_{p\bar{p}} \sim 1$.

La simulazione di *XFT* richiede come *input* la posizione degli *hit* nella *COT* (*raw data*), mentre a CDF la procedura è quella di effettuare una ricostruzione nel sistema di tracciatura centrale, utilizzata per ogni analisi successiva, abbandonando il formato *raw* (e quindi le informazioni al livello di *hit*) che occupano moltissimo spazio ed implicano un notevole dispendio di tempo e forze per essere maneggiato. D'altra parte, anche per venire incontro a queste difficoltà, la collaborazione ha già condotto degli studi sulle prestazioni di *XFT* utilizzando una simulazione molto dettagliata. I risultati presentati in tab. 4.1 indicano che le stime derivate dai dati *offline* non si discosteranno molto da quelle che utilizzano la simulazione di *XFT*. Inoltre alcuni recenti studi [84], [80], [81] mostrano chiaramente che l'accordo fra stime su dati reali con e senza *XFT* sono compatibili entro gli errori.

Al secondo livello si avranno meno problemi dovuti agli eventi sovrapposti (*SVT* infatti lavora sulle tracce già ricostruite da *XFT*). Per questo *step* della selezione si useranno le seguenti risoluzioni:

$$\sigma_{p_t}/p_t^2 = 0.0013 \text{ (GeV/c)}^{-1} \qquad \sigma_\varphi = 1.0 \text{ mrad.} \qquad \sigma_d = 35 \text{ }\mu\text{m}$$

Questi valori, direttamente forniti dalla simulazione di *SVT* completamente digitale e quindi la differenza fra le prestazioni dedotte dal *software* della simulazione e quelle dello strumento reale ci si aspetta che sia molto ridotta.

5.2 La selezione sull'impulso per due tracce.

Il primo livello di *trigger* può utilizzare le tracce con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ di cui *XFT* ricostruisce la curvatura C e l'angolo azimutale φ , ma solo se attraversano tutti e quattro i superstrati assiali della *COT*¹, ossia per tracce centrali $|\eta_{track}| \leq 1$. La distribuzione in rapidità dei *b-quark* prodotti a CDF è molto larga (in fig.5.1), perciò la frazione di *B* che si può acquisire entro l'accettanza della *COT* è piccola: la limitazione $|\eta| \leq 1$ è per le tracce, ma la notevole collinearità di un *b-jet* con la direzione del partone iniziale assicura, in prima approssimazione, la validità della condizione anche sul *quark* e sul relativo mesone.

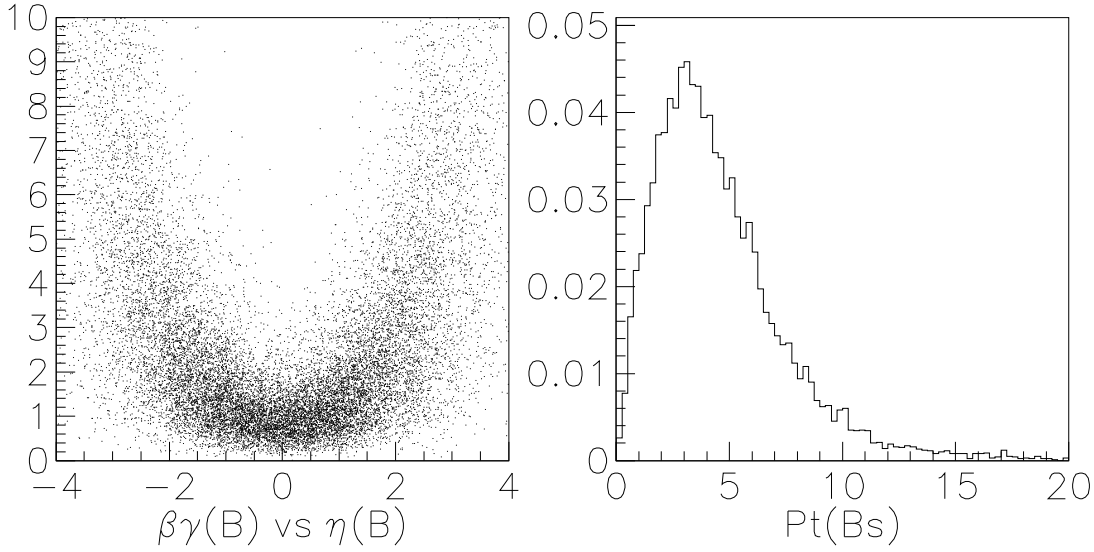


Figura 5.1: Correlazione fra boost di Lorentz e distribuzione in pseudorapidità dei *B* prodotti al Tevatron (a sinistra) e, a destra, distribuzione (normalizzata ad area unitaria) in impulso trasverso dei B_s . Entrambi i plot sono relativi ad in eventi con due tracce centrali a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$.

I *B* centrali (ai quali, come detto, in media ci si deve restringere) sono di solito meno energetici degli altri (come mostra il grafico a sinistra in fig.5.1) e per di più il loro impulso trasverso tipico è dell'ordine della massa del *b-quark*, $m_b \approx 4.5\text{--}5 \text{ GeV}$ (in fig. 5.1, *plot* di destra). Il taglio in impulso, deve essere il più possibile vicino al limite di $1.5 \text{ GeV}/c$ di *XFT*, perché i valori di p_t più alti penalizzano la selezione delle tracce provenienti da un B_s (*plot* a sinistra in fig.5.2).

¹Si pensi al funzionamento del *Linker* descritto a pag. 84.

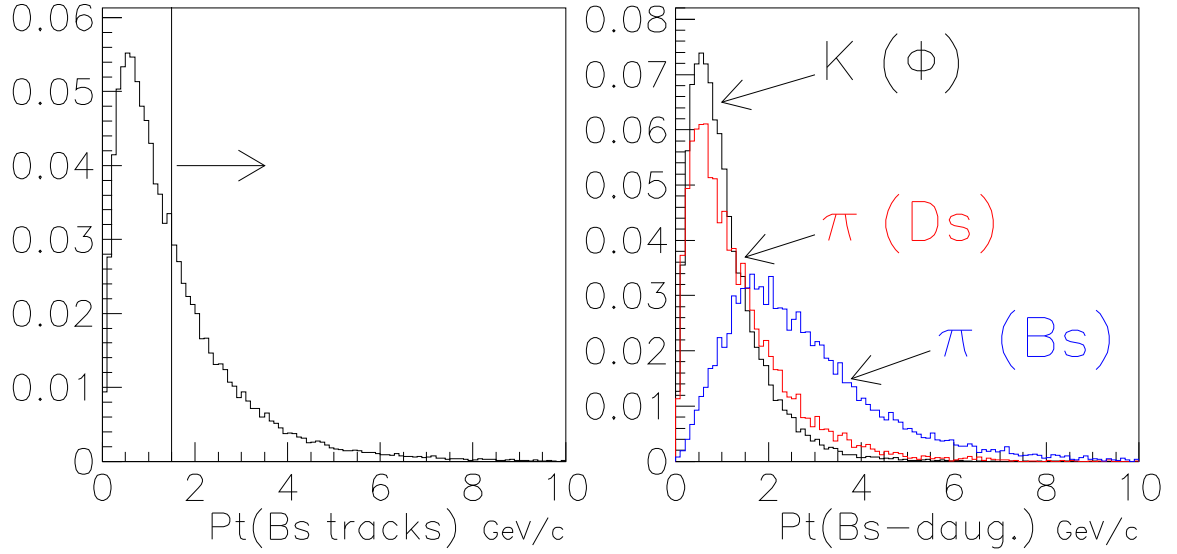


Figura 5.2: Distribuzione (normalizzata ad area unitaria) in impulso trasverso del decadimento del B_s a quattro tracce finali con una Φ (a sinistra) per eventi $b\bar{b}$ con due tracce centrali a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$. A destra, per lo stesso canale sono riportati i contributi separati per la loro provenienza.

Nei decadimenti con quattro (o, peggio ancora, sei) tracce finali, l'impulso medio $\langle p_t \rangle$ di una particella è soltanto una piccola frazione di quello del B_s , come appare dal *plot* a destra di fig. 5.2. La combinazione di questi fattori porta molto spesso a dei prodotti finali con un basso p_t e già la richiesta minima di $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$, tanto più se imposta su più particelle, è molto penalizzante.

Visto che si cercano eventi che superino tutti i livelli del *trigger*, un secondo buon valore è $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$, l'attuale limite di *SVT*, con il vantaggio, alla luce di quanto detto sulle distribuzioni in p_t di fondo e segnale, di fornire un miglior rapporto S/N , ma lo svantaggio di eliminare un'ulteriore frazione di eventi. Infatti la maggior parte degli studi su *trigger* di sole tracce [77], [78], [84] sino a questo momento ha sempre considerato proprio questo come valore minimo in p_t .²

I tagli scelti, $|\eta| \leq 1$ e $p_t \geq 1.5 - 2.0 \text{ GeV}/c$, vanno imposti sia sul segnale, per valutarne l'efficienza che sul fondo (due campioni di *minimum bias* da 1'223'913 e 1'470'976 eventi raccolti, rispettivamente, durante il Run-Ia ed il Run-Ib) per controllare il *rate* del primo livello di *trigger*.

²È possibile, però, modificare il progetto di *SVT* per arricchirne il numero di *road* (ad es. sostituendo i chip *custom VLSI* utilizzati nelle memorie associative con *FPGA* commerciali di ultima generazione) abbassando la soglia minima sino ad unificarla a $p_t = 1.5 \text{ GeV}/c$ con *XFT*.

scarta subito la richiesta su una sola traccia centrale: questa selezione limita il fondo solo a partire da valori molto elevati di p_t (il *trigger* del Run-I di leptone singolo era $p_t(\ell^\pm) \geq 8 \text{ GeV}/c$). Si considerano quindi subito i tagli su due tracce.

Run-Ia				Run-Ib		
$p_t \text{ (GeV}/c\text{)}$	$\varepsilon \text{ (\%)}$	$\varepsilon \cdot \sigma_{mbs} \text{ (\mu b)}$	$\sigma_T \text{ (\mu b)}$	$\varepsilon \text{ (\%)}$	$\varepsilon \cdot \sigma_{mbs} \text{ (\mu b)}$	$\sigma_T \text{ (\mu b)}$
1.5, 1.5	8.00	4088	3116	14.2	7240	3957
1.5, 2.0	5.71	2919	2224	10.3	5245	2867
2.0, 2.0	2.42	1236	942	4.6	2329	1273

Tabella 5.1: *Selezione su due tracce di minimum bias.*

Anche nel campione del Run-Ia di ‘minor fondo’ ($\overline{N}_{p\overline{p}}(Ia) \sim 0.6 < \overline{N}_{p\overline{p}}(Ib) \sim 1.3$), pur richiedendo due tracce a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ (tab.5.1), la frequenza di *trigger* supera il massimo ammesso per il primo livello di $\sim 50 \text{ KHz}$: infatti riferendosi ad una luminosità di $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ si trova $f_T^{Ia} > 94 \text{ KHz}$ e per l’analoga richiesta imposta sul campione del Run-Ib si ha $f_T^{Ib} > 127 \text{ KHz}$.

Per abbattere il *rate* senza perdere troppa efficienza sul segnale, si può sfruttare la caratteristica dei decadimenti di fornire un ugual numero di particelle finali di carica positiva e negativa. È probabile che le due tracce di *trigger* del B_s siano spesso di carica opposta: in fig.5.2, ad es., si nota che molto spesso una traccia di *trigger* è il pione che proviene dal B_s , e l’altra ha due probabilità su tre di essere di carica opposta. Per gli eventi di fondo ci si attende che questa richiesta sia disattesa molte più volte, mancando una forte correlazione fra le cariche delle tracce in gioco.

Run-Ia				Run-Ib		
$p_t \text{ (GeV}/c\text{)}$	$\varepsilon_Q \text{ (\%)}$	$\varepsilon \cdot \sigma_{mbs} \text{ (\mu b)}$	$\sigma_T \text{ (\mu b)}$	$\varepsilon_Q \text{ (\%)}$	$\varepsilon_Q \cdot \sigma_{mbs} \text{ (\mu b)}$	$\sigma_T \text{ (\mu b)}$
1.5, 1.5	5.35	2736	2085	9.70	4954	2708
1.5, 2.0	4.00	2042	1556	7.37	3764	2057
2.0, 2.0	1.52	779	593	2.95	1508	824

Tabella 5.2: *Selezione su due tracce di minimum bias di carica opposta.*

La richiesta della carica opposta riduce di circa un terzo il numero di eventi di fondo (tab. 5.2), ma la frequenza di *trigger* è comunque troppo elevata per il primo livello. Prendendo ancora come riferimento $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la sezione d’urto di *trigger* massima risulta di $500 \text{ }\mu\text{b}$, ossia inferiore a quanto ottenuto con le precedenti richieste.

I valori trovati sono un eccellente accordo con analoghe stime [78] nelle quali era stata utilizzata, però, solo una parte dei dati di fondo del Run-Ia, che forniscono per il taglio su due tracce a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ una sezione d'urto di $1200 \mu b$ (qui $1236 \mu b$) che con la richiesta di carica opposta scende a $780 \mu b$ (qui $779 \mu b$) ed anche con un'altra più recente sull'intero campione [77] (come quello qui analizzato) che dava $\sigma(p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c) \simeq 1280 \rightarrow 820 \mu b$.

Canale	$p_t \text{ (GeV}/c\text{)}$	$\varepsilon \text{ (\%)} $	$\varepsilon' \text{ (\%)} $	$\varepsilon'' \text{ (\%)} $	$\varepsilon_Q \text{ (\%)} $	$\varepsilon'_Q \text{ (\%)} $	$\varepsilon''_Q \text{ (\%)} $
$\Phi \ 2 \pi$	1.5 , 1.5	11.4	5.06	7.64	10.4	4.66	6.96
	1.5 , 2.0	9.60	4.34	6.46	8.89	4.07	5.99
	2.0 , 2.0	4.58	2.48	3.53	4.20	2.30	3.23
$K^{*0} K \pi$	1.5 , 1.5	12.7	4.24	6.58	9.71	3.46	5.26
	1.5 , 2.0	11.2	3.74	5.74	8.59	3.09	4.66
	2.0 , 2.0	5.10	2.22	3.16	3.95	1.79	2.57
$\Phi \ 4 \pi$	1.5 , 1.5	7.88	1.57	2.99	6.22	1.34	2.46
	1.5 , 2.0	6.50	1.43	2.64	5.25	1.24	2.21
	2.0 , 2.0	3.52	0.99	1.68	2.76	0.82	1.35
$K^{*0} K \ 3\pi$	1.5 , 1.5	8.48	1.23	2.42	6.20	1.04	1.92
	1.5 , 2.0	7.05	1.14	2.17	5.27	0.97	1.76
	2.0 , 2.0	3.81	0.84	1.44	2.77	0.67	1.10

Tabella 5.3: Efficienza ε (ε_Q) della selezione segnale con due tracce senza (con) il vincolo di carica opposta. In ε' (ε'_Q) ed in ε'' (ε''_Q) si tiene anche conto della richiesta che tutte le tracce di decadimento abbiano $p_t \geq 400 \text{ MeV}/c$ e siano entro l'accettanza della COT e di ISL, rispettivamente. Per una più dettagliata spiegazione del significato delle colonne si veda il testo.

Prima di commentare l'efficienza di queste stesse selezioni sul segnale (tab 5.3), va notato che, come già mostrato, nella misura di x_s conta il numero di B_s totalmente ricostruiti. L'efficienza pura, ossia la frazione di eventi che superano la selezione di *trigger*, non considera quelli persi per l'incompleta ricostruzione dello stato finale. CDF, oltre a dei limiti in accettanza dei vari rivelatori di tracciatura, ha una soglia minima $p_t \approx 400 \text{ MeV}/c$. Al di sotto di essa le particelle spiralizzano all'interno del solenoide e la ricostruzione nella camera centrale diventa molto inefficiente.

In tabella 5.3, oltre all'efficienza ε (ε_Q per le due tracce di *trigger* di carica opposta), si riportano anche le efficienze, dette ε' e ε'' (e le corrispondenti ε'_Q e ε''_Q), quando si aggiunge la richiesta che tutte le particelle finali del decadimento del B_s abbiano $p_t \geq 400 \text{ MeV}/c$ e siano, rispettivamente, nella regione $|\eta| \leq 1$ e $|\eta| \leq 2$. Naturalmente questa ulteriore inefficienza sul segnale dovuta alla condizione di completa ricostruibilità potrebbe essere omessa a questo punto dello studio, pagandone comunque il prezzo al livello di analisi, quando una rilevante frazione degli eventi interessanti sarebbero scartati perché non tutte le tracce finali sono rientrate nel sistema di tracciatura.

Le due zone in $|\eta|$ sono distinte poiché nel Run-II la tracciatura sarà estesa all'intervallo $1 \leq |\eta| \leq 2$ (*offline*), ma con risoluzioni molto inferiori rispetto alla zona centrale, in particolare sulla misura dell'impulso trasverso (un ordine di grandezza minore), a causa del ridotto 'braccio di leva', la dimensione radiale, del sistema $SVXII + ISL$ limitato ai 28 cm dello strato più esterno di ISL .

Se anche solo una particella finale su quattro (o su sei) è nella zona $1 \leq |\eta| \leq 2$ (ma sempre con $p_t \geq 400 \text{ MeV}/c$), la risoluzione finale sulla misura dell'impulso P del B_s (e quindi sul suo $\beta\gamma$) è dominata da questa peggiore determinazione, come si vede dall'espressione dell'errore σ_P qui riportata:

$$P = \sqrt{\sum_i p_i^2 + \sum_{i,j \neq i} 2 p_i p_j \cos \Delta\varphi_{ij}} = \sqrt{\sum_{i,j} p_i p_j \cos \Delta\varphi_{ij}}$$

$$\sigma_P^2 = \sum_i \left[\frac{\partial P(p_i, \varphi_i)}{\partial p_i} \right]^2 \sigma_{p_i}^2 + \sum_i \left[\frac{\partial P(p_i, \varphi_i)}{\partial \varphi_i} \right]^2 \sigma_{\varphi_i}^2$$

$$\begin{cases} \frac{\partial P(p_i, \varphi_i)}{\partial p_i} = \frac{1}{P} \left(\sum_i p_i + \sum_{j \neq i} p_j \cos \Delta\varphi_{ij} \right) = \frac{1}{P} \sum_{i,j} p_j \cos \Delta\varphi_{ij} \\ \frac{\partial P(p_i, \varphi_i)}{\partial \varphi_i} = \frac{1}{P} \sum_{i,j} p_i p_j \sin \Delta\varphi_{ij} \end{cases}$$

Infatti i contributi legati alle derivate di $P(p_i, \varphi_i)$ saranno, in media, simili per ogni traccia i ed i fattori determinanti sono le singole risoluzioni $\sigma_{p_i}^2, \sigma_{\varphi_i}^2$.

Prima di scartare gli eventi con tracce finali nella regione $1 \leq |\eta| \leq 2$, si deve tenere conto che oltre agli *hit* rilasciati dalla particella nei due rivelatori al silicio, si potrebbero avere degli ulteriori punti se non altro su alcuni superstrati della COT , che migliorerebbero la stima dell'impulso e dell'angolo azimutale di queste tracce. Anche se queste tracce non possono essere utilizzate nel *trigger* (XFT non le ricostruirebbe anche se avessero $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$), però potrebbero essere 'abbastanza buone' per completare la ricostruzione di un B_s e quindi non possono essere eliminate a priori.

Facciamo alcune brevi notazioni sui risultati della tabella 5.3:

1. la perdita di efficienza $\varepsilon_Q - \varepsilon$ quando si richiede anche la carica opposta è al massimo del 25 %, minore del 33 % trovato per gli eventi di fondo, quasi identica al variare della soglia in $p_t \geq 1.5 \rightarrow 2.0 \text{ GeV}/c$ e per tutti i canali, tranne il primo $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \rightarrow (\Phi \pi^-) \pi^+$ per il quale è quasi sempre circa solo 8 %. Questo sembra indicare che la richiesta di un acoppia di particelle di carica diversa sia un buon criterio per migliorare il rapporto S/N ed allo stesso tempo per abbassare la frequenza di *trigger*.
2. si conferma la validità della scelta di un basso valore del taglio in impulso trasverso, visto che perfino nei casi migliori solo circa il 10 % degli eventi sopravvive già alla richiesta minima di due tracce centrali a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ ed il loro numero risulta dimezzato elevando la soglia a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$;
3. gli eventi con più tracce finali, come previsto, sono ancora più sensibili al valore del taglio in p_t . L'efficienza su questi canali cambia con la frazione media di impulso portato da ogni singola particella: infatti nel passare da 4 \rightarrow 6 tracce finali si ha una perdita dell'efficienza proprio di un fattore circa 1/3; stranamente invece l'aumento della soglia in $p_t = 1.5 \rightarrow 2.0 \text{ GeV}/c$ non taglia i modi in sei tracce finali più di quelli in quattro ($\Delta\varepsilon/\varepsilon \sim 55 - 60 \%$);
4. la diminuzione di efficienza dovuta alla richiesta di evento totalmente ricostruibile $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ ($\varepsilon_Q \rightarrow \varepsilon'_Q$) è maggiore di quella che si trova restringendola alla sola zona centrale $\varepsilon'' \rightarrow \varepsilon'$ ($\varepsilon''_Q \rightarrow \varepsilon'_Q$) ed inoltre la frazione di eventi persi, molto maggiore per quelli con sei tracce finali rispetto a quelli con quattro, è minore quanto più la soglia in p_t è alta.

La spiegazione di quest'ultima caratteristica è che più è alto il taglio in p_t tanto più si selezionano i mesoni energetici, prodotti però meno frequentemente. Il loro *boost* assicura che l'apertura del cono in $\eta - \varphi$ che contiene le tracce finali sia relativamente 'piccolo' (senza considerare l'effetto delle particelle intermedie che decadono). Se già due tracce finali (di selezione) sono di elevato impulso e sono vincolate ad essere centrali, abbastanza raramente una o più delle altre uscono dalla regione $|\eta| \leq 1$. Questo vincolo si rafforza tanto più quanto più sono elevati i valori di taglio in p_t . Nel caso di un decadimento a più tracce finali, richiedendone solo due su sei non è escluso che almeno una delle altre sfugga alle condizioni di ricostruzione, se non altro con maggior frequenza di quando se hanno solo quattro nello stato finale.

5.3 La selezione sull'impulso per tre tracce.

Visto che pur imponendo una soglia in $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ su due tracce centrali di carica opposta il *rate* di primo livello rimane troppo elevato, si può indurre il taglio in p_t e/o analizzare la distribuzione nell'angolo azimutale φ delle tracce emesse nel decadimento del B_s . Prima di studiare la selezione in $\Delta\varphi$, va considerato che i tagli possono essere imposti anche su più tracce e quindi, visto che nei canali scelti se ne presentano almeno quattro, vincolarne tre o addirittura quattro.

Run-Ia					Run-Ib			
$p_t (\text{GeV}/c)$	$\varepsilon(\%)$	$\sigma_T(\mu b)$	$\varepsilon_Q(\%)$	$\sigma_T(\mu b)$	$\varepsilon(\%)$	$\sigma_T(\mu b)$	$\varepsilon_Q(\%)$	$\sigma_T(\mu b)$
1.5, 1.5, 1.5	3.27	1275	2.80	1090	6.51	1819	5.62	1569
1.5, 1.5, 2.0	2.78	1082	2.39	933	5.54	1547	4.82	1347
1.5, 2.0, 2.0	1.67	650	1.48	576	3.40	949	3.04	850
2.0, 2.0, 2.0	0.67	260	0.56	219	1.49	415	1.27	356

Tabella 5.4: *Selezione su tre tracce di minimum bias.*

Il confronto fra queste efficienze e le precedenti con due sole particelle (tab. 5.1 a pag.100) mostra che richiedere due tracce ad almeno $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ ($\varepsilon = 2.42_{Ia} \%$, $4.56_{Ib} \%$) è più vincolante di domandarne tre a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ ($\varepsilon = 3.27_{Ia} \%$, $6.51_{Ib} \%$) anche quando una ha $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ ($\varepsilon = 2.78_{Ia} \%$, $5.54_{Ib} \%$), sebbene la somma ‘scalare’ in impulso trasverso di queste ultime due selezioni sia maggiore.

Considerando anche la richiesta di due particelle di carica opposta, si scopre che nella selezione su due sole tracce con $p_t = 2.0 \text{ GeV}/c$ ($\varepsilon = 1.52_{Ia} \%$, $2.95_{Ib} \%$, tab. 5.2 a pag. 100) l'efficienza non è alterata quasi per nulla dalla presenza di un'ulteriore traccia a p_t ‘minimo’ ($\varepsilon = 1.48_{Ia} \%$, $3.04_{Ib} \%$). Questo comportamento, a prima vista inatteso, deriva dalla composizione stessa del fondo che presenta sempre più tracce al diminuire dell'impulso, per cui ciò che limita il *minimum bias* più che il numero di particelle su cui si taglia è il valore del p_t di soglia.

Solo richiedendo tre tracce con $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ si hanno (sempre senza considerare senza il taglio in $\Delta\varphi$) delle sezioni d'urto di *trigger* compatibili con il limite massimo fissato. Nel caso in cui la luminosità salga sino al massimo di $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, è già al di fuori della banda passante di primo livello.

L'efficienza sul segnale cala molto rispetto alla corrispondente per due particelle (tab. 5.3 a pag. 101), ma questa riduzione è sempre meno importante quanto più gli eventi sono vincolati da una più alta soglia in p_t , dalla presenza di una coppia di tracce di carica opposta e dalla richiesta di completa ricostruibilità ($p_t^i \geq 400 \text{ MeV}/c$ e $|\eta^i| \leq 1$ oppure $|\eta^i| \leq 2$).

Infatti il solo taglio in $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ porta al massimo fattore di depressione (~ 5 , visto che $\varepsilon_{2 \times 1.5} = 12.7 \% \rightarrow \varepsilon_{3 \times 1.5} = 2.43 \%$ per $B_s^0 \rightarrow K^{*0} K^- \pi^+$), mentre il minimo si ha per gli eventi centrali totalmente ricostruibili con le tracce di *trigger* a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ e carica opposta (fattore ~ 1.5 per $B_s^0 \rightarrow K^{*0} K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, dato che $\varepsilon'_{Q \ 2 \times 2.0} = 0.67 \% \rightarrow \varepsilon'_{Q \ 3 \times 2.0} = 0.43 \%$).

Canale	$p_t \text{ (GeV}/c)$	$\varepsilon \text{ (%)}$	$\varepsilon' \text{ (%)}$	$\varepsilon'' \text{ (%)}$	$\varepsilon_Q \text{ (%)}$	$\varepsilon'_Q \text{ (%)}$	$\varepsilon''_Q \text{ (%)}$
$\Phi \ 2 \ \pi$	1.5, 1.5, 1.5	3.14	1.99	2.60	3.14	1.99	2.60
	1.5, 1.5, 2.0	2.95	1.89	2.47	2.95	1.89	2.47
	1.5, 2.0, 2.0	2.30	1.53	1.96	2.30	1.53	1.96
	2.0, 2.0, 2.0	1.29	0.91	1.12	1.29	0.91	1.12
$K^{*0} \ K \ \pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.43	1.60	1.96	2.43	1.60	1.96
	1.5, 1.5, 2.0	2.31	1.53	1.88	2.31	1.53	1.88
	1.5, 2.0, 2.0	1.87	1.28	1.55	1.87	1.28	1.55
	2.0, 2.0, 2.0	0.98	0.73	0.84	0.98	0.73	0.84
$\Phi \ 4 \ \pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.83	0.96	1.47	2.77	0.94	1.44
	1.5, 1.5, 2.0	2.69	0.93	1.41	2.63	0.91	1.39
	1.5, 2.0, 2.0	2.10	0.79	1.17	2.07	0.78	1.15
	2.0, 2.0, 2.0	1.17	0.51	0.72	1.17	0.50	0.70
$K^{*0} \ K \ 3\pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.78	0.79	1.22	2.64	0.76	1.17
	1.5, 1.5, 2.0	2.66	0.77	1.18	2.53	0.75	1.14
	1.5, 2.0, 2.0	2.12	0.67	1.00	2.03	0.65	0.97
	2.0, 2.0, 2.0	1.16	0.45	0.63	1.13	0.43	0.60

Tabella 5.5: Selezione su tre tracce di segnale con e senza carica opposta. Si riporta l'efficienza sul segnale (ε), sul segnale ricostruibile in $|\eta| \leq 1$ (ε'), ed in $|\eta| \leq 2$ (ε'') senza e con carica opposta (indice Q).

Per il segnale, la richiesta di carica opposta (del tutto ininfluyente per i canali con quattro tracce finali) penalizza poco anche quelli con sei tracce finali, in cui solo due delle venti combinazioni di tre π^\pm , K^\pm sono di particelle dello stesso segno.

Il vincolo di completa ricostruibilità è meno penalizzante ora di quanto non fosse richiedendo due sole particelle di *trigger*: il ragionamento sulla relazione fra la ridotta apertura media in $\eta - \varphi$ del decadimento dei B piú energetici, il numero di tracce finali ed il valore di soglia in p_t fatto per un *trigger* a due tracce qui trova motivazioni ancora piú forti. Inoltre una parte del calo di efficienza è pagata già dalla semplice richiesta di tre tracce di selezione.

Utilizzando tre tracce si possono combinare i tagli in impulso trasverso ed in carica richiedendo che le due di impulso massimo o minimo oppure intermedio (massimo e minimo) fossero quelle di segno opposto. Le efficienze che si trovano sono tutte del 20–25 % inferiori rispetto a quella in cui non si fissavano le tracce (ε_Q), rientrando così nel *rate* massimo di livello di 50 kHz a $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Run-Ia

P_t	$\varepsilon_{Qmin} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$	$\varepsilon_{Qmed} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$	$\varepsilon_{Qmax} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$
1.5, 1.5, 1.5	2.17	845	2.30	895	2.20	933
1.5, 1.5, 2.0	1.88	731	1.96	765	1.91	742
1.5, 2.0, 2.0	1.21	470	1.24	484	1.06	413
2.0, 2.0, 2.0	0.42	162	0.44	172	0.43	168

Run-Ib

$P_t \text{ cut}$	$\varepsilon_{Qmin} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$	$\varepsilon_{Qmed} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$	$\varepsilon_{Qmax} (\%)$	$\sigma_T (\mu b)$
1.5, 1.5, 1.5	4.43	1726	4.71	1560	4.51	1755
1.5, 1.5, 2.0	3.86	1504	4.04	1574	3.92	1528
1.5, 2.0, 2.0	2.54	987	2.62	1022	2.23	868
2.0, 2.0, 2.0	0.97	379	1.04	403	1.00	390

Tabella 5.6: Selezione su tre tracce di fondo di cui due fissate di carica opposta. Le efficienze riportate sono relative alla richiesta in impulso riportata nella prima colonna quando la carica opposta è vincolata sulle due tracce di impulso massimo (ε_{Qmax}), minimo (ε_{Qmin}) o medio (ε_{Qmed}).

Queste stesse richieste, imposte sui campioni di segnale, danno delle efficienze, anche in questo caso, minori di un fattore dell'ordine del 20–30 % rispetto ai corrispondenti valori di ε_Q , sistematicamente maggiore ancora una volta per gli eventi con una soglia inferiore in p_t . Il fatto di tagliare allo stesso modo il segnale ed il fondo indica che questa richiesta non è adatta per migliorare il rapporto S/N .

Canale	p_t cut	$p_{t\min}$			$p_{t\text{med}}$			$p_{t\max}$		
		ε_Q	ε'_Q	ε''_Q	ε_Q	ε'_Q	ε''_Q	ε_Q	ε'_Q	ε''_Q
$\Phi \ 2 \ \pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.48	2.07	1.60	2.15	1.83	1.52	2.33	1.99	1.60
	1.5, 1.5, 2.0	2.35	1.99	1.54	2.02	1.74	1.40	2.20	1.90	1.53
	1.5, 2.0, 2.0	1.86	1.60	1.27	1.60	1.40	1.15	1.74	1.52	1.24
	2.0, 2.0, 2.0	1.02	0.89	0.73	0.89	0.79	0.66	0.95	0.84	0.71
$K^{*0} \ K\pi$	1.5, 1.5, 1.5	1.77	1.47	1.22	1.70	1.40	1.17	1.79	1.47	1.22
	1.5, 1.5, 2.0	1.70	1.47	1.18	1.62	1.34	1.12	1.71	1.41	1.17
	1.5, 2.0, 2.0	1.40	1.19	1.00	1.32	1.12	0.95	1.38	1.16	0.97
	2.0, 2.0, 2.0	0.73	0.64	0.56	0.68	0.59	0.52	0.72	0.63	0.55
$\Phi \ 4 \ \pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.19	1.17	0.79	2.15	1.17	0.79	2.15	1.16	0.78
	1.5, 1.5, 2.0	2.10	1.14	0.77	2.05	1.13	0.77	2.06	1.13	0.76
	1.5, 2.0, 2.0	1.69	0.96	0.67	1.64	0.95	0.67	1.60	0.92	0.63
	2.0, 2.0, 2.0	0.91	0.56	0.41	0.88	0.55	0.41	0.89	0.56	0.41
$K^{*0} \ K3\pi$	1.5, 1.5, 1.5	2.00	0.94	0.63	2.04	0.95	0.65	2.02	0.94	0.64
	1.5, 1.5, 2.0	1.93	0.92	0.62	1.97	0.93	0.64	1.95	0.92	0.62
	1.5, 2.0, 2.0	1.58	0.79	0.55	1.61	0.81	0.56	1.53	0.76	0.47
	2.0, 2.0, 2.0	0.83	0.47	0.35	0.85	0.48	0.35	0.84	0.47	0.35

Tabella 5.7: Efficienza di selezione su tre tracce del B_s sul segnale (ε), sul segnale ricostruibile in $|\eta| \leq 1$ (ε'), ed in $|\eta| \leq 2$ (ε'') con carica opposta per le due tracce di impulso massimo ($\varepsilon_{Q\max}$), minimo ($\varepsilon_{Q\min}$) o medio ($\varepsilon_{Q\text{med}}$).

Si potrebbe considerare una logica che faccia richieste su quattro particelle (per altro poco efficiente sul segnale), ma si deve scartare una selezione con un numero di tracce superiore a tre a causa di un limite dell'attuale progetto del *trigger*. Infatti *XFT* fornisce una traccia (quella di massimo p_t) ogni $\Delta\varphi = 1.25^\circ$ e quindi, in linea di principio, si hanno 288 tracce per evento, con un numero di combinazioni fra di esse ingestibile nei tempi del primo livello (oltre 40'000 per una selezione su due tracce e già quasi 4 milioni per una su tre). Al fine di ridurre il fattore combinatorio, saranno selezionate soltanto le 48 tracce maggiormente separate in angolo azimutale, scelte a due a due in ogni intervallo $\Delta\varphi = 15^\circ$. Inoltre gli eventi che hanno sette o più tracce *XFT* sono automaticamente accettati al secondo livello.

Fissata la soglia di *trigger* in p_t sulle tracce ricostruite da *XFT*, basta che il loro numero sia abbastanza elevato ($N_{XFT} \geq 7$) perché l'evento superi il primo livello, e quindi la frequenza di *trigger* risulterà aumentata proprio della frazione di eventi automaticamente accettati con questo solo criterio di selezione.

È facile prevedere che l'effetto sarà tanto più grave quanto più bassa è la soglia in p_t e quanto maggiore è il numero medio $N_{p\bar{p}}$ di interazioni multiple per *bunch crossing*, visto che entrambi i fattori aumentano il numero di tracce di *trigger* di un evento. Infatti ogni singola interazione può superare le richieste di selezione, ed inoltre due (o più) che da sole non sarebbero acquisite possono diventare 'buone' per l'accidentale combinazione di tracce di *trigger* provenienti appunto da vertici primari differenti. Inoltre la presenza di più interazioni induce un maggior numero di *hit* nel sistema di tracciatura che quindi sarà più soggetto a ricostruire tracce inesistenti, che a loro volta possono essere tracce di *trigger* e quindi incrementare ulteriormente la frequenza di acquisizione.

Per quanto riguarda quest'ultimo problema già si è notato che *XFT* risponde molto bene anche ad elevati valori di luminosità per pacchetto con una frazione di *fake* che rimane sempre al di sotto del 5 %. L'effetto invece della 'saturazione' è riportato nella tabella 5.8, che mostra i contributi [84] al *rate* di livello 1 degli eventi direttamente accettati al variare dei due parametri indicati:

Soglia (GeV/c)	$N_{p\bar{p}} = 2$	$N_{p\bar{p}} = 5$
$p_t = 1.5$	30 %	60 %
$p_t = 2.0$	5 %	15 %

Tabella 5.8: *Aumento del rate di trigger per eventi con $N_{XFT} \geq 7$.*

Il *rate* di una selezione cinematica basata su più tracce con una soglia in impulso bassa è quindi dominato dal numero di eventi direttamente accettati, ma i valori della tabella 5.8 mostrano che alzando anche di poco il valore di taglio questo contributo cala subito notevolmente. D'altra parte le richieste minime individuate per restare entro i limiti del primo livello sono, per ora, di almeno tre tracce (di cui due di carica opposta) con $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$, e tale valore della soglia in p_t assicura che l'effetto degli eventi automaticamente accettati sia molto ragionevole, in particolar modo nella configurazione iniziale e finale prevista per il Run-II in cui il numero medio di interazioni per collisione sarà dell'ordine di due.

5.4 La selezione sull'angolo azimutale.

La richiesta di tre tracce centrali a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ con una coppia fissata di carica opposta fa sí di rientrare nel *rate* massimo del primo livello, ma occupa l'intera banda passante e per quanto le richieste siano piuttosto generali, sono diverse, ad es., da quelle proposte per studiare il decadimento $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [77], [80]. Inoltre penalizza duramente il segnale: meno di un evento su cento sopravvive ai tagli e questa frazione si riduce ancora per decadimenti completamente ricostruibili.

Per stabilire se sia piú efficace elevare la soglia in p_t su due tracce o mantenerla piú bassa su tre si deve, a questo punto, sfruttare l'informazione *XFT* sull'angolo azimutale φ delle particelle. L'invarianza sotto una qualsiasi rotazione lungo l'asse del fascio sia del rivelatore che degli eventi rende inutile considerare direttamente φ , ma si può sperare di separare segnale e fondo facendo leva sulle diverse distribuzioni in $\Delta\varphi$, l'angolo fra due tracce di *trigger*.

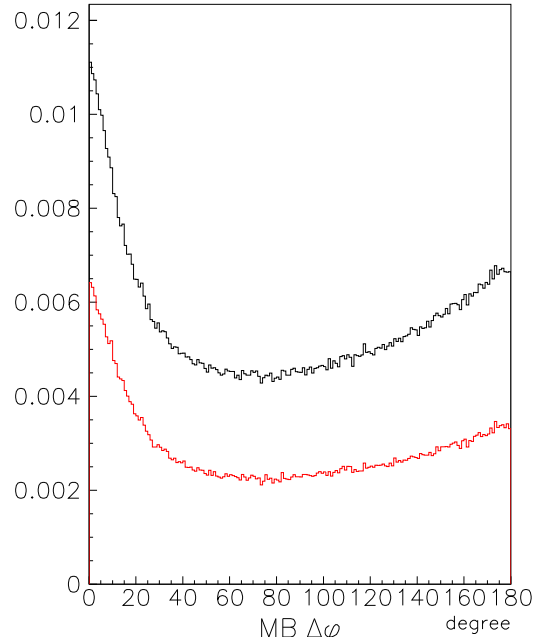


Figura 5.3: Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in $\Delta\varphi$ per due particelle centrali del campione di *minimum bias* analizzato senza (a sinistra) e con il vincolo $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ (a destra). Le due curve sono relative alla richiesta di carica opposta presente (curva in basso) o assente (curva in alto).

L'andamento di $\Delta\varphi$ per il fondo presenta un picco a piccoli angoli ed una risalita anche a grandi valori di $\Delta\varphi$, dovuti a tracce provenienti, principalmente, da uno stesso *jet* e da 2 *jet back-to-back*.

Per tagliare una buona frazione di fondo si dovrebbe quindi richiedere un angolo minimo fra le due particelle di *trigger* maggiore di $\Delta\varphi \sim 10^\circ - 20^\circ$, proprio dove si accumula gran parte del segnale (fig. 5.4).

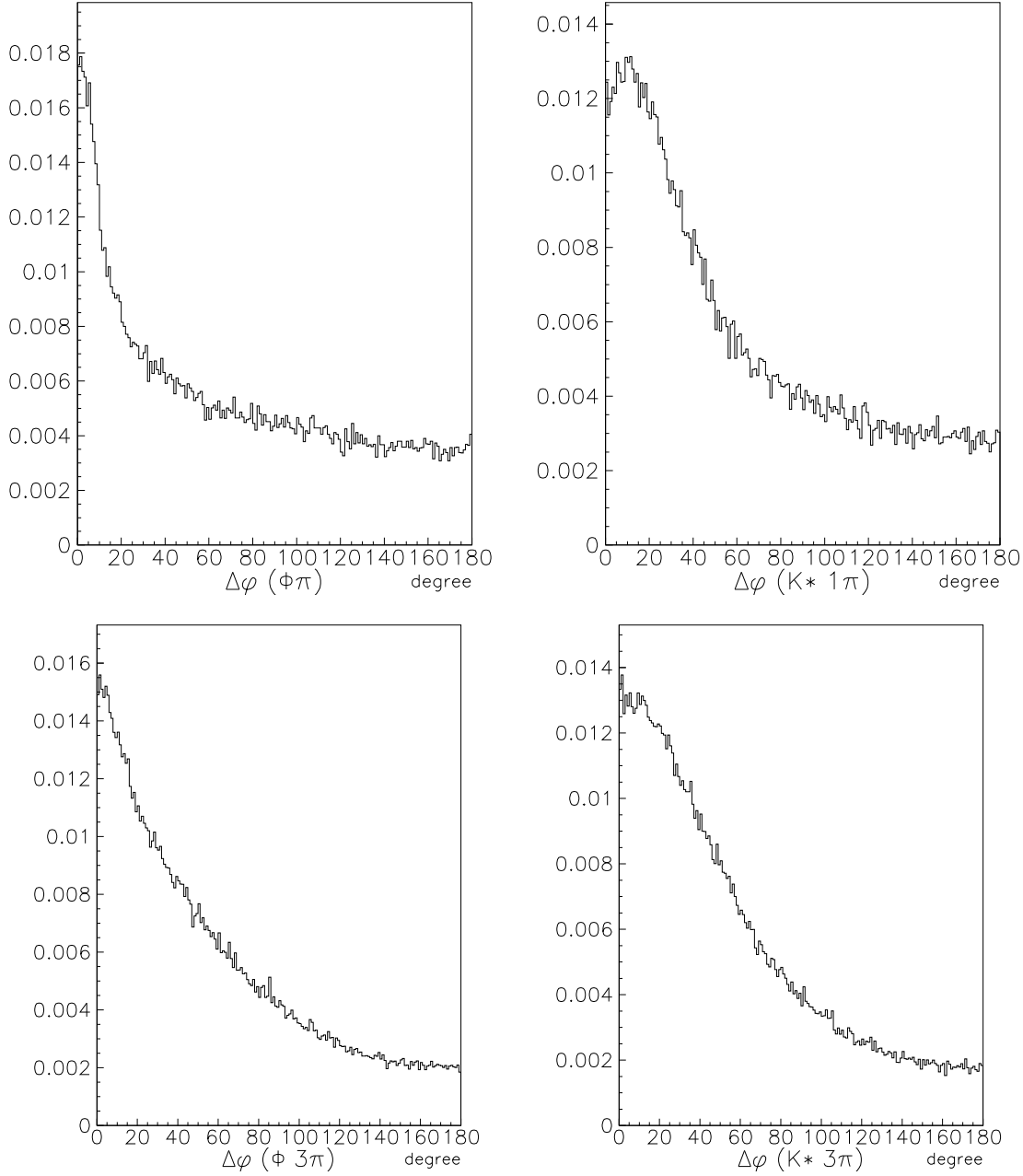


Figura 5.4: Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in $\Delta\varphi$ fra due particelle provenienti dal decadimento di un B_s separatamente per ognuno dei quattro canali studiati, in eventi con almeno due tracce centrali con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$.

Ad es. i kaoni di $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ sono la coppia di tracce di *trigger* separate dall'angolo $\Delta\varphi$ minimo nel $\sim 37\%$ dei casi per $B_s^0 \rightarrow \Phi 2\pi$ e nel $\sim 22\%$ per $B_s^0 \rightarrow \Phi 4\pi$. Nel decadimento si ha un differenza in massa³ $\Delta m \simeq 32 \text{ MeV}/c^2$, tanto piccola da assicurare che i due K^\pm sono quasi fermi nel sistema della ‘madre’ e quasi tutto il loro *boost* deriva da quello della Φ stessa. Affinchè i K^\pm siano tracce di *trigger*, dovranno avere $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ (soglia minima di *XFT*) ed in queste condizioni la Φ è tanto energetica ($\gamma_\Phi \geq 3$) da trascinare in avanti entrambi i K^\pm con un angolo α di apertura fra di essi molto piccolo ($\alpha \propto 1/\gamma$) che può essere calcolato esattamente partendo dalla formula di cambiamento di direzione per trasformazione del sistema di riferimento (aberrazione relativistica) applicata ad entrambi i K^\pm . Indicando senza (con) un asterisco le variabili misurate nel laboratorio (nel centro di massa, che si sposta con velocità β nel laboratorio), di due particelle di decadimento di uguale massa che viaggiano con velocità $\beta_1^* = \beta_2^*$ ad angoli $\delta_1^* = \delta^*$ ad angoli $\delta_2^* = \pi - \delta^*$ rispetto alla direzione di moto del loro centro di massa (emissione *back-to-back*), l'angolo $\alpha = \delta_1 + \delta_2$ fra di esse è:

$$\tan \alpha = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{2 \beta \beta^* \sin \delta^*}{\beta^2 - \beta^{*2} + \beta^2 \beta^{*2} \sin^2 \delta^*}$$

L'angolo α è massimo quando i due ‘figli’ della Φ sono emessi a $\theta^* = \pi/2$, ossia ortogonalmente (nel centro di massa) alla direzione di moto della “madre”:

$$\tan \alpha_{max} |_{\theta^* = \pi/2} = \frac{2 \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \sqrt{1 - 4m^2/M^2}}{\gamma [1 - 2/\gamma^2 (1 - 2m^2/M^2)]} \sim \frac{1}{2\gamma} + O(\gamma^{-2})$$

Al primo livello di *trigger* non si dispone dell'angolo α completo, ma soltanto della sua proiezione $\alpha_T = \Delta\varphi$ nel piano ortogonale al fascio: queste due quantità, però, sono molto simili (fig. 5.5), visto che l'impulso di una traccia centrale è in larga parte trasverso ($p_z = p_t \sinh \eta \ll p_t$ visto che $|\eta| \leq 1$).

La soglia su α_T sarà vicina all'angolo di apertura massima: $\alpha_{max} \sim 9.7^\circ \rightarrow 7.3^\circ$ per $p(K^\pm) \geq 1.5 \rightarrow 2.0 \text{ GeV}/c$ ed imponendo questa doppia richiesta su $\Delta\varphi$ e p_t si ha ancora un'efficienza prossima al 100 %, come si vede dalla distribuzione in fig. 5.5. Nel caso del decadimento $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ la differenza in massa $\Delta m \simeq 263 \text{ MeV}/c^2$ è molto maggiore rispetto a $\Delta m(\Phi)$ e la separazione angolare più grande: infatti, come si vede in fig. 5.5, oltre il 95 % dei decadimenti rientra in un angolo $\Delta\varphi \leq 20^\circ$.

³ $M_\Phi = 1019.413 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$ $m_{K^\pm} = 493.677 \pm 0.016 \text{ MeV}/c^2$
 $M_{K^{*0}} = 896.10 \pm 0.28 \text{ MeV}/c^2$ $m_{\pi^\pm} = 139.56995 \pm 0.00035 \text{ MeV}/c^2$ [5]

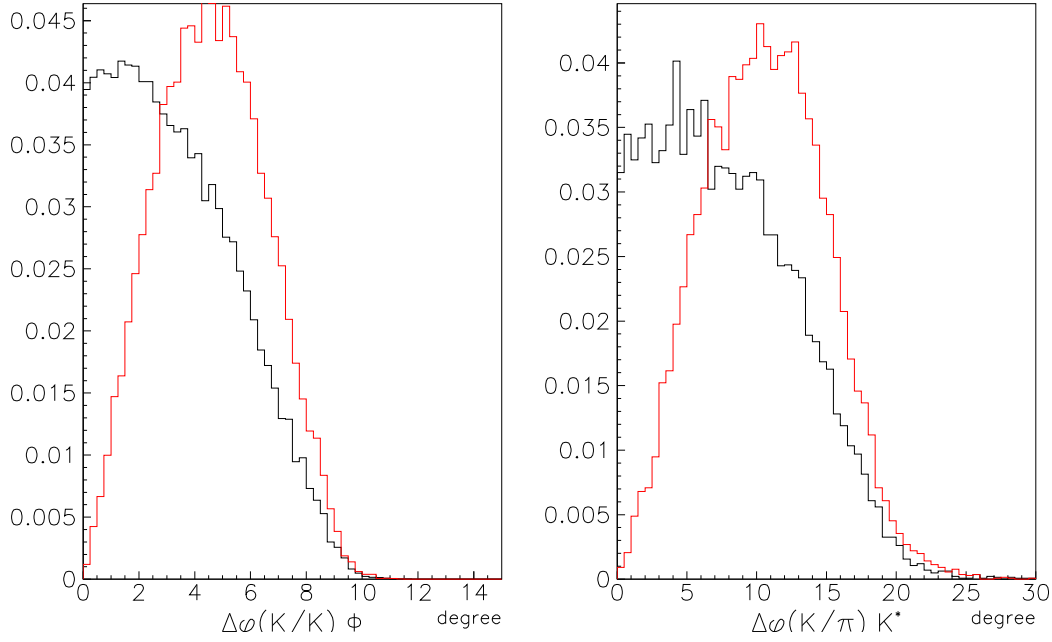


Figura 5.5: Differenza fra angolo trasverso (linea piú intensa) e completo per due mesoni leggeri π^\pm/K^\pm con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ provenienti dal decadimento di una risonanza Φ (a sinistra) o di un K^{*0} (\bar{K}^{*0}) (a destra).

La richiesta che entrambe le tracce di *trigger* derivino dalla sola risonanza farebbe perdere molta efficienza: molto piú spesso la loro provenienza è ‘mista’, cioè anche dal B_s stesso o dal D_s^\pm . Ad esempio dall’istogramma mostrato in fig. 5.2 si nota come il pione prodotto dal decadimento del B_s abbia uno spettro sostanzialmente piú energetico rispetto alle particelle di decadimento del D_s^\pm che hanno distribuzioni simili piccate a bassi valori di p_t .

Per avere la massima efficienza sul segnale si deve quindi massimizzare il numero di eventi dei campioni selezionati con taglio su due o su tre tracce di *trigger* al variare della soglia in $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$, dell’angolo di apertura $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$ e della somma Q delle loro cariche elettriche, sempre mantenendo il *rate* del primo livello ben entro il limite massimo di 50 KHz .

5.5 La selezione completa di primo livello.

Il fine della selezione che si sta delineando è di raccogliere il massimo numero possibile di eventi per la misura di x_s . L'ottimizzazione dei tagli⁴ è stata quindi realizzata sui B_s completamente ricostruibili nella zona centrale $|\eta| \leq 1$ (secondo la definizione data a pag. 102). Questi B_s costituiscono la frazione ε' del 'segnale', ma nelle tabelle viene riportata ε , l'efficienza di selezione sui B_s con quello stesso *set* di richieste. La 'completa ricostruibilità' del decadimento dipende dalle richieste *offline* per la ricostruzione del mesone (tagli in accettanza sui rivelatori di *tracking*, di qualità sulle tracce, ...) e quindi possono variare da analisi ad analisi. Senza questi parametri ε' perde di significato, mentre l'efficienza ε di *trigger* è ben definita.

Per ogni coppia di tracce si varia il taglio in $p_t \in [1.5, 4.0] \text{ GeV}/c$ ogni $100 \text{ MeV}/c$, quello in $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$ con un passo di 1.25° , con la possibilità di avere oppure no carica elettrica opposta. Se la combinazione di richieste fornisce, sul fondo, una frequenza f_T di *trigger* compatibile con l'uscita del primo livello e l'efficienza sul segnale risulta maggiore di quella trovata con altri criteri a parità di *rate*, allora si preferisce il nuovo *set* di tagli. Il confronto è ripetuto per le oltre $7 \cdot 10^6$ combinazioni e per ognuno dei valori interi dell'intervallo $1\text{--}50 \text{ KHz}$ ammessi al primo livello.

Nell'analoga operazione per una selezione basata su tre tracce, $\Delta\varphi$ è l'angolo che contiene tutte e tre le particelle e le uniche diversità sono nell'intervallo in $p_t \in [1.5, 3.75] \text{ GeV}/c$ con uno *step* di $250 \text{ MeV}/c$ in modo da limitare a 219 le combinazioni di tagli in p_t (315 per due tracce) e nell'ulteriore possibilità di fissare la carica opposta per ognuna delle coppie d'impulso massimo o minimo o intermedio: in questo caso il numero totale di configurazioni sale a quasi $23 \cdot 10^6$.

L'operazione di fissare la carica opposta per una specifica coppia di particelle porta, come notato già a commento dei semplici tagli in p_t (in tab.5.3 a pag. 101), solo ad una perdita di efficienza, più o meno grande secondo il canale analizzato, rispetto al relativo valore ε_Q con la semplice richiesta di carica opposta. Questo è il motivo per il quale questo criterio non sarà riportato nelle tabelle riassuntive.

In tab. 5.9 a pag. 114 viene mostrato un esempio di questo confronto per le tracce di decadimento del $B_s \rightarrow D_s \pi$ in cui $D_s \rightarrow \Phi \pi$ e $\Phi \rightarrow K^+ K^-$. Nel calcolo dei vari *set* di tagli ($p_t, Q, \Delta\varphi$), ci si è mantenuti sempre al di sotto del *rate* massimo di 50 kHz (sempre calcolato per $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

⁴Una dettagliata descrizione del metodo utilizzato per determinare i migliori tagli del primo livello di *trigger* è riportata in appendice A.

f_T	p_t (GeV/c)	$\Delta\varphi$ (gradi)	ε' %	p_{tQ} (GeV/c)	$\Delta\varphi_Q$ (gradi)	ε'_Q %
1	4.0 , 4.0	31.25-45.00	0.063	4.0 , 4.0	27.5-47.50	0.071
5	3.2 , 4.0	8.75-57.50	0.389	2.9 , 4.0	10.0-63.75	0.422
10	3.0 , 4.0	0.00-58.75	0.626	2.8 , 3.8	0.00-58.75	0.648
1	3.75,3.75,3.75	6.25-40.00	0.091	3.75,3.75,3.75	5.00-40.00	0.095
5	2.5, 2.5, 3.5	0.00-61.25	0.397	2.5,2.5,3.25	10.0-63.75	0.411
10	2.25,2.25,2.75	0.00-70.00	0.566	2.25,2.25,2.5	0.00-76.25	0.581

Tabella 5.9: Confronto fra le selezioni di primo livello su 2 e 3 tracce per il canale $B_s \rightarrow D_s \pi$ in cui $D_s \rightarrow \Phi \pi$. La frequenza f_T di trigger è calcolata sul fondo del Run-Ib, assumendo una luminosità istantanea per il Run-II di $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Solo nel primo caso $f_T = 1 \text{ kHz}$ il taglio su tre tracce è più efficiente.

Nelle successive tabelle 5.10,5.11,5.12 e 5.13 sono riportati i vari set di tagli sulle variabili disponibili al primo livello di trigger, separatamente per ognuno dei quattro canali presi in considerazione. Nelle conclusioni, poi, sarà mostrata la tabella dei criteri di selezione ottimizzati per la somma dei quattro canali scelti.

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$						
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.309	4.4 ± 1.7	0.036	10.0 ± 0.5	3.9, 4.0	8.75 - 57.50
2	0.871	12.3 ± 4.6	0.071	20.0 ± 0.9	3.3, 3.8	8.75 - 63.75
5	1.693	23.9 ± 8.8	0.178	49.9 ± 1.9	2.9, 3.8	0 - 60.00
8	3.319	47 ± 17	0.286	79.9 ± 2.8	2.5, 3.7	0 - 67.50
10	4.322	61\pm22	0.357	99.9\pm 3.4	2.4,3.5	0-67.50
15	7.222	102 ± 37	0.534	149.4 ± 5.0	2.2, 3.3	0 - 76.25
20	10.16	144\pm52	0.712	199.2\pm 6.6	2.1,3.1	0-81.25
25	12.74	180 ± 66	0.892	249.6 ± 8.2	2.0, 3.0	0 - 83.75
50	23.81	337 ± 123	1.787	$499.9 \pm 16.$	1.7, 2.8	0 - 101.25

Tabella 5.10: Tagli di primo livello ottimizzati per il canale indicato. Il fondo è il minimum bias del Run-Ib e la frequenza di trigger è calcolata per una luminosità $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per tutti i set la richiesta di carica opposta è più efficiente.

Nelle tabelle sono evidenziati i valori relativi a 10 e 20 kHz come esempi di valori di banda passante di primo livello che un *trigger* ottimizzato per la raccolta di B_s completamente ricostruibili (ma facendo richieste solo sulle tracce si adatta a molti altri processi) può ottenere dalla collaborazione. Inoltre questi stessi valori saranno utilizzati per ‘fissare’ alcune condizioni nelle selezioni di secondo livello.

L’errore presentato in tutte le tabelle, sia per il segnale che per il fondo, tiene conto di tutte le incertezze quantificate (non quella sull’extrapolazione della sezione d’urto di produzione dei B): l’iniziale errore sulla sezione d’urto di produzione/interazione, l’incertezza statistica nella stima dell’efficienza e quella (per il segnale) dovuta agli errori sulle frazioni di adronizzazione e di decadimento.

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ $D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-$ $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$						
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.393	6.9 ± 2.8	0.036	10.0 ± 0.5	4.0, 4.0	10 - 45.00
2	0.880	15.5 ± 6.0	0.071	20.0 ± 0.9	3.7, 4.0	5 - 56.25
5	2.456	43 ± 17	0.179	50.0 ± 1.9	2.9, 4.0	3.75 - 61.25
8	4.195	74 ± 28	0.284	79.5 ± 2.8	2.5, 4.0	3.75 - 67.50
10	4.986	88 ± 33	0.356	99.5 ± 3.4	2.5, 3.8	1.25 - 68.75
15	7.756	137 ± 52	0.534	149.5 ± 5.0	2.3, 3.6	0 - 72.50
20	10.72	189 ± 72	0.715	199.8 ± 6.6	2.2, 3.4	0 - 81.25
25	13.64	240 ± 92	0.891	249.1 ± 8.2	2.0, 3.4	0 - 77.50
50	24.22	426 ± 162	1.785	499 ± 16	1.8, 3.0	0 - 95.00

Tabella 5.11: Tagli di livello 1 ottimizzati per il canale indicato contro il fondo di *minimum bias* del Run-Ib. La frequenza di trigger f_T è calcolata con una luminosità $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per tutti i set la richiesta di carica opposta è penalizzante.

Il B_s decade in uno stesso numero di particelle di carica elettrica positive e negative, e quindi la richiesta di carica opposta sembrava scontata, mentre dai risultati (tab 5.11 e seguenti) si dimostra che non è sempre così. Appare comunque singolare che per due canali così simili come $B_s \rightarrow \Phi \pi^+ \pi^-$ e $B_s \rightarrow K^{*0} \pi^+ K^-$ (stesso numero e tipo di particelle finali $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, ...) nel primo si trae vantaggio dalla richiesta di carica opposta (tutti i set indicati in tab. 5.10 la prevedono), mentre in quello con il K^{*0} no (vedi tab. 5.11).

Confrontando anche le tabelle 5.12, 5.13 si nota che è $B_s \rightarrow \Phi \pi^+ \pi^-$ ad essere particolare: anche in quelli a sei tracce finali, tutte le selezioni sono più efficienti senza la condizione di carica opposta.

$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$						
$f_T (kHz)$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T \%$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$
1	0.119	4.5 ± 2.3	0.036	10.0 ± 0.54	4.0, 4.0	8.75 - 31.25
2	0.367	13.8 ± 6.6	0.071	20.0 ± 0.89	3.6, 4.0	5 - 32.50
5	1.152	43 ± 20	0.177	49.6 ± 1.85	3.2, 3.6	0 - 41.25
8	2.335	88 ± 41	0.286	79.9 ± 2.82	2.8, 3.5	0 - 43.75
10	3.146	119±55	0.356	99.6± 3.4	2.6,3.5	0-43.75
15	5.212	197 ± 91	0.534	149.2 ± 5.0	2.4, 3.2	0 - 43.75
20	7.320	276±127	0.712	199.3± 6.6	2.3,2.9	0-40.00
25	9.841	371 ± 171	0.889	248.7 ± 8.1	2.1, 3.0	0 - 43.75
50	18.51	698 ± 322	1.770	$495.1 \pm 16.$	2.0, 2.4	0 - 51.25

Tabella 5.12: Selezione L1 per il decadimento indicato contro il minimum bias del Run-Ib a $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In tutti i set la carica opposta è penalizzante.

$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$						
$f_T (kHz)$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T \%$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$
1	0.181	8.5 ± 4.3	0.036	10.0 ± 0.54	4.0, 4.0	8.75 - 31.25
2	0.393	18.5 ± 9.0	0.071	20.0 ± 0.89	3.6, 4.0	5 - 32.50
5	1.589	75 ± 36	0.178	49.6 ± 1.86	3.0, 3.5	3.75 - 38.75
8	2.423	114 ± 54	0.286	79.9 ± 2.82	2.8, 3.5	0 - 43.75
10	3.236	152±72	0.356	99.6± 3.4	2.6,3.5	0-43.75
15	5.441	256 ± 121	0.533	149.1 ± 5.0	2.3, 3.3	0 - 37.50
20	7.750	364±173	0.714	199.6± 6.6	2.2,3.1	0-41.25
25	10.033	471 ± 224	0.889	248.7 ± 8.1	2.1, 3.0	0 - 43.75
50	19.486	915 ± 434	1.774	496.0 ± 16	1.9, 2.6	0 - 52.50

Tabella 5.13: Selezione L1 per il decadimento indicato contro il minimum bias del Run-Ib a $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In tutti i set la carica opposta è penalizzante.

5.6 Un nuovo campione di dati.

Nel realizzare lo studio della selezione del primo livello ci si è resi conto di tre problemi di natura diversa, ma che avevano lo stesso effetto, ossia far aumentare il fondo rispetto al segnale.

In primo luogo si è notato che nel campione di fondo di *minimum bias* utilizzato si presentavano delle anomalie (come appare chiaramente dalla figura 5.6) non facilmente eliminabili.

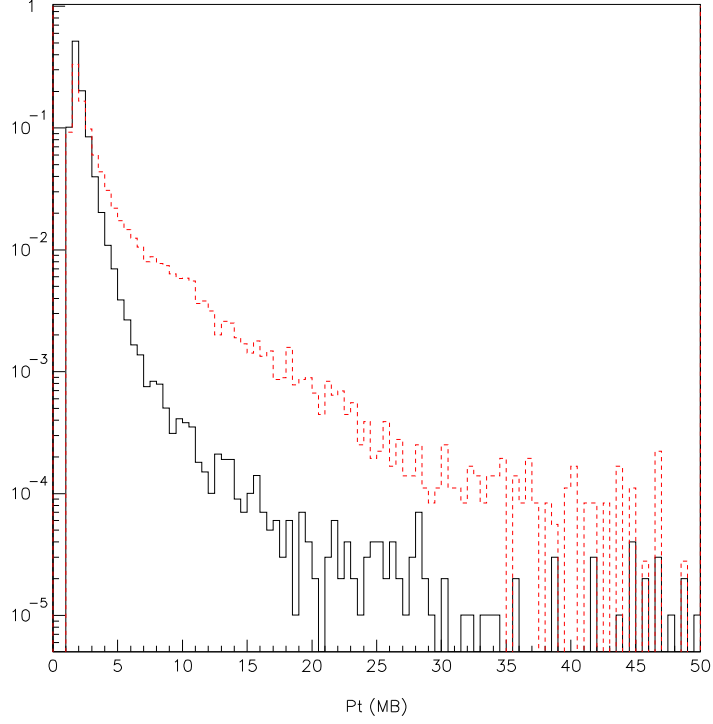


Figura 5.6: Confronto in *plot semi-logaritmico* fra le distribuzioni (normalizzate ad area iniziale) in impulso trasverso fra due cassette di dati del *minimum bias* del Run-Ib. I due andamenti sono chiaramente incompatibili.

Inoltre per molti *run* la posizione del fascio non era registrata nel *database* di CDF. Questa mancanza impedisce il riallineamento del *beam* con l'asse \hat{z} , fondamentale per SVT, e quindi l'uso del parametro d'impatto come variabile di *trigger*. Se al primo livello di selezione questa mancanza è tollerabile, al secondo è di importanza decisiva, volendo utilizzare il parametro d'impatto delle tracce come variabile per discriminare fra segnale e fondo. Una buona fetta del *minimum bias* è quindi inutilizzabile e visto che la maggior parte viene intrinsecamente tagliata dalle selezioni del *trigger*, ci si è trovati con un campione troppo ridotto per fare uno studio serio.

Inoltre, come terzo problema, ci si è accorti che nello studio del *trigger* di primo livello non tutti i vincoli del futuro apparato erano stati considerati. Erano state correttamente sopprese tutte le tracce all'interno di uno stesso settore angolare di 1.25 gradi salvando solo quella dotata di maggior impulso, e si era anche preso in considerazione il *rate* di eventi automaticamente accettati perché presentano sette o più tracce al di sopra della soglia di selezione. Si era invece trascurato l'effetto di *XTRP*, un elemento della complessa logica di *trigger* di CDF che sopprime tutte quelle all'interno di un settore di 15 gradi eccetto le due più separate in $\Delta\varphi$. Questo riduce sensibilmente il numero di eventi automaticamente accettati e, fatto ancora più importante, talvolta elimina anche tracce più energetiche a favore di alte più 'aperte', rendendo possibile che un evento non superi la selezione.

Per porre rimedio alle prime due difficoltà si è cercato fra i campioni di eventi del Run-I disponibili il più simili possibile al *minimum bias*, che rappresenta bene il fondo contro il quale deve lottare un *trigger*. Fra quelli presi in considerazione ne esiste uno, formato dai cosiddetti *run* speciali, che è stato raccolto proprio con l'obiettivo di condensare in pochi *run* una notevole statistica (tab. 5.6), visto che nel frattempo furono eliminati tutti gli altri *trigger* e si permise a questo di occupare l'intera banda passante. Gli eventi di questi *run* sono stati selezionati con l'unica condizione che esistessero due tracce al secondo livello di *trigger* ricostruite dal *CFT* (da questa caratteristica deriva l'altro nome usato per designarli, ossia come *two tracks run*) regolato con la soglia più bassa possibile in impulso.

Run #	$\mathcal{L} (cm^{-2}s^{-1})$	$\overline{N}_{p\bar{p}}$	$\int \mathcal{L} dt (nb^{-1})$	# MBS equivalente
67900	$5.72 \cdot 10^{30}$	1.02	0.0377	1'926'470
67901	$5.32 \cdot 10^{30}$	0.95	0.0251	1'282'610
67902	$4.93 \cdot 10^{30}$	0.88	0.0037	189'070
70984	$10. \cdot 10^{30}$	1.79	0.0110	562'210
70985	$10. \cdot 10^{30}$	1.79	0.0117	597'870
	$\langle \mathcal{L} \rangle = 6.66 \cdot 10^{30}$	$\langle \overline{N}_{p\bar{p}} \rangle = 1.19$	$\mathcal{L} \Delta t = 0.0892$	4'558'230

Tabella 5.14: *Luminosità istantanea ed integrata per i tre run a 'bassa' e per i due ad 'alta' luminosità dei run speciali. Si riporta anche il numero medio $\overline{N}_{p\bar{p}}$ di interazioni per bunch crossing ed il numero equivalente di eventi di minimum bias. Nell'ultima riga sono riportate le stesse grandezze per l'intero campione di dati.*

Variare la soglia in impulso del *CFT* equivale a suddividere lo spettro in intervalli (*bin*) di P_t : le tracce selezionate sono quelle che cadono oltre un certo *bin*. Nel *trigger* per i *run* speciali, non vi era nessuna richiesta in P_t , ossia la condizione era la presenza due tracce nel *bin* 0. Per trattare correttamente questo campione non si può ignorare che la sua acquisizione era legata all'efficienza del processore *CFT* (mostrata in fig.5.7).

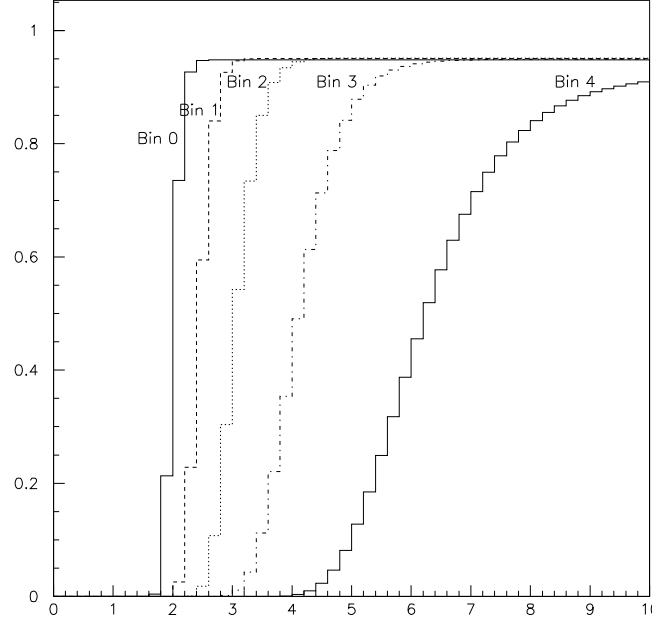


Figura 5.7: Curve di efficienza per i primi quattro *bin* del *CFT* in funzione dell'impulso trasverso misurato in GeV/c .

Questa efficienza è stata parametrizzata come [33]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{plateau}} \cdot \text{FREQ} \left(\frac{1/P_{t50} - 1/P_t}{\sigma} \right)$$

in cui la funzione *FREQ* è definta come

$$\text{FREQ}(x) = \frac{1}{\sqrt{2} \pi} \int_{-\infty}^x e^{y^2/2} dy$$

Nell'espressione dell'efficienza del *CFT*, P_{t50} rappresenta il valore dell'impulso per il quale l'efficienza è del 50 %, mentre σ è la larghezza del fronte di salita in $1/P_t$.

Per il *bin* 0 (utilizzato per i *run* speciali) il *CFT* raggiunge la piena efficienza solo a partire da $P_t \geq 2.2$, come appare dalla seguente tabella 5.15.

Bin 0	ϵ	$0.9481 \pm 0.0017 \pm 0.0077$			
	P_{t50}	1.9550 ± 0.0031			
	σ	0.03314 ± 0.00099			
Bin1	ϵ	$0.9508 \pm 0.0021 \pm 0.0082$	Bin 3	ϵ	0.9493 ± 0.0050
	P_{t50}	2.4339 ± 0.0040		P_{t50}	4.076 ± 0.012
	σ	0.03392 ± 0.0008		σ	0.03413 ± 0.00085
Bin 2	ϵ	$0.9513 \pm 0.0028 \pm 0.0093$	Bin 4	ϵ	0.927 ± 0.016
	P_{t50}	3.0427 ± 0.0061		P_{t50}	6.125 ± 0.048
	σ	0.03446 ± 0.00081		σ	0.0301 ± 0.0011

Tabella 5.15: *Parametri di efficienza del processore CFT di ricostruzione delle tracce di trigger di livello 2 del Run-I per i primi quattro bin in P_t .*

Si è quindi ripetuto il calcolo dei tagli di primo livello (considerando questa volta anche la soppressione delle tracce in $\Delta\varphi \leq 15^\circ$) su questo nuovo campione, imponendo che l'impulso delle tracce di *trigger* fosse di almeno $2.2 \text{ GeV}/c$.

Questo *set* di dati non permette, come detto, di scendere direttamente al di sotto di questa soglia, ma d'altra parte si era già notato che per rimanere nei limiti di primo livello si devono comunque richiedere tracce ad impulso superiore a $2.0 \text{ GeV}/c$. Per la regione in impulso da $2.0 \rightarrow 2.2 \text{ GeV}/c$ si dovrebbero apportare delle correzioni (per non sottostimare la frequenza di *trigger* utilizzando i *two tracks run*) considerando il numero di eventi in cui oltre ad una traccia a $p_t \geq 2.2 \text{ GeV}/c$ ce ne sia una con $p_t \in [2.0, 2.2] \text{ GeV}/c$.

Questo valore viene corretto dividendolo per l'efficienza ε_{CFT} ed ottenendo il vero numero di eventi che superano la selezione nominale, una volta aggiunto il numero di eventi in cui entrambe le tracce hanno $p_t \geq 2.2 \text{ GeV}/c$. La correzione, stimata minore del 10 % [77] per il livello due (largamente inferiore agli errori che derivano dalla sezione d'urto di produzione e dalle frazioni di decadimento) permetterebbe di non considerarla.

Purtoppo per quanto riguarda il primo livello di selezione, considerando due tracce a $p_t \approx 2.0 \text{ GeV}/c$ si ottengono dei *rate* di *trigger* che sono decisamente inferiori a quello 'corretto', sino a decrementi dell'ordine del 50 %. Si è quindi preferito, pur perdendo qualche cosa in efficienza, considerare solo la regione in impulso nella quale il campione è del tutto affidabile, ossia $p_t \geq 2.2 \text{ GeV}/c$.

Per quanto riguarda l'effetto dell'altra correzione (la soppressione di tutte le tracce piú interne in 15° tranne le due piú aperte), mentre negli eventi di fisica dei B accade molto raramente di avere delle particelle perse ($\sim 0.5\%$ dei casi [84]), è rilevante negli eventi di *minimum bias*. Infatti come mostrato nelle figura 5.3 a pag. 109, le tracce di fondo si affollano in particolar modo a piccoli angoli e quindi è notevole la probabilità che piú di due si trovino in uno stesso settore di 15° .

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$							
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	Q	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.617	8.7 ± 3.3	0.033	9.9 ± 0.40	2.4, 2.6	si	0 - 3.75
2	1.704	24.1 ± 8.9	0.067	19.9 ± 0.7	2.2, 2.5	si	0 - 5.00
5	5.657	80 ± 29	0.167	49.7 ± 1.7	2.4, 3.2	si	0 - 72.50
8	9.169	130 ± 47	0.268	79.9 ± 2.6	2.2, 3.0	si	0 - 80.00
10	11.15	158 ± 58	0.333	99.3 ± 3.2	2.2, 2.8	si	0 - 91.25
15	15.43	218 ± 80	0.501	149.2 ± 4.8	2.2, 2.2	si	0 - 111.25
20	19.89	281 ± 103	0.667	198.7 ± 6.3	2.2, 2.5	no	0 - 93.75
25	23.74	336 ± 122	0.837	249.4 ± 7.9	2.2, 2.2	no	0 - 118.75

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$							
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	Q	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.965	16.99 ± 6.61	0.033	10.0 ± 0.41	3.3, 3.9	si	0 - 56.25
2	2.126	37.4 ± 14.4	0.067	20.0 ± 0.73	2.7, 4.0	si	0 - 67.50
5	5.973	105 ± 40	0.168	50.0 ± 1.7	2.2, 3.6	si	0 - 76.25
8	8.900	157 ± 60	0.268	79.9 ± 2.6	2.3, 3.4	no	0 - 72.50
10	11.18	197 ± 75	0.334	99.6 ± 3.2	2.2, 3.3	no	0 - 76.25
15	16.40	289 ± 110	0.501	149.2 ± 4.8	2.2, 2.9	no	0 - 92.50
20	20.15	355 ± 135	0.667	198.7 ± 6.3	2.2, 2.5	no	0 - 93.75
25	24.05	424 ± 161	0.837	249.4 ± 7.9	2.2, 2.2	no	0 - 118.75

Tabella 5.16: Tagli di primo livello ottimizzati per il secondo canale a quattro tracce finali, utilizzando come fondo gli eventi dei run speciali.

Come si nota dalla tabella 5.16 e dalla successiva 5.17, il cambiamento del campione di fondo rende piú spesso efficace la selezione che richiede anche la carica opposta.

Come per i modi in quattro particelle cariche (tab. 5.16) anche per i canali con sei tracce finali (tab. 5.17) il *rate* di fondo è meno elevato, sia perché non presenta le patologie a cui si faceva riferimento a proposito del campione di *minimum bias*, sia perché la soppressione in $\Delta\varphi \leq 15^\circ$ è di un certo ‘aiuto’. Il segnale che sopravvive al primo *set* di tagli del livello uno è decisamente più rilevante di quanto si fosse trovato con la precedente selezione sul *minimum bias* (si confrontino questi valori con quelli riportati nelle tabelle 5.10 \rightarrow 5.13).

$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$							
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	Q	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.470	17.7 ± 8.4	0.034	10.0 ± 0.41	3.5, 3.8	no	0 - 25.00
2	1.235	46.6 ± 21.7	0.067	20.0 ± 0.73	3.0, 3.7	no	0 - 31.25
5	4.386	165 ± 76.6	0.167	49.8 ± 1.7	2.2, 3.2	si	0 - 37.50
8	6.623	250 ± 120	0.268	80.0 ± 2.6	2.3, 3.0	no	0 - 37.50
10	8.477	320 ± 148	0.335	99.9 ± 3.2	2.2, 2.9	no	0 - 38.75
15	12.59	475 ± 219	0.502	149.5 ± 4.8	2.2, 2.4	no	0 - 47.50
20	16.82	634 ± 293	0.662	197.2 ± 6.3	2.2, 2.2	no	0 - 76.25
25	17.82	672 ± 310	0.712	212.1 ± 6.7	2.2, 2.2	no	0 - 87.50

$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$							
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	Q	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	0.704	33.1 ± 15.9	0.033	10.0 ± 0.41	3.2, 3.9	no	5 - 27.50
2	1.351	63.4 ± 30.3	0.067	20.0 ± 0.73	3.0, 3.7	no	0 - 31.25
5	4.023	189 ± 90	0.166	49.5 ± 1.7	2.6, 3.1	no	0 - 37.50
8	6.818	320 ± 152	0.268	79.9 ± 2.6	2.2, 3.1	no	0 - 32.50
10	8.894	418 ± 198	0.335	100.0 ± 3.2	2.2, 3.0	no	0 - 46.25
15	13.09	615 ± 292	0.499	148.8 ± 4.8	2.2, 2.5	no	0 - 52.50
20	16.63	781 ± 370	0.650	193.9 ± 6.2	2.2, 2.2	no	0 - 73.75
25	18.28	858 ± 407	0.727	216.8 ± 6.9	2.2, 2.2	no	0 - 91.25

Tabella 5.17: Tagli di primo livello ottimizzati per i canali a sei tracce finali usando come fondo gli eventi dei run speciali.

5.7 Conclusioni.

I tagli del primo livello di *trigger* sono stati ottimizzati (tabella 5.18) sulla somma dei quattro canali analizzati (pesati con le loro frazioni di decadimento).

L1	Segnale		Fondo		Richieste		
f_T (kHz)	ε_s %	σ_s (pb)	ε_T %	σ_T (μb)	p_t (GeV/c)	Q	$\Delta\varphi$ (gradi)
1	1.205	140 ± 87	0.033	10.0 ± 0.4	3.2, 4.0	si	0 - 47.50
2	2.696	314 ± 196	0.067	19.9 ± 0.7	3.1, 3.8	no	0 - 47.50
5	9.076	1057 ± 553	0.167	49.7 ± 1.7	2.2, 3.4	si	0 - 53.75
8	14.06	1637 ± 908	0.268	79.9 ± 2.6	2.3, 3.2	no	0 - 52.50
10	17.93	2087\pm1107	0.335	99.9\pm 3.2	2.2,3.1	no	0-55.00
15	26.38	3070 ± 1624	0.499	148.7 ± 4.8	2.2, 2.7	no	0 - 68.75
20	33.60	3911\pm2037	0.670	199.7\pm 6.4	2.2,2.3	no	0-80.00
25	40.59	4726 ± 2507	0.837	249.4 ± 7.9	2.2, 2.2	no	0 - 118.75

Tabella 5.18: Scelta ottimale delle soglie dei parametri del primo livello di *trigger*: sono riportate le efficienze e le relative sezioni d'urto sia per il segnale totale che per il fondo. Per il rate di *trigger* si considera una luminosità $\mathcal{L} \sim 1.0 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Gli errori riportati tengono conto sia dell'incertezza statistica, che degli errori sulle sezioni d'urto, sulle frazioni di adronizzazione e di decadimento.

Il campione del *two tracks* ha $\overline{N}_{p\bar{p}} \sim 1.2$ interazioni per *bunch crossing* in media. Quando nel Run-II si utilizzerà la configurazione a 36 pacchetti, le sezioni d'urto di *trigger* calcolate saranno attendibili sino ad una luminosità $\mathcal{L} \sim 0.6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, analoga a quella iniziale prevista con un *interbunch* di $\tau = 396 \text{ ns}$.

Nella condizione a regime con 108 pacchetti a $\tau = 132 \text{ ns}$ il limite superiore di validità è $\mathcal{L} \sim 1.8 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, quasi il massimo atteso utilizzando anche il *Recycler*. Oltre questi valori il *rate* del primo livello cresce al di sopra di quanto stimato dalle sezioni d'urto di *trigger* indicate in tab. 5.18.

Fissati questi limiti, si prevede che ogni fb^{-1} di dati raccolti (la quantità prevista per ogni anno del Run-II) da oltre $1 \cdot 10^5$ a quasi $5 \cdot 10^6$ mesoni B_s supereranno il primo livello di selezione, a seconda dei tagli imposti sull'evento.

Il rapporto S/N del primo livello si mantiene intorno ad un valore $2 \cdot 10^{-5}$ praticamente per tutti i valori di banda passante, con una guadagno di ben due ordini di grandezza rispetto alla situazione iniziale.

Capitolo 6

La selezione di secondo livello.

La lunga vita media degli adroni B contenenti un b -quark ($\tau \sim 1.5 \text{ ps} \rightarrow L \sim 450 \text{ } \mu\text{m}$) fa sí che il parametro d'impatto d_0 delle loro tracce di decadimento sia, in media, molto superiore a quello di tutte altre particelle prodotte nell'interazione, ed in particolare di quelle provenienti dal vertice primario. Questa quantità, un elemento già dimostratosi decisivo nelle misure di fisica degli *heavy-flavour* nel Run-I, sarà nel Run-II disponibile già al secondo livello di selezione grazie a *SVT*.

Il funzionamento di *SVT* presuppone un fascio ben allineato con l'asse \hat{z} , mentre nel Run-I non c'è stato motivo per correggere la posizione del *beam*. Per affidarsi al parametro d'impatto come 'arma' per selezionare gli eventi in cui sono presenti dei B , è necessario un riallinamento del fascio con l'asse \hat{z} nominale. Si mostrerà che una logica che vincoli il parametro d'impatto di due o tre tracce che superano la selezione del primo livello di *trigger* ha un grande potere di reiezione verso il fondo, pur conservando una notevole efficienza sul segnale.

6.1 La ricostruzione del parametro d'impatto.

Nel Run-I sono state definite come tracce ricostruite anche nel rivelatore di vertice (o più semplicemente tracce *SVX*) quelle che superano i tagli di qualità previsti al livello *offline* per stabilire che l'informazione di *SVX* è stata utilizzata con successo (in sostanza il χ^2 del *fit* complessivo di ricostruzione). Molte tracce ricostruite nella *CTC* (tracce *CTC*) non superano questa fase e comunque non a tutte le restanti è possibile associare tanti *hit* quanti sono gli strati del rivelatore, ma le tracce *SVX* devono averne un minimo di due.

D'altra parte è possibile che per una traccia *CTC* risultino compatibili più combinazioni di *hit*, ed in questo caso è scelta come traccia *SVX* la migliore secondo un criterio che combina il χ^2 del *fit* ed il numero di *hit*.

A differenza degli altri parametri cinematici di una traccia *CTC* il cui valore varia di poco quando se ne completa la ricostruzione utilizzando anche gli *hit* di *SVX* (vedi fig. 6.1), il parametro d'impatto non può essere misurato con una ragionevole accuratezza con i soli dati delle camera centrale, visto il grande errore nell'estrapolazione di una traccia *CTC* sino al vertice di origine.

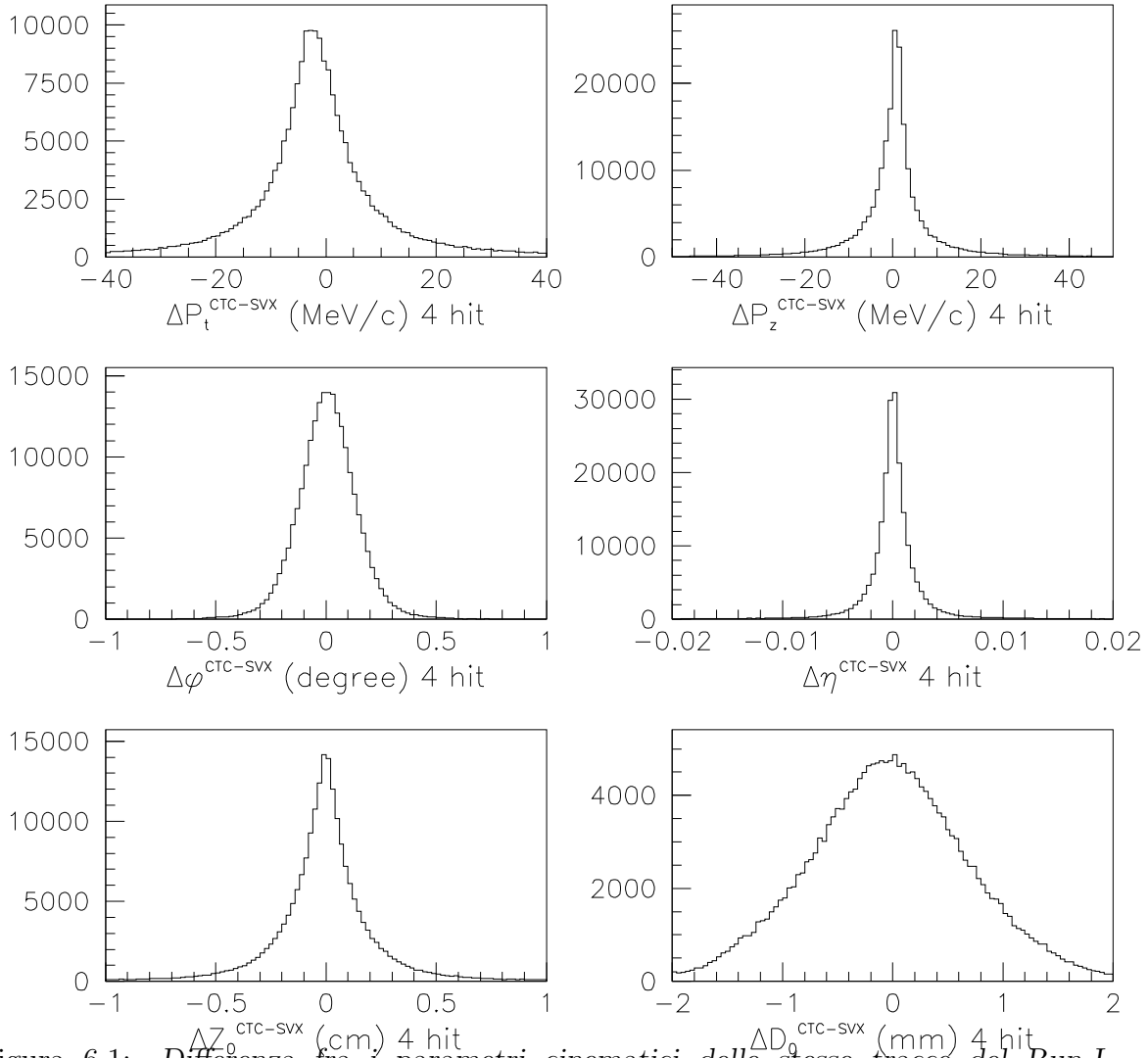


Figura 6.1: Differenza fra i parametri cinematici delle stesse tracce del Run-I ricostruite nella sola *CTC* e con gli *hit* di *SVX*.

6.1.1 Dipendenza dalla posizione del fascio.

I fasci di particelle possono essere sempre pensati rettilinei, almeno sulla scala del rivelatore: infatti il rapporto fra la dimensione longitudinale della regione luminosa e quella anche del piú piccolo rivelatore (SVX) è molto piccolo $\sigma_z/L_{SVX} \approx 10^{-4}$. Inoltre spesso si suppone anche che il fascio coincida con l'asse \hat{z} del sistema di riferimento ufficiale di CDF; in realtà spesso ci sono stati degli scostamenti di alcuni millimetri da questa posizione nominale ed inclinazioni con angoli anche dell'ordine del milliradiante che influiscono sulla misura di d_0 .

Senza tener conto di questi disallineamenti, l'utilizzo nel *trigger* del parametro d'impatto calcolato da SVT sarebbe impossibile, poiché la traccia è ricostruita nel solo piano trasverso e poi estrapolata sino all'asse \hat{z} (nei *pattern*) dove, però, può non esserci il fascio. D'altra parte non è possibile ricostruire la posizione del vertice primario e 'sottrarla' dal valore del parametro d'impatto così come 'esce' da SVT nei $20 \mu s$ del secondo livello. La strategia piú semplice (che si prevede di utilizzare nel Run-II) per superare questa difficoltà è di riallineare *run* per *run* il fascio con l'asse \hat{z} , sfruttando i magneti deflettori azionati in base alla stima dei reali fattori di traslazione e/o inclinazione del fascio determinati subito dopo ogni nuova iniezione.

La traslazione del fascio.

L'operazione di riallineamento del fascio con l'asse \hat{z} prevede di conoscere almeno la posizione media del *beam* in modo rapido direttamente dai dati: si parte dalla considerazione che nel Run-I non è mai stata fatta nessuna correzione e proprio per questo le tracce SVX , come detto, contengono anche quest'informazione.

Se il fascio è allineato non ci si aspettano particolari strutture nella correlazione fra il parametro d'impatto d_0 e l'angolo azimutale φ_0 ; nella realtà (fig. 6.2) si osserva una dipendenza sinusoidale conseguenza di un *beam* traslato e l'ampiezza dell'oscillazione (anche piú di 2 mm) mostra quanto lo spostamento sia marcato, mentre la dispersione dei punti intorno alla curva indica la dimensione tipica della distribuzione dei vertici primari intorno al centro medio del fascio.

Per dimostrare che la correlazione d_0 vs. φ_0 è sinusoidale per un *beam* traslato, si considerano tracce rettilinee, con un errore trascurabile, visto che la dimensione radiale di SVX è molto minore dei raggi di curvatura dell'ordine dei metri per particelle con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$.

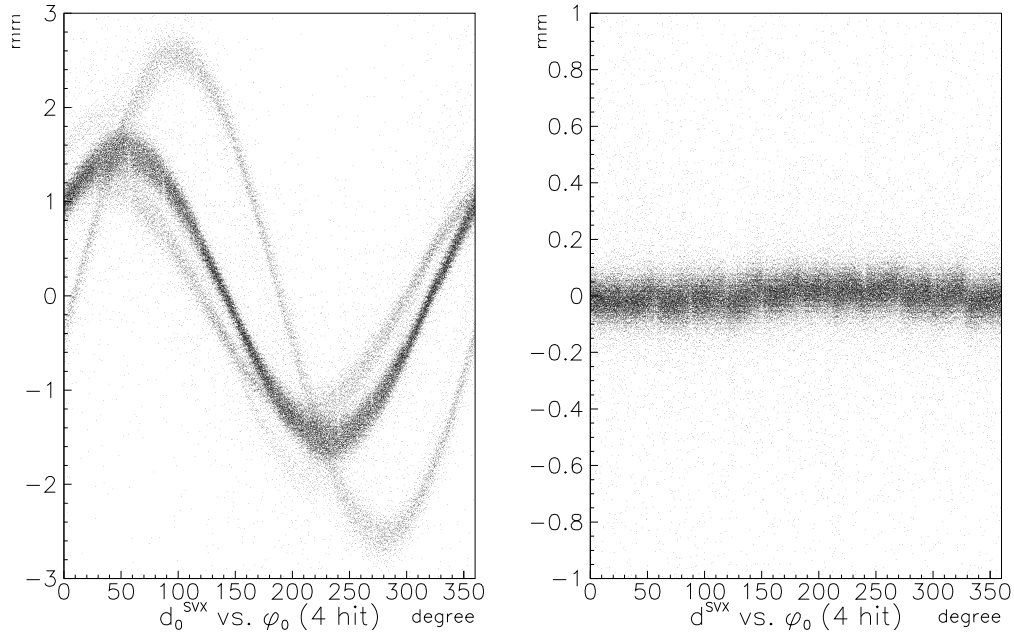


Figura 6.2: Correlazione fra parametro d'impatto d_0^{SVX} ed angolo azimutale φ_0^{SVX} per tracce di *minimum bias* senza (a sinistra) e con il riallineamento (a destra).

Indicando con $(x_V, y_V) \leftrightarrow (r_V, \varphi_V)$ la posizione nel piano trasverso del vetrice da cui proviene la particella, l'espressione del parametro d'impatto è (v. fig. 6.3):

$$|d_0| = |r_V \cos(\varphi_V - \varphi)| = \left| \underbrace{r_V \cos \varphi_V}_{x_V} \cos \varphi + \underbrace{r_V \sin \varphi_V}_{y_V} \sin \varphi \right|$$

in cui φ_V è l'angolo che \vec{r}_V forma con l'asse \hat{x} e vale la relazione $\varphi = \varphi_0 \pm \pi/2$.

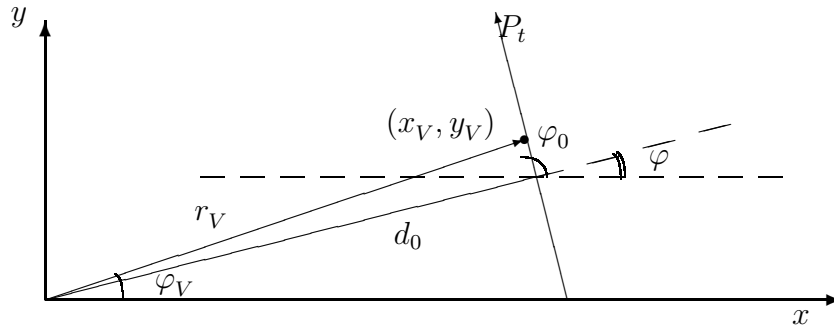


Figura 6.3: Dipendenza del parametro d'impatto d_0 dalle coordinate (x_V, y_V) del vertice di origine della traccia e dall'angolo azimutale φ_0 .

Ricordando la convenzione che fissa il segno del parametro d'impatto, si ottiene

$$d_0 = \left| x_V \cos \left(\varphi_0 \pm \frac{\pi}{2} \right) + y_V \sin \left(\varphi_0 \pm \frac{\pi}{2} \right) \right| = y_V \cos \varphi_0 - x_V \sin \varphi_0$$

Da questa relazione si possono stimare le coordinate (x_V, y_V) del vertice primario e mediandola su molte tracce suddivise in piccoli intervalli in φ con un valore centrale φ_c (ad es. su tutte quelle raccolte all'inizio di un nuovo *run* come operativamente si prevede di fare per la retroazione di *SVT* sul fascio), si ottiene

$$\langle d_0 \rangle = \langle y_V \rangle \cos \varphi_c - \langle x_V \rangle \sin \varphi_c$$

Da qui la determinazione delle coordinate $(\langle x_V \rangle, \langle y_V \rangle)$ del centro medio del fascio, ossia di quanto risulta traslato rispetto all'asse \hat{z} , tramite un *fit* lineare a due parametri della curva sperimentale del parametro d'impatto.

L'inclinazione del fascio.

Avendo ipotizzato un fascio rettilineo, l'unico effetto della sua inclinazione rispetto a \hat{z} è di introdurre una dipendenza lineare da z delle coordinate di un vertice primario:

$$\begin{cases} x_V(z) &= x_V(0) + m_x \cdot z \\ y_V(z) &= y_V(0) + m_y \cdot z \end{cases}$$

dove $(x_V(0), y_V(0))$ rappresenta il centro medio del fascio nel piano $z = 0$ trasverso e (m_x, m_y) sono le sue pendenze rispetto a \hat{z} , ossia i suoi coseni direttori:

$$m_x = \left. \frac{dx}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\cos \theta_x}{\cos \theta_z} \quad m_y = \left. \frac{dy}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\cos \theta_y}{\cos \theta_z}$$

La correlazione d_0 vs. z_0 (fig. 6.4) mostra una distribuzione molto allargata, a causa della traslazione $(x_V, y_V) \neq (0, 0)$ con un profilo che non rimane costante al variare di z , per effetto dell'inclinazione $(m_x, m_y) \neq (0, 0)$.

Se si potesse eliminare l'effetto dello spostamento rigido del fascio si vedrebbero due regioni (per $d_0 > 0$ e $d_0 < 0$) 'diagonali' passanti per l'origine in cui si accumulano i punti sperimentali a causa di una pendenza non nulla: infatti

$$d_0 = [y_V(0) \cos \varphi_0 - x_V(0) \sin \varphi_0] + (m_y \cos \varphi_0 - m_x \sin \varphi_0) \cdot z$$

I due effetti in fig. 6.4 non sono della stessa importanza, in accordo con le pendenze medie del fascio nel Run-I ($\approx 10^{-4} \text{ rad.}$) che danno delle correzioni dell'ordine delle centinaia di micron ($L_{SVX} \sim 51 \text{ cm}$) rispetto ai millimetri della traslazione.

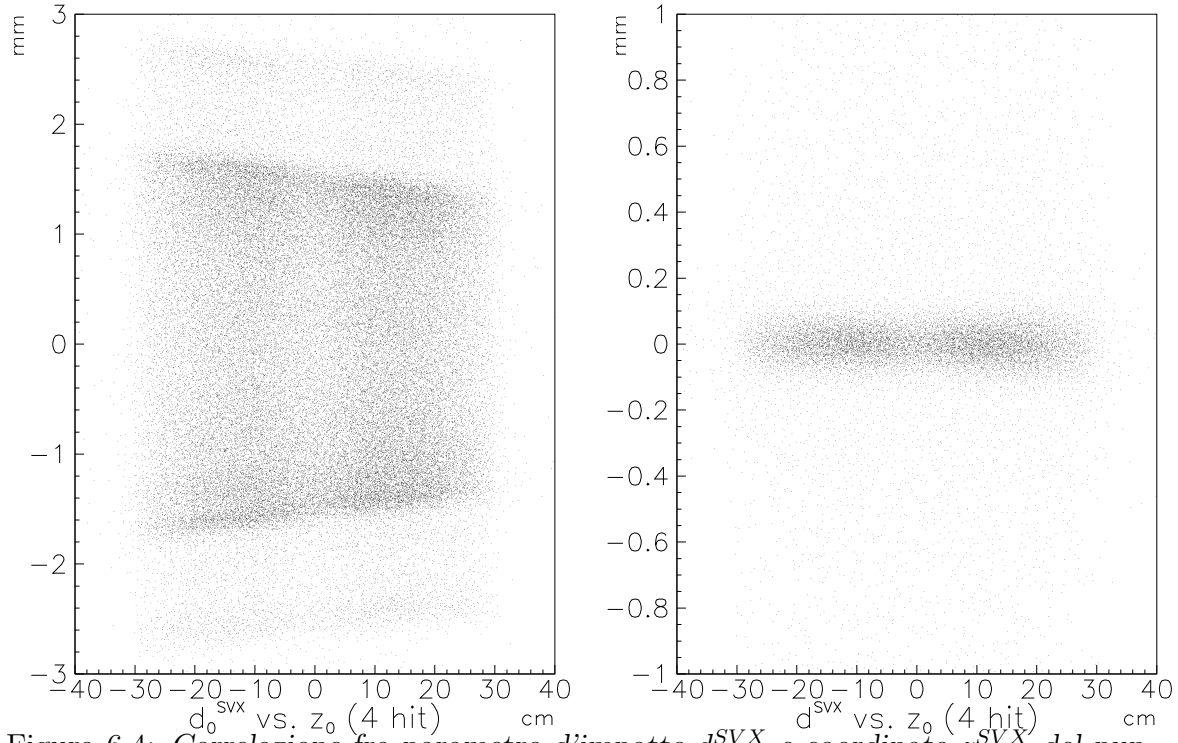


Figura 6.4: Correlazione fra parametro d'impatto d_0^{SVX} e coordinata z_0^{SVX} del punto di minima distanza dall'origine per tracce di minimum bias del Run-I senza (a sinistra) e con il riallineamento.

Risolvendo i due sistemi lineari relativi a $(x_V(z_{1,2}), y_V(z_{1,2}))$, ossia alla posizione media del fascio misurata dalla correlazione d_0 vs. φ_0 a due quote $z_{1,2}$ differenti, teoricamente si trovano i quattro parametri $(x_V(0), y_V(0), m_x, m_y)$ necessari per la simulazione sui dati del Run-I del riallineamento del Run-II.

La correzione *on-line* della posizione fascio si scontra con l'impossibilità di *SVT* di stimare delle pendenze rispetto all'asse \hat{z} , visto che questo dispositivo utilizza l'informazione ricostruita nel solo piano trasverso. Si può, però, sfruttare il fatto che *SVXII* è costituito proprio lungo \hat{z} da più moduli, e le misure della posizione media del fascio $(\langle x_V(z_i) \rangle, \langle y_V(z_i) \rangle)$ in ognuno di essi permettono, tramite un *fit* lineare che le colleghi, di conoscere anche le due inclinazioni (m_x, m_y) .

La misura del parametro d'impatto riferito all'asse del fascio (d) si ottiene dal valore d_0 , ottenuto senza tenere conto del riallineamento, sottraendo il contributo derivante dalla traslazione ed inclinazione del fascio:

$$d = d_0 - \{ [y_V(0) + m_y \cdot z] \cos \varphi_0 - [x_V(0) + m_x \cdot z] \sin \varphi_0 \}$$

6.1.2 Dipendenza dal numero di hit e dalla coordinata z.

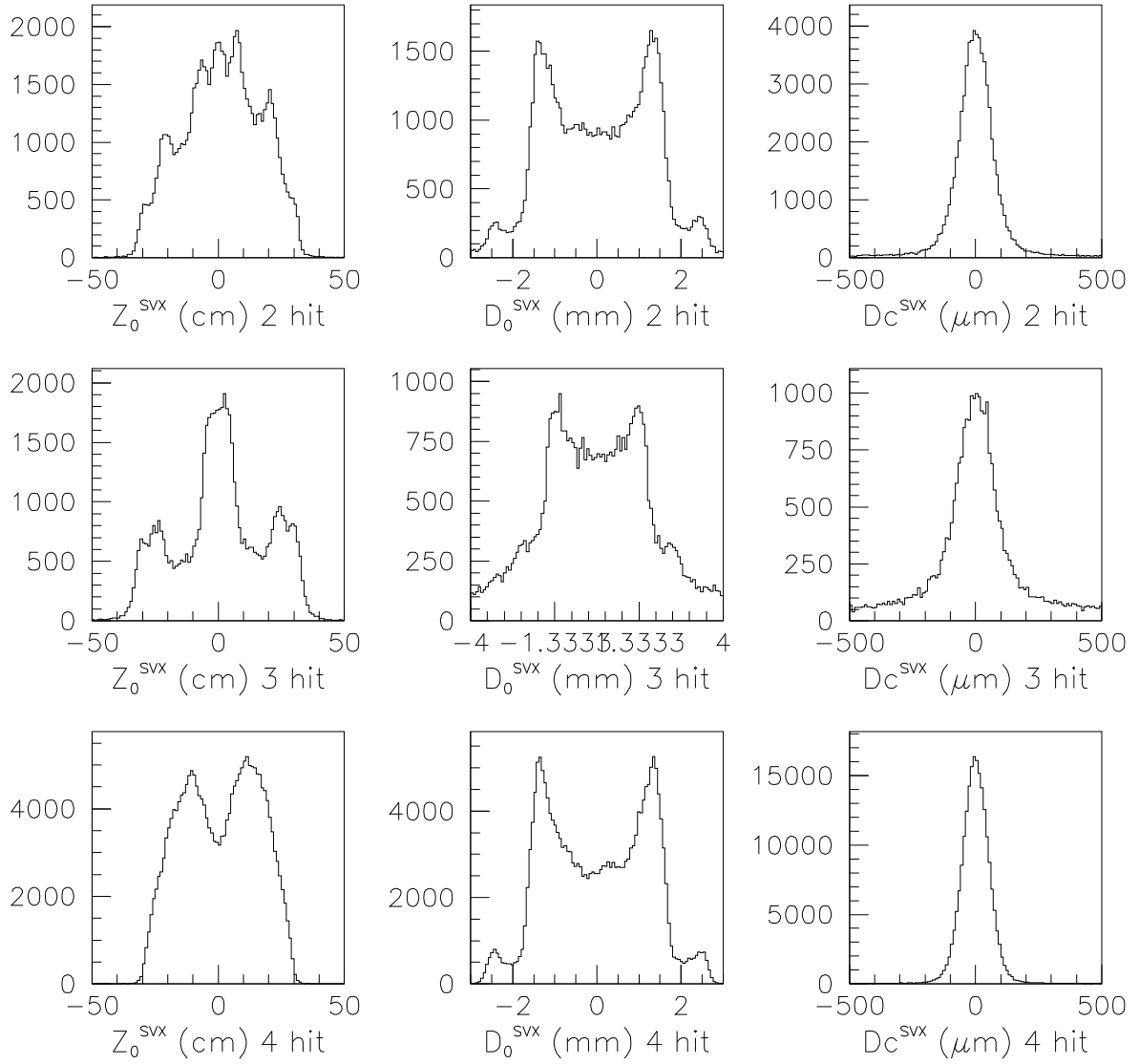


Figura 6.5: Distribuzione nella coordinata z_0^{SVX} (a sinistra) ed in parametro d'impatto prima (al centro) e dopo (a destra) la correzione per tracce a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ in funzione del numero di hit SVX.

Le distribuzioni di fig. 6.5 suggeriscono che nelle regioni intorno a $z = 0$ (a causa del *gap* fra i due *barrel*), ed a $|z_0| \geq 20 \text{ cm}$ (per la ridotta dimensione di un modulo $L \sim 25 \text{ cm}$), la combinazione di inefficienza ed accettazione geometrica di SVX rende massima la probabilità di avere tracce con un basso numero di *hit*.

Le corrispondenti distribuzioni in parametro d'impatto (fig. 6.5) mostrano quanto peggiora la risoluzione sulla sua misura di d_0 quando si considerano tracce *SVX* con pochi *hit* e/o quelle con z_0 compreso nelle zone di scarsa copertura del rivelatore.

La maggior discriminazione fra eventi contenenti *B* e fondo si ottiene dalla miglior misura di d_0 , per cui è necessario restringersi alle sole tracce meglio ricostruite in *SVX*, ossia con quattro *hit*. Questa scelta, che permette di utilizzare solo una parte delle tracce (nel campione analizzato circa il 60 %, in ottimo accordo con il valore di $\varepsilon_{SVX}^{4hit} \approx 65$ % presentato), è obbligata anche perché i *pattern* immagazzinati nelle memorie associative di *SVT* sono costruiti con un punto su ogni piano del rivelatore di vertice, e di conseguenza *SVT* richiederà la presenza del massimo numero di *hit*.

6.1.3 Dipendenza dalla larghezza del fascio.

L'uso delle tracce *SVX* con quattro *hit* è fondamentale anche perché esse contengono la massima informazione disponibile anche sulla posizione del fascio, importante poiché il parametro d'impatto è determinato al meglio quando la sua misura è riferita proprio al vertice primario.

Nel Run-I, in cui sia la ricostruzione delle tracce in *SVX* che dei vertici $p\bar{p}$ avvenivano durante la produzione *offline*, non si è posto il problema, che invece si avrà nel Run-II, di valutare *on-line* la posizione del vertice d'interazione affinché il valore di d_0 sia disponibile già al livello di *trigger*. L'unica possibilità è di misurare d_0 rispetto all'asse del fascio, visto che l'algoritmo di ricostruzione dei vertici primari è troppo lungo e complesso per essere implementato nell'acquisizione. Perché le frequenze di *trigger* che stimeremo siano affidabili, è necessario considerare la misura di d_0 relativa all'asse del fascio anche per i dati del Run-I, ma si pone comunque il problema di valutare quanto grave sia quest'indispensabile approssimazione.

Il parametro d'impatto delle tracce di fondo dovrebbe essere quasi sempre nullo visto che, salvo rare eccezioni, sono prodotte in una collisione primaria all'interno del fascio stesso. Nella realtà la distribuzione di d_0 per tracce di *minimum bias* con impulso $p_t \geq 2.0$ *GeV/c* (abbastanza alto perché l'effetto dello *scattering* multiplo sia poco rilevante), mostra una larghezza ben diversa da zero (fig. 6.6).

La spiegazione è che la dispersione del parametro d'impatto misurato rispetto al fascio è la convoluzione di due gaussiane:

$$G(d, \sigma_d) = G(d_i, \sigma_i) \otimes G(d_f, \sigma_f) \quad \rightarrow \quad \sigma_d^2 = \sigma_i^2 + \sigma_f^2$$

Di queste due gaussiane la prima, $G(d_i, \sigma_i)$ rappresenta l'effettiva distribuzione del parametro d'impatto (in questo caso della sua risoluzione intrinseca σ_i , visto che d_0 dovrebbe avere un valore medio nullo) mentre l'altra, $G(d_f, \sigma_f)$, tiene conto della dispersione dei vertici primari nel piano trasverso.

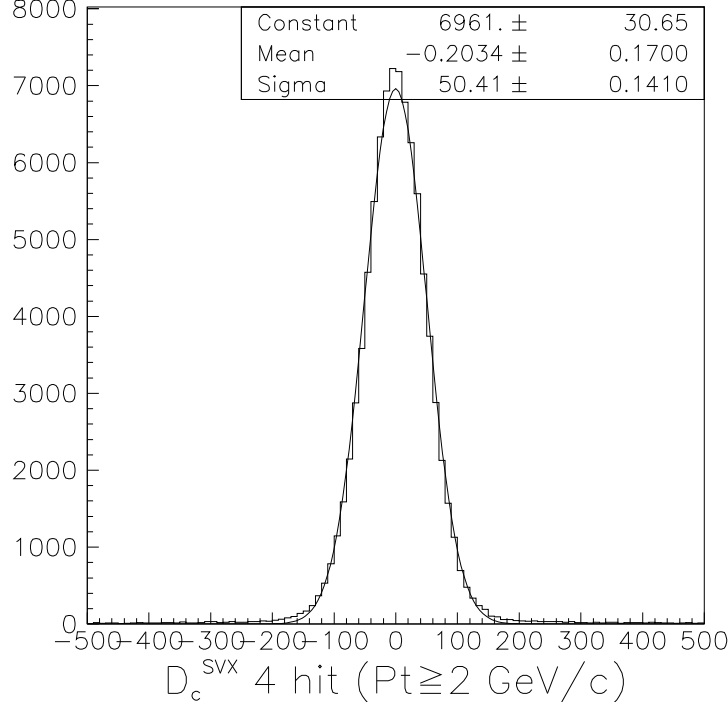


Figura 6.6: Distribuzione in $d_0^{SVX}(p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c)$ per tracce di *minimum bias*.

La probabilità di una collisione è, come già detto, distribuita in modo pressoché gaussiano sia lungo l'asse \hat{z} ($\sigma_z \sim 30 \text{ cm}$) che nel piano trasverso ($\sigma_{x,y} \simeq 36 \mu\text{m}$). Le dimensioni della regione luminosa sono dedotte proprio dalla dispersione degli urti $p-\bar{p}$, ma i valori così ottenuti sono affetti da tutte le incertezze sull'individuazione delle interazioni primarie, prime fra tutte la presenza di vertici secondari ed il fenomeno delle interazioni multiple che contribuiscono ad allargare la distribuzione.

Visto che per *SVT* la dimensione del fascio è una quantità importante, è stato realizzato uno studio specifico attraverso la correlazione fra i parametri d'impatto di due tracce prodotte nello stesso vertice [79], una tecnica alternativa rispetto alla ricerca dei vertici primari, che ha fornito le seguenti larghezze trasverse

$$\sigma_i(p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c) = 37.2 \pm 0.4 \mu\text{m} \quad \sigma_f = 26.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$$

La larghezza σ_f del fascio qui presentata non indica che la precedente determinazione ($\sigma_{x,y} \simeq 36 \mu m$) sia sovrastimata. Infatti gli eventi acquisiti in condizioni omogenee sono indicati a CDF con lo stesso numero di *run*, una quantità aggiornata ogni qualvolta s'immettono i nuovi *bunch* nel Tevatron: un *run* è tanto breve (poche ore) che la posizione, l'inclinazione e la dimensione del fascio non cambiano in modo significativo nell'arco della sua durata. Ebbene mentre le particelle impiegate per la stima di σ_f appartengono tutte ad uno stesso *run*, la misura $\sigma_{x,y}$ è stata ottenuta studiando tracce appartenenti a più *run* e quindi rappresenta un valore medio della dispersione dei vertici primari.

Questi valori mostrano che, all'interno di uno stesso *run*, non è la dimensione trasversa del fascio σ_f a contribuire maggiormente alla risoluzione finale σ_d , ma proprio la larghezza intrinseca σ_i . Ne segue che l'approssimazione di misurare d_0 rispetto al fascio e non al vertice primario, in particolare per i grandi parametri d'impatto quali quelli attesi per le tracce finali di decadimento di un B , è poco importante: siccome σ_i è indipendente dal punto rispetto al quale si misura d_0 , l'errore commesso nel considerare il parametro d'impatto riferito al centro del fascio è inferiore alla risoluzione stessa del rivelatore.

6.1.4 Dipendenza dall'impulso della particella.

La distribuzione del parametro d'impatto misurato rispetto alla posizione media del fascio in funzione dell'impulso della traccia *SVX* con 4 *hit* (fig.6.7, *plot* a sinistra) mostra, per bassi impulsi, un allargamento dovuto allo *scattering* multiplo via via sempre più trascurabile al crescere del p_t , sino ad un andamento asintotico (alto p_t) verso un valore dominato dalla dimensione trasversa del fascio.

Le larghezze delle proiezioni sull'asse y (su d_0) delle *slice* ottenute suddividendo il grafico precedente ogni 100 MeV/c forniscono l'andamento (fig. 6.7, a destra) della risoluzione sulla misura del parametro d'impatto in funzione dell'impulso:

$$\sigma_i^2(p_t) = \sigma_d^2(p_t) - \sigma_f^2 \quad \xrightarrow{fit} \quad \sigma_i^2(p_t) = A^2 + \left(\frac{B}{p_t}\right)^2$$

Il *fit* è stato ripetuto sui 18 punti disponibili con varie dimensioni del fascio: i risultati, presentati in tab. 6.1, mostrano che, come ci si doveva attendere avendo utilizzato un campione di tracce raccolte in più *run*, il miglior accordo si ottiene quando si considera la misura media $\sigma_{x,y}$ della larghezza del fascio.

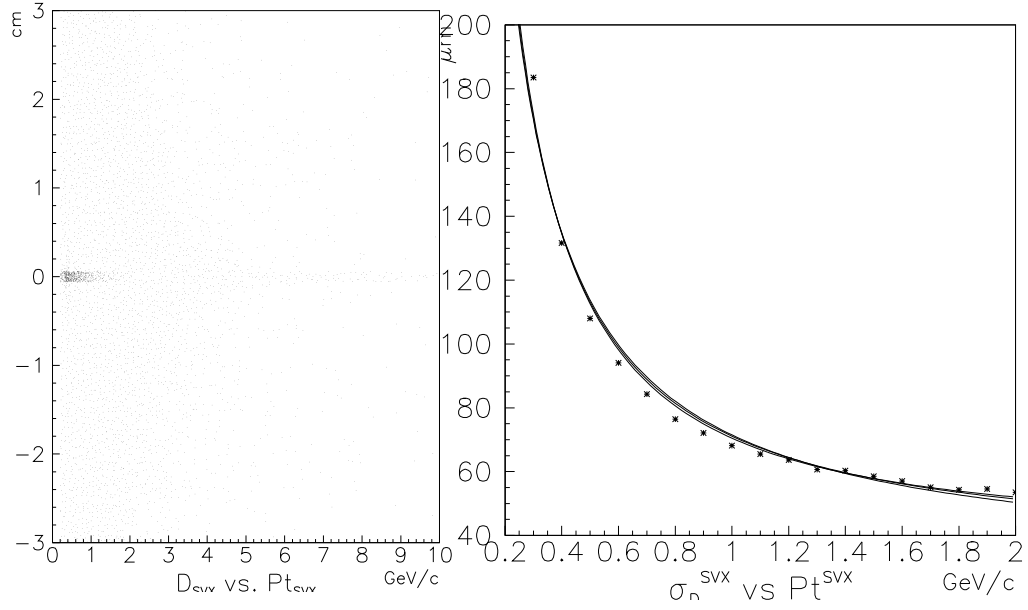


Figura 6.7: Distribuzione del parametro d’impatto per tracce di *minimum bias* del Run-I (a sinistra) e relativa risoluzione, ogni 100 MeV/c, sulla misura del parametro d’impatto d_0^{SVX} in funzione dell’impulso trasverso p_t^{SVX} con le tre curve di fit.

La risoluzione σ_i (*offline*) sul parametro d’impatto in funzione dell’impulso p_t della particella, presenta un valore asintotico $A \sim 30 \mu m$ funzione sia dalla risoluzione intrinseca del rivelatore di vertice che dalla distanza di estrapolazione fra il punto d’interazione e lo stato piú interno di SVX [58], mentre la costante $B \sim 45 \mu m$ descrive il contributo della deflessione multipla e quindi dipende dallo spessore e dal tipo di materiale attraversato.

$\sigma_f (\mu m)$	A	B	χ^2	χ^2/ν
0	34.2 ± 0.4	42.3 ± 0.3	15.1	0.84
26.5	30.7 ± 0.4	45.1 ± 0.3	12.5	0.69
36	26.5 ± 0.4	48.1 ± 0.3	10.2	0.57

Tabella 6.1: Fit della risoluzione del parametro d’impatto in funzione dell’impulso per tracce SVX con quattro hit, per diverse dimensione trasversa del fascio.

Si noti che il peggioramento della risoluzione sul valore di d_0 per tracce con impulso di 1.5 GeV/c rispetto alla misura con $p_t \sim 2.0$ GeV/c è dell’ordine di 15–20 %.

Inoltre il valore che si ottiene per $\sigma_i(p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c) \sim 50 \mu m$ è in decisamente più alto rispetto al precedente ottenuto, però, per tracce tutte dello stesso *run*.

CDF quota questa risoluzione come $\sigma_d^2 = 19^2 + (33/Pt)^2 \mu m^2$ dalla quale si deduce $\sigma_d^2(p_t \sim 2.0 \text{ GeV}/c) \sim 25 \mu m$, contro il valore $\sigma_d(p_t \sim 2.0 \text{ GeV}/c) \sim 50 \mu m$ misurato sul campione. La netta discrepanza fra i due valori è in parte statistica per la limitatezza del campione preso in considerazione ed in parte per il non perfetto riallineamento, visto che non per tutti i *run* le quattro costanti erano determinate con la stessa precisione (quando non mancavano del tutto).¹

Visto che nel Run-Ib si sono presentati anche vertici primari multipli nello stesso *bunch crossing*, si può pensare che talvolta i programmi di ricostruzione non riescano a trovare correttamente i vertici $p\text{-}\bar{p}$ di origine delle tracce, fornendo per questo una posizione media del *beam* (ed il relativo *set* di parametri relativi allo spostamento del fascio) differente dalla realtà. Ma visto che in media nel Run-I raramente si avevano due o più collisioni sovrapposte e che in ogni caso la posizione del fascio da inserire nel *database* si ottiene mediando su tutti i vertici primari ricostruiti dall'*offline* per quel *run*, si deve però ritenere che quest'effetto (qualora fosse apprezzabile) sia comunque di gran lunga inferiore ai due precedentemente citati.

A conferma di questo si nota che in diversi *run* (di cui si ha la quaterna di parametri relativi al fascio) si ottengono delle curve relative alla distribuzione in parametro d'impatto decisamente più strette.

6.2 La correzione del parametro d'impatto.

Il riallineamento del fascio con l'asse \hat{z} è indispensabile per rendere affidabile un *trigger* che tagli sul valore del parametro d'impatto delle tracce ricostruite da *SVT*. Il modo più accurato di operare sui dati in nostro possesso sarebbe di utilizzare la simulazione dettagliata di *SVT* sul campione *minimum bias* del Run-I che superano la selezione del primo livello. Ma questo non è possibile, come mostreremo.

Infatti *SVT* tratta indipendentemente i vari *wedge* del rivelatore di vertice: per ognuno dei 24 settori di *SVX* (12 per modulo) ricostruisce una sua posizione me-

¹Tutte le volte in cui non si avevano a disposizione le costanti relative al *beam*, si è stati costretti a considerare i valori della posizione ed inclinazione del fascio del *run offline* più vicino (precedente o successivo) a quello mancante. L'ipotesi (spesso confermata dai fatti) era che iniezioni di particelle non molto distanti nel tempo avessero trovato delle condizioni dell'acceleratore simili e quindi anche i quattro parametri fossero analoghi. In realtà alcuni *run*, come è stato verificato a posteriori, risultavano molto poco compatibili con quello in oggetto.

dia del fascio descritta da $(\langle x_{p\bar{p}} \rangle, \langle y_{p\bar{p}} \rangle, m_x, m_y)$, i parametri della traslazione e dell'inclinazione del *beam* rispetto alla posizione nominale, calcolati con *fit* delle correlazioni $\{d_0 \text{ vs. } \varphi_0\}$, $\{d_0 \text{ vs. } z_0\}$. Questa operazione andrebbe poi ripetuta per ciascuno delle centinaia di *run* che compongono ognuno dei due campioni del Run-I utilizzati, raccolti sia nel Run-Ia che nel Run-Ib.

Anche pensando di affrontare questo gigantesco lavoro², rimane il problema che *SVT* ricostruisce solo le tracce centrali con $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ e ne servono diverse centinaia perché il *fit* dia una buona stima della posizione del fascio. Sarebbe necessario, quindi, per ciascun *run*, un campione ricco di tracce energetiche (ricostruite in *SVX*), che è quasi la richiesta perfetta per escludere proprio il *minimum bias*: nei due *set* di dati analizzati, infatti, solo una quindicina di *run* su diverse centinaia avevano più di 500 eventi con almeno una traccia centrale a $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ (ed alcuni di essi facevano parte dei casi “patologici”).

È stato quindi simulato il riallineamento utilizzando le informazioni disponibili nel solo *database* di CDF: ad ogni *run* di solito è associata la posizione media (*offline*) del fascio $(x_{p\bar{p}}^{off}, y_{p\bar{p}}^{off}, m_x^{off}, m_y^{off})$ misurata nel sistema di riferimento ‘globale’ dell’esperimento, con la quale correggere d_0 . L’analoga operazione per i parametri d’impatto delle tracce ricostruite da *SVT* non funziona, perché le distribuzioni in d_0 risultanti sono molto più larghe delle corrispondenti *offline*. Il problema è che *SVT* usa un sistema di coordinate locale ad ogni *wedge* ed il passaggio dalle quantità (p_t, φ_0, d_0) di una traccia qui ricostruite alle corrispondenti nel sistema ufficiale di CDF (in cui si ha la posizione del fascio *offline*) dipende dai parametri che individuano quel *wedge* nel riferimento globale di CDF.

²Ognuno dei 24 *fit* in questione deve essere fatto in più passi per tener conto di molti fattori, a partire dall’iniziale selezione del campione che prevede l’eliminazione delle tracce con pochi *hit SVX* associati o vicine ai ‘bordi’ di *SVX*, cioè a $z = 0$ e a $|z| \geq 20 \text{ cm}$ oppure il cui parametro d’impatto è troppo elevato perché provengano da un vertice primario, ...

Le deviazioni dalla geometria nominale del rivelatore (spostamenti fra i due *barrel* di *SVX* e/o di un *wedge* rispetto agli altri, disallineamenti fra *SVX* e *CTC*, ...) che sono ininfluenti per *SVT*, andrebbero invece introdotti ‘a mano’, ma questo non è fattibile perché l’entità dei vari contributi non è nota e varia secondo il numero del *run*. Questa differenza indica che per correggere il valore del parametro d’impatto misurato con *SVT* sui dati del Run-I si devono ricalcolare i quattro parametri della posizione del *beam* per ogni *wedge* e per ognuno dei *run* del campione da analizzare.

D’altra parte la simulazione completa di *SVT* applicata ad alcuni *run*, sempre per tracce con $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$, ha fornito $\sigma_d^{SVT} \approx 45 \mu m$ [79], [80], ossia una risoluzione intrinseca sulla misura del parametro d’impatto con il riallineamento eseguito *wedge* per *wedge* di circa $42 \mu m$ che è soltanto leggermente peggiore di quella *offline* di $\sigma_d^{off} \sim 37 \mu m$. In conseguenza di questo risultato, è ragionevole ritenere (come sostengono gli stessi costruttori di *SVT*) che un’analisi sui dati del Run-I corretti con la posizione *offline* del fascio darà delle efficienze e dei *rate* di *trigger* sostanzialmente in accordo con la completa simulazione di *SVT*.

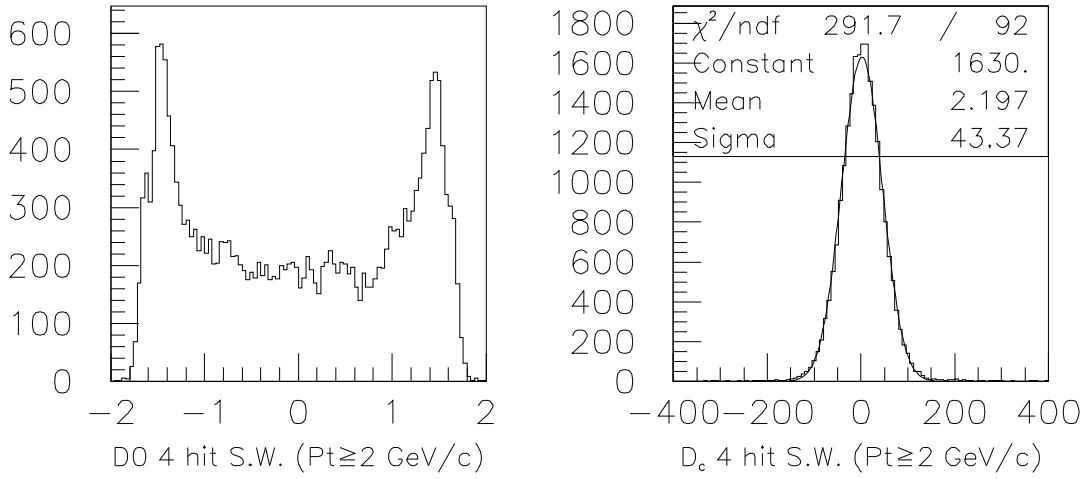


Figura 6.8: Distribuzione del parametro d’impatto per tracce *SVX* (con 4 *hit* nello stesso *wedge*) prima (a sinistra) e dopo (a destra) il riallineamento del fascio con l’asse \hat{z} utilizzando solo *run* con la posizione *offline* del fascio. Notare che la scala orizzontale è in millimetri nel plot di sinistra ed in micron in quello di destra.

6.3 Fattori che influenzano la selezione con SVT.

Per una buona stima del *rate* di *trigger* di livello due usando tracce ricostruite dall'*offline* anche in *SVX* e non la simulazione di *SVT*, si deve tener conto che:

- *SVT* per il suo stesso modo di funzionare a settori indipendenti, richiede non solo una traccia con un *hit* su ognuno dei piani del rivelatore di vertice, ma anche che essi appartengano ad uno stesso *wedge* in φ . Nel Run-I la ricostruzione *offline* non richiedeva che fosse soddisfatta questa condizione che introduce un'inefficienza da valutare;
- *SVT* ha un taglio su χ^2 di ricostruzione della traccia più selettivo del corrispondente *offline* del Run-I su tracce *SVX* (che è anche calcolato in modo differente, a partire della matrice di covarianza del *fit* nella *CTC*), anche se quasi sempre i valori più alti sono associati alle tracce con soli due o tre *hit* in *SVX*, per cui già la richiesta di 4 *hit* molto spesso seleziona tracce con un χ^2 inferiore. *SVT* accetterà le sole particelle ricostruite con un $\chi^2 \leq 11.34$, corrispondente ad un'efficienza del 99 % per un χ^2 con tre gradi di libertà, come quello linearizzato di *SVT*. La stessa efficienza per tracce *SVX* si ha per $\chi^2 \sim 13.28$, visto che la distribuzione del χ^2 *offline* ha un numero gradi di libertà pari al numero di *hit* in *SVX*, nel nostro caso quattro;
- non è del tutto lecito l'utilizzo di uno *smearing* del parametro d'impatto con una risoluzione $\sigma_d^2(\text{offline} - \text{SVT})$ che descrive la distribuzione della differenza fra le due ricostruzioni³ per compensare l'uso del dato *offline*: infatti ci si aspetta una correlazione fra le due deviazioni, per cui

$$\sigma_d^2(\text{SVT}) \neq \sigma_d^2(\text{offline}) + \sigma_d^2(\text{offline} - \text{SVT})$$

- vista la limitatezza delle memorie associative, i *pattern* di *SVT* hanno una copertura nominale del 90 % per tracce provenienti da un vertice ad una distanza massima di $500 \mu m$ (nel piano trasverso) dal fascio. L'allargamento della regione attiva $500 \mu m \rightarrow 2 mm$ (detta *spot*) produce un aumento dell'efficienza di *trigger* insignificante [83], per cui 'l'efficienza di *pattern*' è praticamente indipendente dalla dimensione dello *spot*.

³Le differenze fra i parametri cinematici (C, φ_0, d_0) ottenuti dall'*offline* e ricostruiti dalla simulazione di *SVT* sulle stesse tracce, sono distribuite in modo praticamente gaussiano [83].

Il parametri costruttivi di *SVT* sono stati scelti in modo da ottenere un'efficienza superiore al 90 % per tracce centrali ($|\eta| < 1$) con $p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$ e 4 *hit* nello stesso *wedge*. Visto che *SVT* non è ad oggi ancora del tutto completato, una stima della sua efficienza (in relazione alla ricostruzione *offline* delle tracce) deve essere dedotto dalla sua simulazione, che deve essere considerata a tutti gli effetti affidabile, visto che l'apparato è completamente digitale. Uno studio specifico di questo problema [81], nel quale è stato incluso anche il taglio sul valore del χ^2 della traccia *SVX* ricostruita dall'*offline* già ricordato, ha condotto al valore

$$\frac{\varepsilon_{SVT}}{\varepsilon_{off.}} = 0.968 \pm 0.002$$

Questo valore, con il quale si devono correggere le stime ottenute utilizzando tracce *offline* e non la completa simulazione di *SVT*, indica che realmente *SVT*, quando s'impongono sulle tracce *SVX* i vincoli che richiede *SVT*, ha un'efficienza di ricostruzione molto simile a quella degli algoritmi *offline*.⁴

Nel caso (oggi allo studio) in cui *SVT* sia modificato perché la ricostruzione utilizzi 4 *hit* su qualsiasi dei cinque strati di *SVXII*, l'efficienza di ricostruzione avrebbe un sensibile incremento. Per darne una stima si formulano alcune ipotesi

1. la probabilità $p = 0.933 \pm 0.005$ [81] con la quale una traccia genera un *hit* in uno strato del rivelatore è costante per tutti gli strati ed indipendente da quanto accade sugli altri *layer*;
2. le stesse proprietà, di cui al punto uno, varranno anche per *SVXII* con un valore di p simile a quello di *SVX* (ai fini di questo calcolo identico).

Sotto queste ipotesi la distribuzione del numero di *hit* per tracce che attraversano tutti gli strati (come quelle di *trigger* che stiamo considerando ora) ha un andamento binomiale⁵ dipendente dal numero h di *hit* e dal numero ℓ di strati:

$$\mathcal{P}_p(h, \ell) = p^h (1 - p)^{\ell-h} \frac{\ell!}{h! (\ell - h)!}$$

La probabilità che una traccia abbia $h = 4$ *hit* su un rivelatore con $\ell = 5$ strati rispetto a quella che li abbia un uno con soli 4 *layer* sarà:

$$M = \frac{\mathcal{P}_p(h = 5, \ell = 5) + \mathcal{P}_p(h = 4, \ell = 5)}{\mathcal{P}_p(h \geq 4, \ell = 4)} = 5 - 4p = 1.268 \pm 0.007$$

⁴Il parametro che descrive quanto *SVT* è in grado di descrivere bene le tracce 'vere' (identificate con quelle fornite dalla produzione *offline* dei dati), ossia quante volte le due ricostruzioni danno dei parametri simili è stato stimato in 0.910 ± 0.003 [82].

⁵Nel caso specifico delle tracce nel rivelatore di CDF la distribuzione è una binomiale troncata, visto che si richiedono sempre almeno 2 *hit* per classificare la tracce come traccia *SVX*.

Quest'evoluzione di *SVT*, per i *trigger* basati esclusivamente sulla selezione cinematica dell'evento, porterebbe un aumento del *rate* per una richiesta di due tracce di un fattore $M^2 = 1.61$ e $M^3 = 2.04$ per una su tre tracce, assumendo di poter considerare la loro ricostruzione in modo indipendente. Si pensa di combattere questo aumento facendo delle richieste di qualità del *cluster* nel rivelatore di vertice, accettando come *hit* validi per la ricostruzione delle tracce in *SVT* solo quelli “good”, cioè quelli ben separati dagli altri *cluster*.

Si deve inoltre ricordare che la lunghezza di *SVXII* è quasi doppia di quella di *SVX* e quindi anche solo per questa maggior accettazione geometrica ci si attende, a parità di criteri di selezione, una frequenza di *trigger* di secondo livello (usando *SVT*) maggiore rispetto a quella stimata utilizzando i dati raccolti nel Run-I, visto che molte più tracce *COT* avranno collegati degli *hit* nel rivelatore di vertice. In realtà *SVT* completa la ricostruzione delle sole tracce già rinvenute nella camera centrale *COT* (e quindi selezionate da *XFT*), la cui accettazione non è aumentata rispetto alla *CTC*. Inoltre l'incremento di efficienza di *XFT* rispetto al ‘vecchio’ *CFT*, (e quindi di particelle di *trigger*) sarà almeno in parte compensato dalla parallela diminuzione di tracce false.

Se questi due fattori portano a ritenere che l'incremento del numero di tracce di *trigger* sia pressoché nullo, d'altra parte, però, proprio la struttura e la dimensione di *SVXII* permetteranno di recuperare molte delle tracce ricostruite nella *CTC*, ma non all'interno di *SVX*. La soluzione dei tre *barrel* e la loro disposizione farà coprire la regione intorno a $z = 0$ dove il *gap* fra i due moduli di *SVX* è stata la causa di una rilevante perdita di efficienza nell'uso di *SVX*, così come le zone vicino al bordo $|z| \geq 20 \text{ cm}$, saranno ora ricostruite in modo del tutto normale. Inoltre, non si è ancora tenuto conto dell'aumento di efficienza del nuovo rivelatore di vertice sulla richiesta di quattro *hit* ($\varepsilon_{4 \text{ hit}} \sim 65 \% \rightarrow 95 \%$) per l'aumentata efficienza p intrinseca di rivelazione di un singolo *hit*.

Una buona maniera di calcolare l'accettazione di *SVXII* in rapporto a quella di *SVX* è di stimarla dai dati raccolti nel Run-I, supponendo che tutte le tracce centrali della *COT* siano ‘viste’ anche da *SVXII*, per cui $N_{COT} \simeq N_{SVXII}$. La *COT* occuperà la stessa regione $|\eta| < 1$ coperta dalla *CTC* nel Run-I senza una grande differenza nell'efficienza di ricostruzione fra questi due rivelatori, per cui si può ragionevolmente supporre che tutte le tracce *CTC* siano anche tracce *COT* ($N_{CTC} \simeq N_{COT}$) e quindi $N_{CTC} \simeq N_{SVXII}$: in altre parole tutte le tracce *CTC* avrebbero attraversato anche *SVXII* se fosse stato montato nel Run-I.

Richiedendo eventi con tracce centrali a $p_t \geq 2.0$, per un campione del Run-Ib si trova

$$\begin{cases} N_{CTC} = 34894 \\ N_{SVX}^{4 \text{ hit}} = 20772 \end{cases} \rightarrow A = \frac{N_{SVXII}}{N_{SVX}} \simeq \frac{N_{CTC}}{N_{SVX}} = 1.68 \pm 0.02$$

Questo valore è vicino alla pura accettazione geometrica $L_{SVXII}/L_{SVX} = 1.88$.

Ragionando in modo molto qualitativo, si può utilizzare la lunghezza ‘attiva’ di $SVXII$ per non trascurare le sue zone di *gap*, e dire che il fattore complessivo di cui si prevede che aumenti la frazione di eventi selezionati è

$$f = \frac{L_{SVXII}}{L_{SVX}} \cdot \frac{\varepsilon_{SVXII}(4 \text{ hit})}{\varepsilon_{SVX}(4 \text{ hit})} = \frac{87 \text{ cm}}{51 \text{ cm}} \cdot \frac{93 \%}{65 \%} \approx 2.44$$

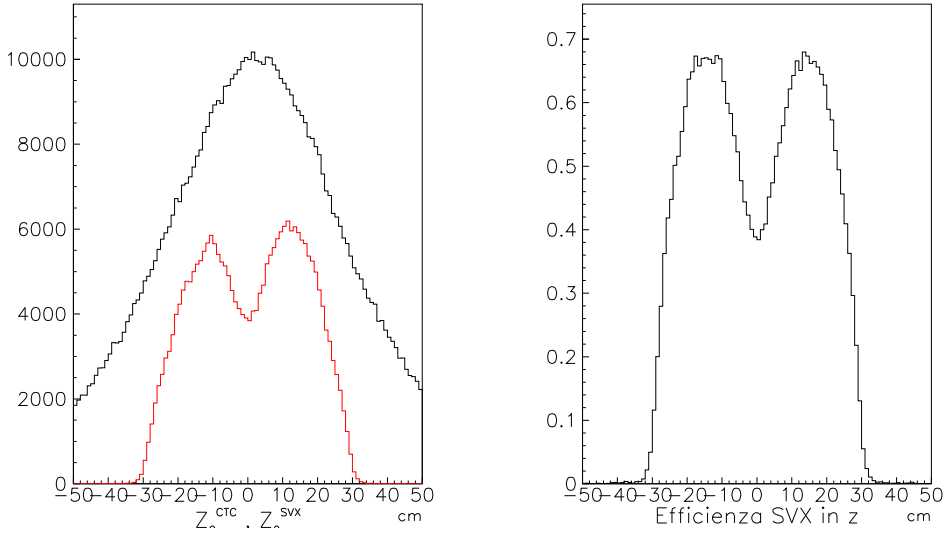


Figura 6.9: Distribuzione in z_0 per un campione di tracce del Run-I ricostruite nella sola CTC e con 4 hit SVX (a sinistra) e rapporto fra di esse (a destra) che dá la probabilità, in funzione di z che una traccia centrale abbia 4 hit in SVX.

La frequenza $\varepsilon_{SVX}^{4 \text{ hit}}$ con la quale le tracce CTC di *trigger* ($p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$) hanno quattro hit in SVX è stimata in modo più preciso a partire dalla loro distribuzione in funzione di z_0 (fig. 6.9): il loro rapporto determina $\varepsilon_{SVX}^{4 \text{ hit}}(z_0)$. Allo stesso modo, sfruttando una simulazione del nuovo rivelatore di vertice, è stato determinato anche l’andamento dell’efficienza $\varepsilon_{SVXII}^{4 \text{ hit}}(z_0)$.

La distribuzione longitudinale delle collisioni $p\text{-}\bar{p}$ è pressoché gaussiana $G(z, \sigma_z)$ con una larghezza tipica $\sigma_z \approx 30 \text{ cm}$, per cui si è calcolato [79] che per due tracce

$$f = \frac{\int G(z_0, \sigma_z) \cdot \varepsilon_{SVXII}^2(z_0, 4 \text{ hit}) dz_0}{\int G(z_0, \sigma_z) \cdot \varepsilon_{SVX}^2(z_0, 4 \text{ hit}) dz_0} \simeq 2.5$$

Il valore di f trovato è simile a quello ottenuto con ragionamenti generali, ma si è preferita questa determinazione (piú affidabile) di f , il fattore di aumento della frequenza di *trigger* al secondo livello rispetto ai valori ottenuti direttamente dai dati raccolti nel Run-I a causa della sostituzione del rivelatore di vertice.

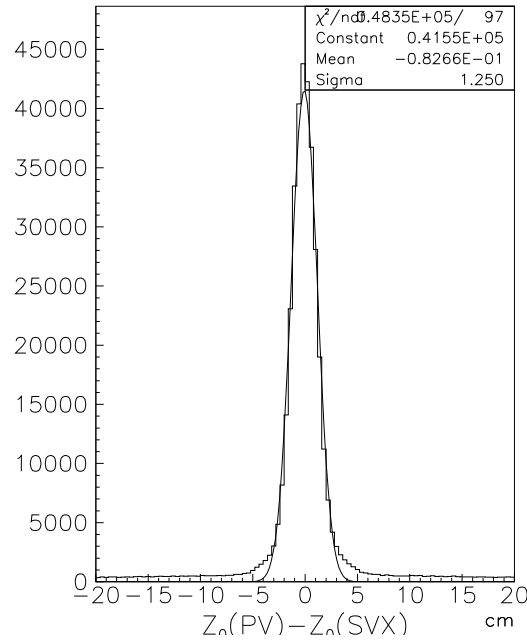


Figura 6.10: *Distribuzione della differenza $z_0(p\bar{p}) - z_0^{SVX}$ per tracce del Run-I.*

Si noti che il valore di f è stato ottenuto sostituendo alla coordinata z_0 della traccia con quella del vertice primario, commettendo un errore che la maggior parte delle volte è piccolo (vedi fig. 6.10). Inoltre è sottintesa l'ipotesi che i vertici primari degli eventi che superano il primo livello di selezione siano ancora distribuiti secondo la curva $G(z, \sigma_z)$ ed anche questa ipotesi è sicuramente molto ragionevole.

6.4 La selezione di secondo livello.

Per prima cosa si deve vedere qual é la distribuzione in parametro d'impatto per il fondo, una volta selezionate le sole tracce con 4 *hit* in *SVX* all'interno dello stesso *wedge* e con un $\chi^2_{n=4} \leq 13.28$ (fig. 6.11)

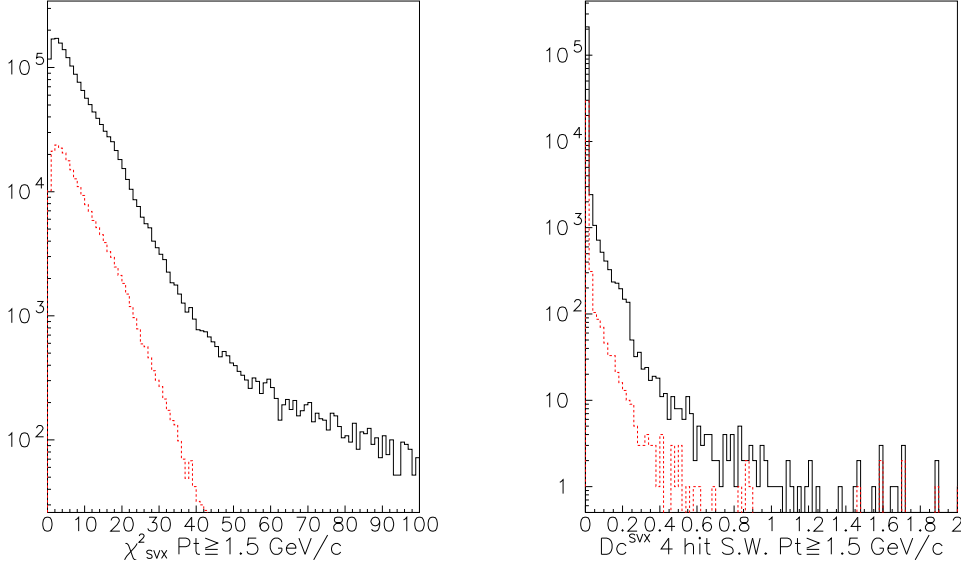


Figura 6.11: Distribuzione per tracce di fondo a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ a sinistra in χ^2_{SVX} con, sovrapposta, l'analoga curva con l'ulteriore richiesta di 4 *hit* *SVX* tutti nello stesso settore in φ , ed a destra in parametro d'impatto misurato in *cm* come si misura dopo il riallineamento e dopo aver s'impone anche il taglio in χ^2 .

Visto che nelle selezioni di primo livello comunque si erano trovati dei valori di taglio in impulso sempre superiori ai $2 \text{ GeV}/c$ e ricordando che la curva della risoluzione trovata sul campione di fondo aveva una larghezza di circa $43 \mu m$ per particelle con impulso $p_t \geq 2 \text{ GeV}/c$, si definisce come traccia di un possibile vertice secondario una il cui parametro d'impatto sia di almeno $100 \mu m$, ossia incompatibile (a piú di due σ) con il provenire dal vertice primario.

Per quanto riguarda il limite superiore su $|d|$, si deve tener conto che i valori del parametro d'impatto superiori ad 1 mm o derivano da particelle a vita media molto lunga, come i mesoni K_s^0 o i barioni Λ , oppure sono prodotti da una cattiva ricostruzione di questo parametro cinematico della traccia; in entrambi i casi per i nostri scopi non vi è nessun interesse a tenere particelle con parametro d'impatto superiore ad 1 mm .

La selezione con il parametro d'impatto mostra che richiedere una sola traccia *displaced*, ossia compatibile col 'provenire' da un vertice secondario, mantiene il *rate* di secondo livello entro la banda passante a disposizione solo a partire da valori molto elevati di taglio se le altre richieste corrispondono ad un'alto *rate* di livello 1. La scelta più semplice è quindi di richiedere almeno due tracce dotate di parametro d'impatto significativamente diverso da zero: in fig. 6.12 si mostra la distribuzione in parametro d'impatto d^{SVX} sia per gli eventi di fondo che per i quattro canali di segnale.

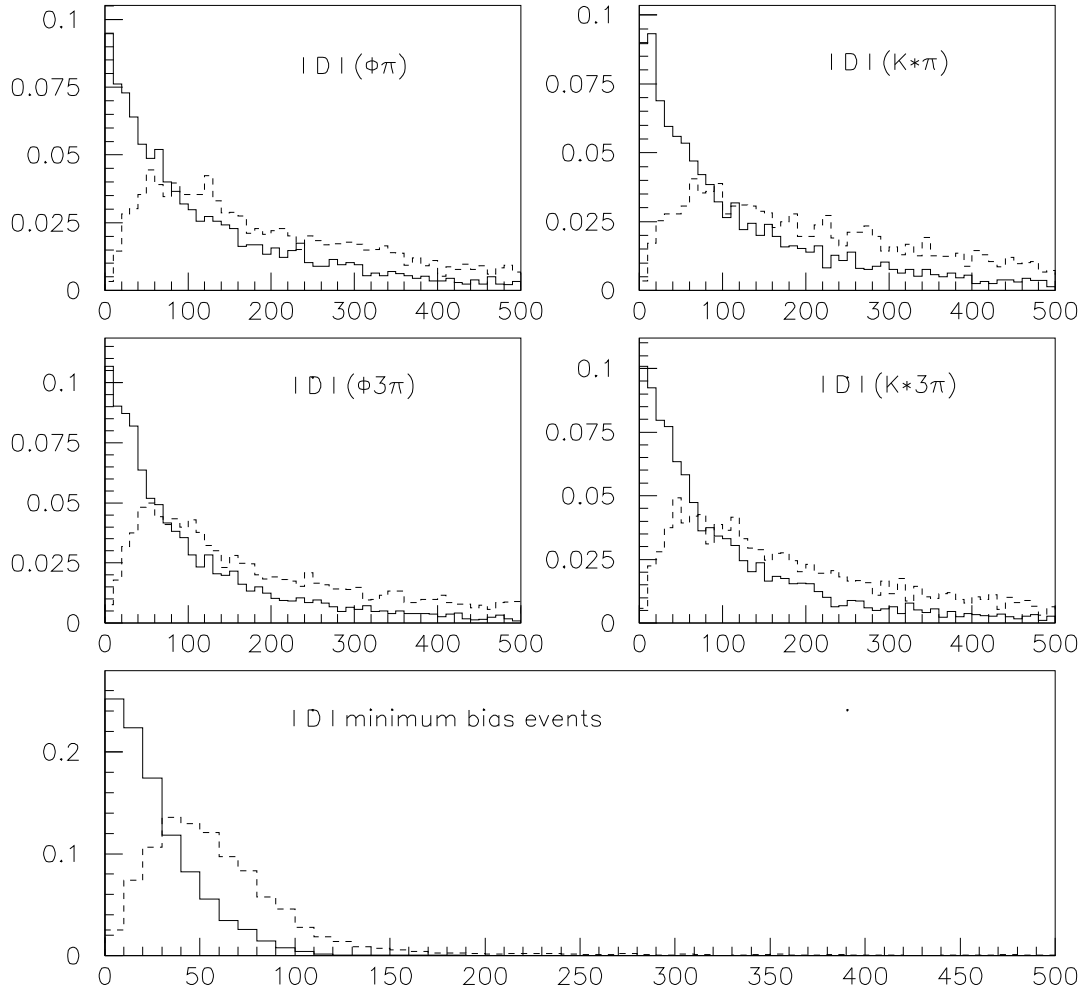


Figura 6.12: Distribuzioni, normalizzate ad area unitaria, nel primo (linea tratteggiata) e nel secondo massimo (linea continua) parametro d'impatto delle tracce con 4 hit SVX nello stesso wedge e $\chi^2 \leq 13.28$, per eventi di segnale e di fondo che superano il primo livello di trigger. Per una maggiore chiarezza ci si è limitati all'intervallo $[0, 500] \mu m$

I grafici precedenti mostrano che già un taglio a $100 \mu m$ riesce ad eliminare gran parte del fondo che ha superato il primo livello di selezione, mentre il segnale ha una distribuzione molto più allargata e quindi ne sopravvive in una frazione importante. Per presentare i risultati del livello due si è scelto di fissare al due valori del *rate* di *trigger* di livello 1 ben entro il limite di $50 kHz$ che la collaborazione ha previsto. I due valori scelti sono $10, 20 kHz$. Il segnale al livello 2 (sul quale si fa la richiesta di 1 oppure 2 o anche 3 tracce con $100 \mu m \leq |d| \leq 1 mm$) è stato massimizzato quando la banda di secondo livello è lasciata libera di variare entro $50, 100, 150$ e $300 Hz$ (sempre per $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$). Questa coppia di valori è sempre riportata all'inizio di ogni tabella che riassume i risultati del secondo livello; in esse, se non specificato diversamente in modo esplicito, si deve sottintendere che l'algoritmo di massimizzazione ha fornito sempre come più efficiente la combinazione di tagli in cui si esclude la richiesta di carica opposta.

Come già per il primo livello, si riportano qui di seguito le tabelle riassuntive canale per canale (tab 6.2, 6.3) dei tagli che massimizzano il segnale per un valore fissato della banda passante di livello 1 e 2.

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$							
$L_1 L2$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T (10^{-5})$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$	N_D
10, 50	0.565	7.99 ± 3.03	1.042	0.3 ± 0.05	2.3, 3.1	0 - 72.50	2
10,100	0.992	14.03 ± 5.24	3.346	1.0 ± 0.09	2.9, 3.4	0 - 67.50	1
10,150	1.323	18.71 ± 6.95	4.936	1.5 ± 0.11	2.3, 4.0	0 - 67.50	1
10,300	2.260	32.0 ± 11.8	10.04	3.0 ± 0.17	2.3, 3.3	0 - 80.00	1
20, 50	0.855	12.08 ± 4.53	1.645	0.5 ± 0.06	2.2, 2.7	0 - 105.00	2
20,100	0.827	11.69 ± 4.39	1.974	0.6 ± 0.06	2.2, 2.4	0 - 86.25	2
20,150	0.827	11.69 ± 4.39	1.974	0.6 ± 0.06	2.2, 2.4	0 - 86.25	2
20,300	2.260	32.0 ± 11.8	10.04	3.0 ± 0.17	2.3, 3.3	0 - 80.00	1

Tabella 6.2: *Efficienze di selezione e sezioni d'urto sia per il segnale che per il fondo two tracks richiedendo tracce con $100 \mu m \leq |d| \leq 1 mm$.*

A volte capita che sia la richiesta di livello 1 ad essere la più vincolante, sebbene il parametro d'impatto sia una variabile ben più efficace delle variabili disponibili al primo livello nel distinguere il fondo dal segnale. Questo dimostra che la grande difficoltà di un *trigger* di sole tracce è, come prevedibile, nella logica del primo livello, quando gli strumenti per selezionare il segnale dal fondo sono limitati.

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$							
$L_1 L_2$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T (10^{-5})$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$	N_D
10, 50	0.533	9.4 ± 3.71	0.987	0.3 ± 0.04	2.2, 3.3	0.0 - 76.25	2
10,100	0.953	16.8 ± 6.53	3.346	1.0 ± 0.09	2.5, 4.0	2.5 - 61.25	1
10,150	1.192	21.0 ± 8.13	4.936	1.5 ± 0.11	2.3, 4.0	0.0 - 66.25	1
10,300	2.426	42.7 ± 16.4	10.04	3.0 ± 0.17	2.3, 3.3	0.0 - 80.00	1
20, 50	0.869	15.3 ± 5.97	1.645	0.5 ± 0.06	2.2, 2.7	0.0 - 103.75	2
20,100	0.897	15.8 ± 6.16	1.810	0.5 ± 0.06	2.2, 2.5	0.0 - 93.75	2
20,150	1.192	21.0 ± 8.13	4.936	1.5 ± 0.11	2.3, 4.0	0.0 - 66.25	1
20,300	2.426	42.7 ± 16.4	10.04	3.0 ± 0.17	2.3, 3.3	0.0 - 80.00	1
$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow \Phi \pi^- \quad \Phi \rightarrow K^+ K^-$							
$L_1 L_2$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T (10^{-5})$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$	N_D
10, 50	0.258	9.74 ± 4.7	1.152	0.3 ± 0.05	2.2, 2.9	0.00 - 38.75	2
10,100	0.491	18.5 ± 8.8	3.346	1.0 ± 0.09	2.8, 3.5	0.00 - 40.00	1
10,150	0.646	24.4 ± 11.7	4.991	1.5 ± 0.11	2.5, 3.4	1.25 - 37.50	1
10,300	1.072	40.4 ± 18.9	9.872	2.9 ± 0.17	2.2, 3.2	0.00 - 41.25	1
20, 50	0.413	15.6 ± 7.4	1.591	0.5 ± 0.06	2.2, 2.2	1.25 - 61.25	2
20,100	0.491	18.5 ± 8.8	2.029	0.6 ± 0.07	2.2, 2.2	0.00 - 72.50	2
20,150	0.646	24.4 ± 11.7	4.991	1.5 ± 0.11	2.5, 3.4	1.25 - 37.50	1
20,300	1.072	40.4 ± 18.9	9.872	2.9 ± 0.17	2.2, 3.2	0.00 - 41.25	1
$B_s \rightarrow D_s^- 3 \pi^+ \quad D_s^- \rightarrow K^{*0} K^- \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$							
$L_1 L_2$	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T (10^{-5})$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$	N_D
10, 50	0.285	13.4 ± 6.6	1.097	0.3 ± 0.05	2.2, 3.0	0.00 - 46.25	2
10,100	0.324	15.2 ± 7.5	3.291	1.0 ± 0.09	2.3, 4.0	2.50 - 36.25	1
10,150	0.492	23.1 ± 11.2	4.936	1.5 ± 0.11	2.2, 4.0	0.00 - 47.50	1
10,300	0.945	44.4 ± 21.3	9.872	2.9 ± 0.17	2.2, 3.2	0.00 - 41.25	1
20, 50	0.388	18.23 ± 8.9	1.645	0.5 ± 0.06	2.2, 2.6	0.00 - 63.75	2
20,100	0.324	15.2 ± 7.5	3.291	1.0 ± 0.09	2.3, 4.0	2.50 - 36.25	1
20,150	0.492	23.1 ± 11.2	4.936	1.5 ± 0.11	2.2, 4.0	0.00 - 47.50	1
20,300	0.945	44.5 ± 21.3	9.872	2.9 ± 0.17	2.2, 3.2	0.00 - 41.25	1

Tabella 6.3: *Efficienze di selezione e sezioni d'urto sia per i canali indicati che per il fondo dei run speciali al secondo livello di trigger tagliando sul parametro d'impatto.*

6.5 La posizione del fascio nel Run-II.

Per la buona riuscita della selezione sul parametro d'impatto, come già spiegato, è necessario che i fasci di protoni e di antiprotoni siano ben allineati con l'asse \hat{z} .

Nel Run-II, all'inizio di ogni nuovo *run*, CDF prevede di spendere qualche minuto per controllare la posizione e l'inclinazione dei *beam* sfruttando tutta la risoluzione a sua disposizione. Questo primo controllo sarà infatti realizzato all'uscita del terzo livello di *trigger* utilizzando algoritmi *offline* per la ricostruzione della distribuzione dei vertici primari e del parametro d'impatto delle tracce che da essi provengono. Lavorando con tutti i 50 *Hz* del livello tre in pochi minuti si avranno a disposizione diverse migliaia di tracce con le quali trovare in modo accurato lo *shift* del fascio (la risoluzione è prevista intorno ai 5 μm).

Gli ingegneri del Tevatron, informati delle correzioni di riallineamento, in tempi dell'ordine del milli-secondo sono in grado di agire sui magneti deflettori. In alcuni *test* alla fine del Run-Ic sono state provate alcune di queste operazioni; in base all'esperienza acquisita si ritiene che il riallineamento verrà operativamente realizzato con la stessa precisione con la quale si conosce il disallineamento.

Durante il periodo di acquisizione, poi, il buon allineamento sarà costantemente tenuto sotto controllo da *SVT* stesso che, elaborando l'*output* di livello uno a 50 *kHz*, ogni dieci secondi è in grado di fornire delle misure sui parametri del fascio con una risoluzione molto prossima a quella dell'*offline*. Questo monitoraggio continuo assicura che al più vi possano essere alcuni secondi nei quali si raccolgono eventi con una posizione del *beam* non corretta.

Ad ogni modo abbiamo considerato l'effetto di un fascio traslato e/o inclinato sulla selezione di secondo livello. Viste le distribuzioni del segnale e del fondo in funzione del parametro d'impatto (fig. 6.12 a pag. 145), un errore sulla posizione del *beam* influirà in modo molto più rilevante sul fondo che non sugli eventi di B_s . Sono stati simulati dei disallineamenti di 5, 10, 20 μm per eventi che superano le richieste di *trigger* con una banda passante di 10 *kHz* al primo livello e 50 *Hz* al secondo. Il cambiamento del *rate* trovato è entro l'errore statistico per lo scostamento di 5 μm (si passa da 45 \rightarrow 49 eventi). Per disallineamenti maggiori l'aumento della frequenza di *trigger* di uscita dal livello due è del 25 % (57 eventi) e del 40 % (63 eventi), rispettivamente per *shift* di 10 = μm e 20 μm .

L'eventualità che il fascio sia spostato dalla posizione nominale di 20 μm o più dopo il riallineamento iniziale è comunque pessimistica, visto che ogni cambiamento apprezzabile da *SVT* sarà corretto in tempi molto brevi.

6.6 Conclusioni.

Si è dimostrato che imponendo una richiesta anche non particolarmente selettiva sul parametro d'impatto ($100 \mu m \leq |d| \leq 1 \text{ mm}$), si può mantenere il *rate* di *trigger* entro i limiti consentiti dalla logica di selezione senza occupare l'intera banda passante. Il set migliore dipende naturalmente dal *budget* di acquisizione concesso a questo *trigger*, ma considerando dei valori accettabili al primo livello di $10 - 20 \text{ kHz}$ si sono ottenute le seguenti combinazioni di richieste, a seconda che la banda passante di secondo livello sia $50, 100, 150 \text{ Hz}$ o tutta per intera con i suoi 300 Hz .

L1, L2		Segnale		Fondo		Richieste	
<i>rate max</i>	$\varepsilon_s \%$	$\sigma_s (pb)$	$\varepsilon_T (10^{-5})$	$\sigma_T (\mu b)$	$p_t (GeV/c)$	$\Delta\varphi (gradi)$	N_D
10, 50	0.667	88 ± 49	0.987	0.3 ± 0.04	2.2, 3.2	0 - 65.00	2
10,100	1.249	145 ± 79	3.291	1.0 ± 0.09	2.9, 3.3	0 - 58.75	1
10,150	1.427	166 ± 88	4.991	1.5 ± 0.11	2.3, 3.9	0 - 53.75	1
10,300	2.653	309 ± 162	9.927	3.0 ± 0.17	2.2, 3.3	0 - 53.75	1
20, 50	1.211	141 ± 78	1.645	0.5 ± 0.06	2.2, 2.7	0 - 105.00	2
20,100	1.150	134 ± 73	2.084	0.6 ± 0.07	2.2, 2.2	0 - 77.50	2
20,150	1.427	166 ± 88	4.991	1.5 ± 0.11	2.3, 3.9	0 - 53.75	1
20,300	2.653	309 ± 162	9.927	3.0 ± 0.17	2.2, 3.3	0 - 53.75	1

Tabella 6.4: Scelta ottimale delle soglie dei parametri al secondo livello di *trigger*: le efficienze di selezione e le relative sezioni d'urto sia per il segnale totale che per il fondo di *minimum bias* del Run-Ib sono state ottenute imponendo la richiesta $100 \mu m \leq |d| \leq 1 \text{ mm}$ su una, due o tre tracce: nell'ultima colonna è riportata la scelta migliore. In tutti i set la richiesta di carica opposta è penalizzante.

Alle luminosità per le quali il campione è valido⁶, da 100 a 300 *nb* di segnale supereranno i tagli. Per una luminosità integrata di 1 fb^{-1} ($10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 10^7 \text{ s}$) ci si aspettano circa $1 - 3 \cdot 10^5$ mesoni B_s che ogni anno superano il livello due di *trigger*. Il rapporto S/N del secondo livello varia dal un valore peggiore di $1.03 \cdot 10^{-4}$ ad uno migliore $2.9 \cdot 10^{-4}$ per la selezione a 10 kHz al primo livello e 50 Hz al secondo (anche se in realtà l'uscita è a soli 30 Hz). Il guadagno rispetto al valore di S/N dopo i tagli del primo livello è di un altro ordine di grandezza, benché il segnale venga comunque ridotto di un fattore circa 10.

⁶Vedi discussione sui *rate* previsti nelle conclusioni del capitolo precedente

Questo accade perché non sempre le tracce finali del B hanno parametri d'impatto rilevanti, ma soprattutto perché la maggior parte degli eventi che hanno superato il primo livello di selezione lo hanno fatto grazie a tracce prodotte nella catena di frammentazione dei b -quark o dei gluoni irraggiati nel processo. In questo caso le tracce di *trigger* (e quindi l'evento) difficilmente superano il secondo livello.

La richiesta di due tracce dotate di parametro d'impatto significativamente diverso da zero ha, rispetto a quelle in cui si taglia su soltanto una traccia *displaced*, un miglior rapporto S/N , un *rate* quasi già compatibile con i limiti del terzo livello e tutto sommato non molti meno eventi. Si ritiene per tanto che sia da preferirsi questa seconda scelta in quanto, pur considerando che ci aspetta che *SVT* sia uno strumento estremamente efficiente, la percentuale di tracce con parametro d'impatto mal ricostruito non sarà nulla, e limitando la richiesta ad una sola particella *displaced* si ammette quasi tutta la frazione di *fake*.

Da questo studio del secondo livello è anche apparso evidente che una volta fissata una buona selezione di primo livello è quasi automatico che la richiesta di due tracce dotate di parametro d'impatto significativamente diverso da zero⁷ permetta alla logica complessiva di selezione di soddisfare i vincoli per l'*output* del secondo livello.

Un discorso particolare va riservato ai valori di S/N che si trovano: a prima vista, per quanto lo studio di canali completamente adronici ad un *collider* protone-antiprotone sia una sfida tutt'altro che semplice, un valore di S/N al massimo dell'ordine di 10^{-4} sembra precludere la possibilità di osservare il segnale.

Al secondo livello si sono richiesti quattro *hit* all'interno di uno stesso *wedge* in φ del rivelatore di vertice (obbligatori per il funzionamento di *SVT*). Non è stato, però, possibile includere degli analoghi vincoli sulla qualità delle tracce al primo livello, qualità che il processore *XFT* richiederà automaticamente visto che per ricostruire una traccia deve trovare un segmento in ognuno dei quattro super-strati assiali della *COT*, e per di più con un elevato numero di *hit* (almeno 9 su 12). Questa non è una nostra mancanza, perché si deve tener conto che la geometria dei due rivelatori (la vecchia *CTC* e la futura *COT*) è abbastanza diversa.

⁷Il valore usato in questo studio di $|d| \geq 100 \mu m$ assicura di considerare tracce incompatibili con provenire da un vertice primario ad almeno due deviazioni standard. Il valore $\sigma_d \sim 43 \mu m$ è stato valutato direttamente dai dati raccolti nel Run-I, mentre i costruttori di *SVT* sostengono di essere in grado di fornire la misura del parametro d'impatto con una risoluzione di $35 \mu m$. Se questa prestazione sarà effettivamente ottenuta durante la presa dati, il taglio a $100 \mu m$ avrà un'efficienza di selezione verso il fondo maggiore di quella qui stimata.

Questo rende difficile stimare quale sia la condizione sulle tracce *offline* raccolte con la *CTC* che meglio simula le richieste che *XFT* farà *hit* nella *COT*. Siamo quindi sicuri di aver sovrastimato il fondo al primo livello, avendo considerato come buone anche tracce che *XFT* non avrebbe mai ricostruito, mentre l'analogo problema esiste in forma molto più ridotta sul segnale in quanto è frutto di una simulazione. Questo problema, anche se in forma molto meno importante, affligge anche il secondo livello del *trigger*, visto che *SVT* effettua la sua ricostruzione solo su tracce di *trigger* che abbiano già superato il primo livello.

Un altro motivo che porta a non ritenere eccessivamente preoccupante il valore di S/N ottenuto è che nelle analisi sui dati del Run-I, la collaborazione CDF ha dimostrato che nel passaggio dall'acquisizione alla fase di analisi *offline* il fattore caratteristico di guadagno nel rapporto segnale/fondo è dell'ordine di 10^3 . Questo è un valore sicuramente ragionevole viste le caratteristiche dei canali scelti ed al tempo stesso incoraggiante, visto che porterebbe il fattore $S/N \rightarrow 1 : 3 - 1 : 5$, tenendo presente che la stima fatta è molto conservativa. Si sono infatti utilizzate le prestazioni del rivelatore nella configurazione del Run-I, che verrà migliorato in molte sue parti ed in particolar modo proprio nel sistema di tracciatura, di importanza centrale in questo studio (basti pensare al miglioramento della risoluzione sulla misura del parametro d'impatto che apporterà il *Layer 00*).

Non ci sarebbe da sorprendersi se all'atto pratico si riuscisse a migliorare il valore del rapporto S/N anche di un ordine di grandezza. In ogni caso il numero finale di mesoni totalmente ricostruibili che si ottiene con i criteri qui esposti è di tutto rispetto per fare la misura del parametro di oscillazione x_s , tanto da permettere di imporre al livello *offline* dei tagli più stringenti per selezionare un campione di B_s di buona purezza.

Sulla scorta dei *rate* compatibili sia al primo che al secondo livello (e vista la frequenza di uscita da quest'ultimo, quando si richiedono due tracce con parametro d'impatto non troppo distanti dei limiti del terzo) e delle considerazioni sopra esposte sulla possibilità di migliorare notevolmente il rapporto segnale/rumore nelle successive fasi di analisi, il risultato di trovare un numero di B_s dell'ordine di almeno 10^5 per fb di luminosità integrata è di sicuro interesse. Se da questi si riuscissero ad estrarre anche solo un B_s completamente ricostruibile ogni 10 che superano le selezioni, si avrebbe un campione di 10'000 mesoni per fb^{-1} di luminosità integrata, campione che renderebbe possibile una misura anche di un valore elevato di x_s con una notevole significatività, come argomentato nel terzo capitolo.

Capitolo 7

Conclusioni.

L'obiettivo di questa tesi era quello di sviluppare una strategia per selezionare gli eventi migliori per la misura del parametro x_s che descrive il mescolamento di *flavour* nel sistema $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. Le difficoltà principali di questa misura sono che per tenere sotto controllo l'errore sul tempo proprio del mesone che decade ci si deve servire dei modi di decadimento del B_s completamente ricostruibili. Questo vincolo, insieme alla necessità di conoscere il contenuto in sapore del B_s sia al momento della produzione che nell'istante di decadimento, ha l'effetto di deprimere di un notevole fattore la frazione di mesoni prodotti che possono essere usati nella misura.

Se a queste limitazioni si aggiunge che la pur notevole sezione d'urto di produzione di B_s del Tevatron deve fare i conti con un fondo di oltre tre ordini di grandezza superiore, ci si trova di fronte ad un serio problema di statistica: è quindi necessario un *trigger* specializzato che cerchi di raccogliere il maggior numero possibile di B_s .

Sono stati presi in considerazione quattro canali del B_s che decade sempre in uno o tre pioni carichi più un D_s^\pm completamente ricostruibile in $K^+K^-\pi^\pm$. La somma di tali decadimenti è una piccola frazione ($\sim 4 \cdot 10^{-4}$) della larghezza totale del B_s , ma il D_s^\pm produce sempre una risonanza "stretta" con la quale si ritiene di distinguere il D_s^\pm fisico da quello simulato dal fondo con una combinazione accidentale di tracce (come è già stato fatto in alcune analisi sui dati del Run-I).

La scelta di utilizzare una logica di selezione che utilizza esclusivamente i parametri cinematici delle particelle, al primo livello di *trigger* lascia disposizione come variabili di selezione solo l'impulso trasverso, la separazione angolare e la carica elettrica. Il sistema di richieste del primo livello di selezione elaborato su questi parametri presenta un'efficienza di circa 2.7 % sul segnale (per una frequenza di *trigger* di 10 kHz), corrispondente a quasi $3 \cdot 10^6$ B_s che superano questo livello di selezione.

Grazie all'ottimizzazione dei tagli, già le richieste di livello uno riescono a migliorare il rapporto S/N di circa due ordini di grandezza (che passa da $2.3 \cdot 10^{-7}$ senza vincoli a $2.1 \cdot 10^{-5}$ per una banda passante di 10 kHz). All'atto pratico il solo p_t è veramente discriminante fra segnale e fondo, perché la distribuzione in apertura angolare fra le tracce di *trigger* derivanti dal decadimento del B_s è molto simile a quella del fondo e piccata proprio nella regione di massimo *background*.

Al secondo livello, invece si può utilizzare anche una variabile che permette di distinguere i decadimenti di un B_s da gran parte degli altri tipi di eventi: il parametro d'impatto d . Il decadimento di un B avviene, infatti, ad una distanza dalla collisione $p\bar{p}$ di produzione mediamente di $\sim 500 \mu\text{m}$ e quindi le sue tracce finali provengono da un vertice secondario 'ben' separato da quello primario. Facendo leva su questa caratteristica dei B , è stata sviluppata una logica di *trigger* che presenta un'efficienza sul segnale di circa 0.7% (sempre per una banda passante di 10 kHz al livello uno). Il risultato della selezione con due tracce *displaced* (ossia $|d| \geq 100 \mu\text{m}$) porta numero di poco inferiore a $10^5 B_s$ che giungono al livello 3, pur limitandosi ad una banda passante di 30 Hz che già rientra nei limiti del terzo livello. Dopo il taglio sul parametro d'impatto il rapporto $S/N = 2.9 \cdot 10^{-4}$ è ulteriormente migliorato rispetto a quello del primo livello.

Il terzo livello di *trigger* a CDF non coincide proprio con l'*offline*, ma ha la possibilità di utilizzare tutta l'informazione del rivelatore (in particolare, per quanto riguarda le tracce, le ricostruzioni nelle tre dimensioni) per imporre dei vincoli su masse invarianti di più particelle, tagli di qualità sull'evento, ... In questo senso ci si aspetta che il terzo livello perda pochi dei mesoni che hanno superato le precedenti selezioni ed invece possa eliminare almeno parte del rumore che invece è giunto sino all'uscita del secondo livello, migliorando il rapporto S/N .

Gli studi sulle possibili strategie *offline* di analisi del B_s per la misura di x_s compiuti a CDF si basano sull'assunto di avere circa 20'000 B_s completamente ricostruibili prima del *tagging*. Il *trigger* qui proposto all'uscita del livello 2 prevede di raccogliere più di 10'000 B_s completamente ricostruibili per fb di luminosità integrata, ossia un anno alla luminosità $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le stime fatte sono dunque molto incoraggianti: utilizzando gli algoritmi *offline* il rapporto S/N dovrebbe scendere sino a valori di $1 : 3$ e grazie alla statistica raccolta in base alla selezione indicata ed alle caratteristiche del nuovo rivelatore, la misura di $x_s \sim 50 - 60$ con una significatività di diverse deviazioni standard sembra effettivamente raggiungibile.

Appendice A

Metodo di ottimizzazione dei tagli

In questa appendice ci si propone di spiegare come è stata fatta l'ottimizzazione della selezione di *trigger* per il primo livello.

A questo *step* della selezione si dispone delle sole informazioni sull'impulso trasverso $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$, il segno della carica elettrica ed il valore dell'angolo azimutale φ della traccia ricostruita nella *COT* dal processore *XFT*. Per trovare il *set* di tagli che massimizza il rapporto S/N, si devono confrontare le efficienze ottenute separatamente con la selezione a due ed a tre tracce imponendo contemporaneamente tutte le richieste sul segnale e sul campione di *minimum bias*, in modo di essere sicuri di non superare la banda passante massima di livello 1, e dall'altra di fornire i valori che fanno superare il primo livello alla maggior frazione possibile del segnale. Per quanto lo studio del parametro x_s sia di estremo interesse, è comunque solo una delle analisi che l'esperimento ha in programma nel Run-II, per cui ci si aspetta di avere a disposizione al massimo una metà della banda passante del *trigger*, ma non si può escludere a priori che, magari per un breve periodo, CDF non dedichi totalmente la sua capacità di acquisizione ad un *trigger* per i *B*. Questo è il motivo per cui si preferisce lavorare variando anche , il *rate* di *trigger* calcolato per una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, un valore medio fra quella prevista per l'inizio del Run-II e quella doppia a regime utilizzando anche il *Recycler*.

Operativamente per lavorare in questo spazio a più dimensioni¹ si è scelto di fissare il valore degli impulsi e della carica, per cui restano liberi i migliori valori di φ_{min} , φ_{max} della separazione angolare.

¹Volendo variare indipendentemente tutti parametri, occorrono tre dimensioni per gli impulsi delle tracce, una per la carica opposta ed altre due per la separazione angolare minima e massima.

La condizione $\varphi_{min} \leq \Delta\varphi(ev) \leq \varphi_{max}$ equivale a richiedere contemporaneamente che nell'evento esista almeno una coppia di tracce con $A = \Delta\varphi \leq \varphi_{max}$ ed inoltre $B = \Delta\varphi \geq \varphi_{min}$. Gli eventi che soddisfano la condizione $A \cap B$ superano la richiesta, mentre sono persi da $\varphi_{min} \leq \Delta\varphi_{ev} \leq \varphi_{max}$ se verificano $\overline{A \cap B} = \overline{A} \cup \overline{B}$

Per imporre su un evento a piú tracce la condizione su $\Delta\varphi_{ev}$ si è scelto di utilizzare i due vincoli negati \overline{A} e \overline{B} che hanno il vantaggio di essere legati da un operatore di OR logico, rappresentato da una semplice somma algebrica nel nostro caso. Il significato di queste due condizioni su un evento è semplice: nessuna coppia di tracce ha $\overline{A} = \Delta\varphi \leq \varphi_{max}$, ossia la separazione angolare minima $\Delta\varphi_{min}(ev) > \varphi_{max}$ oppure $\overline{B} = \Delta\varphi \geq \varphi_{min}$, ossia $\Delta\varphi_{max}(ev) < \varphi_{min}$.

Si sono quindi costruiti dei *set* di istogrammi della distribuzione nella minima $\Delta\varphi_{min}(ev)$ e nella massima separazione angolare $\Delta\varphi_{max}(ev)$, come quello riportato in fig.A, per ogni combinazione degli impulsi delle tracce nell'intervallo già ricordato, e con o senza la richiesta di carica opposta.

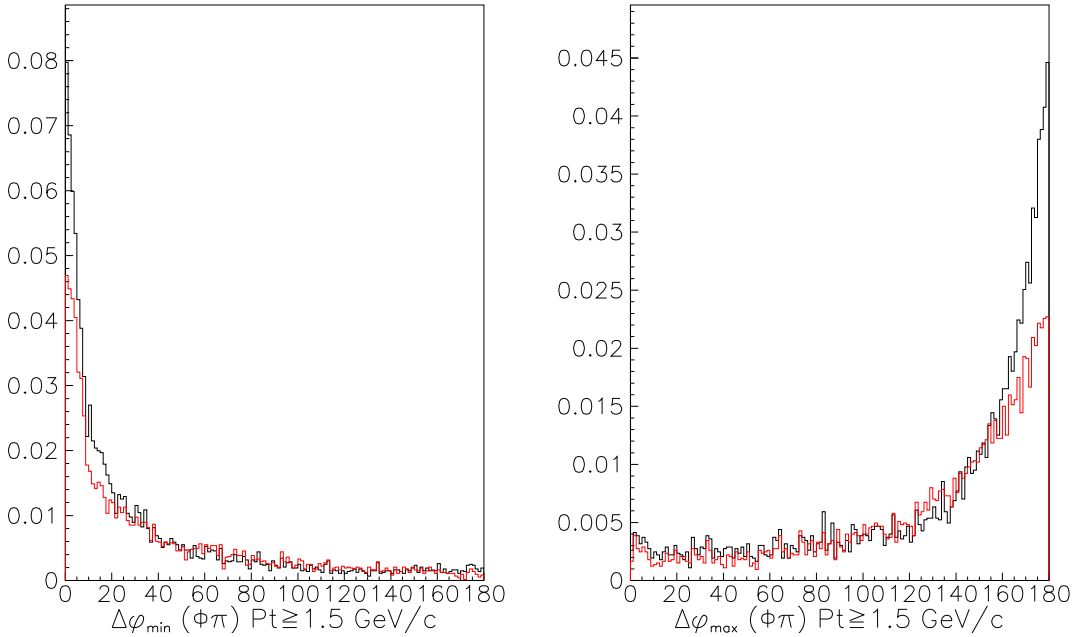


Figura A.1: Distribuzione (normalizzate ad area unitaria) $\Delta\varphi_{min}(ev)$ e $\Delta\varphi_{max}(ev)$ con e senza la richiesta di carica opposta, fra due tracce a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ provenienti da $B_s \rightarrow 2K + 2\pi$ attraverso una risonanza Φ .

Di ogni istogramma se ne costruisce lo spettro integrale, che quindi rappresenta l'andamento in $\Delta\varphi$ del numero di eventi in cui esiste almeno una coppia di tracce separata da un angolo minore del valore sull'asse delle ascisse.

Secondo la logica sopra ricordata, φ_{min} è l'angolo su cui si taglia l'istogramma di I_{max} integrale di quello in $\Delta\varphi_{max}(ev)$ (a destra in fig. A) e gli eventi persi sono quelli in $[0, \varphi_{min}]$, ed φ_{max} seleziona gli eventi in I_{min} legato alla distribuzione in $\Delta\varphi_{min}(ev)$, eliminando gli eventi in $[\varphi_{max}, \pi]$.

In pratica gli eventi che sopravvivono a questo taglio sono

$$\begin{aligned} N(\varphi_{min} \leq \Delta\varphi_{ev} \leq \varphi_{max}) &= N_{TOT} - \left[I_{max} \Big|_{\varphi < \varphi_{min}} + \left(N_{TOT} - I_{min} \Big|_{\varphi > \varphi_{max}} \right) \right] = \\ &= I_{min} \Big|_{\varphi > \varphi_{max}} - I_{max} \Big|_{\varphi < \varphi_{min}} \end{aligned}$$

A questo valore si deve aggiungere anche il numero di eventi che supera il primo livello indipendentemente dalla richiesta in $\Delta\varphi$ perché presenta più di sette tracce ad impulso superiore al minima richiesta in p_t per le tracce (nel grafico è indicato come *overflow*). Ripetendo questa procedura per tutti i valori in impulso trasverso e carica opposta o meno per coppia di tracce, si sono dedotti i valori delle efficienze sul segnale ad un fissato livello di fondo.

Elenco delle figure

1.1	Triangolo di unitarietà (a sinistra) e nella versione ruotata e normalizzata a base unitaria (a destra) comunemente utilizzata.	13
1.2	Diagrammi a box per il mescolamento $B_{d(s)}^0 \leftrightarrow \overline{B}_{d(s)}^0$	19
2.1	Vista del complesso del Tevatron collider.	26
2.2	Sezione longitudinale di un quarto del rivelatore CDF (Run-I). . . .	28
2.3	Rappresentazione di alcuni parametri usati per indicare una traccia. .	29
2.4	Un barrel del rivelatore di vertice SVX' usato a CDF nel Run-I.	30
2.5	Sezione trasversale della camera centrale CTC usata a CDF nel Run-I.	31
2.6	Pianta di SVXII.	36
2.7	I tre barrel di SVXII.	36
2.8	Confronto fra la differenza di tempo misurata dal sistema TOF e la separazione ottenuta dalla misura della perdita di energia dE/dx nella COT.	42
3.1	Diagrammi di produzione di coppie $b - \overline{b}$ al livello albero in QCD: annichilazione $q - \overline{q}$ (a sinistra), fusione di gluoni mediata da un propagatore gluonico (al centro) o fermionico (a destra, con il diagramma di scambio tratteggiato).	50
3.2	Esempi di diagrammi di Feynmann che contribuiscono alla produzione di coppie $b - \overline{b}$ all'ordine α_s^3 : a sinistra si ha lo scambio di un gluone nel canale t importante a piccolo x ; al centro si presenta un <i>gluon-splitting</i> ed a destra la produzione avviene per eccitazione di sapore e contribuiscono $\sim \ln(p_t/m_Q)$	51
3.3	Diagramma di Feynmann di produzione di una coppia $b - \overline{b}$ per annichilazione $e^+ - e^-$ in un bosone vettoriale debole neutro Z^0 (ordine $\alpha_{e.w.}^2$).	53

3.4	Diagramma di Feynmann di produzione di una coppia $b - \bar{b}$ per annichilazione $e^+ - e^-$ in un fotone (ordine $\alpha_{e.w.}^2$).	54
3.5	Diagramma di Feynmann della produzione di una coppia $b - \bar{b}$ attraverso la risonanza $\Upsilon(4s)$	55
3.6	Effetto sulla probabilità di mescolamento teorica (linea tratteggiata) del <i>flavour tagging</i> (linea continua) e combinata con la risoluzioni sperimentali (linea continua in basso). Per questi <i>plot</i> sono stati considerati 20'000 mesoni B_s prima del <i>tagging</i> , un'efficienza $\varepsilon_{tag.} = 20\%$, una diluizione $D = 28\%$ con una risoluzione $\sigma_t = 60\text{ fs}$ sulla misura del tempo proprio (configurazione base del Run-II).	71
3.7	Significatività in deviazioni standard della misura di x_s nel Run-II in funzione del parametro di oscillazione dei B_s . Le curve sono state ottenute con 20'000 mesoni B_s prima del <i>tagging</i> , un rapporto $S/N = 1 : 2$ e $2 : 1$ sia per la configurazione base (linea tratteggiata), $\varepsilon_{tag.} D^2 = 5.7\%$ e $\sigma_t = 60\text{ fs}$, che per quella con gli ulteriori <i>upgrade L00, TOF</i> (linea continua), con i quali $\varepsilon_{tag.} D^2 = 11\%$ e $\sigma_t = 45\text{ fs}$	72
4.1	Andamento del numero medio di interazioni per <i>bunch crossing</i> in funzione della luminosità istantanea e del numero di pacchetti di p (\bar{p}) impiegati.	80
4.2	Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in impulso per il fondo (<i>minimum bias</i>) e per tracce provenienti dal decadimento di un B_s nei quattro canali indicati. da notare che l'asse delle ordinate è in scala logaritmica.	87
4.3	Confronto fra la sezione d'urto integrata di produzione di un b -quark misurata a CDF utilizzando varie tecniche e la previsione teorica QCD al NLO (linea continua, con banda d'incertezza tratteggiata).	92
5.1	Correlazione fra <i>boost</i> di Lorentz e distribuzione in pseudorapidità dei B prodotti al Tevatron (a sinistra) e, a destra, distribuzione (normalizzata ad area unitaria) in impulso trasverso dei B_s . Entrambi i <i>plot</i> sono relativi ad in eventi con due tracce centrali a $p_t \geq 1.5\text{ GeV}/c$	98
5.2	Distribuzione (normalizzata ad area unitaria) in impulso trasverso del decadimento del B_s a quattro tracce finali con una Φ (a sinistra) per eventi $b\bar{b}$ con due tracce centrali a $p_t \geq 1.5\text{ GeV}/c$. A destra, per lo stesso canale sono riportati i contributi separati per la loro provenienza.	99

5.3	Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in $\Delta\varphi$ per due particelle centrali del campione di <i>minimum bias</i> analizzato senza (a sinistra) e con il vincolo $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ (a destra). Le due curve sono relative alla richiesta di carica opposta presente (curva in basso) o assente (curva in alto).	109
5.4	Distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in $\Delta\varphi$ fra due particelle provenienti dal decadimento di un B_s separatamente per ognuno dei quattro canali studiati, in eventi con almeno due tracce centrali con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$	110
5.5	Differenza fra angolo trasverso (linea piú intensa) e completo per due mesoni leggeri π^\pm/K^\pm con $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ provenienti dal decadimento di una risonanza Φ (a sinistra) o di un K^{*0} (\bar{K}^{*0}) (a destra).	112
5.6	Confronto in <i>plot</i> semi-logaritmico fra le distribuzioni (normalizzate ad area unitaria) in impulso trasverso fra due cassette di dati del <i>minimum bias</i> del Run-Ib. I due andamenti sono chiaramente incompatibili.	117
5.7	Curve di efficienza per i primi quattro <i>bin</i> del CFT in funzione dell'impulso trasverso misurato in GeV/c	119
6.1	Differenza fra i parametri cinematici delle stesse tracce del Run-I ricostruite nella sola CTC e con gli <i>hit</i> di SVX.	126
6.2	Correlazione fra parametro d'impatto d_0^{SVX} ed angolo azimutale φ_0^{SVX} per tracce di <i>minimum bias</i> senza (a sinistra) e con il riallineamento (a destra).	128
6.3	Dipendenza del parametro d'impatto d_0 dalle coordinate (x_V, y_V) del vertice di origine della traccia e dall'angolo azimutale φ_0	128
6.4	Correlazione fra parametro d'impatto d_0^{SVX} e coordinata z_0^{SVX} del punto di minima distanza dall'origine per tracce di <i>minimum bias</i> del Run-I senza (a sinistra) e con il riallineamento.	130
6.5	Distribuzione nella coordinata z_0^{SVX} (a sinistra) ed in parametro d'impatto prima (al centro) e dopo (a destra) la correzione per tracce a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ in funzione del numero di <i>hit</i> SVX.	131
6.6	Distribuzione in d_0^{SVX} ($p_t \geq 2.0 \text{ GeV}/c$) per tracce di <i>minimum bias</i>	133
6.7	Distribuzione del parametro d'impatto per tracce di <i>minimum bias</i> del Run-I (a sinistra) e relativa risoluzione, ogni $100 \text{ MeV}/c$, sulla misura del parametro d'impatto d_0^{SVX} in funzione dell'impulso trasverso p_t^{SVX} con le tre curve di <i>fit</i>	135

6.8	Distribuzione del parametro d'impatto per tracce <i>SVX</i> (con 4 <i>hit</i> nello stesso <i>wedge</i>) prima (a sinistra) e dopo (a destra) il riallineamento del fascio con l'asse z utilizzando solo <i>run</i> con la posizione <i>offline</i> del fascio. Notare che la scala orizzontale è in millimetri nel <i>plot</i> di sinistra ed in micron in quello di destra.	138
6.9	Distribuzione in z_0 per un campione di tracce del Run-I ricostruite nella sola <i>CTC</i> e con 4 <i>hit SVX</i> (a sinistra) e rapporto fra di esse (a destra) che dá la probabilità, in funzione di z che una traccia centrale abbia 4 <i>hit</i> in <i>SVX</i>	142
6.10	Distribuzione della differenza $z_0(p\bar{p}) - z_0^{SVX}$ per tracce del Run-I. . .	143
6.11	Distribuzione per tracce di fondo a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ a sinistra in χ^2_{SVX} con, sovrapposta, l'analoga curva con l'ulteriore richiesta di 4 <i>hit SVX</i> tutti nello stesso settore in φ , ed a destra in parametro d'impatto misurato in <i>cm</i> come si misura dopo il riallineamento e dopo aver s'impone anche il taglio in χ^2	144
6.12	Distribuzioni, normalizzate ad area unitaria, nel primo (linea tratteggiata) e nel secondo massimo (linea continua) parametro d'impatto delle tracce con 4 <i>hit SVX</i> nello stesso <i>wedge</i> e $\chi^2 \leq 13.28$, per eventi di segnale e di fondo che superano il primo livello di <i>trigger</i> . Per una maggiore chiarezza ci si è limitati all'intervallo $[0, 500] \mu m$	145
A.1	Distribuzione (normalizzate ad area unitaria) $\Delta\varphi_{min}(ev)$ e $\Delta\varphi_{max}(ev)$ con e senza la richiesta di carica opposta, fra due tracce a $p_t \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ provenienti da $B_s \rightarrow 2K + 2\pi$ attraverso una risonanza Φ	156

Elenco delle tabelle

2.1	<i>Alcune caratteristiche del Tevatron così come erano alla fine del Run-I e nelle due più probabili configurazioni del Run-II.</i>	27
2.2	<i>Principali caratteristiche dei calorimetri di CDF. Sono utilizzati i simboli $E_t = E \cdot \sin \theta$, λ_0, X_0 per la lunghezza di assorbimento e di radiazione.</i>	32
2.3	<i>Confronto fra alcuni parametri di SVX e di SVXII.</i>	36
2.4	<i>Confronto fra alcuni parametri della CTC e della COT.</i>	38
2.5	<i>Risoluzione sulla misura del parametro d'impatto per SVXII [46]. Sono riportati i valori medi delle costanti A e B, poiché i settori pari sono a raggi inferiori dei dispari ed i corrispondenti valori di A e di B lievemente minori.</i>	40
3.1	<i>Principali caratteristiche di produzione di b-quark in varie macchine. L'asterisco indica gli acceleratori o i rivelatori ancora in costruzione. .</i>	48
3.2	<i>Frazioni di adronizzazione di un b-quark.</i>	57
3.3	<i>Adroni di prima frammentazione associati ad un mesone B.</i>	59
3.4	<i>Efficienze dei metodi di tagging usati a CDF. Il valore della tecnica che utilizza gli elettroni (ed il totale) sono indicati con un asterisco, perché la relativa analisi è in fase di sviluppo e la stima qui riportata è suscettibile di cambiamenti.</i>	62
3.5	<i>Previsioni di ϵD^2 per vari i metodi di tagging nel Run-II. Il valore relativo alla tecnica di O.S.T. kaon include anche l'uso del L00. . . .</i>	63
4.1	<i>Parametri stimati di XFT al variare di $\overline{N}_{p\overline{p}} \geq 1$. I due valori per $\overline{N}_{p\overline{p}} \sim 1$ corrispondono ad un'efficienza dei fili sensibili del 99 % e del 92 % [16].</i>	84
4.2	<i>Principali canali risonanti del D_s^+ in sole 5 particelle finali cariche. . .</i>	90
4.3	<i>Principali canali risonanti del D_s^+ in sole 3 particelle finali cariche. . .</i>	91

5.1	Selezione su due tracce di <i>minimum bias</i>	100
5.2	Selezione su due tracce di <i>minimum bias</i> di carica opposta.	100
5.3	Efficienza ε (ε_Q) della selezione segnale con due tracce senza (con) il vincolo di carica opposta. In ε' (ε'_Q) ed in ε'' (ε''_Q) si tiene anche conto della richiesta che tutte le tracce di decadimento abbiano $p_t \geq 400$ MeV/c e siano entro l'accettanza della COT e di ISL, rispettivamente. Per una più dettagliata spiegazione del significato delle colonne si veda il testo.	101
5.4	Selezione su tre tracce di <i>minimum bias</i>	104
5.5	Selezione su tre tracce di segnale con e senza carica opposta. Si riporta l'efficienza sul segnale (ε), sul segnale ricostruibile in $ \eta \leq 1$ (ε'), ed in $ \eta \leq 2$ (ε'') senza e con carica opposta (indice Q).	105
5.6	Selezione su tre tracce di fondo di cui due fissate di carica opposta. Le efficienze riportate sono relative alla richiesta in impulso riportata nella prima colonna quando la carica opposta è vincolata sulle due tracce di impulso massimo (ε_{Qmax}), minimo (ε_{Qmin}) o medio (ε_{Qmed}).	106
5.7	Efficienza di selezione su tre tracce del B_s sul segnale (ε), sul segnale ricostruibile in $ \eta \leq 1$ (ε'), ed in $ \eta \leq 2$ (ε'') con carica opposta per le due tracce di impulso massimo (ε_{Qmax}), minimo (ε_{Qmin}) o medio (ε_{Qmed}).	107
5.8	Aumento del rate di trigger per eventi con $N_{XFT} \geq 7$	108
5.9	Confronto fra le selezioni di primo livello su 2 e 3 tracce per il canale $B_s \rightarrow D_s \pi$ in cui $D_s \rightarrow \Phi \pi$. La frequenza f_T di trigger è calcolata sul fondo del Run-Ib, assumendo una luminosità istantanea per il Run-II di $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Solo nel primo caso $f_T = 1 \text{ kHz}$ il taglio su tre tracce è più efficiente.	114
5.10	Tagli di primo livello ottimizzati per il canale indicato. Il fondo è il <i>minimum bias</i> del Run-Ib e la frequenza di trigger è calcolata per una luminosità $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per tutti i set la richiesta di carica opposta è più efficiente.	114
5.11	Tagli di livello 1 ottimizzati per il canale indicato contro il fondo di <i>minimum bias</i> del Run-Ib. La frequenza di trigger f_T è calcolata con una luminosità $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per tutti i set la richiesta di carica opposta è penalizzante.	115

5.12	Selezione <i>L1</i> per il decadimento indicato contro il <i>minimum bias</i> del Run-Ib a $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In tutti i set la carica opposta è penalizzante.	116
5.13	Selezione <i>L1</i> per il decadimento indicato contro il <i>minimum bias</i> del Run-Ib a $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In tutti i set la carica opposta è penalizzante.	116
5.14	Luminosità istantanea ed integrata per i tre run a ‘bassa’ e per i due ad ‘alta’ luminosità dei run speciali. Si riporta anche il numero medio $\overline{N}_{p\overline{p}}$ di interazioni per <i>bunch crossing</i> ed il numero equivalente di eventi di <i>minimum bias</i> . Nell’ultima riga sono riportate le stesse grandezze per l’intero campione di dati.	118
5.15	Parametri di efficienza del processore <i>CFT</i> di ricostruzione delle tracce di trigger di livello 2 del Run-I per i primi quattro bin in P_t	120
5.16	Tagli di primo livello ottimizzati per il secondo canale a quattro tracce finali, utilizzando come fondo gli eventi dei run speciali.	121
5.17	Tagli di primo livello ottimizzati per i canali a sei tracce finali usando come fondo gli eventi dei run speciali.	122
5.18	Scelta ottimale delle soglie dei parametri del primo livello di trigger: sono riportate le efficienze e le relative sezioni d’urto sia per il segnale totale che per il fondo. Per il rate di trigger si considera una luminosità $\mathcal{L} \sim 1.0 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Gli errori riportati tengono conto sia dell’incertezza statistica, che degli errori sulle sezioni d’urto, sulle frazioni di adronizzazione e di decadimento.	123
6.1	Fit della risoluzione del parametro d’impatto in funzione dell’impulso per tracce <i>SVX</i> con quattro <i>hit</i> , per diverse dimensione trasversa del fascio.	135
6.2	Efficienze di selezione e sezioni d’urto sia per il segnale che per il fondo <i>two tracks</i> richiedendo tracce con $100 \mu\text{m} \leq d \leq 1 \text{ mm}$	146
6.3	Efficienze di selezione e sezioni d’urto sia per i canali indicati che per il fondo dei run speciali al secondo livello di trigger tagliando sul parametro d’impatto.	147

6.4	<i>Scelta ottimale delle soglie dei parametri al secondo livello di trigger: le efficienze di selezione e le relative sezioni d'urto sia per il segnale totale che per il fondo di <i>minimum bias</i> del Run-Ib sono state ottenute imponendo la richiesta $100\,\mu m \leq d \leq 1\,mm$ su una, due o tre tracce: nell'ultima colonna è riportata la scelta migliore. In tutti i set la richiesta di carica opposta è penalizzante.</i>	149
-----	--	-----

Bibliografia

- [1] N. Cabibbo *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
M. Kobayashi, T.Maskawa *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [2] J.H.Christenson *et al. Phys. Lett.* **13** (1964) 138.
- [3] M.Gell-Mann & A.Pais *Phys. Rev.* **97** (1955) 1937.
- [4] K.Lande, E.T.Booth, J.Impeduglia, L.M.Lederman, W.Chinowsky *Phys. Rev.* **103** (1956) 1901.
- [5] Review of Particle Physics (Particle Data Group), *Eur. Phys. J. C* **3** (1998) 1–794.
- [6] L. Wolfenstein *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1945
- [7] I.I. Bigi private communication.
- [8] I.I. Bigi “ CP violation probing nature’s grand design. ” Proceedings of International School of Physics, Varenna, Italia (1997).
- [9] I.I. Bigi *et al.* “CP violation.” World Scietific, Singapore (1989) 175.
- [10] F. Abe *et al.*, Collaborazione CDF, FERMILAB–Pub–98/319–E.
- [11] S. Stone, “*B decays*”, World Scientific (1993).
- [12] Martinelli *et al.* hep-lat/9703002.
- [13] H. Wittig hep-lat/9703002.
- [14] Dominguez hep-ph/9309260.
R.Rückl “*Exclusive decays of charm and beauty.*” Proceedings of International School of Physics, Varenna, Italia (1997).

- [15] F. Abe *et al.*, “The CDF detector: an overview.” *Nucl. Instr. Meth. A* **271** (1988) 387.
- [16] F. Abe *et al.*, Collaborazione CDF, “*The CDF detector for Tevatron Run II. Technical Design Report.*” FERMILAB-Pub-96/390-E.
- [17] S. Van der Meer, *Rev. Mod. Phys.* **57** (1985) 699.
- [18] D. Amidei *et al.*, “The silicon vertex detector of the collider detector at Fermilab.” *Nucl. Instr. Meth. A* **350** (1994) 73.
- [19] F. Bedeschi *et al.* *Nucl. Inst. and Meth. A* **241** (1988) 387.
F. Bedeschi “*An inexpensive method for global track fitting and tracks segment match.*” nota interna di CDF 371 (1987.)
H. Wenzel “*Tracking with SVX.*” nota interna di CDF 1790 (1992).
- [20] F. Abe *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 75.
The CDF collaboration “*Proposal for an upgrade CDF detector*” nota interna CDF 2361.
- [21] F. Bedeschi *et al.*, “Design and construction of the CDF central tracking chamber.” *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 50.
- [22] L. Balka *et al.*, “The CDF electromagnetic calorimeter.” *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 272.
- [23] S. Bertolucci *et al.*, “The CDF central and endwall hadron calorimeter.” *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 301.
- [24] Y. Fukui *et al.*, “CDF end plug electromagnetic calorimeter using conductive plastic proportional tubes.” *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 280.
- [25] S. Cihangir “The CDF forward/backward hadron calorimeter.” *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 249.
- [26] G. Brandenburg *et al.*, “An electromagnetic calorimeter for the small angle regions of the collider detector at Fermilab.” *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 257.
- [27] M.E.B.Franklin *et al.* in Proceedings of the VII Topical Workshop on $p - \bar{p}$ Collider Physics. Fermilab, World Scientific (1988) 420.

- [28] S. Kulhmann “*Central pre-radiator chamber test.*” nota interna di CDF 1248 (1990).
- [29] G. Ascoli *et al.*, “*CDF central muon detector.*” *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 33.
- [30] A. Gauthier *et al.*, “*Design and performance of the drift chambers for the central muon upgrade.*” nota interna di CDF n. 1500 (1991).
- [31] A. Daw *et al.*, “*Study of performace od CMX tubes.*” nota interna di CDF n. 1614 (1991).
- [32] G.Foster *et al.* “A fast hardware track-finder fort the CDF central tracking chamber.” *Nucl. Inst. and Meth. A* **269** (1988) 93.
- [33] S.T.Pappas, J.D.Lewis “*Run Ib low P_t central dimuon trigger efficiencies*” nota interna di CDF 3070 (1996).
- [34] D.Amidei *et al.* *Nucl. Inst. and Meth. A* **269** (1988) 51.
- [35] G.Ascoli *et al.* *Nucl. Inst. and Meth. A* **269** (1988) 63.
- [36] J. E. Skarha per la Collaborazione CDF in “*Proceedings of Workshop on Physics at current accelerators and the SSC*”, FERMILAB–Conf–93/302–E.
D. Bortoletto per la Collaborazione CDF in “*Proceedings of Third Intl. Workshop on Vertex Detectors*”, FERMILAB–Conf–94/391–E.
The CDF Collaboration., “*SVX II simulation study and upgrade proposal.*” (1993).
- [37] S. Donati per la Collaborazione CDF in “*Proceedings of the VI Intl. Conference on Advanced Technology and Particle Physics*”, Como, 5–8 Ottobre 1998.
- [38] J.Freeman *et al.* “The XFT track processor design report.” (1994).
- [39] R.Huges, I.Yu “*XFT simulation.*” nota interna di CDF 4219.
- [40] S. Belforte *et al.* “*SVT technical design report.*” nota interna di CDF 3108.
- [41] A.Ali, D.London DESY 96-140, July 1996, and reference therein.
- [42] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 105.

- [43] P. Sphicas “*A b, \bar{b} Montecarlo generator.*” nota interna di CDF 2655 (1994)
J. Lewis, P. Arvey nota interna di CDF 2724 (1994).
- [44] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74.
- [45] CDF II collaboration “*Beyond the baseline committee report.*” nota interna di CDF 4717 (1998).
- [46] CDF II collaboration “*Proposal for enhancement of the CDF II detector: an inner silicon layer and a time of flight detector.*” Fermilab-proposal 909 (1998).
CDF II collaboration “*Update to Proposal P-909: physics performance: at the CDF II detector with an inner silicon layer and a time of flight detector.*” Fermilab-proposal (1999).
- [47] F.Abe *et al.* *Phys Rev. Lett.* **77** (1996) 1944.
- [48] J.D. Wells, G.L. Kane hep-ph/9510372 SLAC-PUB-7038 UM-TH-95-44.
- [49] M. Gronau *et al.* *Phys. Rev.* **D 47** (1993) 1988.
M. Gronau, J.L. Rosner *Phys. Rev.* **D 49** (1994) 254.
- [50] G. Bauer *et al.* “*Same side tagging using fully reconstructed B mesons.*” nota interna di CDF 3066.
P. Maksimovic *et al.* “*Same side tagging using partially reconstructed B mesons.*” nota interna di CDF 3067.
K. Kelly, P. Sphicas “*Same side tagging in exclusive B decays.*” nota interna di CDF 3638.
- [51] M.D. Peters *et al.* “*Soft muon B-flavour tagging using in Run-Ib.*” nota interna di CDF 3065.
M.D. Peters *et al.* “*A study of B-flavour tagging using using soft muons.*” nota interna di CDF 3098,3808,3809.
- [52] M.D. Peters *et al.* “*A study of B flavour tagging using soft electrons.*” nota interna di CDF 3808.
- [53] D. Buskulic *et al.* *Phys. Lett.* **B 284** (1992) 177.
P. Abreu *et al.* *Phys. Lett.* **B 322** (1994) 459.
R. Akers *et al.* *Phys. Lett.* **B 327** (1994) 411.

- [54] O.Long, J.Kroll “*A jet charge B-tagging method.*” nota interna di CDF 3069,
nota interna di CDF 3810.
- [55] F.Bedeschi *et al.* “Formulas to describe resolution effects in mixing analysis.”
nota interna di CDF 2859.
F.Bedeschi *et al.* “*An investigation of $B^0 \bar{B}^0$ mixing via time evolution.*” nota
interna di CDF 2644.
- [56] H.G. Moser, A.Roussaire “*Mathematical method for $B^0 \bar{B}^0$ oscillation analysis.*”
available form <http://alephwww.cern.ch/ALPUB/pub/pub.html>
- [57] F.De Jongh “*CDF sensitivity to B_s oscillations in Run-II.*” nota interna di CDF
4362.
- [58] F.De Jongh “*Proper time resolution for B_s decays in Run-II.*” nota interna di
CDF 4475.
- [59] F. Abe *et al.* “*Measurement of the B meson and b quark cross section at $\sqrt{s} =$
 1.8 TeV using the exclusive decay $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$.*” *Phys.Rev.* **D 50** (1994)
4252.
F. Abe *et al.* “*Measurement of the B meson and b quark cross section at $\sqrt{s} =$
 1.8 TeV using the exclusive decay $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$.*” *Phys.Rev.* **D 50** (1994)
4252.
F. Abe *et al.* “*Measurement of the B meson cross differential section, $d\sigma/dp_t$,
in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$.*” *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1451.
- [60] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3456.
- [61] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 4462.
- [62] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1944.
- [63] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1439.
- [64] F. Abe *et al.* *Phys. Rev.* **D 56** (1996) 3496.
- [65] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3351.
F. Abe *et al.* *Subm. to Phys Rev.* **D 28** agosto 1996.
- [66] F. Abe *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 4988.
A. Azfar *et al.* nota interna di CDF 3423.

- [67] K.Burkett, M.Paulini, nota interna di CDF 4239.
- [68] K.Burkett, M.Paulini “Measurement of the lifetime of the B_s^0 meson from $D_s^+ \ell^-$ correlations.” nota interna di CDF 3519,
- [69] T. Miao “*Search for $B_s^0 \bar{B}_s^0$ using semileptonic decay $B_s \rightarrow \phi \ell X \nu$.*” nota interna di CDF 4485.
- [70] M.Paulini, M.Shapiro “*Study of x_s reach for TDR.*” nota interna di CDF 3693.
- [71] J.Boudreau et al. “On resolution effects in measuring $B_s^0 \bar{B}_s^0$ mixing.” nota interna di CDF 3016.
- [72] F.De Jongh et al. “*An investigation of time-dependent B^0 mixing in tagged lepton plus charm events.*” nota interna di CDF 3644.
- [73] I. Dunietz *Phys. Rev. D* **52** (1995) 3048.
- [74] A. Datta et al. *Phys. Lett. B* **196** (1987) 382
I. Dunietz *Ann. Phys.* **184** (1988) 350.
- [75] I. Dunietz *Phys. Rev. D* **51** (1995) 2471.
- [76] A.S. Dieghe et al. *Phys. Lett. B* **369** (1996) 144.
- [77] S. Donati, G. Punzi “ $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ trigger rates from full SVT simulation.” nota interna di CDF 3780 (1997).
- [78] J. Muller, P.J.Wilson “*A two track $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ trigger for Run-II.*” nota interna di CDF 2665 (1994).
- [79] S. Donati “*Una strategia per la misura dell’asimmetria CP nel decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ a CDF.*” Tesi di dottorato (1997).
- [80] A. Cerri “*Studio di un trigger con vertici secondari a CDF.*” Tesi di laurea (1997).
- [81] C. Bigongiari “*Studio di un trigger dedicato per il processo $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ a CDF*” Tesi di dottorato (1998).
- [82] C. Bigongiari “*SVT efficiency on Run-I dimuon data.*” nota interna di CDF 4823 (1998).

- [83] A. Cerri “*Comparing SVT and offline tracking in the quest for SVT efficiency and over-efficiency.*” nota interna di CDF 4710 (1998).
- [84] I. Yu, J. Lewis “*Two track trigger for RunII and efficiencies for B hadronic decays.*” nota interna di CDF 4095 (1997).
- [85] S. Frixione, L. Mangano, G. Ridolfi “*Heavy-quark production.*” CERN-TH/97-16 hep-ph 9702287.
- [86] F. Bedeschi “*B physics at hadron collider.*” Proceedings of International School of Physics, Varenna, Italia, Luglio 1997.
- [87] S. Belforte *et al.* “ σ_{bbc} derivation, results and proposal for a new normalisation.” nota interna di CDF 2361 (1993).
S. Belforte *et al.* “ σ_{bbc} Updates.” nota interna di CDF 2535 (1994).
F. Abe *et al.* Phys. Rev, Lett. **76** 3070 (1996).