



Università degli studi di Pisa

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

**Asimmetria di CP nei decadimenti charmless di
mesoni B a CDF**

Relatore:

Prof. **Giovanni Punzi**

Candidato:

Fabrizio Ruffini

Correlatore:

Dott. **Michael Joseph Morello**

Anno Accademico 2007-2008

Indice

Introduzione	iii
1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B	1
1.1 Introduzione	1
1.2 Modello Standard e matrice CKM	2
1.2.1 Triangoli di unitarietà	4
1.3 Fenomenologia della violazione di CP nei decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$	6
1.3.1 I tre tipi di violazione di CP nei decadimenti dei mesoni B	9
1.4 Situazione sperimentale attuale e confronto con le previsioni teoriche	12
1.4.1 Relazione tra le asimmetrie di CP di $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e di $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$	13
1.5 $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ a CDF	16
2 Il Tevatron collider ed il rivelatore CDF II	17
2.1 L'acceleratore	17
2.1.1 Protoni	18
2.1.2 Antiprotoni	19
2.1.3 La collisione	19
2.2 Stato del Tevatron	20
2.3 Il detector CDFII	20
2.3.1 Notazioni e sistemi di coordinate	21
2.3.2 Composizione del detector	22
2.4 Trigger	30
3 Estrazione del segnale	34
3.1 Decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ a CDF II	34
3.2 Trigger adronico	36
3.3 Estrazione del segnale $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$	37
3.3.1 Conferma dei tagli di trigger	38
3.4 Analisi attuale e prospettive di miglioramento	39
3.5 Simulazione CDF II	43
3.5.1 Confronto tra i dati e la simulazione	45
4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$	48

Indice

4.1	Separazione dei canali dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$	48
4.2	Separazione cinematica	50
4.3	Separazione tramite il PID	54
4.4	Funzione di Likelihood	58
4.5	Parametrizzazione	59
4.5.1	Pdf del segnale	59
4.5.2	Pdf del background	63
5	Ottimizzazione dei tagli di selezione	66
5.1	Ottimizzazione	66
5.2	Ottimizzazione per la misura di $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	67
5.3	Checks	74
6	L'isolamento	75
6.1	Strategia di tagli e senza tagli a confronto	75
6.2	Definizione	77
6.3	Studio della variabile isolamento e delle sue dipendenze	78
6.3.1	Dipendenza dell'isolamento da $p_T(B)$	81
6.3.2	Dipendenza dell'isolamento da $\theta(B)$	83
6.3.3	Dipendenza dell'isolamento da $p(B)$	85
6.3.4	Dipendenza dell'isolamento da $\kappa_{1(2)}$ e $m_{\pi\pi}$	85
6.3.5	Dipendenza dell'isolamento dalla luminosità	86
6.3.6	Dipendenza dell'isolamento da α e p_{tot}	87
6.4	Struttura della $\varphi(I)$	91
6.5	Parametrizzazione dell'isolamento	92
6.5.1	Proiezioni	100
6.6	Ottimizzazione con la distribuzione dell'isolamento	103
6.7	Confronto tra le diverse ottimizzazioni	104
7	Studio del fondo combinatorio	108
7.1	Tipi di fondo	108
7.1.1	Confronto B_χ e B_{side}	110
7.2	Parametrizzazione di $m_{\pi\pi}$ del fondo in funzione di p_{tot}	113
7.2.1	Pdf per il termine di $m_{\pi\pi}$ in funzione di p_{tot}	117
8	Conclusioni	118
8.1	Conclusioni	118
A	Metodo di von Neumann	120
	Bibliografia	122

Introduzione

La non-conservazione della simmetria CP (composizione degli operatori di Coniugazione di carica (C) e Parità (P)) è spiegata nel Modello Standard delle interazioni fondamentali (SM) attraverso l'introduzione di una singola fase complessa nella matrice di mescolamento tra i quark. L'attuale quadro sperimentale è sostanzialmente in accordo con il modello entro le incertezze, tuttavia la possibilità che le asimmetrie osservate risentano degli effetti di particelle non previste dal Modello Standard non è esclusa sperimentalmente, anche perché interi settori, come quello dei decadimenti del mesone B_s^0 , rimangono ancora relativamente inesplorati. Inoltre recentemente si vanno consolidando un certo numero di discrepanze tra predizioni teoriche e risultati sperimentali. L'osservazione di una significativa e inaspettata discrepanza tra l'asimmetria di CP "diretta" nel decadimento $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e quella nel decadimento $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$ ha generato un'ampia discussione. Da una parte si sostiene che le cause siano effetti non completamente compresi di fisica SM (interazioni adroniche a bassa energia); altri invece interpretano la discrepanza come indicazione della presenza di un qualche genere di nuova fisica dotata di asimmetria CP. Un esempio tra gli altri è la possibile presenza di una quarta generazione di quark molto pesanti[1], che spiegherebbe anche il modesto disaccordo con lo SM osservato nelle recenti misure della fase di oscillazione in decadimenti $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. È chiaro quindi che aumentare e raffinare l'informazione sperimentale sui decadimenti di mesoni contenenti quark di tipo b , e in particolare riguardo al poco conosciuto B_s^0 , diventa cruciale per discriminare tra le varie possibilità in gioco. Una notevole opportunità in questo senso è offerta dall'esperimento CDF al TeVatron di Fermilab. Il TeVatron produce collisioni protone-antiprotone ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, ed è l'unica macchina oggi disponibile in cui si possono studiare simultaneamente decadimenti sia del mesone B^0 che del B_s^0 . L'accesso ai decadimenti di mesoni B neutri di entrambi i "sapori" offre l'opportunità di una parziale cancellazione delle incertezze sulle previsioni teoriche, oltre che delle incertezze sistematiche. Utilizzando un campione corrispondente a 1 fb^{-1} , CDF ha già prodotto una misura preliminare[2] di $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ al 2% di precisione e la prima osservazione del decadimento $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$. La disponibilità attuale di un campione quasi tre volte più grande offre una buona opportunità per migliorare la nostra conoscenza delle interazioni adroniche a bassa energia. In particolare, l'asimmetria CP di $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$, attualmente accessibile esclusivamente a CDF, è prevista essere inusualmente grande e quindi ben misurabile. Per di più, alcuni autori [3], [4] ritengono che nello SM ci sia una solida relazione tra

questa asimmetria e quella del modo $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, largamente indipendente da specifici modelli o assunzioni sui contributi adronici. Tale relazione sarebbe invece del tutto accidentale in presenza di un possibile nuovo meccanismo di violazione di CP; la sua verifica sperimentale costituisce perciò un test di rara utilità per mettere in evidenza l'eventuale presenza di nuova fisica. Questo lavoro di tesi è finalizzato alla misura della asimmetria di CP nel decadimento del $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ utilizzando un campione di circa 3 fb^{-1} raccolto dall'esperimento CDF tra febbraio 2002 e aprile 2008; questa misura richiede tuttavia una analisi complessiva di tutti i decadimenti adronici di mesoni B^0 e B_s^0 in coppie di K e π carichi ($B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$), e quindi costituisce la base per diverse altre misure di alto profilo, inclusa $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$.

La misura si articola in tre passi principali: l'estrazione del segnale del $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ dal fondo, la separazione dei diversi canali (che appaiono sovrapposti in un unico picco di massa), mediante un fit che combina la cinematica con le informazioni sull'identità delle particelle nello stato finale, e le correzioni di efficienza per l'estrazione delle misure di asimmetria CP. Il punto centrale di questa nuova analisi, che ha costituito la parte maggiore del lavoro di tesi, è il miglioramento della risoluzione statistica rispetto alla misura precedente, al di là del semplice incremento del campione. Il fit di Likelihood sviluppato nella precedente analisi è stato esteso con l'aggiunta di una nuova variabile discriminante, l'isolamento, al fine di migliorare la separazione segnale-fondo. A questo fine è stata svolta un'accurata analisi della fenomenologia dell'isolamento, per studiarne la distribuzione e le correlazioni con le altre variabili usate nella funzione di Likelihood e parametrizzarne la distribuzione. Una volta introdotto l'isolamento nella struttura del fit si è passati alla determinazione, nella nuova configurazione, della selezione ottimale del campione ai fini di ottenere la migliore possibile risoluzione sulla misura di $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$. Il risultato è stato un significativo miglioramento della risoluzione di questa asimmetria rispetto alla precedente versione di questa analisi. In aggiunta, i miglioramenti ottenuti hanno portato a un beneficio sostanziale anche a tutte le altre misure accessibili con questa analisi: $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ e i tassi di decadimento di $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ e $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, che forniranno ulteriori nuovi importanti dati sulla dinamica delle interazioni adroniche a bassa energia.

Il capitolo 1 descrive brevemente il quadro teorico in cui si inserisce questa analisi e i possibili collegamenti a nuova fisica. L'apparato sperimentale che ha permesso di raccogliere i dati è invece descritto nel capitolo 2. Il capitolo 3 descrive la procedura usata per distinguere il segnale dal fondo, mentre il capitolo 4 descrive la tecnica sviluppata per determinare la composizione del campione e la funzione di Likelihood. Dal capitolo 5 inizia la descrizione del contributo originale del candidato discutendo l'ottimizzazione della selezione del campione ai fini di ottenere la migliore risoluzione possibile, mentre dal capitolo 6 in poi si espongono gli studi effettuati sulla variabile isolamento. Il capitolo 7 descrive lo studio che il candidato ha condotto per migliorare la comprensione del fondo

ad un livello sufficiente alla precisione della nuova misura. Il capitolo 8 riporta i risultati finali e le conclusioni.

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

Questo capitolo descrive il quadro teorico alla base dello studio presentato in questo lavoro di tesi. Introduciamo il Modello Standard delle particelle elementari e la matrice di mescolamento del sapore dei quark. Approfondiremo il ruolo dei decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^- h'^+$ (h indica un pione o un kaone carico) e discuteremo la violazione di CP nel canale $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Per ultimo verrà riportato un sommario dei più recenti risultati sperimentali che riguardano questi processi.

1.1 Introduzione

La scoperta della violazione di CP, cioè la non invarianza dell'interazione debole rispetto alle trasformazioni combinate di C (coniugazione di carica¹) e P (Parità spaziale²), è datata 1964, quando venne osservato questo effetto nel decadimento $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [5].

Comprendere la violazione di CP è importante in quanto la “nuova fisica” è tipicamente collegata a nuovi tipi di flavour e a violazioni di CP. Recentemente si sono riscontrate delle discrepanze tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche riguardo alcune misure di asimmetria di CP che hanno aperto un dibattito sulla possibilità di presenza di qualche genere di nuova fisica dotata di nuovi tipi di violazione di CP. Un esempio tra gli altri è un modello che prevede l'esistenza di una quarta generazione di quark molto pesanti [1].

Effetti di violazione di CP possono inoltre essere collegati a nuovi modelli cosmologici, in particolare in riferimento alla descrizione della bariogenesi dell'universo, il processo da cui origina l'asimmetria materia-antimateria ($\mathcal{O}(10^{-10})$) dell'universo. Una possibile condizione per una tale asimmetria è richiedere che le interazioni elementari violino CP (e C) [6]. La violazione di CP prevista dallo SM non descrive però accuratamente la bariogenesi dell'universo, anzi i calcoli teorici attuali indicano che l'asimmetria di CP è troppo modesta (di parecchi ordini di grandezza) per generare l'asimmetria osservata tra materia e antimateria. Questa discrepanza suggerisce la necessità di indagare ancora

¹L'operatore C scambia particelle con antiparticelle, cambiando segno a tutti i numeri quantici interni, ad esempio, per la carica elettrica $Q \rightarrow -Q$.

²L'operatore P manda una terna di assi destrorsi in una sinistrorsa e viceversa, ovvero trasforma $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$.

più a fondo effetti di violazione di CP e confrontare i dati sperimentali con modelli oltre lo SM, caratterizzati per esempio dalla presenza di fasi diverse, e con nuovi modelli cosmologici.

La fenomenologia riguardante l'asimmetria di CP è estremamente ricca. In questi studi le particelle contenenti quark di tipo b si sono rivelate molto utili, in quanto l'elemento della matrice CKM che connette le transizioni $b \rightarrow u$ contiene all'ordine più basso il parametro responsabile della violazione di CP (vedi eq. 1.6):

In questo capitolo si sottolinea l'importanza dei decadimenti degli adroni di tipo b nel comprendere le caratteristiche della violazione di CP.

1.2 Modello Standard e matrice CKM

Il Modello Standard (SM) è una teoria di campo quantistica che descrive le interazioni forti ed elettrodeboli in termini di interazioni tra particelle elementari che si scambiano bosoni intermediari delle forze. In questo modello le particelle compaiono come rappresentazioni del gruppo di simmetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, il gruppo di gauge rispetto al quale la Lagrangiana \mathcal{L} è invariante.

Le particelle elementari si dividono in due famiglie: i fermioni, di spin $1/2$ (descritti dalla statistica di Fermi-Dirac), e i bosoni, di spin intero (descritti dalla statistica di Bose-Einstein). Esistono 12 fermioni fondamentali e le corrispondenti anti-particelle; di questi 12 fermioni, 6 interagiscono solo attraverso la forza elettrodebole e si chiamano leptoni: elettrone e , neutrino ν_e , muone μ , neutrino ν_μ , tau τ , neutrino ν_τ ; in particolare, i neutrini interagiscono solo attraverso la forza debole. Gli altri 6 fermioni invece accoppiano anche all'interazione forte e si chiamano quark. I sei tipi di quark si chiamano "sapori" e sono: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) e *bottom* (b). Solo i quark u , c , t sono simultaneamente autostati sia dell'interazione forte che di quella elettrodebole; per i restanti si indicano di solito con d , s , b gli autostati forti e con d' , s' , b' quelli deboli, ruotati.

Le particelle che mediano le interazioni fondamentali sono detti bosoni di gauge e sono: il fotone γ , i tre bosoni vettoriali W^\pm e Z e i gluoni g .

Una caratteristica di interesse dello SM sono le sue simmetrie. Comprendere le simmetrie di un sistema è importante in quanto sono spesso collegate a leggi di conservazione, che permettono di semplificare il modello teorico. Grande importanza rivestono quindi le ricerche svolte sulle simmetrie (come C e P) delle interazioni fondamentali.

Nell'ambito di questo tipo di ricerche nel 1956 Madame Wu [7] dimostrò come le interazioni deboli violassero la trasformazione P dopo che Lee e Yang [8] nello stesso anno avevano evidenziato che non esisteva nessuna evidenza sperimentale che questa simmetria fosse valida.

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

Successivamente, nel 1958, Goldhaber [9] osservò che le interazioni deboli non rispettano nemmeno la simmetria C mostrando che il neutrino è presente in natura solo con elicità negativa ν_L . Se la simmetria C fosse rispettata, infatti, manderebbe un antineutrino destrorso (elicità positiva) in un neutrino destrorso (elicità positiva) che però non esiste in natura.

Fino al 1964 [10] si pensava che la natura e, conseguentemente, il modello che la descriveva fossero almeno invarianti per CP, visto che non lo erano per C e P prese singolarmente. La scoperta dell'asimmetria di CP nei decadimenti dei mesoni K neutri rese invece necessario riformulare la teoria.

L'operatore CP agisce su uno stato mandandolo in quello complesso coniugato e, dunque, lascia inalterata la lagrangiana \mathcal{L} del Modello Standard, che è hermitiana, solo nel caso in cui essa è reale. \mathcal{L} è quindi invariante sotto CP solo se non contiene parametri complessi fisici, cioè non eliminabili ridefinendo i campi. Una soluzione semplice per includere all'interno dello SM la violazione di CP è ipotizzare l'esistenza di una fase complessa nell'interazione debole di corrente carica adronica:

$$-\mathcal{L}_{c.c.}^q = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ (\bar{u}_L \gamma^\mu d'_L + \bar{c}_L \gamma^\mu s'_L + \bar{t}_L \gamma^\mu b'_L) + \text{h.c.},$$

dove g è la costante di accoppiamento dell'interazione, e γ^μ sono le matrici di Dirac, il pedice L indica che gli autostati hanno elicità negativa. Le correnti cariche deboli cambiano il *flavour* dei quark: con l'emissione di un bosone W^+ , ad esempio, un quark di carica $+2/3$ si trasforma in uno di carica $-1/3$ che ha un *flavour* diverso; se partiamo da un quark u che è, come anticipato, un autostato forte, l'emissione di un W^+ lo trasformerà allora in d' che però non è autostato di massa. In generale, il passaggio da autostati deboli ad autostati di massa avviene attraverso una matrice unitaria (detta matrice CKM), introdotta da Kobayashi e Maskawa come estensione della matrice di Cabibbo [11], e generalmente indicata con V_{CKM} [12]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

La matrice opera sugli autostati di sapore di quark di carica $-1/3$ (d, s, b) e li connette gli autostati elettrodeboli (d', s', b') attraverso le trasformazioni:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Dato che la matrice opera solo un cambiamento di base sugli autostati di quark, essa è unitaria.

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

I parametri della matrice non sono tutti indipendenti ma obbediscono a relazioni causate dall'unitarietà:

$$\sum_k V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij} \quad k \in \{u, c, t\} \quad i, j \in \{d, s, b\} \quad (1.3)$$

Una matrice unitaria $n \times n$ può essere espressa in funzione di $(n-1)^2$ parametri di cui $n(n-1)/2$ reali e $(n-2)(n-1)/2$ complessi, pertanto una matrice unitaria 3×3 può essere espressa in funzione di tre parametri reali più una fase complessa. Questa fase non è eliminabile con una ridefinizione dei campi ed è responsabile della violazione di CP. Essendo collegata al settore elettrodebole per quanto detto, è chiamata pertanto “fase debole”.

Tra le varie rappresentazioni della matrice la seguente mette in evidenza la fase debole (δ_{13}):

$$\hat{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

dove $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, e $\sin \theta_{12} \simeq 0.23$ è il seno dell'angolo di Cabibbo [11] e θ_{12} , θ_{23} e θ_{13} sono gli angoli reali rimasti dopo la ridefinizione dei campi.

Una parametrizzazione della matrice CKM conveniente in quanto evidenzia la gerarchia relativa tra gli elementi è quella data da Wolfenstein. Si introduce il parametro reale $\lambda = |V_{us}| = \sin \theta_{12}$ e si esprimono gli elementi della matrice CKM in termini di potenze di λ e di altri tre parametri reali, cioè $A, \bar{\rho}, \bar{\eta}$, dati da

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta_{13}} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta). \quad (1.5)$$

ottenendo:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.6)$$

In particolare, η rappresenta la fase debole non eliminabile che genera nello SM la violazione di CP.

1.2.1 Triangoli di unitarietà

Perché siano verificate le 1.3 è necessario l'annullamento della somma di tre numeri complessi; un modo grafico di rappresentare questa condizione è il richiedere che i vettori

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

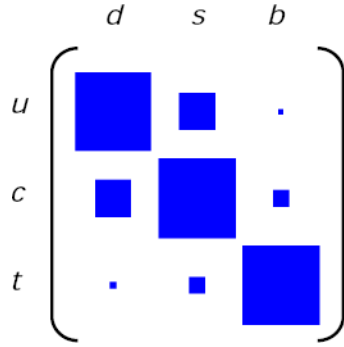


Figura 1.1: Rappresentazione schematica della gerarchia tra i vari elementi di CKM

che rappresentano i tre numeri nel piano complesso formino i lati di un triangolo, i cui lati e i cui angoli sono parametri liberi dello SM e devono essere misurati sperimentalmente.

Nell'approssimazione di Wolfenstein i sei triangoli sono uguali a coppie ed hanno tutti la stessa area, indicata con $J/2$, dove $J \simeq A^2 \lambda^6 \eta$, detto invariante di Jarlskog, quantifica la scala assoluta della violazione di CP. Affinché i triangoli non degenerino in segmenti è necessario che η sia diverso da zero. In questo caso la matrice CKM è complessa ed CP è violata. È interessante notare che, a causa dei diversi ordini di grandezza in potenze di λ dei termini delle equazioni 1.3, 2 su 3 dei suddetti triangoli hanno un lato molto più piccolo degli altri due e risultano quindi molto simili ad un segmento. L'unico triangolo con i lati tutti di grandezza comparabile prende il nome di *Triangolo di Unitarietà* o di *Bjorken* ed ha tutti e tre i lati di ordine λ^3 .

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} \simeq V_{td} + V_{ub}^* + \lambda V_{ts} = 0. \quad (1.7)$$

È consuetudine rappresentare il triangolo in modo che la base abbia lunghezza unitaria e giaccia sull'asse reale. I tre angoli prendono il nome di α , β e γ (vedi fig. 1.2); il fatto che almeno uno di essi sia diverso da zero o π è indice dell'esistenza in V_{CKM} di una fase non banale. Gli angoli valgono:

$$\alpha \equiv \arg \left[-\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*} \right], \quad \beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right], \quad \gamma \equiv \arg \left[-\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right]. \quad (1.8)$$

Le relazioni espresse da questo triangolo sono previsioni del Modello Standard che possono essere sottoposte a verifica sperimentale. I modelli alternativi predicono relazioni differenti tra questi parametri. Le eventuali discordanze tra le misure e le previsioni dei valori dei lati e degli angoli del triangolo di unitarietà costituiscono alcune delle evidenze più stringenti sulla validità del Modello Standard.

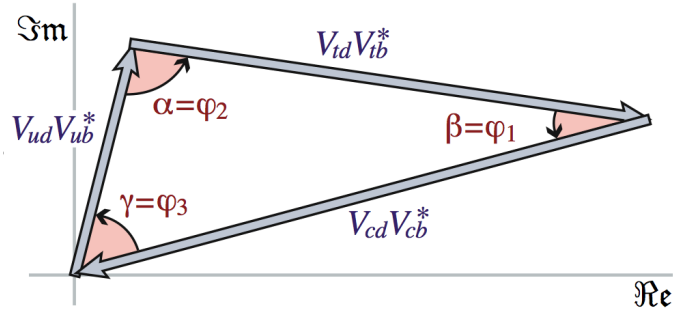


Figura 1.2: Triangolo che rappresenta la relazione 1.7

Ad oggi, i valori sperimentali dei parametri della matrice CKM sono [13]:³

$$\lambda = 0.2272 \pm 0.0010, \quad A = 0.818_{-0.017}^{+0.007}, \quad \bar{\rho} = 0.221_{-0.028}^{+0.064}, \quad \bar{\eta} = 0.340_{-0.045}^{+0.017},$$

per la matrice [13]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97383_{-0.00023}^{+0.00024} & 0.2272 \pm 0.0010 & (3.9 \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \\ 0.2271 \pm 0.0010 & 0.97296 \pm 0.00024 & (42.21_{-0.80}^{+0.10}) \cdot 10^{-3} \\ (8.14_{-0.64}^{+0.32}) \cdot 10^{-3} & (41.61_{-0.78}^{+0.12}) \cdot 10^{-3} & 0.999100_{-0.000004}^{+0.000034} \end{pmatrix},$$

e l'invariante di Jarlskog vale [13]:

$$J = (3.08_{-0.18}^{+0.16}) \cdot 10^{-5}.$$

La fig. 1.3 mostra, infine, tutti i vincoli sperimentali al triangolo unitario ed i risultati del fit globale (area contornata di rosso) al 95% di CL.

Nella rappresentazione di Wolfenstein i termini immaginari appaiono solo negli elementi che connettono la prima generazione di quark alla terza, in particolare nelle transizioni $t \rightarrow d$ e $b \rightarrow u$. I decadimenti di adroni b (tra cui i mesoni B) sono quindi particolarmente indicati per lo studio sperimentale della violazione di CP.

1.3 Fenomenologia della violazione di CP nei decadimenti

$$B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$$

In questo lavoro di tesi ci si occupa della violazione di CP nei mesoni B , in particolare di quella che si osserva nei decadimenti adronici. È possibile distinguere i decadimenti degli

³Dove $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ sono i parametri di Wolfenstein generalizzati, che si ottengono da ρ ed η sommando su tutti gli ordini in λ , ad esempio $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2 + \dots)$ e $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2 + \dots)$.

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

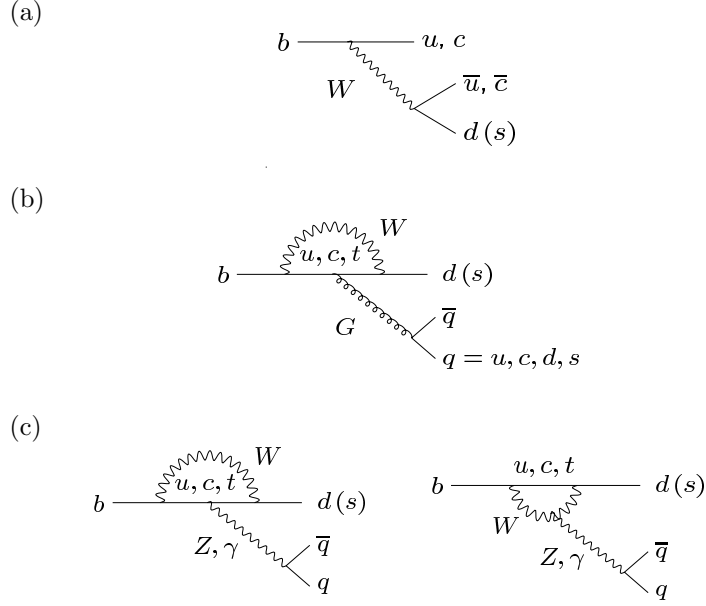


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman dei decadimenti non leptonici dei mesoni B : albero (a), pinguini QCD (b), e pinguini elettrodeboli (EW) (c).

i contributi di QCD a corto da quelli a lungo raggio.

Tramite la tecnica dell'*operator product expansion* [14] è possibile scrivere hamiltoniane effettive a bassa energia della forma:

$$\langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \lambda_{CKM} \sum_k C_k(\mu) \langle f | Q_k(\mu) | i \rangle. \quad (1.9)$$

Questa tecnica permette di distinguere i contributi a corto raggio, descritti da quantità perturbative ($C_k(\mu)$) detti coefficienti di Wilson, da quelli a lungo raggio, descritti da quantità non perturbative ($\langle f | Q_k(\mu) | i \rangle$) detti elementi di matrice adronica. G_F è la costante di Fermi, λ_{CKM} è un fattore di CKM e μ denota un'appropriata scala di normalizzazione. Q_k sono degli operatori locali e governano "effettivamente" il decadimento, essendo generati dall'interazione elettrodebole e dalla QCD. Al contrario i coefficienti di Wilson possono essere considerati come fattori di scala dipendenti dai vertici specifici dell'interazione. $|f\rangle$ e $|i\rangle$ corrispondono allo stato finale e a quello iniziale.

Riportiamo tre tipi di modelli che sviluppano l'approccio basato sulla fattorizzazione:

- QCDF (QCD Factorization [15]): utilizza la tecnica della fattorizzazione in contributi diversi a corto e lungo raggio e permette di calcolare le ampiezze di decadimento rilevanti al primo ordine della teoria.
- pQCD (perturbative hard-scattering approach [16]): differisce dalla QCDF essen-

zialmente nel formalismo e in alcuni aspetti tecnici, anche se ne è stata sviluppata in maniera indipendente.

- SCET (Soft Collinear effective theory [17]): utilizza una Lagrangiana per una teoria efficace in cui i quark pesanti interagiscono con gluoni soft, cioè con meno energia rispetto alle altre particelle del processo, e/o collineari.

A CDF è possibile l'accesso a tutta una serie di decadimenti charmless ($b \rightarrow c$) degli adroni di tipo b : $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+K^-$, $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ ed in particolare $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

Quando la distinzione tra i modi differenti ($B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, etc.) non è rilevante, l'espressione $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ ($h, h' = \pi$ o K) è usata per esprimerli collettivamente. Inoltre ci riferiremo a H_b^0 quando vorremo indicare collettivamente gli adroni di tipo b B_d^0 , B_s^0 e Λ_b^0 . A meno di dichiararlo esplicitamente, i modi coniugati sotto C sono impliciti e i branching fractions (\mathcal{B}) indicano:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow f) \equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{2\Gamma_B} \quad (1.10)$$

dove $\Gamma(B \rightarrow f)$ è la lunghezza di decadimento parziale di una particella B in uno stato finale f e Γ_B è la larghezza naturale.

Riportiamo in tabella 1.1 i risultati sperimentali dei \mathcal{B} dei mesoni $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ che verranno studiati nel corso della tesi.

Modo	BABAR	Belle	CLEO	CDF
$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$5.5 \pm 0.4 \pm 0.3$	$5.1 \pm 0.2 \pm 0.2$	$4.5_{-1.2-0.4}^{+1.4+0.5}$	$5.10 \pm 0.33 \pm 0.36$
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$19.1 \pm 0.6 \pm 0.6$	$19.9 \pm 0.4 \pm 0.8$	$18.0_{-2.1-0.9}^{+2.3+1.2}$	
$B^0 \rightarrow K^+K^-$	$0.04 \pm 0.15 \pm 0.08$	$0.04_{-0.13}^{+0.18} \pm 0.01$	< 0.8	$0.39 \pm 0.16 \pm 0.12$
$B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$				$0.49 \pm 0.28 \pm 0.36$
$B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$				$5.0 \pm 0.7 \pm 0.8$
$B_s^0 \rightarrow K^+K^-$		< 310		$24.4 \pm 1.4 \pm 4.6$

Tabella 1.1: Riassunto della situazione sperimentale attuale riguardo i \mathcal{B} ($\times 10^{-6}$)[18], [2].

1.3.1 I tre tipi di violazione di CP nei decadimenti dei mesoni B

Negli esperimenti di fisica del b vengono osservati due tipi di manifestazioni fenomenologiche della violazione di CP:

1. violazione di CP **diretta**: avviene nei *decadimenti*.

Si manifesta come differenza dell'ampiezza $A(i \rightarrow f)$ di un dato decadimento

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

rispetto a quello del suo coniugato tramite CP $A(\bar{i} \rightarrow \bar{f})$ (dove f sta per stato finale e i per stato iniziale).

$B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ sono due esempi di questo tipo di effetto.

2. violazione di CP **indiretta**, che si mostra in due tipologie:

- violazione nel *mixing*.

Avviene quando gli autostati di massa di un mesone neutro sono diversi da quelli di CP.

Questo effetto è di modesta intensità e difficile da osservare nei mesoni B .

- violazione di CP in *interferenza* tra mixing e decadimento.

Avviene tra un decadimento senza *mixing*, $B^0 \rightarrow f$ ed uno con il *mixing* $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$. Accade solo nei decadimenti di mesoni neutri in stati finali che sono comuni sia al mesone che alla sua antiparticella.

Questo tipo di violazione è di grande entità e ben visibile nei mesoni B neutri, per esempio nel decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

In questo lavoro di tesi ci si occupa in particolare della violazione diretta di CP, di cui diamo qualche dettaglio aggiuntivo.

Violazione diretta di CP

Consideriamo un decadimento non leptonic $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$. L'ampiezza di decadimento vale:

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B} \rangle \quad (1.11)$$

mentre per il processo CP-coniugato vale

$$A(B \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}}^\dagger | B \rangle \quad (1.12)$$

Considerando la forma dell'hamiltoniana e il fatto che le interazioni forti sono invarianti sotto CP è possibile scrivere

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = e^{+i\varphi_1} |A_1| e^{i\delta_1} + e^{+i\varphi_2} |A_2| e^{i\delta_2} \quad (1.13)$$

$$A(B \rightarrow f) = e^{i[\phi_{\text{CP}}(B) - \phi_{\text{CP}}(f)]} \left[e^{-i\varphi_1} |A_1| e^{i\delta_1} + e^{-i\varphi_2} |A_2| e^{i\delta_2} \right]. \quad (1.14)$$

che sono le forme più generali per un'ampiezza di decadimento non leptonic di un mesone B . La violazione diretta di CP avviene quando

$$\left| \frac{A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{A(B \rightarrow f)} \right| \neq 1$$

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

L'osservabile tipicamente utilizzato per studiare la violazione di CP diretta è infatti definito come:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}} &\equiv \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)} = \frac{|A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})|^2 - |A(B \rightarrow f)|^2}{|A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})|^2 + |A(B \rightarrow f)|^2} \\ &= -\frac{2|A_1||A_2| \sin(\delta_1 - \delta_2) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)}{|A_1|^2 + 2|A_1||A_2| \cos(\delta_1 - \delta_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + |A_2|^2}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Si può ottenere un valore di \mathcal{A}_{CP} diverso da zero nel caso che $\varphi_1 \neq \varphi_2$ (differenza nella fase debole) e $\delta_1 \neq \delta_2$ (differenza nella fase forte). Ci si riferisce a questo tipo di violazione come alla violazione diretta ed è il risultato dell'interferenza tra vari termini dell'ampiezza di decadimento. Il secondo tipo di fase (le fasi forti) sono generate da interazioni che conservano CP e quindi appaiono anche se la Lagrangiana è reale, non violano CP e contribuiscono a $A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ e $A(B \rightarrow f)$ con lo stesso segno. Il nome fase "forte" deriva dalla loro origine, cioè il possibile contributo da stati reali intermedi nel processo di decadimento prodotti principalmente da scattering di interazioni forti. Poiché generalmente $\varphi_1 - \varphi_2$ è collegato ad un angolo del triangolo di unitarietà, risulta interessante estrarre da un esperimento anche questo tipo di misura. Da qui in avanti nel corso del testo per indicare l'asimmetria di CP si utilizzerà il simbolo \mathcal{A}_{CP} definito in 1.15.

1.4 Situazione sperimentale attuale e confronto con le previsioni teoriche

Un gran numero di dati sperimentali sono attualmente disponibili per i mesoni di tipo B^+ e B^0 mentre la nostra conoscenza è molto minore riguardo i decadimenti charmless del B_s^0 .

Concentriamo la nostra attenzione sui modi di decadimento $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$ e $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e sulle loro \mathcal{A}_{CP} . Recentemente sono state osservate delle discrepanze tra le loro previsioni teoriche e i risultati sperimentali. In particolare, trascurando il contributo proveniente dai diagrammi a pinguino EW, lo SM predice che l' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ sia circa uguale all' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0)$ [19], [20] e [21]. I dati sperimentali [18] non sono però in accordo con questa previsione:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0) &= +0.050 \pm 0.025 \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-) &= -0.098^{+0.012}_{-0.011}\end{aligned}$$

La loro differenza è diversa da 0 con una significatività maggiore di 5σ .

Modo	QCDF	pQCD	SCET
$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	$-3.6^{+1.7+2.0+0.8+9.0}_{-1.8-2.0-0.6-9.7}$	$-1^{+3(+3)}_{-5(-5)}$	$-11 \pm 9 \pm 11 \pm 2$
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$-4.1^{+1.1+2.2+0.5+8.7}_{-1.1-2.5-0.6-9.5}$	$-9^{+6(+4)}_{-8(-6)}$	$-6 \pm 5 \pm 6 \pm 2$
$B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$	$10.9^{+2.2+2.9+0.4+15.2}_{-2.1-3.1-0.2-15.5}$	$24.1^{+3.9+3.3+2.3}_{-3.6-3.0-1.2}$	$20 \pm 17 \pm 19 \pm 5$

Tabella 1.2: Riassunto delle previsioni teoriche attuali per l' \mathcal{A}_{CP} diretta $\cdot 10^{-2}$ dell'approccio pQCD, QCDF [14] e SCET [22].

La discrepanza tra i valori sperimentali e la mancanza di un modello predittivo esauriente ha generato un intenso dibattito: da un lato si sostiene che le sue cause siano effetti non completamente conosciuti di fisica del Modello Standard, come ad esempio interazioni adroniche a bassa energia [23], [24] e [25]; dall'altra c'è chi interpreta questa discrepanza come indicazione di effetti di nuova fisica [26]. Un esempio tra gli altri è la possibile presenza di una quarta generazione di quark molto pesanti [1], il che spiegherebbe anche il modesto disaccordo con lo SM osservato nelle recenti misure della fase di oscillazione nei decadimenti $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Risulta quindi cruciale la necessità di aumentare e raffinare l'informazione sperimentale sui decadimenti di mesoni contenenti quark di tipo b . In particolare si potrebbe utilizzare una terza misura di \mathcal{A}_{CP} "di controllo" e confrontarla con $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0)$ e $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ per discriminare le varie possibilità in gioco.

I mesoni B_s^0 danno la possibilità di effettuare un particolare test in cui si confrontano la misura dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ con quella dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$, come verrà spiegato

nella sezione 1.4.1. Risulta evidente come questa misura sia rilevante per controllare e verificare anche le previsioni teoriche sulle altre asimmetrie di CP.

Il modo $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è anche di particolare interesse in quanto non è mai stata osservata la violazione di CP diretta nel B_s^0 . Inoltre le informazioni che si ottengono dal B_s^0 permettono di calcolare vincoli sulle ampiezze adroniche dei decadimenti di quark pesanti. Questi vincoli permettono un confronto più accurato tra le predizioni teoriche e i dati sperimentali aumentando la sensibilità a possibili effetti di nuova fisica e migliorando la conoscenza sui parametri della matrice CKM.

Infine la misura del \mathcal{B} del $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è sensibile all'angolo γ della matrice CKM [27] ed il *branching ratio* attuale risulta minore delle predizioni teoriche (per maggiori approfondimenti riferirsi a [28], [29] e [30]).

I valori sperimentali attuali delle diverse \mathcal{A}_{CP} sono riportati nella tabella 1.3.

Modo	BABAR	Belle	CDF
$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	$0.030 \pm 0.039 \pm 0.010$	$0.07 \pm 0.03 \pm 0.01$	-
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$-0.107 \pm 0.016_{-0.004}^{+0.006}$	$-0.094 \pm 0.018 \pm 0.008$	$-0.086 \pm 0.023 \pm 0.009$
$B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$			$0.39 \pm 0.15 \pm 0.08$

Tabella 1.3: Riassunto della situazione sperimentale attuale riguardo l' \mathcal{A}_{CP} diretta [18].

1.4.1 Relazione tra le asimmetrie di CP di $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$

La discrepanza tra l' $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$ e l' $\mathcal{A}_{CP}(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0)$ suggerisce la possibilità di investigare nuova fisica confrontando queste misure con quelle provenienti da decadimenti $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. L'invarianza sotto CPT richiede che la violazione di CP provenga da un'interferenza tra l'ampiezza del diagramma a pinguino dominante e un'altra ampiezza con una fase debole ed una fase forte differenti. È noto come il contributo del diagramma a pinguino per $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ sia scalato di un fattore di CKM nel $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Nel Modello Standard i contributi combinati dei diagrammi ad albero controbilanciano perfettamente questa riduzione. Quindi anche se i branching ratio sono differenti, secondo lo SM ci deve essere la stessa violazione diretta di CP nei due decadimenti come spiegheremo di seguito. Questa combinazione di fattori non è scontata in un modello diverso da quello standard, in cui ad esempio la violazione di CP provenga dall'interferenza tra il diagramma a pinguino e il contributo di nuova fisica.

I decadimenti $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ sono legati da relazioni estremamente semplici.

- Se indichiamo con $|f_d\rangle$ lo stato finale di $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e con $|f_s\rangle$ lo stato finale di

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

$B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$, vale la relazione

$$|f_d\rangle = C |f_s\rangle \quad (1.16)$$

dove C è l'operatore di coniugazione di carica.

- Il quark spettatore di questi decadimenti (s per $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e d per $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$) conserva il sapore durante il decadimento e non partecipa in un'interazione debole che necessariamente coinvolgerebbe un suo cambio di sapore. Questo elimina tutti i diagrammi nei quali il quark spettatore partecipa al vertice debole.

Lipkin [4] osserva che si può scrivere l'ampiezza di decadimento per $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ usando la notazione standard della matrice CKM come:

$$A(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = V_{ub}^* \cdot V_{us} \cdot T_d + V_{cb}^* \cdot V_{cs} \cdot P_d, \quad (1.17)$$

dove T_d e P_d stanno rispettivamente per albero (T) e pinguino (P).

L'equazione corrispondente per il coniugato rispetto alla carica è:

$$A(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) = V_{ub} \cdot V_{us}^* \cdot \bar{T}_d + V_{cb} \cdot V_{cs}^* \cdot \bar{P}_d, \quad (1.18)$$

La violazione diretta di CP dipende dalla quantità:

$$|A(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|^2 - |A(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 \quad (1.19)$$

Consideriamo ora il fatto che per transizioni a due stati finali f e il suo coniugato \bar{f} vale:

$$\begin{aligned} T_d(f) &= \bar{T}_d(\bar{f}) \equiv T(f), \\ P_d(f) &= \bar{P}_d(\bar{f}) \equiv P(f). \end{aligned} \quad (1.20)$$

Si ha dunque che l' \mathcal{A}_{CP} è proporzionale a

$$\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{us} \cdot V_{cb} \cdot V_{cs}^*)$$

Allo stesso modo, per il decadimento del B_s^0 valgono

$$A(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = V_{ub}^* \cdot V_{ud} \cdot T_s + V_{cb}^* \cdot V_{cd} \cdot P_s \quad (1.21)$$

$$A(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = V_{ub} \cdot V_{ud}^* \cdot \bar{T}_s + V_{cb} \cdot V_{cd}^* \cdot \bar{P}_s \quad (1.22)$$

e la violazione diretta di CP è proporzionale a

$$\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{ud} \cdot V_{cb} \cdot V_{cd}^*).$$

Gronau mostra [3] come anche se i termini sono differenti, per l'unitarietà della matrice CKM vale

$$\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{ud} \cdot V_{cb} \cdot V_{cd}^*) = -\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{us} \cdot V_{cb} \cdot V_{cs}^*). \quad (1.23)$$

1 Violazione di CP e decadimenti dei mesoni B

Facendo l'assunzione in cui vale $P_d = P_s$, $T_d = T_s$ e manipolando algebricamente le equazioni di sopra, si può scrivere:

$$|A(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|^2 - |A(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 = 4\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{us} \cdot V_{cb} \cdot V_{cs}^*) \cdot \text{Im}(T \cdot P^*) \quad (1.24)$$

e

$$|A(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 - |A(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|^2 = 4\text{Im}(V_{ub}^* \cdot V_{ud} \cdot V_{cb} \cdot V_{cd}^*) \cdot \text{Im}(T \cdot P^*). \quad (1.25)$$

Si ottiene infine:

$$|A(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 - |A(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|^2 = |A(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 - |A(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|^2 \quad (1.26)$$

dove A è l'ampiezza di decadimento. In termini di larghezza di decadimento, la relazione 1.26 diventa:

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) - \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - \Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-). \quad (1.27)$$

Utilizzando l'equazione 1.26, scriviamo una relazione che ci permette di confrontare in maniera qualitativa i risultati sperimentali⁴:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = -\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \times \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \quad (1.28)$$

Se sostituiamo i valori sperimentali di tabella 1.1 nell'ultima equazione 1.28 si ottiene:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.098 \times \frac{19.4}{5.0} \sim 0.36. \quad (1.29)$$

Sottolineiamo infine che questa precisa relazione è valida rigorosamente solo nel Modello Standard e sarebbe accidentale in qualsiasi altro meccanismo di violazione di CP. Pertanto la ricerca sperimentale di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ risulta un test cruciale per osservare la presenza di nuova fisica in questo tipo di asimmetria.

⁴Ad oggi il $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (5.0 \pm 0.7 \text{ (stat)} \pm 0.8 \text{ (syst)}) \times 10^{-6}$ [2], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = 19.4 \pm 0.6 \times 10^{-6}$ $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = -0.098_{-0.011}^{+0.012}$ [18].

1.5 $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a CDF

Il decadimento $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è stato osservato solo recentemente dalla collaborazione CDF [2]. Con un campione di luminosità integrata pari a 1 fb^{-1} sono stati osservati $230 \pm 34 \text{ (syst)} \pm 16 \text{ (stat)}$ eventi $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con una significatività pari a 8.2σ che corrispondono ad un rate di decadimento $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (5.0 \pm 0.7 \text{ (stat)} \pm 0.8 \text{ (syst)}) \times 10^{-6}$. Il risultato è in ottimo accordo con il precedente limite sperimentale sempre di CDF pubblicato in [31] pari a $\mathcal{B} < 5.6 \cdot 10^{-6} @90\% \text{ CL}$.

L'osservazione della violazione diretta di CP nel decadimento $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ non è ancora stata ottenuta e il suo valore è importante per completare e testare il quadro teorico dello SM. L'unica misura al mondo ad oggi è quella ottenuta da CDF e vale $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.39 \pm 0.15 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}$ con una significatività di circa 2σ [32].

Questo quadro è il punto di partenza per il lavoro di tesi del candidato in cui ci si sforza specificatamente di migliorare l'analisi presente a CDF II e consentire la misura della violazione diretta di CP nel decadimento $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Contemporaneamente, migliorare l'analisi in questo canale permette di migliorare anche le misure su tutti gli altri canali permettendo una più attenta verifica dello SM.

Per questo motivo si affronta nei prossimi capitoli uno studio del campione di dati presenti a CDFII fino alla luminosità integrata di 2.9 fb^{-1} .

2 Il Tevatron collider ed il rivelatore CDF II

L'apparato di rivelazione CDF II opera presso il collisionatore Tevatron al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), circa 50 Km ad Ovest di Chicago. In questo capitolo si descrivono brevemente il Tevatron e CDF II, focalizzando l'attenzione sulle parti del rivelatore importanti per questo lavoro: il sistema di tracciatura ed il trigger. Per una descrizione completa dell'apparato sperimentale riferirsi a [33].

2.1 L'acceleratore

Il Tevatron è un protosincrotrone circolare di raggio 1 km in cui vengono fatti scontrare *bunches* di protoni circolanti in senso orario contro antiprotoni accelerati in senso opposto ad energie di 980 GeV. I principali parametri di interesse per un acceleratore sono:

- \sqrt{s} : energia disponibile nel sistema del centro di massa:

$$s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$$

dove p_1^μ e p_2^μ sono i quadri-impulsi delle particelle interagenti.

- \mathcal{L} : luminosità istantanea, ovvero il coefficiente di proporzionalità tra il *rate* di un dato processo e la sua sezione d'urto:

$$\text{rate [eventi s}^{-1}] = \mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \cdot \sigma[\text{cm}^2]$$

Il primo parametro pone un limite superiore fisico alle masse delle particelle che possono essere create nella collisione: poiché ogni protone (o antiprotone) possiede un'energia di 980 GeV, la massima energia disponibile nel centro di massa è 1.96 TeV.

L'integrale nel tempo della luminosità istantanea (detto luminosità integrata), moltiplicato per la sezione d'urto σ del processo di interesse, è una stima del numero di eventi aspettati in un tempo T .

$$n(T) = \int_0^T \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot dt.$$

Assumendo una collisione frontale protone p contro antiprotone \bar{p} la luminosità istantanea è definita da:

$$\mathcal{L} = 10^{-5} \frac{N_p N_{\bar{p}} B f \beta \gamma}{2\pi \beta^* \sqrt{(\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})_x (\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})_y}} \mathcal{H}(\sigma_z / \beta^*) \quad [10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] \quad (2.1)$$

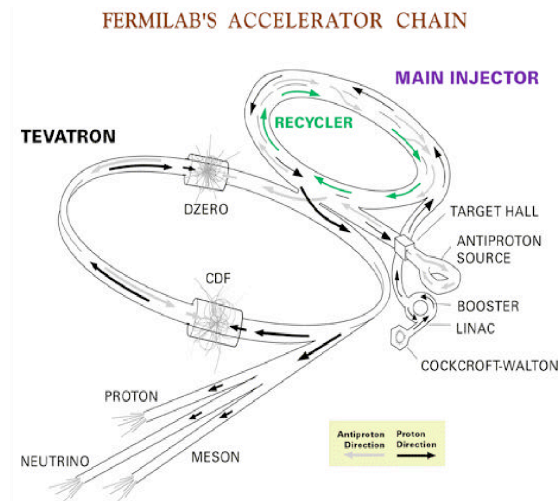


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del complesso degli acceleratori di Fermilab.

dove $N_p \sim 300 \times 10^9$ è il numero medio di p in ogni pacchetto (*bunch*), $N_{\bar{p}} \sim 90 \times 10^9$, $B = 36$ è il numero di *bunches* che circolano nell'anello, $f = 47.713$ kHz è la frequenza di rivoluzione, $\beta\gamma = 1045.8$ a 980 GeV è il boost di Lorentz, $\mathcal{H} = 0.6 - 0.7$ è un fattore empirico (*"hourglass factor"* funzione del rapporto tra la dimensione longitudinale del pacchetto $\sigma_z \sim 60$ cm e la funzione di betatrone $\beta^* \sim 31$ cm nel punto di interazione dei due *bunches*, ed infine ε_p e $\varepsilon_{\bar{p}}$ sono le emittanze¹ del fascio di protoni e antiprotoni normalizzate al 95% (dopo l'iniezione $\varepsilon_p \sim 18\pi$ mm mrad e $\varepsilon_{\bar{p}} \sim 13\pi$ mm mrad).

Le variabili che definiscono la luminosità dipendono dunque solamente dalle prestazioni dell'acceleratore. Nel caso del TeVatron il limite alle prestazioni in luminosità è dato dalla disponibilità di antiprotoni a causa della difficoltà nel produrli, nel compattarli in pacchetti e nel trasferirli con efficienza durante i processi di estrazione/iniezione.

I fasci prodotti dal TeVatron sono usati per diversi tipi di esperimenti (collisioni, bersaglio fisso, ecc.). Presentiamo ora una breve descrizione della procedura richiesta per ottenere un periodo continuo di collisioni, denominato *store*, usando un'unica collezione di protoni ed antiprotoni.

2.1.1 Protoni

Il fascio di protoni viene prodotto utilizzando ioni H^- ottenuti per ionizzazione di idrogeno gassoso. Essi vengono successivamente accelerati tramite una macchina di Cockroft-

¹L'emittanza è la misura dello spazio delle fasi trasverso occupato dall'insieme di particelle. Per maggiori dettagli vedere [34].

Walton² fino ad un'energia di 750 keV. In seguito vengono iniettati nel *Linac*, un acceleratore lineare di 150 m che li accelera fino a 400 MeV. A questa energia si effettua lo *stripping*: gli ioni vengono focalizzati su un bersaglio di carbonio e nell'interazione perdono due elettroni.

I protoni così ottenuti vengono iniettati a formare *bunches* da circa $5 \cdot 10^{12}$ particelle nel *Booster*, un sincrotrone di raggio 75.5 m che li accelera fino a 8 GeV. I *bunches* passano poi nel *Main Injector* che aumenta l'energia delle particelle fino a 150 GeV e infine vengono iniettati nel Tevatron. Esso è un acceleratore circolare a magneti superconduttori da 5.7 T dove i protoni vengono portati all'energia di 980 GeV.

2.1.2 Antiprotoni

Quando i protoni raggiungono l'energia di 120 GeV vengono estratti dal Main Injector e focalizzati su un bersaglio di 7 cm di nichel. Si riesce (tramite reazioni $pp \rightarrow pp\bar{p}$) a produrre circa 20 antiprotoni ogni 10^6 protoni incidenti. Gli antiprotoni prodotti hanno impulso medio in avanti di 8 GeV/c e sono distribuiti in una vasta regione angolare. Gli antiprotoni vengono poi focalizzati mediante una lente di litio cilindrica ed un campo magnetico opportuno eliminando allo stesso tempo gli altri prodotti carichi di interazione. Gli antiprotoni vengono accumulati nel *Debuncher* dove subiscono un raffreddamento stocastico con l'intento di restringerne la distribuzione in impulso mantenendo la loro energia a 8 GeV. Molti cicli di *Debuncher* causano la distruzione della distribuzione spaziale dei *bunches* che vengono ridotti ad un fascio continuo. Gli antiprotoni passano poi nell'*Accumulatore* dove vengono "raffreddati" ulteriormente. Quando si raggiunge una corrente sufficiente per creare 36 *bunches* con la densità richiesta, gli antiprotoni vengono estratti e iniettati nel *Main Injector*, dove vengono accelerati fino a 150 GeV. A questo punto vengono iniettati nel Tevatron.

2.1.3 La collisione

All'interno del Tevatron circolano in verso opposto protoni e antiprotoni in *bunches* di circa 0.5 m di lunghezza lungo la direzione del moto e un profilo trasverso approssimativamente circolare di raggio di 30 μm . Quando nel Tevatron circolano 36 *bunches* di protoni e di antiprotoni, l'energia della macchina viene aumentata da 150 GeV a 980 GeV in circa dieci secondi. A questo punto cominciano a generarsi le collisioni in due punti dell'anello, $D\bar{O}$ e $B\bar{O}$, dove sono presenti due rivelatori, rispettivamente $D\bar{O}$ e $CDFII$. Magnetismi di tipo quadrupolare localizzati alle due estremità di ogni rivelatore lungo la *beam pipe* focalizzano il fascio per ottenere il massimo della luminosità al centro

²Si tratta di acceleratori che usano campi elettrici per accelerare particelle cariche. Un dispositivo che alterna diodi a capacitori riesce a raddoppiare la tensione in ingresso così da accelerare le particelle fino all'energia di circa 1 MeV.

dei rivelatori. La distribuzione della regione di interazione è quasi gaussiana lungo l'asse del fascio ($\sigma_z \simeq 28$ cm). Il profilo trasversale è modellato attraverso una procedura detta *scraping*, che consiste nel muovere placche in acciaio che agiscono come collimatori nel piano trasverso. Questa procedura avviene appena dopo l'iniezione e serve a proteggere il rivelatore da eventuali danni dovuti alle code delle distribuzioni di p e \bar{p} che entrano nel volume attivo.

Quando le condizioni sono sufficientemente stabili e il profilo del fascio è abbastanza regolare vengono alimentati i rivelatori ed inizia la presa dati.

L'intervallo di tempo tra due interazioni dei fasci (*inter-bunch crossing*) è di 396 ns. Il numero N di interazioni per ciascun *bunch crossing* è distribuito in modo poissoniano e dipende dalla luminosità istantanea. Alla luminosità di 10^{32} cm⁻²s⁻¹ si hanno una media di 2 interazioni ogni *inter-bunch crossing*.

2.2 Stato del Tevatron

L'obiettivo iniziale del Tevatron durante il Run II (1996) era di accumulare 2 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 2$ TeV con un picco di luminosità istantanea di $2 \cdot 10^{32}$ cm⁻²s⁻¹. Le attuali *performance* sono di $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, con luminosità istantanea iniziale $\geq 3.0 \cdot 10^{32}$ cm⁻²s⁻¹ e luminosità di picco che eccede regolarmente il valore previsto (record di $3.48 \cdot 10^{32}$ cm⁻²s⁻¹ raggiunto il 14 Dicembre 2008). Al mese di Maggio 2008 sono stati raccolti circa 5 fb^{-1} di dati.

2.3 Il detector CDFII

Il detector CDF II è installato nel punto $B\bar{O}$ (vedi figura 2.1) ed è progettato per permettere misure di energia, momento e quando è possibile l'identità di varie classi di particelle prodotte nella collisione. Dal momento della sua costruzione (1985) ad oggi è stato sottoposto a varie modifiche, la più importante delle quali (iniziata nel 1995) porta al detector attuale, a cui ci si riferisce come CDF II.

Esso è approssimativamente un cilindro simmetrico sia per rotazioni attorno al fascio sia per riflessioni rispetto a $B\bar{O}$, nominalmente il centro di interazione. Le dimensioni di tale cilindro sono ≈ 15 m d'altezza e ≈ 15 m di diametro, per una massa totale di circa 5000 tonnellate.

La parte più interna del rivelatore è il *sistema di tracciatura integrato*, che consiste in un rivelatore di tracciatura ad elevata precisione con sensori a microstrisce di silicio posti attorno al fascio e da una camera a deriva cilindrica più esterna. Questo sistema consente la misura dell'impulso e della traiettoria delle particelle cariche (traccia) e permette di ricostruire sia il vertice primario dove avviene la collisione $p\bar{p}$ che quelli secondari dove

decadono le particelle prodotte di impulso e vita media sufficiente.

Tale sistema è circondato dal rivelatore di tempo di volo, costruito per l'identificazione di particelle a basso impulso. Questi rivelatori si trovano all'interno di un solenoide superconduttore di raggio 1.5 m e 4.8 m di lunghezza che genera un campo magnetico di 1.4 T uniforme lungo la direzione dei fasci.

All'esterno del campo magnetico si trovano i calorimetri, che, attraverso una struttura a torri proiettive, misurano l'energia degli adroni, dei fotoni e degli elettroni. I calorimetri sono circondati dai rivelatori di muoni.

Infine, due contatori Cherenkov registrano il numero di collisioni $p\bar{p}$ che avvengono e determinano la luminosità istantanea.

2.3.1 Notazioni e sistemi di coordinate

CDF II utilizza convenzionalmente due sistemi di coordinate, cartesiane e cilindriche. Hanno origine nel punto di interazione ($B\bar{O}$) che viene assunto coincidente con il centro della camera a deriva. L'asse z ha la direzione e il verso positivo secondo la direzione di moto dei protoni (*east*). Il piano (x, y) è perpendicolare ai fasci, con x orientato all'esterno rispetto al centro dell'anello e y orientato verso l'alto.

Poiché i fasci del Tevatron sono non polarizzati, le osservazioni fisiche sono invarianti sotto rotazione attorno alla direzione dei fasci. Risulta pertanto conveniente introdurre il sistema di coordinate cilindriche (r, ϕ, z) orientate nella usuale convenzione rispetto alle coordinate cartesiane. Da qui in avanti, ci riferiremo a **longitudinale** come alla direzione parallela all'asse z mentre ci riferiremo a **trasversale** per indicare il piano perpendicolare all'asse z , cioè $(x, y) \equiv (r, \phi)$.

Dal momento che protoni e antiprotoni sono particelle composte, le interazioni ad alto impulso trasferito avvengono tra i partoni contenuti al loro interno. Ogni partone porta una frazione sconosciuta dell'impulso del (anti)protone. Come conseguenza dello sbilanciamento tra le componenti longitudinali del momento dei partoni interagenti, sono possibili alte velocità lungo l'asse z per il sistema del centro di massa (dei partoni). Risulta dunque comodo introdurre una quantità invariante rispetto a *boost* di Lorentz longitudinali invece dell'angolo polare θ , la rapidità:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p \cos(\theta)}{E - p \cos(\theta)} \right], \quad (2.2)$$

dove (E, \vec{p}) è il quadri-momento della particella. Una misura di rapidità richiede però un rivelatore con capacità di identificazione delle particelle, a causa del termine di massa che entra in E . Per ragioni pratiche, si sostituisce Y con un'espressione approssimata nel limite ultrarelativistico $p \gg m$ (di solito valido per i prodotti di collisioni ad alta energia):

$$Y \rightarrow \eta + \mathcal{O}(m^2/p^2) \quad (2.3)$$

dove la pseudorapidità $\eta \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$ è funzione solo dei momenti. Si distingue η_{det} , la pseudorapidità rispetto al centro di interazione nominale, da η , la pseudorapidità della particella misurata rispetto a z_0 , la coordinata longitudinale in cui la particella è originata.

Convenzionalmente, ci si riferisce alla regione centrale del detector dove vale $|\eta| < 1$ mentre si dice regione in avanti quella dove $1 < |\eta| < 3.6$. Introduciamo a questo punto anche altre quantità di interesse. Definiamo la componente trasversa del momento rispetto all'asse del fascio:

$$\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y) \rightarrow p_T \equiv p \sin \theta \quad (2.4)$$

A causa del campo magnetico, le particelle cariche all'interno del rivelatore compiono delle eliche con l'asse parallelo all'asse z . Tali traiettorie sono definite tramite cinque parametri:

- la *curvatura* C che si ottiene proiettando l'elica nel piano trasverso:
 $C \equiv \frac{\text{sign}(Q)}{2\rho}$, dove ρ è il raggio della circonferenza e Q è la carica della particella che determina il segno di C .
- $\cot \theta = \frac{p_z}{p_T}$, dove p_z è la componente lungo z dell'impulso.
- Il parametro d'impatto d_0 : distanza, con segno, di massimo avvicinamento all'asse z (per la definizione esatta si veda eq. 3.2):

$$d_0 \equiv Q \cdot \left(\sqrt{x_0^2 + y_0^2} - \rho \right)$$

dove x_0 e y_0 sono le coordinate del centro del cerchio nel piano trasverso (vedi Fig. 2.2).

- L'*angolo azimutale* ϕ_0 della direzione della traccia, nel punto di massimo avvicinamento all'asse z .
- z_0 , la coordinata z del punto di massimo avvicinamento all'asse z .

2.3.2 Composizione del detector

Layer 00 (LØØ)

LØØ è un rivelatore di vertice al silicio [35] che permette una misura nel piano $r - \phi$. Consiste in uno strato di sensori a microstrip con lettura su singola faccia che copre la *beam pipe* per 80 cm in senso longitudinale. Lo spazio tra due strisce è di 20 μm ed il passo di lettura è di 50 μm . Per costruzione mantengono un ottimo rapporto segnale/rumore anche dopo alte dosi di radiazione (~ 5 MRad). Questa caratteristica consente la loro installazione a distanza molto ravvicinata dall'asse del fascio, intorno a

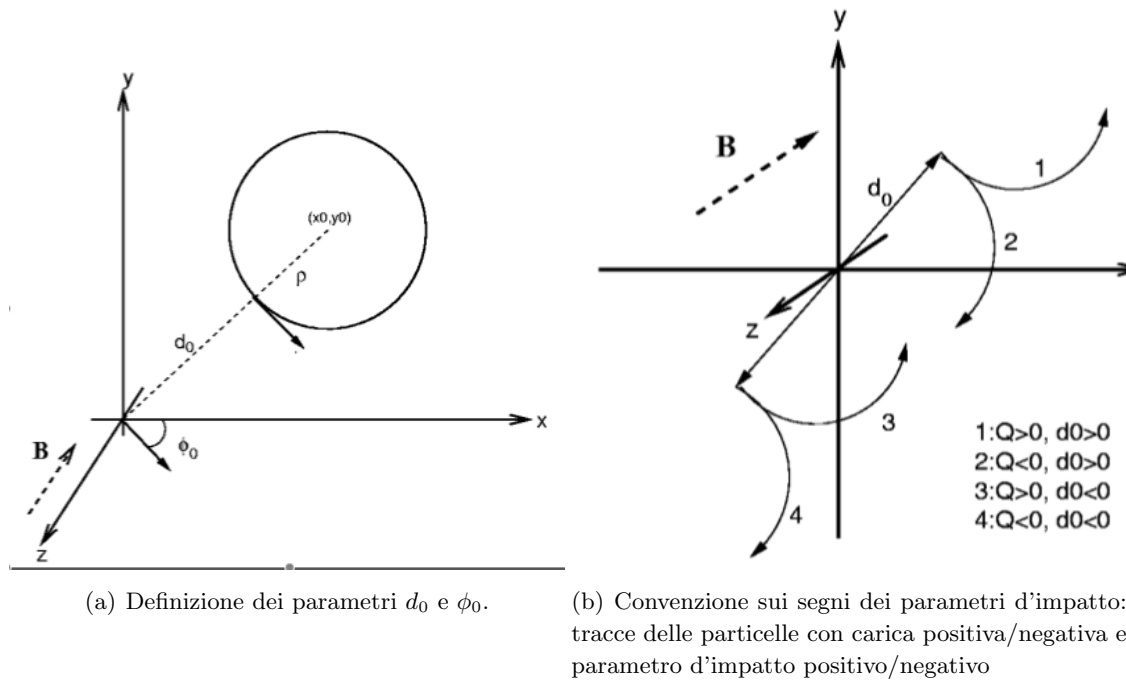


Figura 2.2:

1.5 cm. Quest'ultimo parametro è molto importante per ottenere misure di vita media precise, poiché la risoluzione sul vertice di decadimento di particelle a lunga vita media dipende fortemente dalla vicinanza del primo punto di misura al vertice stesso.

La risoluzione nella ricostruzione in $r - \phi$ del punto d'impatto delle particelle cariche è di 10 μm circa.

I segnali dei 13,824 canali vengono collegati tramite speciali cavi a fibre ottiche a basso assorbimento all'elettronica di lettura che è posizionata in una regione meno esposta alle radiazioni e separata dai sensori. Un flusso di gas refrigerante in sottili tubi di alluminio posizionati tra la *beam pipe* e i sensori mantiene la temperatura a 0°C per limitare la sensibilità all'irraggiamento dei sensori. L' $\text{L}\text{\O}$ contribuisce alla lunghezza di radiazione X_0 per circa $0.6\%X_0$ nella zona dei sensori e si arriva fino a 1% in corrispondenza del circuito di raffreddamento.

Silicon Vertex detector II (SVXII)

Il Silicon Vertex detector II [36] è un rivelatore di vertice che campiona la traiettoria di particelle cariche in cinque punti a distanze tra i 2.5 cm e i 10 cm dal fascio consentendo la ricostruzione tridimensionale delle tracce (vedi fig. 2.3). I sensori sono montati su

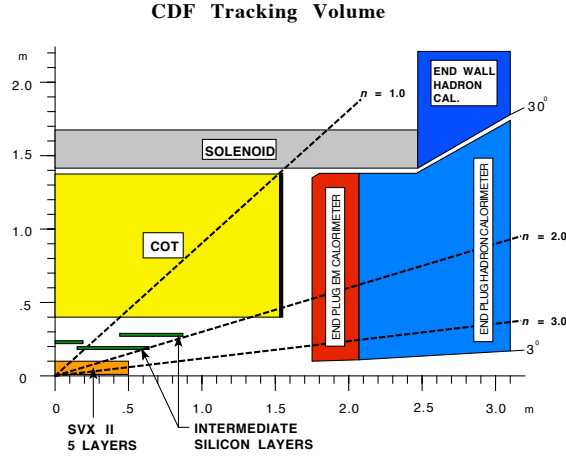


Figura 2.3: Sistema di tracciatura di CDF II

tre strutture cilindriche (*barrels*) che coprono nella coordinata z una lunghezza totale di 96 cm, permettendo una accettazione geometrica fino a $|\eta_{\text{det}}| < 2$. Ogni barrel è diviso in ϕ in dodici “spicchi” ognuno dei quali sottende approssimativamente 30° . Ogni spicchio contiene cinque strati di sensori separati radialmente (vedi fig. 2.4). I sensori in uno strato (*layer*) sono organizzati in unità indipendenti dette *ladders*, ognuna delle quali consiste in due sensori a doppia faccia e una scheda che ospita l’elettronica di lettura, il circuito di alimentazione ecc. I sensori sono rivelatori al silicio con tecnologia a microstrisce e lettura a doppia faccia. Tre dei cinque strati permettono la lettura sul piano $r - \phi$ (microstrisce parallele a z) su una faccia e della coordinata z sull’altra (microstrisce ortogonali a z). I rimanenti due strati hanno sensori con lettura $r - \phi$ su una faccia e $r - \phi'$ sull’altra con microstrisce inclinate di 1.2° rispetto all’asse z . (SAS, *small angle stereo*). Questa disposizione permette di ricostruire tridimensionalmente le tracce. La risoluzione in $r - z$ è di circa $70 \mu\text{m}$ mentre quella in $r - \phi$ è di circa $11 \mu\text{m}$. Grazie a quest’ultima si ottiene una risoluzione sul parametro d’impatto per tracce ad alto p_T di circa $20 \mu\text{m}$, che degrada a circa $35 \mu\text{m}$ per tracce di $2 \text{ GeV}/c$ a causa dello scattering multiplo.

I chip di lettura sono collocati alle due estremità di SVXII lungo z . Il rapporto segnale/rumore medio è di circa $S/N \geq 10$; l’efficienza su singolo hit è più alta del 99%.

Per ridurre il rumore termico e per prevenire l’espansione termica SVXII è mantenuto a temperatura costante di circa $10\text{-}15^\circ \text{C}$. SVXII contribuisce a circa $5\% X_0$.

Intermediate Silicon Layers (ISL)

Il rivelatore a silicio ISL [37] è posizionato ad una distanza radiale intermedia tra SVXII e la COT e copre una regione in $|\eta_{\text{det}}| \leq 2$ e di 2 m in z per un totale di superficie

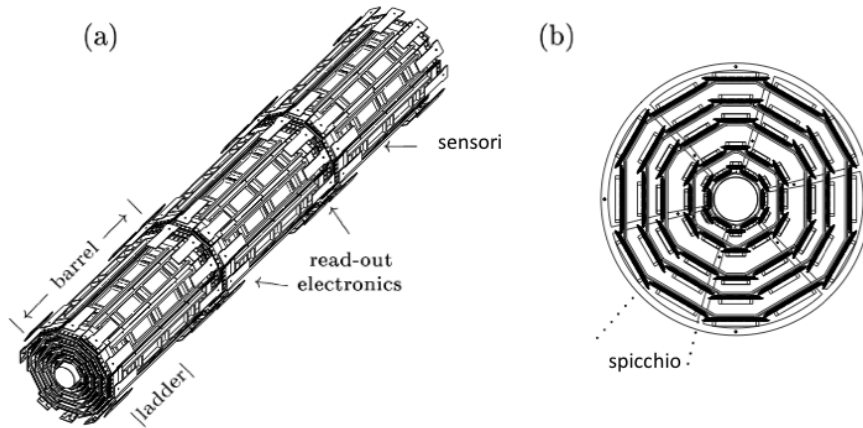


Figura 2.4: Illustrazione schematica di SVXII (a) e della sua sezione trasversale (b)

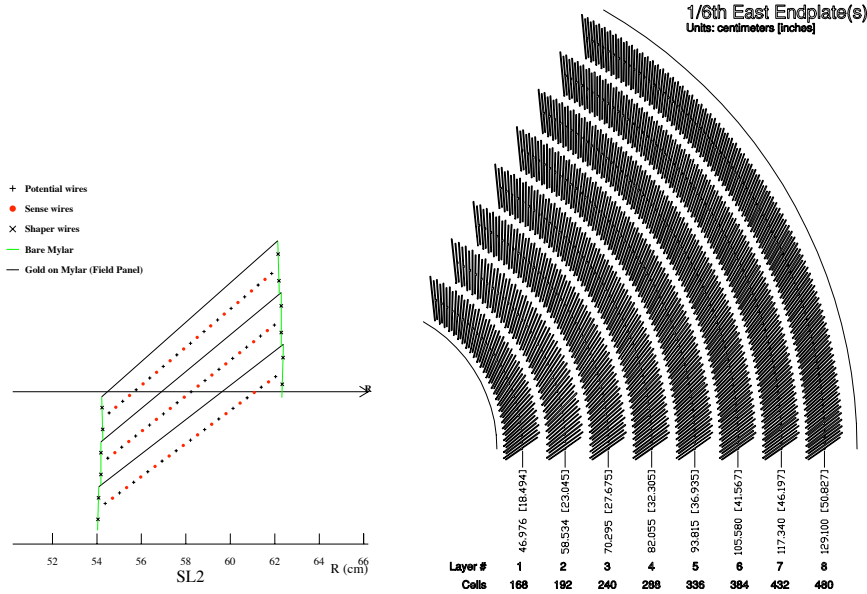
attiva di circa 3.5 m^2 . La distanza radiale dal fascio dei sensori di ISL varia a seconda delle regioni in pseudorapidità: nella regione centrale, dove l'informazione fornita dalla camera a deriva è più completa, ISL consiste in un singolo strato di sensori ad un raggio di 22 cm, mentre nella regione esterna ci sono due layers a 20 e 28 cm di distanza dal centro. Ogni layer è diviso in senso azimutale in strutture a spicchi di 30° come quelli dell'SVXII, mentre le ladders dell'ISL sono composti da tre, invece che due, sensori collegati in serie.

ISL ha 303,104 canali e contribuisce a circa $2\% X_0$.

Central Outer Tracker (COT)

La camera a deriva COT [38] è il rivelatore principale per le misure di impulso. È un cilindro di alluminio riempito con una miscela di gas (etano e argon) in un volume compreso tra 44 cm e 132 cm dal centro del fascio, fino ad un valore di $|z| < 155 \text{ cm}$. Internamente la camera è divisa in 8 superlayers, ciascuno contenente 12 strati radiali (layers) di fili sensibili di $40 \mu\text{m}$ di diametro. Quattro superlayer hanno fili paralleli al campo magnetico (assiali) per misurare le coordinate nel piano $r - \phi$, e sono alternati a quelli in cui i fili hanno un angolo stereo di circa 3° rispetto all'asse z . Combinando le informazioni si riesce a ricostruire le coordinate degli hit nel piano $r - z$.

Ogni superlayer è suddiviso in senso azimutale in celle di deriva delimitate da due strati di Mylar dorati spessi 0.25 mm su due facce (*field panel*, il catodo del circuito) mentre le altre due facce sono chiuse meccanicamente ed elettrostaticamente da due strati di Mylar semplice dello spessore di $6.35 \mu\text{m}$ (*shaper panels*) a cui sono attaccati fili lunghi 76 cm. Ogni cella contiene una fila di 12 fili sensibili alternati a 13 fili di campo che ottimizzano l'uniformità del campo elettrico di circa 2.5 kV/cm . I fili sono di tungsteno rivestito d'oro.



(a) Sezione di una cella del secondo superlayer. (b) Sezione trasversale di una parte della COT. Si osserva la divisione in 8 superlayers.

Figura 2.5: COT

Le celle sono allineate ad un angolo di 35° scelto in modo che la carica derivi approssimativamente in modo perpendicolare alla direzione radiale, grazie all'azione combinata del campo elettrico e di quello magnetico. La lettura dei fili è eseguita attraverso chip a 8 canali ASD (*Amplifier shaper discriminator*) posti direttamente sugli *endcap* che sostengono i fili. Il segnale arriva poi ai TDC (*Time to Digital Converter*).

COT ha un'efficienza di più del 99% sulle tracce a $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ con una risoluzione su singolo hit di $\sigma_{hit} \sim 175 \mu\text{m}$ e $\sigma_{p_T}/p_T^2 \sim 0.15\% (\text{GeV}/c)^{-1}$. Gli elettroni seguono approssimativamente traiettorie azimutali con velocità $v \sim 100 \mu\text{m/ns}$. Il tempo massimo di drift è di circa 100 ns, molto minore dello spazio inter-bunch (396 ns), così da rendere possibile la lettura dei dati al livello 1 del trigger.

Oltre agli impulsi la COT misura anche l'energia persa per ionizzazione dalle particelle

cariche (dE/dx). Combinando i valori del dE/dx delle particelle cariche con i loro impulsi è possibile ricavare informazioni sulla loro massa. Dalle informazioni fornite dalla misura del dE/dx si ottiene infatti una separazione di 1.5σ tra π e K con impulso superiore a $2 \text{ GeV}/c$ (vedi cap. 4). COT corrisponde a circa $1.6 X_0$ per tracce con incidenza normale.

Di seguito sono sommariamente descritti i rivelatori che non vengono usati nella misura descritta in questo lavoro di tesi.

Il rivelatore del tempo di volo (TOF)

Il rivelatore di tempo di volo è situato tra il perimetro esterno della COT e il criostato che contiene il solenoide superconduttore. È composto da 216 barre di scintillatore lunghe circa 280 cm, posizionate ad una distanza media di 138 cm dall'asse del fascio e allineate con esso. Ad entrambe le estremità delle sbarre sono applicati i fotomoltiplicatori di raccolta del segnale. Il rivelatore di tempo di volo misura l'intervallo di tempo che intercorre tra l'urto dei due fasci ed i segnali che le particelle cariche prodotte lasciano nello scintillatore attraversandolo. Da questo tempo si ricava la velocità e, conoscendo l'informazione sull'impulso che viene dalla tracciatura, si calcola la massa delle particelle.

Il potere separatore K/π è superiore a 2σ per particelle cariche con impulso inferiore a $1.6 \text{ GeV}/c$. Questa regione di impulso, nella misura trattata in questa tesi, ha un'utilità solo marginale, perché le tracce che vengono usate sono tagliate da un trigger con una soglia in $p_T > 2 \text{ GeV}/c$, come verrà discusso più avanti in sezione 3.2.

I calorimetri

All'esterno del solenoide, la regione in $|\eta_{\text{det}}| \leq 3.6$ è coperta dai due calorimetri elettromagnetico e adronico, che hanno lo scopo principale di misurare l'energia totale degli sciami elettromagnetici o adronici. Il diverso rapporto di deposito di energia nei due comparti distingue fotoni ed elettroni dalle particelle adroniche.

I calorimetri sono costituiti da strati di scintillatore plastico, che permettono la misura dell'energia, alternati a strati di assorbitore, che permettono la creazione degli sciami.

Tutto l'apparato calorimetrico è organizzato in "torri proiettive" nel piano $\eta - \phi$, che puntano verso la zona di interazione nominale dei fasci. Il calorimetro centrale elettromagnetico (CEM) [39] è costituito da 15 spicchi che sottendono ciascuno 15° in ϕ e 0.1 in η_{det} . Esso consiste di 31 strati di scintillatore intervallati da strati di piombo rivestiti in alluminio. Ad alti z il piombo viene sostituito dalla plastica in modo che l'effettiva profondità di radiazione sia indipendente dall'angolo polare. La luce proveniente dagli scintillatori viene modificata in lunghezze d'onda e condotta, tramite guide di luce, ai fototubi come rappresentato in Fig. 2.6.

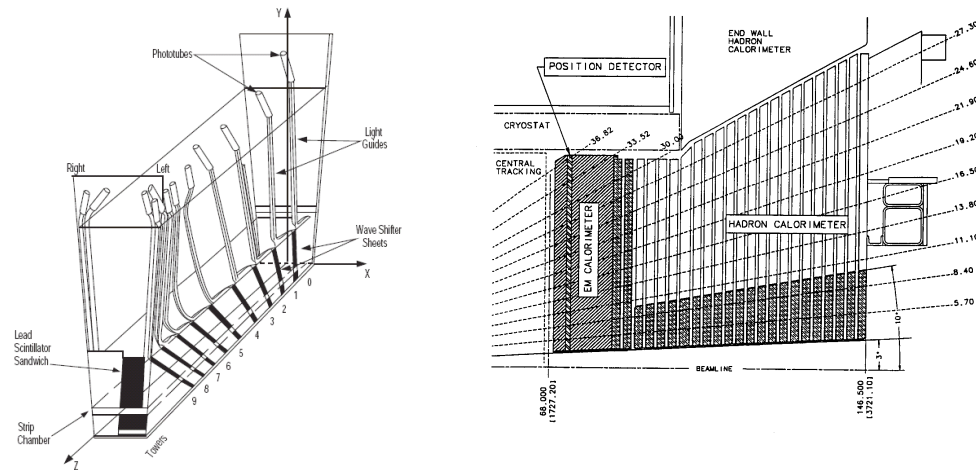


Figura 2.6: A sinistra: struttura di una torre proiettiva del calorimetro centrale. A destra: sezione nel piano $r - z$ del calorimetro delle *plug*.

Lo spessore del calorimetro corrisponde a circa $19 X_0$ (lunghezza di radiazione) ed 1λ (lunghezza di interazione). Il calorimetro ha una risoluzione in energia pari a circa $16\%/\sqrt{E}$ più un termine costante dell'ordine dell'1%.

Nel compartimento più esterno è presente il calorimetro adronico centrale (CHA) costituito dall'alternanza di strati di scintillatore e di ferro (materiale assorbente).

Nelle regioni laterali fino a $|\eta_{\text{det}}| = 3.6$ è presente il calorimetro delle *plug*. È costituito da mosaici di piastrelle (*tiles*) di scintillatore compenetrato da fibre ottiche. Il plastico emette luce al passaggio della particella che viene assorbita e spostata in frequenza dalle fibre prima di passare ai fotomoltiplicatori.

Il calorimetro elettromagnetico delle *plug* consiste in una successione di 23 strati di piombo spessi 4.5 mm (inseriti tra due fogli di acciaio di 0.5 mm), alternati a strati di 4 mm di scintillatore. Nel primo strato (PEM), il più vicino al fascio, lo scintillatore è spesso 10 mm per una migliore identificazione di cascate elettromagnetiche generate nel

solenioide. A circa $6 X_0$, intorno al massimo dello sviluppo dello sciame elettromagnetico, uno degli strati di scintillatore (PES) permette la misura della distribuzione della cascata elettromagnetica nel piano trasverso, migliorando l'efficienza di separazione di e^\pm e γ singoli sia dai π^0 che dagli adroni isolati.

Il calorimetro adronico (PHA) è costituito nelle *plug* da 23 strati di 5 cm di ferro alternati a 23 strati di scintillatore spessi 6 mm. La segmentazione in torri ricalca quella del calorimetro elettromagnetico.

Il rivelatore di muoni

I muoni vengono rivelati da sistemi di camere a deriva accoppiati a contatori a scintillazione che si trovano appunto all'esterno dei calorimetri, nell'intervallo di pseudorapidità $0 < |\eta_{\text{det}}| < 2$ [33].

Le camere a deriva misurano le coordinate z e ϕ della traccia del candidato muone, i contatori hanno funzione di *trigger* e di veto per segnali spuri. Il ferro del calorimetro, quello del ritorno del magnete ed ulteriori pareti in acciaio costituiscono un filtro per i muoni perché assorbono gli adroni. La quantità del materiale situato tra il punto di interazione e le camere dei muoni più interne corrisponde a circa 5.4λ per un π incidente ortogonalmente.

La regione centrale ($|\eta_{\text{det}}| \lesssim 0.6$) comprende due sistemi di rivelazione dei muoni: le camere CMU, a circa 3.5 m dal fascio e, dopo una parete in ferro di 60 cm di spessore, che riduce la contaminazione di adroni che hanno attraversato il calorimetro indenni, le camere CMP, la cui superficie esterna è coperta da uno strato di contatori a scintillazione, che distano circa 5 m dal fascio.

Alla stessa distanza radiale, ma a pseudorapidità $0.6 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 1$, la copertura per muoni è ottenuta con camere (CMX) rivestite con due strati di contatori sulle superfici interna ed esterna.

Le camere IMU, infine, occupano la regione $1 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 1.5$ e sono segmentate finemente nella coordinata ϕ .

I contatori di luminosità Cherenkov

Si può estrarre la luminosità (\mathcal{L}) delle collisioni utilizzando l'espressione:

$$\bar{N} \cdot f_{bc} = \sigma_{p\bar{p}-in} \cdot \varepsilon \mathcal{L}$$

dove \bar{N} è il numero medio di interazioni inelastiche per *bunch-crossing*, f_{bc} è la frequenza del *bunch-crossing* nel Tevatron, $\sigma_{p\bar{p}-in}$ è la sezione d'urto inelastica $p\bar{p}$ pari a circa 60 mb ed ε è l'efficienza nel rivelare l'urto anelastico.

Per misurare il numero di interazioni vengono utilizzati due moduli di Contatori di Luminosità Cherenkov (CLC) [40], che coprono la regione $3.75 \leq |\eta_{\text{det}}| \leq 4.75$ in modo simmetrico nella regione in avanti e indietro. Ogni modulo consiste di 48 contatori Cherenkov sottili, riempiti di isobutano³. Essi sono posti attorno alla linea dei fasci in tre strati concentrici e sono direzionati verso il punto di interazione. La luce Cherenkov viene raccolta con fotomoltiplicatori di 2.5 cm di diametro che operano ad un guadagno di circa $2 \cdot 10^5$.

Con un angolo Cherenkov di $\theta_c = 3.4^\circ$ la soglia dell'impulso per l'emissione di luce è di 9.3 GeV/c per gli elettroni e di 2.6 GeV/c per i pioni soffici.

Le particelle cariche prodotte nell'interazione primaria $p\bar{p}$ hanno una buona probabilità di attraversare l'intera lunghezza del contatore generando un segnale di grande ampiezza e permettendo la separazione dal fondo dovuto all'"alone" del fascio o risultanti dalle interazioni secondarie. Inoltre, la distribuzione dell'ampiezza del segnale mostra picchi differenti per diverse molteplicità di particelle che entrano nei contatori. Si riesce in questo modo a misurare \bar{N} con un'incertezza relativa del 4.4% nell'intervallo di luminosità $10^{31} \leq \mathcal{L} \leq 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Combinando questo valore con l'incertezza relativa con cui è nota $\sigma_{p\bar{p}\text{-in}}$ ($\sim 4\%$), si ricava che la misura della luminosità istantanea al TeVatron è nota con un livello di accuratezza pari al 5.9%. Questa incertezza non influisce i risultati di questa analisi poiché vengono misurati i rapporti tra diversi *branching fractions* (e non *branching fractions* assoluti).

2.4 Trigger

Il sistema di *trigger* svolge un ruolo fondamentale nella discriminazione degli eventi fisicamente interessanti da quelli non interessanti al momento dell'acquisizione dei dati. La sezione d'urto dei processi interessanti infatti è molto inferiore rispetto a quella totale e si vogliono registrare solo quegli eventi utili alle analisi di CDF II. Consideriamo i tempi caratteristici del sistema: la frequenza di intersezione dei fasci è pari a 2.53 MHz e la maggior parte delle intersezioni produce almeno una collisione hard, mentre la scrittura degli eventi su nastro magnetico per l'analisi successiva procede ad una frequenza di circa 70 Hz [33]. Quindi solo una frazione estremamente piccola degli eventi può essere registrata su nastro per l'analisi successiva (*offline*).

La discriminazione degli eventi avviene attraverso la combinazione di tutte le informazioni che giungono in tempo reale (*online*) dai diversi rivelatori e si articola in tre livelli (Level-1, Level-2 e Level-3). I primi due livelli sono costituiti da componenti *hardware*, mentre il terzo livello è strutturato in una famiglia di processori adibiti all'esecuzione di algoritmi *software*. Ad ogni livello viene progressivamente diminuito il rate di acquisi-

³L'isobutano garantisce un alto indice di rifrazione e una buona trasparenza per i fotoni nell'ultravioletto.

zione, fino a quello necessario per la scrittura su disco, e vengono compiute operazioni di complessità crescente, con un tempo di elaborazione progressivamente maggiore. Si dice *trigger path* una ben definita sequenza di richieste a Level-1, 2 e 3. Ogni volta che viene registrata un'informazione in un trigger path, ci si riferisce a questa informazione come ad un evento. Un evento esaminato ad un certo livello di trigger passa a quello successivo solo se alcune grandezze significative soddisfano le richieste prestabilite. Procediamo nel seguito a descrivere alcuni dettagli del trigger rilevanti per il lavoro descritto in seguito.

Level 1

Il primo livello di *trigger* utilizza l'informazione della COT, dei calorimetri e delle camere dei muoni per individuare singole tracce o depositi di energia candidati ad essere poi riconosciuti come elettroni, fotoni, muoni o getti adronici.

È possibile formare il *trigger* di primo livello anche solo sulla base della presenza di tracce nella COT.

Il processore XFT (*eXtremely Fast Tracker*) [41] permette di ricostruire tracce nella COT con un impulso trasverso superiore a $1.5 \text{ GeV}/c$ entro $5.5 \mu\text{s}$ dall'interazione.

Il tempo che il primo livello impiega per raggiungere la decisione è di circa $5 \mu\text{s}$. Questo implica che ogni sezione del rivelatore CDF deve avere la possibilità di campionare i segnali distinti acquisiti negli urti tra pacchetti successivi. Per questa ragione tutti i sistemi di lettura in CDF II sono dotati di registri di scorrimento con un numero sufficiente di celle, dove immagazzinano l'informazione in attesa del segnale di *trigger*, che abilita la lettura dell'evento selezionato per il secondo livello, senza arrestare il funzionamento dei registri di scorrimento. La frequenza di uscita dal primo livello è di circa 18 KHz.

In caso di accettazione da parte del primo livello, l'informazione di XFT è poi fornita in ingresso al livello 2.

Level 2

Il secondo livello di *trigger* correla l'informazione fornita dai calorimetri, dai rivelatori di muoni e dal sistema di tracciatura al silicio per individuare con più precisione oggetti di interesse fisico (e , μ , γ , getti adronici, energia trasversa mancante) in varie combinazioni tra loro. Al secondo livello gli algoritmi che gestiscono l'informazione calorimetrica sono in grado di ricostruire completamente i getti, sommando l'informazione relativa alle singole torri.

Il *Silicon Vertex Tracker* (SVT) [42] è la componente principale del *trigger* di secondo livello. Si tratta di un processore per il riconoscimento di eventi che contengono vertici secondari, in particolare quelli associati al decadimento di particelle con quark pesanti.

SVT misura il parametro d'impatto delle tracce ricostruite, permettendo al *trigger* di operare una selezione su tale quantità. Il parametro d'impatto è la distanza di minimo avvicinamento di una traccia al fascio e viene definito in dettaglio alla sezione 3.1.

A questo scopo SVT combina l'informazione di XFT con quella di SVX II e ricostruisce le tracce con $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ con una risoluzione sul parametro di impatto di circa $35 \mu\text{m}$, il tutto in un tempo dell'ordine di $20 \mu\text{s}$. In fig. 2.7 viene riportata la distribuzione in parametro di impatto ottenuta a partire dai dati reali misurata da SVT. La deviazione standard che si osserva è pari a $48 \mu\text{m}$ e deriva dalla combinazione della risoluzione dovuta a SVT ($35 \mu\text{m}$ a $2 \text{ GeV}/c$) con la larghezza intrinseca del fascio nel piano trasverso ($33 \mu\text{m}$).

La frequenza di uscita dal secondo livello è di circa 300 Hz.

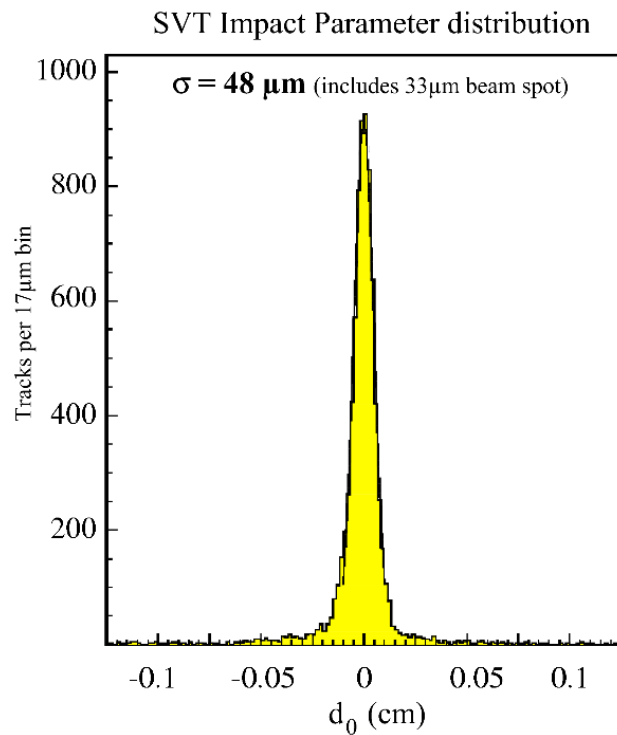


Figura 2.7: Distribuzione del parametro di impatto (in cm) misurata da SVT.

Level 3

Quest'ultimo livello di trigger, costituito da una serie di processori operanti in parallelo, elabora i dati in uscita dal secondo livello ricostruendo completamente gli eventi utilizzando un *software* in linguaggio C++, molto simile a quello usato nelle analisi *offline* dei dati. In particolare è possibile eseguire la ricostruzione di tutte le tracce cariche con p_T

minimo di $0.4 \text{ GeV}/c$, utilizzando l'informazione della COT e quella di SVX II. In questo modo si hanno a disposizione metodi molto potenti per l'identificazione del segnale: tra questi rientrano i tagli sulle masse invarianti ricostruite a partire dai quadrimpulsi delle tracce e le richieste di qualità di fit di vertici tridimensionali. Rispetto all'*offline* però la limitazione in tempo di analisi rende meno complesse le richieste implementabili. Gli eventi accettati dal terzo livello, come già accennato, vengono scritti su memorie permanenti ad una frequenza massima di circa 100 Hz.

3 Estrazione del segnale

Questo capitolo descrive la procedura usata per estrarre e selezionare i decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ (a cui ci si riferisce come “segnale”) dagli altri eventi (“fondo”). Si riportano la selezione off-line usata per estrarre un segnale visibile $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ e il Monte Carlo utilizzato per analizzare le distribuzioni del segnale.

3.1 Decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ a CDF II

Gli eventi raccolti da CDF II vengono raggruppati in periodi di acquisizione dati detti *runs*. Per assicurare l’alta qualità dei dati richiesta per misure di fisica ogni *run* viene sottoposto ad un’accurata analisi da parte di operatori on-line, off-line ed esperti di detectors. Si definisce *GoodRunList* l’insieme dei *run* giudicati complessivamente accettabili da tutti gli operatori.

Questa analisi usa i dati raccolti tra il mese di febbraio 2002 e il mese di aprile 2008. Dopo l’applicazione di richieste standard (trigger più applicazione della *GoodRunList*) il campione corrisponde ad una luminosità integrata di $\int \mathcal{L} dt \simeq 2.9 \text{ fb}^{-1}$. La topologia del decadimento $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$, che analizzeremo in questa tesi, è molto semplice. Un mesone $B_{(s)}^0$ o un barione Λ_b^0 decadono in due mesoni pseudoscalari ($\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$, $K^-\pi^+$, K^+K^-) o un protone(antiprotone) più un mesone pseudoscalare ($\bar{p}\pi^+$, $p\pi^-$, $\bar{p}K^+$, pK^-). Queste coppie di particelle generano due tracce curve che si intersecano, tipicamente, in punto dello spazio distante qualche centinaio di μm dal punto di interazione $p\bar{p}$ dove vengono prodotti $B_{(s)}^0$ e Λ_b^0 (vedi fig. 3.1).

Questi processi, con *branching ratio* totale di circa $\approx 10^{-5}$, possono venire confusi in un fondo $\mathcal{O}(10^9)$ volte più grande e necessitano quindi di essere selezionati on-line, in quanto CDF II non è in grado di registrare tutti gli eventi così velocemente (vedi capitolo 2). Poiché nello stato finale non sono presenti leptoni, non è possibile usare la capacità di identificazione del CDF II per elettroni e muoni. Le particelle finali nei canali che ci interessano sono protoni, pioni e kaoni; queste particelle sono molto comuni nelle interazioni adroniche, in particolare i pioni e i kaoni. Per discriminare il segnale dal fondo proveniente da eventi di interazioni generiche di QCD si misura con il tracciatore lo spostamento tra la produzione del H_b^0 e il suo punto di decadimento; la vita media degli adroni H_b^0 e la componente del loro momento sul piano trasverso sono infatti sufficienti perché i prodotti di decadimento lascino due tracce che si intersecano

3 Estrazione del segnale

in un punto $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$ di distanza dal vertice primario, molto più avanti rispetto al fondo originato da particelle provenienti da interazioni generiche di QCD contenenti quark leggeri. Alcune particelle contenenti quark di tipo s , di massa minore rispetto al quark b , percorrono tuttavia una distanza paragonabile, e in alcuni casi anche maggiore, rispetto a quella degli adroni H_b^0 . Questo tipo di fondo viene escluso dalla richiesta di alta massa invariante (vedi tab. 3.1).

Prima di discutere i dettagli della selezione di trigger e della selezione off-line è utile definire alcune quantità di interesse, tutte calcolate nel sistema del riferimento del laboratorio. Per questa descrizione trascuriamo la curvatura delle particelle con momento $\mathcal{O}(\text{GeV}/c)$.

Momento trasverso ($\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y)$): la proiezione del momento sul piano trasverso.

Questa è la quantità più semplice in grado di discriminare tra segnale e fondo in quanto, nelle collisioni $p\bar{p}$, le particelle cariche dai decadimenti di adroni b hanno un momento trasverso medio più alto delle particelle da un fondo generico di QCD. Definiamo anche la somma scalare dei momenti trasversi delle due particelle come $\Sigma p_T \equiv p_T(1) + p_T(2)$.

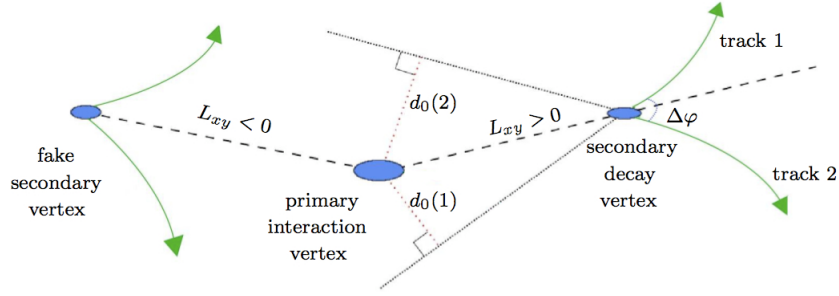


Figura 3.1: Grafico delle quantità di interesse.

Vertice primario: il punto dello spazio dove si ricostruisce l'interazione primaria $p\bar{p}$ e dove i quark, una volta prodotti, adronizzano.

Vertice secondario: il punto dello spazio in cui avviene il decadimento delle particelle.

Lo spostamento rispetto al vertice primario è definito dal vettore $\vec{x}_v = \vec{\beta}_T \gamma ct = (\vec{p}_T/m)ct$, per una particella di massa m e momento p che decade dopo un tempo t dalla sua produzione

Lunghezza di decadimento trasversa ($L_T \circ L_{xy}$):

$$L_T \equiv \frac{\vec{p}_T \cdot \vec{x}_v}{p_T}, \quad (3.1)$$

la proiezione dello spostamento del vertice secondario nella direzione dell'impulso trasverso ($\vec{p}_T(H_b^0)$). Questa quantità viene spesso usata come estimatore della

3 Estrazione del segnale

lunghezza percorsa prima di decadere invece che il semplice spostamento trasverso del vertice secondario (\vec{x}_v) poiché questo può non essere collineare con $\vec{p}_T(H_b^0)$ a causa delle incertezze sperimentali. L_T è tipicamente positiva per una particella a vita lunga, mentre può essere sia positiva che negativa per un decadimento da un vertice falso o da altre tracce.

Parametro d'impatto(d_0): la proiezione sul piano trasverso della distanza di maggiore avvicinamento tra la traccia e il vertice primario. Si definisce:

$$d_0 \equiv \frac{\hat{z} \cdot (\vec{p}_T \wedge \vec{x}_v)}{p_T}. \quad (3.2)$$

Il parametro d'impatto è tipicamente differente da zero per prodotti di decadimenti di lunga vita media e costituisce un'informazione discriminante segnale/fondo.

Parametro d'impatto($d_0(B)$): la proiezione sul piano trasverso della distanza di maggiore avvicinamento tra la direzione ricostruita del mesone contenente quark di tipo b e il vertice primario.

Angolo di apertura azimutale ($\Delta\varphi_0$): l'angolo tra le due particelle uscenti proiettato sul piano trasverso. La distribuzione di questa quantità nel decadimento $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ dipende dalle distribuzioni del parametro d'impatto e del momento trasverso. Mostra due picchi intorno a 0° e 180° per il fondo, in quanto tipicamente i jet adronici di quark leggeri sono opposti in senso azimutale, mentre ha una forma meno irregolare per il segnale.

3.2 Trigger adronico

I dati vengono raccolti tramite il *Two Track Trigger* che è composto da diversi *trigger path* (vedi sezione 2.4). In particolare a CDF II alcuni di questi sono specificatamente dedicati alla raccolta e alla scelta degli eventi di decadimento di mesoni b charmless in due particelle cariche. Essi possono essere raggruppati in due tipologie con richieste cinematiche simili: B_PIPi e B_PIPi_HIGHPT. Il B_PIPi_HIGHPT ha soglie sui momenti trasversi più alte rispetto al B_PIPi. Avere *trigger path* con differenti richieste sull'impulso trasverso permette di mantenere il trigger il più possibile efficiente al variare della luminosità.

La luminosità istantanea durante uno store cambia col tempo, passando da valori iniziali di circa $\simeq 300 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a valori più bassi $\simeq 20 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, mentre le selezioni di trigger sono ottimizzate per una data luminosità media. Un'unica selezione sarebbe troppo "generosa" a luminosità alte, generando un rate di trigger alto e producendo maggior tempo morto nella decisione del trigger, o troppo restrittiva a luminosità basse, lasciando così una frazione di larghezza di banda inutilizzata. In particolare, la

3 Estrazione del segnale

luminosità istantanea di picco del TeVatron è aumentata grazie ai miglioramenti effettuati con il passare del tempo, tanto da superare i valori di design e, per luminosità maggiori di $\mathcal{L} \simeq 80 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, B_PIPi satura in fretta la banda, con conseguente tempo morto più grande del limite consentito. È stato quindi necessario introdurre anche B_PIPi_HIGHPT, con soglie di momento maggiore, per mantenere attivo il trigger anche ad alte luminosità istantanee. Successivamente, grazie ad altri miglioramenti alla macchina, la luminosità istantanea è aumentata ulteriormente ed è stato perciò necessario introdurre dei fattori di pre-scale¹, diversi a seconda del *trigger path*, per mantenere attivi i trigger a luminosità istantanee ancora più alte. Ad oggi, per luminosità istantanee più alte di $180 - 200 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sia B_PIPi che B_PIPi_HIGHPT hanno alti fattori di pre-scale con il compito di mantenere attivi i trigger sotto i limiti consentiti anche a luminosità alte.

Descriviamo ora più in dettaglio le richieste dei due *trigger path*.

A Livello 1 si richiede per B_PIPi (B_PIPi_HIGHPT) che le due tracce abbiano $p_T \geq 2.04(2.46) \text{ GeV}/c$ e $\sum p_T \geq 5.5(6.5) \text{ GeV}/c$. Si richiede anche $q(1) \cdot q(2) < 0$. Infine coppie dovute a frammentazione di quark leggeri in back-to-back jets vengono rigettate richiedendo $0^\circ < \Delta\varphi_6 < 135^\circ$, dove $\Delta\varphi_6$ è l'angolo di apertura azimutale tra di loro, calcolato dalla distanza radiale del sesto super-layer della COT.

A Livello 2 si eliminano ulteriori eventi con fondo di quark leggeri richiedendo $20^\circ < \Delta\varphi_0 < 135^\circ$. Si richiede anche per il parametro d'impatto $100 \mu\text{m} < |d_0| < 1000 \mu\text{m}$. La richiesta sul parametro d_0 è una delle più selettive in quanto riduce il rate di accettazione del trigger di un fattore ~ 100 , mentre mantiene circa $\sim 50\%$ dell'efficienza del segnale. Si richiede inoltre $L_T(B) > 200 \mu\text{m}$ e $|d_0(B)| < 140 \mu\text{m}$, ovvero che il candidato abbia lunga vita media e sia prodotto nel vertice primario, rigettando così decadimenti in cascata come $B \rightarrow DX \rightarrow h^+h'^-X$.

Il B_PIPi_HIGHPT richiede inoltre un taglio più stretto a $p_T > 2.5 \text{ GeV}/c$.

A Livello 3 viene richiesto infine che la separazione longitudinale al punto di massimo avvicinamento di ciascuna traccia al fascio sia $|\Delta z_0| < 5 \text{ cm}$ in modo da ridurre eventi con tracce provenienti da vertici primari diversi. Infine si richiede $|\eta| < 1.2$ escludendo eventi fuori dall'accettazione fiduciale di XFT.

3.3 Estrazione del segnale $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

Descriviamo di seguito la procedura di ricostruzione off-line. Le tracce vengono ricostruite utilizzando gli hits su SVXII, ISL e COT. Per selezionare le tracce si richiedono

¹Pre-scalare un trigger di un fattore N significa accettare 1 evento ogni N eventi con caratteristiche idonee ad essere selezionati. In questa maniera è possibile tenerlo in funzione anche ad alte luminosità, ma al contempo si abbassa l'efficienza del trigger.

3 Estrazione del segnale

almeno cinque hits in almeno due superstrati assiali e due stereo nella COT e che alle tracce siano associati almeno tre hits sugli strati $r-\phi$ di SVX. Si richiede che ogni coppia di tracce abbia un vertice in comune mediante un fit tridimensionale convergente.

A questo punto si riapplicano i tagli della selezione di trigger utilizzando le quantità calcolate dalla ricostruzione offline e si rigettano inoltre le tracce con $|\eta| \leq 1$ (fuori dall'accettanza di SVT) e quelle con $d_0(1) \cdot d_0(2) > 0$.

3.3.1 Conferma dei tagli di trigger

La ricostruzione off-line non comprende nessun tipo di identificazione delle particelle e utilizza pertanto soltanto informazioni dalle tracce.

Per ogni evento si calcola la massa invariante delle due particelle per tutte le possibili coppie di tracce con curvatura opposta che soddisfano i criteri descritti in tab. 3.1. Si usano i momenti misurati e si assegnano, arbitrariamente, ad entrambe le tracce la massa del pione.

Quantità della traccia	Unità	Richiesta
Axiali Si hits	–	≥ 3
Axiali COT SL (hits/SL)	–	≥ 2 (≥ 5)
Stereo COT SL (hits/SL)	–	≥ 2 (≥ 5)
p_T	GeV/c	> 2.0
$ \eta $	–	< 1.0
$ d_0 $	μm	[100, 1000]
Quantità del candidato		
$q(1) \times q(2)$	e^2	–1
$d_0(1) \times d_0(2)$	μm^2	< 0
L_T	μm	> 200
$\sum p_T$	GeV/c	> 5.5
$ d_0(B) $	μm	< 140
$\Delta\varphi_0$	Gradi	[20°, 135°]
$ \eta(B) $	–	< 1.0
$m_{\pi\pi}$	GeV/c ²	[4.0, 7.0]

Tabella 3.1: Sommario della selezione off-line data dalle richieste di trigger.

Queste richieste sono una riconferma a livello off-line delle selezioni di trigger. In figura 3.2 mostriamo la distribuzione in massa invariante $m_{\pi\pi}$ ottenuta con la selezione di tab. 3.1. Il segnale appare come un picco centrato intorno alla massa nominale del mesone B^0 su un fondo regolare.

Per stimare il numero di eventi di segnale ho eseguito un fit di χ^2 binnato utilizzando

3 Estrazione del segnale

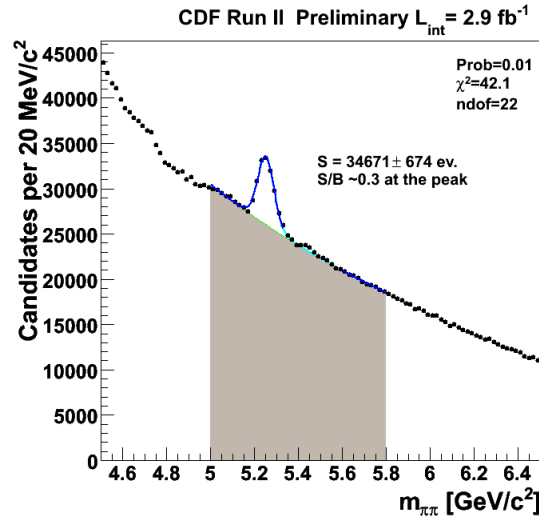


Figura 3.2: Distribuzione in massa invariante $m_{\pi\pi}$ degli eventi che passano la selezione di trigger. La funzione di fit utilizzata è una gaussiana (segnale) più un'esponenziale (grigio chiaro, fondo).

come funzione di fit una gaussiana per il segnale più una funzione esponenziale per il fondo. Si stimano in questa maniera circa 35,000 eventi di segnale con media intorno a $5.25 \text{ GeV}/c^2$ con una deviazione standard di circa $38 \text{ MeV}/c^2$ e un rapporto segnale/fondo al picco ~ 0.3 . La deviazione standard è maggiore della risoluzione attesa per questo intervallo di massa: questo tipo di distribuzione ci suggerisce che il picco di segnale osservato sia in realtà la somma di più canali di tipo $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$, come vedremo più in dettaglio alla prossima sezione 3.4.

3.4 Analisi attuale e prospettive di miglioramento

L'aver ottenuto un segnale visibile di $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$ dopo la sola selezione di trigger è un risultato di estrema importanza e sorprendente in un collider adronico. È inoltre promettente, perché suggerisce che analizzando al massimo l'informazione disponibile nell'analisi offline possiamo purificare ancora molto il segnale per ottenere misure di precisione.

Il lavoro del candidato si inserisce in un quadro più ampio di misure di decadimenti charmless a CDF fin dall'inizio del Run II: nel 2006 è stata pubblicata la prima analisi di questi decadimenti su un campione di 180 pb^{-1} che includeva l'osservazione del canale $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ e la prima misura di asimmetrie CP in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ in ambiente adronico

3 Estrazione del segnale

[31], [44]. Nel 2008 è stata finalizzata l'estensione della misura ad un campione di 1 fb^{-1} , con l'osservazione di tre nuovi canali ($B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^-$) e la prima misura di asimmetrie dirette nel B_s^0 [2], [45].

Il lavoro descritto in questa tesi parte dal campione di dati mostrato in figura 3.3, selezionato con le richieste di tab. 3.2, che rappresentano il risultato ottenuto nell'analisi precedente su un campione equivalente a 1 fb^{-1} . La selezione ottimizzata nell'analisi precedente [45] utilizzava, per discriminare il segnale dal fondo, altre due variabili oltre a quelle usate nella selezione di trigger e in tab. 3.1: l'isolamento e il χ_{3D}^2 .

Isolamento ($I(\mathbf{B})$): A causa della frammentazione hard gli adroni H_b^0 tendono a conservare una frazione più grande del momento trasverso rispetto alle altre particelle prodotte nella frammentazione. La variabile isolamento è un estimatore della frazione del momento e viene pertanto usata per discriminare il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$ dal background nella selezione off-line. Una descrizione più dettagliata dell'isolamento è riportata al cap. 6.

χ_{3D}^2 : è il minimo χ^2 risultante dal fit effettuato sul vertice tridimensionale ricostruito dalle direzioni delle tracce. Questa variabile permette di rigettare il fondo con un'alta efficienza sul segnale.

Tab. 3.2 riporta la selezione dei tagli utilizzata nell'analisi precedente a questo lavoro di tesi [45], mentre la figura 3.3 mostra la distribuzione in massa invariante che si ottiene, applicando la selezione, nell'intervallo di massa invariante $5.0 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ GeV}/c^2$ su un campione di dati pari a 2.9 fb^{-1} . Rispetto all'analisi precedente il nuovo campione ha circa il doppio della statistica.

3 Estrazione del segnale

Quantità della traccia	Unità	Richiesta
Axial Si hits	–	≥ 3
$90^\circ - z$ Si hits	–	≥ 2
Axial COT SL (hits/SL)	–	≥ 2 (≥ 5)
Stereo COT SL (hits/SL)	–	≥ 2 (≥ 5)
Total COT hits	–	≥ 42
p_T	GeV/c	> 2.0
$ \eta $	–	< 1.0
$ d_0 $	μm	[120, 1000]
Quantità del candidato		
$q(1) \times q(2)$	e^2	–1
$d_0(1) \times d_0(2)$	μm^2	< 0
L_T	μm	> 350
$\sum p_T$	GeV/c	> 5.5
$ d_0 $	μm	< 60
I	–	> 0.525
χ_{3D}^2	–	< 5
$ \eta $	–	< 1.0
$\Delta\varphi_0$	Gradi	[20°, 135°]
$m_{\pi\pi}$	GeV/c ²	[4.0, 7.0]

Tabella 3.2: Sommario della selezione ottimizzata nell'analisi precedente.

È chiaramente visibile un picco intorno alla massa nominale del B^0 su un fondo regolare. Dall'analisi precedente sappiamo che questo fondo è costituito da due componenti, il fondo combinatorio e il fondo fisico. Il fondo combinatorio è composto principalmente da coppie casuali di particelle cariche che accidentalmente soddisfano le richieste della selezione. Provengono tipicamente da fondo QCD di decadimenti di quark leggeri, coppie di leptoni da processi di Drell-Yan, coppie di tracce misurate erroneamente. Questo modello è consistente con la distribuzione in massa invariante $m_{\pi\pi}$ per masse sopra $5.5 \text{ GeV}/c^2$. La forma della distribuzione del fondo cambia per masse inferiori a quella del segnale a causa dei decadimenti parzialmente ricostruiti. Essi sono decadimenti di adroni $B^+ \rightarrow h_1^+ h_2^- h_3^0 \dots h_n^0$ o $B_{(s)}^0 \rightarrow h_1^+ h_2^- h_3^0 \dots h_n^0$, dove $h = \pi$ o K , in cui ricostruiamo soltanto due tracce, i modi in cui c'è una risonanza intermedia come ρ o K^* , ad esempio $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, $B_s^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $B_s^0 \rightarrow \rho^+ K^-$ con $\rho \rightarrow \pi\pi$ o $B^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+$, $B^+ \rightarrow K^{*+} \pi^0$, $B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$, $B^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0$ (dove $K^* \rightarrow K\pi$) e infine si considerano anche i modi con presenza di neutrini, come $B_{(s)}^0 \rightarrow \pi\nu l$ e $B_{(s)}^0 \rightarrow K\nu l$. Ne risulta la tipica forma a spalla limitata cinematicamente alla regione di massa $m_{\pi\pi} < m_{B_{(s)}^0}$, intorno cioè a $5.15 \text{ GeV}/c^2$.

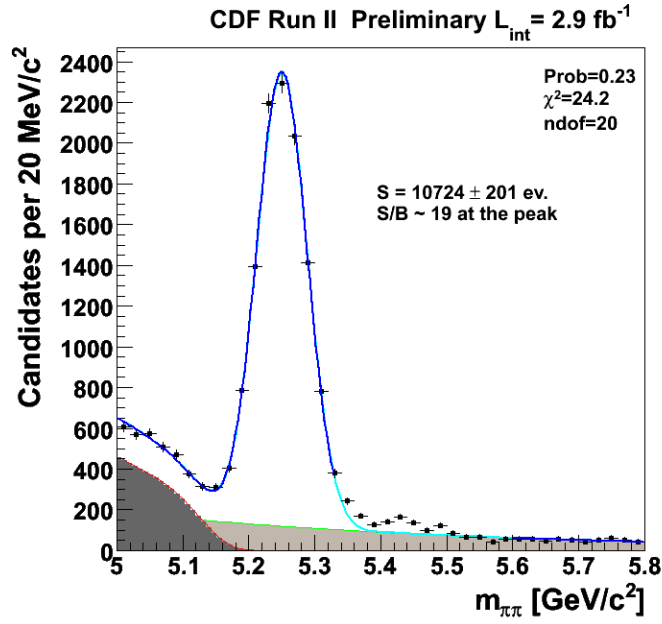


Figura 3.3: Distribuzione in massa invariante $m_{\pi\pi}$ degli eventi che passano la selezione ottimizzata dell'analisi precedente. La funzione usata per il fit è una gaussiana (segnale) più un'esponenziale (grigio chiaro, fondo combinatorio) più una funzione di Argus (grigio scuro, fondo fisico).

Per stimare il numero degli eventi di segnale del picco effettuiamo un fit unidimensionale di χ^2 binnato, in cui il segnale viene parametrizzato con una funzione gaussiana e il fondo con un'esponenziale e una funzione cosiddetta di Argus² convoluta con una distribuzione gaussiana centrata in zero con una larghezza uguale alla risoluzione in massa ($\sim 22 \text{ MeV}/c^2$). Il risultato del fit è $S = 10723 \pm 201$ eventi di segnale centrato a $5.25 \text{ GeV}/c^2$, con una sigma di $\sigma = 38 \pm 1 \text{ MeV}/c^2$ e un rapporto segnale/fondo sul picco $S/B \approx 19$ per il campione a 2.9 fb^{-1} . La deviazione standard $\sigma \sim 38 \text{ MeV}/c^2$ è maggiore di quanto ci si aspetta simulando un singolo modo di decadimento ($\sigma \sim 22 \text{ MeV}/c^2$).

Sia sulla base delle conoscenze attuali sui decadimenti degli adroni contenenti quark di tipo b , che in base ai risultati di precedenti analisi [45] ci aspettiamo che il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ sia composto dalla sovrapposizione di differenti modi di decadimento $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+K^-$, $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$. I decadimenti delle Λ_b^0 sono localizzati nella regione in massa invariante

²Argus($x; c, m$) = $\frac{1}{\text{Norm}} \cdot [xe^{-c(\frac{x}{m})^2} \sqrt{1 - (\frac{x}{m})^2}]$ if $x \leq m$, Argus($x; c, m$) = 0 if $x > m$.

ARGUS è l'acronimo di "A Russian German US" Collaboration, vedi [46].

$5.4 \lesssim m_{\pi\pi} \lesssim 5.6 \text{ GeV}/c^2$. Escludiamo questa regione (linea chiara azzurra nella fig. 3.3) dalla procedura di fit, che serve solo per stimare in maniera qualitativa S e B . Infatti la distribuzione gaussiana è inadeguata per distinguere i vari componenti del picco di segnale.

Per studiare le caratteristiche del nostro campione di dati e capire come separare i vari decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ sfruttiamo la tecnica della simulazione Monte Carlo.

3.5 Simulazione CDF II

Una simulazione Monte Carlo permette di generare, in maniera pseudocasuale, un numero elevato di eventi che seguono determinate distribuzioni. La simulazione che utilizziamo in questo lavoro di tesi riguarda solamente gli eventi di segnale ed è importante in quanto è stata utilizzata per studiare le variabili cinematiche del segnale. Riassumiamo qui solo le caratteristiche più importanti del Monte Carlo standard usato ufficialmente a CDF II. Si usa il pacchetto BGENERATOR [47] per generare campioni con elevata statistica di decadimenti di adroni contenenti quark b in cui non sono inclusi prodotti di frammentazione, resti provenienti da collisioni, eventi *piled-up*³ e informazioni riguardanti fondo o frammentazione di QCD. Queste informazioni hanno una rilevanza marginale ai nostri fini, in cui utilizziamo il Monte Carlo solo per studiare le caratteristiche del segnale. La simulazione tiene in considerazione come varia il detector durante il periodo di analisi, in quanto le condizioni di presa dati cambiano col passare del tempo (le soglie e i fattori di prescalo dei trigger vengono modificati, cambia l'allineamento del fascio, vengono apportati miglioramenti). Queste informazioni vengono utilizzate dal Monte Carlo per simulare ogni run: vengono generati 10 milioni di eventi per ognuno dei decadimenti del $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ che, per essere utilizzati correttamente, vanno poi ripesati per i *branching fractions* associati (vedi tab. 1.1) e per le frazioni relative (vedi cap 5). Nell'analisi sono coinvolti anche i decadimenti degli adroni Λ_b^0 , di cui riportiamo i valori dei *Branching fractions*; $\mathcal{B}=3.5 \pm 0.6 \pm 0.9 \cdot 10^{-6}$ per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ e $\mathcal{B}=5.6 \pm 0.8 \pm 1.5 \cdot 10^{-6}$ per $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ [18].

Viene anche simulata una serie di decadimenti detti “parzialmente ricostruiti” ($B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, $B_s^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $B_s^0 \rightarrow \rho^+ K^-$ e $B^+ \rightarrow \rho^- \pi^+$, $B^+ \rightarrow \rho^0 K^+$, $B_{(s)}^0 \rightarrow \pi\nu l$, $B_{(s)}^0 \rightarrow K\nu l$), cioè il fondo “fisico” di cui abbiamo già discusso alla sezione 3.4.

Infine per comodità vengono inibite le oscillazioni $B - \bar{B}$ imponendo $\Delta m_d = \Delta m_s = 0$ e $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0$. La figura 3.4 mostra le distribuzioni in massa invariante di tutti i canali simulati.

³Quando il fascio di p si scontra col fascio di \bar{p} possono avvenire simultaneamente interazioni multiple di tipo *hard* tra coppie differenti di $p - \bar{p}$. Ogni interazione *hard* contribuisce con il processo di frammentazione associato.

3 Estrazione del segnale

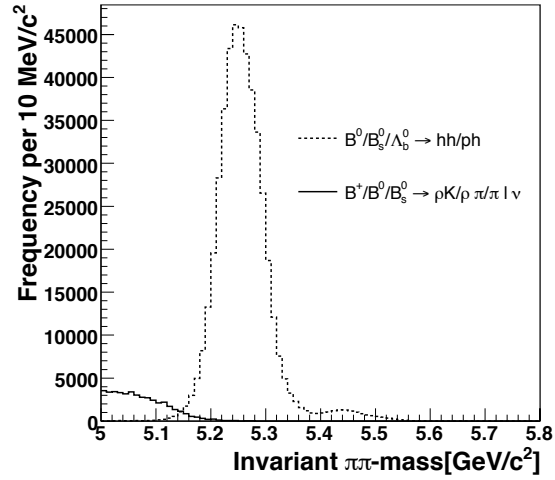
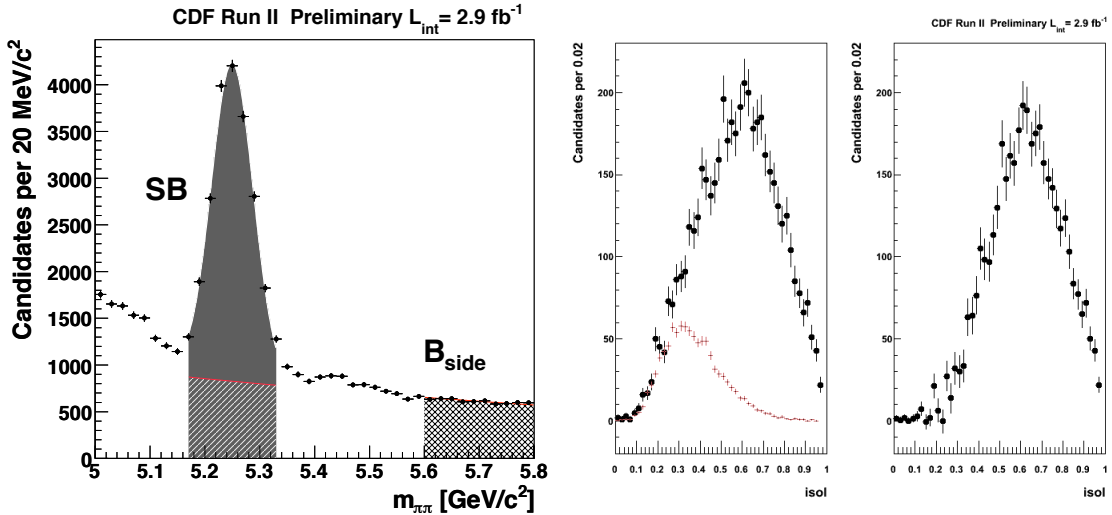


Figura 3.4: Distribuzione della massa invariante $m_{\pi\pi}$ di tutti i decadimenti simulati. Il *bump* a sinistra dovuto al fondo “fisico” risulta più basso (di circa il 50%) rispetto a quello stimato nel fit sui dati di fig. 3.3. Infatti vengono omessi nella simulazione molti canali di decadimento dei mesoni contenenti quark di tipo b poiché i loro \mathcal{B} sono molto piccoli o conosciuti con grandi incertezze teoriche: si preferisce quindi simulare solo decadimenti ben noti ed estrarre informazioni aggiuntive dai dati stessi tramite il fit, preferendo questo approccio combinato al solo utilizzo di una simulazione non del tutto completa.

3.5.1 Confronto tra i dati e la simulazione

Per verificare che il Monte Carlo simuli in maniera attendibile i dati facciamo un confronto tra le distribuzioni di alcune variabili sui dati e sulla simulazione.

Come si deduce dalla figura 3.3 i nostri tagli non permettono di separare il segnale dal fondo evento per evento. Il fondo può essere composto, per esempio, da eventi con le stesse caratteristiche del segnale, ma provenienti da un'altra fonte; oppure, come nel nostro caso, da eventi che la procedura di selezione classifica, in maniera errata, come eventi di segnale. Per estrarre una distribuzione di solo segnale si rende quindi necessario effettuare la procedura di *sideband subtraction*. In questa procedura si ricostruiscono le distribuzioni delle quantità di interesse (ad esempio l'impulso o il parametro di impatto) in una regione, che chiamo B_{side} , in cui si assume siano presenti solo eventi di fondo e in una regione, che indico con SB , in cui si suppone ci siano eventi di segnale S più fondo B (vedi fig. 3.5 (a)). Si assume che le distribuzioni di B_{side} siano identiche alle distribuzioni del fondo B .



(a) Distribuzione di $m_{\pi\pi}$: grigio per SB (contenente B, grigio a strisce), crocette per il fondo B_{side} . (b) Distribuzioni di I : a sinistra la distribuzione del campione SB in nero (pallini) sovrapposto al campione di fondo B_{side} moltiplicato per $N_B/N_{B_{side}}$ in grigio (crocette). A destra il grafico dato dalla loro sottrazione.

Figura 3.5: Esempio di procedura di *sideband subtraction*.

In generale il numero di eventi $N_{B_{side}}$ del fondo B_{side} sarà diverso dal numero di eventi di fondo N_B nella regione SB , quindi le distribuzioni delle quantità di rilievo di B_{side} vanno moltiplicate per il fattore $N_B/N_{B_{side}}$ per ottenere distribuzioni con la stessa

3 Estrazione del segnale

normalizzazione e, quindi, confrontabili con quelle di B (vedi fig. 3.5 (b)). Il valore di N_B ci viene restituito dal fit binnato unidimensionale sulla massa invariante.

Ci si procura in questa maniera le distribuzioni di fondo che vengono sottratte alle distribuzioni di SB per ottenere le distribuzioni delle quantità del segnale.

Nel nostro caso definiamo candidati di segnale più fondo quelli entro le finestre in $|m_{\pi\pi} - \mu| < 2\sigma$ dove $\mu = 5251.0 \text{ MeV}/c^2$ e $\sigma = 38 \text{ MeV}/c^2$ sono i parametri che il fit ci restituisce (vedi fig. 3.3). Si assume inoltre che in questo intervallo il fondo sia solo di tipo combinatorio (colore grigio strisce oblique) come ci assicurano le simulazioni. Il fondo fisico infatti, come si vede in fig. 3.4, si estende fino a circa $5.16 \text{ GeV}/c^2$. Assumiamo come campione di eventi di fondo combinatorio quello che si osserva nella finestra $|m_{\pi\pi} - (\mu + 10\sigma)| < 2\sigma$ (crocette), ben al di là della finestra dove si suppone la presenza del segnale. A questa distanza infatti siamo sicuri di non considerare eventi di segnale Λ_b^0 , che secondo il Monte Carlo si estendono fino a $m_{\pi\pi} = \mu + 9\sigma$ (vedi fig. 4.1).

Applicando la procedura di sottrazione a questi due campioni otteniamo le distribuzioni del segnale $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$ da confrontarsi con le distribuzioni equivalenti dei campioni simulati.

Riportiamo di seguito i grafici del confronto tra la simulazione Monte Carlo e le distribuzioni del segnale ottenute tramite la *sideband subtraction* dei dati (fig. 3.6). Le distribuzioni del Monte Carlo sono state ripesate in $p_T(B)$ per tenere in conto una leggera discrepanza tra il Monte Carlo e i dati. Il ripesamento corregge questo effetto e permette un accordo soddisfacente tra la simulazione e i dati, come si deduce in figura 3.6).

3 Estrazione del segnale

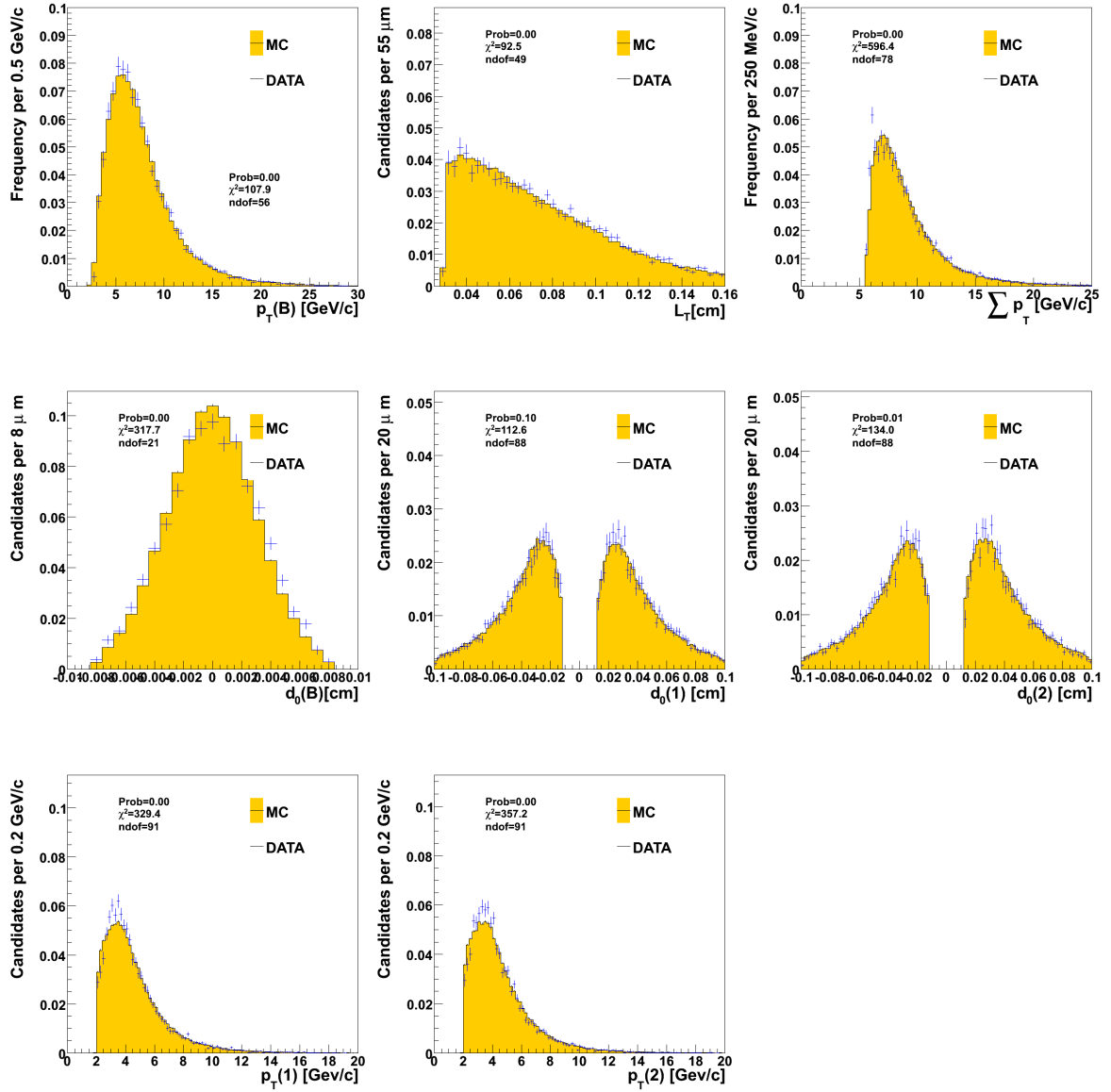


Figura 3.6: Confronto tra le distribuzioni del segnale ottenute tramite la procedura di *sideband subtraction* e quelle simulate dal Monte Carlo ripesato.

4 Strumenti di separazione dei decadimenti

$$H_b^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$$

Per poter compiere delle misure con il campione a nostra disposizione, occorre separare i modi di decadimento $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$ tra di loro e dal fondo. Il segnale contiene una sovrapposizione di contributi di vari canali che non è possibile separare con una strategia che si basi solo su tagli e sull'informazione della massa invariante. Si rende necessario quindi utilizzare degli strumenti statistici per separare i diversi canali, sfruttando le informazioni date dalla cinematica e dall'identificazione delle particelle. In questo capitolo si descrivono brevemente gli strumenti utilizzati per discriminare i diversi modi di decadimento: la cinematica e la Particle Identification, che vengono utilizzati nel fit di massima Likelihood.

4.1 Separazione dei canali dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$

Una volta che ci siamo assicurati che la simulazione riproduce in maniera sufficientemente accurata i dati, possiamo studiare dettagliatamente i decadimenti di interesse sfruttando le distribuzioni del Monte Carlo. In sezione 3.4 abbiamo osservato come il picco del segnale $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$ ($\sigma \approx 38 \text{ MeV}/c^2$) fosse più largo di quanto ci si aspettasse simulando un solo modo di decadimento ($\sigma \approx 22 \text{ MeV}/c^2$). Abbiamo, in quella sezione, osservato che questo indica che il segnale $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$ è composto dalla sovrapposizione di differenti modi di decadimento del B^0 e del B_s^0 in diversa proporzione. La figura 4.1 mostra infatti che i diversi canali simulati (ed in particolare il canale di nostro interesse $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ di colore magenta) risultano sovrapposti nella distribuzione in massa $m_{\pi\pi}$ con gli altri canali $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^{-}$.

CDF II misura i momenti delle particelle cariche finali, mentre le loro masse sono assegnate arbitrariamente (CDF non possiede una PID capace di riconoscere le particelle evento per evento) per calcolare così la massa invariante della coppia. Se per esempio si assegna ad entrambe le tracce la massa del pione, solo la distribuzione della massa invariante di $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ è centrata alla massa nominale del B^0 , mentre negli altri casi (es: $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$), sbagliando una o entrambe le assegnazioni, si ottengono distribuzioni in massa invariante spostate rispetto al valore che si otterrebbe con l'assegnazione in massa corretta. Prendendo come esempio il caso del $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$,

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

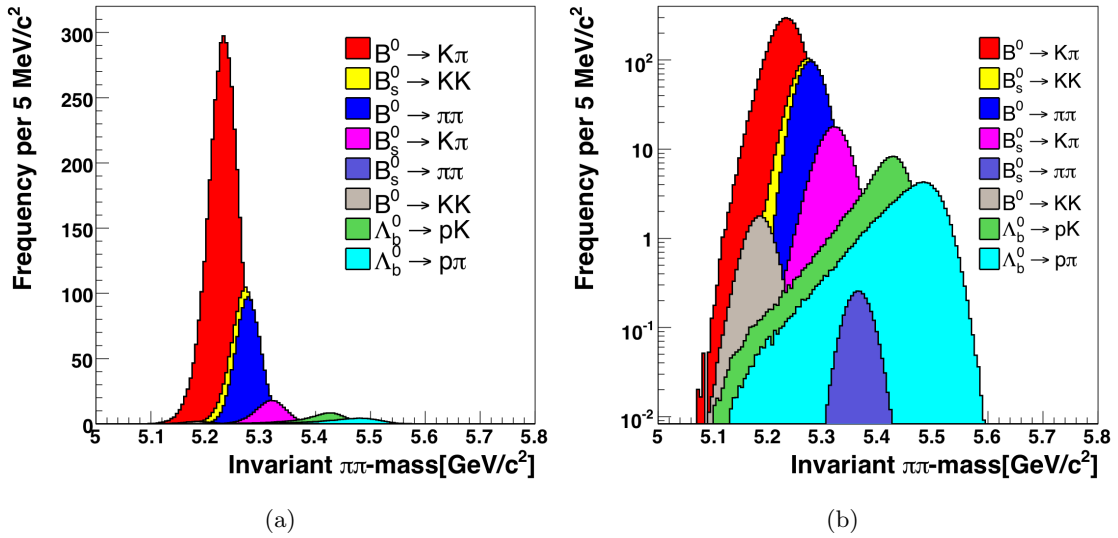


Figura 4.1: Distribuzione della $m_{\pi\pi}$ invariante dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ simulati.

la sua massa è in media spostata a valori più bassi rispetto alla massa nominale del B^0 poiché si assegna la massa di un pione ad una particella che è il realtà un K (vedi fig. 4.1).

Le distribuzioni nello spettro di massa invariante risultanti sono troppo vicine per essere isolate solamente facendo ricorso alla risoluzione in massa, anche cambiando le diverse assegnazioni per la massa delle particelle dello stato finale. Infatti la differenza tra le masse di B_s^0 e $B^0 \approx 90 \text{ MeV}/c^2$ e la differenza tra le masse del kaone e del pione $\approx 350 \text{ MeV}/c^2$ sono piccole in rapporto all'energia tipica di ogni particella uscente ($E \approx 2.5 \text{ GeV}$). Inoltre anche se avessimo una risoluzione perfetta in massa le distribuzioni delle masse invarianti risulterebbero comunque sovrapposte a causa delle assegnazioni errate che generano delle dipendenze della massa dalle altre variabili cinematiche.

Nonostante la risoluzione in massa di CDF II sia eccellente, non è quindi possibile distinguere i diversi canali solo in base alle informazioni fornite dalla massa. Per riuscire a discriminare correttamente tutti i modi di decadimento abbiamo pertanto bisogno di altre informazioni provenienti dal detector. Abbiamo a disposizione due strumenti:

1. la *separazione cinematica*, basata sulle informazioni provenienti dalla tracciatura: impulsi dei prodotti di decadimento, carica e massa invariante;
2. la *Particle IDentification (PID)*, basata sull'informazione sull'identità delle particelle nello stato finale provenienti dalla misura della perdita di energia per ionizzazione (dE/dx) nella camera COT. Poiché CDFII è un esperimento disegnato

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

principalmente per misure di fisica di alto p_T , esso non dispone di un rivelatore ottimizzato per identificazione di adroni carichi con $p_T \sim 4 \text{ GeV}/c$. La misura dell'energia persa per ionizzazione nella COT può però essere usata per discriminare, solo su base statistica, in quanto la sua risoluzione è insufficiente per farlo evento per evento.

Nei prossimi paragrafi spiegheremo in dettaglio come vengono utilizzate le informazioni provenienti da questi due strumenti.

4.2 Separazione cinematica

Per discriminare i diversi canali di decadimento che compongono il picco del segnale di $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ è possibile utilizzare le informazioni combinate della massa invariante, della carica e dell'impulso. Una strategia potrebbe essere quella di considerare tutte le masse invarianti risultanti da tutte le possibili diverse assegnazioni per le particelle finali ($\pi^+\pi^-$, π^+K^- , $K^+\pi^-$, K^+K^-). Inserire queste distribuzioni nella funzione di Likelihood è però svantaggioso in quanto sono fortemente correlate le une alle altre ed inoltre, se si volessero considerare anche i contributi degli altri modi ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$), bisognerebbe aggiungere altre osservabili. Si preferisce quindi usare una strategia in cui si sceglie una sola assegnazione per le particelle finali ($\pi\pi$) e si utilizzano le informazioni date da $m_{\pi\pi}$, impulso e carica, che hanno una correlazione meno forte rispetto a quella tra tutte le diverse assegnazioni in massa.

In un decadimento a due corpi di particelle con momenti \vec{p}_1 e \vec{p}_2 e masse \bar{m}_1 e \bar{m}_2 la massa invariante delle particelle che decadono è definita come:

$$m_{\bar{m}_1\bar{m}_2}^2 = \left(\sqrt{\bar{m}_1^2 + p_1^2} + \sqrt{\bar{m}_2^2 + p_2^2} \right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2. \quad (4.1)$$

Allo stesso modo la massa invariante di una coppia con un'assegnazione di massa arbitraria si scrive come

$$m_{m_1m_2}^2 = \left(\sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2} \right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2, \quad (4.2)$$

dove si assegna la massa non corretta m_1 (m_2) alla particella con momento \vec{p}_1 (\vec{p}_2) con, in generale, $m_1 \neq m_2 \neq \bar{m}_1 \neq \bar{m}_2$.

La differenza tra la massa con l'assegnazione non corretta e quella con l'assegnazione corretta si può scrivere come

$$m_{m_1m_2}^2 - m_{\bar{m}_1\bar{m}_2}^2 = (m_1^2 + m_2^2) - (\bar{m}_1^2 + \bar{m}_2^2) + 2 \cdot \left(\sqrt{p_1^2 + m_1^2} \cdot \sqrt{p_2^2 + m_2^2} - \sqrt{p_1^2 + \bar{m}_1^2} \cdot \sqrt{p_2^2 + \bar{m}_2^2} \right) \quad (4.3)$$

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

La relazione 4.3 permette di scrivere la massa invariante del decadimento $m_{m_1 m_2}^2$ per ogni assegnazione delle particelle uscenti (m_1, m_2) come funzione di tre variabili: i momenti delle due particelle uscenti p_1 e p_2 e la massa invariante $m_{\bar{m}_1 \bar{m}_2}^2$ ottenuta con una qualsiasi scelta arbitraria di assegnazione delle masse. Per esempio, per il modo $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, sarà $\bar{m}_1 = m_{K^+}$, $\bar{m}_2 = m_{\pi^-}$. Si sceglie pertanto per questa analisi l'assegnazione della massa dei pioni per entrambe le particelle uscenti e si scrive la relazione corrispondente a un singolo modo di decadimento in termini di $m_{\pi\pi}^2$, p_1 e p_2 . Con questa scelta si ha:

$$m_{\pi\pi}^2 = m_{\bar{m}_1 \bar{m}_2}^2 + (m_\pi^2 + m_\pi^2) - (\bar{m}_1^2 + \bar{m}_2^2) + 2 \cdot \left(\sqrt{p_1^2 + m_\pi^2} \cdot \sqrt{p_2^2 + m_\pi^2} - \sqrt{p_1^2 + \bar{m}_1^2} \cdot \sqrt{p_2^2 + \bar{m}_2^2} \right) \quad (4.4)$$

dove $\bar{m}_1 \bar{m}_2$ è l'assegnazione corretta. Considerando che il trigger seleziona solo particelle con $p \geq 2$ GeV/c, possiamo espandere l'eq. (4.4) in serie di Taylor per $\mathcal{O}(m^2/p^2)$:

$$m_{\pi\pi}^2 \approx m_{\bar{m}_1 \bar{m}_2}^2 + \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right) (m_\pi^2 - \bar{m}_2^2) + \left(1 + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_\pi^2 - \bar{m}_1^2). \quad (4.5)$$

Trascurando i termini di ordine $\mathcal{O}(m^2/p^2)$, l'equazione 4.5 è funzione soltanto del rapporto p_1/p_2 e non dei momenti individuali p_1 e p_2 . Risulta dunque comodo riesprimere tutta l'equazione 4.5 in termini del rapporto p_1/p_2 e di un'altra variabile tale che p_1 e p_2 siano univocamente determinati dati p_1/p_2 e quest'altra variabile. Un buon candidato è la somma scalare $p_{\text{tot}} = p_1 + p_2$. In questa maniera, infatti, usiamo una coppia di variabili, p_1/p_2 e p_{tot} , molto meno correlate di p_1 e p_2 .

Il vantaggio di questo approccio è che si riassumono tutte le informazioni cinematiche in soltanto tre variabili poco correlate tra loro ($m_{\pi\pi}$, p_{tot} , p_1/p_2); utilizzare invece tutte le diverse assegnazioni in massa avrebbe portato a un gran numero di variabili molto correlate tra loro. In aggiunta, utilizzare p_{tot} poiché permette una certa discriminazione tra segnale e background, anche se ha un potere di separazione limitato rispetto ai diversi canali. Abbiamo a disposizione anche un'altra informazione da aggiungere a quella cinematica: la carica, infatti, può essere utilizzata per separare, su base statistica, i decadimenti con particelle nello stato finale di tipo $K^+\pi^-$ da quelli di tipo $K^-\pi^+$ (lo stesso vale per ph^- e ph^+).

Per sfruttare l'informazione della carica si definisce una variabile che stima lo sbilanciamento con segno del momento:

$$\alpha = \left(1 - \frac{p_1}{p_2}\right) \cdot q_1 \quad \text{dove } p_1 = \min(p_1, p_2) \quad (4.6)$$

con valore compreso tra $[-1, 1]$. Da qui in avanti varrà la convenzione che $p_1 = \min(p_1, p_2)$ e $p_2 = \max(p_1, p_2)$.

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$

Riscriviamo infine l'equazione 4.4 in termini di α e p_{tot} come

$$\begin{aligned}
m_{\pi\pi}^2 &= m_{\bar{m}_1\bar{m}_2}^2 + 2m_\pi^2 - (\bar{m}_1^2 + \bar{m}_2^2) \\
&+ 2\sqrt{\left(\frac{1-|\alpha|}{2-|\alpha|}p_{tot}\right)^2 + m_\pi^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{2-|\alpha|}p_{tot}\right)^2 + m_\pi^2} \\
&- 2\sqrt{\left(\frac{1-|\alpha|}{2-|\alpha|}p_{tot}\right)^2 + \bar{m}_1^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{2-|\alpha|}p_{tot}\right)^2 + \bar{m}_2^2}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

dove \bar{m}_1 (\bar{m}_2) è la massa della particella con momento minore (maggiore) e dove

$$p_1 = \frac{1-|\alpha|}{2-|\alpha|}p_{tot} \tag{4.8}$$

$$p_2 = \frac{1}{2-|\alpha|}p_{tot} \tag{4.9}$$

Utilizzare α invece che p_1/p_2 permette di discriminare meglio le distribuzioni dei diversi modi di decadimento, come già spiegato: per esempio si riesce a distinguere statisticamente $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ da $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$, cosa che risulta impossibile utilizzando $m_{\pi\pi}$ versus p_1/p_2 . Questo è vero poiché il canale $B^0 \rightarrow K^-\pi^+$ è fortemente soppresso rispetto al $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e quindi possiamo assumere che tutti i B^0 decadano in $K^+\pi^-$ (lo stesso vale per $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$, fortemente soppresso rispetto al $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$).

Nelle figure seguenti riportiamo le distribuzioni bidimensionali di $m_{\pi\pi}$ versus α di tutti i modi di decadimento per mostrare come sia possibile discriminarli in maniera statistica (fig. 4.2). Infatti, mentre la massa invariante del canale $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è costante in funzione di α , gli altri canali mostrano una dipendenza specifica da α e p_{tot} calcolabile analiticamente. Si osserva come lo spostamento dalla massa con l'assegnazione corretta aumenta con l'aumentare in modulo di α , cioè quando gli impulsi delle due tracce finali sono molto sbilanciati. In queste regioni la separazione cinematica sarà maggiore.

La separazione cinematica però da sola non riesce a discriminare in maniera efficiente tutti i canali del decadimento, anzi in alcuni casi la separazione è quasi nulla. Per esempio tra $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ (fig. 4.2) la separazione è scarsa in quanto, sbagliando entrambe le assegnazioni, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ presenta una distribuzione $m_{\pi\pi}$ in funzione di α quasi costante e con media centrata a quella del $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ approssimativamente. Si rende quindi necessario utilizzare anche altre informazioni fornite dal detector, come l'energia persa per ionizzazione nella COT $\left(\frac{dE}{dx}\right)$. Una descrizione qualitativa della separazione ottenuta grazie a $\frac{dE}{dx}$ è riportata nella sezione 4.3.

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$

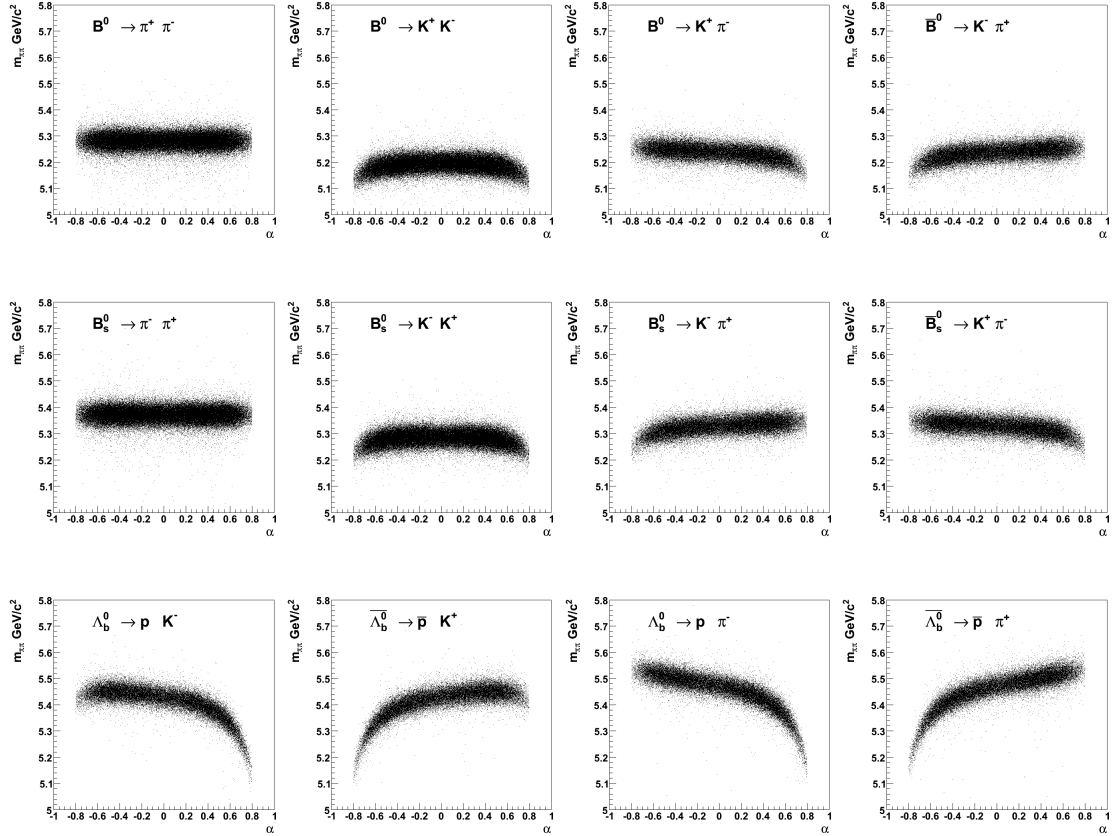


Figura 4.2: Distribuzioni 2d per $m_{\pi\pi}$ versus α per diversi canali.

4.3 Separazione tramite il PID

Un altro strumento importante per discriminare i diversi modi di decadimento è l'utilizzo delle informazioni fornite dall'energia persa delle particelle cariche per ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ nell'unità di lunghezza della camera a deriva COT. Il suo valore medio è descritto dalla formula di Bethe-Bloch [13]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.10)$$

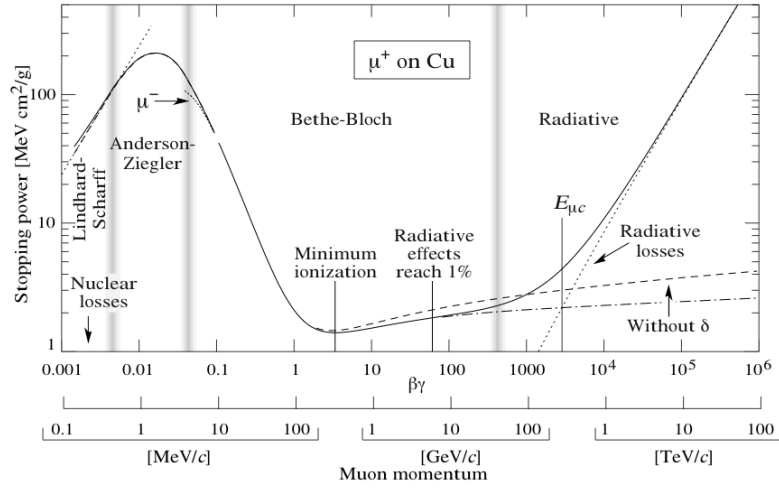


Figura 4.3: dE/dx per muoni positivi nel rame in funzione di $\beta\gamma = p/Mc$ [13]

dove:

- $K/A = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A = 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ con $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$;
- A = numero di massa atomica del mezzo;
- N_A = numero di Avogadro;
- r_e = raggio classico dell'elettrone;
- ze = carica della particella incidente;
- Z = numero atomico del mezzo;
- I potenziale medio di eccitazione (eV);
- δ effetto della densità (correzione relativistica);
- T_{max} massima energia cinetica che può essere trasferita all'elettrone in una singola collisione (MeV).

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

L'equazione (4.10) mostra come il dE/dx medio dipenda solo dalle proprietà del mezzo attraversato (nel caso della COT una miscela di gas: Argon, Etano e CF_4) e dalla velocità della particella.

L'equazione che si utilizza in questo lavoro di tesi non segue perfettamente l'andamento della formula teorica, poiché la (4.10) si riferisce ad una particella carica che attraversa un mezzo ideale isotropo ed omogeneo. La camera utilizzata a CDF II non rispetta perfettamente queste condizioni: è uno strumento complesso in cui ci possono essere, nel tempo, variazioni della tensione di alimentazione, della pressione del gas o può cambiare l'offset elettronico. Sono perciò necessarie opportune correzioni per eliminare la dipendenza da questi parametri e dare una misura del dE/dx priva di dipendenze sistematiche dagli altri parametri della traccia.

L'equazione empirica che meglio parametrizza la risposta media del dE/dx nella COT ci viene suggerita dai precedenti studi effettuati durante il Run I con una camera simile detta CTC [48]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{\beta^2} \left[c_1 \ln \left(\frac{\beta\gamma}{b + \beta\gamma} \right) + c_0 \right] + a_1(\beta - 1) + a_2(\beta - 1)^2 + C, \quad (4.11)$$

dove a_i , b , c_j e C sono parametri estratti dai dati. I parametri c_0 e c_1 rappresentano l'intensità della caduta che va come $1/\beta^2$ e della successiva risalita relativistica. Il parametro b infine è associato alle proprietà del gas della COT.

Una volta ottenuta questa parametrizzazione si riesce a predire il valore medio del $\frac{dE}{dx}$ di una particella, una volta assegnati impulso e massa. Paragonando il valore predetto e la misura della perdita di energia media è possibile costruire delle curve di probabilità che permettono, almeno su base statistica, di identificare le particelle. Definiamo dunque

$$\frac{dE}{dx_{obs}} \equiv \text{valore misurato del } dE/dx \text{ dell'energia persa da una particella osservata.}$$

Si definisce anche:

$$\frac{dE}{dx_h} \equiv \text{valore atteso del } dE/dx \text{ in ipotesi di particella di massa } h \text{ in funzione dell'impulso, dove } h \text{ in questo lavoro di tesi può indicare la massa di } \pi, K, e \text{ o } p.$$

Per riassumere in un solo parametro tutte queste informazioni si definisce la variabile "kaoness" (k):

$$\kappa = \frac{dE/dx_{obs} - dE/dx_{\pi}}{dE/dx_K - dE/dx_{\pi}}. \quad (4.12)$$

Per costruzione k ha una distribuzione di probabilità con media zero per i pioni ed uno per i kaoni. Come si osserva dalla figura 4.4, è possibile separare in maniera statistica la distribuzione di questa variabile del pione da quella del kaone e il potere separatore è di $\sim 1.5 \sigma$.

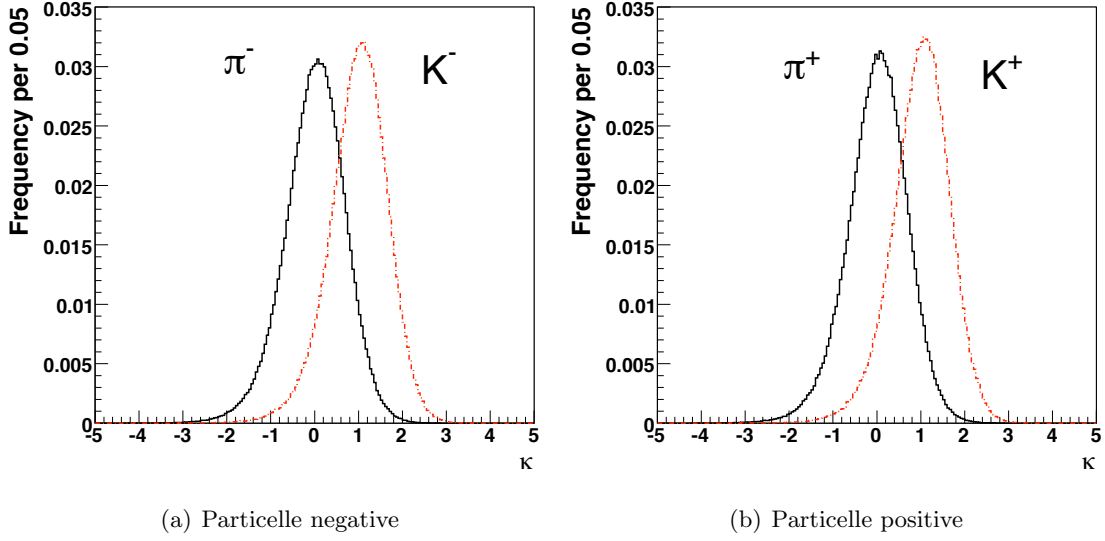


Figura 4.4: La kaonness κ per pioni e kaoni dal decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ricostruito dal decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow [K^-\pi^+]\pi^+$ scelti come campione di analisi. La separazione statistica tra kaone e pioni vale $\sim 1.5\sigma$.

Poiché lo stato finale di un decadimento di tipo $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ contiene due particelle, l'effettiva separazione tra due stati finali contenenti coppie di cariche diverse corrisponde a $1.5\sigma \cdot \sqrt{2} \simeq 2.1\sigma$. Per esempio, la separazione tra $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ e $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è $\simeq 2.1\sigma$, mentre la separazione tra $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è $\simeq 1.5\sigma$. Questo risultato è molto importante per separare quei canali che non possono essere distinti solo con l'informazione cinematica. Per esempio la separazione cinematica tra $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ è quasi nulla, mentre invece il potere di separazione per questi due canali tramite il dE/dx , come già spiegato sopra, è massimo. L'identificazione delle particelle è importante per questo lavoro di tesi in quanto la precisione della misura dell'asimmetria diretta $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ dipende dalla precisione con cui siamo in grado di discriminare gli eventi di $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ da quelli di $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$. La fig. 4.5 mostra ad esempio la distribuzione bidimensionale (κ_1, κ_2) da cui si evince un potere separatore di circa 2σ tra $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$, che è uguale a quello del $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$, essendo identici gli stati finali.

Abbiamo ora introdotto gli strumenti principali che useremo per stimare la composizione del campione. Nel seguito illustreremo in breve come questi strumenti vengono combinati in un fit di Likelihood per sfruttare al massimo l'informazione contenuta nei dati.

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

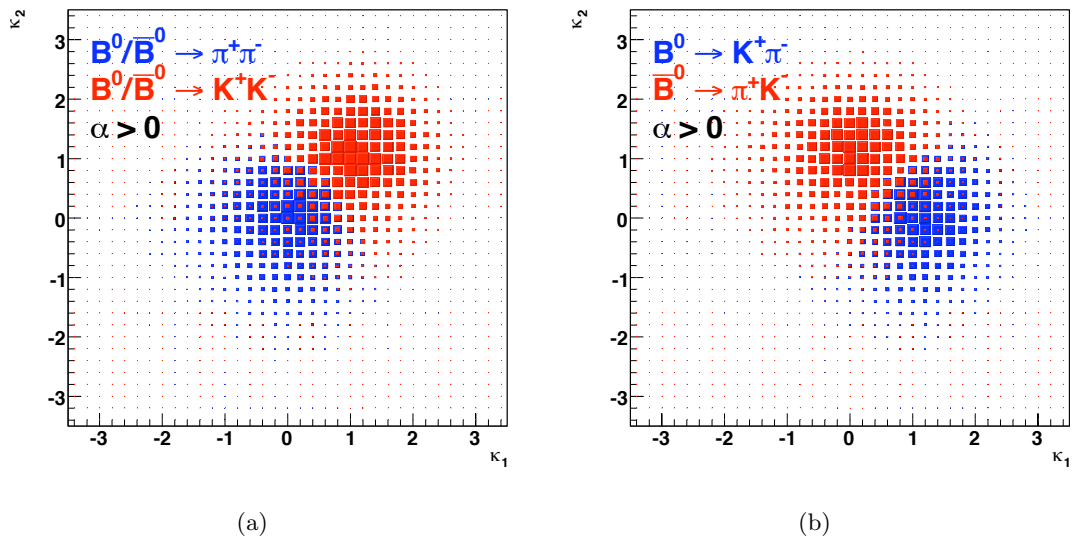


Figura 4.5: Probability density function (p.d.f.) $pdf(\kappa_1, \kappa_2)$ per decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ nello spazio $\alpha > 0$ (cioè nel caso in cui $q_1 > 0$). Per ottenere le stesse distribuzioni per $\alpha < 0$ basta invertire $\kappa_1 \leftrightarrow \kappa_2$.

4.4 Funzione di Likelihood

Nessuno degli strumenti descritti nelle sezioni precedenti permette singolarmente di separare con buona risoluzione i processi di interesse; il miglior modo per sfruttare tutte le loro informazioni simultaneamente è utilizzare la tecnica del fit unbinned di massima Likelihood, dove la funzione di Likelihood \mathcal{L} combina le informazioni provenienti dalla cinematica degli eventi e dall'identificazione delle particelle (PID). Lo scopo è quello di determinare la composizione del campione di $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$, separando statisticamente i diversi contributi al segnale tra loro e dal fondo. Le frazioni di questi contributi sono le quantità di interesse stimate dal fit.

Nella funzione di Likelihood è importante condensare la maggior quantità di informazione statistica nel minor numero di variabili, che siano anche poco correlate tra loro. Risulta quindi di basilare importanza la scelta delle cinque osservabili usate:

1. $m_{\pi\pi}$ – massa invariante della coppia di particelle dello stato finale nell'ipotesi di due pioni ;
2. α – sbilanciamento, con segno, del momento delle due particelle;
3. p_{tot} – somma scalare dei momenti delle particelle;
4. κ_1 – kaonness della particella col momento più piccolo;
5. κ_2 – kaonness della particella col momento più grande.

La funzione di Likelihood \mathcal{L} è il prodotto delle funzioni di Likelihood \mathcal{L}_i di tutti gli eventi

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i(\vec{\theta}|\vec{x}) \quad (4.13)$$

dove l'indice i va sugli eventi N che passano la selezione, $\vec{\theta}$ è il vettore di parametri da stimare e \vec{x} è il vettore delle osservabili $\vec{x} = \{m_{\pi\pi}, \alpha, p_{tot}, k_1, k_2\}$.

La funzione di Likelihood di ogni evento è scritta come la somma di un termine per il segnale più un termine per il background:

$$\mathcal{L}_i = b \cdot \mathcal{L}_i^{\text{bck}} + (1 - b) \cdot \mathcal{L}_i^{\text{sig}}. \quad (4.14)$$

dove b è la frazione di eventi di background e $(1-b)$ è la frazione totale di eventi di segnale ($B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow ph^-$). La Likelihood degli eventi di segnale viene fattorizzata in tre termini:

$$\mathcal{L}^{\text{sig}} = \sum_{j=1}^s f_j \cdot \wp_j^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{tot})^1 \cdot \wp_j^p(\alpha, p_{tot}) \cdot \wp_j^{\text{PID}}(k_1, k_2|\alpha, p_{tot}) \quad (4.15)$$

¹Lungo il lavoro di tesi si indica con $\wp(\vec{a}, \vec{b})$ la densità di probabilità congiunta di \vec{a} e \vec{b} , mentre $\wp(\vec{a}|\vec{b})$ indica la densità di probabilità condizionata di \vec{a} dato \vec{b} .

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

dove l'indice j va sulle 12 componenti aspettate ($B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^+K^-$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $B_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$, $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+$, $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ e $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$) e i parametri f_j sono le loro frazioni rispetto al segnale totale e vengono determinate tramite il fit. Dalla condizione di normalizzazione deriva:

$$f_s = 1 - \sum_{j=1}^{s-1} f_j$$

Si indica con \wp^m il termine che descrive la densità di probabilità (p.d.f.) della massa invariante (“termine di massa”), con \wp^p il termine che descrive la densità di probabilità del momento (“termine del momento”), e con \wp^{PID} il termine che modella la densità di probabilità della kaonnes (“termine del PID”). I tre termini sono interconnessi dalle dipendenze tra la massa, i momenti e il dE/dx .

La Likelihood del background è data invece dalla somma di due distribuzioni, ognuna delle quali è fattorizzata come quella usata per gli eventi di segnale:

$$\mathcal{L}^{\text{back}} = \sum_{l=A,E} f_l \cdot \wp_l^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{\text{tot}}) \cdot \wp_l^p(\alpha, p_{\text{tot}}) \cdot \wp_l^{\text{PID}}(\kappa_1, \kappa_2|p_{\text{tot}}, \alpha), \quad (4.16)$$

dove l'indice l definisce i due tipi differenti di background, quello fisico ($l = A$) e quello combinatorio ($l = E$). I parametri f_l sono le loro frazioni relative rispetto al background totale e vengono determinate tramite il fit. Dalla condizione di normalizzazione risulta

$$f_E = 1 - f_A.$$

4.5 Parametrizzazione

Riportiamo, in maniera sommaria, le parametrizzazioni dei vari termini della Likelihood effettuate nelle analisi precedente [45], che vengono utilizzate anche per gli studi in questo lavoro di tesi.

4.5.1 Pdf del segnale

Pdf per il termine della massa del segnale

Come è stato osservato nel capitolo 4, le distribuzioni in massa invariante sono funzioni di p_{tot} e α (o equivalentemente, tramite un cambio di variabili, di p_1 e p_2), a causa dell'assegnazione sbagliata per la massa delle particelle uscenti. In particolare abbiamo osservato come sia vantaggioso scegliere una sola assegnazione in massa ($m_{\pi\pi}$) e condensare l'informazione cinematica contenuta nelle quattro diverse assegnazioni di massa

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$

nelle osservabili $m_{\pi\pi}$, α e p_{tot} . $\wp_j^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{\text{tot}})$ descrive la *pdf* della massa invariante dati i valori di α e p_{tot} . Per ottenere questa parametrizzazione si usa l'equazione 4.7 in cui compaiono le masse con l'assegnazione corretta m_j ($j = B^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \implies m_j = m_{\pi\pi}$; $j = B^0 \rightarrow K^+\pi^- \implies m_j = m_{K\pi}$; ecc.). La distribuzione in m_j di ogni canale (vedi ad esempio fig. 4.6) viene parametrizzata dalla somma di due gaussiane per il *bulk*, mentre la coda, dovuta alla possibile emissione di fotoni soft nel decadimento, viene parametrizzata tramite la composizione di un esponenziale e di una funzione *Erfc* (che indichiamo con \mathcal{T}). La parametrizzazione risultante è:

$$\begin{aligned} \wp_j^m(m_j) = & f_{\text{bulk}}^j \left[f_1^j \mathcal{G}(m_j; \mu_1 \sigma_2) \right. \\ & \left. + (1 - f_1^j) \mathcal{G}(m_j; \mu_2 \sigma_2) \right] \\ & + (1 - f_{\text{bulk}}^j) \mathcal{T}(m_j; \vec{\theta}_1^j). \end{aligned} \quad (4.17)$$

dove f_{bulk}^j è la frazione relativa delle due gaussiane \mathcal{G} rispetto al totale, dove $\mathcal{G}(m; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)^2}$, mentre $1 - f_{\text{bulk}}^j$ è la frazione della coda \mathcal{T} . f_1^j è la frazione relativa della gaussiana più abbondante (indicata con l'indice 1) rispetto alla somma delle due gaussiane.

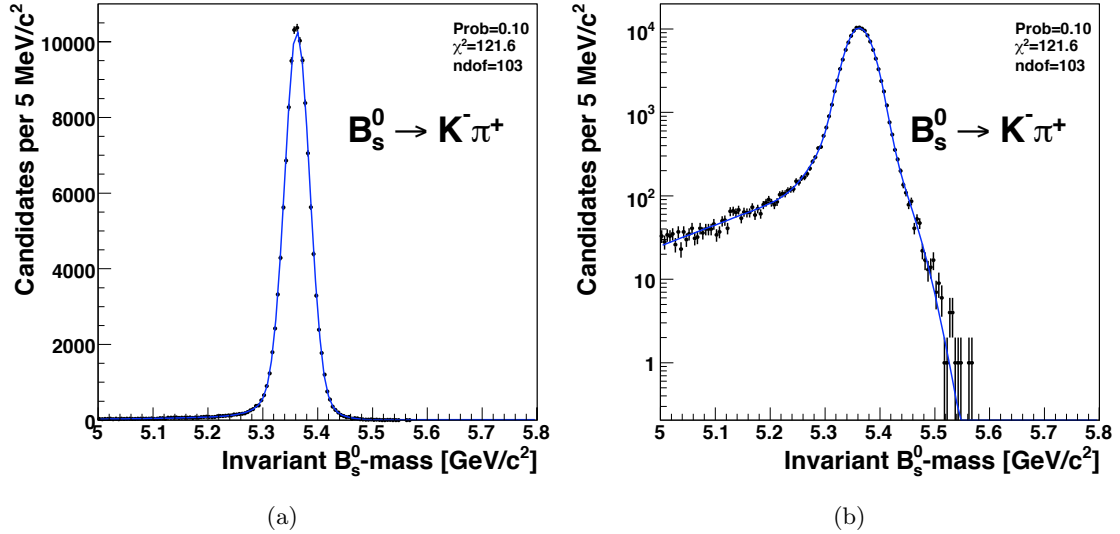


Figura 4.6: Distribuzione in massa invariante dei decadimenti simulati $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ con il template sovrapposto. Sulla sinistra la scala lineare, sulla destra la scala logaritmica. Simili distribuzioni si ottengono anche per gli altri canali.

I valori dei parametri $f_{\text{bulk}}, f_1 \dots$ ecc. vengono estratti dalla simulazione del Monte

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$

Carlo.

Per ottenere la $\wp_j^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{\text{tot}})$ si considera la $\wp_j^m(m_j)$ e si esegue la trasformazione delle variabili $m_j \rightarrow m_{\pi\pi}$.

Pdf per il termine del momento del segnale

La p.d.f. del momento viene estratta tramite campioni di eventi simulati. Poiché α e p_{tot} sono variabili correlate, dobbiamo usare una probabilità congiunta $\wp_j^p(\alpha, p_{\text{tot}})$ per descrivere la loro distribuzione. Infatti i tagli di trigger sulle tracce $\sum p_T > 5.5 \text{ GeV}/c$ e $p_{1(2)} > 2 \text{ GeV}/c$ si traducono, con un rapido cambio di variabili, in

$$p_1 = p_{\text{tot}} \left(\frac{1 - |\alpha|}{2 - |\alpha|} \right) > 2 \text{ GeV}/c \quad \text{e} \quad p_{\text{tot}} > 5.5 \text{ GeV}/c. \quad (4.18)$$

La prima relazione costringe la distribuzione di α a variare in funzione di p_{tot} .

La probabilità congiunta $\wp_j^p(\alpha, p_{\text{tot}})$ viene scritta come il prodotto tra la $\wp(p_{\text{tot}})$ e la probabilità condizionata di α dato p_{tot} $\wp(\alpha|p_{\text{tot}})$.

$$\wp_j^p(\alpha, p_{\text{tot}}) = \wp_j(\alpha|p_{\text{tot}}) \times \wp_j(p_{\text{tot}})$$

Per ciascun canale di decadimento si esegue un fit sui dati simulati della distribuzione bidimensionale in funzione di α e p_{tot} con una funzione scelta empiricamente, composizione di esponenziali e polinomi. In figura 4.7 riportiamo un esempio di distribuzione per il canale $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Le distribuzioni per gli altri canali sono analoghe.

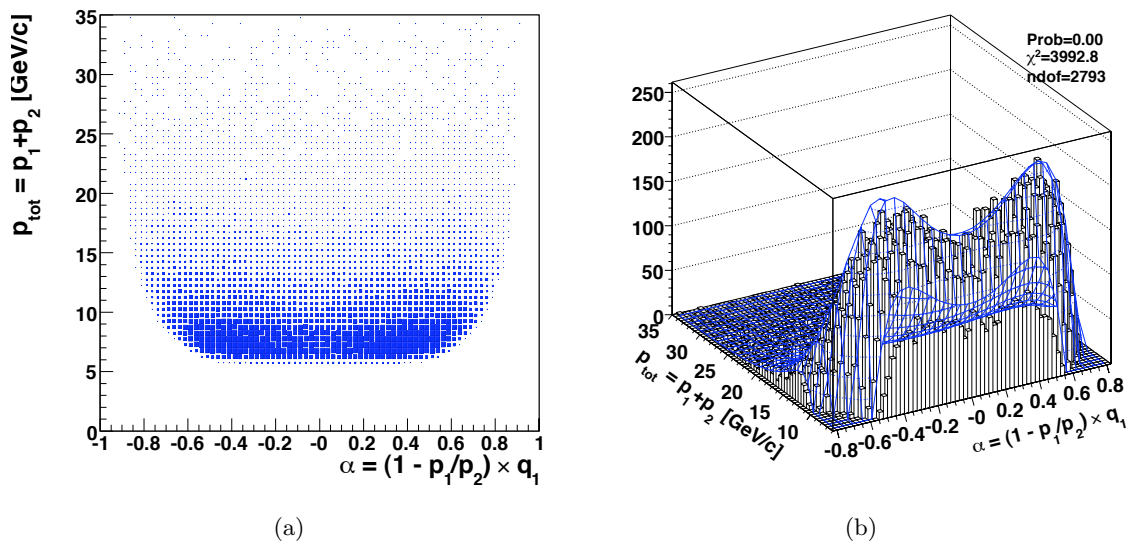


Figura 4.7: Joint distribution $\wp(\alpha, p_{\text{tot}})$ dei decadimenti simulati $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (a) con il template sovrapposto (b).

4.5.2 Pdf del background

Pdf per il termine della massa del background

Come è stato già accennato, osserviamo due tipi nettamente diversi di background, quello fisico (A) e quello combinatorio (E) (vedi sezione 3.4). Per il fondo di tipo A si considera una simulazione degli eventi parzialmente ricostruiti, si osserva il loro andamento e si utilizza per la parametrizzazione una funzione di Argus² convoluta con una gaussiana centrata in zero e larghezza uguale a quella di un singolo modo ($\sigma_{\text{exp}} \approx 22 \text{ MeV}/c^2$):

$$\wp_A^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{\text{tot}}; m_A, c_A) = \mathcal{G}(m_{\pi\pi}; 0, \sigma_{\text{exp}}) * \mathcal{A}(m_{\pi\pi}; m_A, c_A). \quad (4.19)$$

In figura 4.8 riportiamo un esempio di distribuzione per il fondo fisico.

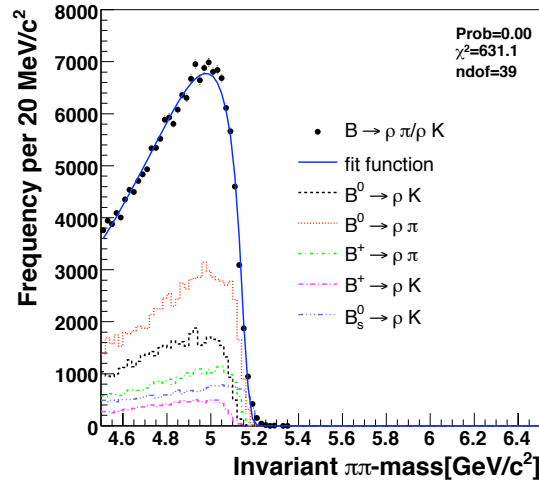


Figura 4.8: Distribuzione della massa invariante $m_{\pi\pi}$ dei decadimenti simulati $B \rightarrow \rho\pi/\rho K$ e funzione di fit sovrapposta.

Per parametrizzare invece l'andamento del fondo combinatorio in massa invariante si utilizza una funzione esponenziale

$$\wp_E^m(m_{\pi\pi}|\alpha, p_{\text{tot}}; c_E) = \frac{1}{\int_a^b e^{c_E m_{\pi\pi}} dm_{\pi\pi}} \cdot e^{c_E m_{\pi\pi}}, \quad (4.20)$$

dove la pendenza c_E è libera di variare nel fit.

² La funzione di Argus è definita come: $\text{Argus}(x; c, m) = \frac{1}{\text{Norm}} \cdot [x e^{-c(\frac{x}{m})^2} \sqrt{1 - (\frac{x}{m})^2}]$ if $x \leq m$, $\text{Argus}(x; c, m) = 0$ if $x > m$. Per maggiori dettagli riferirsi a [46].

Questa parametrizzazione non è sufficientemente accurata ai fini del lavoro di questa tesi: il capitolo 7 descrive la versione migliorata che il candidato ha sviluppato agli scopi della presente analisi.

Pdf per il termine del momento del background

Come per il termine del segnale, per il background si utilizza una p.d.f. congiunta che parametrizza simultaneamente α e p_{tot} . Si utilizzano le regioni in massa che escludono la regione del segnale come in fig. 4.9 e, osservando le distribuzioni, si sceglie la parametrizzazione in maniera empirica. Si esegue un fit sui dati della distribuzione bidimensionale in funzione di α e p_{tot} con una funzione scelta empiricamente, composizione di esponenziali e polinomi.

$$\wp_{\text{bck}}^p(\alpha, p_{\text{tot}}) = \wp(\alpha|p_{\text{tot}}) \times \wp(p_{\text{tot}}).$$

In figura 4.9 riportiamo un esempio di distribuzione.

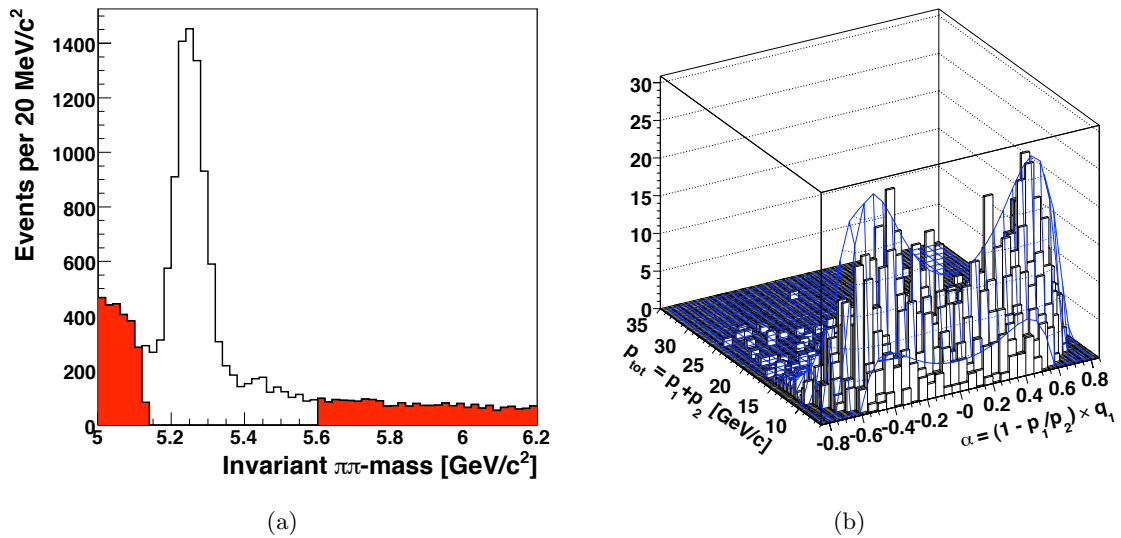


Figura 4.9: Distribuzione $m_{\pi\pi}$ delle sideband (rosso) usate per parametrizzare il termine del momento (a). Distribuzione di p_{tot} in funzione di α del fondo sovrapposta al template bidimensionale (b).

Termine PID

L'informazione proveniente dalla PID viene descritta da una p.d.f. congiunta che parametrizza simultaneamente k_1 e k_2 e tiene conto delle correlazioni tra tutte le quantità di

4 Strumenti di separazione dei decadimenti $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$

rilievo del dE/dx . Questa parametrizzazione è molto complessa e, per non appesantire troppo la trattazione, non la descriveremo in maniera approfondita.

Per parametrizzare i due termini si utilizzano dati provenienti da campioni: $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^- \pi^+] \pi^+$ per quanto riguarda i pioni e i kaoni; $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^-$ per quanto riguarda i protoni.

Si scrivono due termini: uno per il segnale

$$\wp_j^{PID}(k_1, k_2 | \alpha, p_{tot}) \quad (4.21)$$

e uno per il fondo:

$$\wp_l^{PID}(\kappa_1, \kappa_2 | p_{tot}, \alpha) \quad (4.22)$$

Le funzioni usate per la parametrizzazione sono delle gaussiane i cui parametri variano in relazione al modo di decadimento per il termine del segnale (j) e al tipo di fondo (l) per il termine del fondo. Per maggiori dettagli, il riferimento è [45].

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

Nella misura di un'osservabile sperimentale è importante scegliere in maniera oculata i criteri di selezione del campione. Infatti preferire una selezione rispetto ad un'altra può portare ad un maggiore o minore rapporto segnale/fondo, semplificare le tecniche di analisi ed infine, soprattutto, ridurre l'incertezza statistica e sistematica sull'osservabile che vogliamo misurare. Questo capitolo descrive la procedura con cui si determina il set di tagli che minimizza l'incertezza statistica sull' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ ed è uno dei contributi originali dati all'analisi dal candidato.

5.1 Ottimizzazione

Dato un campione di dati, si dice ottimizzazione della selezione una procedura che seleziona un sottocampione. Questa procedura minimizza un dato parametro, detto *score function*, il cui valore dipende dalla selezione. Per esempio un'ottimizzazione standard riguardo una misura di una certa quantità fisica è quella in cui si minimizza l'incertezza statistica su quella quantità. La procedura di ottimizzazione deve essere svolta in maniera unbiased, non deve cioè influenzare il valore ottenuto dalla misura.

In linea di principio per svolgere l'ottimizzazione in maniera unbiased bisognerebbe ripetere il calcolo della misura per tutte le possibili selezioni dei sottocampioni simulati e scegliere la selezione che minimizza l'incertezza su quella misura. Questa via non è però praticabile poiché il numero di selezioni possibili è troppo elevato e ripetere la misura per ogni possibile selezione significherebbe sprecare una gran quantità di tempo. Tipicamente si cerca di trovare una parametrizzazione della *score function* in funzione della selezione effettuata. Dalla parametrizzazione è così possibile predire la selezione ottimale, cioè quella col valore della *score function* minimo.

La precedente analisi [49] ha elaborato una parametrizzazione che descrive in maniera adeguata il comportamento della risoluzione della misura di $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$ e dell'osservazione del modo di decadimento $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Utilizzeremo lo stesso strumento, adeguato al campione attuale di 2.9 fb^{-1} , per trovare il set di tagli che minimizza la risoluzione su $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

5.2 Ottimizzazione per la misura di $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$

La parametrizzazione scelta per la risoluzione sulla misura dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ ¹ è:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{S}} \sqrt{z + w \frac{B}{S}} \quad (5.2)$$

Questa forma funzionale ha una solida giustificazione statistica [50], e, come vedremo, anche empirica, in quanto descrive bene i dati. Per procedere all'ottimizzazione per la misura dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ ho bisogno di determinare i coefficienti z e w . Questa analisi è stata svolta sui dati corrispondenti a 1 fb^{-1} allo scopo di facilitare il confronto con l'analisi precedente e i suoi risultati verranno poi estesi, al capitolo 6, a tutto il campione di 2.9 fb^{-1} . Genero pertanto un gran numero di pseudoesperimenti che riproducano il campione di dati. Uno pseudoesperimento consiste nel realizzare una simulazione che riproduce le distribuzioni delle osservabili di interesse ($m_{\pi\pi}, p_{\text{tot}}, \alpha, \kappa_1, \kappa_2$) del campione di dati in nostro possesso. Le distribuzioni di ogni modo di decadimento e del background sono generate in accordo col termine della Likelihood corrispondente, descritto in sezione 4.4, usando un generatore di numeri pseudocasuali ottenuti tramite il metodo di von Neumann (vedi appendice A). Il numero di eventi di ogni modo di decadimento e del background fluttua da pseudoesperimento a pseudoesperimento secondo una distribuzione multinomiale che ha come media i valori in accordo con i dati sperimentali disponibili al momento dell'analisi. Essi sono riportati in tabella 5.1.

Modi	frazione relativa
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	15%
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	57% $\Rightarrow B^0 \rightarrow K^+ \pi^- = 31\% + \bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+ = 26\%$;
$B^0 \rightarrow K^+ K^-$	1.1 %
$B_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.4 %
$B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$	4 % $\Rightarrow B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+ = 1.2\% + \bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^- = 2.8\%$
$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	18 %
$\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^-$	1.8 % $\Rightarrow \Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- = 0.9\% + \bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+ = 0.9\%$
$\Lambda_b^0 \rightarrow p K^-$	2.7 % $\Rightarrow \Lambda_b^0 \rightarrow p K^- = 1.9\% + \bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p} K^+ = 0.8\%$

Tabella 5.1: Tabella delle frazioni relative dei vari canali rispetto a tutto il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$.

¹La parametrizzazione 5.2, che viene utilizzata lungo questa tesi, è diversa da quella sfruttata dalla precedente analisi. Essa era:

$$\sigma_m = \frac{1}{\varepsilon(t)} \sqrt{z_m + w_m B}. \quad (5.1)$$

Questa parametrizzazione massimizzava la probabilità di osservazione del canale raro $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Per maggiori approfondimenti riferirsi a [45] [49].

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

Tenendo fisso S = numero totale di eventi di segnale $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ variamo il numero di eventi di fondo B creando per ogni scelta di B un numero N di pseudoesperimenti (circa 10). Per ogni pseudoesperimento si calcola la σ su $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ risultante e si misura la media per gli N pseudoesperimenti. Si ripete questo procedimento per diverse scelte del numero di eventi B e si crea un grafico della σ in funzione di B/S . Interpolando i punti di questo grafico (vedi fig. 5.1) si ottengono i valori di z e w cercati e si scrive la parametrizzazione della risoluzione voluta. Si noti come la parametrizzazione utilizzata interpola efficacemente l'andamento dei dati in figura 5.1.

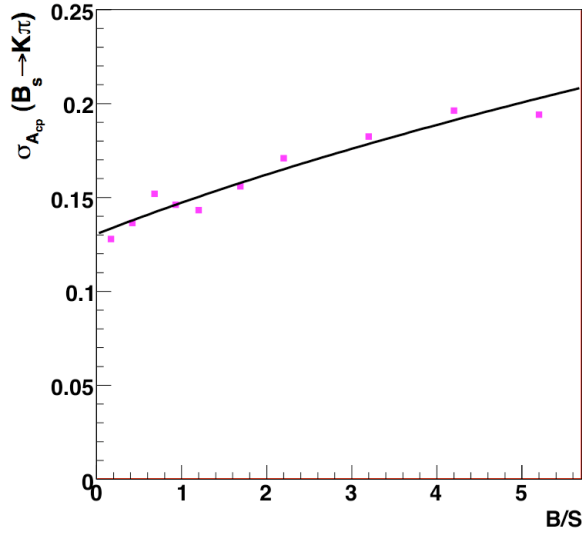


Figura 5.1: Grafico dell'incertezza statistica della misura di $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ in funzione di B/S a S fissato = 230 eventi di segnale di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$. I punti vengono interpolati tramite la funzione 5.2 e vengono estratti i valori di w e z .

Per ogni j -esima configurazione della selezione considero la:

$$\sigma_j = \frac{1}{\sqrt{S_j}} \sqrt{z + w \frac{B_j}{S_j}} \quad (5.3)$$

dove:

S_j – si stimano gli eventi di segnale di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dopo l'applicazione della j -esima configurazione della selezione con la seguente formula:

$$S_j = S_{tr} \cdot e_j \cdot 4\%,$$

S_{tr} è numero totale di eventi di segnale stimato dal fit sui dati dopo aver applicato la selezione di trigger (vedi fig. 3.2). In questa maniera si normalizza il numero di

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

eventi simulati S_{tr} ai dati; e_j è invece l'efficienza, estratta da campioni simulati, della j -esima configurazione rispetto ai tagli di trigger; il 4% è la frazione relativa degli eventi di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ rispetto a tutto il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$.

B_j – numero degli eventi di fondo, stimati da un fit unidimensionale di χ^2 binnato, che passano la j -esima configurazione della selezione nella finestra $[5.230 \div 5.410]$ GeV/c^2 . Questo intervallo rappresenta una regione in massa approssimativamente corrispondente a $\pm 2\sigma$ del segnale come si vede dalla figura 5.2. Nel fit il segnale viene parametrizzato con una funzione gaussiana e il fondo con un'esponenziale e una funzione di Argus convoluta con una distribuzione gaussiana centrata in zero (vedi ad esempio fig. 5.4).

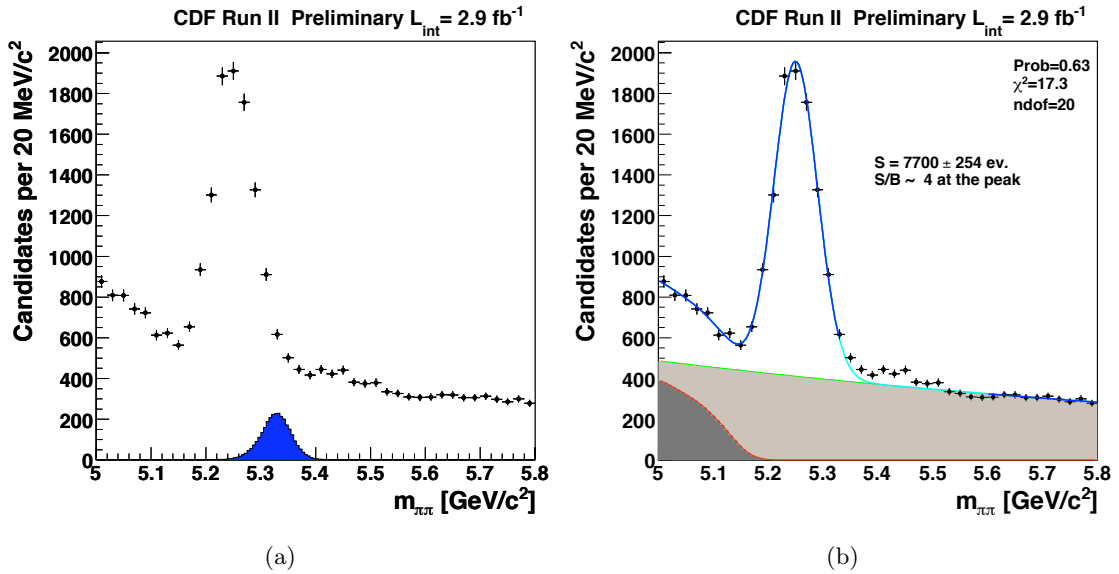


Figura 5.2: Distribuzione $m_{\pi\pi}$ dei dati (punti) sovrapposta agli eventi di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ simulati tramite il Monte Carlo (colorato) (a). La distribuzione del MC è scalata per un fattore 10 e ha un binnaggio più fine per renderla più visibile. Stessa distribuzione a cui viene applicato il fit 1D (b).

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

Eseguo l'ottimizzazione variando i tagli sulle seguenti quantità: $L_T(B)$, $|d_0(B)|$, $\text{Min}(|d_0(1)|, |d_0(2)|)$, $I(B)$ e $\chi_{3D}^2(B)$. Queste sono state scelte perché presentano un forte potere separatore segnale/fondo, come già descritto al capitolo cap. 3, e non sono già incluse nel fit. La richiesta su ogni specifica quantità viene cambiata in modo indipendente dalle altre, variando nell'intervallo e con i passi descritti in tabella 5.2. Risultano un totale di quasi 25,000 possibili selezioni differenti.

Quantità	U	bordo inferiore	bordo superiore	passo
Minimum Lxy	μm	200	450	50
Min($ d_0(1) $, $ d_0(2) $)	μm	100	150	10
Maximum $ d_0(B) $	μm	100	50	10
Minimum $I(B)$	–	0	0.7	0.1
Maximum χ^2	–	15	2	1

Tabella 5.2: Riassunto degli intervalli in cui variano le quantità di interesse e dei passi.

Una volta ottenuti i valori di S_j e B_j per ogni configurazione della selezione applichiamo l'equazione 5.3 per calcolare il valore di σ_j . Consideriamo le varie selezioni per individuare il set di tagli che minimizza il valore della σ e riportiamo in tabella 5.3 le σ ottenute ordinate in senso crescente. In fig. 5.3 si mostra invece una serie di grafici riferiti a diverse selezioni.

	$\sigma_{\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$	Lxy	Min($ d_0(1) $, $ d_0(2) $)	$ d_0(B) $	I	χ^2
0	0.1566	400	130	70	0.5	5
1	0.1567	400	130	80	0.5	5
2	0.1569	400	130	80	0.5	4
3	0.1573	400	130	80	0.5	6
4	0.1573	400	130	90	0.5	4
5	0.1574	400	140	80	0.5	5
6	0.1577	350	130	80	0.5	5
7	0.1577	400	130	90	0.5	5
8	0.1578	400	140	70	0.5	5
9	0.1578	400	130	100	0.5	4
10	0.1579	400	130	70	0.5	6
...
192	0.1641	350	120	60	0.5	5

Tabella 5.3: Tabella delle selezioni ottenute dall'ottimizzazione ordinate secondo la $\sigma_{\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$ in senso crescente.

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

Il set di tagli che minimizza il valore della σ è riportato in grassetto nella prima riga della tabella 5.3. Si noti che la selezione utilizzata nella precedente analisi si trova alla posizione 192 (corsivo). Il motivo della differenza è che l'analisi precedente era ottimizzata per uno scopo diverso da quello che ci proponiamo ora: all'epoca l'obiettivo era osservare per la prima volta il decadimento $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e perciò si massimizzava una funzione differente (si minimizzava la risoluzione sull'osservazione di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$, come abbiamo già accennato in sezione 5.2). Per controllo abbiamo provato anche a ripetere l'ottimizzazione massimizzando la stessa funzione usata in passato, e abbiamo ottenuto esattamente lo stesso risultato (vedi sezione 5.3).

Il miglioramento della selezione attuale rispetto a quella precedente è di circa il 5% (per approfondimenti vedere [45]). Da qui in avanti ci si riferirà alla vecchia selezione di tagli come ai tagli *old*.

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

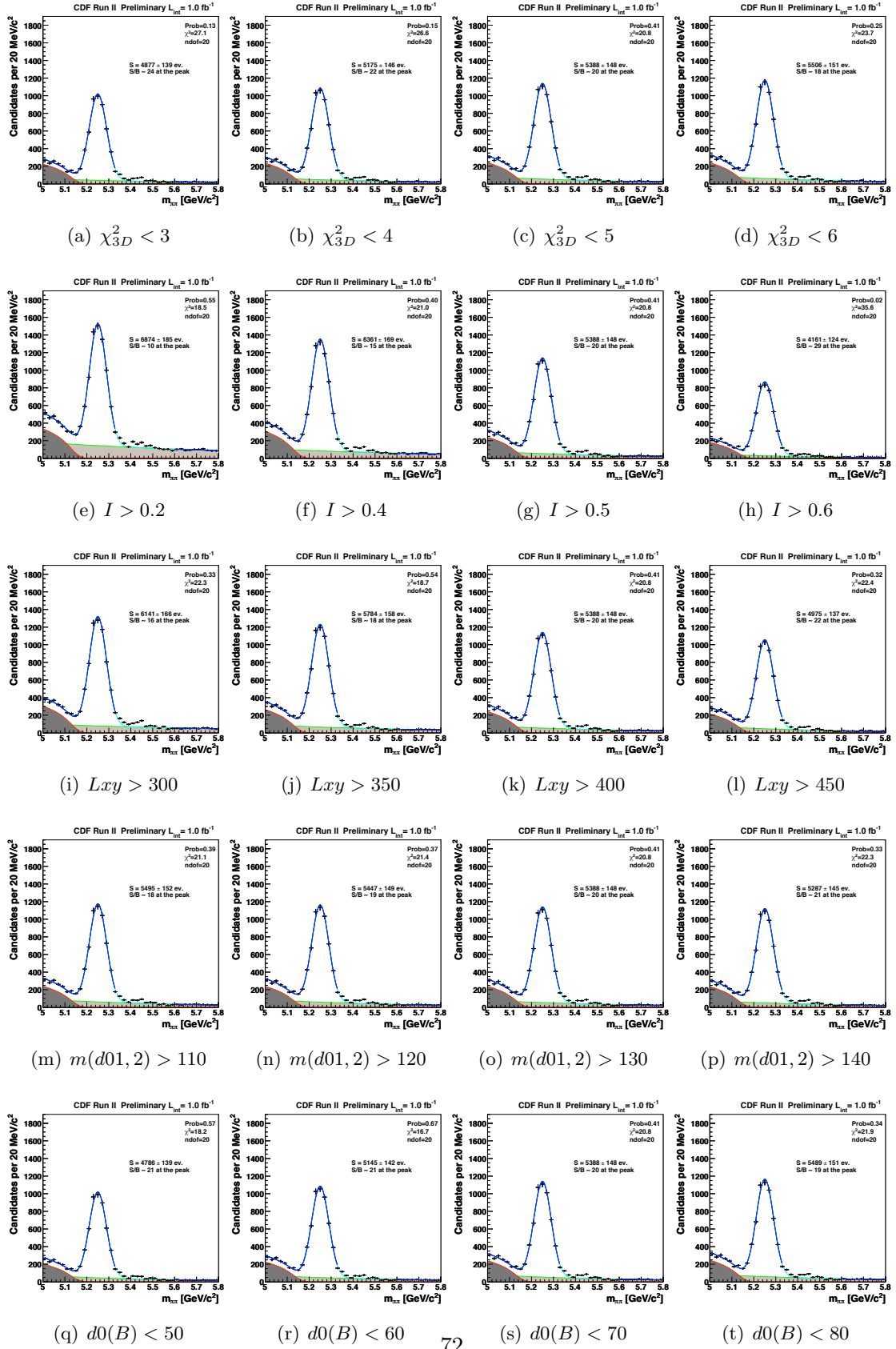


Figura 5.3: Distribuzione $m_{\pi\pi}$ a differenti tagli mantenendo costanti le altre selezioni di tabella 5.4.

5 Ottimizzazione dei tagli di selezione

Le richieste della selezione ottimizzata per minimizzare l' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ sono simili a quelle ottenuti dalla precedente analisi (vedi tabella 5.4 e vedi fig. 5.4).

Quantità (nuove)	U	Richieste	Richieste <i>old</i>
Minimum Lxy	μm	400	350
Min($ d_0(1) $, $ d_0(2) $)	μm	130	120
Maximum $ d_0(B) $	μm	70	60
Minimum $I(B)$	–	0.5	0.525
Maximum χ^2	–	5	5
$\sigma_{\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$		0.156	0.164

Tabella 5.4: Riassunto nuove selezioni.

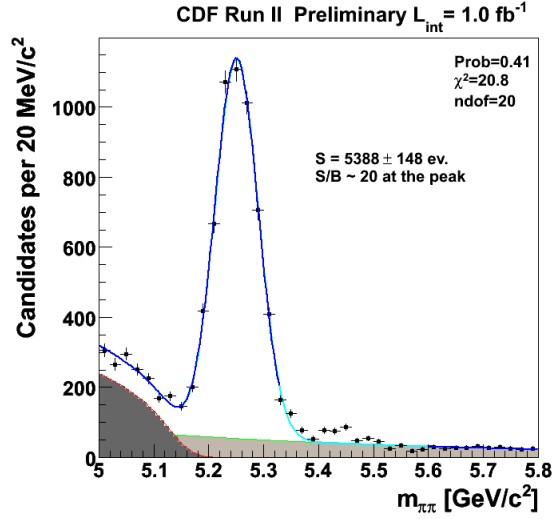


Figura 5.4: Distribuzione $m_{\pi\pi}$ ottenuta dai tagli ottimizzati per $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

Applicando al campione di dati i tagli ottimizzati con la nostra procedura otteniamo un numero di eventi di segnale $S = 5388 \pm 148$ e un rapporto segnale/fondo sul picco $S/B \approx 20$ per il campione a 1.0 fb^{-1} (vedi fig. 5.4).

La stessa procedura è stata ripetuta con l'ipotesi $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0$, invece che $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.39$, per verificare che per due assunzioni diverse sul valore centrale le due selezioni dei tagli risultanti non siano completamente diverse. Il set di tagli ottenuto è lo stesso per entrambe le analisi, sia fissando $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0$ che fissandola a 0.39 e questa è una verifica che l'ottimizzazione non è troppo sensibile al cambio dell'assunzione sul valore centrale dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

5.3 Checks

Nel paragrafo precedente ho mostrato come la selezione dei tagli effettuata dal candidato dia una risoluzione su $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ migliore rispetto a quella che si trova usando la selezione effettuata in passato in [45]. Per controllare di aver svolto la procedura di ottimizzazione in maniera corretta ho ripetuto la procedura della precedente analisi. Come ci si aspettava, con le stesse condizioni ho ottenuto gli stessi tagli dell'analisi precedente.

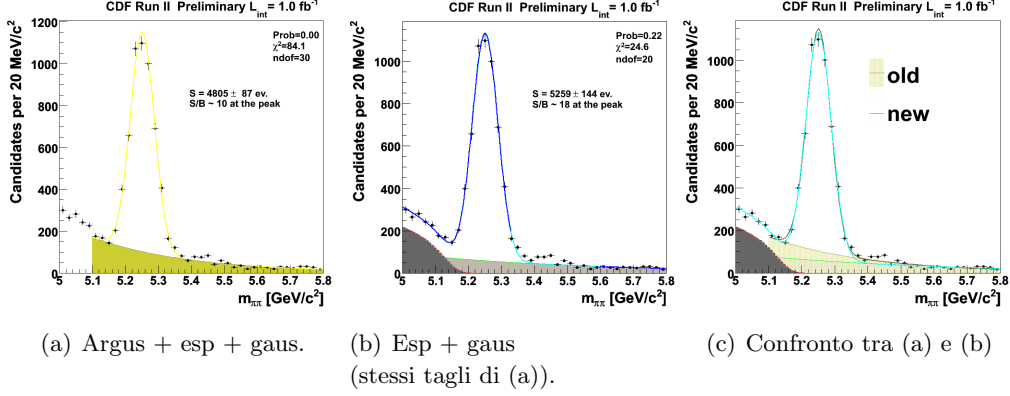


Figura 5.5: Fit della distribuzione $m_{\pi\pi}$ per differenti procedure.

Le differenze tra l'attuale e la precedente analisi sono principalmente due:

- Nella scorsa analisi si ottimizzavano i tagli per l'osservazione di $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$, mentre il presente lavoro è interessato alla risoluzione su un'altra osservabile ($\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$), e quindi la procedura di ottimizzazione è diversa.
- Nella precedente analisi (fig. 5.5 (a)) si utilizzava una funzione di fit per la distribuzione in massa invariante $m_{\pi\pi}$ composta da un'esponenziale (fondo) più una gaussiana (segnale), mentre il presente studio aggiunge anche la funzione di Argus (fig. 5.5 (b)). La stima degli eventi di fondo, da cui dipende la *score function*, risulta quindi più accurata.

6 L'isolamento

Questo capitolo contiene uno studio approfondito della variabile isolamento. Lo scopo è capire se sia possibile scrivere le p.d.f. del segnale e del fondo contenenti anche l'isolamento così da eliminarne il taglio e aumentare la statistica degli eventi di segnale. In particolare il capitolo descrive le dipendenze dell'isolamento dalle altre variabili così da poter estrarre la probability density function dell'isolamento e capire come essa fattorizza con la p.d.f. $\wp(m_{\pi\pi}, \alpha, p_{\text{tot}}, \kappa_1, \kappa_2)$ del $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ descritta nella sezione 4.4. Una volta inserita la variabile isolamento nella p.d.f. del $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$, per sfruttare al massimo il suo potere separatore segnale/fondo, si ottimizzano i tagli con la procedura descritta al capitolo 5 e si valuta il miglioramento ottenuto nella risoluzione su $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$.

6.1 Strategia di tagli e senza tagli a confronto

Come abbiamo visto al capitolo 5, l'incertezza statistica sull' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ dipende dal numero di eventi di segnale S e dal numero di eventi di fondo B nel seguente modo:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{S}} \sqrt{z + w \frac{B}{S}}. \quad (6.1)$$

La scelta dei tagli per la selezione è molto importante e ha lo scopo di minimizzare tale incertezza. A seguito dei tagli, tuttavia, anche parte degli eventi di segnale viene persa, con una conseguente perdita di informazioni.

Un metodo efficace per migliorare ulteriormente la risoluzione è quello di eliminare il taglio su una certa quantità e aggiungerla al fit come un'ulteriore variabile che viene misurata per ciascun evento. Questo aumenta ovviamente il numero di eventi di segnale su cui calcolare le misure di interesse, tuttavia introduce nell'analisi anche una certa quantità di fondo, che però può essere statisticamente separato dal segnale in base al valore della variabile stessa.

Questo procedimento non è percorribile in ogni caso e per ogni variabile, in quanto per utilizzare una certa quantità è necessario compiere un certo lavoro: bisogna conoscere la sua distribuzione di probabilità e le sue correlazioni con le altre variabili del fit, bisogna essere in grado di parametrizzare la distribuzione sia per il segnale che per il fondo e bisogna poter stimare le sistematiche collegate. È conveniente inserire la variabile nel fit

6 L'isolamento

se essa è potente nel separare il fondo dal segnale, se la parametrizzazione è accurata e se le correlazioni con le altre variabili sono note o trascurabili.

Nel nostro caso l'isolamento sembra essere un candidato ideale. Infatti nella procedura di selezione del campione ottimizzato il taglio sull'isolamento dell'adrone B , con $I(B) > 0.5$, è una delle richieste più potenti. La fig. 6.1 (a) mostra la distribuzione dell'isolamento del segnale sovrapposta a quella del fondo combinatorio, il fondo dominante sotto il segnale di $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$. Si osserva (vedi fig. 6.1 (a) e (b)) come con il taglio con isolamento > 0.5 si esclude una gran quantità di fondo (circa l'80%) a prezzo però di eliminare anche parte del segnale (circa il 30%). Togliere il taglio in isolamento permetterebbe di avere a disposizione tutti gli eventi oltre a distinguere entro il campione gli eventi con maggiore o minore purezza di segnale, e questo porta necessariamente a diminuire le incertezze statistiche sulle grandezze di interesse.

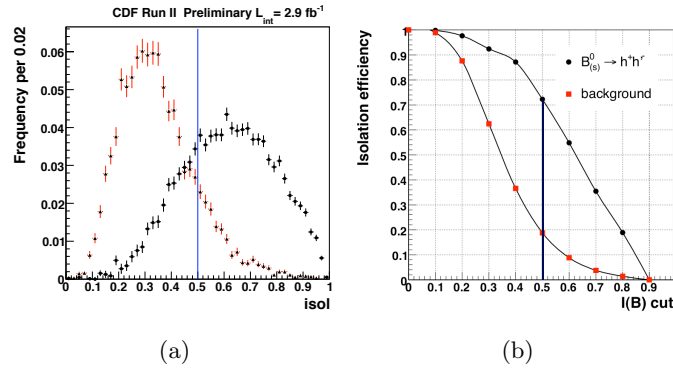
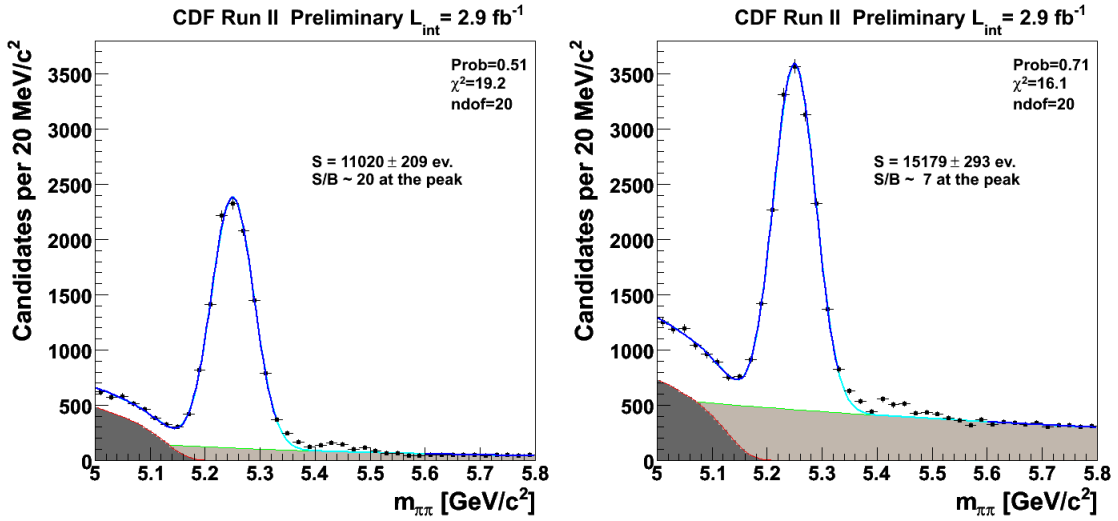


Figura 6.1: Distribuzione dell'isolamento (a) del segnale (punti neri) e del fondo combinatorio (triangoli rossi) ed efficienza dell'isolamento in funzione dei tagli in isolamento $I(B) > 0.5$ estratta dal campione $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ (b) utilizzando una *sideband subtraction*.

La fig. 6.2 (a) mostra la distribuzione della massa invariante, nell'assunzione di $m_{\pi\pi}$, con il set dei nuovi tagli ottimizzati di tabella 5.4 (isolamento > 0.5) mentre la fig. 6.2 (b) mostra la stessa distribuzione senza il taglio in isolamento. Il numero di eventi di segnale aumenta di più del 30%. Rimuovere il taglio in isolamento significa però includere nel campione che si analizza anche una gran quantità di fondo. È quindi importante studiare in maniera approfondita anche alcune distribuzioni di interesse del fondo, come riportato al capitolo 7.

I prossimi paragrafi contengono un'analisi accurata della quantità isolamento per comprenderne meglio le caratteristiche.


 (a) Distribuzione di $m_{\pi\pi}$ con isolamento > 0.5

 (b) Distribuzione di $m_{\pi\pi}$ con isolamento > 0

Figura 6.2: Confronto tra le distribuzioni ottenute dai tagli ottimizzati di tabella 5.4 per diversi tipi di taglio in isolamento.

6.2 Definizione

La variabile isolamento è già stata introdotta al capitolo 3. A causa dell'importanza che riveste questa quantità, riportiamo anche qui una sua definizione più dettagliata per evidenziare le sue caratteristiche e le quantità a cui è collegata.

A causa della frammentazione hard gli adroni H_b^0 tendono a conservare una frazione più grande del momento trasverso rispetto alle altre particelle prodotte nella frammentazione. Una variabile che sia un buon estimatore della frazione del momento può essere pertanto usata per discriminare il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ dal background nella selezione off-line. Si definisce pertanto “*isolamento*” come:

$$I_{|R=1}(H_b^0) = \frac{p_T(H_b^0)}{p_T(H_b^0) + \sum_{i \neq j: H_b^0 \rightarrow j} p_T(i)} \quad (6.2)$$

dove $\vec{p}_T(H_b^0)$ è il momento trasverso ($\vec{p}_T(H_b^0) \equiv (p_x, p_y)$) e la somma va su tutte le tracce di frammentazione diverse dal candidato H_b^0 che soddisfano condizioni standard di qualità di traccia e si trovano in una regione attorno alla direzione di volo del candidato H_b^0 . Questa regione viene parametrizzata come un cono nello spazio $\eta - \phi$, di raggio unitario $R = \sqrt{\phi^2 + \eta^2} = 1$, il cui apice coincide col vertice primario e l'asse è collineare con $\vec{p}(H_b^0)$ (vedi fig. 6.3).

Quando i prodotti di decadimento dell'adrone H_b^0 sono contenuti nel cono, $I(H_b^0)$ è

6 L'isolamento

semplicemente la frazione di momento trasverso dentro il cono trasportata da un adrone H_b^0 . I candidati con valore di isolamento vicino a 1.0 sono con più probabilità adroni contenenti quark di tipo b rispetto a candidati con basso isolamento, come si vede in fig. 6.1(a). Gli studi precedenti a questo lavoro di tesi hanno stimato la differenza tra l'isolamento dei mesoni B^0 e l'isolamento dei mesoni B_s^0 sotto il 3%; in questo lavoro di tesi si trascura questa possibile differenza e si assume che $I(B^0) = I(B_s^0)$.

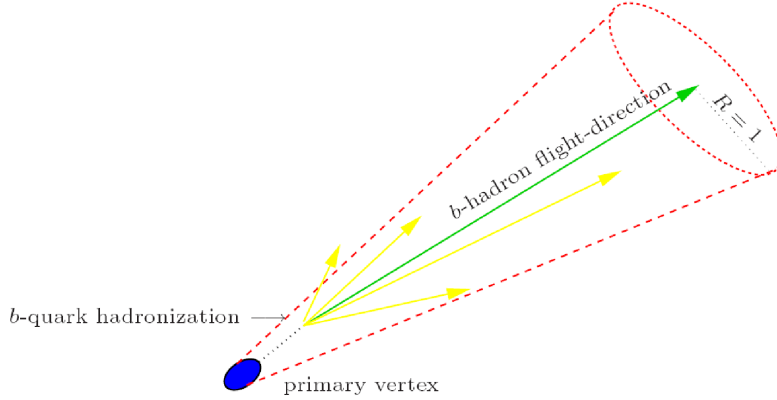


Figura 6.3: Cono dell'isolamento.

6.3 Studio della variabile isolamento e delle sue dipendenze

Come abbiamo spiegato alla sezione 6.1, il primo passo per inserire la *probability density function* dell'isolamento $\varphi(I)$ nella p.d.f. del $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ $\varphi(m_{\pi\pi}, \alpha, p_{\text{tot}}, \kappa_1, \kappa_2)$ consiste nel capire da quali variabili dipende. La p.d.f. del $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ che si utilizza in questo lavoro è particolarmente complessa: in essa sono presenti 5 variabili: $m_{\pi\pi}$, α , p_{tot} , κ_1 e κ_2 che sono anche correlate tra loro. Per sfruttare la p.d.f. dell'isolamento $\varphi(I)$ per il segnale e per il fondo bisogna capire se, e in che maniera, l'isolamento dipende da queste cinque variabili e utilizzare le regole della probabilità congiunta. Ai due estremi, l'isolamento potrebbe essere correlato a tutte le altre variabili, e allora dovremmo scrivere e parametrizzare una p.d.f. del tipo $\varphi(I|m_{\pi\pi}, \alpha, p_{\text{tot}}, \kappa_1, \kappa_2)$, oppure potrebbe essere completamente scorrelato, e scriveremmo semplicemente $\varphi(I)$. Data la sua definizione in sezione 6.2, in cui compare l'impulso trasverso di H_b^0 , è ragionevole sospettare che l'isolamento dipenda dall'impulso trasverso. Poiché le variabili cinematiche α e p_{tot} sono correlate all'impulso, ci aspettiamo che l'isolamento possa essere correlato anche a una di loro o a entrambe. Sarà dunque necessario studiare in che modo si propaga la dipendenza di I da $p_{\text{T}}(B)$ nelle due variabili α e p_{tot} . Nel seguito verranno studiate le

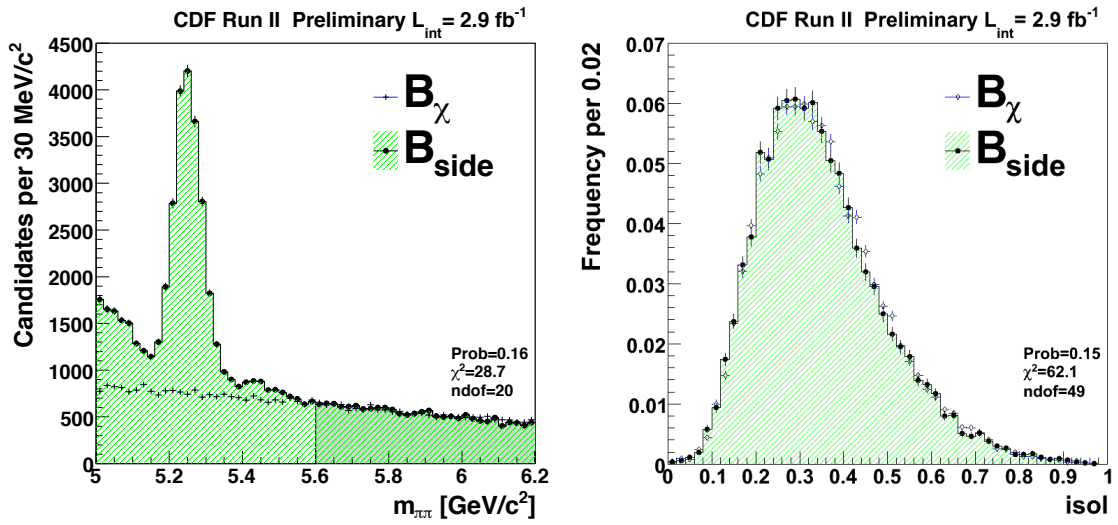
6 L'isolamento

correlazioni tra l'isolamento del segnale e del fondo e altre quantità rilevanti nell'analisi del campione.

Per estrarre la distribuzione dell'isolamento del segnale e studiare le dipendenze dalle altre variabili sarà necessario effettuare una *sideband subtraction* dato che il nostro Monte Carlo non riproduce la distribuzione dell'isolamento. La distribuzione dell'isolamento dipende infatti dal meccanismo di adronizzazione del quark b , che non è descritto dalla simulazione di CDF II che si occupa principalmente delle distribuzioni del segnale. In particolare, l'isolamento dipende dalla molteplicità e dai momenti delle particelle cariche che non appartengono alla catena del decadimento dell'adrone H_b^0 e sono prodotte nella frammentazione del quark b o in possibili eventi *piled-up*. Per effettuare la *sideband subtraction* (come già spiegato al capitolo 4) abbiamo bisogno di un campione del fondo che riproduca accuratamente le distribuzioni di interesse degli eventi di fondo nella regione sotto il picco del segnale. Come verrà descritto in dettaglio nel capitolo 7, scegliamo un campione ad alta statistica di fondo combinatorio per diminuire le fluttuazioni statistiche. In questa sezione osserviamo brevemente le caratteristiche di un campione di fondo che si ottiene con un taglio con $\chi_{3D}^2 > 60$, che chiameremo B_χ .

Osserviamo dai grafici le distribuzioni confrontate per il campione di fondo B_χ e B_{side} (B_{side} è già stato definito al cap. 3 e corrisponde agli eventi $5.6 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ GeV}/c^2$). Estendiamo il campione di dati nella finestra in massa invariante includendo anche gli eventi fino a $m_{\pi\pi} \leq 6.2 \text{ GeV}/c^2$ così da avere più statistica e potere confrontare meglio i diversi tipi di fondo. I grafici mostrano come il fondo a $\chi_{3D}^2 > 60$ riproduca in maniera eccellente il fondo combinatorio nella regione sotto il segnale $5.18 < m_{\pi\pi} < 5.32 \text{ GeV}/c^2$ e anche nella regione dove non c'è segnale $m_{\pi\pi} > 5.6 \text{ GeV}/c^2$ come ci conferma un semplice test del χ^2 binnato. Utilizziamo le distribuzioni di questo tipo di fondo sia per effettuare la *sideband subtraction*, e ottenere la distribuzione dell'isolamento del segnale, sia per studiare la distribuzione dell'isolamento del fondo. Di seguito sono studiate le correlazioni tra l'isolamento del segnale e altre quantità rilevanti dell'analisi del campione. In particolare abbiamo già discusso come il primo studio che vogliamo effettuare è quello sulla correlazione tra l'isolamento e $p_T(B)$.

6 L'isolamento



(a) $m_{\pi\pi}$. Il fondo B_χ è normalizzato opportunamente come spiegheremo in dettaglio al cap. 7. Il test del χ^2 è eseguito sulla parte evidenziata per $5.6 < m_{\pi\pi} < 6.2 \text{ GeV}/c^2$.

(b) Isolamento dei due fondi.

Figura 6.4: Confronto tra le distribuzioni per diversi tipi di fondo.

6.3.1 Dipendenza dell'isolamento da $p_T(B)$

Come si deduce dalla sua definizione eq. 6.2, l'isolamento è funzione dell'impulso trasverso dell'adrone. Vogliamo comprendere se e in che maniera le due quantità sono correlate.

Riportiamo i grafici 6.5 dell'isolamento del segnale, ottenuti tramite *sideband subtraction*, a vari intervalli di $p_T(B)$ di tabella 6.1; gli intervalli di $p_T(B)$ sono scelti in maniera tale da avere approssimativamente lo stesso numero di eventi per ogni intervallo. In questo modo cerchiamo di evitare possibili fluttuazioni statistiche che potrebbero cambiare la forma delle distribuzioni e farci pensare a qualche possibile dipendenza. Nella tabella 6.1 si rileva che il valore minimo della media è 0.38 per impulsi bassi mentre ad impulsi alti si arriva a 0.63. La dipendenza evidenziata non può quindi essere trascurata e verrà inclusa nella scrittura della p.d.f. dell'isolamento del segnale.

Vogliamo però controllare che la dipendenza tra l'isolamento e $p_T(B)$ non sia in realtà la conseguenza della dipendenza tra l'isolamento e $p(B)$. Ricordando che $p_T(B) = p(B) \sin \theta$, potrebbe essere che la dipendenza sia dovuta solamente a $p(B)$, oppure solamente a θ , o semplicemente a $p_T(B)$. Nei prossimi paragrafi si prende in considerazione questo problema.

Intervallo in $p_T(B)$ (GeV/c)	mean	rms
$3.2 < p_T(B) < 4.0$	0.38	0.18
$4.0 < p_T(B) < 4.5$	0.41	0.18
$4.5 < p_T(B) < 5.0$	0.43	0.19
$5.0 < p_T(B) < 5.5$	0.45	0.19
$5.5 < p_T(B) < 6.0$	0.47	0.19
$6.0 < p_T(B) < 7.0$	0.50	0.20
$7.0 < p_T(B) < 8.5$	0.54	0.20
$p_T(B) > 8.5$	0.63	0.19

Tabella 6.1: Slice in $p_T(B)$.

6 L'isolamento

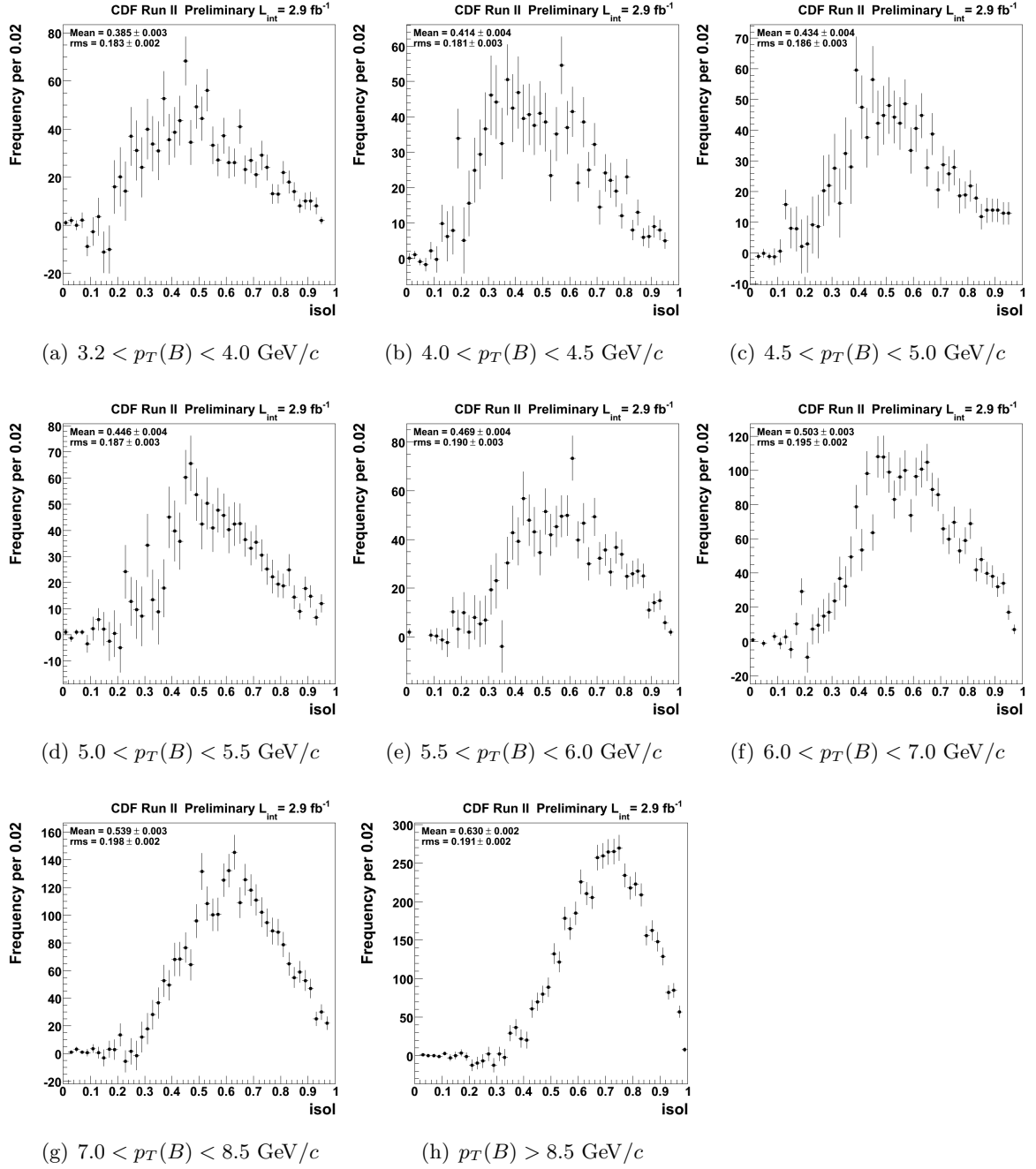


Figura 6.5: Distribuzioni dell'isolamento in vari intervalli di $p_T(B)$ del segnale.

6.3.2 Dipendenza dell'isolamento da $\theta(B)$

Nel paragrafo precedente abbiamo studiato le relazioni tra l'isolamento e $p_T(B)$. Studiamo ora la possibile correlazione tra I e θ . Selezioniamo una regione in $|\eta| < 1.0$ dove possiamo utilizzare la variabile $\eta \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$, già definita in precedenza, al posto di θ .

Consideriamo allora le distribuzioni dell'isolamento del segnale, ottenuto tramite *sideband subtraction*, in diversi intervalli di $\eta(B)$ e osserviamo se I varia. Gli intervalli di $\eta(B)$ sono scelti in maniera tale da avere approssimativamente lo stesso numero di eventi per ogni intervallo. In questo modo cerchiamo di limitare le possibili fluttuazioni statistiche che potrebbero cambiare la forma delle distribuzioni e farci pensare a qualche possibile dipendenza. In figura 6.6 riportiamo solamente alcuni grafici per non appesantire la trattazione, ma l'analisi è stata fatta su tutto l'intervallo $-1 < \eta < 1$. Gli intervalli utilizzati sono riportati in tabella 6.2:

Intervallo in η	mean	rms
$-1.0 < \eta < -0.8$	0.50	0.21
$-0.8 < \eta < -0.6$	0.51	0.22
$-0.6 < \eta < -0.4$	0.49	0.21
$-0.4 < \eta < -0.2$	0.49	0.20
$-0.2 < \eta < 0.0$	0.49	0.20
$0.0 < \eta < 0.2$	0.48	0.20
$0.2 < \eta < 0.4$	0.50	0.20
$0.4 < \eta < 0.6$	0.49	0.21
$0.6 < \eta < 0.8$	0.49	0.22
$0.8 < \eta < 1.0$	0.48	0.21

Tabella 6.2: Slice in η .

La forma e le medie delle distribuzioni non variano in maniera rilevante da un intervallo ad un altro e possiamo concludere che la dipendenza è trascurabile. Nella parametrizzazione dell'isolamento possiamo dunque trascurare la variabile $\eta(B)$.

6 L'isolamento

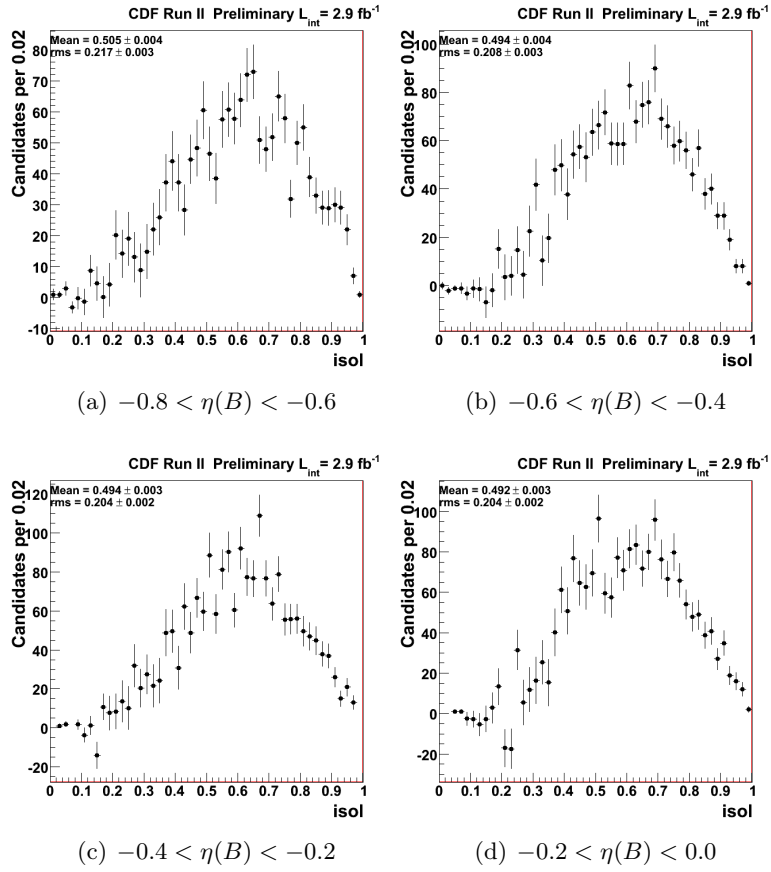


Figura 6.6: Confronto tra le distribuzioni dell'isolamento in vari intervalli di $\eta(B)$ del segnale.

6.3.3 Dipendenza dell'isolamento da $p(B)$

Vogliamo ora considerare la possibile dipendenza dell'isolamento da $p(B)$. Non è però possibile seguire la stessa procedura utilizzata nelle altre sezioni, dove abbiamo osservato come varia la distribuzione dell'isolamento in intervalli di $p_T(B)$ e $\eta(B)$. Infatti, poiché vale

$$p_T(B) = p(B) \cdot \sin \theta \Rightarrow p(B) = \frac{p_T(B)}{\sin \theta}, \quad (6.3)$$

la dipendenza che si potrebbe osservare tra I e $p(B)$ potrebbe essere dovuta alla dipendenza di $p(B)$ da $p_T(B)$. In questa situazione, le distribuzioni dell'isolamento cambierebbero, da intervallo di $p(B)$ a intervallo di $p(B)$, a causa della dipendenza dell'impulso dall'impulso trasverso e non a causa di una vera dipendenza dell'isolamento da $p(B)$.

Possiamo però controllare se $p_T(B)$ dipende da $\sin \theta$ (o equivalentemente da $\eta(B)$). Se $p_T(B)$ non dipende da $\eta(B)$, ricordando la relazione 6.3, significa che l'isolamento dipende dall'impulso solo a causa della dipendenza residua dell'isolamento dall'impulso trasverso.

In figura 6.7 mostriamo le distribuzioni simulate, sovrapposte e normalizzate, di $p_T(B)$ del segnale in vari intervalli di $\eta(B)$. Poiché le distribuzioni di $p_T(B)$ al variare di $\eta(B)$ variano leggermente, possiamo concludere che l'impulso trasverso dell'adrone dipende molto debolmente da $\eta(B)$. Questo risultato indica che la dipendenza dell'isolamento da $p(B)$ è trascurabile e possiamo tralasciarla quando eseguiamo la parametrizzazione dell'isolamento. Possiamo quindi concludere che l'unica dipendenza, per quanto riguarda le variabili di tipo momento, di cui bisogna tener conto nella parametrizzazione dell'isolamento è dal momento trasverso dell'adrone H_b^0 . Nelle variabili della Likelihood, come descritto nella sezione 4.4, il momento dell'adrone entra direttamente attraverso le variabili di momento α e p_{tot} che riguardano i momenti delle particelle dello stato finale. Mentre si vede chiaramente dalla definizione che il $p_{\text{tot}} = p_1 + p_2$ è direttamente correlato al $p_T(B)$, non è del tutto ovvio capire come l'isolamento dipende dalla variabile α . Questo problema verrà studiato nella sezione 6.3.6.

6.3.4 Dipendenza dell'isolamento da $\kappa_{1(2)}$ e $m_{\pi\pi}$

Al momento di questo lavoro di tesi non erano disponibili le informazioni riguardo la PID per il campione a 2.9 fb^{-1} e quindi non è stato possibile studiare direttamente le eventuali correlazioni tra I e $\kappa_{1(2)}$. Ci si aspetta, però, che l'unica dipendenza dell'isolamento da queste due variabili sia dovuta alla dipendenza residua di queste dall'impulso e quindi già tenuta in considerazione (vedi 6.3.1).

Per quanto riguarda la dipendenza dell'isolamento da $m_{\pi\pi}$, osserviamo che per il segnale non ci si aspetta nessuna dipendenza, perché le variazioni di massa osservata dipendono

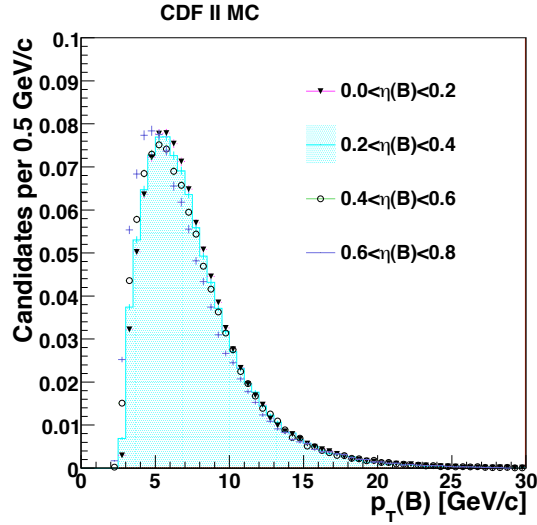


Figura 6.7: Distribuzione di $p_T(B)$ del segnale simulato dal Monte Carlo in vari intervalli di $\eta(B)$.

soltanto dal decadimento e dalla rivelazione, quindi avvengono dopo che l'adronizzazione è avvenuta, e non possono avere per principio nessun effetto sull'isolamento.

Ci potrebbe essere invece una debole dipendenza del fondo dall'isolamento, ma le precedenti analisi hanno stabilito che è possibile trascurare questo effetto.

6.3.5 Dipendenza dell'isolamento dalla luminosità

In esperimenti che analizzano collisioni adroniche, con le configurazioni sperimentali di fascio, trigger e rivelatore che cambiano continuamente, è importante monitorare con cura anche come variano le distribuzioni delle quantità di interesse al variare del tempo. L'intero campione di dati ottenuto dalla selezione descritta in tabella 3.2 è suddiviso in diversi sottocampioni indipendenti corrispondenti ad altrettanti periodi di presa dati:

Per ognuno di questi sottocampioni consideriamo l'isolamento di tutto l'intervallo in massa invariante $5.0 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ MeV}/c^2$ e osserviamo se la sua distribuzione è in correlazione con il periodo di presa dati. Il campione $n = 6$ viene preso come riferimento in quanto corrisponde al periodo centrale ed è riportato in tutti i plot.

Concludiamo che è possibile trascurare la dipendenza dal periodo di presa dati in quanto i valori di tabella 6.3 non variano considerevolmente e dai grafici 6.8 è evidente come la forma della distribuzione dell'isolamento del segnale non cambia al variare del tempo.

6 L'isolamento

Periodo	Run	mean	rms
1	138809-179056	0.47	0.21
2	179056-195000	0.47	0.20
3	195000-200004	0.47	0.21
4	200004-207000	0.46	0.21
5	207000-220067	0.46	0.21
6	220067-228000	0.45	0.20
7	228000-236000	0.46	0.21
8	236000-243500	0.46	0.20
9	243500-256000	0.46	0.20
10	256000-261005	0.45	0.20

Tabella 6.3: Differenti run.

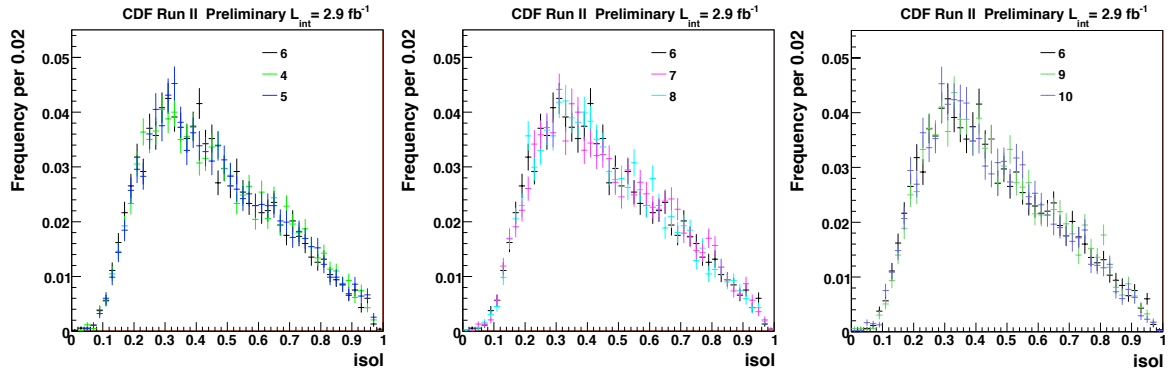


Figura 6.8: Distribuzioni dell'isolamento in differenti periodi di presa dati.

6.3.6 Dipendenza dell'isolamento da α e p_{tot}

Nei paragrafi precedenti abbiamo considerato le relazioni tra I e l'impulso dell'adrone H_b^0 e abbiamo concluso che la correlazione tra l'isolamento e $p_T(B)$ non può essere trascurata. Poiché nella funzione di Likelihood (vedi sezione 4.4) sono presenti le variabili α e p_{tot} , è necessario studiare se e come la correlazione tra l' I e $p_T(B)$ si propaga nelle variabili α e p_{tot} , funzioni dei due impulsi delle particelle dello stato finale, e, quindi, anche loro correlate a $p_T(B)$.

La fig. 6.9 mostra nella regione $5.18 < m_{\pi\pi} < 5.32 \text{ GeV}/c^2$ la distribuzione di α

6 L'isolamento

definita come:

$$\alpha = \left(1 - \frac{p_1}{p_2}\right) \cdot q_1 \quad (6.4)$$

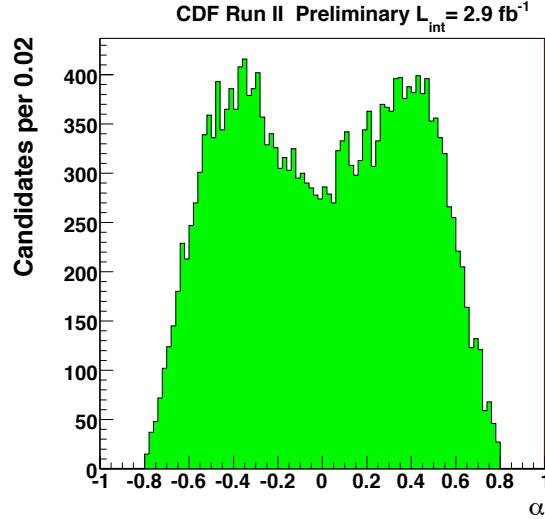


Figura 6.9: Distribuzione di α nella regione $5.18 < m_{\pi\pi} < 5.32 \text{ GeV}/c^2$.

In realtà, α and p_{tot} sono correlate a causa dei tagli di trigger, come abbiamo già accennato in sezione 4.4 e come si osserva in figura 6.10. Infatti i tagli di trigger sulle tracce $\sum p_T > 5.5 \text{ GeV}/c$ e $p_{1(2)} > 2 \text{ GeV}/c$ si traducono, con un rapido cambio di variabili, in

$$p_1 = p_{\text{tot}} \left(\frac{1 - |\alpha|}{2 - |\alpha|} \right) > 2 \text{ GeV}/c \quad \text{e} \quad p_{\text{tot}} > 5.5 \text{ GeV}/c. \quad (6.5)$$

La relazione 6.5 costringe la distribuzione di α a variare in funzione di p_{tot} .

Se vogliamo capire se la dipendenza di I da $p_T(B)$ si propaga nella variabile α e poi studiare la correlazione tra l'isolamento e α dobbiamo minimizzare la correlazione tra α e p_{tot} ; costruiamo dunque una nuova variabile chiamata α' , funzione di α e p_{tot} , tale che:

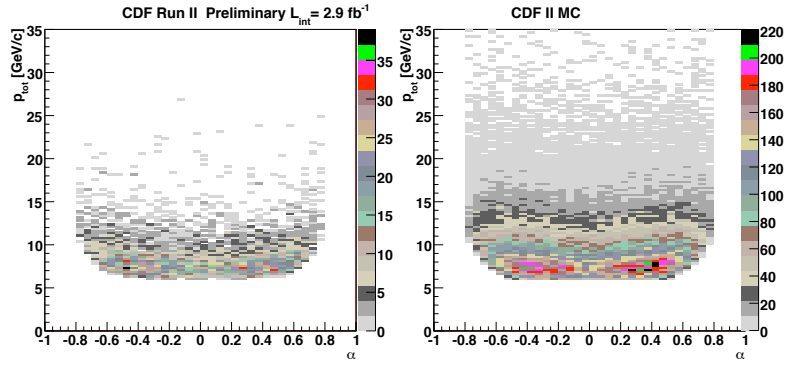
$$\alpha' = \alpha \cdot \frac{p_{\text{tot}} - 2}{p_{\text{tot}} - 4}. \quad (6.6)$$

Si osserva come la dipendenza tra α e p_{tot} , dovuta ai tagli di trigger, sparisce del tutto nelle variabili α' e p_{tot} nel grafico 6.11.

Passiamo ora ad analizzare la dipendenza dell' I da α' . Ci si aspetta che la distribuzione di α' del segnale abbia una forma quasi simmetrica, a causa del fatto che le particelle negli stati finali non hanno masse uguali (K e π).

Osservando questa caratteristica, invece di dividere in intervalli tutta la sua distribuzione da -1 a 1, consideriamo il suo modulo e dividiamo la distribuzione in quattro

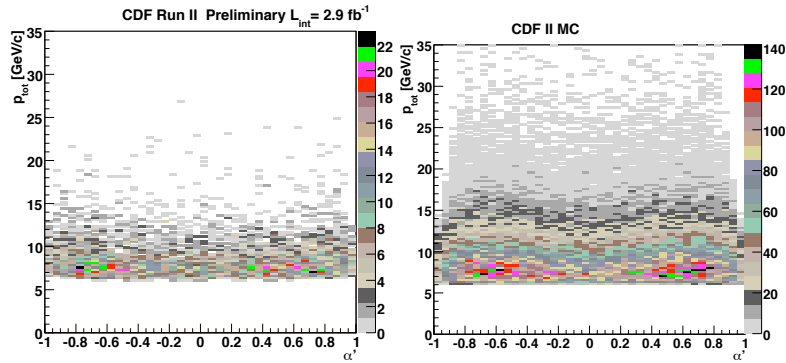
6 L'isolamento



(a) Distribuzione di α vs p_{tot} del fondo combinatorio.

(b) Distribuzione di α vs p_{tot} del segnale.

Figura 6.10: α vs p_{tot} per fondo ($5.6 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ GeV}/c^2$) e segnale (da MC).



(a) Distribuzione di α' vs p_{tot} del fondo combinatorio.

(b) Distribuzione di α' vs p_{tot} del segnale.

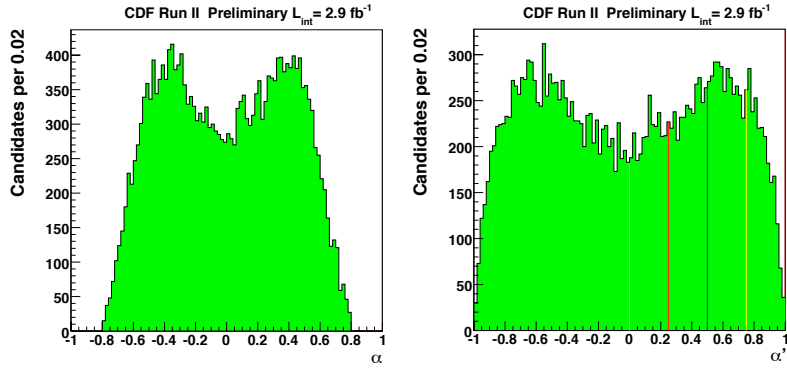
Figura 6.11: α' vs p_{tot} per fondo ($5.6 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ GeV}/c^2$) e segnale (da MC).

intervalli dello stesso numero di eventi (vedi fig. 6.12(b)), per minimizzare possibili fluttuazione statistiche. Infine ai grafici 6.13 mostriamo le quattro distribuzioni dell'i-

Slice in α'	mean	rms
$0.00 < \alpha' < 0.25$	0.60	0.18
$0.25 < \alpha' < 0.50$	0.61	0.18
$0.50 < \alpha' < 0.75$	0.60	0.18
$0.75 < \alpha' < 1.00$	0.62	0.18

Tabella 6.4: Differenti intervalli in α' .

6 L'isolamento

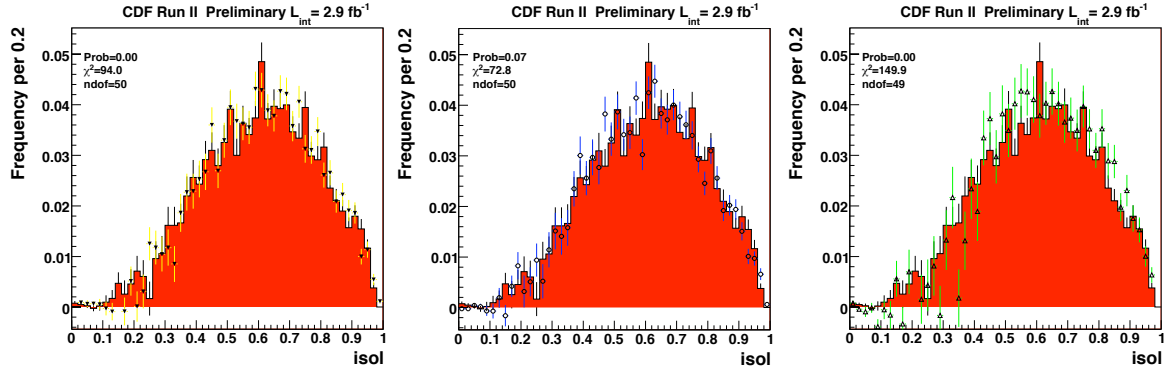


(a) Distribuzione di α .

(b) Distribuzione di α' .

Le linee determinano i differenti intervalli considerati.

Figura 6.12: α e α' nella regione $5.18 < m_{\pi\pi} < 5.32 \text{ GeV}/c^2$.



(a) $0 < \alpha' < 0.25$ (pieno)

sovrapposto a

$0.25 < \alpha' < 0.5$ (triangoli).

(b) $0 < \alpha' < 0.25$ (pieno)

sovrapposto a

$0.5 < \alpha' < 0.75$ (pallini).

(c) $0 < \alpha' < 0.25$ (pieno)

sovrapposto a

$0.75 < \alpha' < 1$ (triangoli).

Figura 6.13: Distribuzioni dell'isolamento del segnale ottenute tramite *sideband subtraction* in differenti intervalli in α' .

solamento del segnale (ottenute tramite la *sideband subtraction*) sovrapposte per studiare la correlazione tra I e α' .

Concludiamo infine che I non dipende da α' , in quanto dai grafici è evidente come la forma della distribuzione dell'isolamento del segnale non cambia al variare di α' e vale lo stesso anche per le medie riportate in tabella 6.4. Nella parametrizzazione dell'isolamento potremo quindi trascurare la correlazione tra I e α' . Questo significa che tutta la dipendenza tra I e la variabile α è da addebitare alla dipendenza residua dell' I da p_{tot} ,

e quindi dal $p_T(B)$. Nella parametrizzazione dovremo quindi includere accuratamente la correlazione tra l'isolamento e p_{tot} .

Siamo infine in grado di scrivere la struttura della p.d.f. dell'isolamento.

6.4 Struttura della $\wp(I)$

Nella sezione 4.4 abbiamo descritto come nella Likelihood siano presenti 5 variabili: $m_{\pi\pi}$, α , p_{tot} , κ_1 e κ_2 . Ci siamo occupati, nel corso di questo capitolo, di studiare e comprendere a fondo tutte le possibili dipendenze tra l'isolamento, queste variabili e anche le quantità rilevanti dell'analisi. Ci siamo accorti che è possibile trascurare le dipendenze dell'isolamento da $m_{\pi\pi}$ e dell'isolamento da $\kappa_{1(2)}$. Dunque la p.d.f. $\wp(I, m_{\pi\pi}, \alpha, p_{\text{tot}}, \kappa_1, \kappa_2)$ si riduce in prima battuta a $\wp(I, \alpha, p_{\text{tot}})$. Nella funzione di Likelihood è però già presente la probabilità congiunta $\wp(\alpha, p_{\text{tot}})$, quindi per inserire le informazioni dell'isolamento dobbiamo trovare il modo di fattorizzare la $\wp(I, \alpha, p_{\text{tot}})$ e scriverla nella forma $\wp(I|\alpha, p_{\text{tot}}) \cdot \wp(\alpha, p_{\text{tot}})$. Però nelle sezioni precedenti abbiamo studiato la dipendenza dell'isolamento da α' , una variabile che è stata introdotta per eliminare la dipendenza di α da p_{tot} e comprendere la correlazione tra I e α . Quindi sappiamo scrivere:

$$\wp(I, \alpha', p_{\text{tot}}) = \wp(I|\alpha', p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha', p_{\text{tot}}) \quad (6.7)$$

Abbiamo osservato come l' I non dipende da α' e quindi l'eq. 6.7 diventa

$$\wp(I, \alpha', p_{\text{tot}}) = \wp(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha', p_{\text{tot}}) \quad (6.8)$$

inoltre α' , per costruzione, non dipende da p_{tot} :

$$\wp(I, \alpha', p_{\text{tot}}) = \wp(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha') \times \wp(p_{\text{tot}}) \quad (6.9)$$

Si esegue quindi il cambio di variabili per passare da α' ad α ricordando che $d\alpha' = d\alpha \times \frac{p_{\text{tot}}-2}{p_{\text{tot}}-4}$; per cui:

$$\wp(\alpha) = \wp(\alpha'(\alpha)) \times d(\alpha')/d(\alpha) = \wp(\alpha'(\alpha)) \times \frac{(p_{\text{tot}} - 2)}{(p_{\text{tot}} - 4)} \quad (6.10)$$

Infine possiamo scrivere:

$$\wp(I, \alpha', p_{\text{tot}}) = \wp(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha') \times \wp(p_{\text{tot}}) \quad (6.11)$$

Con il cambio di variabili $\alpha' \rightarrow \alpha$ la 6.11 diventa:

$$\wp(I, \alpha', p_{\text{tot}}) = \wp(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha'(\alpha)) \times \frac{(p_{\text{tot}} - 2)}{(p_{\text{tot}} - 4)} \times \wp(p_{\text{tot}}) \quad (6.12)$$

6 L'isolamento

Poiché il prodotto $\wp(\alpha'(\alpha)) \times \frac{(p_{\text{tot}}-2)}{(p_{\text{tot}}-4)} \times \wp(p_{\text{tot}}) = \wp(\alpha|p_{\text{tot}}) \times \wp(p_{\text{tot}})$ è già presente nella funzione di Likelihood, possiamo tralasciare queste distribuzioni in quanto già parametrizzate dalla precedente analisi. Ci si riduce quindi a:

$$\wp(I, m_{\pi\pi}, \alpha, p_{\text{tot}}, \kappa_1, \kappa_2) = \wp(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(\alpha, p_{\text{tot}}). \quad (6.13)$$

Da qui in avanti si descriverà in breve come il candidato ha parametrizzato l'isolamento in funzione di p_{tot} e poi scritto in forma analitica $\wp(I|p_{\text{tot}})$. Una volta scritta, questa forma analitica verrà inserita nella funzione di Likelihood utilizzata per fare il fit.

6.5 Parametrizzazione dell'isolamento

Per prima cosa eseguo la parametrizzazione dell'isolamento del segnale in funzione di p_{tot} , infine si parametrizza anche l'isolamento del fondo in funzione di p_{tot} .

Il lavoro è stato svolto in due passi:

1. Per prima cosa ho usato il campione di 1 fb^{-1} e la selezione di tagli *old*. Ottenute le parametrizzazioni di isolamento del segnale e del fondo, ho potuto rifare l'ottimizzazione inserendo nella funzione di Likelihood anche la $\wp(I)$, come verrà descritto in dettaglio alla sezione 6.6. Dopo questa prima parte del lavoro ho ottenuto un nuovo set di tagli ottimizzato (vedi tab. 6.8).
2. Infine ho utilizzato il campione di 2.9 fb^{-1} e la selezione di tagli che ho ottimizzato io (utilizzando la prima parte del lavoro, vedi tab. 6.8) per trovare le parametrizzazioni dell'isolamento del segnale e del fondo su tutto il campione totale.

Per non appesantire la trattazione riportiamo di seguito solo i grafici che si riferiscono al campione con 2.9 fb^{-1} , le cui parametrizzazioni verranno poi utilizzate nel fit finale.

Consideriamo la distribuzione del p_{tot} e la dividiamo in intervalli in maniera tale da ottenere dei sottocampioni con una quantità di eventi simile. La scelta degli intervalli è importante anche perché va considerato l'andamento della distribuzione di p_{tot} . Come si osserva in figura 6.14, a causa dei tagli di trigger ($\sum p_T > 5.5$) la distribuzione di p_{tot} presenta una regione iniziale con una pendenza positiva molto marcata fino a $7.5 \text{ GeV}/c$ per poi discendere in maniera quasi esponenziale fino a circa $30 \text{ GeV}/c$. Gli eventi prima e dopo il picco (intorno a $8 \text{ GeV}/c$) hanno un trend diverso e quindi, se si scegliesse di fare un intervallo ad alta statistica con $p_{\text{tot}} < 10$, si avrebbe un campione di eventi con differenti caratteristiche, alcuni caratterizzati dalla salita in p_{tot} e alcuni dalla discesa. Si sceglie quindi di utilizzare un solo intervallo che comprenda tutta la regione di salita del p_{tot} e di selezionare gli altri intervalli in modo da avere una statistica simile alla prima. In base a questa scelta si utilizzano cinque intervalli descritti in figura 6.14.

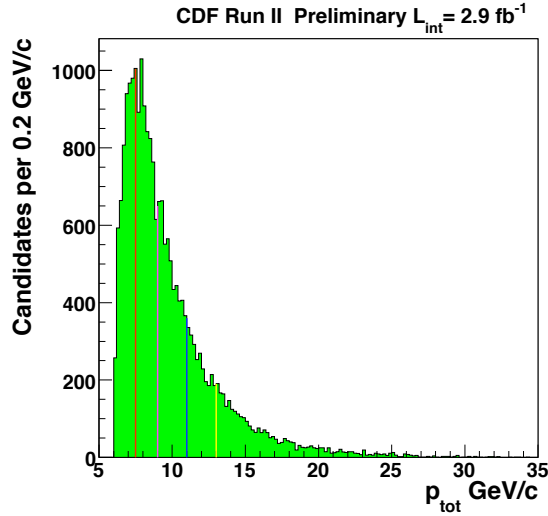


Figura 6.14: Grafico p_{tot} diviso nei cinque intervalli di interesse.

Successivamente consideriamo le distribuzioni in massa invariante degli eventi di questi intervalli e fittiamo il segnale e i due diversi tipi di fondo come nel capitolo 5 (gaussiana + esponenziale + funzione di Argus). Come spiegato nella sezione 3.5.1, per ottenere le distribuzioni del segnale dell'isolamento eseguiamo la *sideband subtraction* mentre le distribuzioni del fondo sono ottenute dal campione con $\chi^2_{3D} > 60$ ripesato in $\Delta\phi$ (vedere capitolo 7). In figura 6.15 riportiamo le distribuzioni dell'isolamento del segnale degli eventi $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$. Come è stato descritto in sezione 6.2, le differenze tra $I(B^0)$ e $I(B_s^0)$ sono trascurabili. In questo lavoro di tesi si trascurano, in prima approssimazione, anche le differenze tra $I(B_{(s)}^0)$ e $I(\Lambda_b^0)$. Un'analisi più accurata dovrà anche considerare queste differenze, ma non ci si aspetta un loro impatto considerevole sui risultati dell'analisi in quanto gli eventi di segnale Λ_b^0 sono una piccola frazione (circa il 5%, vedi tab. 5.1) rispetto a tutto il segnale $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ e piuttosto ben separati già nella variabile $m_{\pi\pi}$. Per effettuare il fit del χ^2 binnato abbiamo scelto in maniera empirica una funzione data dalla somma di tre gaussiane e abbiamo ottenuto (tabella 6.5) i valori dei parametri delle gaussiane, cioè le loro frazioni, le loro medie e le sigma, al variare degli intervalli in p_{tot} .

Per parametrizzare l'andamento di questi valori al variare di p_{tot} abbiamo utilizzato diversi modelli analitici; abbiamo provato a utilizzare funzioni polinomiali di grado diverso e anche prodotti di polinomi per funzioni Erf. Queste parametrizzazioni non si sono dimostrate accurate. Abbiamo alla fine preferito scegliere di parametrizzare l'andamento dei valori con delle linee spezzate, così da minimizzare l'errore che si commetterebbe con un modello analitico troppo approssimato.

Infine riportiamo in fig. 6.16 i grafici dei parametri ottenuti dai fit con le gaussiane,

6 L'isolamento

cioè le loro frazioni, le loro medie e le sigma, e le linee spezzate che abbiamo utilizzato per la loro parametrizzazione.

Dopo aver ottenuto i valori per f_i , μ_i e σ_i possiamo scrivere la p.d.f che parametrizza I del segnale dato p_{tot} :

$$\wp^{\text{sig}}(I|p_{\text{tot}}) = (f_1 \cdot \mathcal{G}_1(\text{isol}; \mu_1(p_{\text{tot}}), \sigma_1(p_{\text{tot}})) + f_2 \cdot \mathcal{G}_2(\text{isol}; \mu_2(p_{\text{tot}}), \sigma_2(p_{\text{tot}})) + (1.0 - f_1 - f_2) \cdot \mathcal{G}_3(\text{isol}; \mu_3(p_{\text{tot}}), \sigma_3(p_{\text{tot}}))) \quad (6.14)$$

dove μ_i e σ_i della gaussiana \mathcal{G}_i dipendono da p_{tot} , f_i è la frazione relativa della gaussiana i -esima rispetto al totale e dipende anche lei da p_{tot} .

Parametri	$p_{\text{tot}} < 7.5$	$7.5 < p_{\text{tot}} < 9$	$9 < p_{\text{tot}} < 11$	$11 < p_{\text{tot}} < 13$	$p_{\text{tot}} > 13$
f_1	0.13	0.11	0.12	0.56	0.61
μ_1	0.31	0.37	0.42	0.59	0.65
σ_1	0.06	0.07	0.12	0.12	0.13
f_2	0.31	0.12	0.08	0.27	0.09
μ_2	0.69	0.84	0.87	0.85	0.91
σ_2	0.17	0.07	0.08	0.09	0.04
f_3	0.53	0.77	0.80	0.17	0.30
μ_3	0.47	0.59	0.64	0.71	0.78
σ_3	0.11	0.15	0.15	0.06	0.07

Tabella 6.5: Valori delle frazioni f_i , delle medie μ_i e delle σ_i delle tre gaussiane con cui parametrizziamo la distribuzione dell'isolamento del segnale al variare degli intervalli in p_{tot} [GeV/c].

6 L'isolamento

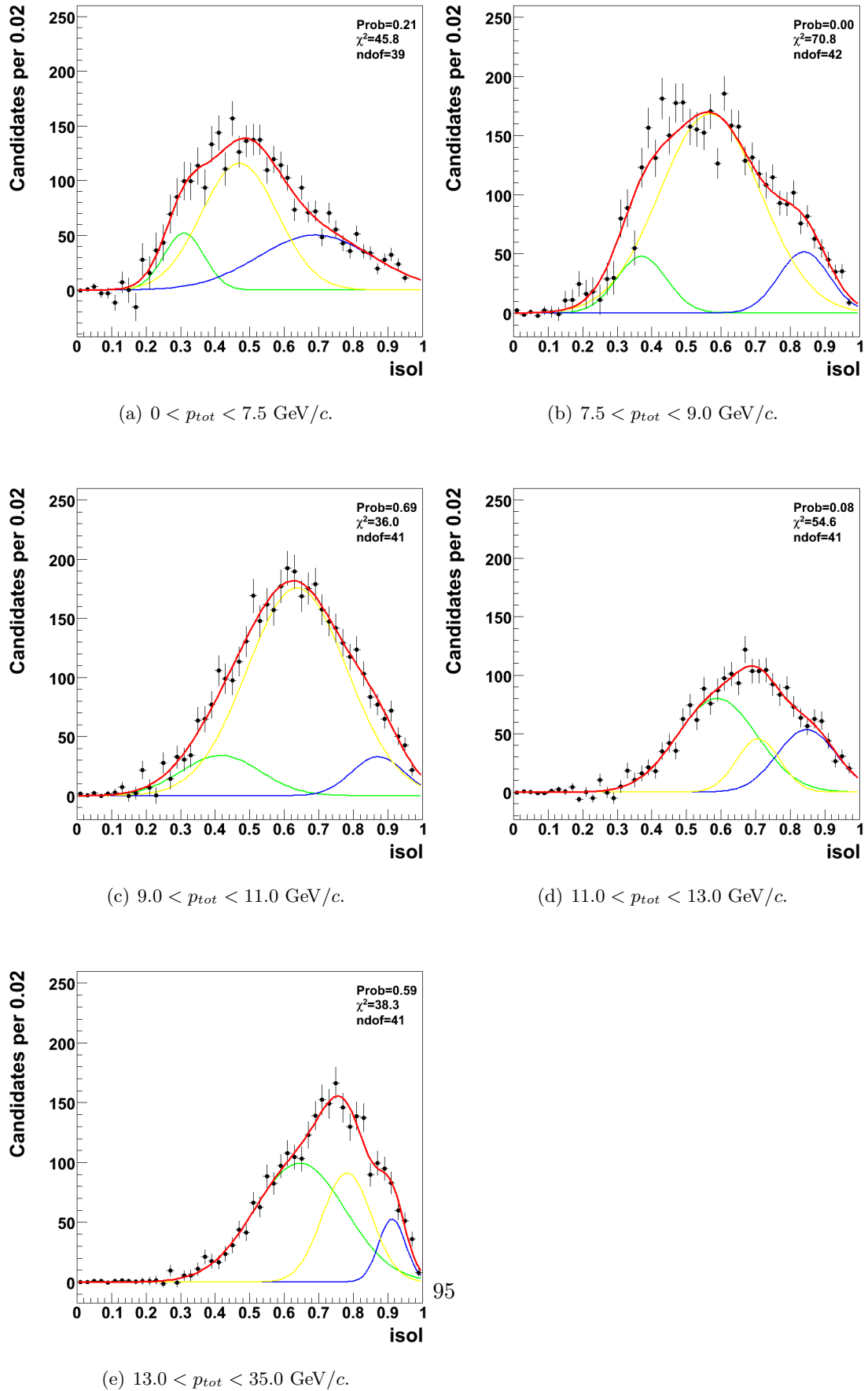


Figura 6.15: Fit delle distribuzioni dell' I del segnale in funzione degli intervalli in p_{tot} .

6 L'isolamento

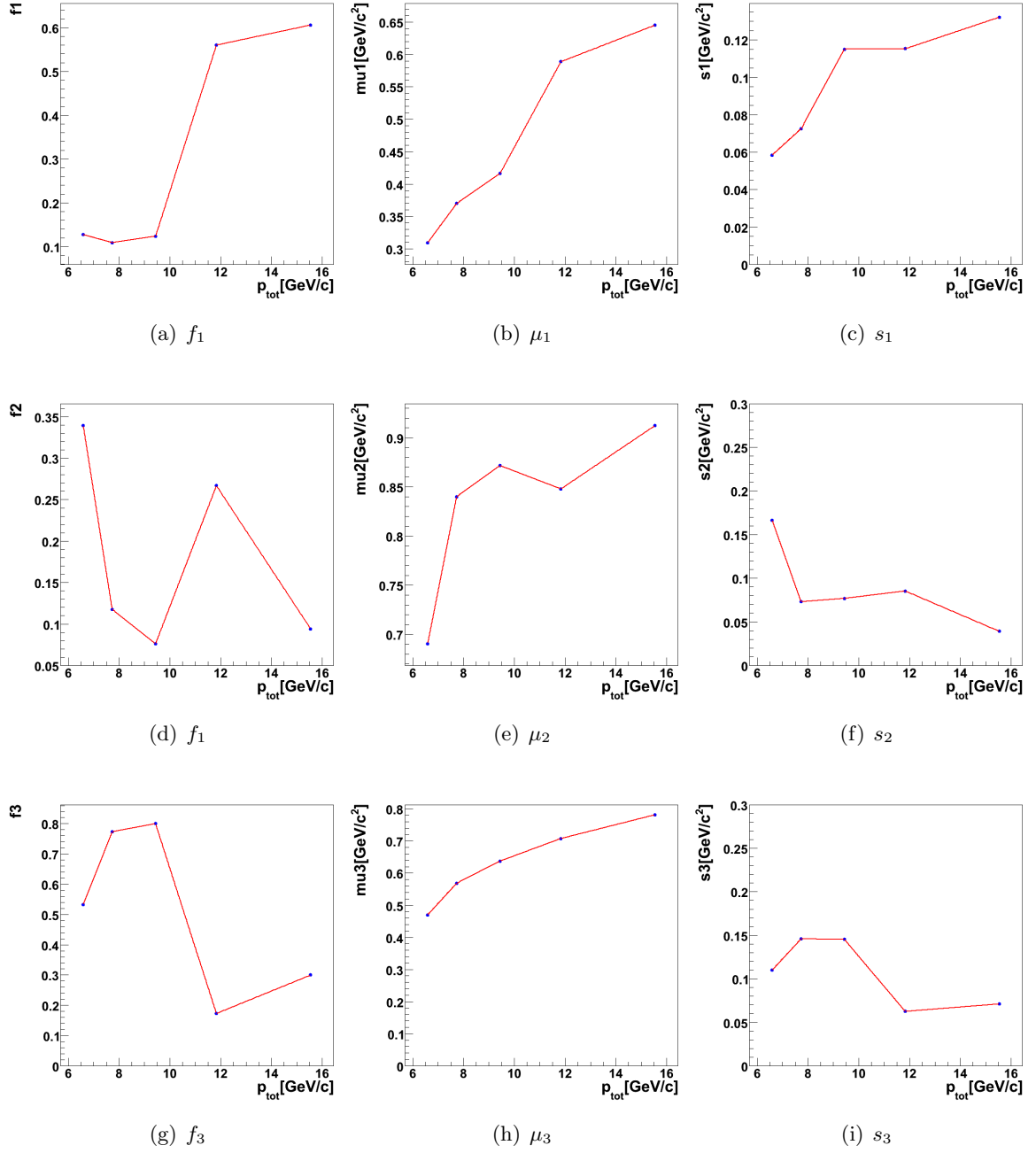


Figura 6.16: Parametrizzazioni per l'isolamento del segnale, dove f_i, μ_i e s_i si riferiscono, rispettivamente, alla frazione, alla media e alla sigma della i -esima gaussiana.

6 L'isolamento

Si ripete la stessa procedura per trovare la parametrizzazione dell'isolamento del fondo combinatorio. La parametrizzazione dell'isolamento degli eventi del fondo "fisico", cioè i parzialmente ricostruiti descritti al cap. 3, viene effettuata come per il fondo combinatorio. Non ci si aspetta da questa approssimazione un grosso impatto nell'analisi generale in quanto gli eventi di fondo "fisico" su tutto l'intervallo in massa invariante $5 < m_{\pi\pi} < 5.8 \text{ GeV}/c^2$ sono una piccola frazione rispetto al fondo combinatorio.

Parametri	$p_{\text{tot}} < 7.5$	$7.5 < p_{\text{tot}} < 9$	$9 < p_{\text{tot}} < 11$	$p_{\text{tot}} > 13$
f_1	0.24	0.16	0.19	0.17
μ_1	0.18	0.22	0.23	0.24
σ_1	0.05	0.06	0.06	0.06
f_2	0.50	0.55	0.44	0.48
μ_2	0.29	0.32	0.35	0.36
σ_2	0.08	0.10	0.09	0.09
f_3	0.26	0.29	0.37	0.35
μ_3	0.43	0.48	0.47	0.47
σ_3	0.16	0.15	0.15	0.15

Tabella 6.6: Valori delle frazioni f_i , delle medie μ_i e delle σ_i delle tre gaussiane con cui parametrizziamo la distribuzione dell'isolamento del fondo al variare degli intervalli in p_{tot} [GeV/c].

Dopo aver ottenuti i valori per f_i , μ_i e s_i possiamo scrivere la p.d.f che parametrizza I del fondo dato p_{tot} :

$$\wp^{\text{bck}}(I|p_{\text{tot}}) = (\begin{aligned} & f_1 \cdot \mathcal{G}_1(\text{isol}; \mu_1(p_{\text{tot}}), \sigma_1(p_{\text{tot}})) + \\ & f_2 \cdot \mathcal{G}_2(\text{isol}; \mu_2(p_{\text{tot}}), \sigma_2(p_{\text{tot}})) + \\ & (1.0 - f_1 - f_2) \cdot \mathcal{G}_3(\text{isol}; \mu_3(p_{\text{tot}}), \sigma_3(p_{\text{tot}})) \end{aligned}) \quad (6.15)$$

dove μ_i e σ_i della gaussiana \mathcal{G}_i dipendono da p_{tot} , f_i è la frazione relativa della gaussiana i -esima rispetto al totale e dipende anche lei da p_{tot} .

6 L'isolamento

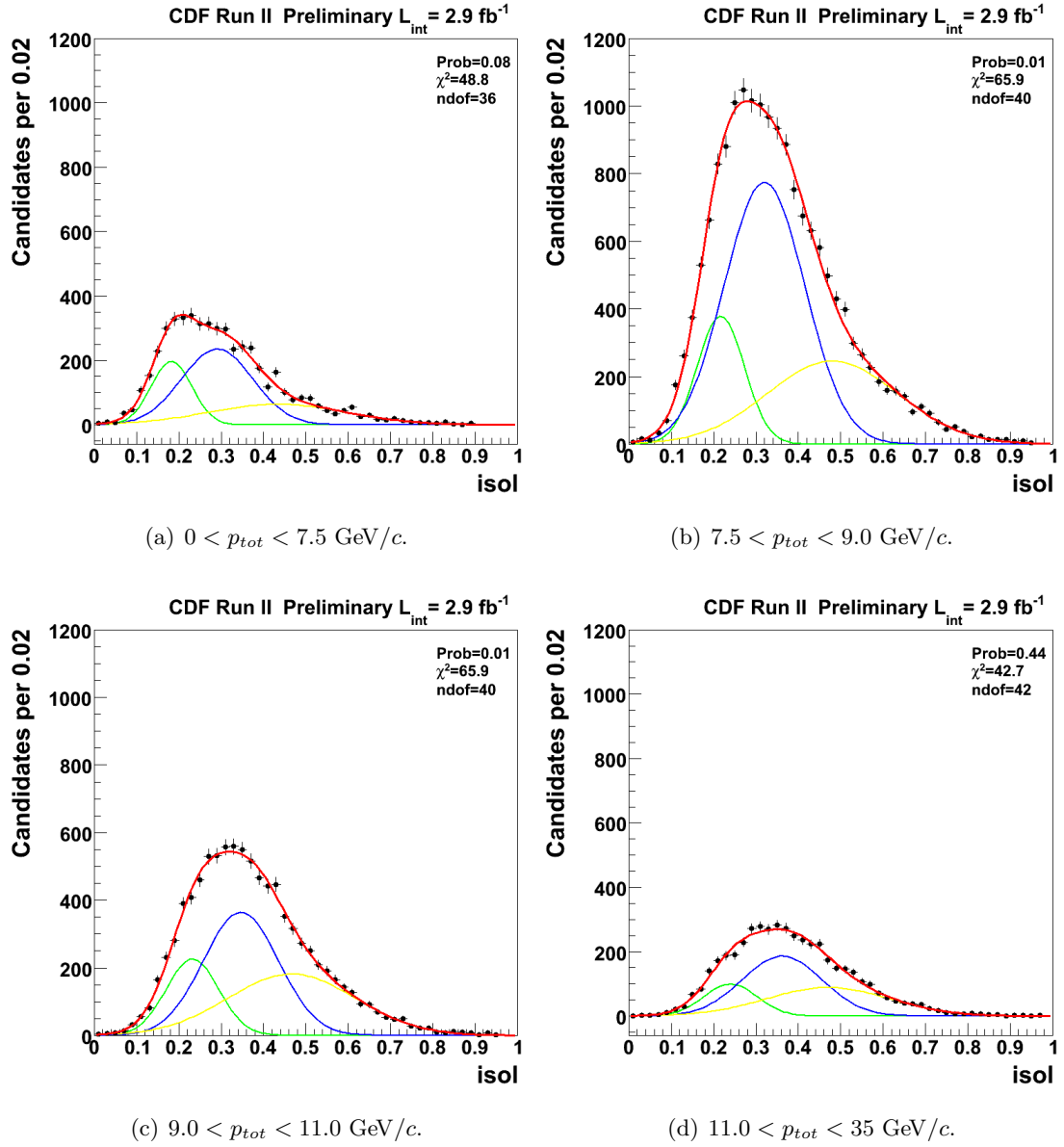


Figura 6.17: Fit della p.d.f dell'isolamento del fondo in funzione degli intervalli in p_{tot} .

6 L'isolamento

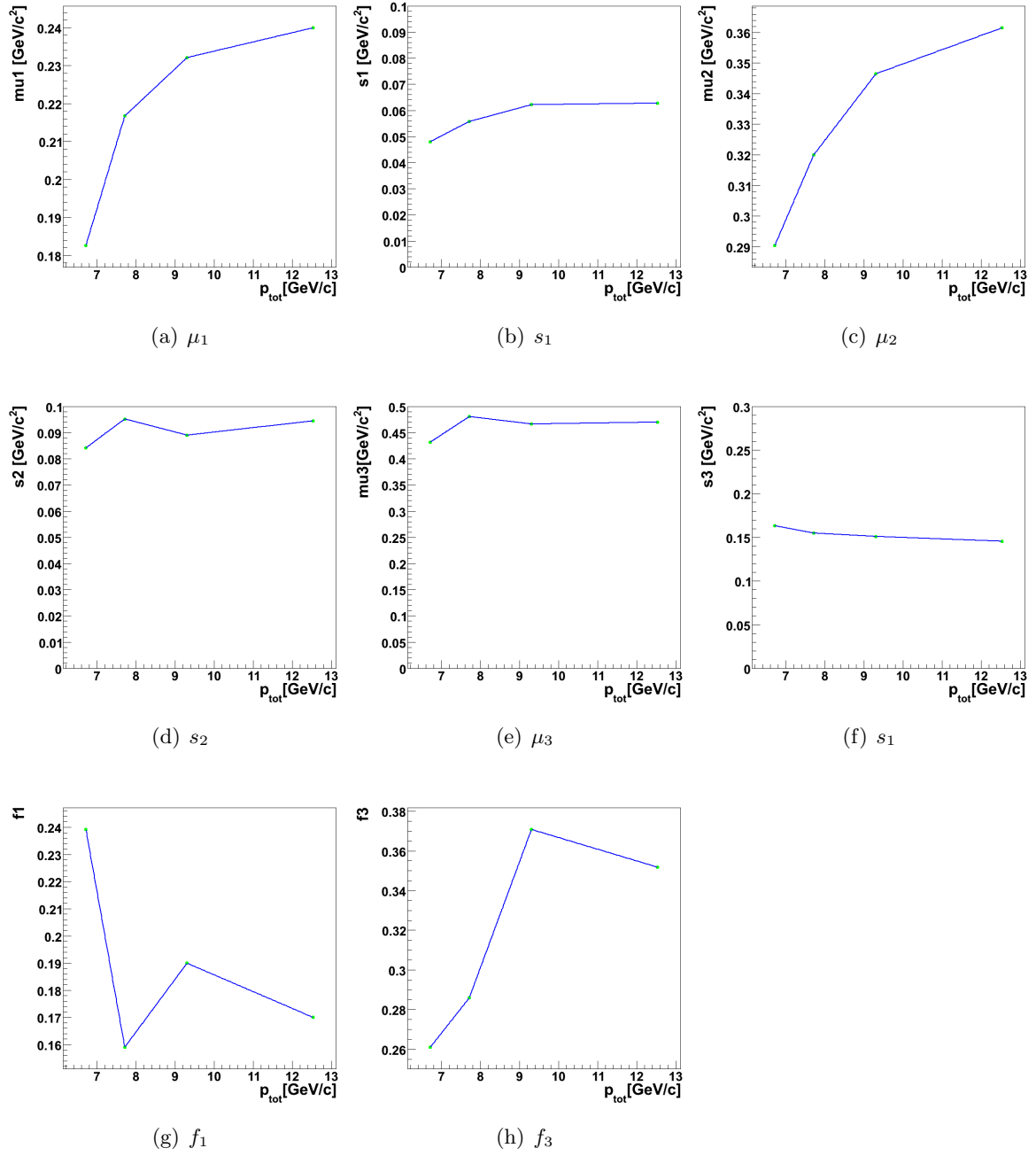


Figura 6.18: Parametrizzazioni per l'isolamento del fondo, dove f_i, μ_i e s_i si riferiscono, rispettivamente, alla frazione, alla media e alla sigma della i -esima gaussiana.

6.5.1 Proiezioni

Dopo aver ottenuto le parametrizzazioni delle quantità legate all'isolamento del segnale e del fondo, cioè le frazioni delle gaussiane, le loro medie e le sigma, confrontiamo questa parametrizzazione con le distribuzioni dei dati sovrapponendo le proiezioni ai plot dei dati. In generale, la proiezione di una densità di probabilità $pdf(a, b)$ su un'osservabile a è il grafico della funzione

$$\int pdf(a, b) \cdot db$$

che può essere sovrapposta ai dati sperimentali dopo un'opportuna normalizzazione.

Nel nostro caso vogliamo controllare se la parametrizzazione bidimensionale $\wp^{\text{sig}}(I, p_{\text{tot}}) = \wp^{\text{sig}}(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(p_{\text{tot}})$ per il segnale e $\wp^{\text{bck}}(I, p_{\text{tot}}) = \wp^{\text{bck}}(I|p_{\text{tot}}) \times \wp(p_{\text{tot}})$ per il fondo sono accurate, cioè in buon accordo con le distribuzioni dei dati. Come abbiamo già spiegato, infatti, il modello di linee spezzate che utilizziamo per la parametrizzazione è un modellino abbastanza approssimato. In particolare, è più preciso in prossimità dei punti dei grafici 6.16 e 6.18, mentre nelle zone dove la retta unisce i punti la precisione diminuisce. Vogliamo controllare la sua accuratezza per tutti i valori di p_{tot} utilizzando la tecnica delle proiezioni, che mostriamo nei grafici seguenti fig. 6.19 e fig. 6.20, integrate in p_{tot} , opportunamente normalizzate, sovrapposte alle distribuzioni dei dati. Per la $\wp(p_{\text{tot}})$ si utilizza la parametrizzazione già effettuata dalla precedente analisi.

6 L'isolamento

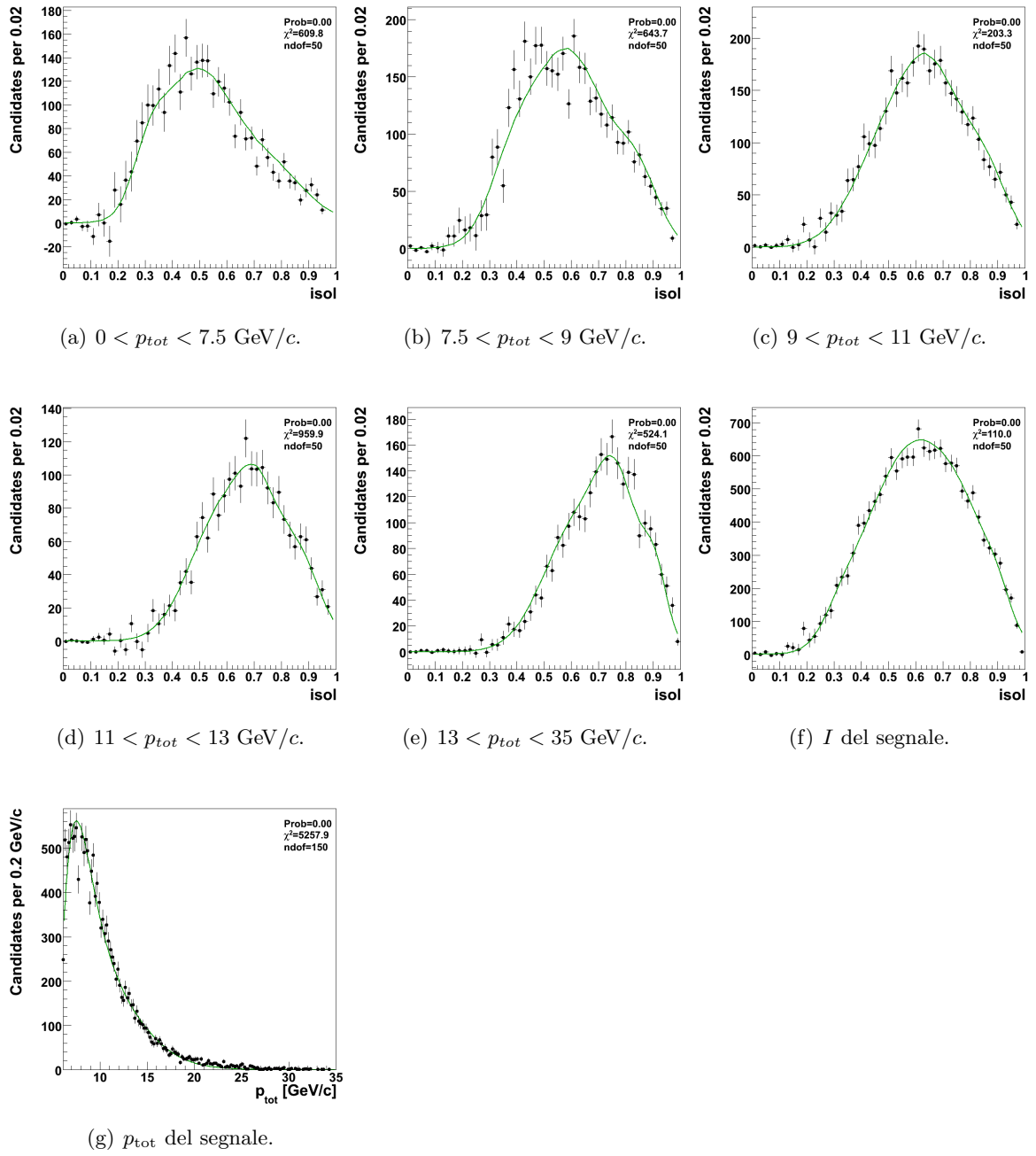


Figura 6.19: Grafici I del segnale in funzione degli intervalli in p_{tot} : proiezioni (linea colorata) sovrapposte alle p.d.f. dei dati.

6 L'isolamento

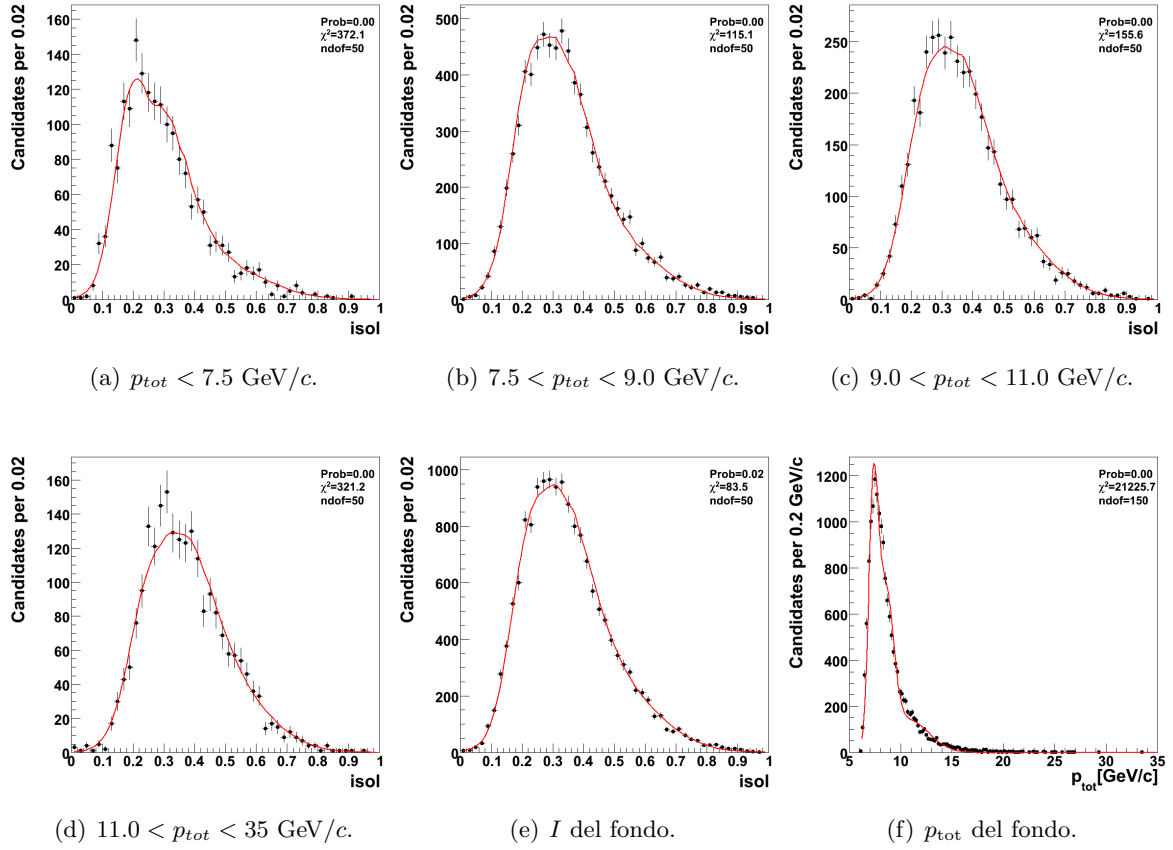


Figura 6.20: I del fondo in funzione degli intervalli in p_{tot} : proiezioni (linea colorata) sovrapposte alle p.d.f dei dati.

6 L'isolamento

I grafici mostrano un ottimo accordo tra le proiezioni e i dati. Le parametrizzazioni dell'isolamento del segnale e del fondo che abbiamo effettuato sono quindi sufficientemente accurate e possono essere moltiplicate per la Likelihood utilizzata dalla precedente analisi:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{sig} &= \mathcal{L}_{old}^{sig} \cdot \wp_{new}^{sig}(I|p_{tot}) \\ \mathcal{L}^{bck} &= \mathcal{L}_{old}^{bck} \cdot \wp_{new}^{bck}(I|p_{tot})\end{aligned}$$

dove $\mathcal{L}_{old}^{sig(bck)}$ è la funzione di Likelihood utilizzata dall'analisi precedente ed è stata descritta in sezione 4.4.

6.6 Ottimizzazione con la distribuzione dell'isolamento

Dopo aver parametrizzato la p.d.f. dell'isolamento del segnale e del fondo sul campione di 1 fb^{-1} possiamo scrivere la p.d.f. completa anche con la variabile I . Come abbiamo già spiegato nel capitolo 5, la p.d.f. completa determina la risoluzione, e quindi anche i valori ottimali dei tagli. Utilizziamo la stessa parametrizzazione di eq. 5.2 già introdotta al capitolo 5:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{S}} \sqrt{z + w \frac{B}{S}}$$

I coefficienti z e w saranno però diversi da quelli trovati in cap. 5. Ho bisogno quindi di calcolare i nuovi coefficienti z e w per la nuova Likelihood. Tenendo fisso S = numero totale di eventi di segnale $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ variamo il numero di eventi di fondo B creando per ogni scelta di B un numero N di pseudoesperimenti (circa 10), che riproducano il campione di dati, ripetendo la procedura già utilizzata nel capitolo 5.

Interpolando i punti risultanti dai grafici della sigma in funzione di B/S (fig. 6.21) ottengo i nuovi valori per z e w e calcolo così la *score function*. Eseguo l'ottimizzazione variando sulle seguenti quantità: $L_T(B)$, $|d_0(B)|$, $\text{Min}(|d_0(1)|, |d_0(2)|)$, $I(B)$ e $\chi_{3D}^2(B)$. La richiesta su ogni specifica quantità viene cambiata in modo indipendente dalle altre, variando nell'intervallo e con i passi descritti in tabella 5.2. Risultano un totale di quasi 25,000 selezioni.

Per ogni j -esima configurazione della selezione considero la:

$$\sigma_j = \frac{1}{\sqrt{S_j}} \sqrt{z + w \frac{B_j}{S_j}} \quad (6.16)$$

Il valore della σ è minimo per lo stesso set di tagli sia avendo fissato negli pseudoesperimenti $\mathcal{A}_{cp} = 0$ che $\mathcal{A}_{cp} = 0.39$, con le stesse considerazioni riportate al capitolo 5.

6 L'isolamento

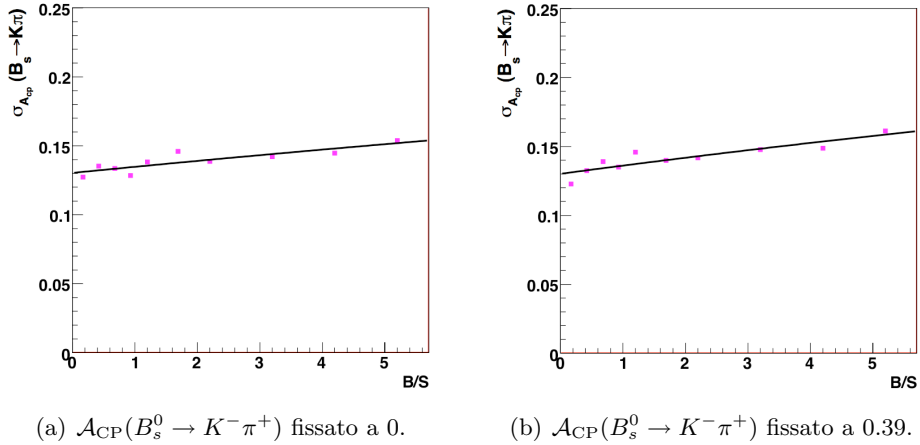


Figura 6.21: Score function utilizzando la p.d.f. dell'isolamento.

La figura seguente 6.22 mostra il grafico che si ottiene da questo set di tagli ottimizzato. Il fit binned unidimensionale stima un numero $S = 7700 \pm 254$ di eventi di segnale con un rapporto segnale/fondo $S/B \sim 4$. Questo basso rapporto è la conseguenza di avere eliminato il taglio in isolamento. L'informazione dell'isolamento però non è perduta, ma è inclusa nella Likelihood tramite la parametrizzazione della sua distribuzione. La tabella 6.7 riassume i tagli della selezione ottimizzata.

Quantità	U	Richiesta
Minimum Lxy	μm	400
Min($ d_0(1,2) $)	μm	130
Maximum $ d_0(B) $	μm	70
Minimum $I(B)$	—	0.5
Maximum χ	—	5

Tabella 6.7: Risultato dell'ottimizzazione includendo la p.d.f. dell'isolamento.

6.7 Confronto tra le diverse ottimizzazioni

A questo punto dell'analisi è opportuno confrontare le diverse metodologie.

Sovrapponiamo, nella figura 6.23, la funzione che parametrizza la risoluzione ottenuta utilizzando nell'ottimizzazione la p.d.f. dell'isolamento descritta in questo capitolo (detta $\wp(I|p_{\text{tot}})$, in rosso) e quella ottenuta senza utilizzare la p.d.f. dell'isolamento descritta al capitolo 5 (detta $\wp(I|p_{\text{tot}})$, in nero). La regione in cui $B/S \rightarrow 0$ indica campioni di

6 L'isolamento

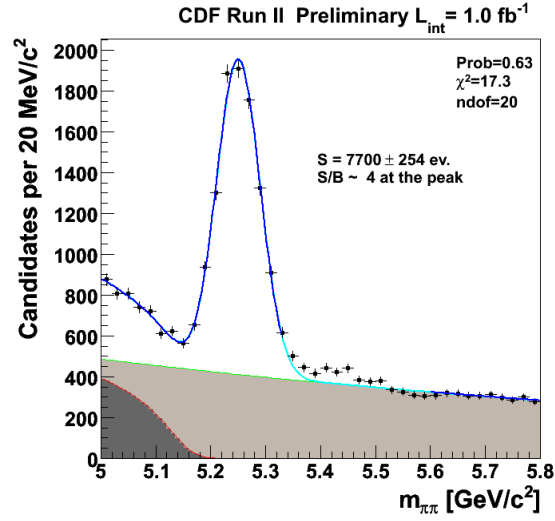


Figura 6.22: Nuovo set di tagli ottimizzato per $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ sul campione a 1 fb^{-1} usando la p.d.f. dell'isolamento.

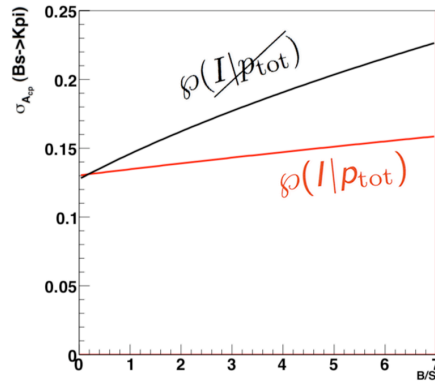


Figura 6.23: Parametrizzazione utilizzando (rosso) e non utilizzando (nero) la p.d.f. dell'isolamento.

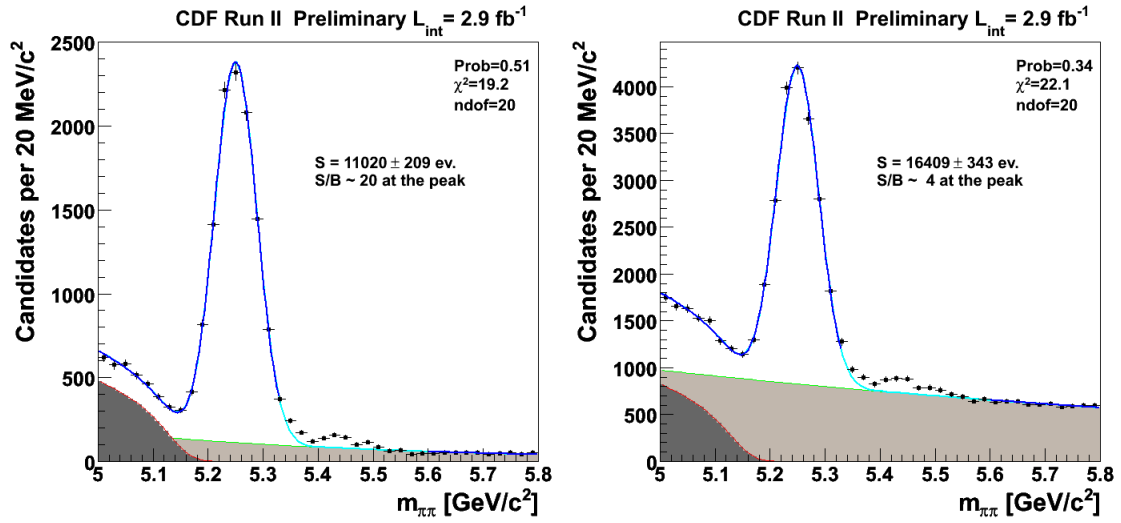
dati in cui la quantità di fondo tende a 0, dove quindi l'incertezza statistica è minima in quanto, in queste condizioni, sono presenti solo eventi di segnale. È opportuno notare come i grafici per $B/S \rightarrow 0$ tendano allo stesso valore. Questo confronto è importante, in quanto indica che le due funzioni di Likelihood tendono alla stessa risoluzione in assenza di fondo e ci conferma di aver svolto la procedura in maniera corretta. Inoltre è evidente come la funzione in nero (senza p.d.f. dell'isolamento) abbia una pendenza più marcata, e quindi un'incertezza in media più alta, rispetto a quella in rosso; la risoluzione descritta

6 L'isolamento

dalla curva rossa è migliore poiché sfrutta una funzione di Likelihood più completa, che contiene in sé anche il potere separatore segnale/fondo dell'isolamento.

L'ottimizzazione della selezione è stata svolta sul campione disponibile al momento dell'analisi, che era di 1.0 fb^{-1} , ma i risultati possono essere ovviamente estesi anche al campione di dati corrispondente a 2.9 fb^{-1} .

Per stimare l'incertezza statistica dell' $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ applichiamo allora a tutto il campione di 2.9 fb^{-1} i due set di tagli, quello ottenuto considerando la $\varphi(I|p_{\text{tot}})$ e quello non considerando la $\varphi(I|p_{\text{tot}})$ nell'ottimizzazione. La figura 6.24 mostra la massa invariante $m_{\pi\pi}$ nei due casi. Tramite la procedura di fit della massa invariante $m_{\pi\pi}$ estraggo il numero di eventi di segnale e di fondo. Per la selezione ottenuta senza



(a) Distribuzione di $m_{\pi\pi}$ ottenuta tramite la procedura di ottimizzazione che usa i tagli in isolamento.

(b) Distribuzione di $m_{\pi\pi}$ ottenuta tramite la procedura di ottimizzazione che usa la p.d.f. dell'isolamento.

Figura 6.24: Confronto tra le distribuzioni per le diverse ottimizzazioni a 2.9 fb^{-1} .

utilizzare la p.d.f. dell'isolamento fig. 6.24(a) si stimano dal fit $S = 11020 \pm 209$ eventi di segnale e un rapporto segnale/fondo su picco $S/B \sim 20$. Per la selezione ottenuta utilizzando la p.d.f. dell'isolamento fig. 6.24(b) si stimano dal fit $S = 16409 \pm 343$ eventi di segnale e un rapporto segnale/fondo su picco $S/B \sim 4$. La differenza tra la quantità di fondo delle due selezioni dipende dal fatto che nella fig. 6.24(b) abbiamo tolto il taglio in isolamento che aveva un'alta efficienza nel separare eventi di segnale da quelli di fondo. In questo modo però la selezione riportata in figura 6.24(b) ha circa il 50% in più di eventi di segnale di fig. 6.24(a) e questo è proprio il risultato che si voleva ottenere. Aumentare gli eventi di segnale su cui effettuare l'analisi infatti permette di

6 L'isolamento

diminuire l'incertezza statistica su $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

Con questi valori di S e B fissati nei due casi, genero un numero elevato di pseudoesperimenti ($n > 50$) distribuiti in accordo con la funzione di Likelihood già descritta. Per ogni pseudoesperimento calcolo la $\sigma_{\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$. La media di questi valori è una stima del valore che mi aspetto per la misura della σ . La tabella 6.8 riassume i risultati ottenuti tramite gli pseudoesperimenti e le loro medie. Come abbiamo già discusso, le procedure sono svolte sia per l'ipotesi $\mathcal{A}_{CP}=0$ che per l'ipotesi $\mathcal{A}_{CP}=0.39$. Il set di tagli è lo stesso per le due diverse ipotesi.

Quantità	U	$\mathcal{A}_{CP}=0$ $\wp(I \cancel{p_{tot}})$	$\mathcal{A}_{CP}=0.39$ $\wp(I \cancel{p_{tot}})$	$\mathcal{A}_{CP}=0$ $\wp(I p_{tot})$	$\mathcal{A}_{CP}=0.39$ $\wp(I p_{tot})$
Minimum Lxy	μm	400	400	300	300
Min($ d_0(1, 2) $)	μm	130	130	120	120
Maximum $ d_0(B) $	μm	70	70	80	80
Minimum $I(B)$	–	0.5	0.5	0	0
Maximum χ	–	5	5	3	3
$\sigma_{\mathcal{A}_{CP} \text{ expected}}(2.9 \text{ fb}^{-1})$	–	0.108 ± 0.001	0.107 ± 0.001	0.0939 ± 0.0006	0.0954 ± 0.0007

Tabella 6.8: Riassunto dei risultati ottenuti su 2.9 fb^{-1} . $\wp(I|\cancel{p_{tot}})$ indica la procedura svolta senza utilizzare la p.d.f. dell'isolamento mentre $\wp(I|p_{tot})$ indica la procedura svolta utilizzando la p.d.f. dell'isolamento. $\mathcal{A}_{CP}=0$ o $=0.39$ indica le due diverse ipotesi con cui si generano i dati.

Il valore della risoluzione minimo ottenuto dall'ottimizzazione per $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ inserendo la p.d.f. dell'isolamento è di circa 0.09. Questo valore rappresenta un significativo miglioramento di circa un fattore due rispetto all'analisi precedente. A parità di statistica il miglioramento ottenuto è di circa il 15%.

Anche se il miglioramento apportato dal candidato è finalizzato principalmente ad abbassare l'incertezza statistica sull' $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, tutta l'analisi è stata aggiornata e migliorata tramite l'inserimento della $\wp(I|p_{tot})$. Di conseguenza anche le risoluzioni sulle altre osservabili risultano migliorate. In particolare l'incertezza statistica sulla misura dell' $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$ predetta è di circa 0.014 (migliore delle attuali misure al mondo su questa osservabile), mentre il valore dell'incertezza statistica relativa predetta sul $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ passa dal 14% dell'analisi precedente al 9%.

Per poter utilizzare il nuovo metodo di fit occorre utilizzare alcuni studi che sono stati effettuati riguardo le caratteristiche del fondo combinatorio. Questo lavoro è riportato nel capitolo seguente.

7 Studio del fondo combinatorio

L'introduzione della variabile isolamento ha migliorato la sensibilità del fit permettendo di includere una maggior quantità di eventi di segnale, e di separarlo meglio dal fondo. Tuttavia questo miglioramento ha un prezzo ulteriore. Nel nuovo approccio la quantità di fondo combinatorio che entra nel campione su cui si esegue il fit è considerevolmente aumentata. La conseguenza di ciò è che il semplice modello di fondo utilizzato nelle misure passate non è più adeguato: è ora diventato necessario descrivere in maniera assai più accurata la distribuzione di probabilità delle variabili cinematiche del fondo e le relative correlazioni, un problema del tutto nuovo rispetto al passato. A questo studio è dedicato il presente capitolo.

7.1 Tipi di fondo

La nuova strategia di analisi non prevede l'utilizzo del taglio in isolamento e questo comporta, inevitabilmente, una maggiore quantità di fondo combinatorio (vedi paragrafo 6.7). Inoltre, al momento attuale, l'analisi viene effettuata con un campione composto da circa il doppio dei dati usati precedentemente, il che comporta una maggiore presenza di fondo rispetto alla vecchia analisi indipendentemente dal set di tagli utilizzato.

Si vuole quindi ottenere un campione di fondo combinatorio in primo luogo per studiare le sue caratteristiche e, secondariamente, per poter effettuare le *sideband subtractions* in maniera accurata come spiegato alla sezione 3.5.1. Di solito, per effettuare la *sideband subtraction*, si utilizza la regione ad alte masse rispetto al segnale ($5.6 < m_{\pi\pi} < 5.8$ GeV/ c^2) che abbiamo chiamato B_{side} (vedi sezione 3.5.1). Gli eventi di questa regione però potrebbero non fornire una descrizione accurata della forma delle distribuzioni del fondo nella regione sotto il segnale ($5.17 < m_{\pi\pi} < 5.32$ GeV/ c^2). Sbagliare la forma di queste distribuzioni può portare ad una sottrazione imprecisa e, di conseguenza, le distribuzioni delle quantità di interesse del segnale possono risultare non corrette. In questo lavoro di tesi invece è di primaria importanza l'analisi delle distribuzioni per il segnale, in quanto, per esempio, il MC non riproduce le distribuzioni dell'isolamento del segnale.

Si rende quindi necessario reperire un campione di fondo alternativo da quello caratterizzato da alte masse che sia caratterizzato dal numero più grande possibile di eventi, così da diminuire possibili fluttuazioni statistiche. Questo campione deve inoltre riprodurre

7 Studio del fondo combinatorio

con grande precisione le distribuzioni degli eventi di fondo combinatorio nella regione in cui si effettua la procedura di fit, in particolare nell'intervallo in massa sotto il segnale $5.17 < m_{\pi\pi} < 5.32 \text{ GeV}/c^2$.

Le distribuzioni di questo campione devono risultare, ovviamente, comparabili a quelle del fondo B_{side} (vedi sezione 3.5.1).

Scegliamo di analizzare un campione di eventi con le stesse richieste di tab. 6.8 (ultima colonna), ma con taglio in $\chi_{3D}^2 > 60$ invece che $\chi_{3D}^2 < 3$. Il valore di χ_{3D}^2 è il minimo χ^2 risultante dal fit del vertice tridimensionale e quindi richiedere eventi con χ_{3D}^2 alti significa che la procedura di ricostruzione delle tracce non riesce a risalire in maniera accurata al loro vertice. Questo tipo di richiesta infatti seleziona un campione di decadimenti “non fisici”, cioè decadimenti che hanno due tracce con la stessa cinematica sul piano trasverso al $H_b^0 \rightarrow h^+h'^-$, ma sono in realtà combinazioni accidentali di particelle. Eventi di questo tipo forniscono un buon modello qualitativo per il fondo combinatorio ed inoltre sono un campione ad alta statistica.

Definiamo ora in tabella 7.1 i differenti campioni di fondo che vengono studiati. I due tipi di fondo differiscono principalmente per la richiesta sul χ_{3D}^2 , mentre le altre richieste coincidono e sono quelle dell'ultima colonna di tabella 6.8.

Riportiamo inoltre i grafici delle distribuzioni in $m_{\pi\pi}$ in fig. 7.1, opportunamente normalizzate, per poterli confrontare.

Notazione	Quantità	U	Richiesta
B_{side}	Min Lxy	μm	300
	Min($ d_0(1,2) $)	μm	120
	Max $ d_0(B) $	μm	80
	Min $I(B)$	–	0
	Max χ_{3D}^2	–	3
	$m_{\pi\pi}$	GeV/ c^2	$5.6 < m_{\pi\pi} < 6.2$
B_χ	Min Lxy	μm	300
	Min($ d_0(1,2) $)	μm	120
	Max $ d_0(B) $	μm	80
	Min $I(B)$	–	0
	Min χ_{3D}^2	–	60
	$m_{\pi\pi}$	GeV/ c^2	$5.0 < m_{\pi\pi} < 6.2$

Tabella 7.1: Confronto tra le richieste dei diversi tipi di fondo. Le altre richieste su L_{xy} , $d_0(1,2)$ e $d_0(B)$ sono uguali a quelle dell'ultima colonna di tabella 6.8.

Nel prossimo paragrafo confrontiamo brevemente i due tipi di fondo di interesse per capire se è possibile utilizzare il fondo B_χ per gli studi di questo lavoro di tesi.

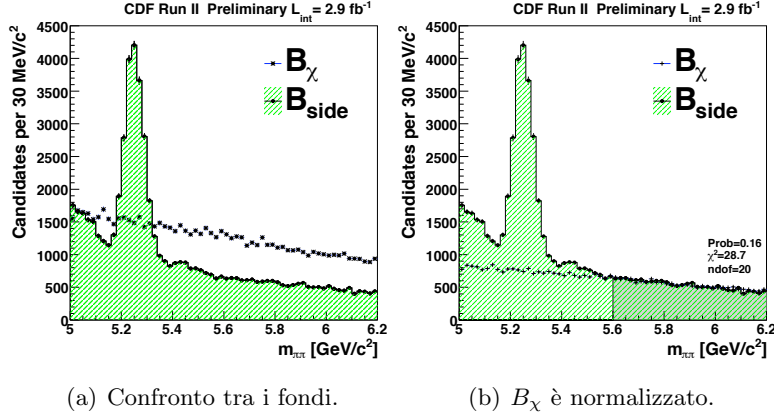


Figura 7.1: Confronto tra le distribuzioni per $5 < m_{\pi\pi} < 6.2$ GeV/c². Il fondo B_{χ} (b) è normalizzato così da poter essere confrontabile con B_{side} . Il test del χ^2 è eseguito sulla parte evidenziata per $5.6 < m_{\pi\pi} < 6.2$ GeV/c².

7.1.1 Confronto B_{χ} e B_{side}

Una volta selezionati i fondi di interesse, vogliamo analizzare le differenze tra le loro distribuzioni. In particolare siamo interessati al confronto tra le distribuzioni delle quantità cinematiche, come il $p_T(B)$, in quanto la parte centrale del lavoro di questa tesi riguarda proprio lo studio di come varia l'isolamento in funzione delle variabili collegate all'impulso trasverso. Riportiamo di seguito le distribuzioni sovrapposte per il fondo B_{χ} e per il fondo B_{side} opportunamente normalizzate. Le distribuzioni di $\Delta\phi$, L_{xy} , $d0_1$ e $d0_2$ del fondo B_{χ} non si sovrappongono in maniera ottimale con quella del fondo B_{side} , come vale invece in buona approssimazione per le altre variabili (fig. 7.2). La spiegazione potrebbe essere che nei candidati di B_{χ} ci sono tracce che possono provenire da vertici molto distanti tra loro e quindi da decadimenti diversi (e conseguenti vite medie differenti) da quelli tipici del fondo B_{side} . Questo potrebbe indurre delle discrepanze nelle distribuzioni, in particolare quelle collegate alla vita media, cioè proprio $\Delta\phi$, L_{xy} , $d0_1$ e $d0_2$. Poiché siamo interessati comunque ad avere un campione di fondo a χ_{3D}^2 alti, ripesiamo il nostro campione a B_{χ} tramite la distribuzione di $\Delta\phi$ del fondo B_{side} , che è la distribuzione che mostra una discrepanza più evidente. Ripesando tramite questa distribuzione ci aspettiamo che anche per le altre distribuzioni diminuisca la differenza rispetto a quelle del fondo B_{side} . I grafici in figura 7.3 mostrano infatti come, dopo il ripesamento, le discrepanze tra le distribuzioni dei due fondi sovrapposte risultino diminuite. In particolare proprio la distribuzione in $p_T(B)$ di B_{χ} dopo il ripesamento si sovrappone in maniera più accurata a quella di B_{side} . Nel capitolo 6, per effettuare la *sideband subtraction* e parametrizzare l'andamento dell'isolamento per il segnale e per il fondo, è stato usato il campione di fondo B_{χ} ripesato in $\Delta\phi$.

7 Studio del fondo combinatorio

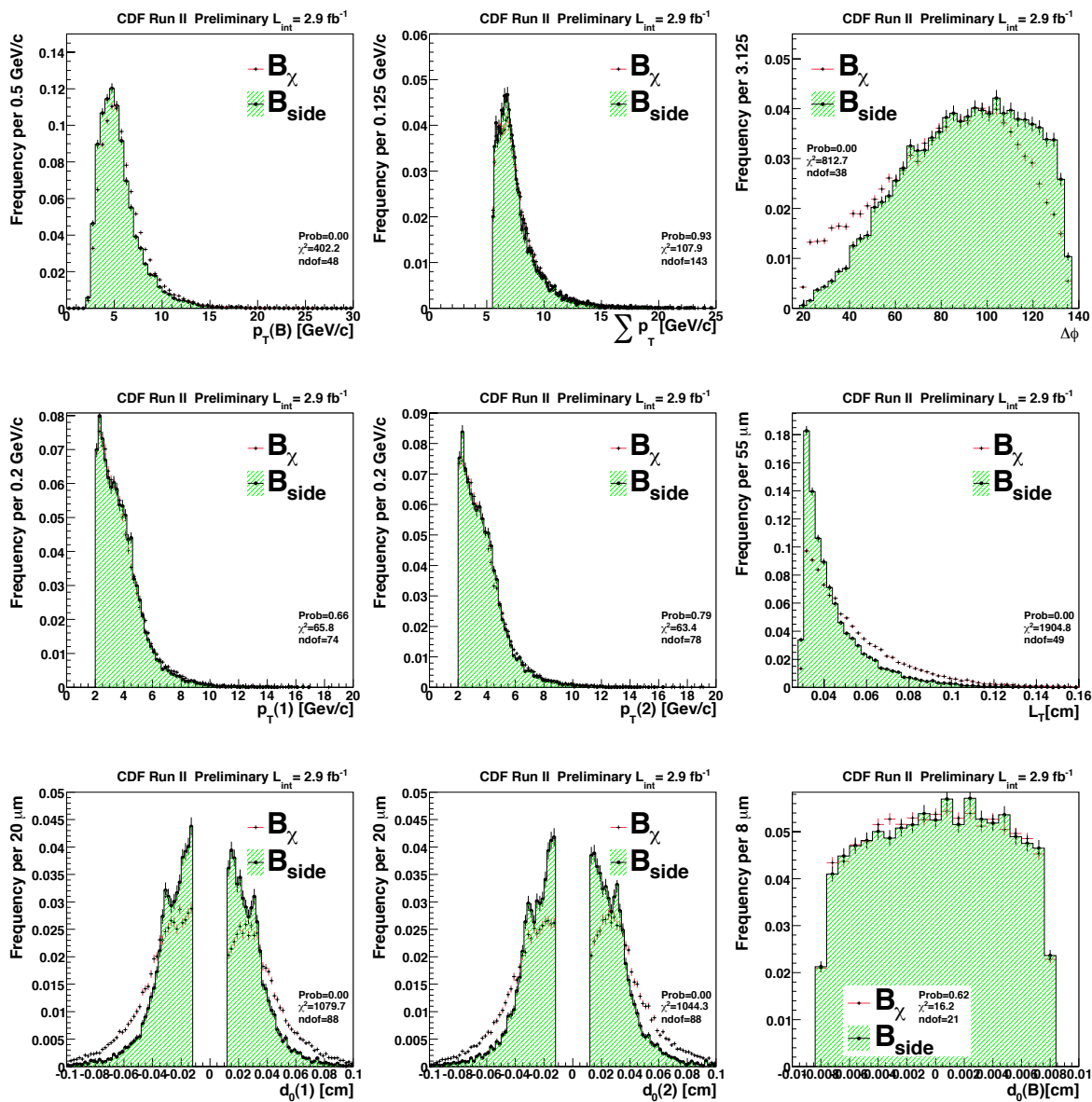


Figura 7.2: Confronto tra le distribuzioni per diversi tipi di fondo

7 Studio del fondo combinatorio

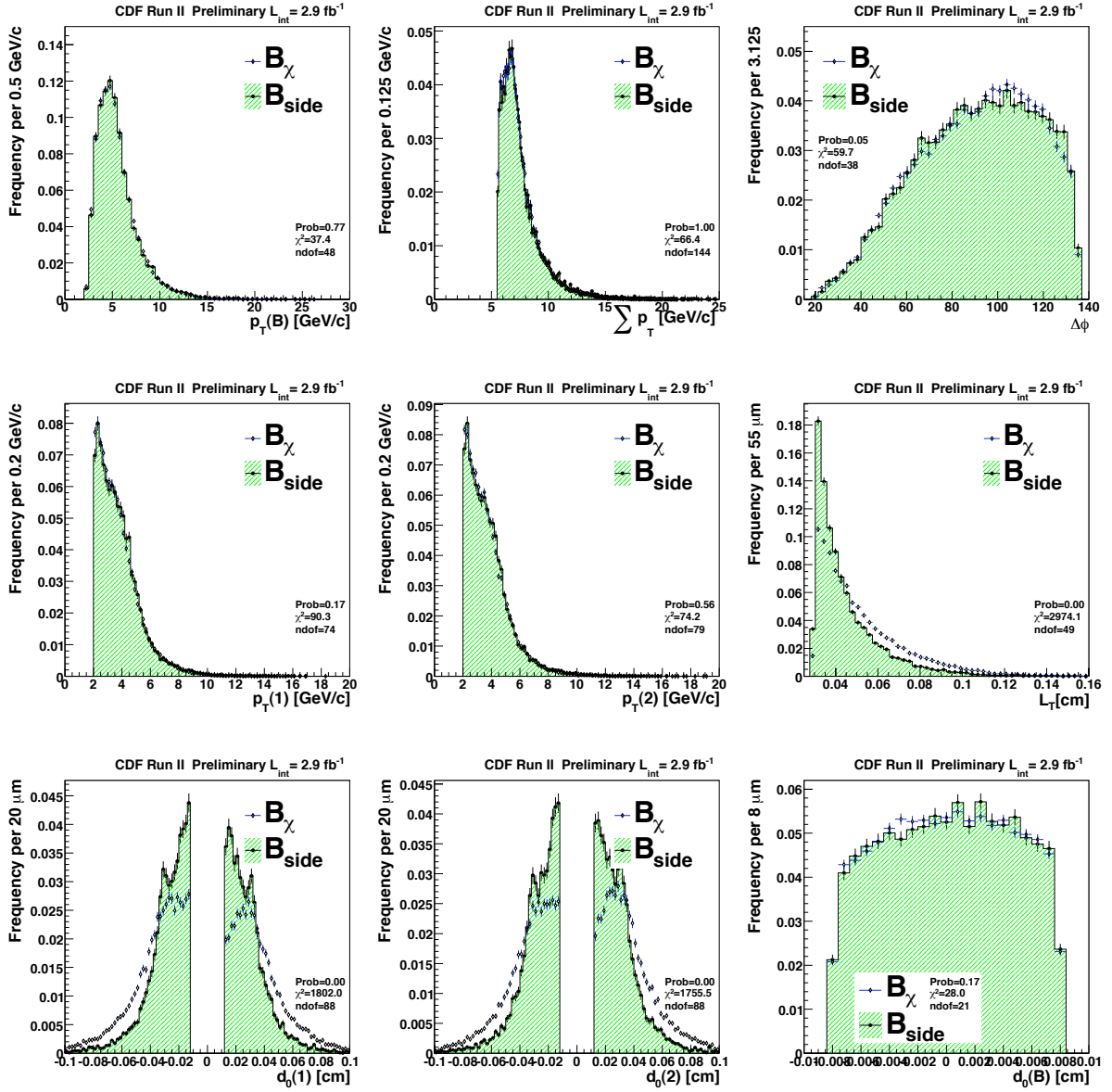


Figura 7.3: Confronto tra le distribuzioni. Quella per il campione con B_χ è ripesata in $\Delta\phi$.

7.2 Parametrizzazione di $m_{\pi\pi}$ del fondo in funzione di p_{tot}

Nell'analisi precedente la selezione dei tagli permetteva di rigettare gran parte del fondo combinatorio e quindi si poteva trascurare la dipendenza della $m_{\pi\pi}$ del fondo combinatorio da p_{tot} , valutando la sistematica collegata. La forma del fondo combinatorio della $m_{\pi\pi}$ veniva empiricamente approssimata con una funzione esponenziale, i cui parametri venivano determinati in uscita dal fit unbinned di Likelihood.

Risulta ora importante, con i nuovi set di tagli, parametrizzare l'andamento di $m_{\pi\pi}$ in funzione di p_{tot} del fondo combinatorio così da ottenere la p.d.f $\wp(m_{\pi\pi}|p_{\text{tot}})$ e introdurla nella funzione di Likelihood.

Grazie a questo miglioramento ci si aspetta che l'analisi sia più accurata, dal momento che si inseriscono nuove e più dettagliate informazioni nella funzione di fit. In particolare, la forma del fondo combinatorio nel fit precedente veniva lasciata libera di variare, mentre ora, grazie allo studio effettuato dal candidato, questo parametro può essere fissato nel fit aumentandone la precisione e quindi ottenendo una riduzione dell'errore statistico.

Si trascura la correlazione tra $m_{\pi\pi}$ e α del fondo combinatorio in quanto esclusa dalle precedenti analisi. Uno studio completo dovrà anche tenere conto della variazione di $m_{\pi\pi}$ in funzione di p_{tot} per il fondo fisico a $m_{\pi\pi} < 5.16 \text{ GeV}/c^2$. Questa parametrizzazione non presenta, in linea di principio, particolari difficoltà e può essere svolta utilizzando le informazioni provenienti dal Monte Carlo, ma esula dal lavoro di questa tesi.

Utilizziamo come campione di fondo combinatorio il campione di dati con B_χ ripesato tramite $\Delta\phi$. Dividiamo il campione in cinque intervalli al variare di p_{tot} . Per ogni sottocampione si esegue un fit binned di minimo χ^2 della distribuzione in massa invariante del fondo, usando come funzione di fit una retta ($y = m(x - 5) + q$), che consideriamo una buona approssimazione per la funzione esponenziale usata nel corso di questo lavoro di tesi per riprodurre l'andamento del fondo combinatorio (vedi figura 7.4 (a) e seguenti). Da ognuno di questi fit otteniamo il valore dell'inclinazione della retta, che è un parametro del nostro fit. Chiamiamo questi valori m_j , con $j = 0, 1, \dots, 4$ che varia al variare degli intervalli in p_{tot} . Eseguiamo dunque un fit binned di minimo χ^2 della distribuzione in massa invariante utilizzando come funzione di fit una gaussiana per il segnale, la funzione di Argus e invece che l'esponenziale una retta (vedi ad esempio fig. 7.4 (c)). Il fit è eseguito due volte per ogni intervallo: una volta si lascia libera di variare l'inclinazione della retta e una volta si fissa l'inclinazione = m_j (j varia al variare degli intervalli in p_{tot}). Nei grafici seguenti (7.4, 7.5, 7.6, 7.7, 7.8) mostriamo come i fit eseguiti fissando i parametri (b) convergano con un rapporto χ/ndf non significativamente diverso da quelli eseguiti lasciando liberi i parametri (b). I valori delle pendenze per le due diverse strategie sono compatibili entro l'errore (tab. 7.2). Questa osservazione ci permette di concludere che è possibile utilizzare il campione di fondo combinatorio B_χ per effettuare la parametrizzazione.

7 Studio del fondo combinatorio

Con la stessa procedura già usata al capitolo 6 da ognuno di questi fit otteniamo i valori dell'inclinazione della retta che utilizziamo per scrivere la $\wp(m_{\pi\pi}|p_{tot})$.

Slice	Stima del fit (B_χ)	Stima del fit ($m_{\pi\pi}$)	Compatibilità
$p_{tot} < 7.5 \text{ GeV}/c$	-0.624 ± 0.003	-0.628 ± 0.005	0.69σ
$7.5 < p_{tot} < 9 \text{ GeV}/c$	-0.288 ± 0.007	-0.299 ± 0.018	0.56σ
$9 < p_{tot} < 11 \text{ GeV}/c$	-0.152 ± 0.013	-0.211 ± 0.034	1.62σ
$11 < p_{tot} < 13 \text{ GeV}/c$	-0.130 ± 0.023	-0.180 ± 0.022	1.58σ
$p_{tot} > 13 \text{ GeV}/c$	-0.186 ± 0.025	-0.166 ± 0.083	0.23σ

Tabella 7.2: Valori della pendenza in uscita dal fit: $m_{\pi\pi}$ si riferisce al campione ottimizzato per l' $\mathcal{A}_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ ottenuto nel capitolo 6.

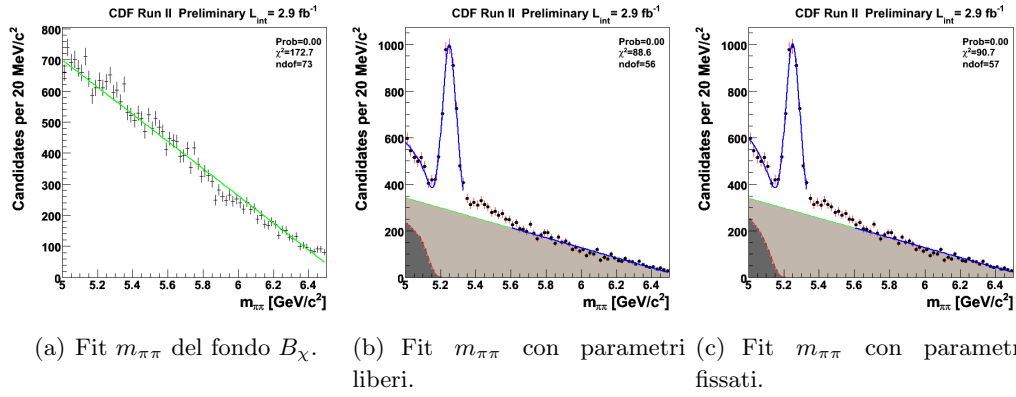
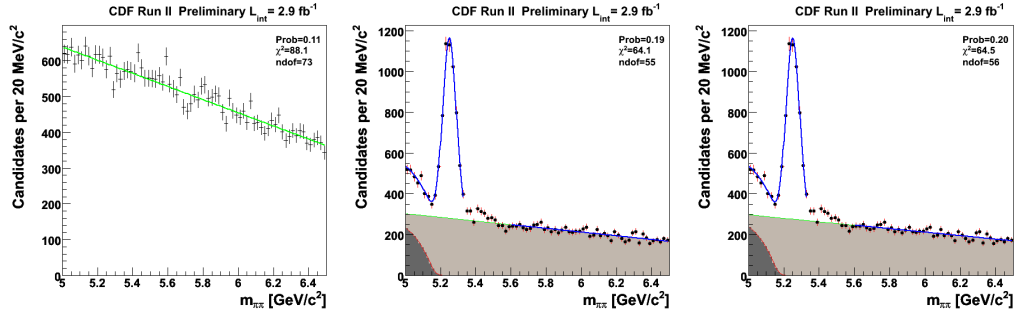


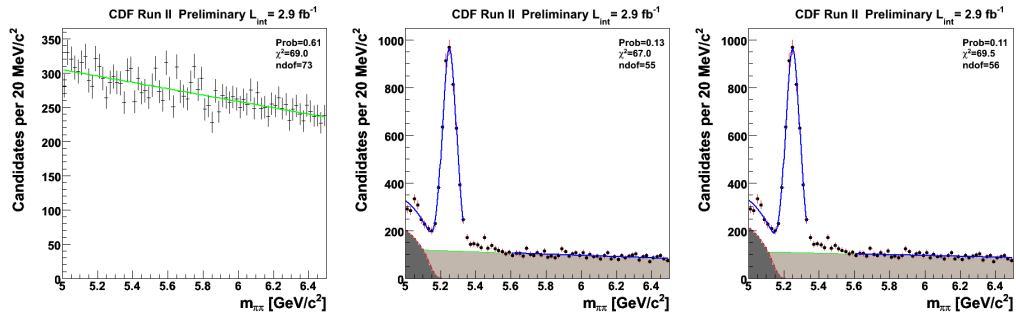
Figura 7.4: Distribuzioni con $5 < p_{tot} < 7.5 \text{ GeV}/c$.

7 Studio del fondo combinatorio



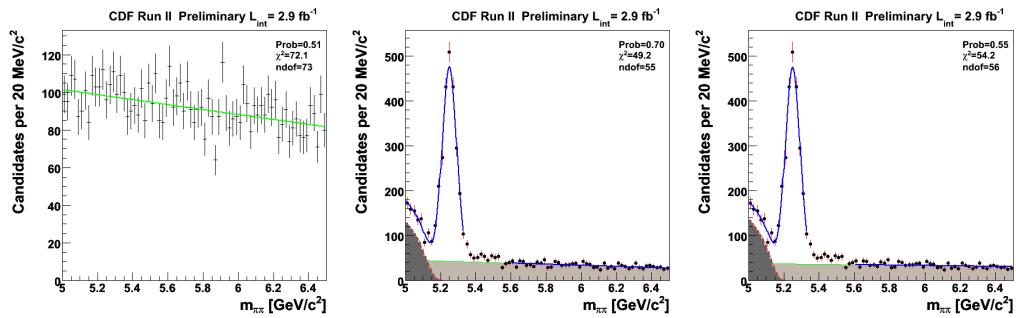
(a) Fit $m_{\pi\pi}$ del fondo B_χ . (b) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri liberi. (c) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri fissati.

Figura 7.5: Distribuzioni per $7.5 < p_{tot} < 9$ GeV/c.



(a) Fit $m_{\pi\pi}$ del fondo B_χ . (b) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri liberi. (c) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri fissati.

Figura 7.6: Distribuzioni per $9 < p_{tot} < 11$ GeV/c.



(a) Fit $m_{\pi\pi}$ del fondo B_χ . (b) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri liberi. (c) Fit $m_{\pi\pi}$ con parametri fissati.

Figura 7.7: Distribuzioni $11 < p_{tot} < 13$ GeV/c.

7 Studio del fondo combinatorio

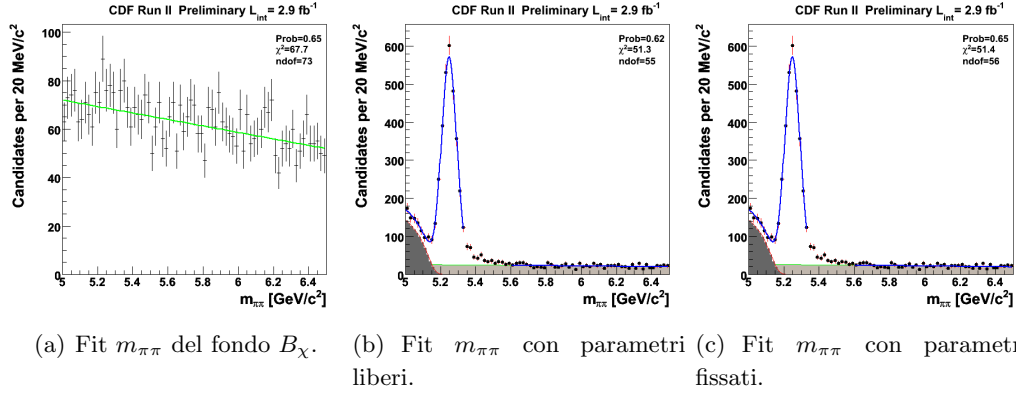


Figura 7.8: Distribuzioni $13 < p_{tot} < 35$ GeV/c.

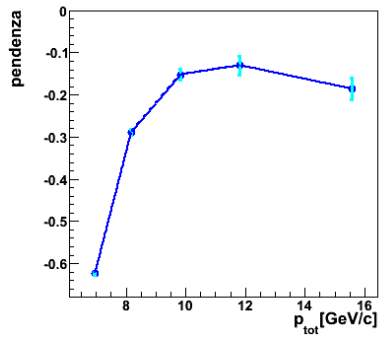


Figura 7.9: Pendenza di $m_{\pi\pi}$ in funzione di p_{tot} .

7.2.1 Pdf per il termine di $m_{\pi\pi}$ in funzione di p_{tot}

Mostriamo il termine della $m_{\pi\pi}$ del background:

$$\begin{aligned} \wp^{\text{bck}}(m_{\pi\pi}, p_{\text{tot}}) &= \wp(m_{\pi\pi}|p_{\text{tot}}) \times \wp(p_{\text{tot}}) = \\ &= (1 - (m_{\pi\pi} - 5) \cdot m(p_{\text{tot}})) \times \wp(p_{\text{tot}}) \end{aligned} \quad (7.1)$$

dove m è la pendenza della retta e varia in funzione di p_{tot} .

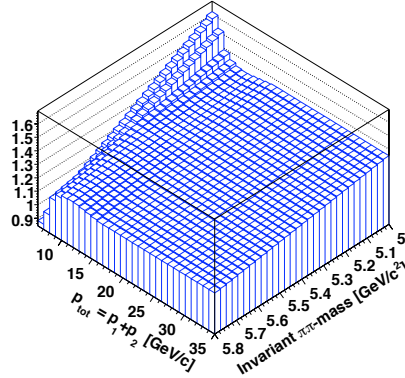


Figura 7.10: Distribuzione bidimensionale $\wp(m_{\pi\pi} | p_{\text{tot}})$.

In seguito agli studi effettuati nel corso della tesi è possibile scrivere la Likelihood completa di tutte le informazioni:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{tot}}^{\text{sig}} &= \mathcal{L}_{\text{old}}^{\text{sig}} \cdot \wp_{\text{new}}^{\text{sig}}(I|p_{\text{tot}}) \\ \mathcal{L}_{\text{tot}}^{\text{bck}} &= \mathcal{L}_{\text{old}}^{\text{bck}} \cdot \wp_{\text{new}}^{\text{bck}}(I|p_{\text{tot}}) \cdot \wp_{\text{new}}^{\text{bck}}(m_{\pi\pi}|p_{\text{tot}}) \end{aligned}$$

Nel prossimo capitolo si riportano le conclusioni e i risultati ottenuti nel corso del lavoro sfruttando questa nuova funzione di Likelihood.

8 Conclusioni

Questo capitolo contiene i risultati finali di questo lavoro di tesi e le loro prospettive.

8.1 Conclusioni

Il lavoro descritto in questa tesi è focalizzato sull'aggiornamento dell'analisi dei decadimenti charmless dei mesoni neutri in due adroni $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ a CDFII, con particolare interesse verso lo studio del canale $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Il candidato ha esteso l'analisi a tutto il campione ad oggi disponibile, corrispondente ad una luminosità integrata pari a 2.9 fb^{-1} , circa un fattore 3 maggiore del campione analizzato in precedenza.

Il candidato si è impadronito degli strumenti sviluppati per l'analisi precedente, in particolare si è occupato dell'estrazione del segnale di $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$ dal fondo e della separazione dei diversi canali (che appaiono sovrapposti in un unico picco di massa) mediante un fit che combina la cinematica con le informazioni sull'identità delle particelle nello stato finale. Il punto centrale di questa nuova analisi, che ha costituito la parte maggiore del lavoro di tesi, è il miglioramento della risoluzione statistica rispetto alla misura precedente, al di là del semplice incremento statistico del campione. Il fit di Likelihood sviluppato nella precedente analisi è stato esteso con l'aggiunta di una nuova variabile discriminante, l'isolamento, al fine di migliorare la separazione segnale-fondo, passando da un fit 5-dimensionale ad uno 6-dimensionale. A questo fine il candidato ha svolto un'accurata analisi della fenomenologia di tale variabile, per studiarne la distribuzione e le correlazioni con le altre variabili usate nella funzione di Likelihood e parametrizzarne la distribuzione. Una volta introdotto l'isolamento nella struttura di fit il candidato ha determinato, nella nuova configurazione, la selezione ottimale del campione ai fini di ottenere la migliore possibile risoluzione statistica sulla misura di $\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+)$. Applicando tale selezione il candidato ha ricostruito il campione più abbondante al mondo di decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h'^-$, circa 16,500 eventi, che corrispondono a circa 650 eventi di $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ottenendo un significativo miglioramento, circa un fattore 2, della risoluzione sulla misura della asimmetria diretta di CP nel $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ rispetto all'analisi precedente. A parità di statistica, il miglioramento ottenuto è di circa il 15%, che corrisponde a una incertezza statistica sull'asimmetria di circa il 9%, da confrontare con un valore centrale di circa 30% – 50% predetto dalla teoria.

8 Conclusioni

La misura dell'asimmetria CP nel $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ riveste un ruolo centrale ed è il principale obiettivo del candidato. Come descritto nella tesi il $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ va però separato dagli altri decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$, per cui la misura della asimmetria è imprescindibile dalla misura di tutte le altre frazioni relative dei differenti canali di decadimento $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$. Questo permette anche di predire le risoluzioni su tutte le altre osservabili di interesse. In particolare, analizzando l'attuale campione a disposizione pari a 2.9 fb^{-1} di luminosità integrata ci si aspetta di misurare l'asimmetria CP nel decadimento $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ con una precisione statistica di circa 1.4%, più precisa delle attuali misure al mondo. Inoltre ci si aspetta di misurare il branching ratio del $B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con una incertezza statistica relativa di circa 9%, da confrontare con quella attuale pari al 14%[2] e di migliorare significativamente le incertezze statistiche su tutti i branching ratio relativi agli altri modi di decadimento.

Dal lavoro del candidato si intravede la possibilità concreta di osservare per la prima volta con una significatività superiore a 5σ una asimmetria diretta di CP nel sistema dei mesoni B_s^0 già con l'attuale campione di dati disponibile. L'unico elemento mancante per realizzare la misura è la calibrazione del dE/dx , oggi non ancora disponibile per il campione in esame. L'incertezza della misura è ancora soggetta a miglioramenti ulteriori, già alla fine del 2009 CDF avrà a disposizione un campione di circa $5 - 6 \text{ fb}^{-1}$. Per di più CDF pensa di prolungare la presa dati per almeno tutto il 2010.

A Metodo di von Neumann

In alcune situazioni sperimentali è necessario trovare un metodo, la cui velocità è un parametro di interesse, per generare un campione di dati $x_1, x_2 \dots x_n$ distribuiti secondo una data p.d.f. $f(x)$. I valori di x possono essere trattati come i risultati di un certo esperimento e usati per ottenere informazioni su quel dato esperimento.

Un metodo comunemente usato è generare una serie di numeri random $r_1, r_2 \dots r_n$ distribuiti uniformemente nell'intervallo $0 < r < 1$. La p.d.f. è cioè $g(r) = 1$ per $0 < r < 1$, mentre vale 0 altrimenti. Successivamente si usa la sequenza $r_1, r_2 \dots r_n$ per determinare la sequenza $x_1, x_2 \dots x_n$ distribuita secondo la p.d.f. di riferimento. L'idea è di trovare la funzione $x(r)$ che è distribuita secondo $f(x)$, data una distribuzione $g(r)$ distribuita uniformemente tra 0 e 1.

La probabilità di ottenere un valore di r nell'intervallo $[r, r + dr]$ è $g(r)dr$ ed è per costruzione la stessa probabilità di ottenere un valore di x compreso nell'intervallo $[x(r), x(r) + dx(r)]$ che è $f(x)dx$, dove con $x(r)$ si indica il valore particolare di x ottenuto a partire da un certo particolare valore di r . Per trovare quanto vale $x(r)$ si può richiedere (ma non è l'unico criterio) che la probabilità che r sia minore di un certo valore r' sia uguale alla probabilità che $x(r)$ sia minore di $x(r')$. Il che significa trovare la funzione $x(r)$ tale che $F(x(r)) = G(r)$, dove F e G sono le distribuzioni cumulative associate alle due p.d.f. Dunque:

$$F(x(r)) = \int_{-\infty}^{x(r)} f(x')dx' = \int_{-\infty}^r g(r')dr' = r \quad (\text{A.1})$$

in quanto $G(r) = r$ per costruzione. Data la p.d.f. di x però non è sempre immediato risolvere analiticamente l'equazione $F(x(r)) = r$ per $x(r)$ e a volte non è proprio possibile.

Metodo di von Neumann Un mezzo alternativo è quello di usare il metodo di von Neumann che si basa su di una strategia in cui si accettano o si rigettano i risultati numerici di una procedura.

Si considera la p.d.f. $f(x)$ e la si circonda in un rettangolo di larghezza x_{min} e x_{max} , che sono il valore minimo e quello massimo che la x può assumere, e di altezza f_{max} , il massimo che la p.d.f. può assumere. Si generano due insiemi di numeri random distribuiti uniformemente: il primo (x) è distribuito tra x_{min} e x_{max} , per esempio utilizzando la formula $x = x_{min} + r_1(x_{max} - x_{min})$ dove r_1 ha una p.d.f. uniforme tra 0 e 1.

A Metodo di von Neumann

Il secondo (u) è distribuito tra 0 e f_{max} , cioè $u = r_2 \cdot f_{max}$. Se $u < f(x)$ si accetta x , altrimenti si rigetta. I valori di x che passano la selezione saranno distribuiti secondo la p.d.f. $f(x)$, in quanto per ogni valore \hat{x} generato la probabilità di essere accettato è proporzionale a $f(\hat{x})$.

Si ripete il procedimento un numero sufficiente di volte per avere un campione statisticamente accettabile per gli scopi dell'analisi.

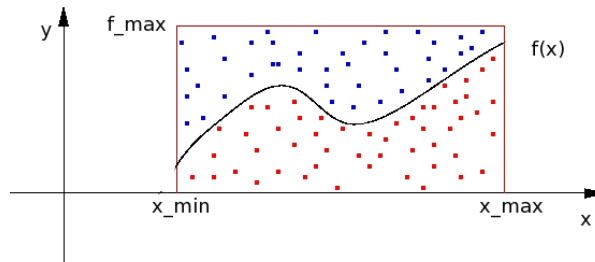


Figura A.1: Metodo di von Neumann: i valori di u rappresentati come pallini blu sopra la curva vengono rigettati, quelli in rosso sotto la curva vengono accettati.

Bibliografia

- [1] W. S. Hou, M. Nagashima and A. Soddu, “Difference in B^+ and B^0 direct CP asymmetry as effect of a fourth generation,” Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 141601 [arXiv:hep-ph/0503072].
- [2] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], “Observation of New Charmless Decays of Bottom Hadrons,” arXiv:0812.4271 [hep-ex].
- [3] M. GRONAU, *U-spin symmetry in Charmless B Decays*, Phys. Lett. **B492**, 297 (2000), [hep-ph/0008292].
- [4] H. J. LIPKIN, *Is observed direct CP violation in $B_d \rightarrow K^+\pi^-$ due to new physics? Check standard model prediction of equal violation in $B_s \rightarrow K^-\pi^+$* , Phys. Lett. **B621**, 126 (2005), [hep-ph/0503022].
- [5] J. H. CHRISTENSON *et al.*, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964);
A. ABASHIAN *et al.*, *Search for CP nonconservation in K_2^0 decays*, Phys. Rev. Lett. **13**, 243 (1964).
- [6] A. D. SAKHAROV, *Violation Of CP Invariance, C Asymmetry, And Baryon Asymmetry Of The Universe*, Pisma Zh. Exp. Theor. Fiz. **5**, 32 (1967), English translation in JETP Lett. **5**, 24 (1967), reprinted in Sov. Phys. Usp. **34**, 392 (1991).
- [7] C. S. Wu *et al.*, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. 10514131957.
- [8] T. D. Lee and C. N. Yang, *Question on Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. 1042561956, Phys. Rev. 1051671957.
- [9] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. 10910151958.
- [10] J.H. Christenson *et al.* *U-spin symmetry in Charmless B Decays*, Phys. Rev. Lett. 131381964.
- [11] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry And Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531 [doi:10.1103/PhysRevLett.10.531].
- [12] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652 [doi:10.1143/PTP.49.652].

- [13] C. Amsler *et al.* [PDG], Phys. Lett. B **667**, 1 (2008)
- [14] F. Su, Y. L. Wu, Y. B. Yang and C. Zhuang, “QCD Factorization Based on Six-Quark Operator Effective Hamiltonian from Perturbative QCD and Charmless Bottom Meson Decays $B_{(s)} \rightarrow \pi\pi, \pi K, KK$,” arXiv:0810.3483 [hep-ph].
- [15] QCD Factorization was first proposed in,
M. BENEKE *et al.*, *QCD Factorization in $B \rightarrow \pi\pi$ Decays: Strong Phases and CP Violation in the Heavy Quark Limit*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1914 (1999), [hep-ph/9905312] and
———, *QCD Factorization for exclusive non-leptonic B-meson Decays: General arguments and the case for heavy-light final states*, Nucl. Phys. B **591**, 313 (2000), [hep-ph/0006124];
the most recent update is
M. BENEKE and M. NEUBERT, *QCD factorization for $B \rightarrow PP$ and $B \rightarrow PV$ decays*, Nucl. Phys. B **675**, 333 (2003), [hep-ph/0308039].
- [16] Y.-Y. KEUM, H.-N. LI, and A. I. SANDA, *Fat penguins and imaginary penguins in perturbative QCD*, Phys. Lett. B **504**, 6 (2001), [hep-ph/0004004];
———, *Penguin enhancement and $B \rightarrow K\pi$ decays in perturbative QCD*, Phys. Rev. D **63**, 054008 (2001), [hep-ph/0004173].
- [17] C. W. BAUER, S. FLEMING, and M. E. LUKE, *Summing Sudakov logarithms in $B \rightarrow X_s\gamma$ in effective field theory*, Phys. Rev. D **63**, 014006 (2001), [hep-ph/0005275];
C. W. BAUER *et al.*, *An effective field theory for collinear and soft gluons: Heavy to light decays*, Phys. Rev. D **63**, 114020 (2001), [hep-ph/0011336];
C. W. BAUER and I. W. STEWARD, *Invariant operators in collinear effective theory*, Phys. Lett. B **516**, 134 (2001), [hep-ph/0107001].
- [18] *Heavy Flavor Averaging Group, results from ICHEP 2008* [HFAG].
- [19] Y.Y. KEUM and A.I. SANDA, *Possible large direct CP violations in charmless B decays: Summary report on the pQCD method*, Phys. Rev. D **67**, 054009 (2003), [hep-ph/0209014].
- [20] M. BENEKE *et al.*, *QCD factorization in $B \rightarrow \pi K, \pi\pi$ decays and extraction of Wolfenstein parameters*, Nucl. Phys. B **606**, 245-321 (2001), [hep-ph/0104110]
- [21] M. GRONAU and J.L. ROSNER, *The $b \rightarrow s$ penguin amplitude in charmless $B \rightarrow PP$ decays*, Phys. Rev. D **71**, 074019 (2005), [hep-ph/0503131].
- [22] A. WILLIAMSON and J. ZUPAN, *Two body B decays with isosinglet final states in SCET*, Phys. Rev. D **74**, 014003 (2006) erratum-ibidem Phys. Rev. D **74**, 03901 (2006) [hep-ph/0601214].

Bibliografia

- [23] M. PIERINI, *An update on charming penguins in charmless B decays*, Talk given at 4th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle (CKM 2006), Nagoya, Japan, 12-16 Dec 2006. Paper in preparation.
- [24] S. MISHIMA, *Recent developments in the PQCD approach*, Talk given at 4th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle (CKM 2006), Nagoya, Japan, 12-16 Dec 2006. [hep-ph/0703210]
- [25] R. FLEISCHER, *The $B \rightarrow \pi K$ Puzzle: A Status Report*, Talk given at 4th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle (CKM 2006), Nagoya, Japan, 12-16 Dec 2006. CERN-PH-TH-2007-017, [hep-ph/0701217]
- [26] Nature 452, 332-335 [*Belle Collab.*], (20 March 2008)
- [27] M. Gronau and J. L. Rosner, "The role of $B/s \rightarrow K \pi$ in determining the weak phase γ ," Phys. Lett. B **482** (2000) 71 [arXiv:hep-ph/0003119].
- [28] J. f. Sun, G. h. Zhu and D. s. Du, "Phenomenological analysis of charmless decays $B/s \rightarrow PP, PV$ with QCD factorization," Phys. Rev. D **68** (2003) 054003 [arXiv:hep-ph/0211154].
- [29] M. Beneke and M. Neubert, "QCD factorization for $B \rightarrow PP$ and $B \rightarrow PV$ decays," Nucl. Phys. B **675** (2003) 333 [arXiv:hep-ph/0308039]. [doi:10.1016/j.nuclphysb.2003.09.026]
- [30] X. Q. Yu, Y. Li and C. D. Lu, "Branching ratio and CP violation of $B/s \rightarrow \pi K$ decays in the perturbative QCD approach," Phys. Rev. D **71** (2005) 074026 [Erratum-ibid. D **72** (2005) 119903] [arXiv:hep-ph/0501152]. [doi:10.1103/PhysRevD.71.074026]
- [31] A. ABULENCIA et al. (CDF COLLABORATION), *Observation of $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ and Measurements of Branching Fractions of Charmless Two-Body Decays of B^0 and B_s^0 Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **97**, 211802 (2006), [hep-ex/0607021]. [doi:10.1103/PhysRevLett.97.211802]
- [32] M. Morello [CDF Collaboration], "Branching fractions and direct CP asymmetries of charmless decay modes at the Tevatron," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **170** (2007) 39 [arXiv:hep-ex/0612018].
- [33] J.R. BATLEY et al. (NA48 COLLABORATION), *CDF II Collaboration, R. Blair et al. "The CDF II Detector, Technical Design Report" FERMILAB-PUB-96/390-E CDF, (1996)*, Phys. Lett. **B544**, 97 (2002), [hep-ex/0208009];
- [34] Wiedemann H., *Particle Accelerator Physics*, Springer-Verlag.
- [35] C. S. HILL, *Initial experience with the CDF layer 00 silicon detector*, Nucl. Instrum. Methods **A511**, 118 (2003).

Bibliografia

- [36] A. SILL, *CDF Run II silicon tracking projects*, Nucl. Instrum. Methods **A447**, 1 (2000).
- [37] A. AFFOLDER et al., *Status report of the intermediate silicon layers detector at CDF II*, Nucl. Instrum. Methods **A485**, 6 (2002).
- [38] T. AFFOLDER et al., *CDF Central Outer Tracker*, Nucl. Instrum. Methods **A526**, 249 (2004).
- [39] L. BALKÁ et al., *The CDF central electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods **A267**, 272 (1988);
S. R. HAHN et al., *Calibration systems for the CDF central electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods **A267**, 351 (1988).
- [40] C. AVILA et al. (E811 COLLABORATION), *A measurement of the proton-antiproton total cross-section at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*, Phys. Lett. **B445**, 419 (1999);
F. ABE et al. (CDF COLLABORATION), *Measurement of the anti-proton proton total cross-section at $\sqrt{s}=546$ GeV and 1800 GeV*, Phys. Rev. D **50**, 5550 (1994).
- [41] E. J. THOMSON et al., *Online Track Processor for the CDF Upgrade*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, 1063 (2002).
- [42] For more details on the SVT, see the following conference proceedings (and references therein):
B. ASHMANSKAS et al., *The CDF Silicon Vertex Trigger*, Nucl. Instrum. Methods **A518**, 532 (2004), [physics/0306169];
M. DELL'ORSO, *The CDF Silicon Vertex Trigger*, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **156**, 139 (2006).
- [43] For an exact definition of the χ_{SVT}^2 quantity, see
S. BELFORTE et al., *Silicon Vertex Tracker Technical Design Report*, CDF Internal Note 3108 (1995), unpublished.
- [44] D. TONELLI, *First observation of the $B_{(s)}^0 \rightarrow K^+K^-$ decay mode, and measurement of the B^0 and $B_{(s)}^0$ mesons decay-rates into two-body charmless final states at CDF*, Ph. D. thesis, Scuola Normale Superiore, Pisa, FERMILAB-THESIS-2006-23 (2006).
- [45] M. J. MORELLO, *Measurement of CP Asymmetries and Branching Fractions of Two-Body Charmless Decays of B^0 and B_s^0 Mesons*, Ph. D. thesis, Scuola Normale Superiore, Pisa, FERMILAB-THESIS-2007-57 (2007).
- [46] H. ALBRECHT et al. (ARGUS COLLABORATION), *Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays*, Phys. Lett. **B241**, 278 (1990).
- [47] P. SPHICAS, *A $b\bar{b}$ Monte Carlo Generator*, CDF Internal Note 2655 (1994), unpublished;

Bibliografia

- K. ANIKEEV, P. MURAT, and CH. PAUS, *Description of Bgenerator II*, CDF Internal Note 5092 (1999), unpublished.
- [48] A. B. WICKLUND and K. BYRUM, *Calibration and Applications of the dE/dx from the CTC*, CDF Internal Note 2624 (1995), unpublished.
- [49] S. BUDRONI, *Violazione di CP diretta nei decadimenti dei mesoni B a CDF*, Tesi di Laurea Specialistica, Università degli Studi di Pisa.
- [50] Although the inequality was first (implicitly) derived by Aitken and Silverstone, it is generally referred to as Cramér-Rao (or Fréchet) inequality, following the papers below:
C. R. RAO, *Information and accuracy attainable in the estimation of statistical parameters*, Bull. Calcutta Math. Soc., **37**, 81 (1945);
H. CRAMÉR, *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton University Press (1946).
- [51] F. JAMES and M. ROOS, *'MINUIT' A system for Function Minimization And Analysis of the Parameter Errors and Correlations*, Comput. Phys. Commun. **10**, 343 (1975);
F. JAMES, *MINUIT – Function Minimization and Error Analysis – Reference Manual*, CERN Program Library **D506** (1998).