



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e  
Naturali  
Corso di Laurea Specialistica in Fisica

Produzione di barioni con charm a  
 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  in LHCb.

Relatore:  
Prof. Biagio Saitta

Tesi di Laurea di:  
Francesca Dordei

Anno Accademico  
2009-2010



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Produzione di adroni con charm</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.2 Modello di Lund . . . . .	7
1.3 Modelli basati sulla pQCD . . . . .	8
1.4 Modello con ricombinazione a due componenti . . . . .	10
1.5 Modello con charm intrinseco a due componenti . . . . .	13
1.6 Confronto tra i modelli a due componenti . . . . .	14
1.7 Modello con stringa Quark-Gluone . . . . .	15
<b>2 L'esperimento LHCb</b>	<b>19</b>
2.1 LHC - Large Hadron Collider . . . . .	19
2.2 L'esperimento LHCb . . . . .	22
2.2.1 Il magnete . . . . .	25
2.2.2 Il sistema di tracciamento . . . . .	25
2.2.3 Identificazione di particelle . . . . .	29
2.3 Il trigger . . . . .	32
<b>3 Il barione <math>\Lambda_c</math></b>	<b>35</b>
<b>4 Analisi campione Monte Carlo</b>	<b>39</b>
4.1 Effetti di accettazione geometrica . . . . .	40
4.2 Effetti di trigger . . . . .	42
4.3 Efficienza di ricostruzione . . . . .	43
4.4 Preselezione del campione . . . . .	49
4.5 Selezione del campione e del fondo . . . . .	63

4.6	Composizione del campione . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Selezione dei dati</b>	<b>71</b>
<b>6</b>	<b>Risultati</b>	<b>81</b>
6.1	Decadimenti della $\Lambda_c$ . . . . .	82
6.2	Rapporto $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ . . . . .	86
6.3	Produzione di $\Sigma_c$ . . . . .	95
6.4	Sezione d'urto di produzione . . . . .	97
	<b>Conclusioni</b>	<b>99</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>103</b>

# Elenco delle figure

1.1	Contributi all'ordine dominante per la produzione perturbativa di $c\bar{c}$ mediante processi di fusione di partoni. . . . .	9
1.2	Produzione di $\Lambda_c$ mediante la ricombinazione di un quark $c$ del mare dei protoni con i quarks $u$ e $d$ . . . . .	11
1.3	Distribuzione $d\sigma/dx_F$ predetta dal modello con ricombinazione (linea continua) e dal modello con charm intrinseco (linea tratteggiata) per funzioni di frammentazione di Peterson (a) e funzioni a delta (b), confrontate con la produzione di $\Lambda_c$ in interazioni $pp$ a $\sqrt{s} = 63$ GeV. . . . .	15
1.4	Sezione d'urto di produzione di adroni con charm inelastica e differenziale (a), molteplicità media di diversi adroni con charm (b) e asimmetria nella produzione di adroni con charm (c) in collisioni $pp$ con energia nel centro di massa $\sqrt{s}$ . . . . .	16
1.5	Asimmetria nella produzione di adroni con charm in collisioni $pp$ in funzione di $x_F$ a diverse energie nel centro di massa. . . . .	17
2.1	Complesso degli acceleratori del CERN. . . . .	20
2.2	Il rivelatore LHCb: sezione verticale. . . . .	22
2.3	Luminosità integrata raggiunta dai diversi esperimenti durante il 2010. . . . .	24
2.4	Distribuzione dell'angolo polare dei quark $b(\bar{b})$ prodotti. . . . .	24
2.5	Risoluzione dei sensori per ogni singolo hit in funzione della posizione del sensore misurata durante un test beam con particelle di incidenza normale. . . . .	27
2.6	Angolo Cherenkov in funzione del momento della particella per i radiatori RICH. . . . .	29

2.7	Efficienza di identificazione dei kaoni rispetto ai pioni. . . . .	30
2.8	Efficienza di identificazione dei protoni rispetto ai pioni. . . . .	31
3.1	Diagramma del decadimento $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	36
3.2	Modi di decadimento risonanti e non risonanti per il canale $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	36
3.3	Diverse tipologie di creazione di $\Lambda_c$ per mezzo del decadimento $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . . . . .	37
4.1	Schema delle diverse tipologie di tracce a seconda della rispo- sta dei diversi rivelatori del sistema di tracciamento. . . . .	43
4.2	Spettro d'impulso MC rispettivamente dall'alto per i kaoni, protoni e pioni. . . . .	45
4.3	Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso totale per le $\Lambda_c$ (blu) e le $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	47
4.4	Efficienza di ricostruzione in funzione della pseudorapidità per le $\Lambda_c$ (blu) e le $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	48
4.5	Efficienza di ricostruzione in funzione della rapidità per le $\Lambda_c$ (blu) e le $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	48
4.6	Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso trasverso per le $\Lambda_c$ (blu) e le $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	49
4.7	Efficienza di ricostruzione in funzione della $x_F$ per le $\Lambda_c$ (blu) e le $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	50
4.8	Effetti del taglio sul $\chi^2$ del vertice di decadimento sul segnale (in alto) e sul fondo combinatoriale (in basso). . . . .	52
4.9	Distribuzione dell'impulso in funzione della distanza di volo per il segnale (in alto) e per il fondo combinatoriale (in basso). . . . .	54
4.10	Effetti del taglio sulla distanza di volo sul segnale (in alto) e sul fondo combinatoriale (in basso). . . . .	55
4.11	Distribuzione dell'angolo calcolato tra la direzione dell'impul- so della $\Lambda_c$ vero e quello misurato (in alto) e tra la direzione dell'impulso della $\Lambda_c$ vero e la direzione di volo calcolata dalla ricostruzione dei due vertici (in basso). . . . .	56

4.12	Distribuzione dell'impulso trasverso della $\Lambda_c$ dopo l'applicazione di diversi tagli: identificazione delle figlie (rosso), $\chi^2$ del vertice di decadimento (nero), $\chi^2$ della distanza di volo (verde) e puntamento della $\Lambda_c$ (blu) . . . . .	57
4.13	Distribuzione della massima distanza di minimo approccio per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso). . . . .	58
4.14	Distribuzione della massima distanza di minimo approccio per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso). . . . .	59
4.15	Distribuzione dell'impulso trasverso dei protoni e degli antiprotoni per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso). . . . .	60
4.16	Distribuzione dell'impulso trasverso dei protoni di segnale (in alto) e degli antiprotoni di segnale (in basso). . . . .	62
4.17	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo l'applicazione dei tagli della preselezione. . . . .	63
4.18	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione della selezione (A). . . . .	66
4.19	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione della selezione (B). . . . .	67
5.1	Distribuzione di massa invariante dopo la preselezione applicata sul campione di dati reali. . . . .	73
5.2	Andamento della molteplicita' dopo aver applicato i tagli della preselezione al campione di dati reali. . . . .	73
5.3	Distribuzione di massa invariante dopo l'applicazione dei tagli ulteriori della Tabella 5.2. . . . .	75
5.4	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione del taglio sul $\chi^2$ della distanza di volo. . . . .	78
5.5	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione del taglio sul $p_T$ dei prodotti di decadimento. . . . .	78
5.6	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione del taglio sulla massima distanza di minimo approccio. . . . .	79
5.7	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo l'applicazione dei tagli $LL(p) - LL(\pi) > 20$ e $LL(K) - LL(\pi) > 20$ . . . . .	79

6.1	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo la selezione A. . . . .	81
6.2	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ (a) e della $\bar{\Lambda}_c$ (b) dopo la selezione B. . . . .	82
6.3	Distribuzione della massa invariante delle combinazioni $p\pi$ (a), $pK$ (b) e $K\pi$ (c) dopo la preselezione. . . . .	83
6.4	Plot di Dalitz per la finestra di segnale dopo la selezione B. . .	84
6.5	Distribuzione della massa invariante delle combinazioni $p\pi$ (a), $pK$ (b) e $K\pi$ (c) dopo la selezione B nella finestra di segnale. .	85
6.6	Distribuzione della massa invariante delle combinazioni $p\pi$ (a), $pK$ (b) e $K\pi$ (c) dopo la selezione B nelle sideband. . . . .	86
6.7	Distribuzione impulso trasverso per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per $\Lambda_c$ (alto) e $\bar{\Lambda}_c$ (basso). . . . .	87
6.8	Distribuzione rapidità per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per $\Lambda_c$ (alto) e $\bar{\Lambda}_c$ (basso). . . . .	88
6.9	Distribuzione $x_F$ per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per $\Lambda_c$ (alto) e $\bar{\Lambda}_c$ (basso). . . . .	88
6.10	Distribuzione impulso trasverso dopo la sottrazione del fondo per $\Lambda_c$ (nero) e $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	89
6.11	Distribuzione rapidità per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per $\Lambda_c$ (nero) e $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	89
6.12	Distribuzione $x_F$ per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per $\Lambda_c$ (nero) e $\bar{\Lambda}_c$ (rosso). . . . .	90
6.13	Distribuzione del parametro d'impatto delle $\Lambda_c$ dopo l'applicazione della selezione B. . . . .	90
6.14	Andamento delle efficienze di ricostruzione e selezione per le $\Lambda_c$ (nero) e $\bar{\Lambda}_c$ (rosso), in funzione di $p_T$ (a), $y$ (b) e $x_F$ (c). . .	91
6.15	Rapporto delle efficienze di ricostruzione e selezione ( $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ ), in funzione di $p_T$ (a), $y$ (b) e $x_F$ (c). . . . .	92
6.16	Rapporto $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ in funzione di $p_T$ per i dati e il campione Monte Carlo. . . . .	93
6.17	Rapporto $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ in funzione della rapidità per i dati e il campione Monte Carlo. . . . .	93

6.18 Rapporto $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ in funzione di $x_F$ per i dati e il campione Monte Carlo. . . . .	94
6.19 Differenza di massa tra la $\Sigma_c^0$ ( $\Sigma_c^{0*}$ ) e la $\Lambda_c$ . . . . .	95
6.20 Differenza di massa tra la $\Sigma_c^{++}$ ( $\Sigma_c^{++*}$ ) e la $\Lambda_c$ . . . . .	96



# Elenco delle tabelle

3.1	Principali caratteristiche del barione $\Lambda_c$ . . . . .	35
4.1	Accettanza in intervalli di $p_T$ (GeV) per la $\Lambda_c$ e la $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	41
4.2	Accettanza in intervalli di $y$ per la $\Lambda_c$ e la $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	41
4.3	Accettanza in intervalli di $x_F$ per la $\Lambda_c$ e la $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	42
4.4	Effetti dell'accettanza geometrica del rivelatore per $2 < p_T < 8$ GeV e $2 < y < 4.5$ . . . . .	42
4.5	Efficienze di ricostruzione per le $\Lambda_c$ e le $\bar{\Lambda}_c$ richiedendo qualun- que tipologia di traccia. . . . .	44
4.6	Efficienze di ricostruzione per le $\Lambda_c$ e le $\bar{\Lambda}_c$ richiedendo esclusi- vamente tracce di tipo long. . . . .	45
4.7	Efficienze di ricostruzione per i singoli prodotti di decadimento richiedendo esclusivamente tracce di tipo long. . . . .	45
4.8	Effetti dei tagli sulla identificazione delle particelle e sulla finestra di massa invariante sul campione di segnale. . . . .	52
4.9	Effetti dei tagli della preselezione, esclusi i tagli sulla PID, sul campione di segnale e sul fondo. . . . .	60
4.10	Effetti dei tagli della preselezione sul campione di segnale, mostrati separatamente per le $\Lambda_c$ e per le $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	61
4.11	Tagli della selezione applicati al campione di segnale e al cam- pione minimum bias Monte Carlo. . . . .	64
4.12	Effetti della selezione sull campione di segnale e sul campione minimum bias Monte Carlo. . . . .	65
4.13	Efficienze di selezione e ricostruzione mostrati separatamente per le $\Lambda_c$ e per le $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	65

4.14	Composizione del campione Monte Carlo prima dell'applicazione della selezione per le $\Lambda_c$ e le $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	68
4.15	Composizione del campione Monte Carlo dopo l'applicazione della selezione (A) per le $\Lambda_c$ e le $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	69
4.16	Composizione del campione Monte Carlo dopo l'applicazione della selezione (B) per le $\Lambda_c$ e le $\bar{\Lambda}_c$ . . . . .	69
5.1	Tagli della preselezione applicati al campione di dati reali. . .	72
5.2	Andamento della molteplicità media in funzione dei tagli effettuati. . . . .	74
5.3	Effetti dei tagli in sequenza sul campione di dati. . . . .	76



# Introduzione

Il Modello Standard è una teoria di campo quantistica atta a descrivere tre delle quattro forze fondamentali note, ossia le interazioni elettrodeboli e forti. Ad oggi, le previsioni del Modello Standard sono state in larga parte verificate sperimentalmente con ottima precisione, anche grazie all'utilizzo degli acceleratori di particelle, che ne hanno mostrato l'attendibilità in un vasto intervallo di energie.

Tuttavia, questo costrutto teorico postula anche l'esistenza di particolari particelle, i bosoni di Higgs, necessarie per spiegare il meccanismo per il quale le particelle acquisiscono massa. Il bosone di Higgs non è stata ancora osservato sperimentalmente e la sua massa non è prevista dal Modello Standard. Ricerche dirette effettuate al collisionatore  $e^+e^-$  LEP del CERN e a quello  $p\bar{p}$  Tevatron del Fermilab hanno permesso di escludere valori della massa inferiori a 114.4 GeV. Con l'avvento di LHC, il collisionatore adronico  $pp$  costruito al CERN, sarà possibile però dare una risposta sulla sua esistenza, dal momento che misure indirette della determinazione dei parametri elettrodeboli danno indicazione che i valori della massa sono, con buona probabilità, in un intervallo ad esso accessibile.

D'altra parte, nonostante la verifica sperimentale dell'esistenza dell'Higgs rappresenterebbe l'ultima importante conferma del Modello Standard, molti sforzi sono già stati compiuti per poter integrare questo modello in una teoria di unificazione più vasta che, necessariamente, include al suo interno una descrizione dell'interazione gravitazionale, completamente ignorata nell'attuale modello.

Sebbene in numero limitato, esistono inoltre dei segni di possibile fisica che non può essere inquadrata all'interno del Modello Standard, come

la massa non nulla dei neutrini, dedotta dall'osservazione sperimentale del fenomeno delle oscillazioni di neutrino o le spiegazioni circa la natura della materia oscura.

Modelli supersimmetrici che postulano simmetrie della natura aggiuntive rispetto a quelle previste dal Modello Standard e che assegnano ad ogni particella un partner supersimmetrico, potrebbero portare ad un innalzamento di svariati ordini di grandezza dei branching fractions per alcuni decadimenti rari o proibiti nel M.S. Lo studio, in particolare, dei decadimenti rari del B può rivelarsi utilissimo nel fornire tali prove indirette di fisica non inquadrabile nell'ambito del Modello Standard.

L'esperimento LHCb si candida come uno degli ambienti ideali per queste misure dal momento che, alla luminosità nominale, la produzione di mesoni B sarà di circa  $10^{12}$  per anno, in grado quindi di fornire statistica sufficiente affinché anche quei decadimenti con branching fraction molto esigui divengano accessibili.

In attesa di raggiungere la luminosità nominale e una statistica sufficiente per lo studio della fisica del B, sta però assumendo sempre maggiore importanza lo studio della fisica di eventi minimum bias nella regione in avanti. Gli scopi principali di questa analisi sono la determinazione delle sezioni d'urto di produzione, delle asimmetrie tra particelle e antiparticelle e la misura della molteplicità delle particelle cariche. Tale analisi si concentra in modo particolare su particelle con quark strange e charm, che non sono quark di valenza vista la composizione dei fasci costituiti esclusivamente da protoni: questo permette di comprendere meglio come avvengono i processi di adronizzazione. Dal punto di vista teorico questa non è ancora pienamente compresa e, al giorno d'oggi, esistono solo poche famiglie di modelli fenomenologici in grado di riprodurre, in modo più o meno accurato, la frammentazione in quark strange e charm. Inoltre è importante sottolineare che lo studio di questi processi permette di calibrare i codici Monte Carlo usati per la simulazione degli eventi: al giorno d'oggi diversi tunings sono disponibili, calibrati precedentemente al LEP e al Tevatron, ma ci si aspetta grosse discrepanze nelle estrapolazioni che sono state fatte per includere le energie di LHC.

Questo lavoro di tesi si inquadra esattamente in questo contesto. E' stata

analizzata la produzione di  $\Lambda_c$  attraverso la ricostruzione del canale di decadimento  $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$  e si è studiata in modo particolare l'asimmetria di produzione delle  $\Lambda_c$  rispetto alle  $\bar{\Lambda}_c$ , predetta da numerosi modelli fenomenologici e spiegata per mezzo dell'*effetto di particella leading*.

Questo lavoro è articolato nella maniera seguente. Il primo capitolo descrive brevemente l'importanza dello studio della produzione di barioni con charm. Il secondo capitolo fornisce una breve descrizione dell'esperimento LHCb nel suo complesso con maggiori dettagli sulle componenti significative per il decadimento studiato, quali il sistema di tracciamento e il sistema di identificazione delle particelle. Nel terzo capitolo vengono descritte le principali caratteristiche del barione  $\Lambda_c$  e il canale di decadimento selezionato. Nel quarto capitolo viene descritta l'analisi compiuta sul campione Monte Carlo per la valutazione delle efficienze e per la identificazione dei criteri di selezione. Nel quinto capitolo vengono esposti i risultati ottenuti mediante l'applicazione della selezione studiata al campione di dati reali. Nel sesto capitolo vengono esposti i risultati relativi al rapporto tra  $\bar{\Lambda}_c$  e  $\Lambda_c$  in funzione delle variabili ritenute interessanti nell'ambito di questa analisi, risultati preliminari e qualitativi sulla produzione di  $\Sigma_c$  e sulla produzione di  $\Lambda_c$  attraverso stati risonanti, e infine la misura della sezione d'urto di produzione di  $\Lambda_c$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV in interazioni  $pp$ . Vengono infine tratte le opportune conclusioni.



# Capitolo 1

## Produzione di adroni con charm

### 1.1 Introduzione

La Cromodinamica Quantistica (QCD) è la teoria di campo inclusa all'interno del Modello Standard che descrive le interazioni forti di quark e gluoni. A piccole distanze o, alternativamente, a grandi energie, l'accoppiamento effettivo è piccolo e la teoria può essere studiata usando tecniche perturbative. Lo studio della produzione di particelle con charm nelle collisioni adroniche è di interesse nella fisica delle alte energie, poichè esso costituisce un buon test della QCD perturbativa (pQCD). Nonostante si sappia che i processi dominanti nella produzione di charm siano la fusione gluone-gluone  $gg \rightarrow c\bar{c}$  e l'annichilazione quark-antiquark  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ , i diversi modelli completi, che cercano di spiegare i processi di ricombinazione e adronizzazione, falliscono nello spiegare alcuni comportamenti caratteristici nella produzione di adroni pesanti. Infatti i meccanismi di produzione di adroni contenenti quarks pesanti non sono stati ancora pienamente compresi; al momento non esiste una teoria esaustiva ma sono presenti diversi modelli fenomenologici. Risultati sperimentali recenti sulla produzione adronica di mesoni con charm hanno infatti mostrato una forte correlazione tra il contenuto di *sapore* degli adroni incidenti e i mesoni  $D_s(c\bar{s})$  prodotti [1]. Questo effetto, noto come **Effetto di particella leading**, è stato osservato anche nella produzione della  $\Lambda_c(udc)$  e della  $\Lambda_b(udb)$  in interazioni  $pp$  [2] [3] e  $\pi^-p$  [4] e comporta una sostanziale

differenza nella produzione di adroni con charm rispetto ad anticharm. Le particelle leading (L), che condividono uno o più quark di valenza con gli adroni iniziali, sono favorite nella direzione degli adroni incidenti rispetto alle particelle non-leading (NL), che non condividono alcun quark. Tale effetto è molto importante dal momento che contraddice esplicitamente il *teorema di fattorizzazione* della pQCD, che predice che i quarks pesanti adronizzano attraverso una funzione di frammentazione a jet che è indipendente dallo stato iniziale. Inoltre, nonostante la pQCD all'ordine dominante (Leading Order) e all'ordine dominante successivo (Next to Leading Order) predica un piccolo aumento della sezione d'urto di produzione del quark  $\bar{c}$  rispetto al quark  $c$  [5], l'effetto di questa asimmetria è troppo piccolo e in direzione opposta per tenere conto dell'asimmetria  $D^-/D^+$  misurata in interazioni  $\pi^- - nucleone$  [1]. Per spiegare tali asimmetrie è necessario che durante la produzione avvenga un qualche meccanismo di ricombinazione che coinvolga i quarks di valenza dell'adrone iniziale. D'altra parte, l'evidenza di effetti di particella leading nella produzione di  $\Lambda_c$  [3] mostra chiaramente che i meccanismi non-perturbativi hanno un ruolo fondamentale nella produzione di adroni. Questo effetto è osservato a grandi valori di  $x_F$  che è definita come:

$$x_F = \frac{2p_L}{\sqrt{s}} \quad (1.1)$$

con  $p_L$  impulso longitudinale e  $\sqrt{s}$  pari all'energia nel centro di massa; tale variabile viene usata dal momento che essa esprime la relazione tra l'energia nel laboratorio delle particelle finali e l'energia dei fasci collidenti e descrive come quest'ultima si distribuisce tra le particelle prodotte.

Si può definire una **asimmetria di produzione**:

$$A_{L/NL}(x_F) = \frac{d\sigma_L/dx_F - d\sigma_{NL}/dx_F}{d\sigma_L/dx_F + d\sigma_{NL}/dx_F} \quad (1.2)$$

dove L indica le particelle leading mentre NL sta per non leading. L'asimmetria osservata può essere spiegata come una caratteristica comportamentale dei processi di adronizzazione oppure come una manifestazione del contenuto intrinseco di charm del fascio di adroni. Questi ultimi infatti non contengono

soltanto i quarks di valenza, che ne determinano i numeri quantici, ma anche coppie  $q\bar{q}$  di quarks virtuali (*sea quarks*).

Esiste una grande varietà di modelli teorici che descrivono, in maniera più o meno soddisfacente, la produzione adronica di particelle con charm.

Questi modelli possono essere suddivisi in tre grandi gruppi:

- il modello *String Fragmentation* (SF) [6], implementato nel pacchetto Lund Pythia-Jetset [7];
- i modelli basati sulla pQCD e sul modello a partoni, con in aggiunta altri meccanismi per cercare di spiegare le asimmetrie trovate, tra cui il modello *Intrinsic Charm* (IC) a due componenti [9] e il modello di ricombinazione a due componenti (R2C) [10];
- i modelli basati sul modello a pomeroni [11].

In questo capitolo verranno descritti brevemente i modelli principali e più in uso di adronizzazione evidenziando in particolare le previsioni che vengono fatte per l'asimmetria di produzione  $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$  in interazioni  $pp$ .

Inoltre i risultati sperimentali su questi processi di adronizzazione permettono di calibrare i codici Monte Carlo usati per la simulazione degli eventi: al giorno d'oggi diversi tunings sono disponibili, calibrati precedentemente al LEP e al Tevatron, ma ci si aspetta grosse discrepanze nelle estrapolazioni che sono state fatte per includere le energie di LHC.

## 1.2 Modello di Lund

Il modello noto come **modello di Lund** prevede che la *adronizzazione*, il processo attraverso cui i partoni con carica di colore sono trasformati in adroni privi di colore, avvenga mediante la cosiddetta *frammentazione di stringa*. Tale modello risulta essere alla base di tutti i processi elementari implementati nel codice PYTHIA [16], un programma utilizzato per la simulazione di eventi in fisica delle particelle, con l'obiettivo di fornire una rappresentazione, quanto più accurata possibile, dei prodotti dell'interazione fra particelle incidenti, descritte sia all'interno del Modello Standard che oltre. Viene posta

particolare attenzione a quei processi in cui sono coinvolte interazioni forti, sia direttamente che indirettamente, all'origine di stati finali multiadronici. Le teorie alla base di questi processi non sono ancora completamente comprese ed il modello non è quindi tale da fornire un risultato esatto; il programma si basa quindi su una combinazione di risultati analitici e di vari modelli fenomenologici basati sulla QCD. Il punto di partenza del modello a stringa è il confinamento lineare in cui si considerano i quark come cariche di colore fra i quali si genera un campo ed i gluoni più energetici risultano attratti a vicenda formando un tubo sottile (o stringa) di campo forte. Quando i partoni  $q$  e  $\bar{q}$  si allontanano dai propri vertici di produzione, fisicamente si ha un stringa di flusso di colore stirata tra i due partoni. Le dimensioni trasverse della stringa sono dell'ordine delle tipiche dimensioni adroniche, circa  $1fm$ . Se si assume che la stringa sia uniforme lungo la sua lunghezza ciò che si ottiene è un confinamento con un potenziale che cresce in maniera lineare. Dalla spettroscopia adronica si determina la *costante della stringa*  $k \approx 1GeV/fm$ , pari alla quantità di energia per unità di lunghezza. Quando i partoni  $q$  e  $\bar{q}$  si allontanano, l'energia potenziale immagazzinata nella stringa aumenta e questo può provocare la rottura della stringa con la produzione di una nuova coppia  $q'\bar{q}'$ , e il sistema si divide in due singoletti di colore  $q\bar{q}'$  e  $q'\bar{q}$  e il processo può continuare se la massa invariante di ogni nuova stringa è sufficiente. Mediante meccanismi di tunnelling si ha infine l'emergere di una coppia  $q\bar{q}$  dal vuoto in presenza di un campo di colore costante. Questo modello fornisce una probabilità relativa di produzione per i diversi sapori del tipo  $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$ , perciò la produzione di charm tramite questi processi risulta essere fortemente soppressa, mentre può essere generata da fusione di gluoni e da processi di bremsstrahlung.

### 1.3 Modelli basati sulla pQCD

Il processo perturbativo prevede la formazione di una coppia  $c\bar{c}$  in QCD seguita da una frammentazione indipendente: i processi di fusione di partoni che contribuiscono alla produzione perturbativa di  $c\bar{c}$  sono mostrati in Figura 1.1. La distribuzione inclusiva nella variabile  $x_F$  per la  $\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)$  in

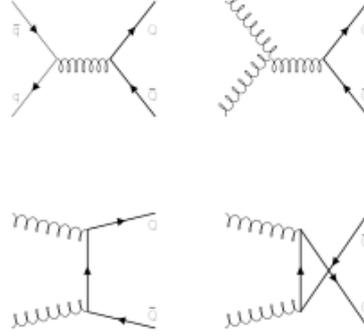


Figura 1.1: Contributi all'ordine dominante per la produzione perturbativa di  $c\bar{c}$  mediante processi di fusione di partoni.

interazioni adroniche, assumendo fattorizzazione, si può porre nella forma:

$$\frac{d\sigma^{p_f}}{dx_F} = \frac{1}{2}\sqrt{s} \int H_{ab}^{AB}(x_a, x_b, Q^2) \frac{1}{E} \frac{D_{\Lambda_c/c}(z)}{z} dz dp_T^2 dy \quad (1.3)$$

dove  $H^{AB}$  contiene informazioni della struttura adronica iniziale e della produzione di charm nella pQCD:

$$H_{ab}^{AB}(x_a, x_b, Q^2) = \sum_{a,b} (q_a(x_a, Q^2) \bar{q}_b(x_b, Q^2) \quad (1.4)$$

$$+ \bar{q}_a(x_a, Q^2) q_b(x_b, Q^2)) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \Big|_{q\bar{q}} \quad (1.5)$$

$$+ g_a(x_a, Q^2) g_b(x_b, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \Big|_{gg} \quad (1.6)$$

dove  $x_a$  e  $x_b$  sono le frazioni di momento dei partoni negli adroni iniziali A e B,  $q(x, Q^2)$  e  $g(x, Q^2)$  sono le distribuzioni dei quark e dei gluoni corrispondenti agli adroni collidenti, E è l'energia del quark  $c(\bar{c})$  prodotto e  $D_{\Lambda_c/c}$  è la funzione di frammentazione appropriata. Nell' eq. 1.3,  $p_T^2$  è il momento trasverso quadrato del quark  $c(\bar{c})$  prodotto,  $y$  è la rapidità del quark  $c(\bar{c})$  e  $z = x_F/x_c$  è la frazione di momento del quark charm trasportato dalla  $\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)$ . La somma in eq. 1.6 è effettuata su  $a, b = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$ , mentre  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \Big|_{q\bar{q}}$  e  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \Big|_{gg}$  sono le sezioni d'urto elementari per i processi  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  e  $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$  all'ordine più basso. Per consistenza con i calcoli LO, in questo caso per i protoni del fascio vengono usate distribuzioni di partoni GRV-LO [17], mentre la scala è fissata a  $Q^2 = 2m_c^2$  con  $m_c = 1.5\text{GeV}$ . La frammentazione è modellata

da due funzioni differenti che descrivono l'adronizzazione del quark charm; quella normalizzata di Peterson:

$$D_{\Lambda_c/c}(z) = \frac{N}{z[1 - 1/z - \epsilon_c/(1 - z)^2]} \quad (1.7)$$

estratta da dati provenienti da interazioni  $e^+e^-$ , con  $\epsilon_c = 0.006$ , e la funzione di frammentazione a delta:

$$D_{\Lambda_c/c}(z) = \delta(1 - z) \quad (1.8)$$

che implica che la  $\Lambda_c$  è prodotta con lo stesso momento trasportato dal quark  $c$ . Le distribuzioni di fusione dei partoni della  $\Lambda_c$  e della  $\bar{\Lambda}_c$  sono uguali all'ordine dominante; invece, se si considerano delle correzioni NLO, compare una piccola asimmetria  $\bar{c}/c$ .

## 1.4 Modello con ricombinazione a due componenti

La ricombinazione dei quark spettatori di valenza con charm presenti nel mare degli adroni iniziali è un possibile meccanismo di produzione di barioni con charm nelle collisioni adroniche. In tale modello si assume, in aggiunta ai tipici processi di fusione dei partoni, che un diquark  $ud$  si ricombini con un quark  $c$  proveniente dal mare dei protoni incidenti. Tutti i calcoli che verranno presentati sono all'ordine più basso (LO) in  $\alpha_s$ . Inoltre viene inclusa anche una costante  $K \sim 2 - 3$  nella sezione d'urto di fusione dei partoni per tenere in considerazione i contributi NLO.

Il metodo della ricombinazione, inizialmente introdotto da K.P.Das e R.C.Hwa per la ricombinazione dei mesoni [12], è stato esteso da J. Ranft [13] per descrivere le distribuzioni dei barioni in collisioni  $pp$ . In tali modelli di ricombinazione si assume che l'adrone uscente è prodotto nella regione di frammentazione del fascio attraverso la ricombinazione del massimo numero di valenza e del minimo numero di quark del mare provenienti dagli adroni del fascio stessi, in accordo con il contenuto di sapore dell'adrone finale. Quindi, ad esempio, la  $\Lambda_c^+$  è prodotta dal diquark di valenza  $ud$  e da un quark  $c$

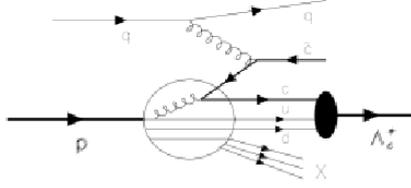


Figura 1.2: Produzione di  $\Lambda_c$  mediante la ricombinazione di un quark  $c$  del mare dei protoni incidenti con i quarks  $u$  e  $d$ .

proveniente dal mare dei protoni incidenti (si confronti Figura 1.2). Vengono quindi ignorati i contributi che coinvolgono più di una ricombinazione con un quark del mare. La distribuzione inclusiva  $x_F$  per la  $\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)$  in interazioni  $pp$  e nella regione in avanti se si include il solo meccanismo di ricombinazione è data da:

$$\frac{2E}{\sigma^{rec}\sqrt{s}} \frac{d\sigma^{rec}}{dx_F} = \int_0^{x_F} \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} \frac{dx_3}{x_3} F_3^{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)}(x_1, x_2, x_3) R_3(x_1, x_2, x_3, x_F) \quad (1.9)$$

dove  $E$  è l'energia dell'adrone prodotto,  $\sqrt{s}$  è l'energia nel centro di massa,  $R_3(x_1, x_2, x_3, x_F)$  è la funzione di ricombinazione e  $x_i = 1, 2, 3$  è la frazione di momento dell' $i$ -esimo quark rispetto al protone. La quantità  $F_3^{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)}(x_1, x_2, x_3)$  è la funzione di distribuzione dei tre quark e dipende da  $Q^2$  che risulta essere fissato a  $4m_c^2$ ; si può notare come la scala abbia un valore differente rispetto a quella usata per il modello a fusione. Infatti, in quest'ultimo  $Q^2$  è fissato ai vertici dei diagrammi di Feynman coinvolti nel contributo perturbativo, mentre nella ricombinazione questo parametro deve essere scelto in modo tale che il proprio valore non modifichi apprezzabilmente il mare di charm dell'adrone iniziale. Infatti, dal momento che il contenuto di charm nel mare del protone cresce rapidamente per  $Q^2$  che varia fra  $m_c^2$  e qualche  $m_c^2$ , valore oltre il quale diventa costante, si sceglie  $4m_c^2$  come un valore ottimale e sufficientemente lontano dalla soglia del charm, al fine di evitare un mare eccessivamente carente di charm, che di sicuro non è rappresentativo del contenuto reale di quark del mare nel protone.

Nelle interazioni  $pp$  il contributo principale alla distribuzione inclusiva a grandi  $x_F$  viene principalmente da processi di ricombinazione *valence-valence-sea* (VVS) di due quarks di valenza e uno del mare, dal momento che gli altri

processi che coinvolgono più di un sapore dal mare sono completamente trascurabili a causa del crollo molto rapido della distribuzione dei quarks del mare stessi. Al contrario, nella regione di piccoli  $x_F$ , dal momento che le distribuzioni dei quark nel mare risultano piccate a  $x_F \sim 0$ , risultano dominanti i processi *valence-sea-sea* (VSS) e *sea-sea-sea* (SSS), che coinvolgono rispettivamente uno o nessun quark di valenza e i restanti provenienti dal mare. Perciò, al fine di avere un'asimmetria  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  più accurata, i processi VSS e SSS devono essere inclusi nei calcoli della sezione d'urto: d'altra parte la produzione di  $\bar{\Lambda}_c$  in interazioni  $pp$  avviene solo attraverso ricombinazioni SSS.

La sezione d'urto differenziale di produzione complessiva si ottiene sommando i contributi della fusione dei partoni e della ricombinazione dati dalle eq. 1.3 e eq. 1.9 rispettivamente. La forma generale risulta essere:

$$\frac{d\sigma^{tot}}{dx_F} \Big|_{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)} = \frac{d\sigma^{pf}}{dx_F} + \sigma_{\Lambda_c}^{rec} \frac{d\sigma^{rec}}{dx_F} \Big|_{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)} \quad (1.10)$$

dove  $\sigma_{\Lambda_c}^{rec}$  è l'unico parametro libero del modello. Sostituendo l'eq. 1.10 nell'espressione 1.2 si ottiene l'asimmetria prevista da questo modello in funzione di  $x_F$ .

$$A_{\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c} = \sigma_{\Lambda_c}^{rec} \frac{d\sigma^{rec}/dx_F|_{\Lambda_c} - d\sigma^{rec}/dx_F|_{\bar{\Lambda}_c}}{2d\sigma^{pf}/dx_F + \sigma_{\Lambda_c}^{rec} [d\sigma^{rec}/dx_F|_{\Lambda_c} + d\sigma^{rec}/dx_F|_{\bar{\Lambda}_c}]} \quad (1.11)$$

Si noti che il solo contributo della pQCD a NLO predice una produzione maggiore di  $\bar{\Lambda}_c$  piuttosto che di  $\Lambda_c$  a grandi valori di  $x_F$  generando una asimmetria dovuta alla pQCD è dell'ordine del 10% a  $x_F \approx 1$  [10]. Tuttavia poichè a grandi  $x_F$  la componente dovuta alla ricombinazione è maggiore della parte perturbativa, questo contributo all'asimmetria è trascurabile. Pertanto in questo modello la componente responsabile dell'asimmetria a favore della  $\Lambda_c$  è la ricombinazione, in quanto essa coinvolge processi differenti per la produzione della  $\Lambda_c$  rispetto all' $\bar{\Lambda}_c$  e prevede distribuzioni inclusive in funzione di  $x_F$  diversi in forma. In questo modello sono inoltre presenti degli effetti di diquark molto pronunciati. Poichè  $u$  e  $d$  sono quark di valenza dei protoni, il diquark  $ud$  trasporta una grande frazione del momento del protone quando è liberato durante la collisione e questo viene poi trasferito alla  $\Lambda_c$  nel processo di ricombinazione con il quark  $c$  del mare.

## 1.5 Modello con charm intrinseco a due componenti

Come il modello analizzato in Sec. 1.4, anche in questo caso si tratta di un modello a due componenti in cui la sezione d'urto totale per la produzione di charm riceve contributi da due processi differenti: la produzione perturbativa di una coppia  $c\bar{c}$  in QCD, seguita da una frammentazione indipendente, a cui si aggiunge il contributo di un altro meccanismo non perturbativo, noto con il nome di *Intrinsic Charm Coalescence*. La sezione d'urto totale di conseguenza presenta la forma:

$$\frac{d\sigma^{tot}}{dx_F} \Big|_{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)} = \frac{d\sigma^{pf}}{dx_F} + \frac{d\sigma^{IC}}{dx_F} \Big|_{\Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)} \quad (1.12)$$

Il primo termine è del tutto analogo a quello analizzato in Sec. 1.4, relativo al meccanismo di fusione di partoni. Come già visto, questo termine non contribuisce all'asimmetria  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  se non a NLO, dove compare un piccolo effetto che tuttavia è opposto rispetto alle osservazioni sperimentali [3]. Di conseguenza il secondo termine, che nel modello precedente corrisponderebbe dal meccanismo di ricombinazione, è quello che deve dare il contributo principale all'asimmetria  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ . Nel modello IC il termine dominante viene dalle fluttuazioni dei protoni dei fasci in stati di Fock  $|uudc\bar{c}\rangle$  [14]. Questi stati di Fock collassano durante la collisione dei fasci contribuendo alla produzione di  $\Lambda_c$  attraverso l'unione (“*coalescence*”) del quark charm intrinseco con i quark  $u$  e  $d$ . Per ottenere una  $\bar{\Lambda}_c$  direttamente da questo processo, è necessaria una fluttuazione del protone in uno stato di Fock  $|uud\bar{u}d\bar{d}c\bar{c}\rangle$ . Dal momento che la probabilità per quest'ultimo stato è molto minore rispetto a quella del precedente stato, la produzione di  $\Lambda_c$  è favorita rispetto alle  $\bar{\Lambda}_c$ . La sezione d'urto differenziale della  $\Lambda_c$  per processi di charm intrinseco è:

$$\frac{d\sigma^{IC}}{dx_F} = r^{IC} \int_0^1 dx_u dx_w dx_d dx_c dx_{\bar{c}} \delta(x_F - x_u - x_d - x_c) \frac{dP^{IC}}{dx_u \dots dx_{\bar{c}}} \quad (1.13)$$

dove:

$$\frac{dP^{IC}}{dx_u \dots dx_{\bar{c}}} = N_5 \alpha_s^4 (M_{c\bar{c}}^2) \frac{\delta(1 - \sum_{i=u}^{\bar{c}} x_i)}{(m_p^2 - \sum_{i=u}^{\bar{c}} \hat{m}_i^2 x_i)^2} \quad (1.14)$$

è la probabilità della fluttuazione del protone nello stato  $|uudc\bar{c}\rangle$  e  $r^{IC}$  è un parametro che deve essere stimato per mezzo dei dati sperimentali. Trascuando invece i contributi che vengono dallo stato di Fock  $|uudu\bar{u}d\bar{d}c\bar{c}\rangle$  del protone, che sono molto piccoli, la sezione d'urto differenziale della  $\bar{\Lambda}_c$  è data solo dal primo termine in eq. 1.12.

## 1.6 Confronto tra i modelli a due componenti

Vi sono grandi differenze nelle predizioni che si possono ottenere tra questi modelli. Una delle caratteristiche principali che distingue il modello di ricombinazione da quello con charm intrinseco è il fatto che solo il primo produce grandi asimmetrie nella regione a piccoli  $x_F$ . Questa differenza è essenzialmente dovuta al fatto che la ricombinazione dei quark di valenza e del mare produce per la  $\Lambda_c$  una distribuzione  $dN/dx_F$  che è piccata a zero, mentre il modello a charm intrinseco predice che  $dN/dx_F$  cresca lentamente da zero fino ad un valore massimo che è raggiunto intorno a  $x_F = 0.6$ . Al fine di confrontare le predizioni dei due modelli con i dati sperimentali, si usa un'equazione del tipo:

$$\frac{dN^{\Lambda_c}}{dx_F} = N \left[ \frac{d\sigma^{pf}}{dx_F} + r^{IC,Rec} \frac{d\sigma_{Rec,IC}^{\Lambda_c}}{dx_F} \right] \quad (1.15)$$

e similmente per la  $\bar{\Lambda}_c$ . In questo caso  $N$  è una costante globale che può essere fissata dai dati sperimentali, mentre il parametro  $r^{IC,Rec}$  può essere diverso per i due modelli, ma lo si sceglie uguale per  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  all'interno dello stesso modello.

Per confronto tra i due metodi si consideri la Figura 1.3 in cui è graficato l'andamento delle distribuzioni  $d\sigma/dx_F$  predette dal modello con ricombinazione (linea continua) e dal modello con charm intrinseco (linea tratteggiata) confrontate con la produzione di  $\Lambda_c$  in interazioni  $pp$  a  $\sqrt{s} = 63$  GeV. [15]. Come si vede dalla Figura 1.3 entrambi i modelli approssimano bene i dati sperimentali assumendo funzioni di frammentazione a delta. Tuttavia sebbene i due modelli diano risultati molto simili per la produzione, essi prevedono forme molto diverse per l'asimmetria  $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$ . Pertanto per poterli distinguere

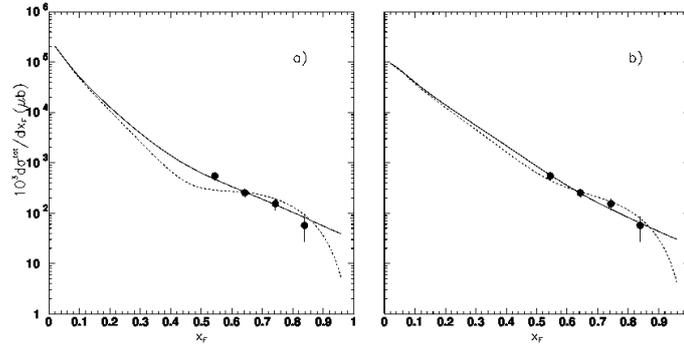


Figura 1.3: Distribuzione  $d\sigma/dx_F$  predetta dal modello con ricombinazione (linea continua) e dal modello con charm intrinseco (linea tratteggiata) per funzioni di frammentazione di Peterson (a) e funzioni a delta (b), confrontate con la produzione di  $\Lambda_c$  in interazioni  $pp$  a  $\sqrt{s} = 63$  GeV.

i dati sperimentali devono essere confrontati con le predizioni sull'asimmetria oltre a quelli sulla distribuzione  $d\sigma/dx_F$ .

## 1.7 Modello con stringa Quark-Gluone

Il modello QGS dei Pomeroni<sup>1</sup> supercritici [18] fornisce delle previsioni sull'asimmetria delle particelle con charm mediante un modello in grado di riprodurre le interazioni adroniche. E' basato su un'espansione  $1/N$  nella QCD e permette di considerare interazioni di adroni a grandi distanze e piccoli momenti trasversi. Il modello detto *quark-gluon-string-jet* (QGSJET) è stato concepito per incorporare al suo interno processi *semihard* (quali ad esempio  $qg \rightarrow qg$ ) i cui effetti devono essere comunque considerati. Questo modello contiene la produzione di charm in collisioni adroniche e vengono considerati due contributi all'ampiezza di scattering; uno dalle interazioni soffici (quali ad esempio scattering elastico e diffrattivo) descritte dallo scambio di Pomeroni soffici e l'altro dai processi semihard. Le sezioni d'urto del processo d'interesse possono essere ottenute considerando entrambi i contributi.

<sup>1</sup>Il *pomeron* è una traiettoria di Regge, una famiglia di particelle con spin crescente, postulata nel 1961 per spiegare il lieve aumento della sezione d'urto delle collisioni adroniche ad alta energia.

Le collisioni adroniche e nucleari sono trattate come processi di scattering multiplo, dove i singoli contributi allo scattering sono descritti fenomenologicamente mediante lo scambio di Pomeroni. Il Pomeron corrisponde a microscopiche sequenze di partoni (quark e gluoni) che mediano le interazioni tra i due adroni collidenti, e riceve, come già detto, due contributi da Pomeroni soffici e *semihard*. In questo modello la produzione di particelle con charm viene inclusa per mezzo di frammentazioni di stringa (algoritmi di tipo LUND); una coppia  $c\bar{c}$  è creata dal vuoto; il quark  $c$  si associa ad una coppia  $ud$  per produrre il barione  $\Lambda_c$ . QGSJET01 è un codice Monte Carlo sviluppato recentemente (basato su questo modello) e permette di stimare l'asimmetria nella produzione di adroni in interazioni  $pp$ . In Figura 1.4 è mostrata la sezione d'urto di produzione inelastica e differenziale e la molteplicità media di adroni con charm in collisioni  $pp$  in funzione dell'energia nel centro di massa  $\sqrt{s}$ , che varia all'interno dell'intervallo  $10 < \sqrt{s} < 100000$  GeV. Dalla figura è chiaro che la molteplicità media è molto bassa nell'intero intervallo di energie considerato e che la differenza in molteplicità diminuisce considerevolmente all'aumentare di  $\sqrt{s}$ . Nel modello QGSJET l'asimmetria

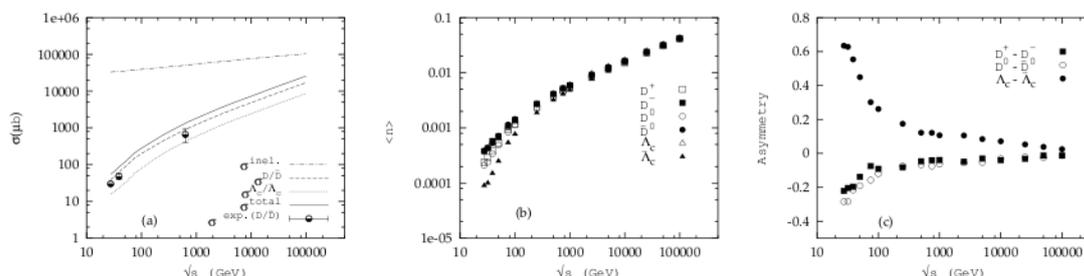


Figura 1.4: Sezione d'urto di produzione di adroni con charm inelastica e differenziale (a), molteplicità media di diversi adroni con charm (b) e asimmetria nella produzione di adroni con charm (c) in collisioni  $pp$  con energia nel centro di massa  $\sqrt{s}$ .

nella produzione di adroni con charm è incorporata per mezzo di processi di frammentazione di stringa, cioè come una caratteristica del processo di adronizzazione. Nel terzo grafico è quindi mostrata l'asimmetria di produzione degli adroni con charm. Si nota che per tutti i valori di  $x_F$  l'asimmetria è

predominante a bassi valori di  $\sqrt{s}$  e questo è dovuto al fatto che all'aumentare di  $\sqrt{s}$  la differenza di produzione dei differenti adroni decresce. Inoltre, vi è una forte preferenza per la produzione di  $\Lambda_c$  piuttosto che di  $\bar{\Lambda}_c$ , rispetto a quanto accade per i mesoni D, mostrando quindi una forte discrepanza nella produzione di barioni rispetto ad antibarioni, confrontato con quanto previsto per i mesoni. In Figura 1.5 è mostrata l'asimmetria nella produzione di adroni con charm in collisioni  $pp$  in funzione di  $x_F$  a diverse energie nel centro di massa e si vede un'andamento simile a quanto mostrato prima per qualunque valore di  $x_F$ . con una maggiore produzione di  $\Lambda_c$  piuttosto che di  $\bar{\Lambda}_c$ . L'asimmetria inoltre aumenta da zero a  $\pm 1$  intorno a  $x_F = 0.3$  per tutti i valori di  $\sqrt{s}$ .

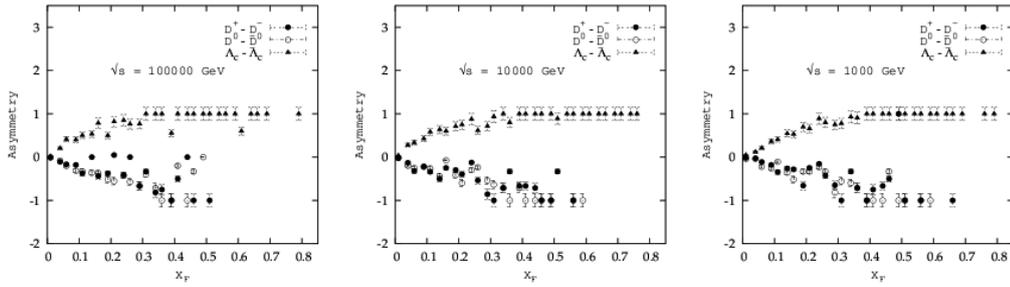


Figura 1.5: Asimmetria nella produzione di adroni con charm in collisioni  $pp$  in funzione di  $x_F$  a diverse energie nel centro di massa.

I risultati che verranno presentati in questo lavoro di tesi si riferiscono ad un'energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 7$  TeV e  $0 < x_F < 0.1$ .



# Capitolo 2

## L'esperimento LHCb

Particelle con charm sono copiosamente prodotte nelle collisioni  $pp$  al *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN di Ginevra. Sebbene il rivelatore LHCb copra solamente una regione geometrica (in avanti), le sue caratteristiche sono tali da permettere misure accurate sulla produzione di tali particelle, ivi compreso il barione  $\Lambda_c$  che è argomento di questa tesi. Lo scopo di questo capitolo è quello di fornire le informazioni principali relative all'acceleratore LHC e all'esperimento LHCb, utili per la comprensione dell'analisi successiva.

### 2.1 LHC - Large Hadron Collider

LHC è il collider adronico  $pp$  attualmente operativo al laboratorio CERN. L'acceleratore è situato in un tunnel sotterraneo di circonferenza pari a circa 27 km e attualmente produce collisioni protone-protone con energie nel centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, le più alte mai raggiunte all'interno di un collisionatore. In una seconda fase verranno fatti circolare fasci di ioni pesanti (Pb-Pb), con energie previste di 2.8 TeV per nucleone nel centro di massa.

La scelta di un collider adronico invece di uno leptonic, come per esempio LEP, è conseguenza della perdita di energia per radiazione di sincrotrone molto più bassa rispetto a un collisore  $e^+e^-$ ; infatti la potenza dissipata è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa della particella accelerata. Inoltre, sebbene le macchine protone-antiprotone consentano di far viaggiare le particelle e le antiparticelle all'interno dello stesso tubo a

vuoto, la bassa efficienza di produzione di antiprotoni non consente il raggiungimento di luminosità molto alte, pertanto si è preferito costruire un collisore protone-protone.

LHC è un sincrotrone con due tubi di fascio distinti in cui vengono accelerati i protoni (o gli ioni) in direzioni opposte. La curvatura delle traiettorie delle particelle si ottiene grazie all'utilizzo di dipoli superconduttori, tenuti a temperatura criogenica di 1.9 K, che generano un campo magnetico di 8.4 T. Sono inoltre presenti vari altri tipi di magneti per correggere errori di multipolo, focalizzare i fasci, guidarli nelle zone di interazione e aumentarne la luminosità per le collisioni. La forma dell'acceleratore non è perfettamente circolare ma presenta dei tratti rettilinei in corrispondenza dei punti di interazione, nei quali sono installati gli esperimenti, e nei punti in cui sono presenti installazioni utili al preservamento del fascio.

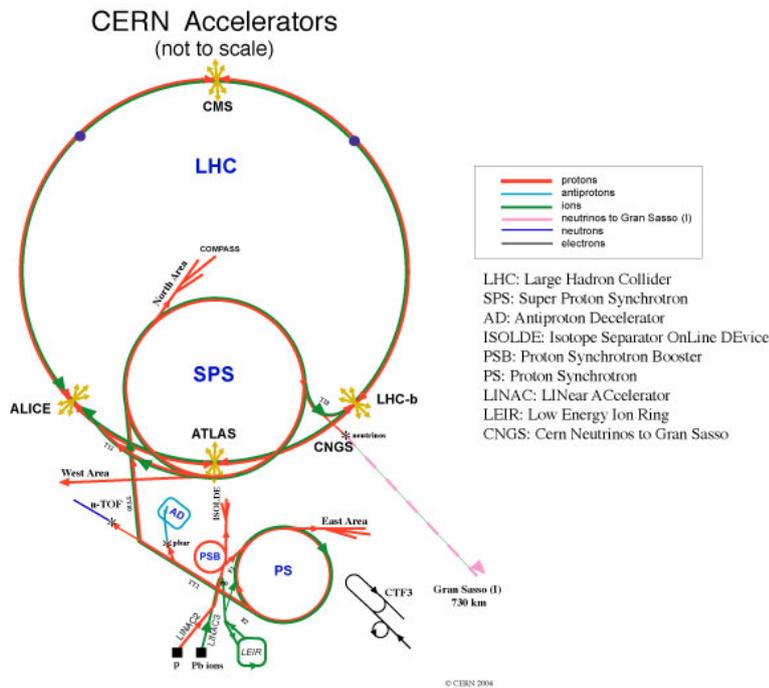


Figura 2.1: Complesso degli acceleratori del CERN.

LHC si avvale dell'SPS come iniettore e pertanto ne sfrutta tutta la catena di accelerazione schematicamente illustrata in Figura 2.1. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) a energie su-

periori ai 50 MeV, successivamente un acceleratore circolare, detto *booster*, porta l'energia a 1 GeV. I protoni sono quindi iniettati nel PS dove raggiungono un'energia di 26 GeV e a questo punto entrano nell'SPS, nel quale sono accelerati fino a 450 GeV e sono pronti per essere iniettati in LHC per l'accelerazione finale a 3.5 TeV. Questo è il valore corrente, ma nei prossimi anni esso sarà aumentato fino a raggiungere il valore previsto dal progetto di 7 TeV.

All'interno del tubo a vuoto i protoni sono divisi in pacchetti, detti *bunches*, separati tra loro spazialmente e distanziati temporalmente di 25 ns. Nei punti di collisione due bunches provenienti da direzioni opposte si scontrano con una certa frequenza, detta di *bunch crossing*, che nel caso di LHC è pari a 40MHz. Caratteristica di questo collider sarà l'elevata luminosità  $\mathcal{L}$ , che in condizioni nominali dovrebbe essere di  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . A tale luminosità si avranno circa 14 interazioni *pp* per *bunch crossing*. L'esperimento LHCb tuttavia è progettato per acquisire dati ad una luminosità  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , diminuendo dunque il numero medio di interazioni per *bunch crossing* e godendo di una situazione più semplice nella ricostruzione.

Sei sono gli esperimenti che utilizzano LHC. ATLAS e CMS sono esperimenti *multi-purpose* con lo scopo principale della ricerca del bosone di Higgs<sup>1</sup>; ALICE si occupa principalmente della fisica degli ioni pesanti ed in particolare dello studio del *Quark Gluon Plasma*<sup>2</sup>; TOTEM, un esperimento relativamente piccolo per la misura della sezione d'urto totale a LHC; LHCf, per lo studio della produzione in avanti delle particelle neutre e LHCb che è dedicato alla fisica del *quark b* e che sarà descritto in maggior dettaglio, poichè nel suo ambito è stato svolto questo lavoro di tesi.

---

<sup>1</sup>Particella scalare elementare massiva, prevista dal Modello Standard della fisica delle particelle e non ancora osservata sperimentalmente.

<sup>2</sup>Fase consistente principalmente da quark e gluoni liberi, che si forma in regimi di alta temperatura e densità.

## 2.2 L'esperienza LHCb

LHCb [19] è un esperimento interamente dedicato allo studio della fisica dei *flavour* pesanti a LHC. Lo scopo principale di questo esperimento è quello di indagare se vi siano evidenze indirette di fisica non descritta dal Modello Standard (*nuova fisica*) nel settore della violazione della simmetria CP <sup>3</sup> e lo studio di decadimenti rari degli adroni contenenti i quark c e b. Si cerca in questo modo di ottenere una più profonda conoscenza della fisica dei quark nell'ambito del Modello Standard ma anche, come già menzionato, la rivelazione di possibili segnali che siano indizi di *nuova fisica*.

LHCb ha iniziato la presa dati il 23 Novembre 2009, quando per la prima volta sono stati fatti collidere due fasci di protoni a LHC ad un'energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV. Il 30 Marzo 2010 l'energia di ciascun fascio ha raggiunto 3.5 TeV con  $\sqrt{s} = 7$  TeV, un valore questo che sarà mantenuto per gli anni 2010 e 2011, fino ad un lungo stop tecnico durante il quale sono previste modifiche all'acceleratore che consentiranno di raggiungere l'energia di progetto di 7 TeV per fascio.

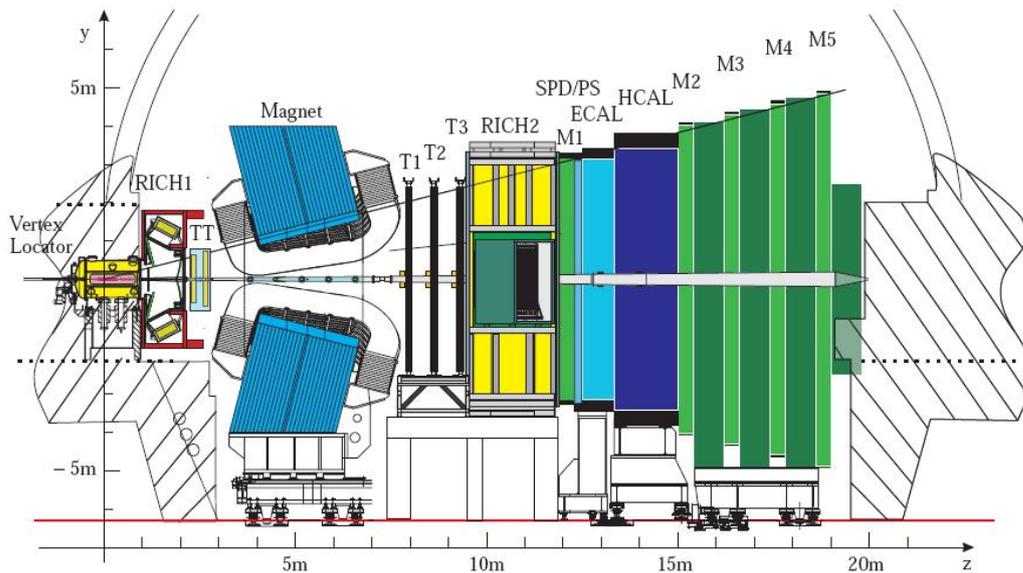


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb: sezione verticale.

<sup>3</sup>Charge Conjugation Parity.

La luminosità è cresciuta nel tempo e, in attesa di raggiungere una statistica sufficiente per le misure di precisione dei decadimenti rari del  $B$ , ha assunto interesse lo studio della fisica di eventi minimum bias nella regione in avanti. Gli scopi principali di questa analisi sono la determinazione delle sezioni d'urto, delle asimmetrie tra particelle e antiparticelle e la misura della molteplicità delle particelle cariche. Queste analisi si concentrano su particelle con quark strange e charm, che non sono quark di valenza vista la composizione del fascio e permettono di testare i diversi modelli di frammentazione, come spiegato nel Cap. 1, mentre la misura delle asimmetrie di produzione permette di comprendere meglio quali partoni trasportino i numeri barionici e il flusso di questi ultimi in collisioni inelastiche.

Le caratteristiche principali del rivelatore LHCb sono la alta efficienza di identificazione di particelle (tipicamente  $K, p, \pi, \mu$ ), una grande risoluzione temporale (30–50 fs) ottenuta grazie alla elevata risoluzione nella separazione tra i vertici di produzione e di decadimento e un'alta efficienza di trigger sia per i canali leptonici che per quelli adronici. Inoltre si ha un'ottima risoluzione sul momento  $\delta p/p \approx 0.35\% - 0.55\%$  per tracce cosiddette lunghe, con una risoluzione sulla determinazione della massa pari a  $\sigma(m) = 10 - 25 \text{ MeV}/c^2$ . L'errore sull'energia misurata nel calorimetro elettromagnetico è pari a  $\sigma(E)/E = 10\%(E)^{-1/2} \oplus 1\%$ . Infine presenta la possibilità di invertire la polarità del magnete per controllare eventuali asimmetrie del rivelatore.

Il rivelatore continua a migliorare costantemente le proprie prestazioni (vedi Figura 2.3) con una luminosità attuale pari a  $8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Grazie all'alta sezione d'urto per la produzione di coppie  $b\bar{b}$  (prevista essere circa  $500 \mu\text{b}$  a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , misurata da LHCb  $(284 \pm 20 \pm 49) \mu\text{b}$ ) per le collisioni pp, la produzione totale di mesoni B risulta essere la più grande fra gli esperimenti oggi disponibili. La sezione d'urto stimata per la produzione del charm risulta essere pari a  $3 \text{ mb}$  a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ : alla fine del 2010, quando si stima di raggiungere una luminosità integrata pari a  $\int_{2010} L dt = 100 \text{ pb}^{-1}$ , si avranno  $10^{11}$  coppie  $c\bar{c}$  prodotte.

La struttura geometrica dell'esperimento, visibile in Figura 2.2, è molto simile a quella di un esperimento a bersaglio fisso: essa risulta proiettata in avanti a causa della distribuzione angolare dei B prodotti (vedi Figura 2.4).

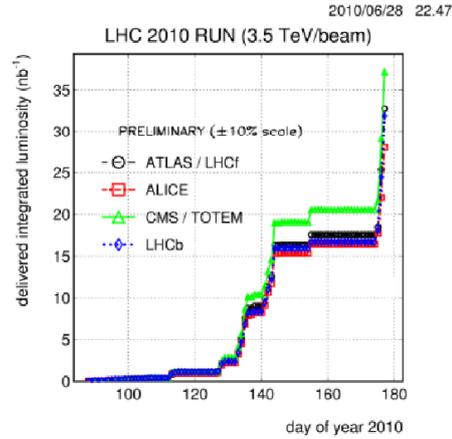


Figura 2.3: Luminosità integrata raggiunta dai diversi esperimenti durante il 2010.

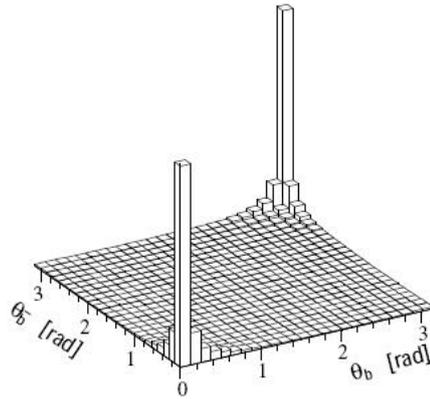


Figura 2.4: Distribuzione dell'angolo polare dei quark  $b(\bar{b})$  prodotti.

Il sistema di coordinate di LHCb è destrorso, con l'asse  $z$  che scorre dal punto di interazione verso le camere a muoni lungo la linea del fascio e con l'asse  $y$  che punta verso l'alto. Il campo magnetico è tale che la traiettoria delle particelle cariche abbia curvatura solo nel piano  $x-z$  (orizzontale) e non siano incurvate nel piano  $y-z$  (verticale).

La copertura angolare va da 10 mrad a 300 mrad nel piano  $x-z$  e da 10 mrad a 250 mrad nel piano  $y-z$ . Questo equivale ad una copertura in pseudo-rapidità  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$  fra 1.9 e 4.9.

Nella Figura 2.2, possono essere individuate alcuni componenti fonda-

mentali dell'apparato:

- il rivelatore di vertice (VELO);
- i rivelatori ad effetto Cherenkov RICH1 e RICH2;
- il magnete;
- il sistema di tracciamento (T1,T2,T3);
- i calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL);
- il rivelatore di muoni (M1,M2,M3,M4,M5).

Nell'ambito di questo lavoro di tesi rivestono particolare importanza il sistema di identificazione delle particelle e il sistema di tracciamento e pertanto nel seguito essi saranno descritti in maniera più dettagliata.

### 2.2.1 Il magnete

Si tratta di un magnete dipolare, orientato in modo tale da curvare le particelle cariche nel piano  $x - z$  in modo tale da poterne determinare il momento. L'intensità massima del campo magnetico è di 1.1T, mentre il campo integrato sul cammino medio compiuto da una particella che ha avuto origine nel vertice primario è di  $\sim 4\text{Tm}$ . L'apertura del magnete definisce anche una regione di accettazione pari 300 mrad sul piano  $x - z$  e 250 mrad sul piano  $y - z$ .

### 2.2.2 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento è costituito dal VELO e dalle stazioni TT, T1, T2 e T3. Le stazioni T1, T2 e T3 sono posizionate immediatamente dopo il magnete dipolare, ha il compito di fornire informazioni di posizione relativamente al passaggio di particelle cariche tra il rivelatore di vertice e i calorimetri. Tali stazioni di tracciamento, unitamente al VELO e al TT (Trigger Tracker), consentono la ricostruzione dell'impulso e delle traiettorie delle particelle cariche.

## Il VELO

Il rivelatore di vertice è posto attorno alla regione di collisione tra i due fasci e ha il compito di determinare una misura precisa delle coordinate della traccia in prossimità della zona di interazione, che sono poi utilizzate per la ricostruzione dei vertici di produzione e di decadimento degli adroni con beauty e charm, per fornire una misura accurata del loro tempo di vita e per misurare il parametro d'impatto delle particelle usate per ricostruire il decadimento. Avere dei vertici secondari distinti dai vertici primari è fondamentale dal momento che questa informazione viene utilizzata nell'High Level Trigger (sec. 4.2).

Il VELO è composto sostanzialmente da due metà identiche poste attorno al fascio; ciascuna metà è costituita da 25 stazioni formate da una coppia di rivelatori al silicio di forma emicircolare, una composta da strip circolari ed una da strip radiali che permettono la misura delle coordinate  $r$  e  $\phi$ ; il sistema è in comunicazione diretta col vuoto del tubo di fascio.

La simmetria del sistema è cilindrica attorno al fascio e le due metà possono muoversi in direzione radiale rispetto al fascio, lungo il piano  $y$ - $z$ . Il VELO copre l'accettanza angolare tipica dei rivelatori *upstream* posizionati prima del magnete: è in grado di rivelare particelle con una pseudorapidità nel range  $1.6 < \eta < 4.9$  e particelle emergenti dal vertice primario contenute nel range  $|z| < 10.6\text{cm}$ . Il layout del VELO inoltre è stato ottimizzato al fine di minimizzare il quantitativo di materiale che la particella incontra mantenendo però una buona copertura angolare.

La risoluzione dei sensori per ogni singolo hit è stata determinata mediante test ed è una funzione molto sensibile della posizione del sensore, come si vede in Figura 2.5. La risoluzione del rivelatore è pari a  $42\mu\text{m}$  nella direzione  $z$  e di  $10\mu\text{m}$  nella direzione perpendicolare al fascio. La risoluzione lungo la direzione  $z$  sulla determinazione del vertice primario è pari a  $50\mu\text{m}$  e diventa pari a  $150\mu\text{m}$  nella determinazione del vertice secondario. Si otterrà inoltre una risoluzione di  $20\mu\text{m}$  per la ricostruzione del parametro d'impatto rispetto al vertice primario delle tracce a più alto impulso trasverso.

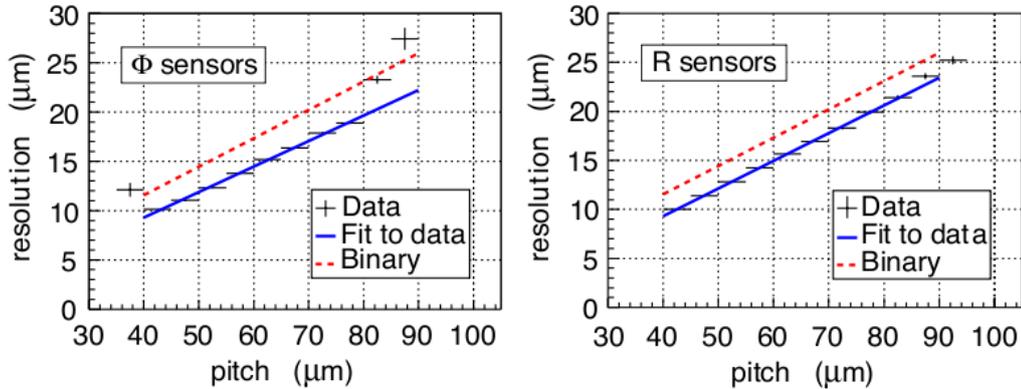


Figura 2.5: Risoluzione dei sensori per ogni singolo hit in funzione della posizione del sensore misurata durante un test beam con particelle di incidenza normale.

### Camere traccianti

Il sistema tracciante è costituito inoltre da quattro stazioni traccianti bidimensionali: il *Tracker Turicensis* (*TT*) interno al magnete e le camere *T1-T3* a monte del magnete.

Ogni stazione misura la coordinata  $x$ , lungo il piano di curvatura, e due coordinate *stereo* spostate angolarmente rispetto alla prima di un angolo  $\theta = \pm 5^\circ$  in modo da avere una qualche informazione lungo la direzione  $y$  e risolvere le ambiguità.

Poichè la densità di tracce in un tipico evento è maggiore nella regione in prossimità dell'asse del fascio e decresce approssimativamente come l'inverso del quadrato della distanza da tale asse, ciascuna stazione è divisa in due parti:

- *Inner Tracker*: è la regione vicino al fascio, costituita da rivelatori al silicio, e ha una risoluzione spaziale di  $\sim 50\mu\text{m}$ ;
- *Outer Tracker*: posto più esternamente, è investito da una luminosità più bassa. Costituito da straw tubes al silicio, la risoluzione risulta essere pari a  $\sim 200\mu\text{m}$ .

Non sempre gli hit di una particella sono presenti in tutte le stazioni e pertanto si definiscono tracce di classe *long* quelle tracce che presentano

degli hit nel VELO e in tutte le stazioni T. Esistono altri tipi di tracce, la cui ricostruzione è maggiormente affetta da errori, ma in questo lavoro di tesi solo le tracce *long* sono utilizzate per la ricostruzione del decadimento in esame, in quanto si richiede una precisione elevata nella ricostruzione dei vertici secondari.

La strategia di ricostruzione si divide in due fasi: nella prima vengono ricercati i cosiddetti “semi” di traccia, separatamente nel VELO e nelle stazioni, pertanto si parlerà di *VELO seeds* e di *T seeds*; nella seconda fase si ricostruisce la traccia vera e propria.

- **VELO seeds:** sono segmenti di tracce rettilinei, ricostruiti utilizzando le coordinate radiali e angolari dei cluster di energia depositata nel VELO. Ovviamente non è ancora presente nessuna informazione sull'impulso.
- **T seeds:** sono ricostruiti usando i cluster nei tracker, si tratta di parametrizzazioni paraboliche, in quanto il valore del campo magnetico, sebbene ridotto in questa zona, non è ancora trascurabile. Può essere effettuata una stima dell'impulso assumendo che la traccia abbia origine dalla posizione nominale del vertice di interazione.
- **Ricerca di tracce lunghe.** Si sceglie un VELO seed e gli si assegna a turno uno degli hit su una singola stazione T. A questo punto è possibile definire un impulso e quindi la traiettoria della particella. Per questa traiettoria si cercano quindi degli hit nelle altre stazioni, includendo la TT. Se un numero sufficiente di hit è ritenuto compatibile con la traiettoria la traccia è ricostruita, o quantomeno è ritenuta tale. In questo modo viene ricostruito all'incirca il 90% delle tracce lunghe. La procedura viene ripetuta per tutti i VELO seeds. A questo punto, scartando tutti gli hit nelle stazioni che sono stati già assegnati ad una traccia, si può ricostruire un ulteriore 5% di tracce lunghe sfruttando i T seeds ed estrapolandone una traccia e richiedendo che la stessa sia compatibile con un VELO seed.

La risoluzione in impulso è dipendente dall'impulso stesso della particella e va dallo 0.35% per bassi impulsi allo 0.55% per grandi impulsi, infatti si ha che in media  $\sigma(p)/p \sim 0.4\%$ .

### 2.2.3 Identificazione di particelle

L'identificazione di particelle (PID) è un requisito fondamentale in LHCb. E' infatti essenziale, per gli scopi dell'esperimento, separare i pioni dai kaoni nei decadimenti adronici. Questo compito viene svolto dai due rivelatori RICH. La identificazione di elettroni, fotoni e adroni avviene per mezzo dei calorimetri adronico e elettromagnetico, mentre si utilizzano le camere a muoni per identificare queste particelle.

#### I RICH

La presenza di due rivelatori RICH a effetto Cherenkov è richiesta principalmente per la distinzione tra mesoni  $\pi$  e  $K$  nell'intervallo di energie richiesti da LHCb (1-150 GeV). A grandi angoli polari infatti lo spettro di momento delle particelle è più soffice di quanto non lo sia a piccoli angoli polari: di conseguenza il sistema di indentificazione consiste in due rivelatori RICH che coprono l'intero intervallo di momento.

Il rivelatore upstream, RICH 1, copre il range di particelle cariche di basso

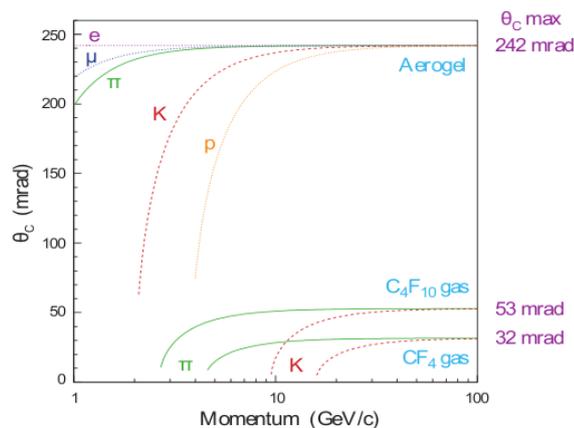


Figura 2.6: Angolo Cherenkov in funzione del momento della particella per i radiatori RICH.

momento  $\sim 1 - 60$  GeV/c, mentre il RICH2, downstream, ha una copertura angolare più limitata, ma copre la regione di alto momento da  $\sim 15$  GeV/c fino a oltre 100 GeV/c. L'angolo Cherenkov misurato in funzione del momento della particella per i radiatori RICH è mostrato in Figura 2.6: in questo modo è possibile ottenere informazioni sul tipo di particella.

In Figura 2.8 e Figura 2.7 è mostrato l'andamento dell'efficienza di identificazione di kaoni e protoni rispetto all'ipotesi del pione nel caso in cui si richieda che la differenza tra i logaritmi delle funzioni di Likelihood tra l'ipotesi di massa fatta e quella di confronto del pione siano  $LL(K) - LL(\pi) > 5$  e  $LL(p) - LL(\pi) > 5$ : come si vede, facendo dei tagli abbastanza stretti sulla identificazione delle particelle è possibile eliminare quasi completamente la contaminazione di un fondo dovuto ai pioni.

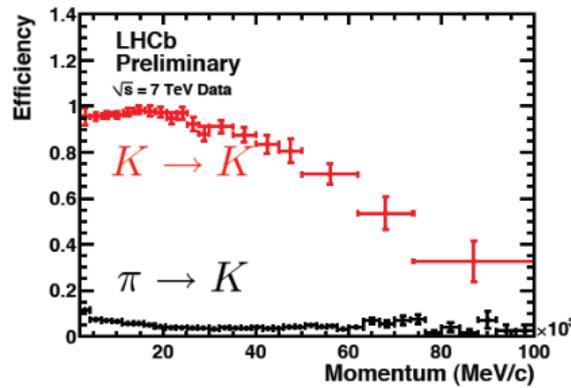


Figura 2.7: Efficienza di identificazione dei kaoni rispetto ai pioni.

## I calorimetri

I calorimetri consentono l'identificazione di elettroni, fotoni (ECAL) e adroni (HCAL) oltre alla determinazione dell'energia e della posizione delle particelle identificate.

ECAL è un calorimetro elettromagnetico di tipo segmentato, costituito da strati di piombo dello spessore di 2mm alternati a piani di scintillatore di 4mm; il suo spessore in  $z$  è pari a 25 lunghezze di radiazione. Esso è preceduto da un *preshower*, ossia uno strato di piombo di 12mm seguito da 15mm di

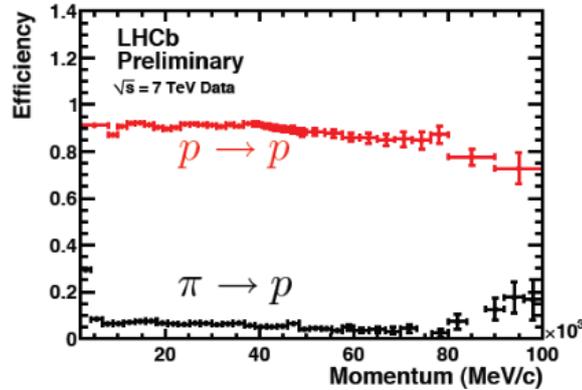


Figura 2.8: Efficienza di identificazione dei protoni rispetto ai pioni.

scintillatore e dal SPD (Silicon Pad Detector). Tale sistema permette una rapida distinzione tra fotoni, elettroni e pioni, in base alla presenza o meno di una traccia nel SPD, che può essere usata nel trigger.

HCAL, il calorimetro adronico, è del tipo a campionamento ed è costituito da piastrelle di ferro dello spessore di 16mm, che fungono da materiale passivo, e da piastrelle di scintillatore di 4mm come materiale attivo. La sua lunghezza è pari a 1.6m per un totale di  $5.6\lambda_I$ .

La risoluzione in energia è pari a  $\sigma(E)/E = 9\%(E)^{-1/2} \oplus 0.8\%$  per il calorimetro elettromagnetico e pari a  $\sigma(E)/E = 69\%(E)^{-1/2} \oplus 9\%$  per il calorimetro adronico.

### Il rivelatore di muoni

Il rivelatore di muoni è il rivelatore più lontano dal vertice di interazione. Questo è possibile poichè i muoni possono attraversare grandi spessori di materiale, come per esempio i calorimetri, senza interagire significativamente. I dati forniti si rivelano utili, oltre che per l'analisi offline, anche per il trigger. Le specifiche del rivelatore sono poste strettamente in relazione al suo utilizzo come trigger, infatti è in grado di rivelare muoni con un grande impulso trasverso con un'efficienza del 95%, con una frequenza di eventi fino a 10MHz alla luminosità nominale di LHCb. Di tutti i muoni rivelati, il 99% sono risolti temporalmente a 20ns, in modo tale che sia possibile assegnare

gli hits al bunch crossing corrispondente. L'intero sistema è composto da cinque stazioni (M1-M5) posizionate al di là del calorimetro adronico, ad eccezione della prima, M1, che è posta davanti al calorimetro elettromagnetico. A partire da M2, dopo ogni stazione è posto un assorbitore di ferro dello spessore di 80cm atto ad attenuare particelle diverse dai muoni provenienti dal calorimetro. Ogni stazione è divisa in quattro regioni, R1-R4, che hanno dimensioni che aumentano al crescere della distanza dal fascio. La rivelazione degli hits è affidata a camere proporzionali multifilo ad eccezione della regione R1 di M1, che è equipaggiata con rivelatori a tripla GEM, che hanno risposte migliori in regimi di alto flusso come quelli presenti nella regione antistante i calorimetri.

## 2.3 Il trigger

L'elevata frequenza di *bunch crossing* rende impossibile una memorizzazione completa della mole di dati di tutte le interazioni. Il *trigger* opera una preselezione sul campione di eventi in modo da scartare in tempo reale quelli giudicati non interessanti e ridurre la frequenza di scrittura su disco a valori gestibili.

Il trigger di LHCb è composto da due stadi che devono essere superati entrambi affinché l'evento venga memorizzato. Il primo trigger, detto di livello 0 (*L0*), è un trigger di tipo hardware e compie una prima scrematura degli eventi riducendone la frequenza da 40 MHz a circa 1MHz; il secondo stadio, detto High Level Trigger (*HLT*), è di tipo software e processa eventi che hanno superato in precedenza *L0*; esso è costituito a sua volta da due stadi, l'*HLT1* che porta la frequenza a circa 30kHz e infine l'*HLT2* che porta la frequenza a  $\sim 2kHz$ , ossia la frequenza di scrittura su nastro.

Il trigger *L0* è basato sul VELO, sul calorimetro e sul rivelatore di muoni: tipicamente esso richiede che le particelle in esame ( $h, e, \gamma, \pi^0$ ) abbiano un momento trasverso maggiore di una certa soglia ed è inoltre in grado di ottenere informazioni circa la molteplicità di hit dell'evento.

I trigger *HLT* invece hanno il compito di confermare le decisioni del trigger *L0* utilizzando informazioni aggiuntive provenienti dal sistema di traccia-

mento e dal VELO e imponendo ulteriori selezioni più severe sul parametro d'impatto e sulla distanza di volo.



# Capitolo 3

## Il barione $\Lambda_c$

In questo lavoro di tesi si è analizzata principalmente la produzione di barioni  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ), nella regione in avanti in collisioni  $pp$ , utilizzando il decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  e il suo coniugato di carica. Uno dei diagrammi che contribuisce a questo decadimento è mostrato in Figura 3.1. Il barione  $\Lambda_c$ , le cui caratteristiche sono mostrate in Tabella 3.1, decade debolmente in numerosi canali adronici, ciascuno caratterizzato da branching ratio dell'ordine di pochi percento.

<b>Proprietà</b>	
Contenuto di quark	udc
Tempo di vita	$\tau = (200 \pm 6) \times 10^{-15} [s]$
Numeri Quantici	$I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^+)$
Massa	$2286.46 \pm 0.14 [MeV]$
$c\tau$	$59.9 [\mu m]$

Tabella 3.1: Principali caratteristiche del barione  $\Lambda_c$ .

I decadimenti deboli favoriti secondo Cabibbo<sup>1</sup> per questo barione sono quelli che coinvolgono dei cambiamenti di sapore tali che  $\Delta C = 1$  e  $\Delta S = -1$ . Tra tutti i possibili decadimenti adronici della  $\Lambda_c$  ( $udc$ ), il canale  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  è caratterizzato da un branching ratio totale pari a  $(5.0 \pm 1.3)\%$

---

<sup>1</sup>Nel Modello standard della fisica delle particelle, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM) è una matrice unitaria che contiene informazioni sui decadimenti deboli con cambiamento di sapore. Tale matrice descrive la probabilità di una transizione da un quark  $q$ , autostato di massa, ad un altro quark  $q'$ , autostato debole.

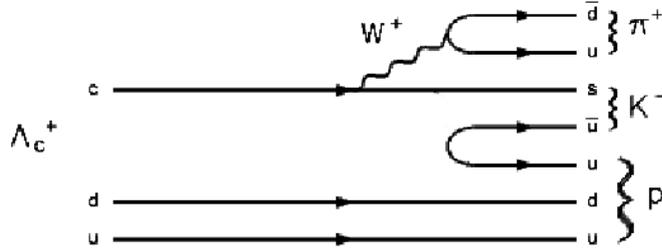


Figura 3.1: Diagramma del decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

[20], maggiore rispetto a tutti gli altri canali disponibili ed al tempo stesso la presenza di tre particelle cariche nello stato finale permette la ricostruzione accurata del vertice di decadimento. Due delle particelle nello stato finale possono provenire dal decadimento di una risonanza secondo lo schema indicato in Figura 3.2. Sulla base di questi branching fractions, nel canale  $kp\pi$  ci si aspetta approssimativamente che il 55% dei **decadimenti osservati** sia non risonante, il 17% avvenga attraverso la risonanza  $\Delta^{++}$ , il 21% avvenga attraverso la risonanza  $K^{0*}$  ed infine l'8% attraverso la risonanza  $\Lambda(1520)$ .

$\Lambda_c$ decay modes			
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta(1232)^{++}$	$K^-$		$(8.6 \pm 3.0) \times 10^{-3}$
$\hookrightarrow$	$N\pi$		100%
	$\hookrightarrow$	$p^+\pi^+$	100%
$\Lambda_c^+ \rightarrow p$	$\bar{K}^*(892)^0$		$(1.6 \pm 0.5)\%$
	$\hookrightarrow$	$K\pi$	$\sim 100\%$
	$\hookrightarrow$	$K^-\pi^+$	67%
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda(1520)$	$\pi^+$		$(1.8 \pm 0.6)\%$
$\hookrightarrow$	$N\bar{K}$		$\sim 45\%$
$\hookrightarrow$	$p^+K^-$		$\sim 22.5\%$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p^+K^-\pi^+$	<i>nonresonant</i>		$(2.8 \pm 0.8)\%$

Figura 3.2: Modi di decadimento risonanti e non risonanti per il canale  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

Un altro canale di decadimento potenzialmente interessante poichè con-

sentirebbe una misura della violazione di CP nel decadimento della  $\Lambda_c$  è  $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi^+$ , il cui branching ratio è pari a  $(1.07 \pm 0.28)\%$ . Tuttavia esso è di più difficile rivelazione poichè, a causa della vita media molto grande, la  $\Lambda^0$  ( $c\tau = 7.89$  cm) spesso decade fuori dal rivelatore rendendo impossibile la ricostruzione del decadimento.

Per le  $\Lambda_c$  è possibile individuare due origini diverse, come sintetizzato in Figura 3.3. Una parte di esse punta al vertice primario sia che esse siano prodotte direttamente oppure tramite i decadimenti forti delle  $\Sigma_c^{++}$ ,  $\Sigma_c^+$  e  $\Sigma_c^0$  e delle  $\Sigma_c^{++*}$ ,  $\Sigma_c^{+*}$  e  $\Sigma_c^{0*}$ , per le quali il decadimento  $\Lambda_c^+\pi$  è l'unico possibile.

Un'altra frazione (in percentuale minore) non punta al vertice primario provenendo da decadimenti di adroni a lunga vita media, quali ad esempio  $\Lambda_b$  (branching ratio pari a 10.78%): in questo caso il vertice di decadimento è tipicamente più lontano dal vertice primario e la  $\Lambda_c$  ha un parametro d'impatto significativamente diverso da zero.

Poichè scopo di questo lavoro è la misura della sezione d'urto di produzione diretta di barioni con charm e del rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ , quest'ultima frazione deve essere sottratta dal campione in esame.

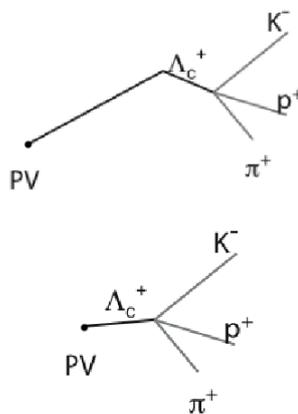


Figura 3.3: Diverse tipologie di creazione di  $\Lambda_c$  per mezzo del decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .



## Capitolo 4

# Analisi campione Monte Carlo

Lo studio delle simulazioni Monte Carlo è un importantissimo strumento che permette di ottenere una stima del tipo di eventi che ci si deve attendere e in modo particolare permette di determinare la strategia di analisi e selezione che deve essere poi utilizzata sui dati reali, ottimizzando il rapporto segnale-fondo. Infine, permette di interpretare i fenomeni osservati all'interno di una teoria in base alla quale gli eventi stessi sono generati, tipicamente rappresentata dal Modello Standard delle particelle. Il campione di eventi Monte Carlo utilizzato è stato generato nell'ambito dello schema predefinito del rivelatore LHCb e gli eventi simulati sono stati organizzati in modo da poter essere processati con il software di analisi ROOT [21]. La generazione si sviluppa a partire dalla simulazione completa (nel vuoto) dell'interazione  $pp$ : questo avviene tramite l'utilizzo di programmi appositi, tra cui PYTHIA [7], che è uno dei programmi più usati per la generazione di eventi in fisica delle alte energie. In ogni evento ci sarà dunque un certo numero di particelle primarie prodotte, tra le quali la  $\Lambda_c$ . Il campione di eventi di segnale analizzato è stato generato in modo tale che in ogni evento sia contenuta almeno una  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ), e solo una di queste viene forzata a decadere nel canale  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Tutte le altre decadono negli altri possibili canali, ciascuno secondo il proprio branching ratio. In questi eventi Monte Carlo il decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  viene generato in maniera non risonante, con distribuzione angolari che seguono lo spazio delle fasi disponibile e ogni evento è caratterizzato dal fatto che tutti i prodotti di decadimento sono all'interno dell'accettanza geometrica del ri-

velatore. Per riprodurre il passaggio delle particelle all'interno del rivelatore si utilizza il software GEANT4 [22], in grado di simulare le interazioni delle particelle con i diversi tipi di materiali di cui sono costituiti i rivelatori e la risposta di questi ultimi. Si estraggono quindi in questo modo le osservabili richieste utili per l'analisi. In questo lavoro di tesi tutti i risultati sono riferiti a collisioni a  $\sqrt{s} = 7$  TeV nel centro di massa. Il campione Monte Carlo utilizzato, in modo particolare, è stato generato nel 2010, con le condizioni di Velo completamente chiuso e campo magnetico orientato verso il basso. Allo stesso modo è stato generato un campione di eventi Monte Carlo con il campo magnetico orientato verso l'alto in modo da poter studiare eventuali sistematiche <sup>1</sup>.

## 4.1 Effetti di accettazione geometrica

Innanzitutto è importante determinare l'effetto dell'accettazione geometrica del rivelatore sul campione di eventi generato su tutto l'angolo solido, determinato essenzialmente dalla copertura angolare limitata. Tale accettazione tipicamente viene espressa in termini della variabile pseudo-rapidità  $\eta$ , che per LHCb è compresa nell'intervallo 1.9 e 4.9. Come già detto infatti, nel campione Monte Carlo analizzato i prodotti del decadimento sono sempre all'interno dell'accettazione del rivelatore e bisogna quindi determinare il fattore di riduzione rispetto al campione inizialmente generato. Tale correzione è trascurabile ai fini della determinazione del rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ , dal momento che si può assumere che questo fattore correttivo sia uguale entro gli errori per  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$ . Esso è invece importante per la stima della sezione d'urto di produzione.

Il fattore globale di accettazione, ottenuto dal rapporto tra il numero di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  con tutti i prodotti di decadimento in accettazione, rispetto al totale, generato su tutto l'angolo solido, risulta essere:

$$\epsilon_{Accettanza} = (21.51 \pm 0.16)\% \quad (4.1)$$

<sup>1</sup>Dettagli tecnici: condizioni di simulazione=428935 e tipo di evento=25103000. La versione del software utilizzato per la generazione dei dati da analizzare con ROOT è DaVinci v25r7.

Inoltre, in intervalli di impulso trasverso,  $x$  di Feynman e rapidità, definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right) \quad (4.2)$$

dove  $E$  e  $p_Z$  sono rispettivamente l'energia e l'impulso longitudinale, sono state determinate separatamente le accettanze della  $\Lambda_c$  e della  $\bar{\Lambda}_c$  per mostrare eventuali asimmetrie. In Tabella 4.1, Tabella 4.2 e Tabella 4.3 sono riportati i risultati ottenuti dove gli intervalli considerati sono stati scelti opportunamente in modo da coincidere con quelli utilizzati nella determinazione del rapporto in funzione di queste variabili, come spiegato nel Cap.6.

$p_T$ (GeV)	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
2-3	$0.438 \pm 0.006$	$0.438 \pm 0.006$
3-4	$0.456 \pm 0.008$	$0.435 \pm 0.008$
4-5	$0.467 \pm 0.012$	$0.451 \pm 0.011$
5-6	$0.423 \pm 0.015$	$0.445 \pm 0.015$
6-7	$0.421 \pm 0.019$	$0.433 \pm 0.020$
7-8	$0.432 \pm 0.026$	$0.443 \pm 0.026$

Tabella 4.1: Accettazione in intervalli di  $p_T$  (GeV) per la  $\Lambda_c$  e la  $\bar{\Lambda}_c$ .

$y$	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
2.0-2.5	$0.849 \pm 0.011$	$0.847 \pm 0.011$
2.5-3.0	$0.921 \pm 0.012$	$0.948 \pm 0.013$
3.0-3.5	$0.926 \pm 0.013$	$0.896 \pm 0.013$
3.5-4.0	$0.831 \pm 0.014$	$0.838 \pm 0.014$
4.0-4.5	$0.652 \pm 0.014$	$0.621 \pm 0.014$

Tabella 4.2: Accettazione in intervalli di  $y$  per la  $\Lambda_c$  e la  $\bar{\Lambda}_c$ .

Questi fattori di accettazione, per ciascun intervallo, sono calcolati come il rapporto tra il numero di eventi in cui tutti i prodotti di decadimento sono in accettazione ed il numero di  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ) generati nello stesso intervallo.

Si osserva che questi fattori sono significativamente diversi a seconda delle variabili di cui sono funzione. La rapidità è infatti strettamente connessa

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
$0.000 < x_F < 0.050$	$0.443 \pm 0.003$	$0.447 \pm 0.003$
$0.050 < x_F < 0.100$	$0.278 \pm 0.011$	$0.261 \pm 0.011$
$0.100 < x_F < 0.150$	$0.137 \pm 0.016$	$0.110 \pm 0.013$

Tabella 4.3: Accettanza in intervalli di  $x_F$  per la  $\Lambda_c$  e la  $\bar{\Lambda}_c$ .

all'accettanza geometrica del rivelatore e, restringendosi all'intervallo considerato, la probabilità che tutti i prodotti di decadimento siano in accettanza è elevata. Diversa è invece la situazione per l'impulso trasverso e per la  $x_F$  per i quali non è possibile invece fare una simile analogia, dal momento che gli intervalli considerati non sono direttamente riconducibili all'accettanza geometrica del rivelatore. In Tabella 4.4 è riportato inoltre il valore numerico dell'accettanza integrata sullo spazio delle fasi accessibile, rappresentato da  $2 < p_T < 8$  GeV e  $2 < y < 4.5$ . Questo sarà utilizzato al momento di esprimere la sezione d'urto totale di produzione in accettanza di LHCb e per impulsi trasversi compresi nell'intervallo sopra indicato.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Generati	9990	9929
Prod. di decadimento in accettanza	$8489 \pm 92$	$8437 \pm 92$
Fattore di accettanza	$(0.92 \pm 0.01)$	$(0.91 \pm 0.01)$

Tabella 4.4: Effetti dell'accettanza geometrica del rivelatore per  $2 < p_T < 8$  GeV e  $2 < y < 4.5$ .

## 4.2 Effetti di trigger

Le soglie originali del trigger sono ottimizzate per la fisica del B. D'altra parte, dal momento che la luminosità non ha ancora raggiunto il valore nominale, è stato possibile nella fase iniziale diminuire i valori di tali soglie e utilizzare dunque dei trigger meno severi che hanno permesso di aumentare l'efficienza per i decadimenti adronici del charm di un fattore circa 5.

Al crescere della luminosità si è reso necessario rendere i trigger sempre più selettivi e per misure di produzione bisogna conoscere la loro efficienza. In questo lavoro di tesi d'altra parte verranno presentati soltanto i risultati relativi alla sezione d'urto totale in accettazione di LHCb per i primi  $8.5 \text{ nb}^{-1}$ , in cui il trigger utilizzato è un trigger di tipo *micro-bias* in cui una frazione pari a  $\sim 100\%$  degli eventi viene accettata, dal momento che l'unica richiesta che viene effettuata è la presenza di una traccia nel VELO.

A valori della luminosità maggiore il trigger utilizzato per la fisica del charm prende invece il nome di trigger *minimum bias*, in cui vengono fatte delle richieste che verranno via via indurite circa la presenza di una qualche interazione, come ad esempio la presenza di un piccolo deposito di energia nel calorimetro adronico. I triggers *HLT-Hadron* e *HLT-DiHadron* che all'inizio lavoravano ancora in *pass through mode*, richiedono che le particelle abbiano un impulso trasverso al di sopra di una soglia predeterminata.

### 4.3 Efficienza di ricostruzione

Il campione di eventi con tutti i prodotti di decadimento in accettazione è stato poi analizzato per determinare le efficienze di ricostruzione. Esistono diverse tipologie di traccia che possono essere utilizzate per l'analisi, come mostrato in Figura 4.1. Esse sono classificate come:

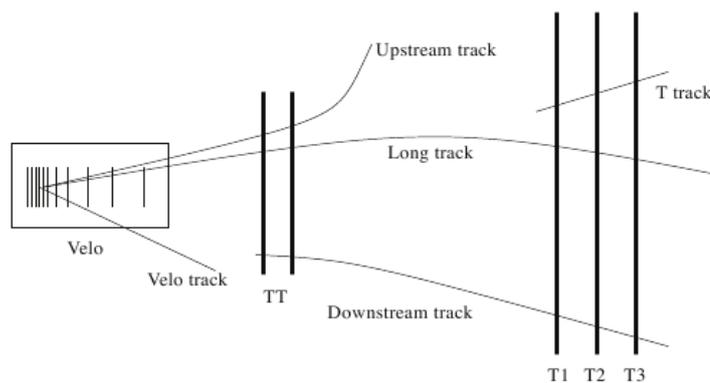


Figura 4.1: Schema delle diverse tipologie di tracce a seconda della risposta dei diversi rivelatori del sistema di tracciamento.

- *tracce long*: caratterizzate da un hit in ogni sistema tracciante, nel VELO, nei TT e nelle camere traccianti a valle del magnete;
- *tracce downstream*: caratterizzate dall'aver degli hit solo nei rivelatori TT e nelle camere traccianti a valle del magnete;
- *tracce upstream*: caratterizzate dall'aver degli hit solo nel VELO e nei rivelatori TT;
- *tracce VELO*: caratterizzate dall'aver un solo hit nel VELO;
- *tracce T*: caratterizzate da degli hit solo nelle camere traccianti T1-T2-T3.

L'efficienza di ricostruzione delle  $\Lambda_c$  e delle  $\bar{\Lambda}_c$  nel nostro campione di dati, richiedendo che tutti i prodotti di decadimento siano ricostruiti, qualunque sia la tipologia di traccia, è consultabile in Tabella 4.5.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Iniziali	105764	103178
Ricostruite	$42815 \pm 200$	$40657 \pm 200$
<i>ε</i> <sub>ricostruzione</sub>	$(40.5 \pm 0.2)\%$	$(39.4 \pm 0.2)\%$

Tabella 4.5: Efficienze di ricostruzione per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$  richiedendo qualunque tipologia di traccia.

In questo lavoro si è deciso di utilizzare per le analisi successive tracce di tipo *long*, essendo queste ultime ricostruite con il massimo dell'informazione e quindi più affidabili. Le efficienze di ricostruzione delle  $\Lambda_c$  e delle  $\bar{\Lambda}_c$  nel nostro campione di dati in questo caso diventano quelle mostrate in Tabella 4.6. Si nota come l'efficienza per la ricostruzione delle  $\Lambda_c$  risulti essere leggermente maggiore rispetto alla efficienza di ricostruzione delle  $\bar{\Lambda}_c$ . Per meglio comprendere questi risultati si sono analizzate le efficienze di ricostruzione per i singoli prodotti di decadimento, al fine di evidenziare le eventuali differenze.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Iniziali	105764	103178
Ricostruite	$25150 \pm 160$	$24144 \pm 160$
$\epsilon_{ricostruzione}$	$(23.8 \pm 0.1)\%$	$(23.4 \pm 0.1)\%$

Tabella 4.6: Efficienze di ricostruzione per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$  richiedendo esclusivamente tracce di tipo long.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
$\epsilon_{ricostruzione} p/\bar{p}$	$(66.9 \pm 0.1)\%$	$(63.2 \pm 0.2)\%$
$\epsilon_{ricostruzione} K^-/K^+$	$(57.7 \pm 0.2)\%$	$(59.2 \pm 0.2)\%$
$\epsilon_{ricostruzione} \pi^+/\pi^-$	$(54.8 \pm 0.2)\%$	$(54.3 \pm 0.2)\%$

Tabella 4.7: Efficienze di ricostruzione per i singoli prodotti di decadimento richiedendo esclusivamente tracce di tipo long.

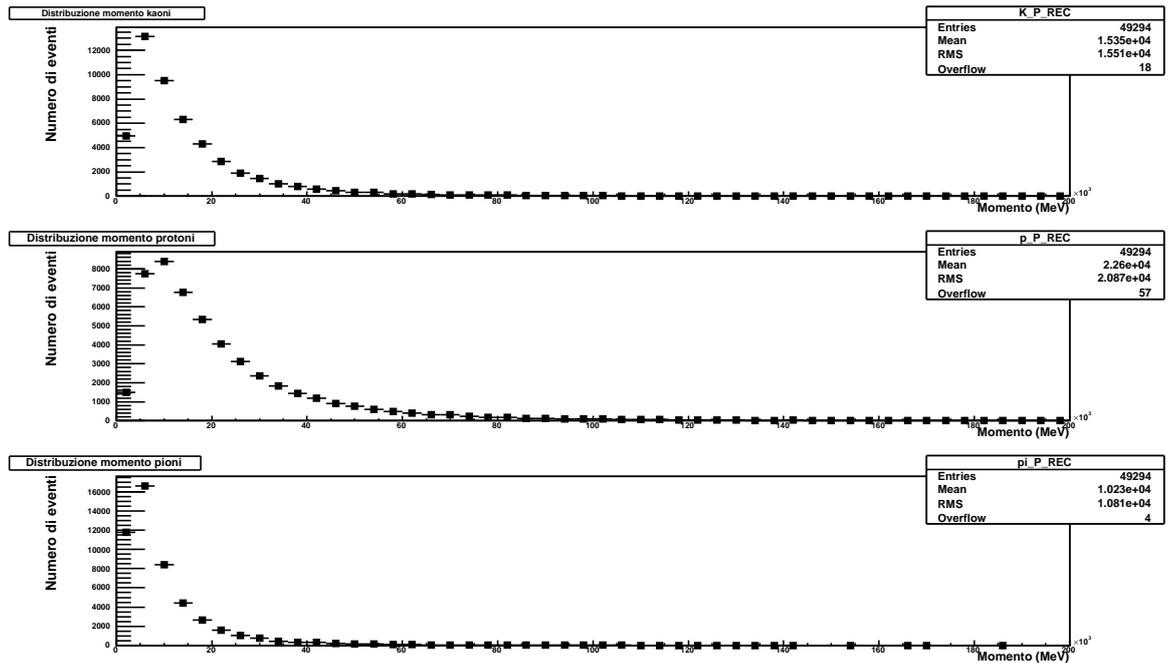


Figura 4.2: Spettro d'impulso MC rispettivamente dall'alto per i kaoni, protoni e pioni.

Una prima osservazione che si può fare è che l'efficienza di ricostruzione complessiva che si ottiene è maggiore dell'efficienza che si otterrebbe sem-

plicemente moltiplicando tra loro le singole efficienze di ricostruzione dei prodotti di decadimento, evidenziando che esse sono tra loro correlate. In secondo luogo si può notare che, sia per le  $\Lambda_c$  che per le  $\bar{\Lambda}_c$ , le efficienze di ricostruzione sono maggiori per i protoni/antiprotoni e poi decrescono via via per i kaoni e per i pioni. Questo comportamento è dovuto al fatto che in un decadimento a tre corpi con  $m_3 > m_2 > m_1$  si verifica che  $|p_3|_{max} > |p_2|_{max} > |p_1|_{max}$ . Questo si riflette in uno spettro di impulso più duro per il protone di quanto non sia per il kaone e per il pione, come si può notare in Figura 4.2. Questa differenza nella distribuzione dell'impulso comporta una efficienza di ricostruzione maggiore per i protoni rispetto agli altri due prodotti del decadimento.

Dalla Tabella 4.7 si nota inoltre come l'efficienza di ricostruzione per i protoni sia significativamente maggiore di quella degli antiprotoni. Questo è un effetto atteso, dovuto alla diversa interazione di protoni e antiprotoni con il materiale di cui è costituito il rivelatore: essendo la sezione d'urto d'interazione maggiore per gli antiprotoni piuttosto che per i protoni, questi ultimi vengono ricostruiti in numero maggiore. Lo stesso andamento, anche se meno marcato, lo si riscontra anche nelle efficienze di ricostruzione dei  $K^+$  rispetto ai  $K^-$  e nei  $\pi^+$  rispetto ai  $\pi^-$ : anche in questo caso infatti si ha che per i  $K^-$  e i  $\pi^-$  la sezione d'urto d'interazione con il materiale risulta essere maggiore e vengono di conseguenza ricostruite in numero inferiore. In modo particolare, l'efficienza maggiore per la ricostruzione dei  $K^+$  compensa in parte l'efficienza di ricostruzione maggiore dei protoni, facendo in modo che, complessivamente, l'efficienza di ricostruzione delle antilambda non si discosti molto da quella delle lambda ( $\Delta\epsilon = (0.4 \pm 0.2)\%$ ).

Per analizzare l'eventuale presenza di differenze sistematiche tra le  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  è stato analizzato l'andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso totale, della pseudorapidità e della  $x_F$ , definiti come:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|p| + p_Z}{|p| - p_Z} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (4.3)$$

$$x_F = \frac{2 \cdot P_Z}{\sqrt{s}} \quad (4.4)$$

dove  $\theta$  è l'angolo compreso tra l'impulso della particella e l'asse del fascio, e in funzione dell'impulso trasverso. Si sono scelte queste variabili come le più significative, dal momento che il rapporto tra le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$  verrà espresso in funzione di esse ed è perciò molto importante evidenziare eventuali sistematiche nelle efficienze di ricostruzione.

L'efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso totale è mostrata in Figura 4.3: i punti blu indicano la distribuzione relativa alle  $\Lambda_c$ , mentre i punti rossi indicano la distribuzione relativa alle  $\bar{\Lambda}_c$ . Si può vedere dall'andamento dei punti che entro gli errori le due distribuzioni sono pressochè identiche e di conseguenza non è presente alcuna sistematica da correggere.

Analogamente in Figura 4.4 è mostrata l'efficienza di ricostruzione in fun-

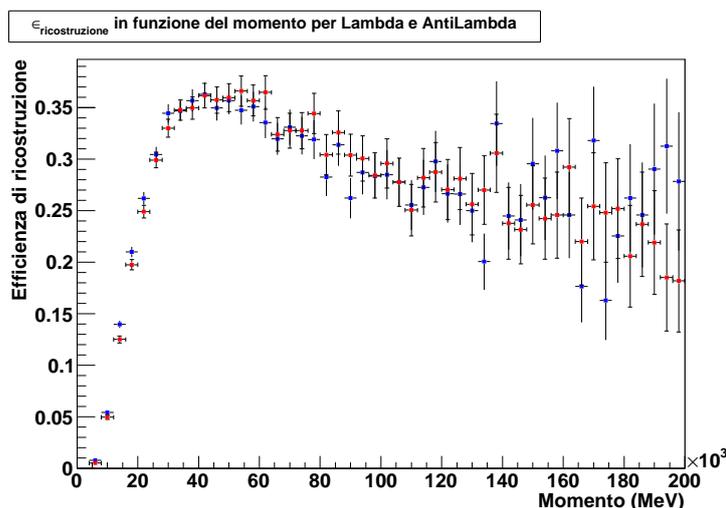


Figura 4.3: Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso totale per le  $\Lambda_c$  (blu) e le  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

zione della pseudorapidità. Anche in questo caso le due distribuzioni sono molto simili, mostrando qualche leggera discrepanza soltanto nella regione  $2.5 < \eta < 3.5$ . Quando la traiettoria della particella tende alla velocità della luce, la pseudorapidità si avvicina alla definizione di rapidità, che è una quantità Lorentz invariante, definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (4.5)$$

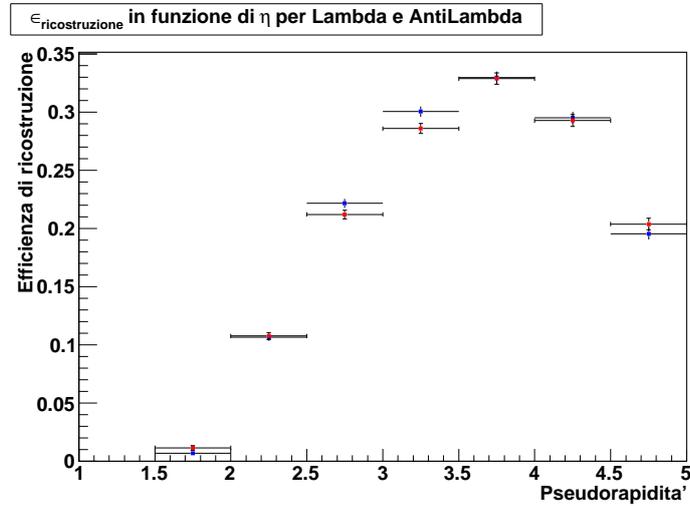


Figura 4.4: Efficienza di ricostruzione in funzione della pseudorapidity per le  $\Lambda_c$  (blu) e le  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

Nell'analisi compiuta in questo lavoro di tesi verranno presentati alcuni risultati in funzione della rapidità, pertanto si mostra in Figura 4.5 l'efficienza di ricostruzione in funzione di quest'ultima. Come si può vedere le efficienze

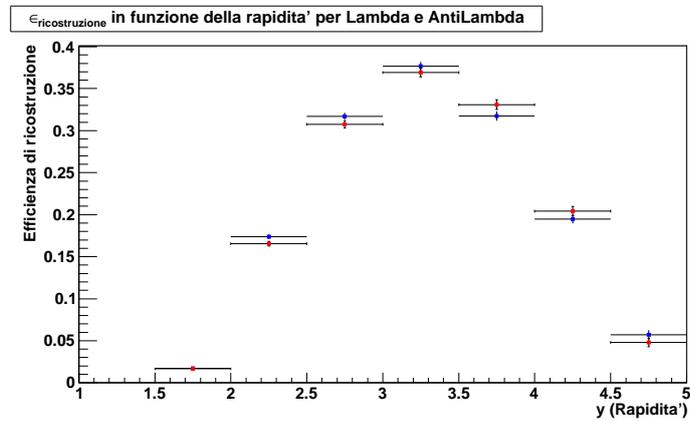


Figura 4.5: Efficienza di ricostruzione in funzione della rapidità per le  $\Lambda_c$  (blu) e le  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

di ricostruzione per  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  sono compatibili entro gli errori.

In Figura 4.6 è mostrato l'andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso trasverso; come si può vedere non vi è alcuna differenza nell'andamento tra

le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$ .

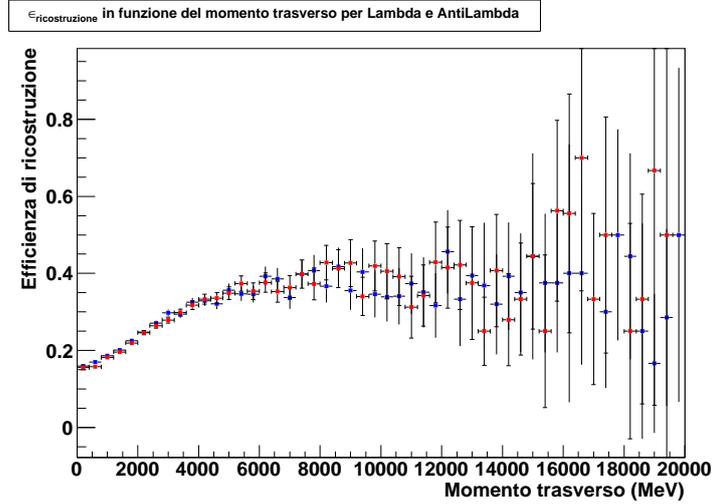


Figura 4.6: Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso trasverso per le  $\Lambda_c$  (blu) e le  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

Infine, in Figura 4.7 è mostrato l'andamento dell'efficienza in funzione della  $x_F$ ; anche in questo caso le due distribuzioni non mostrano sostanziali differenze. E' importante sottolineare che vi sono pochi barioni  $\Lambda_c$  per  $x_F > 0.2$  poichè essi decadono lungo il tubo a vuoto che trasporta i fasci; questo spiega i grandi errori sull'efficienza per questi valori di  $x_F$ .

## 4.4 Preselezione del campione

Gli eventi ricostruiti costituiscono il campione utilizzato per l'analisi successiva. Questa consiste nella definizione di un insieme di criteri efficienti nella identificazione del segnale ma soprattutto nella reiezione del fondo combinatoriale che ci aspettiamo essere particolarmente elevato nei dati, dal momento che si tratta di un decadimento in tre corpi, in cui il numero di particelle per evento è particolarmente grande.

Il fondo considerato per la preselezione del segnale è il fondo combinatoriale autogenerato osservabile in eventi in cui è sempre presente, in partenza, una combinazione di segnale. Per l'ottimizzazione dei tagli usati in fase di selezione si considererà invece un fondo più realistico dato dagli eventi minimum

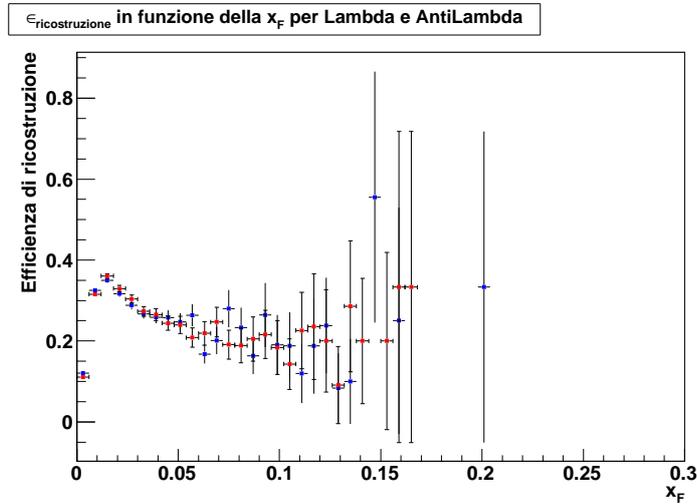


Figura 4.7: Efficienza di ricostruzione in funzione della  $x_F$  per le  $\Lambda_c$  (blu) e le  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

bias.

Le grandezze ritenute significative nell'ambito del decadimento studiato sono:

- l'identificazione dei prodotti di decadimento;
- il  $\chi^2$  del vertice formato dalle intersezioni delle traiettorie dei prodotti di decadimento;
- il  $\chi^2$  della distanza di volo;
- il tempo di vita della  $\Lambda_c$ ;
- il puntamento della  $\Lambda_c$  al vertice primario di produzione;
- impulsi trasversi dei prodotti di decadimento;
- la distanza nello spazio tra le tracce dei prodotti di decadimento.

Vengono adesso discusse le motivazioni che hanno portato alla loro scelta, unitamente ai loro effetti sul segnale e sul fondo.

### Identificazione dei prodotti di decadimento

A causa del tempo di vita piuttosto breve della  $\Lambda_c$  ( $c\tau = 59.9\mu\text{m}$ ) [20] il vertice secondario è tipicamente molto vicino al vertice primario (distanza media  $\sim 1.5$  mm), di conseguenza non è possibile applicare tagli sul parametro d'impatto dei prodotti di decadimento e il fondo consiste quindi in tutte le possibili combinazioni di tre particelle provenienti per la maggior parte dal vertice primario. Per poter rigettare alcune di queste combinazioni è quindi necessario applicare dei tagli sulla identificazione delle particelle (PID) piuttosto severi. Visti i prodotti del decadimento studiato, come esposto in sec. 2.2.3, l'identificazione delle particelle avviene ad opera dei RICH, che risalgono all'identità attraverso una misura dell'angolo Cherenkov e dell'impulso. La identificazione avviene tramite una selezione sul rapporto tra i logaritmi delle funzioni di *Likelihood*  $\mathcal{L}$  che esprimono la probabilità di una data ipotesi di massa dato un set di parametri in input confrontata con quella del pione, presa come ipotesi di riferimento. Tanto maggiore è il rapporto

$$\Delta \log \mathcal{L} = \log \mathcal{L}(p) - \log \mathcal{L}(\pi) = \log \frac{\mathcal{L}_x}{\mathcal{L}_\pi} \quad (4.6)$$

tanto migliore è l'ipotesi in esame relativamente a quella del pione. Nel nostro caso si è scelto di utilizzare in preselezione dei tagli molto stretti per l'identificazione del protone e del kaone, e tagli un po' più laschi nella identificazione del pione, dal momento che in questo caso le efficienze sono più basse. Tale taglio sarà poi reso più severo durante la selezione successiva per eliminare ulteriormente il fondo combinatoriale.

I tagli scelti sono pertanto, rispettivamente per il kaone, il protone e il pione:

$$\log \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} > 10 \quad (4.7)$$

$$\log \frac{\mathcal{L}_p}{\mathcal{L}_\pi} > 10 \quad (4.8)$$

$$\log \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} < 10 \quad (4.9)$$

Effettuando questi tagli e restringendo la finestra di massa invariante a  $\pm 50$  MeV intorno alla massa della  $\Lambda_c$  si ottengono i risultati mostrati in Tabella 4.8. In questo modo per ogni evento si hanno circa 27 combinazioni, per

un totale di 4409226 combinazioni su 162023 eventi che superano questa selezione.

	Numero di combinazioni segnale
Ricostruiti	$49294 \pm 220$
Taglio PID	$35489 \pm 190$
$\epsilon_{PID}$	$(72.0 \pm 0.2)\%$
Massa Invariante $\pm 15$	$34302 \pm 190$
$\epsilon_{invmass}$	$(97.7 \pm 0.1)\%$

Tabella 4.8: Effetti dei tagli sulla identificazione delle particelle e sulla finestra di massa invariante sul campione di segnale.

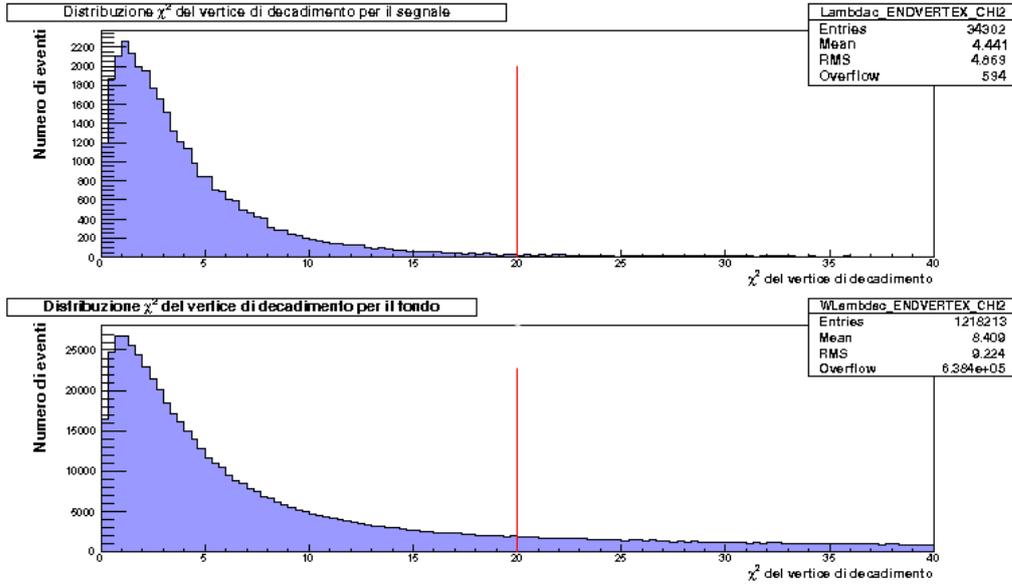


Figura 4.8: Effetti del taglio sul  $\chi^2$  del vertice di decadimento sul segnale (in alto) e sul fondo combinatoriale (in basso).

L'analisi dell'effetto dei tagli verrà compiuta però sulle combinazioni di fondo e di segnale che cadono all'interno di una finestra di massa invariante di  $\pm 15\text{MeV}$  intorno alla massa della  $\Lambda_c$ , la cui larghezza è stata determinata a partire dalla risoluzione sulla distribuzione della massa invariante stessa che risulta essere pari a  $\sigma = 4.56 \pm 0.07$ . Il numero di eventi di segnale che

cadono all'interno di questa finestra è pari a  $34302 \pm 190$  (vedi Tabella 4.8), mentre le combinazioni di fondo diventano  $1218213 \pm 1100$ , per un totale di 139521 eventi. Su questo campione vengono poi applicati gli altri tagli della preselezione.

### Il $\chi^2$ del vertice di decadimento

Il vertice assegnato a ciascuna combinazione di p, K e  $\pi$  è il risultato di una procedura di fit sulle loro traiettorie ricostruite e pertanto a ciascuno di essi corrisponderà un  $\chi^2$  che dà un'indicazione di quanto, effettivamente, tali tracce convergono a formare un vertice. Una selezione su questa variabile ( $\chi^2_{\text{vertice}} < 20$ ) è particolarmente efficace nel rigettare il fondo combinatoriale, con un'efficienza di reiezione pari a  $(41.50 \pm 0.04)\%$  preservando quasi interamente il segnale, con un'efficienza di selezione pari a  $(96.2 \pm 0.1)\%$ . In Figura 4.8 è mostrato l'effetto di tale taglio sia sugli eventi di segnale che sul fondo combinatoriale.

### Il tempo di vita della $\Lambda_c$ e il $\chi^2$ della distanza di volo

Un altro taglio che si è rivelato particolarmente efficiente nella reiezione del fondo, mantenendo però una buona efficienza di selezione è un taglio correlato tra il  $\chi^2$  della distanza di volo della  $\Lambda_c$ , richiesto maggiore di un certo valore di soglia, e il tempo di volo della  $\Lambda_c$ , richiesto invece inferiore di una certa quantità. Il secondo è un taglio di tipo fisico dettato dal fatto che la vita media della  $\Lambda_c$  è  $\tau = (200 \pm 6) \times 10^{-15} \text{ s}$ ; di conseguenza ci si aspetta che dopo un tempo di volo corrispondente a  $6\tau$  praticamente tutte le  $\Lambda_c$  siano ormai decadute. A questo scopo si confrontino le figure Figura 4.9 e Figura 4.10: la prima mostra l'andamento dell'impulso in funzione della distanza di volo sia per il segnale che per il fondo ed è ben visibile che esiste una forte correlazione tra queste due variabili, non presente invece per il fondo. Nella seconda si vede infine l'effetto del taglio che lascia pressochè inalterato il campione di segnale, mentre permette di eliminare circa la metà delle combinazioni di fondo (consultare la Tabella 4.9).

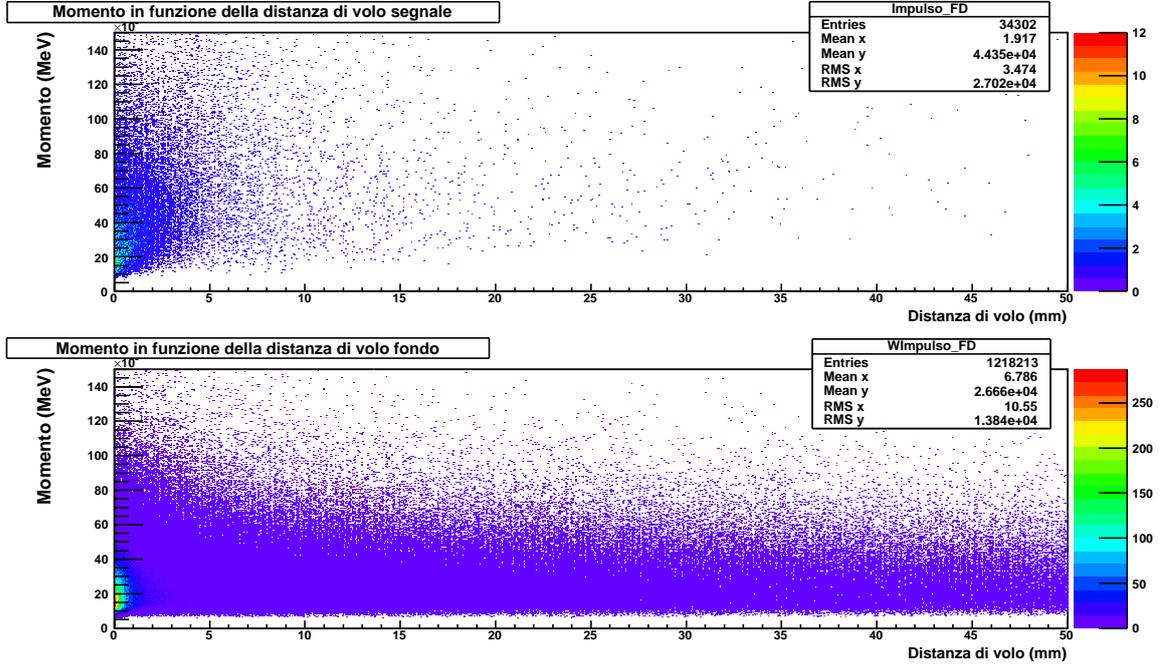


Figura 4.9: Distribuzione dell'impulso in funzione della distanza di volo per il segnale (in alto) e per il fondo combinatoriale (in basso).

Il taglio sul  $\chi_{FD}^2$  della distanza di volo permette di selezionare solo le  $\Lambda_c$  che hanno una separazione significativa dal vertice di produzione. È definito come:

$$\chi_{FD}^2 = [(p_1 - p_2)^T][(cov)^{-1}][(p_1 - p_2)] \quad (4.10)$$

dove  $p_1$  indica la posizione del vertice di produzione,  $p_2$  indica la posizione del vertice di decadimento e  $cov$  indica la matrice degli errori sulla posizione di questi. Un taglio  $\chi_{FD}^2 > 8$  ci dice dunque la significanza con cui la lambda è separata dal vertice primario; il valore del taglio è stato scelto ottimizzando il rapporto segnale-rumore.

### Il puntamento della $\Lambda_c$ al vertice primario

Il taglio più efficace nel rigettare il fondo risulta essere comunque il taglio sul puntamento della  $\Lambda_c$  verso il vertice primario. Questo taglio viene effettuato in termini di una variabile corrispondente al coseno dell'angolo

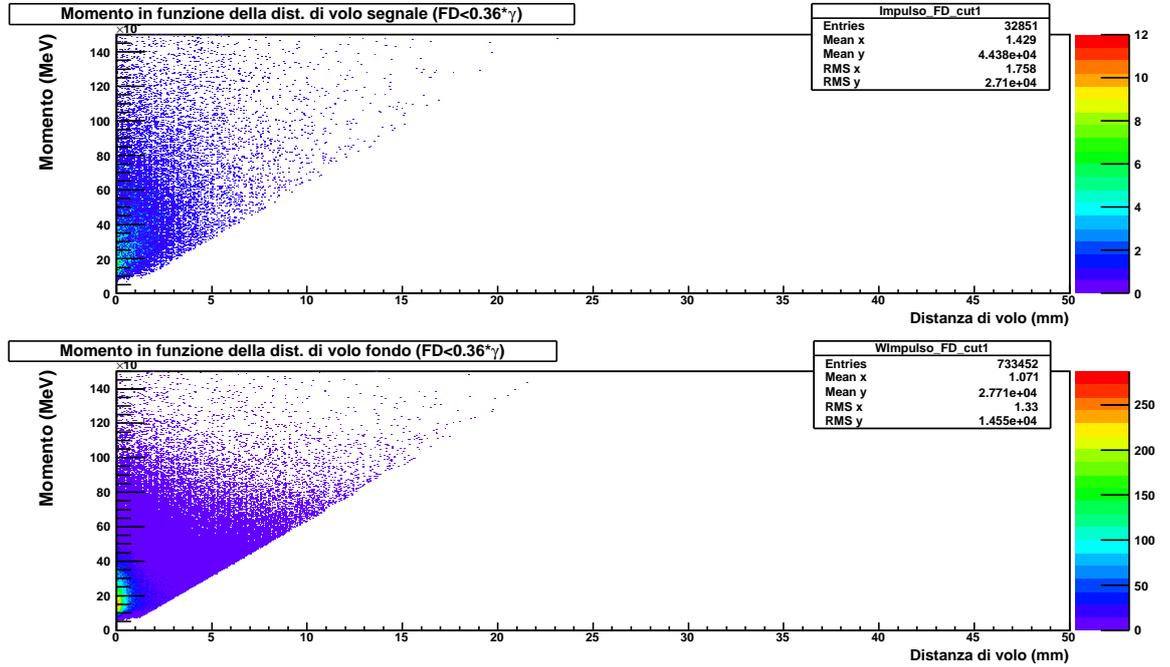


Figura 4.10: Effetti del taglio sulla distanza di volo sul segnale (in alto) e sul fondo combinatoriale (in basso).

compreso tra la direzione dell'impulso della  $\Lambda_c$ , determinato a partire dalla ricostruzione degli impulsi dei prodotti di decadimento, e la direzione di volo della  $\Lambda_c$ , determinata a partire dalle posizioni del vertice primario e del vertice di decadimento. Come mostrato in Tabella 4.9, questo taglio ( $\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9997$ , corrispondente ad un angolo  $\alpha = 24$  mrad) risulta essere particolarmente duro anche sul segnale, con un'efficienza di selezione pari a  $(42.9 \pm 0.3)\%$ . Questa è una conseguenza della vita media della  $\Lambda_c$  che porta a grandi errori nella determinazione dell'angolo a causa del piccolo braccio di leva a disposizione. Circa il 3% degli eventi di segnale presenta il valore del coseno negativo, piccato intorno a -1: questo avviene quando la  $\Lambda_c$  decade molto velocemente e il vertice secondario, a causa degli errori sulla valutazione della posizione, viene ricostruito prima del vertice primario e la separazione tra i due diventa negativa. Il fondo invece risulta essere equamente distribuito intorno a  $\pm 1$ . Inoltre sempre a causa del tempo di vita della  $\Lambda_c$  si trova che gli errori nella determinazione del

vertice di decadimento sono piuttosto grandi: a tale proposito in Figura 4.11 è riportata la distribuzione dell'angolo compreso tra la direzione dell'impulso vero e quello misurato (sempre MC) e, nel grafico in basso, la distribuzione dell'angolo tra la direzione dell'impulso vero e la direzione di volo della  $\Lambda_c$ , determinata a partire dalla differenza delle posizioni del vertice di produzione e del vertice di decadimento. Essendo le scale utilizzate nell'asse x differenti è facile comprendere come l'errore in quest'ultimo caso sia circa due ordini di grandezza maggiore, anche a causa della grande precisione che l'esperimento LHCb offre nella determinazione dell'impulso (Sec. 2.2.2).

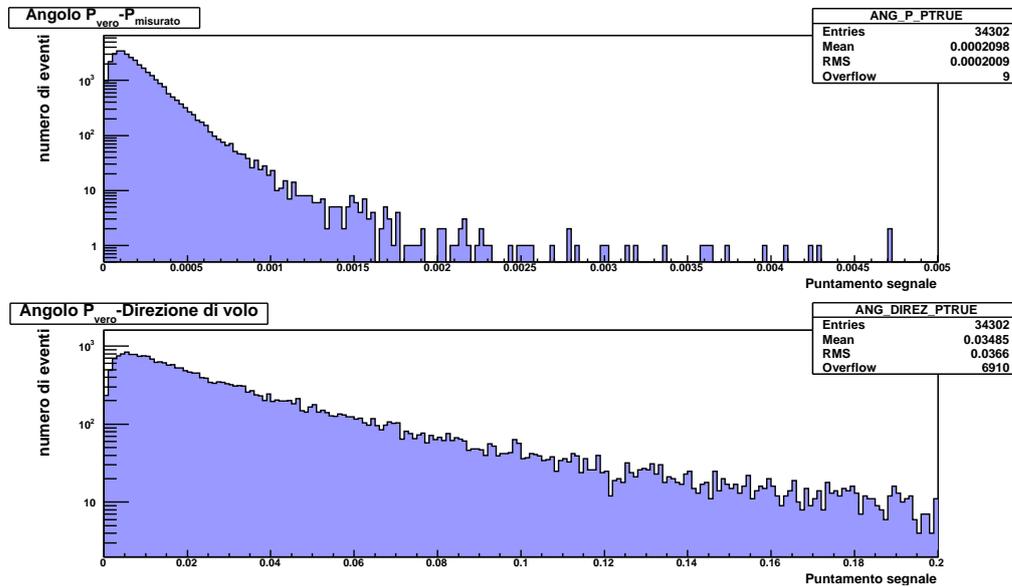


Figura 4.11: Distribuzione dell'angolo calcolato tra la direzione dell'impulso della  $\Lambda_c$  vero e quello misurato (in alto) e tra la direzione dell'impulso della  $\Lambda_c$  vero e la direzione di volo calcolata dalla ricostruzione dei due vertici (in basso).

Un effetto del taglio sul puntamento della  $\Lambda_c$  è quello di rendere più duro lo spettro in impulso trasverso sia dei prodotti di decadimento che, in modo particolare, della  $\Lambda_c$ ; questa è una conseguenza del fatto che le combinazioni che sopravvivono a questo taglio sono caratterizzate da una maggiore risoluzione nella determinazione del vertice secondario che si riflette in una misura più precisa della direzione di volo della  $\Lambda_c$ . Questo avviene quando

l'impulso trasverso delle figlie è maggiore e provoca uno spostamento della distribuzione anche della  $\Lambda_c$ . A tale proposito si osservi la Figura 4.12, in cui è mostrato l'effetto di diversi tagli sulla distribuzione di impulso trasverso della  $\Lambda_c$ : l'identificazione delle figlie (rosso), il  $\chi^2$  del vertice di decadimento (nero), il  $\chi^2$  della distanza di volo (verde) e il puntamento della  $\Lambda_c$  (blu). Si vede che, al di là dell'effetto di riduzione del campione dovuto all'applicazione dei tagli, il valore a cui si trova il picco della distribuzione rimane inalterato fino all'applicazione del taglio sul puntamento che ne provoca uno spostamento a valori maggiori.

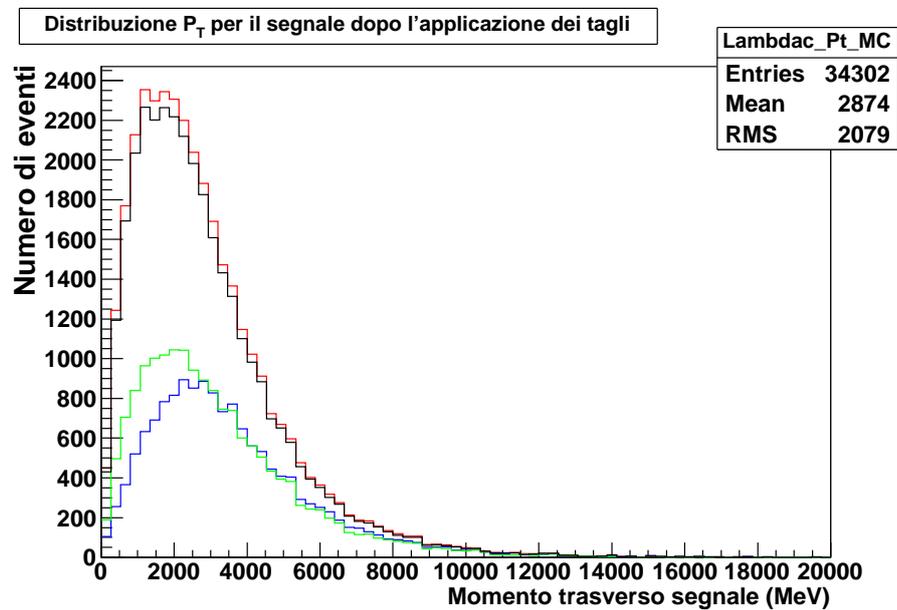


Figura 4.12: Distribuzione dell'impulso trasverso della  $\Lambda_c$  dopo l'applicazione di diversi tagli: identificazione delle figlie (rosso),  $\chi^2$  del vertice di decadimento (nero),  $\chi^2$  della distanza di volo (verde) e puntamento della  $\Lambda_c$  (blu).

#### La distanza nello spazio tra le tracce dei prodotti di decadimento

Un altro taglio che è stato applicato è quello sulla massima distanza di minimo approccio (DOCA): si prendono le tracce dei K, p e  $\pi$  e vengono proiettate all'indietro, in modo tale da determinare la distanza nello spazio tra le rette prese a due a due. La massima di queste distanze prende per l'appunto il

nome di massima distanza di minimo approccio. In Figura 4.13 è possibile vedere la distribuzione della DOCA per il segnale, grafico in alto, e per il fondo, grafico in basso, e in rosso è indicato il valore del taglio ( $DOCA < 0.25$  mm): si nota infatti come la distribuzione del segnale sia caratterizzata in media da una distanza inferiore rispetto al fondo, che è sia piccato a valori maggiori, sia caratterizzato da una coda più lunga. E' presente una correla-

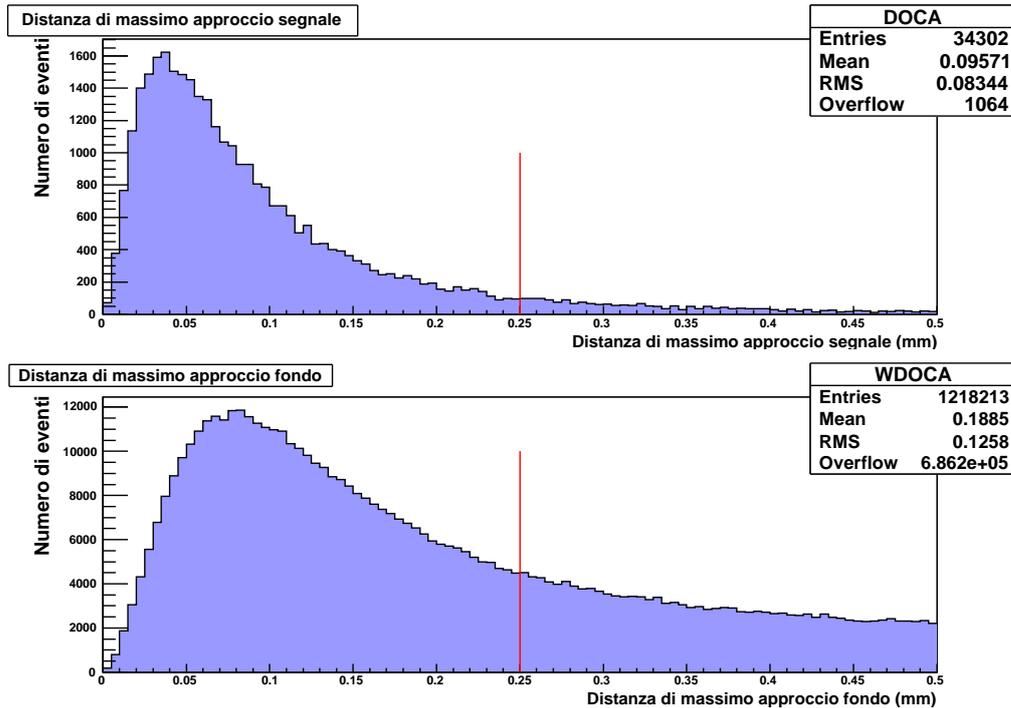


Figura 4.13: Distribuzione della massima distanza di minimo approccio per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso).

zione tra il  $\chi^2$  del vertice di decadimento e la massima distanza di minimo approccio, come visibile in Figura 4.14: per quanto riguarda il segnale esso è pressochè interamente contenuto nella regione  $\chi^2 < 5$  e  $DOCA < 0.1$  mm, mentre il fondo si estende anche a valori di entrambe le variabili piuttosto elevati. Questo significa che, tipicamente, per gli eventi di segnale il fatto che le tracce abbiano una piccola distanza tra di esse implica anche che formino un vertice con un buon  $\chi^2$ , il che significa che le tre tracce si incontrano a formare effettivamente un vertice nello spazio. Al contrario, per il fondo, il

fatto che le tracce abbiano una piccola distanza tra di esse non assicura che formino anche un buon vertice: potrebbero a due a due essere vicine nello spazio, ma non incontrarsi quando poi si considerano tutte e tre le tracce dei prodotti di decadimento.

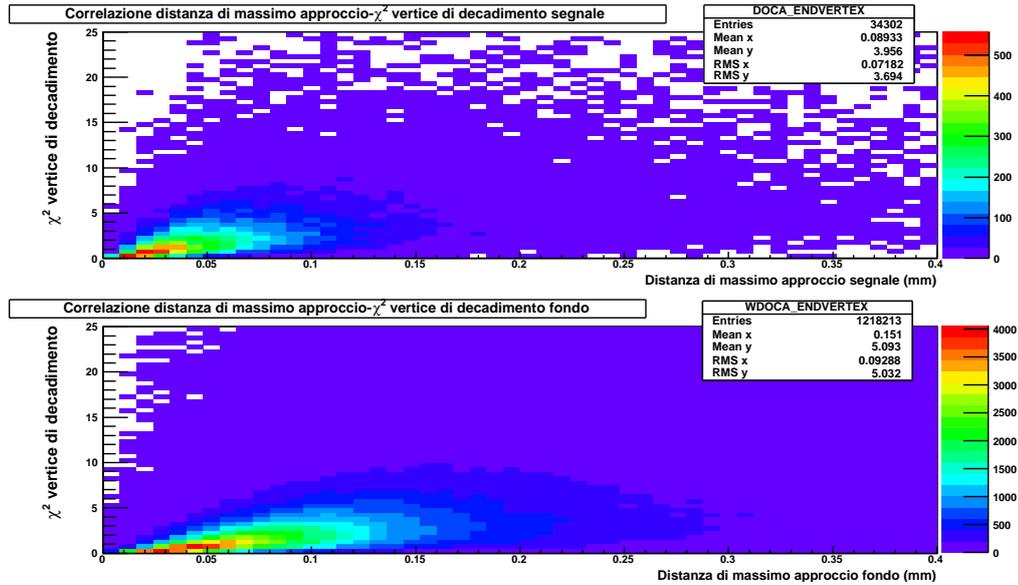


Figura 4.14: Distribuzione della massima distanza di minimo approccio per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso).

### Impulsi trasversi dei prodotti di decadimento

Infine l'ultimo taglio che è stato applicato in preselezione è stato il taglio sull'impulso trasverso del protone ( $P_T > 500$  MeV). Si è scelto di tagliare sul protone visto che, rispetto al kaone e al pione, è caratterizzato da una distribuzione di impulso trasverso piccata a valori più alti, essendo i valori medi delle distribuzioni 1346 MeV, 1286 MeV e 904 MeV rispettivamente. In Figura 4.15 è mostrata la distribuzione dell'impulso trasverso per i protoni e gli antiprotoni provenienti dal segnale (figura in alto) e provenienti dal fondo (figura in basso) e si vede come il taglio a 500 MeV rigetti circa la metà delle combinazioni del fondo.

Nella Tabella 4.9 sono infine riassunti i tagli che sono stati effettuati in pre-

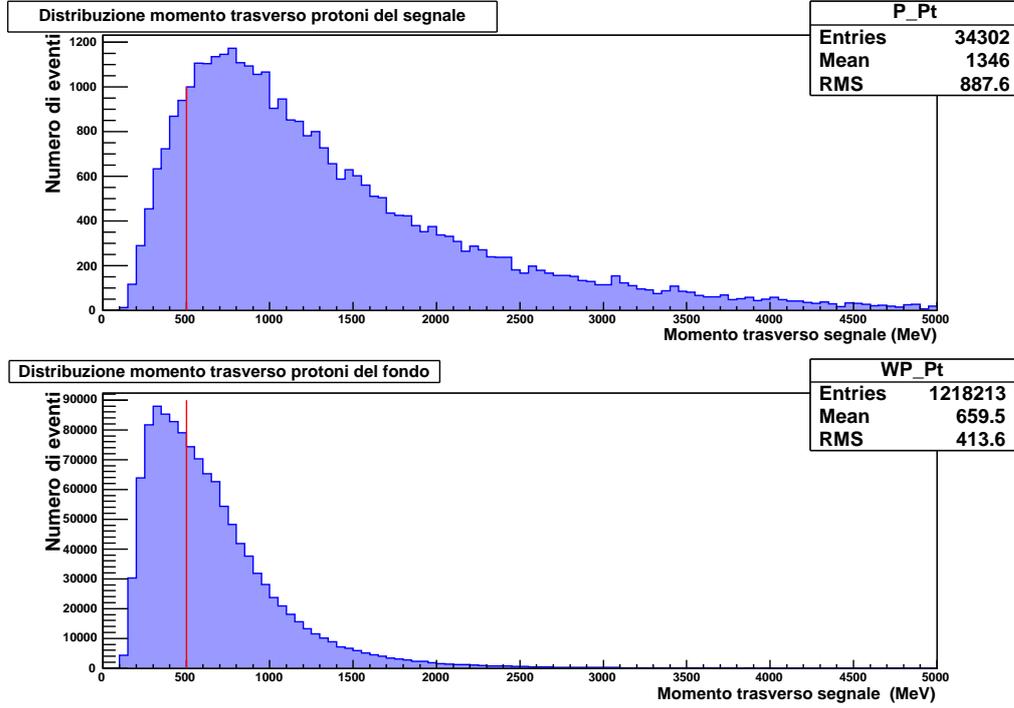


Figura 4.15: Distribuzione dell'impulso trasverso dei protoni e degli antiprotoni per il segnale (in alto) e per il fondo (in basso).

Tagli	Efficienza sul segnale	Efficienza sul fondo
$\chi_{vertex}^2 < 20$	$(96.2 \pm 0.1)\%$	$(41.50 \pm 0.04)\%$
$\chi_{FD}^2 > 8$	$(48.6 \pm 0.3)\%$	$(64.76 \pm 0.04)\%$
Tempo di vita $< 6\tau_0$ e $\tau > 0$	$(81.9 \pm 0.2)\%$	$(36.80 \pm 0.04)\%$
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9997$	$(42.9 \pm 0.3)\%$	$(8.32 \pm 0.03)\%$
Massima $DOCA < 0.25$	$(90.7 \pm 0.2)\%$	$(31.31 \pm 0.04)\%$
$P_T$ protone $> 500$ MeV	$(88.2 \pm 0.2)\%$	$(57.70 \pm 0.04)\%$
<b>Preselezione senza PID</b>	$(24.0 \pm 0.2)\%$	$(0.470 \pm 0.006)\%$

Tabella 4.9: Effetti dei tagli della preselezione, esclusi i tagli sulla PID, sul campione di segnale e sul fondo.

selezione con i valori scelti e le efficienze di selezione del segnale e di reiezione del fondo ottenute.

Per la determinazione del rapporto tra la produzione di  $\bar{\Lambda}_c$  rispetto alle  $\Lambda_c$  si potrebbe anche assumere che le efficienze di preselezione e di selezione siano

le stesse, dal momento che si può supporre inoltre che se vi fossero delle sistematiche queste si cancellino nel rapporto. D'altra parte, per la determinazione della sezione d'urto è fondamentale investigare con attenzione eventuali discrepanze nella selezione tra  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$ : per tale motivo è stato analizzato separatamente l'effetto dei tagli sulle due particelle. I risultati ottenuti sono riassunti in Tabella 4.10. Come si può vedere le efficienze sono uguali

Tagli	Efficienza $\Lambda_c$	Efficienza $\bar{\Lambda}_c$
<i>PID</i>	$(71.8 \pm 0.3)\%$	$(72.2 \pm 0.3)\%$
Massa invariante $\pm 15$	$(96.6 \pm 0.1)\%$	$(96.8 \pm 0.1)\%$
$\chi_{vertex}^2 < 20$	$(96.4 \pm 0.1)\%$	$(96.0 \pm 0.2)\%$
$\chi_{FD}^2 > 8$	$(48.5 \pm 0.4)\%$	$(48.7 \pm 0.4)\%$
Tempo di vita $< 6\tau_0$ e $\tau > 0$	$(82.1 \pm 0.2)\%$	$(81.7 \pm 0.2)\%$
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9997$	$(42.7 \pm 0.4)\%$	$(43.3 \pm 0.4)\%$
Massima <i>DOCA</i> $< 0.25$	$(90.7 \pm 0.2)\%$	$(90.7 \pm 0.2)\%$
$P_T$ protone $> 500$ MeV	$(87.8 \pm 0.2)\%$	$(88.7 \pm 0.2)\%$
<b>Preselezione senza PID</b>	$(23.7 \pm 0.3)\%$	$(24.3 \pm 0.3)\%$
<b>Preselezione con PID</b>	$(16.4 \pm 0.3)\%$	$(17.0 \pm 0.3)\%$

Tabella 4.10: Effetti dei tagli della preselezione sul campione di segnale, mostrati separatamente per le  $\Lambda_c$  e per le  $\bar{\Lambda}_c$ .

entro gli errori tranne nel caso dell'impulso trasverso del protone, dove si nota una piccola discrepanza tale che l'efficienza di questo taglio risulta essere leggermente maggiore per l'antiprotone (proveniente dall' $\bar{\Lambda}_c$ ), rispetto al protone. Questo è dovuto al fatto che la distribuzione dell'impulso trasverso per gli antiprotoni risulta essere piccata a valori leggermente più alti rispetto a quella dei protoni: tale differenza è visibile in Figura 4.16.

D'altra parte, nonostante questa piccola discrepanza, le efficienze finali di preselezione sono uguali, entro gli errori, per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$ , come mostrato in Tabella 4.10. Includendo infine anche l'efficienza di ricostruzione determinata nella Sec. 4.3 è possibile determinare l'efficienza complessiva di preselezione e ricostruzione, che risulta  $(3.90 \pm 0.06)\%$  per la  $\Lambda_c$  e  $(3.97 \pm 0.06)\%$  per le  $\bar{\Lambda}_c$ . Gli effetti della preselezione sulla distribuzione di massa invariante sul campione di segnale sono visibili in Figura 4.17: il segnale e il fondo sono stati fittati con una funzione data dalla somma di una gaussiana per fittare

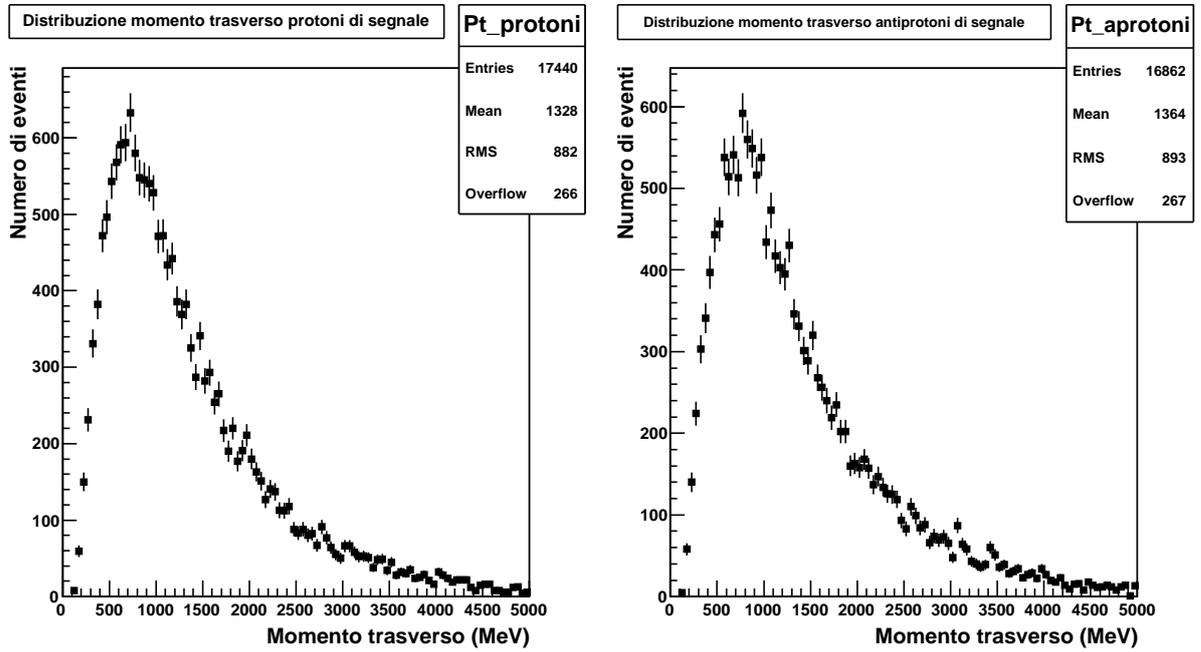


Figura 4.16: Distribuzione dell'impulso trasverso dei protoni di segnale (in alto) e degli antiprotoni di segnale (in basso).

il picco del segnale e una lineare per fittare il fondo combinatoriale:

$$f(x) = p_0 \cdot e^{-0.5 \cdot \left(\frac{x-p_1}{p_2}\right)^2} + p_4 \cdot x + p_3 \quad (4.11)$$

i cui valori sono mostrati nella Figura 4.17. Si vede che sono ancora presenti delle combinazioni di fondo (molteplicità nell'intervallo di massa  $\mu = 1.15$ ), che dovranno essere ulteriormente eliminati nella successiva fase di selezione in cui vengono applicati dei tagli più severi.

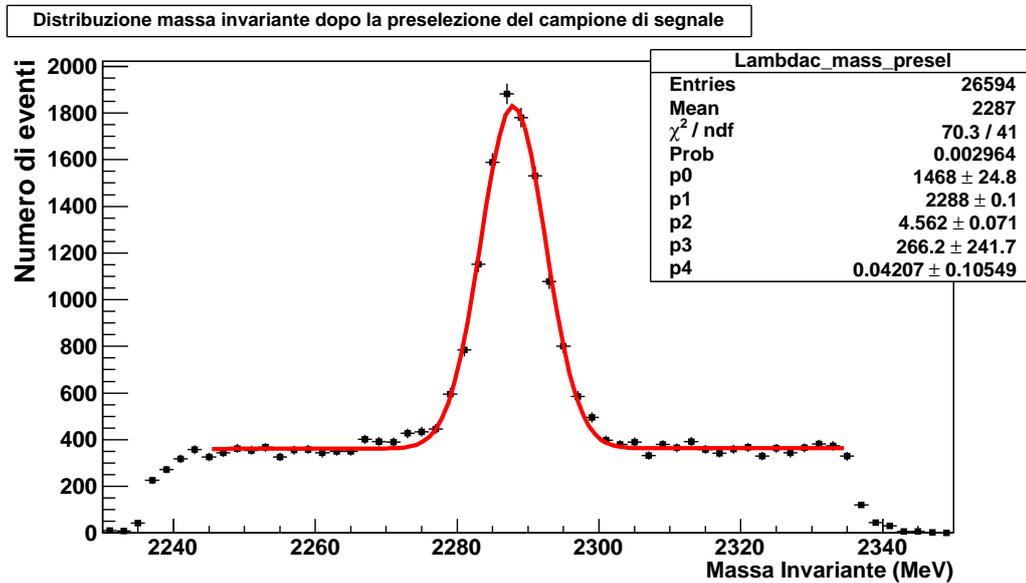


Figura 4.17: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo l'applicazione dei tagli della preselezione.

## 4.5 Selezione del campione e del fondo

Sul campione preselezionato è stata effettuata un'ulteriore selezione al fine di ridurre le combinazioni di fondo accettate. Per avere una stima più realistica del fondo, anzichè considerare semplicemente il fondo combinatoriale presente nel campione di segnale in cui in partenza in ogni evento si aveva almeno una  $\Lambda_c$  o una  $\bar{\Lambda}_c$ , si è considerato un campione di eventi minimum bias generato con le stesse condizioni sperimentali del campione di segnale analizzato. Tale campione contiene in partenza poco più di dieci milioni di eventi e per l'analisi del fondo verranno considerati solo gli eventi contenuti all'interno della finestra di massa di segnale, ossia nell'intervallo di masse comprese tra 2272 MeV e 2302 MeV. Applicando i tagli della preselezione su questo campione vengono selezionate 21134 combinazioni di fondo e 6  $\Lambda_c$  che sono contenute all'interno di questo campione, che complessivamente corrispondono a 18076 interazioni  $pp$  rispetto ai 10699961 eventi di partenza. La molteplicità iniziale dunque, subito dopo l'applicazione dei tagli della preselezione, risulta essere pari a  $\mu = 1.17$ . Su questo campione e sul campione di

segnale precedentemente selezionato verranno applicati i tagli della selezione, mostrati in Tabella 4.11, le cui motivazioni per la scelta saranno esposte nel Cap.5.

Tagli	Valore del taglio
$LL(K) - LL(\pi)$ per il pione	$< 0$
$LL(p) - LL(\pi)$ per il pione	$< 0$
$LL(p) - LL(K)$ per il protone	$> 10$
$\chi^2$ vertice di decadimento	$< 10$
Tempo di vita	$< 3\tau_0$
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda))$	$> 0.9999$
$\chi^2$ distanza di volo	$> 32$
$P_T$ prod. di decadimento	$> 500$ MeV
Massima <i>DOCA</i>	$< 0.10$ mm
$LL(p) - LL(\pi)$ per il protone	$> 20$
$LL(K) - LL(\pi)$ per il kaone	$> 20$

Tabella 4.11: Tagli della selezione applicati al campione di segnale e al campione minimum bias Monte Carlo.

Verranno presentati i risultati relativi a due selezioni distinte, una meno severa (A) che permette di avere un numero di eventi di segnale maggiore, necessario per misure di rapporti in funzione di diverse variabili, una più selettiva (B) che annulla quasi completamente le combinazioni di fondo e permette di ottenere un campione molto puro, necessario per la ricostruzione delle  $\Sigma_c$  e per l'analisi dei decadimenti risonanti. La prima selezione è costituita da tutti i tagli indicati sino alla doppia linea della Tabella 4.11; la seconda invece include tutti i tagli della precedente ed incorpora le tre richieste successive.

In Tabella 4.12 è riportato in sequenza l'effetto di queste selezioni sul campione minimum bias e sulle combinazioni di segnale del campione Monte Carlo. Come si può vedere i tagli più severi sulla identificazione dei prodotti di decadimento consentono di ridurre notevolmente le combinazioni di fondo accettate.

E' da osservare che nel Monte Carlo i parametri per la identificazione delle particelle attraverso il Rich sono quelli di progetto. In questo momento

Tagli	Minimum Bias	Segnale
Preselezione	$21134 \pm 145$	$8225 \pm 91$
$\chi^2$ vertice di decadimento $< 10$ (A e B)	$17597 \pm 133$	$7747 \pm 88$
$LL(K) - LL(\pi)$ per il pione $< 0$ (A e B)	$9656 \pm 98$	$6689 \pm 82$
$LL(p) - LL(\pi)$ per il pione $< 0$ (A e B)	$8924 \pm 94$	$6284 \pm 79$
$LL(p) - LL(K)$ per il protone $> 10$ (A e B)	$2430 \pm 49$	$4919 \pm 70$
Tempo di vita $< 3\tau_0$ (A e B)	$1850 \pm 43$	$4020 \pm 63$
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9999$ (A e B)	$802 \pm 28$	$3029 \pm 55$
$\chi^2$ distanza di volo $> 32$ (A e B)	$73 \pm 9$	$1345 \pm 37$
$P_T$ prod. di decadimento $> 500$ MeV (A e B)	$25 \pm 5$	$1044 \pm 32$
Massima $DOCA < 0.10$ mm (solo B)	$21 \pm 5$	$1020 \pm 32$
$DLL(p, \pi) > 20$ $DLL(K, \pi) > 20$ (solo B)	$14 \pm 4$	$902 \pm 30$

Tabella 4.12: Effetti della selezione sull campione di segnale e sul campione minimum bias Monte Carlo.

essi sono da ritenersi ottimistici e la loro calibrazione è in corso utilizzando dati sperimentali. Ai fini della valutazione della efficienza dovuta a questa selezione dovranno utilizzarsi i risultati di queste calibrazioni.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Campione iniziale	105764	103178
Ricostruzione	$25150 \pm 159$	$(24144 \pm 155)$
Preselezione	$(4126 \pm 64)$	$(4099 \pm 64)$
Selezione A	$(530 \pm 0.4)$	$(514 \pm 0.4)$
Selezione B	$(468 \pm 0.4)$	$(434 \pm 0.4)$
Efficienza A	$(0.50 \pm 0.02)\%$	$(0.49 \pm 0.02)\%$
Efficienza B	$(0.44 \pm 0.02)\%$	$(0.42 \pm 0.02)\%$

Tabella 4.13: Efficienze di selezione e ricostruzione mostrati separatamente per le  $\Lambda_c$  e per le  $\bar{\Lambda}_c$ .

Al fine di evidenziare eventuali asimmetrie nella selezione delle  $\Lambda_c$  piuttosto che delle  $\bar{\Lambda}_c$  si è quindi proceduto a calcolare separatamente le efficienze di selezione, i cui risultati sono mostrati in Tabella 4.13. Le efficienze finali per le selezioni A e B differiscono tra loro del  $\sim 10 - 15\%$ , conseguenza della stima ottimistica della identificazione delle particelle. In Figura 4.18 e Figu-

ra 4.19 è riportata la distribuzione di massa invariante fittata delle  $\Lambda_c$  e delle  $\bar{\Lambda}_c$  del campione di segnale Monte Carlo per la selezione (A) e la selezione (B) rispettivamente. Complessivamente per la selezione (A) nel campione di segnale dopo la selezione sopravvivono 51 eventi di fondo: d'altra parte solo 2 di queste combinazioni sono di particelle che non vengono dalla  $\Lambda_c$  mentre nel 90% dei casi queste combinazioni contengono due particelle provenienti da un decadimento della  $\Lambda_c$  in eventi ortogonali agli eventi selezionati. Lo stesso andamento lo si riscontra anche per la selezione (B).

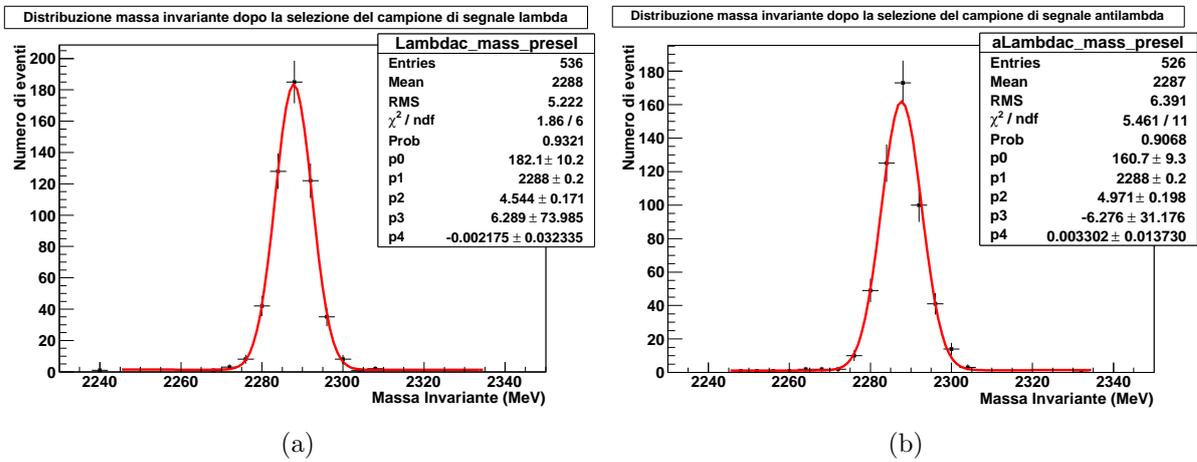


Figura 4.18: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione della selezione (A).

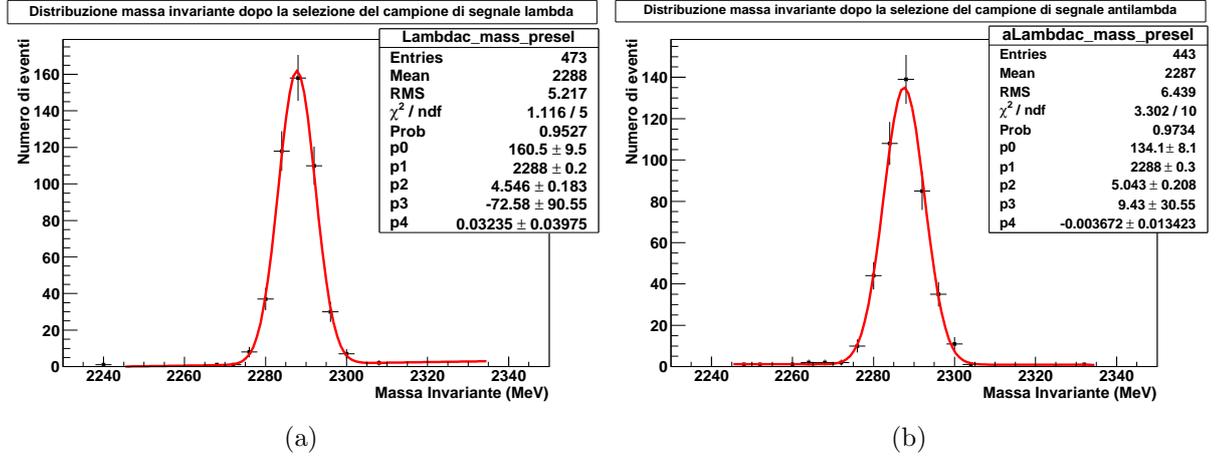


Figura 4.19: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione della selezione (B).

## 4.6 Composizione del campione

All'interno del campione Monte Carlo esaminato è possibile analizzare la provenienza delle  $\Lambda_c$  che decadono nel canale di interesse  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Tali previsioni circa la composizione del campione sono frutto di modelli teorici implementati in PYTHIA, e consentono di determinare la frazione di  $\Lambda_c$  direttamente prodotte che ci si attende nei dati reali; è possibile d'altra parte che tali previsioni teoriche non siano attendibili e di conseguenza è importante ridurre, e comunque determinare, la frazione di  $\Lambda_c$  non prompt nel campione di dati a disposizione. Analizzando gli eventi Monte Carlo con i prodotti di decadimento in accettazione prima dell'applicazione di una qualunque selezione, per gli eventi di segnale si trova la composizione mostrata in Tabella 4.14.

Si vede dalla composizione mostrata che la percentuale complessiva di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  provenienti direttamente dal vertice primario e dai decadimenti delle  $\Sigma_c$  è rispettivamente pari a  $(93.58 \pm 0.07)\%$  e  $(93.60 \pm 0.08)\%$ . La percentuale del contributo complessivo delle  $\Sigma_c^{++}$ ,  $\Sigma_c^+$  e  $\Sigma_c^0$  per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$  risulta essere dato rispettivamente da  $(18.2 \pm 0.1)\%$  e  $(16.4 \pm 0.1)\%$ , mentre il contributo delle  $\Sigma_c^{++*}$ ,  $\Sigma_c^{+*}$  e  $\Sigma_c^{0*}$  risulta essere dato rispettivamente da  $(30.0 \pm 0.2)\%$  e  $(30.3 \pm 0.2)\%$ : si vede che, sommando il contributo totale delle  $\Sigma_c$  si ottiene per le

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Totale in accettazione	105764	103178
Dal vertice primario	$47999 \pm 220$ ( $45.4 \pm 0.2$ )%	$48389 \pm 220$ ( $46.9 \pm 0.2$ )%
$\Sigma_c^{++}$	$6340 \pm 80$ ( $5.99 \pm 0.07$ )%	$5529 \pm 74$ ( $5.36 \pm 0.07$ )%
$\Sigma_c^+$	$6414 \pm 80$ ( $6.06 \pm 0.07$ )%	$5638 \pm 75$ ( $5.46 \pm 0.07$ )%
$\Sigma_c^0$	$6443 \pm 80$ ( $6.09 \pm 0.07$ )%	$5715 \pm 76$ ( $5.54 \pm 0.07$ )%
$\Sigma_c^{++*}$	$10369 \pm 100$ ( $9.80 \pm 0.09$ )%	$10222 \pm 100$ ( $9.91 \pm 0.09$ )%
$\Sigma_c^{+*}$	$10645 \pm 100$ ( $10.06 \pm 0.09$ )%	$10342 \pm 100$ ( $10.02 \pm 0.09$ )%
$\Sigma_c^{0*}$	$10734 \pm 100$ ( $10.15 \pm 0.09$ )%	$10744 \pm 100$ ( $10.41 \pm 0.09$ )%
$\Lambda_b$	$6024 \pm 78$ ( $5.70 \pm 0.07$ )%	$5834 \pm 76$ ( $5.65 \pm 0.07$ )%
Altri	$796 \pm 28$ ( $0.75 \pm 0.02$ )%	$765 \pm 28$ ( $0.74 \pm 0.03$ )%

Tabella 4.14: Composizione del campione Monte Carlo prima dell'applicazione della selezione per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$ .

$\Lambda_c$  una percentuale data da  $(48.17 \pm 0.15)\%$  e per le  $\bar{\Lambda}_c$   $(46.7 \pm 0.2)\%$  che è molto vicino alla percentuale di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  prodotte direttamente dal vertice. Di conseguenza, secondo le previsioni teoriche, la percentuale di adronizzazione in  $\Lambda_c$  e  $\Sigma_c$  è circa la stessa. Dalla Tabella 4.14 si vede infine che la percentuale attesa di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  *non prompt* è dell'ordine del 5 – 6%.

Applicando la selezione al campione si è infine studiata la composizione risultante, mostrata in Tabella 4.15 e Tabella 4.16, da cui si può evincere che essa arricchisce marginalmente il campione con  $\Lambda_c$  prodotte direttamente, favorendole rispetto a quelle provenienti dalle  $\Sigma_c$ . La frazione di quelle provenienti dalla  $\Lambda_b$  è pressochè inalterata; sperimentalmente si potrà determinare questa frazione (attraverso una misura del parametro d'impatto) oppure rimuovere il contributo con una selezione più severa sul parametro d'impatto e/o sul criterio di puntamento al vertice primario.

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Totale selezionati	$530 \pm 23$	$514 \pm 23$
Dal vertice primario	$265 \pm 16$	$269 \pm 16$
$\Sigma_c^{++}$	$25 \pm 5$	$26 \pm 5$
$\Sigma_c^+$	$26 \pm 5$	$26 \pm 5$
$\Sigma_c^0$	$25 \pm 5$	$23 \pm 5$
$\Sigma_c^{++*}$	$55 \pm 7$	$46 \pm 7$
$\Sigma_c^{+*}$	$43 \pm 7$	$55 \pm 7$
$\Sigma_c^{0*}$	$54 \pm 7$	$36 \pm 6$
$\Lambda_b$	$34 \pm 6$	$30 \pm 5$
Altri	$3 \pm 2$	$3 \pm 2$

Tabella 4.15: Composizione del campione Monte Carlo dopo l'applicazione della selezione (A) per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$ .

	$\Lambda_c$	$\bar{\Lambda}_c$
Totale selezionati	$468 \pm 22$	$434 \pm 21$
Dal vertice primario	$237 \pm 15$	$228 \pm 15$
$\Sigma_c^{++}$	$20 \pm 4$	$22 \pm 5$
$\Sigma_c^+$	$24 \pm 5$	$19 \pm 4$
$\Sigma_c^0$	$24 \pm 5$	$22 \pm 5$
$\Sigma_c^{++*}$	$50 \pm 7$	$35 \pm 6$
$\Sigma_c^{+*}$	$40 \pm 6$	$45 \pm 7$
$\Sigma_c^{0*}$	$46 \pm 7$	$33 \pm 6$
$\Lambda_b$	$24 \pm 5$	$28 \pm 5$
Altri	$3 \pm 2$	$2 \pm 1$

Tabella 4.16: Composizione del campione Monte Carlo dopo l'applicazione della selezione (B) per le  $\Lambda_c$  e le  $\bar{\Lambda}_c$ .



# Capitolo 5

## Selezione dei dati

In questa sezione sono presentati i risultati ottenuti applicando sul campione di dati varie selezioni per giungere poi alle scelte finali, che sono già state anticipate nel capitolo precedente per studiarne gli effetti sul campione Monte Carlo di segnale e di minimum bias. Il campione di eventi di segnale analizzato<sup>1</sup>, riferito a interazioni  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV nel centro di massa, è stato ottenuto con le condizioni sperimentali di VELO completamente chiuso e campo magnetico orientato verso il basso, che sono le stesse condizioni con cui sono stati generati i campioni Monte Carlo utilizzati. Il numero medio di vertici primari per interazione  $pp$  è pari a 2.225, mentre nel campione Monte Carlo di segnale il numero medio risulta essere pari a 1.863. Questo è dovuto al fatto che per aumentare la luminosità integrata è stato deciso di aumentare il numero di protoni per bunch nell'acceleratore LHC, piuttosto che il numero di bunches collidenti. I dati analizzati sono già stati sottoposti ad una preselezione, opportunamente testata sul campione Monte Carlo, e i valori dei tagli utilizzati sono riassunti in Tabella 5.1.

In questa sezione si indicherà con il termine di finestra di massa di segnale l'intervallo di masse comprese tra 2272 MeV e 2302 MeV: tale finestra è stata determinata a partire dalla risoluzione sulla distribuzione di massa invariante determinata dal campione di segnale Monte Carlo e risultante pari a  $\sigma \sim 5$  MeV. Si è quindi scelto di prendere la finestra di segnale larga  $\pm 15$  MeV, pari a  $\pm 3\sigma$ . Gli intervalli di massa compresi tra  $2242 < M < 2267$  MeV e

---

<sup>1</sup>Dettagli tecnici: Reco05-Stripping09-Merged-Hadronic non prescalato

$2307 < M < 2332$  MeV sono considerati finestra di fondo. Si osservi che esiste un intervallo di 5 MeV tra la finestra di segnale e quelle di fondo, per evitare contaminazioni del segnale sul fondo.

Applicando i tagli mostrati in Tabella 5.1 si ottiene il campione da analizzare di partenza che contiene 4566163 interazioni  $pp$  con un numero di combinazioni pari a 7562711. La distribuzione di massa invariante è mostrata in Figura 5.1, in cui non si osserva evidenza di segnale completamente coperto dal fondo. La molteplicità media, ossia il numero di combinazioni medie per interazione nell'intero intervallo di massa, risulta essere  $\mu = 1.656$ ; come visibile in Figura 5.2 in qualche interazione il numero di combinazioni accettate risulta essere particolarmente elevato: questo ha l'effetto di accrescere ulteriormente il fondo combinatoriale.

Tagli	Valore del taglio
Finestra di massa invariante	$\pm 50$ MeV
$LL(p) - LL(\pi)$ per il protone	$> 10$
$LL(K) - LL(\pi)$ per il kaone	$> 10$
$LL(K) - LL(\pi)$ per il pione	$< 10$
$\chi^2$ vertice di decadimento	$< 20$
$\chi^2$ distanza di volo	$> 8$
Tempo di vita	$< 6\tau_0$ e $> 0$
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda))$	$> 0.9997$
Massima <i>DOCA</i>	$< 0.25$ mm
$P_T$ protone	$> 500$ MeV

Tabella 5.1: Tagli della preselezione applicati al campione di dati reali.

Una selezione ulteriore del campione è stata effettuata mediante l'aggiunta dei seguenti tagli:

- $\chi^2$  del vertice di decadimento della  $\Lambda_c < 10$ . Tale questo più severo di quello posto in preselezione che permette di selezionare i prodotti di decadimento le cui tracce danno un vertice molto ben ricostruito;

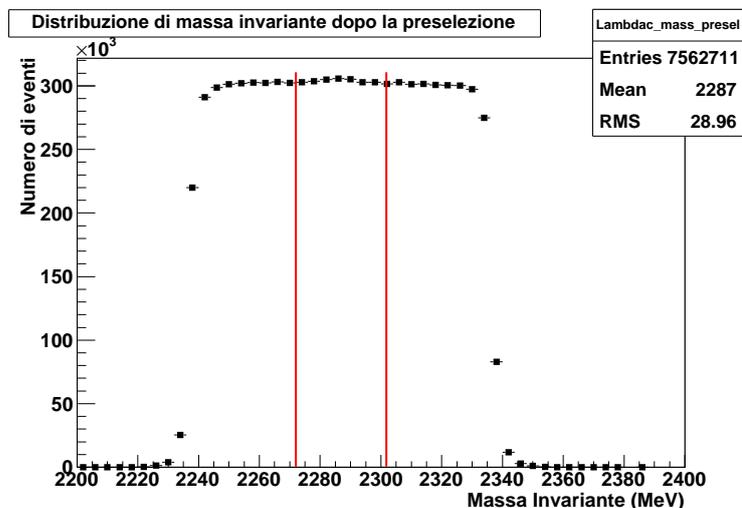


Figura 5.1: Distribuzione di massa invariante dopo la preselezione applicata sul campione di dati reali.

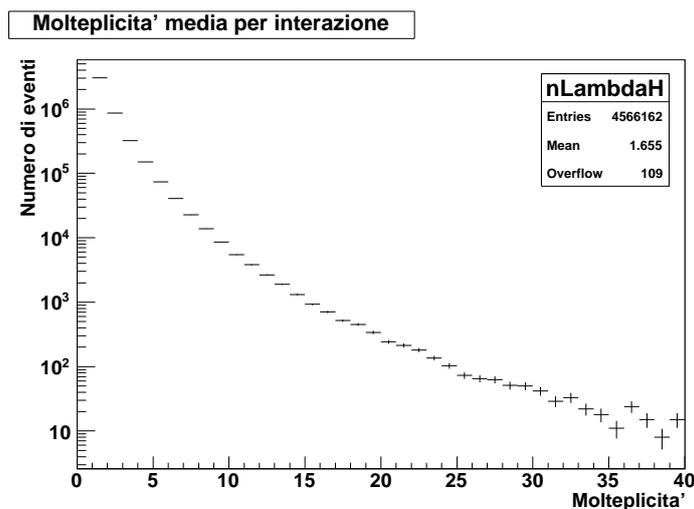


Figura 5.2: Andamento della molteplicita' dopo aver applicato i tagli della preselezione al campione di dati reali.

- **identificazione**  $LL(K) - LL(\pi) < 0$ . Con LL si indica il logaritmo della funzione di Likelihood: in questo modo viene ulteriormente rafforzata l'ipotesi di massa del  $\pi$  rispetto a quella del  $K$ ;
- **identificazione**  $LL(K) - LL(\pi) < 0$  e  $LL(p) - LL(\pi) < 0$  per il

**pione.** Questo taglio permette di rafforzare l'ipotesi di massa del  $\pi$  rispetto a quella del  $p$  e del  $K$ ;

- **identificazione**  $LL(p) - LL(K) > 10$  **per il protone.** In questo modo si limita la erronea identificazione dei protoni con kaoni;
- **tempo di vita**  $< 3\tau_0$ . In questo modo si cerca di limitare la frazione di  $\Lambda_c$  provenienti dai decadimenti della  $\Lambda_b$ , arricchendo il campione della componente direttamente prodotta;
- **puntamento**  $\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9999$ . Viene quindi ristretto il criterio di puntamento della  $\Lambda_c$  richiedendo che l'angolo compreso tra la direzione dell'impulso misurato e della direzione di volo sia minore di  $\alpha \sim 14$  mrad.

Tagli	Molteplicità media
$\chi^2$ vertice di decadimento $< 10$	1.58
$LL(K) - LL(\pi)$ per il pione $< 0$	1.25
$LL(p) - LL(K)$ per il protone $> 10$	1.18
Tempo di vita $< 3\tau_0$	1.16
$LL(p) - LL(\pi)$ per il pione $< 0$	1.14
$\cos(\alpha(R_{VD} - R_{VP}, P_\Lambda)) > 0.9999$	1.11

Tabella 5.2: Andamento della molteplicità media in funzione dei tagli effettuati.

Come si vede si è scelto di irrigidire principalmente i tagli sulla identificazione dei prodotti di decadimento per ottenere una riduzione considerevole del fondo e del numero di combinazioni accettate per evento. A tale scopo è riportata in Tabella 5.2 l'andamento della molteplicità media in funzione della selezione. Mediante l'applicazione di questi ulteriori tagli si inizia ad evidenziare il segnale sul fondo, come è visibile in Figura 5.3.

Ai fini dell'estrazione del segnale che permetta di effettuare una misura più precisa si sono fatti diversi tentativi in modo da poter poi determinare

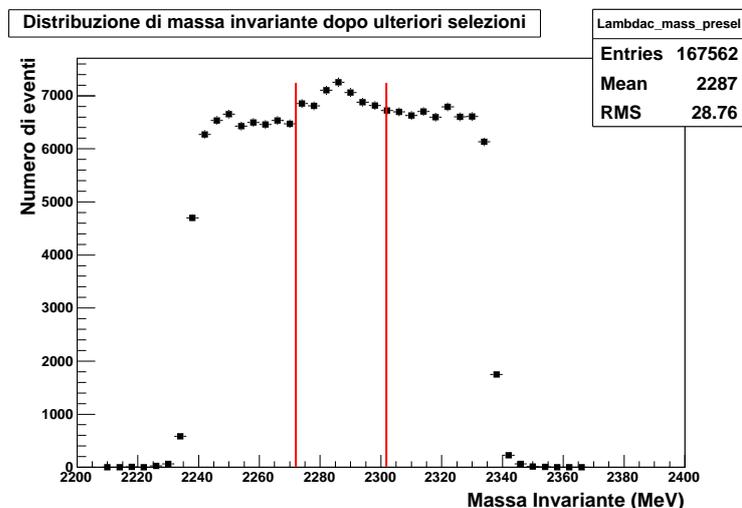


Figura 5.3: Distribuzione di massa invariante dopo l'applicazione dei tagli ulteriori della Tabella 5.2.

quale selezione la renda possibile. In sequenza i tagli che sono stati applicati sono i seguenti:

- $\chi^2$  della distanza di volo  $> 32$ . Si è visto che questo taglio ha un effetto considerevole nella diminuzione delle combinazioni di fondo anche se, al tempo stesso, dal momento che in questo modo vengono selezionate principalmente le  $\Lambda_c$  che sono significativamente separate dal vertice primario di produzione, il campione viene arricchito in percentuale non prompt, che dovrà essere eliminata mediante l'applicazione di ulteriori tagli;
- impulso trasverso dei prodotti di decadimento  $> 500$  MeV. Questo taglio permette di eliminare numerose combinazioni di fondo dal momento che questo è costituito principalmente da combinazioni di tre particelle che vengono direttamente dal vertice primario e che sono quindi caratterizzate da un piccolo impulso trasverso;
- massima distanza di minimo approccio  $< 0.1$  mm. In questo modo si richiede che le traiettorie delle particelle prese a due a due si incontrino nello spazio entro tale distanza;

- $LL(p) - LL(\pi) > 20$  per il protone e  $LL(K) - LL(\pi) > 20$  per il kaone. Viene quindi irrigidita ulteriormente l'identificazione dei protoni e dei kaoni rispetto all'ipotesi di massa dei pioni.

Le selezioni elencate sono state applicate in sequenza agli eventi che sopravvivono ai tagli della Tabella 5.2. Dal momento che il segnale è in questo caso ben distinto dal fondo, come estimatori degli effetti di queste selezioni via via più severe sono considerati il numero di eventi  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ), il rapporto segnale/fondo e la molteplicità degli eventi. Le distribuzioni di massa invariante sia per le  $\Lambda_c$  che per le  $\bar{\Lambda}_c$  corrispondenti a queste selezioni sono mostrate da Figura 5.4 a Figura 5.7. Alle distribuzioni è sovrapposta la funzione somma di una gaussiana e di una retta

$$f(x) = p_0 \cdot e^{-0.5 \cdot \left(\frac{x-p_1}{p_2}\right)^2} + p_4 \cdot x + p_3 \quad (5.1)$$

che meglio approssima i dati. I valori ed i rispettivi errori sono anch'essi mostrati da Figura 5.4 a Figura 5.7. Il numero di  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ) ottenuti dall'integrale della gaussiana e unitamente al rapporto segnale/fondo e alla molteplicità sono mostrati in Tabella 5.3 per le diverse selezioni. Nel calcolo dell'errore sul numero di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  si sono utilizzati i valori della ampiezza e della larghezza della gaussiana con i rispettivi errori, determinati a partire dal fit tenendo conto della correlazione tra questi due parametri, correlazione che, essendo negativa, diminuisce l'errore complessivo. Questo modo di determinare l'errore tiene conto inoltre delle fluttuazioni del fondo.

Selezione	Numero di $\Lambda_c$	Numero di $\bar{\Lambda}_c$	S/F	$\mu$
$\chi_{FD}^2 > 32$	$950 \pm 75$	$881 \pm 74$	0.43	1.09
$p_T$ prod. di dec. $> 500$ MeV (A)	$743 \pm 43$	$653 \pm 43$	1.35	1.02
Max DOCA $< 0.1$ mm	$699 \pm 42$	$647 \pm 38$	1.64	1.02
$DLL(p, \pi) > 20$ $DLL(K, \pi) > 20$ (B)	$358 \pm 23$	$346 \pm 23$	4.5	1.017

Tabella 5.3: Effetti dei tagli in sequenza sul campione di dati.

Dall'esame dei risultati si può osservare che il taglio sul  $\chi^2$  della distanza di volo è quello che permette una riduzione significativa del fondo, rendendo

---

evidente il segnale (vedi Figura 5.4). I tagli successivi hanno l'effetto di un miglioramento notevole del rapporto segnale/fondo, con sacrificio accettabile sul numero di eventi di segnale. A seconda degli scopi finali della misura si può scegliere fra le varie selezioni. Per esempio qualora fosse di interesse una misura di sezione d'urto è opportuno scegliere la selezione che minimizzi il rapporto  $\sigma_S/N_S$  (dove  $N_S$  è il numero di eventi di segnale e  $\sigma_S$  l'errore su di essi). Qualore invece si fosse interessati a distribuzioni in variabili cinematiche (quali ad esempio  $p_T$  o  $y$ ), la scelta cadrebbe sulla selezione che massimizza il rapporto segnale-fondo poichè non sempre le distribuzioni degli eventi di fondo hanno la stessa forma di quelli di segnale. Questo tuttavia avviene a spese della statistica.

Fra le selezioni elencate nella Tabella 5.3 quelle marcate con A e B sono quelle che soddisfano i due criteri sopra elencati.

Va notato che la selezione B, con criteri particolarmente severi sulla identificazione delle particelle, riduce il campione a circa il 50% relativamente a quello ottenuto con l'altra selezione. Un effetto analogo non è visibile nelle efficienze calcolate nel Monte Carlo. Questo è attribuito alla ottimistica efficienza di identificazione delle particelle contenuta nel Monte Carlo e pertanto ci induce ad usare con cautela questi risultati per misure di sezione d'urto.

Va inoltre osservato che la molteplicità media limitandosi alla finestra di massa di segnale per la selezione A diventa 1.011, mentre per la selezione B diventa 1.005.

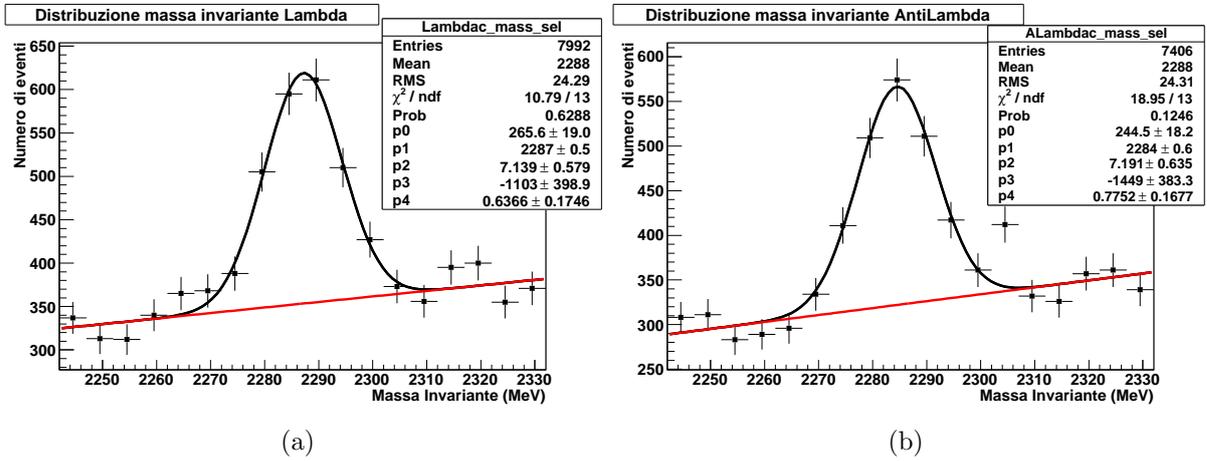


Figura 5.4: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione del taglio sul  $\chi^2$  della distanza di volo.

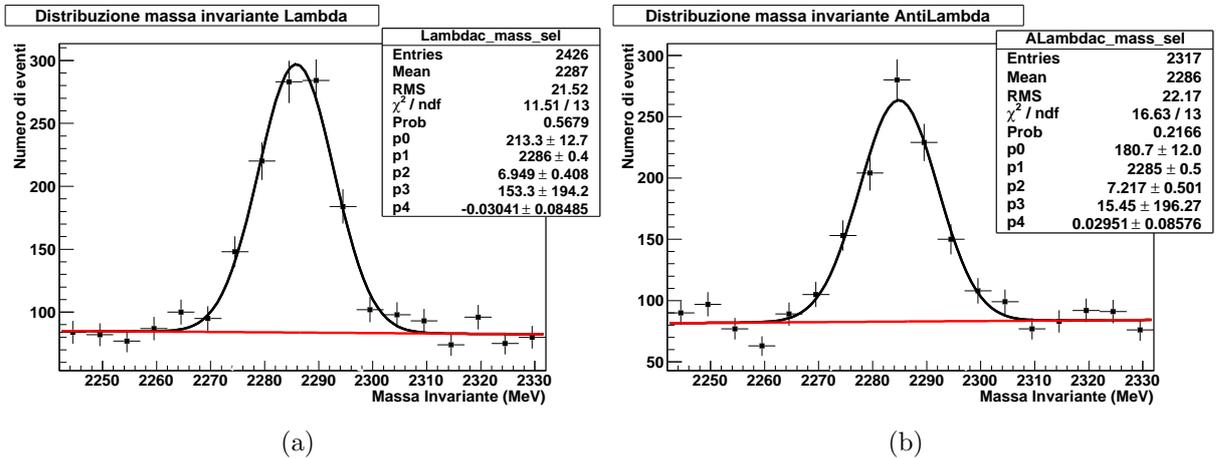


Figura 5.5: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione del taglio sulla  $p_T$  dei prodotti di decadimento.

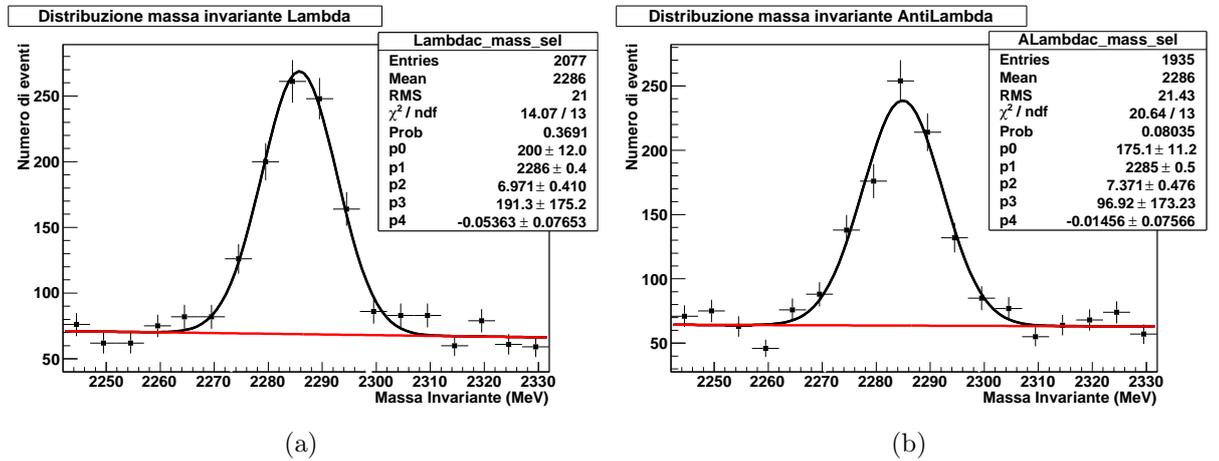


Figura 5.6: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione del taglio sulla massima distanza di minimo approccio.

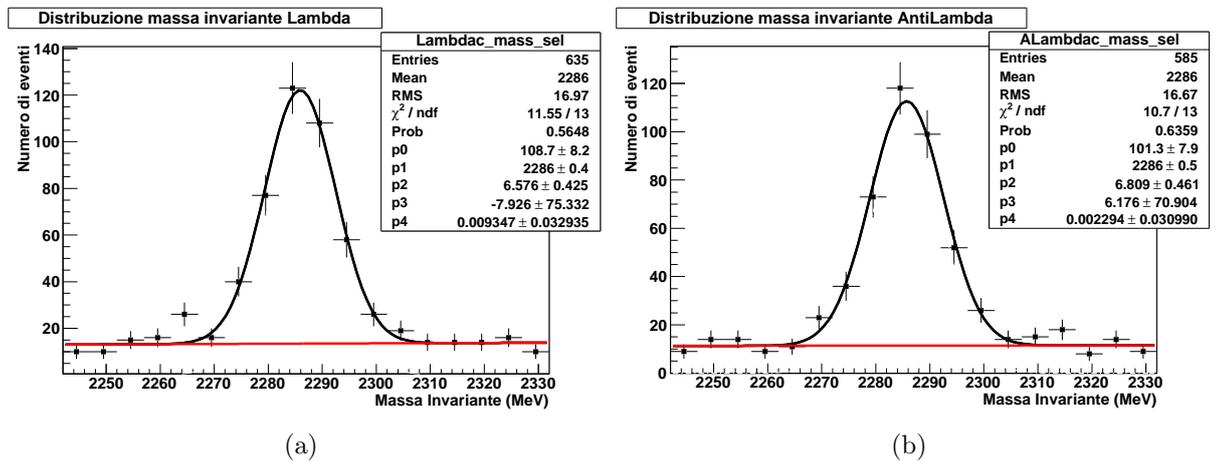


Figura 5.7: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo l'applicazione dei tagli  $LL(p) - LL(\pi) > 20$  e  $LL(K) - LL(\pi) > 20$ .



# Capitolo 6

## Risultati

Le selezioni A e B individuate nel capitolo precedente sono state applicate ad un campione di dati statisticamente più significativo.

In questo capitolo vengono presentati *i)* risultati qualitativi relativamente ai decadimenti della  $\Lambda_c$ ; *ii)* risultati sul rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  in funzione di  $p_T$ ,  $x_F$  e  $y$  per un confronto con modelli teorici; *iii)* risultati sulla produzione di  $\Sigma_c$  e *iv)* limitatamente alla statistica corrispondente ad una luminosità integrata di  $8.5 \text{ nb}^{-1}$  la sezione d'urto di produzione del barione  $\Lambda_c$  nelle regioni cinematiche accessibili a LHCb.

Per le prime tre analisi si è utilizzata la selezione B in quanto per esse è

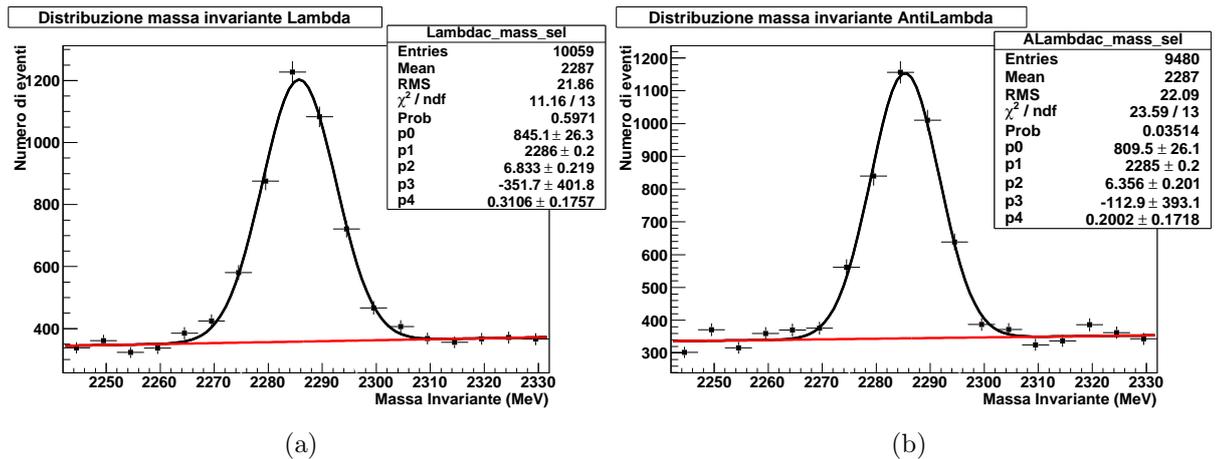


Figura 6.1: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo la selezione A.

importante avere un campione di elevata purezza, mentre per l'ultima è stata utilizzata la selezione A, che garantisce una maggiore statistica. La distribuzione di massa invariante ottenuta con il nuovo campione è mostrata in Figura 6.1 e Figura 6.2 per le selezioni A e B rispettivamente. Si ottengono  $2895 \pm 88 \Lambda_c$  ( $2579 \pm 81 \bar{\Lambda}_c$ ) con la selezione A e  $1469 \pm 47 \Lambda_c$  ( $1409 \pm 45 \bar{\Lambda}_c$ ) con la selezione B.

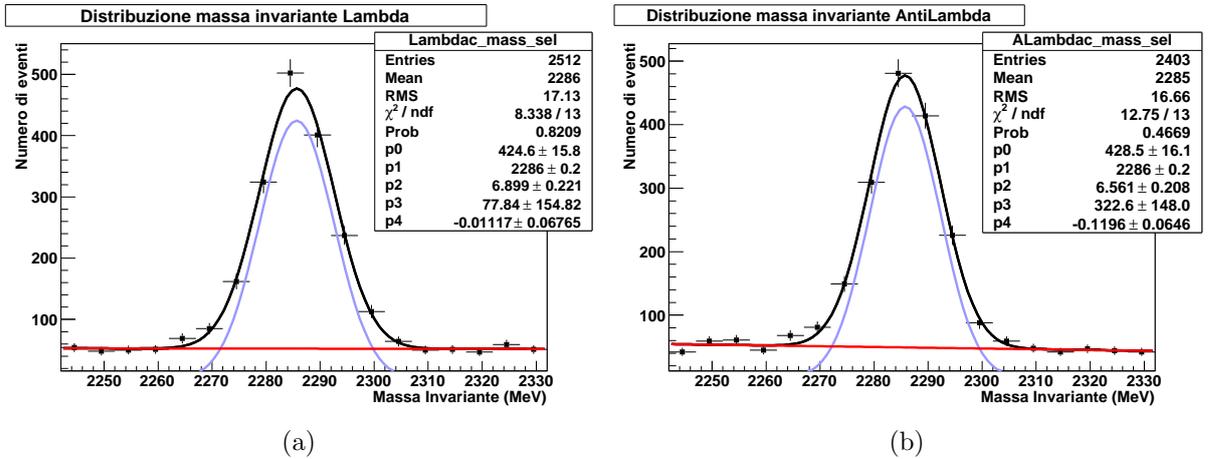


Figura 6.2: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  (a) e della  $\bar{\Lambda}_c$  (b) dopo la selezione B.

## 6.1 Decadimenti della $\Lambda_c$

Come già illustrato nel Cap.3, il decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  può avvenire passando attraverso stati risonanti. Una misura delle frazioni in questi stati risonanti può avvenire solo attraverso un'analisi completa del plot di Dalitz e pertanto qui mostreremo soltanto risultati qualitativi.

Preliminarmente, nella Figura 6.3, sono mostrate le distribuzioni di massa invariante delle combinazioni  $p\pi$  (a),  $pK$  (b) e  $K\pi$  (c) dopo la preselezione. E' sorprendente e di origine completamente sconosciuta il picco a circa 1345 MeV nella  $M_{\pi p}$  che sarà oggetto di ulteriori studi in futuro. Per il momento possiamo solo pensare che sia di origine strumentale, ma comunque non ha effetto nell'analisi oggetto di questa tesi. Sono visibili, ancorchè con diversa

significanza i picchi corrispondenti alla  $\Lambda(1520)$  e al  $K^*(892)$ , quest'ultimo sicuramente più evidente.

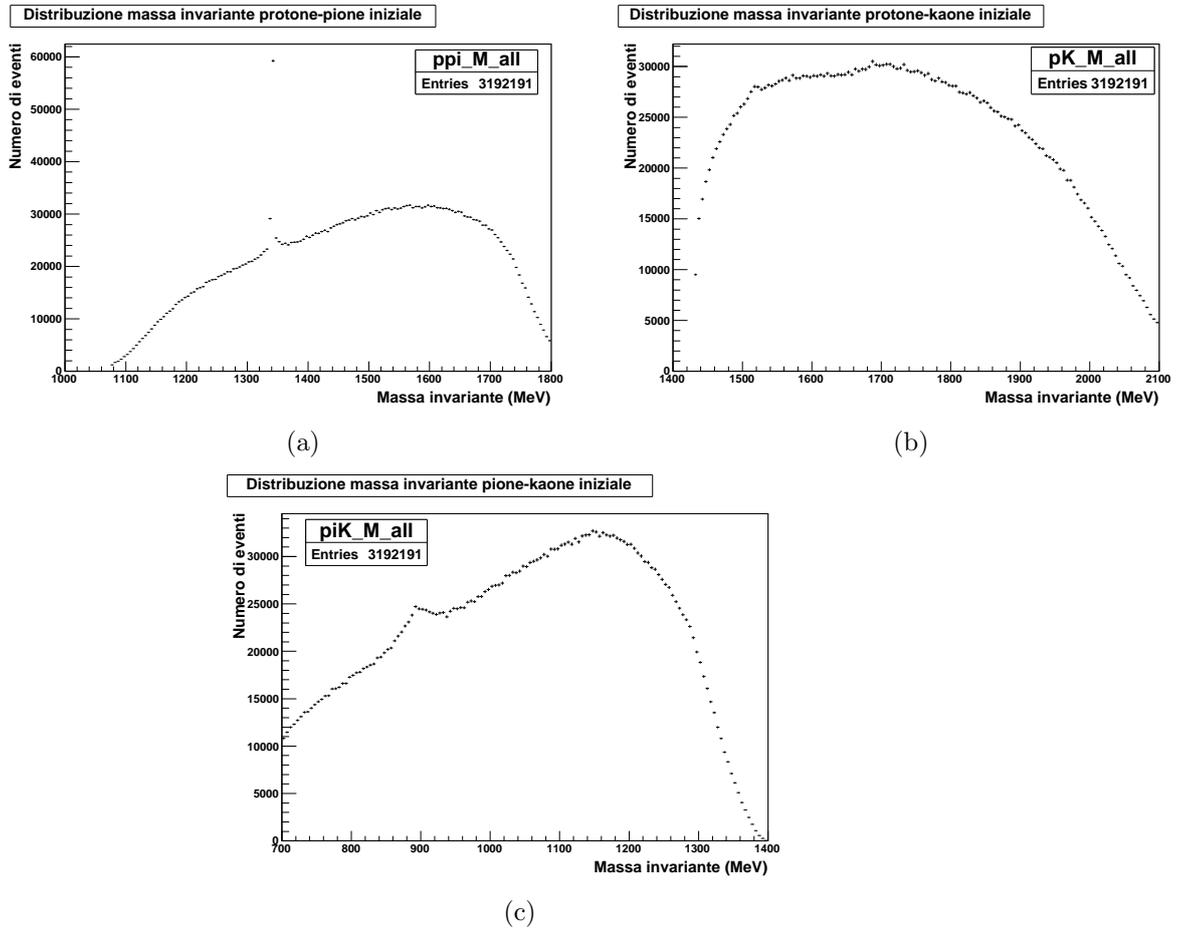


Figura 6.3: Distribuzione della massa invariante delle combinazioni  $p\pi$  (a),  $pK$  (b) e  $K\pi$  (c) dopo la preselezione.

Operando la selezione B e restringendoci alla finestra di segnale si ottengono i plot di Dalitz mostrati nella Figura 6.4. In particolare in Figura 6.4(c) si può evidenziare la presenza del decadimento attraverso le risonanze  $\Lambda(1520)$  e  $\bar{K}^*(892)$ , mentre non si ha evidenza per la  $\Delta(1232)^{++}$ .

Questo è confermato nelle proiezioni dei plot di Dalitz mostrate in Figura 6.5 dove appare evidente la presenza del  $\bar{K}^*(892)$ ; un po' meno evidente è

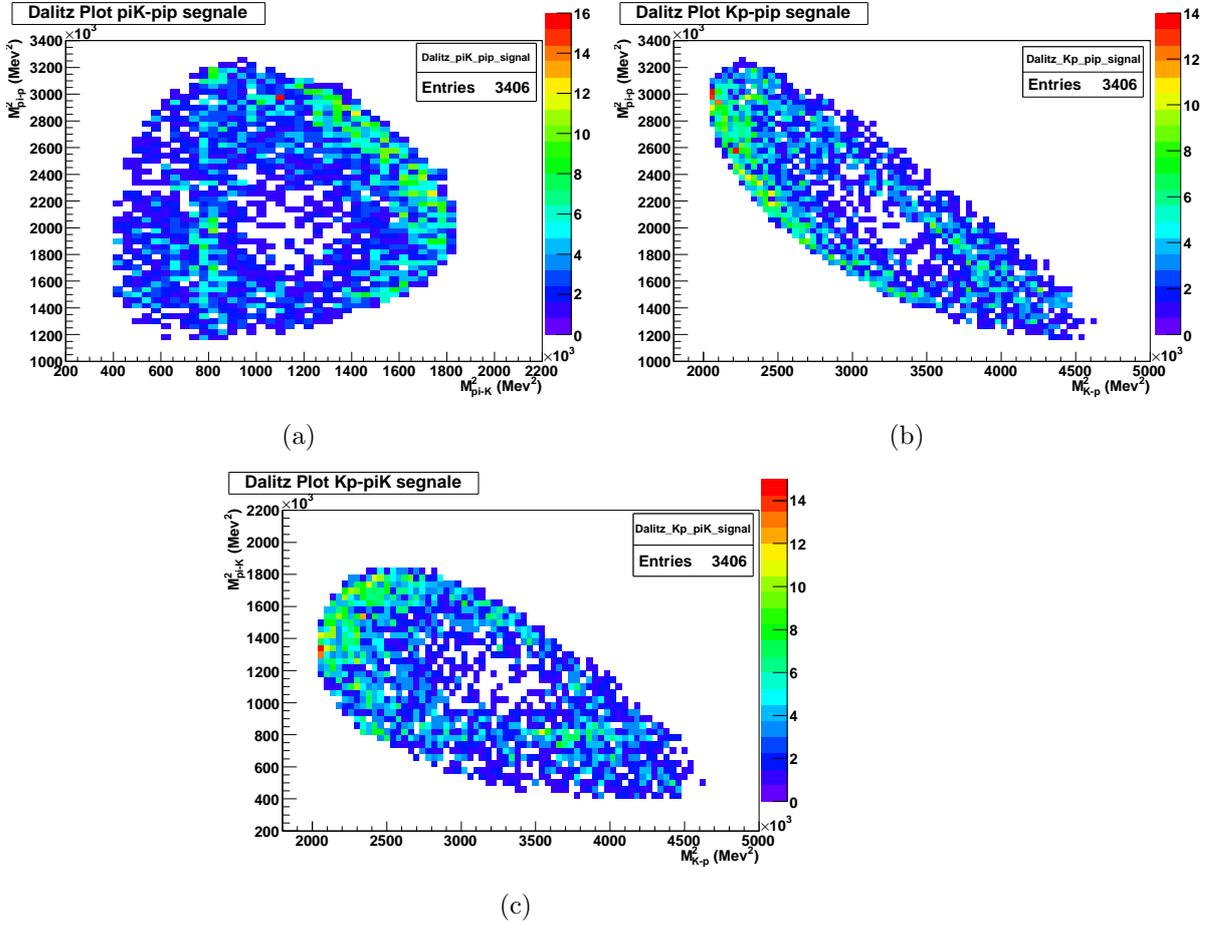


Figura 6.4: Plot di Dalitz per la finestra di segnale dopo la selezione B.

la  $\Lambda(1520)$ , mentre quasi completamente assente è la  $\Delta(1232)^{++}$ , nonostante essa dai dati del PDG [20], riportati nel Cap.3, dovrebbe essere confrontabile con il  $\bar{K}^*(892)$  e circa il doppio della  $\Lambda(1520)$ .

La presenza delle risonanze è manifesta unicamente nella finestra di segnale, mentre è assente nelle sideband, come mostrato in Figura 6.6. Anche in questo caso tuttavia è presente il picco a 1345 MeV nella  $M_{\pi p}$ , sebbene in forma ridotta. Poichè questo è totalmente assente nella finestra di segnale è giustificata l'affermazione fatta in precedenza della sua ininfluenza per questa analisi.

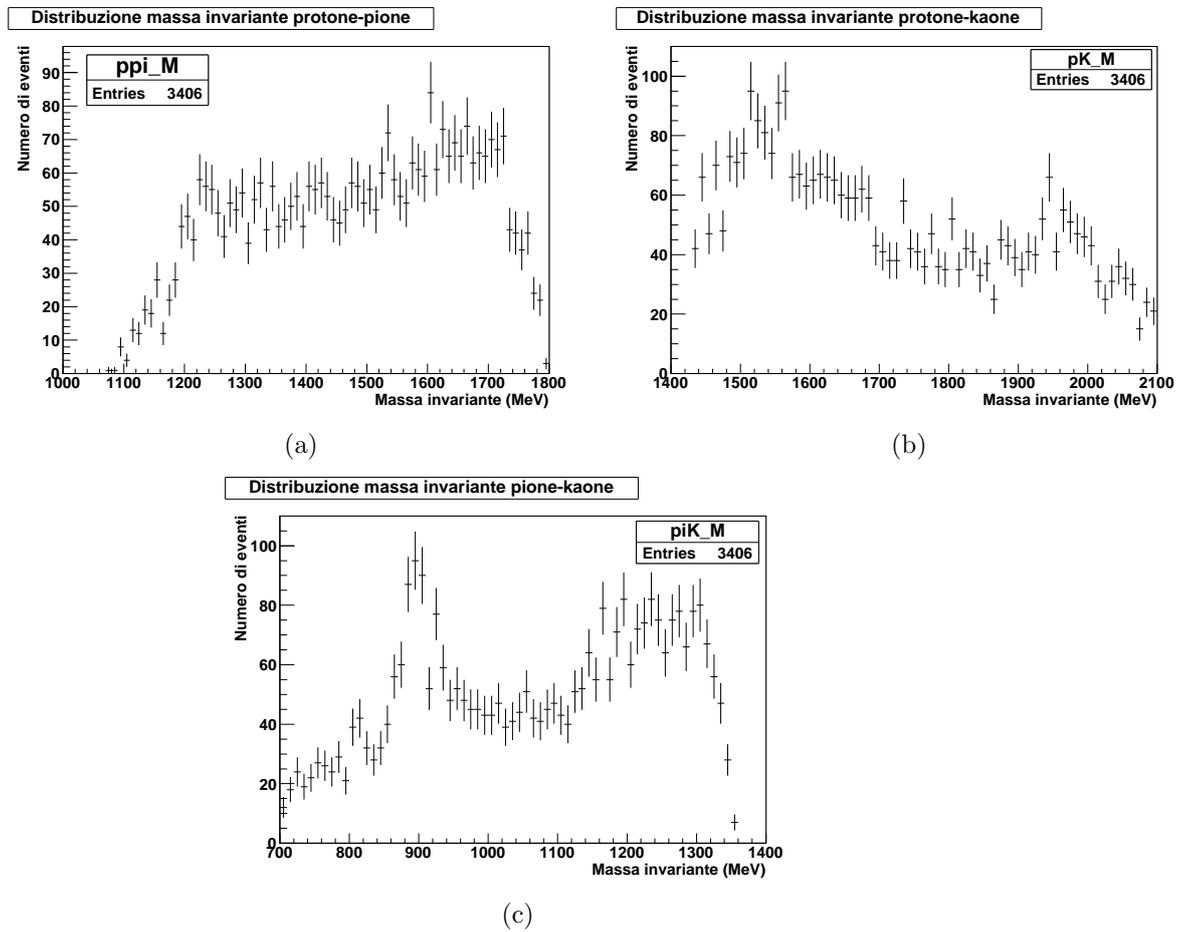


Figura 6.5: Distribuzione della massa invariante delle combinazioni  $p\pi$  (a),  $pK$  (b) e  $K\pi$  (c) dopo la selezione B nella finestra di segnale.

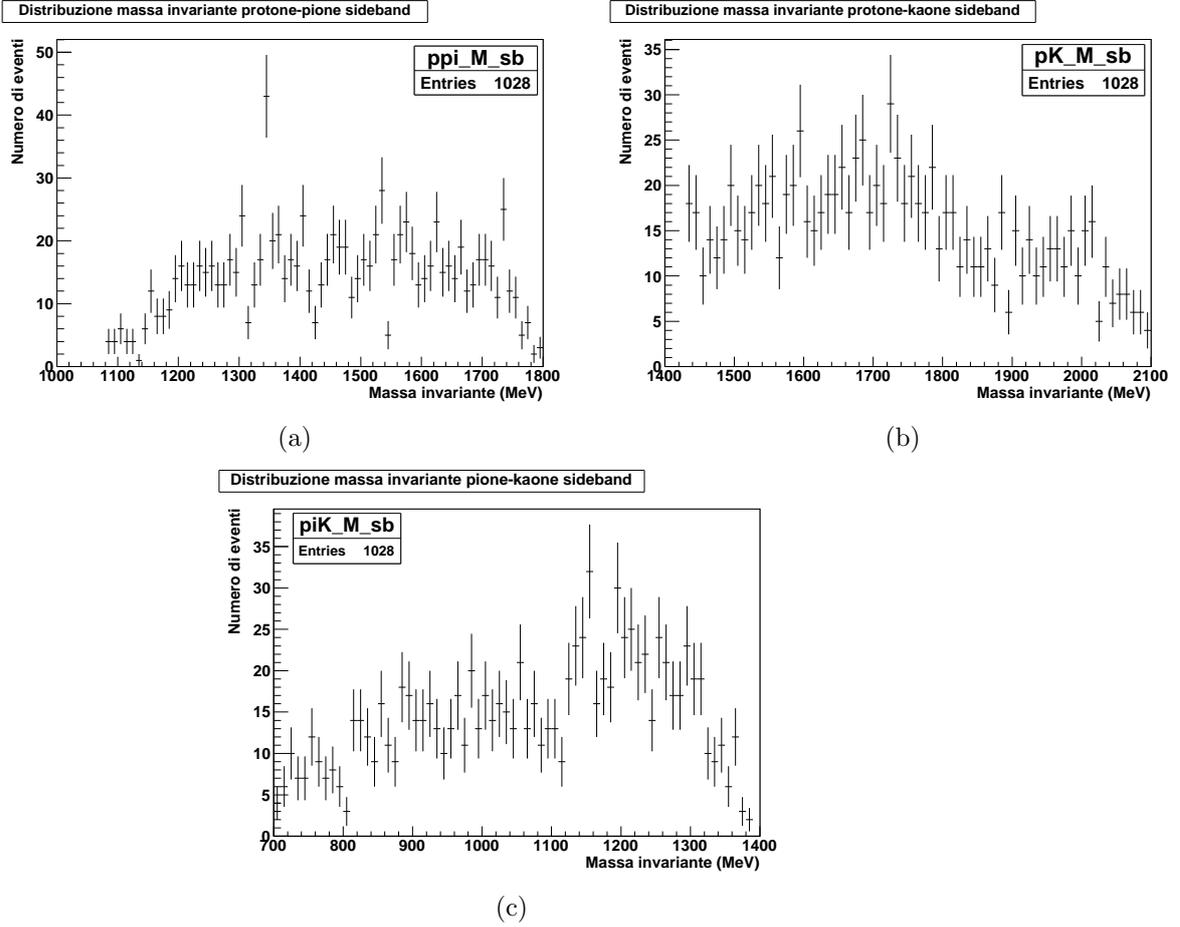


Figura 6.6: Distribuzione della massa invariante delle combinazioni  $p\pi$  (a),  $pK$  (b) e  $K\pi$  (c) dopo la selezione B nelle sideband.

## 6.2 Rapporto $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$

Le distribuzioni nelle variabili cinematiche di interesse, quali impulso trasverso,  $x$  di Feynman e rapidità, per la  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ) sono mostrate da Figura 6.7 a Figura 6.9, separatamente per gli eventi all'interno della finestra di segnale e per quelli nelle sideband. L'analisi di queste distribuzioni porta ad una scelta degli intervalli delle variabili nei quali è possibile una misura relativamente accurata. Gli intervalli scelti sono:

- $2 \text{ GeV} < p_T < 14 \text{ GeV}$ ;

- $2 < y < 4$ ;
- $0 < x_F < 0.05$ .

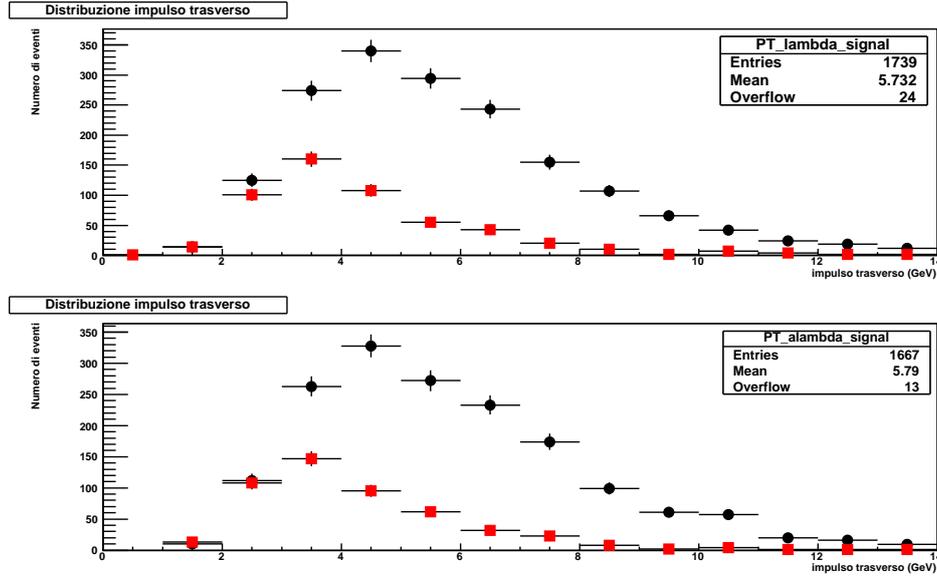


Figura 6.7: Distribuzione impulso trasverso per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per  $\Lambda_c$  (alto) e  $\bar{\Lambda}_c$  (basso).

Per estrarre le distribuzioni *vere* di segnale è necessario operare una sottrazione del fondo che viene fatta statisticamente mediante una procedura chiamata **sideband subtraction**. Questa fa affidamento sul fatto che il fondo sia lineare in tutta la zona compresa fra il valore minimo (2242 MeV) della prima sideband ( $SB_1$ ) ed il valore massimo (2332 MeV) della seconda ( $SB_2$ ) e che il comportamento del fondo possa estrapolarsi alla finestra di segnale. Pertanto si opera una sottrazione bin per bin degli istogrammi della variabile di interesse opportunamente normalizzati. Al contenuto del bin  $j$ -esimo della distribuzione (quale ad esempio  $p_T$ ) ottenuta selezionando eventi nella finestra di segnale viene sottratto il contenuto della distribuzione corrispondente ottenuta selezionando le sideband, moltiplicato per un fattore 0.6, che è il rapporto tra la larghezza della finestra di segnale (30 MeV) e la larghezza totale delle sideband (50 MeV).

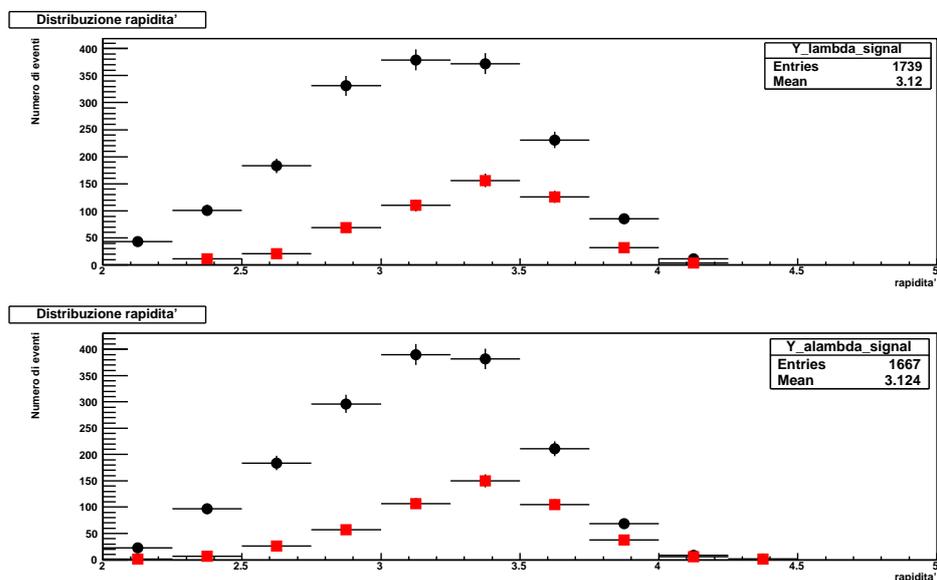


Figura 6.8: Distribuzione rapidità per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per  $\Lambda_c$  (alto) e  $\bar{\Lambda}_c$  (basso).

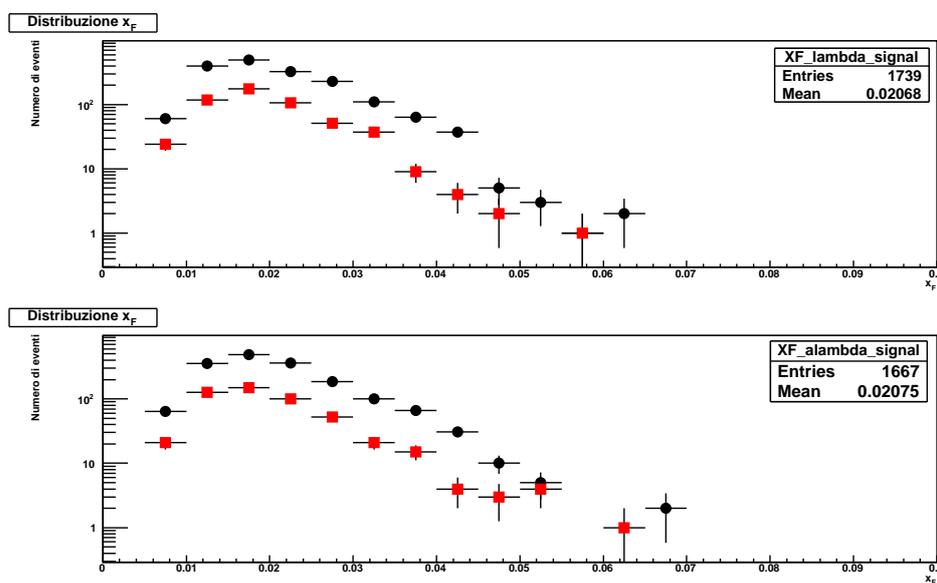


Figura 6.9: Distribuzione  $x_F$  per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per  $\Lambda_c$  (alto) e  $\bar{\Lambda}_c$  (basso).

Le distribuzioni ottenute con questo metodo sono mostrate da Figura 6.10 a Figura 6.12.

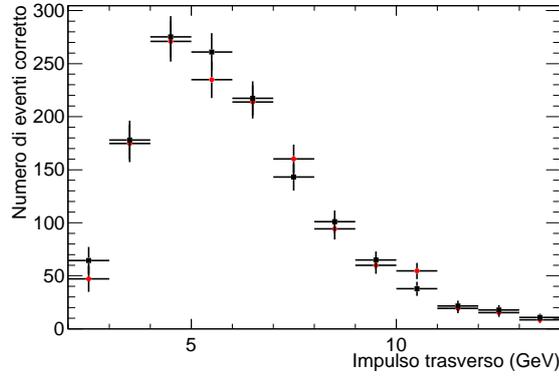


Figura 6.10: Distribuzione impulso trasverso dopo la sottrazione del fondo per  $\Lambda_c$  (nero) e  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

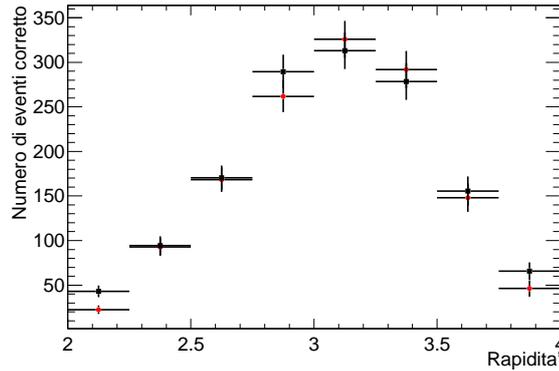


Figura 6.11: Distribuzione rapidità per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per  $\Lambda_c$  (nero) e  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

Volendo confrontare con modelli teorici il rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  occorre accertarsi che le  $\Lambda_c$  siano prodotte direttamente dai meccanismi di adronizzazione del charm e non contengano altre contaminazioni, quali potrebbero essere ad esempio le  $\Lambda_c$  provenienti da barioni contenenti il quark  $b$ . Per valutare questo contributo in Figura 6.13 è mostrato l'andamento del parametro d'impatto della  $\Lambda_c$  dopo l'applicazione della selezione B. Il parametro d'impatto si ottiene proiettando all'indietro la traiettoria della  $\Lambda_c$  e rappresenta la distanza tra la retta così ottenuta e il vertice primario di produzione. Se quindi la  $\Lambda_c$  è direttamente prodotta o proviene da una decadimento della  $\Sigma_c$  que-

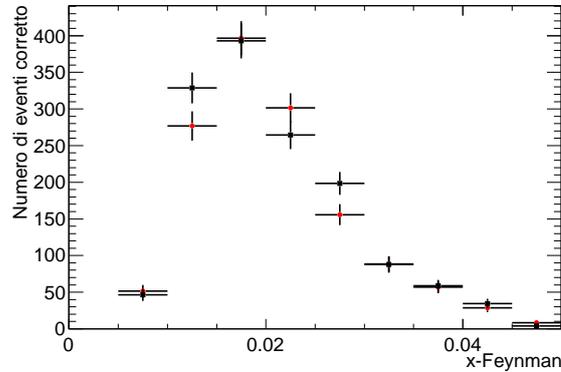


Figura 6.12: Distribuzione  $x_F$  per gli eventi della finestra di segnale e nelle sideband per  $\Lambda_c$  (nero) e  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso).

sta quantità è inferiore rispetto al caso in cui la  $\Lambda_c$  venga da un decadimento della  $\Lambda_b$ . Da questa distribuzione la contaminazione viene stimata in circa 50 eventi, che è circa il 1.5% del totale, da confrontarsi con circa il 6% predetto dal Monte Carlo originalmente. Per questa ragione questa correzione sarà trascurata.

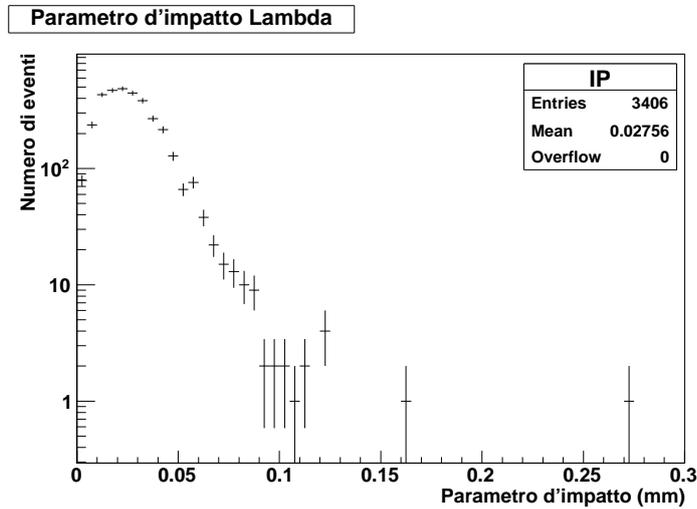


Figura 6.13: Distribuzione del parametro d'impatto delle  $\Lambda_c$  dopo l'applicazione della selezione B.

Una eventuale asimmetria nelle efficienze di ricostruzione e selezione fra  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  influenzerebbe questo rapporto. La selezione B è stata pertanto appli-

cata agli eventi Monte Carlo ricavando, per  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$ , le efficienze in funzione di  $p_T$ ,  $y$  e  $x_F$  mostrate in Figura 6.14. Compatibilmente con le fluttuazioni dovute alla statistica limitata del Monte Carlo a nostra disposizione non si notano, come atteso, significative differenze tra le efficienze in funzione delle variabili esaminate. Il rapporto  $\epsilon_{\bar{\Lambda}_c}/\epsilon_{\Lambda_c}$  è mostrato in Figura 6.15 ed è ben approssimato da una costante. Il valore di questa costante è diverso dall'unità poichè, come già indicato in precedenza, la ricostruzione privilegia le  $\Lambda_c$  sulle  $\bar{\Lambda}_c$ . Specificamente i valori delle costanti sono  $0.83 \pm 0.06$  per il rapporto in funzione di  $p_T$ ,  $0.90 \pm 0.06$  in funzione di  $y$  e  $0.89 \pm 0.06$  in funzione di  $x_F$ , tutti consistenti tra loro.

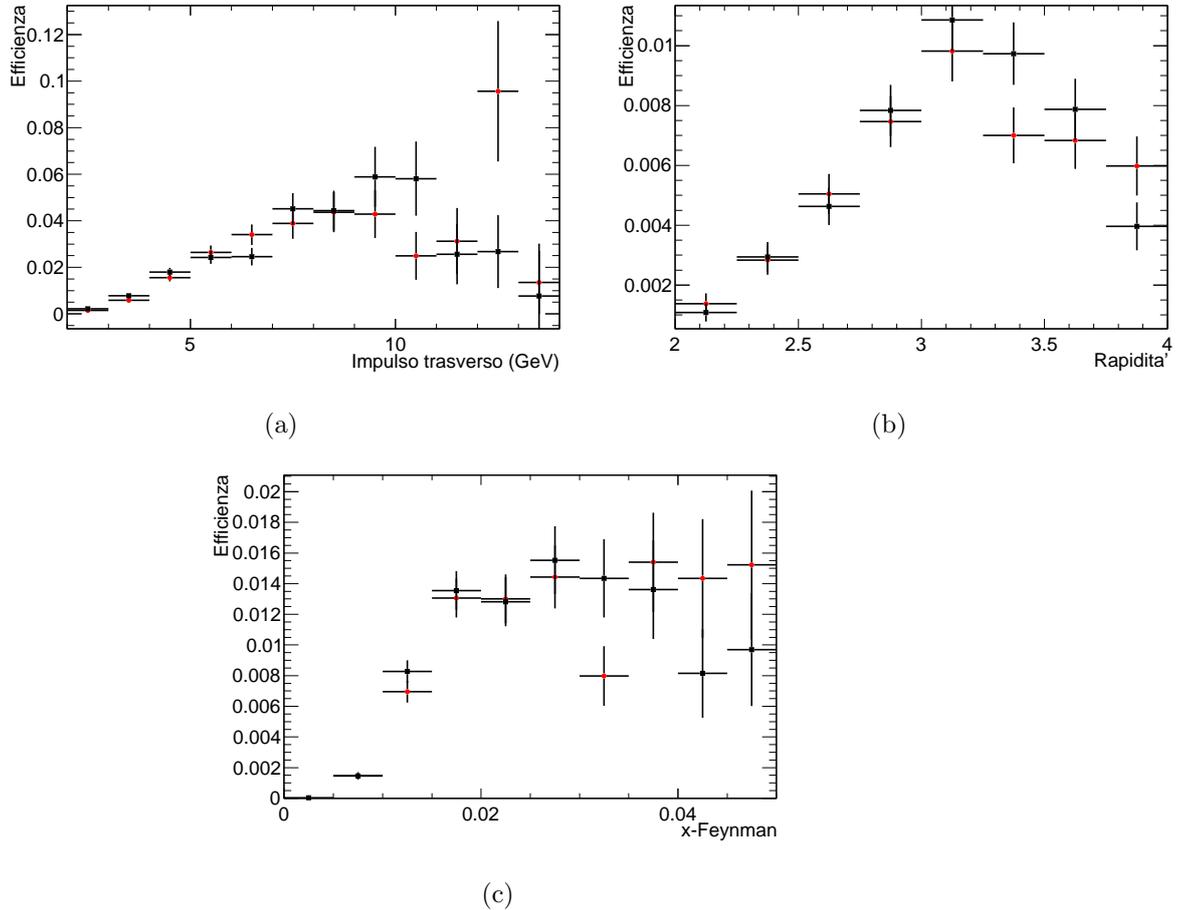


Figura 6.14: Andamento delle efficienze di ricostruzione e selezione per le  $\Lambda_c$  (nero) e  $\bar{\Lambda}_c$  (rosso), in funzione di  $p_T$  (a),  $y$  (b) e  $x_F$  (c).

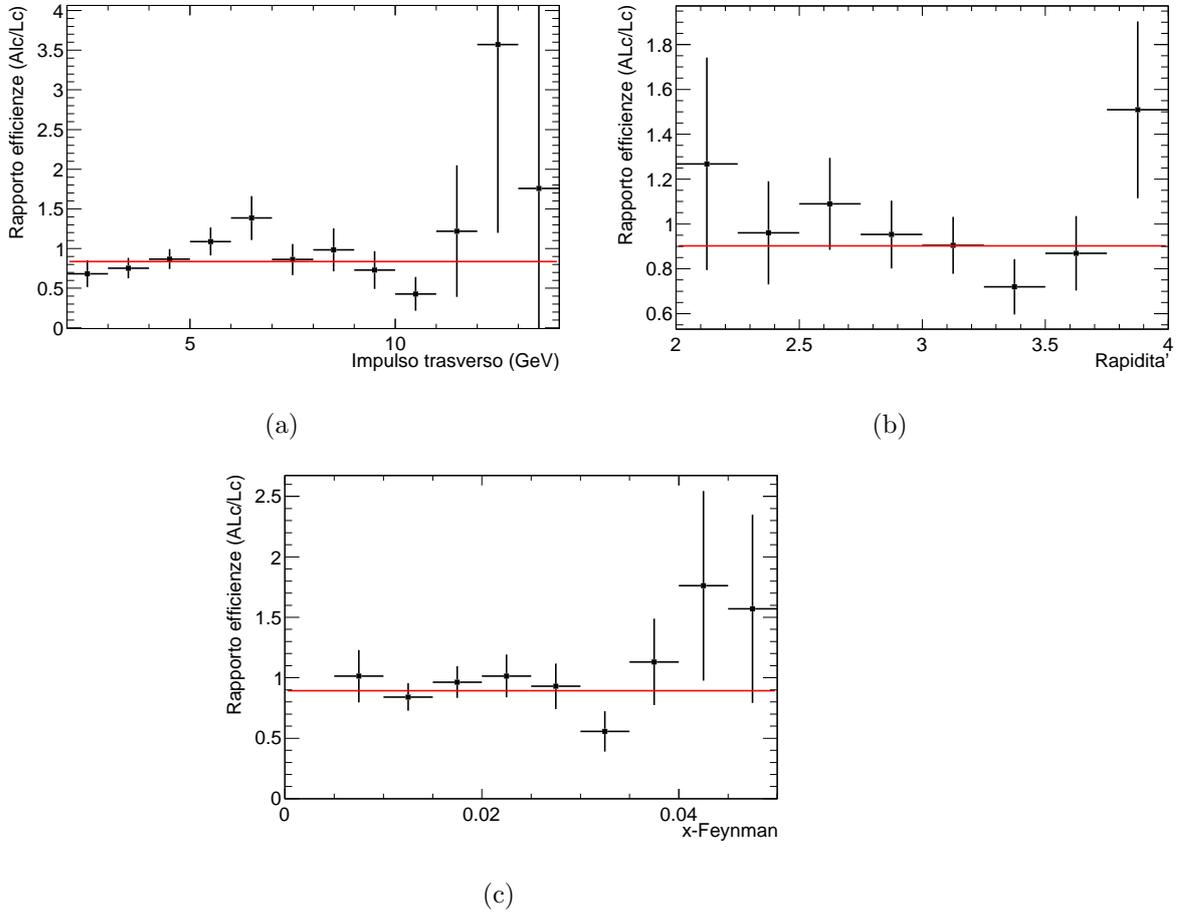


Figura 6.15: Rapporto delle efficienze di ricostruzione e selezione ( $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ ), in funzione di  $p_T$  (a),  $y$  (b) e  $x_F$  (c).

Pertanto il rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  ottenuto a partire dalle distribuzioni corrette al massimo sarà moltiplicato per una fattore di scala costante variabile tra  $1.11 \pm 0.07$  e  $1.20 \pm 0.07$ , a seconda della variabile cinematica in esame. I rapporti sperimentalmente determinati, non corretti per le efficienze, sono mostrati da Figura 6.16 a Figura 6.18 unitamente allo stesso rapporto determinato dal campione Monte Carlo.

Questo rapporto è dovunque consistente con l'unità ad eccezione degli intervalli di rapidità  $2 < y < 2.25$  e  $3.75 < y < 4$ , dove esso è sensibilmente inferiore al valor medio ottenuto con i punti restanti di  $0.98 \pm 0.04$ . Rimane da comprendere l'origine di tale asimmetria, anche se il fatto che essa si

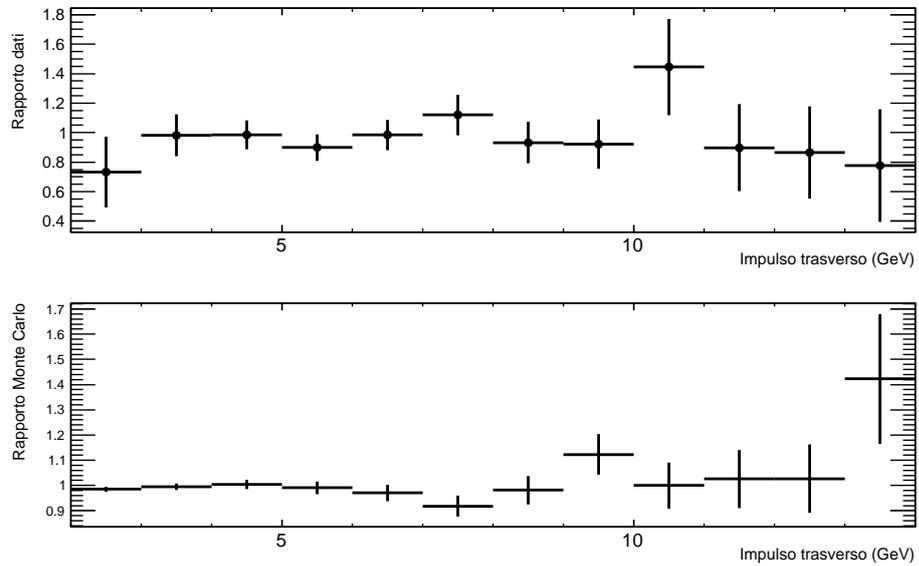


Figura 6.16: Rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  in funzione di  $p_T$  per i dati e il campione Monte Carlo.

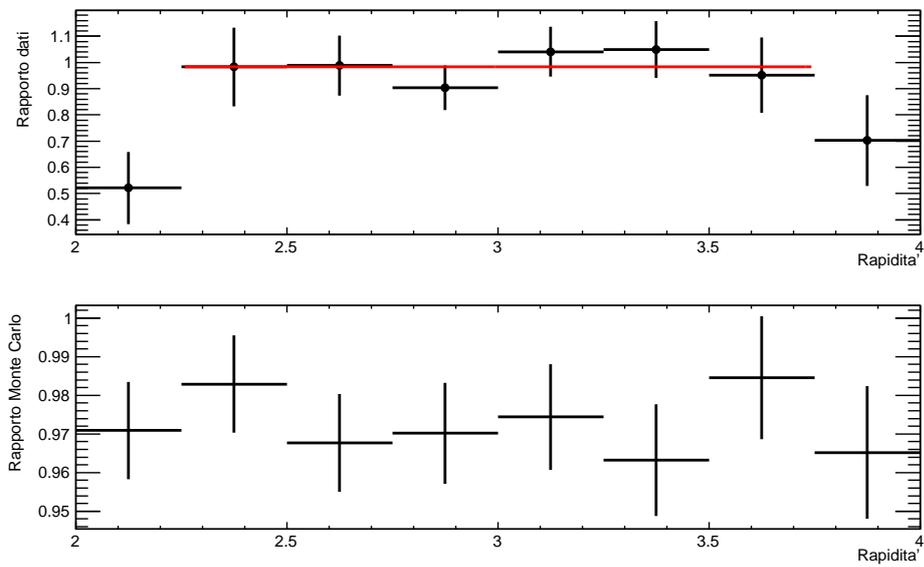


Figura 6.17: Rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  in funzione della rapidità per i dati e il campione Monte Carlo.

manifesti ai bordi della regione limite di rapidità potrebbe essere indicativo di effetti strumentali.

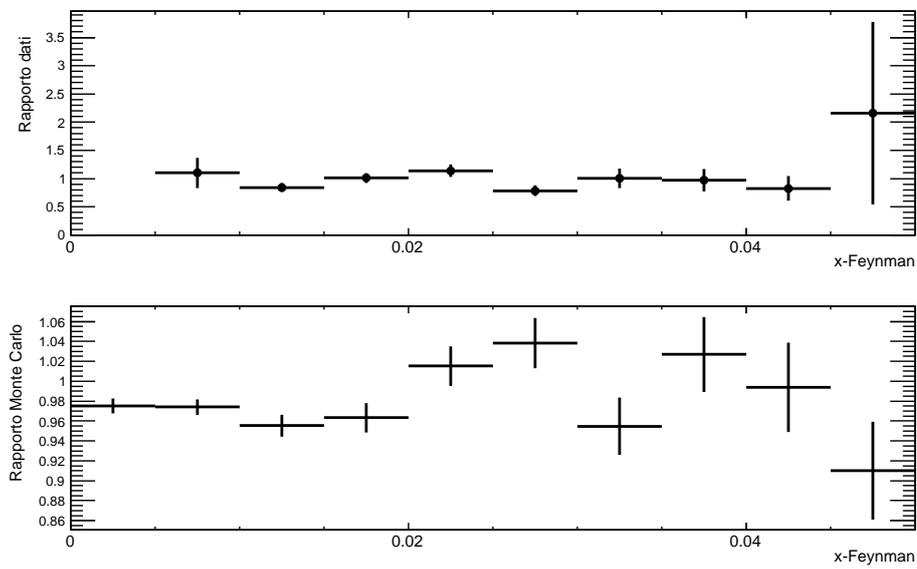


Figura 6.18: Rapporto  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  in funzione di  $x_F$  per i dati e il campione Monte Carlo.

### 6.3 Produzione di $\Sigma_c$

Insieme alle  $\Lambda_c$  sono prodotte  $\Sigma_c$  e  $\Sigma_c^*$  e secondo le previsioni del modello di adronizzazione utilizzato nel Monte Carlo in frazione quasi uguale a quella delle  $\Lambda_c$  prodotte direttamente. Il decadimento forte  $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi$  è caratterizzato da un  $\pi$  soffice e può essere selezionato la tecnica della differenza di massa e permetterebbe allo stesso tempo di aumentare la purezza del campione, essendo le  $\Lambda_c$  completamente identificate dalla catena di decadimento. La differenza di massa fra le  $\Sigma_c$  ( $\Sigma_c^*$ ) e la  $\Lambda_c$  è nota con grande precisione e la tecnica fa affidamento su questo fatto. Pioni positivi e negativi sono stati combinati con i candidati  $\Lambda_c$  ( $\bar{\Lambda}_c$ ) per ricostruire  $\Sigma_c^{++}$  e  $\Sigma_c^0$  e i corrispondenti stati di spin 3/2 e le loro antiparticelle.

I risultati preliminari di questa analisi sono mostrati in Figura 6.19 e Figura 6.20 rispettivamente per le  $\Sigma_c$  neutre, di carica  $2e$ , e le loro antiparticelle. In entrambi i canali di carica si notano picchi intorno al valore 167 MeV che è la differenza di massa prevista per la  $\Sigma_c(2445)$ ; ancorchè meno evidente, è presente un accumulo di eventi intorno alla differenza di massa di 232 MeV corrispondente alla  $\Sigma_c^{0*}$  e alla  $\Sigma_c^{++*}$ . Se confermati, questi risultati indicherebbero una produzione differente da quella predetta dal Monte Carlo. La tecnica deve essere ancora raffinata, ma appare promettente.

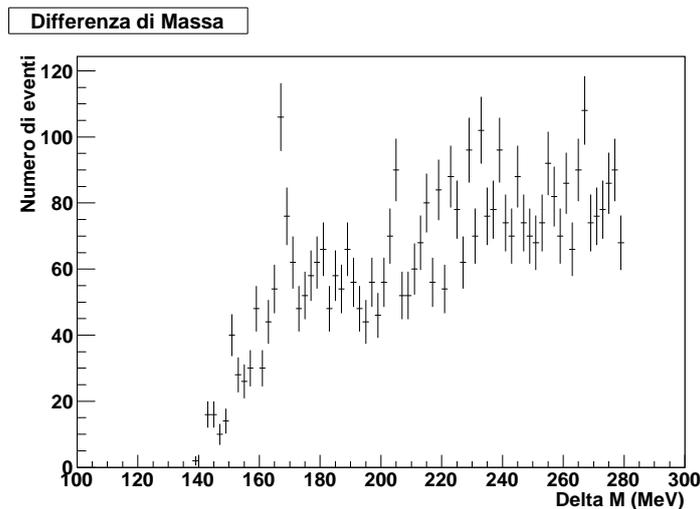


Figura 6.19: Differenza di massa tra la  $\Sigma_c^0$  ( $\Sigma_c^{0*}$ ) e la  $\Lambda_c$ .

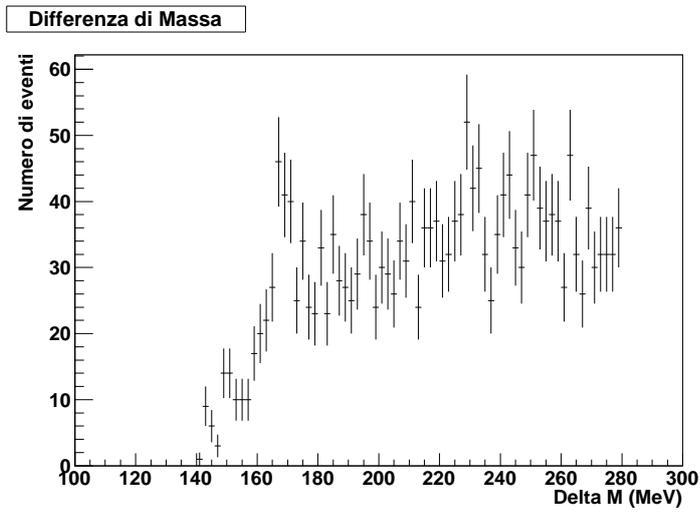


Figura 6.20: Differenza di massa tra la  $\Sigma_c^{++}$  ( $\Sigma_c^{++*}$ ) e la  $\Lambda_c$ .

## 6.4 Sezione d'urto di produzione

La selezione A è stata utilizzata su un campione ridotto di dati per i quali era nota la luminosità integrata e più precisamente  $(8.5 \pm 0.9) \text{ nb}^{-1}$  e al tempo stesso le condizioni di trigger erano particolarmente semplici e pertanto si è potuto ragionevolmente assumere un'efficienza del 100% per il trigger. In questo campione sono stati selezionati rispettivamente  $158 \pm 20 \bar{\Lambda}_c$  e  $185 \pm 21 \Lambda_c$  per un totale complessivo di  $343 \pm 29$ . Utilizzando la formula:

$$\sigma_{prod} \times BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = \frac{N_S}{\mathcal{L}_{INT} \cdot \epsilon_{rec+sel} \cdot A} \quad (6.1)$$

dove  $N_S$  è il numero di eventi di segnale,  $\mathcal{L}_{INT}$  è la luminosità integrata,  $\epsilon_{rec+sel}$  è l'efficienza di ricostruzione più selezione già calcolata nel Cap.4 e  $A$  è l'accettanza di LHCb. Utilizzando il numero totale di  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  e per  $A$  il valore medio tra  $\Lambda_c$  e  $\bar{\Lambda}_c$  di  $0.91 \pm 0.02$  si ottiene per la sezione d'urto di produzione di  $\Lambda_c$  a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  in interazioni pp:

$$\sigma_{prod} \times BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (8.9 \pm 1.2) \mu b \quad (6.2)$$

Naturalmente rimangono ancora da valutare gli effetti sistematici.



# Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata la produzione di barioni con charm nelle interazioni  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV all'interno dell'esperimento LHCb. In particolare si è scelto il canale di decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  che per certi aspetti sfrutta al meglio le capacità del rivelatore LHCb nella identificazione delle particelle. Lo studio della asimmetria di produzione barione/anti-barione in funzione di variabili cinematiche quali impulso trasverso, rapidità e  $x$  di Feynman potrebbe consentire di distinguere diversi modelli teorici per la produzione di barioni con charm.

Da un punto di vista sperimentale si sono messe a punto due tecniche di selezione con finalità differenti. Una selezione più severa (B) rende più puro il campione, mentre l'altra (A) lo arricchisce statisticamente a spese del rapporto segnale-fondo. La selezione B è stata applicata ad un campione ad alta statistica con l'intento di misurare l'asimmetria  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  in funzione delle variabili cinematiche sopra citate. Sperimentalmente non si osserva nessuna asimmetria ad eccezione forse dei punti estremi della variabile rapidità nei quali il valore  $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$  è minore dell'unità. È stato possibile identificare i decadimenti  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  che passano attraverso stati risonanti del  $K^*(892)$  e della  $\Lambda(1520)$ . Inoltre il tentativo di individuare il decadimento  $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c\pi$  attraverso la tecnica della differenza di massa, generalmente impiegata per il decadimento dei mesoni  $D^* \rightarrow D\pi$ , appare promettente.

La selezione A applicata ad un campione statisticamente limitato con luminosità integrata  $(8.5 \pm 0.9) \text{ nb}^{-1}$  e con condizioni particolarmente favorevoli di trigger ha permesso di ottenere per la sezione d'urto di produzione della  $\Lambda_c$  moltiplicata per il branching ratio in  $Kp\pi$  il valore di  $(8.9 \pm 1.2) \mu\text{b}$ .



# Bibliografia

- [1] E791 Collaboration (E. Aitala *et al.*), *Phys. Lett.* **B 371**, 157 (1996).
- [2] E769 Collaboration (G. Alves *et al.*), *Phys. Lett.* **77**, 2388 (1996).
- [3] SELEX Collaboration, *Fermilab Pub01 258 E*, (2001).
- [4] A.M. Halling, *Il Nuovo Cim.* **109 A**, 617 (1996).
- [5] P. Nason, S. Dawson e R.K. Ellis, *Nucl. Phys.*, **B 327**, 49 (1989).
- [6] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman e T. Sjostrand, *Phys. Rep.* **91**,31 (1983).
- [7] PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics Manual, **CERN-TH-7112/93(1993)**. H.U. Bengtsson e T. Sjostrand, *Comput. Phys. Commun.*, 43 (1987) and T. Sjostrand, **CERN-TH.7112/93** (1993).
- [8] V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded e S.R. Slobospitskii, *Sov. J. Nucl. Phys.* **33**, 434 (1981).
- [9] R. Vogt and S.J. Brodsky, *Nucl. Phys.* **B 478**, 311 (1996).
- [10] J.C. Anjos, G. Herrera, J. Magnin e F.R.A. Simo, *Phys. Rev.* **D 56**, 394 (1997).
- [11] U. Dev Goswami, *Astroparticle Physics* 28 251-261, (2007).
- [12] K.P. Das e R.C. Hwa, *Phys. Lett.* **B 68**, 459 (1977).
- [13] J.Ranft, *Phys. Rev.* **D 18**, 1491 (1978).

- [14] R. Vogt e S.J.Brodsky, *Nucl. Phys.* **B 478**, 311 (1996).
- [15] P. Chauvat *et al.*, *Phys. Lett.* **B 199**, 304 (1987).
- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna e Peter Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP 079P 0306 (2006).
- [17] R. Vogt e S.J.Brodsky, *Nucl. Phys.* **B 478**, 311 (1996).
- [18] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, *Nucl. Phys.* **B 52B**, 17 (1997).
- [19] The LHCb Detector at the LHC, *IOP Publishing Ltd e SISSA, JINST* **3 S08005** (2008).
- [20] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov>.
- [21] ROOT, Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/drupal>.
- [22] GEANT4, <http://geant4.cern.ch>.

# Ringraziamenti

Ecco arrivato il momento di ringraziare tutte le persone che mi hanno accompagnato durante la stesura di questo lavoro di tesi, senza le quali tutto questo non sarebbe stato possibile.

Prima di tutti devo ringraziare il Prof. Saitta per avermi indirizzato e seguito in questo studio, per l'aiuto prezioso e le sempre interessanti discussioni.

Un immenso ringraziamento va a Francesco per il supporto offerto nella realizzazione di questa tesi: senza i suoi suggerimenti e la sua presenza costante le difficoltà sarebbero state innumerevoli.

Ringrazio il mio ragazzo, perchè mi ha accompagnato e sostenuto ogni volta che si presentava qualche difficoltà, per tutte le stimolanti discussioni che abbiamo avuto e per i sorrisi regalati.

Un grazie va a Marianna, per le innumerevoli volte in cui ci siamo confrontate sull'argomento, e a tutti i miei colleghi (siete in troppi per citarvi, ma non per questo meno importanti!) per avermi accompagnato in tutti questi anni da studentessa universitaria.

Ringrazio Stefania e Maria Rosaria per essere sempre presenti, nonostante tutte le volte in cui non sono potuta uscire per terminare questo lavoro!

Ringrazio infine mio padre e mia madre, per essermi sempre vicini. A loro è dedicato questo lavoro di tesi.