Capitolo 5

Determinazione del tempo proprio

Nota la lunghezza di decadimento d si può risalire al tempo proprio se è possibile determinare $\beta\gamma$. Come già visto nel secondo capitolo $t = \frac{d}{\beta\gamma}$, in cui $\beta\gamma = \frac{P_B}{M_B}$. Poichè nella nostra ricostruzione la cinematica non è chiusa, cioè i vari prodotti del decadimento non sono completamente ricostruiti, $\beta\gamma$ non può essere misurato, se ne conosce solo una stima. Si deve quindi far ricorso al Monte Carlo per correggere il valore trovato.

Sui dati simulati vengono inoltre ottimizzati i tagli da fare per ripulire il campione da quegli eventi che sono stati mal ricostruiti o che sono compatibili con l'essere fondo. Sempre con l'ausilio del Monte Carlo viene determinata la frazione dei decadimenti sequenziali: cioè nei casi in cui il μ selezionato proviene dal *charm* anzichè dal B ($b \to c \to \mu$). Inoltre è sul Monte Carlo che si misura la risoluzione.

5.1 Il Monte Carlo

Il Monte Carlo utilizzato è uno di quelli comunemente usati dalla collaborazione CDF e da questa supportato. Per la generazione si è ricorsi a ISAJET [64], per simulare i decadimenti del B e di altre particelle si è fatto uso di CLEO [65]. Il tutto poi è stato passato attraverso la simulazione del rivelatore CDF fatta dal programma CDFSIM.

Il generatore ISAJET

ISAJET è un programma Monte Carlo che simula interazioni $p\bar{p}$ e pp ad alte energie. Gli eventi vengono generati in 4 passi distinti.

1) Il primo passo nella generazione di un evento è la generazione di uno *scattering* duro secondo una sezione d'urto della forma:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot F\left(x_1, Q^2\right) \cdot F\left(x_2, Q^2\right) \tag{5.1}$$

dove σ_0 è la sezione d'urto calcolata nella teoria di QCD perturbativa, $F\left(x, Q^2\right)$ è una funzione di struttura che incorpora le violazioni di scala di QCD, x_1, x_2 sono le frazioni di impulso come descritto nel modello a partoni e infine Q^2 è il quadrimpulso trasferito.

In paricolare i processi che sono stati simulati per ottenere $b\bar{b}$ sono processi di QCD a tutti gli ordini in α^2 che danno luogo a due *quark* b nello stato finale. Vengono trascurate le masse dei quark più leggeri a partire dal *beauty*, mentre si tiene conto delle masse b e del *top*. Le funzioni di struttura usate sono quelle di Eichten, Hinchliffe, Lane e Quigg.

2) Dopo la generazione primaria vengono aggiunte le correzioni radiative di QCD allo stato finale e a quello iniziale. Ciò è necessario per avere la corretta struttura dell'evento specialmente nel caso di alte energie.

3) I *quark* leggeri e i gluoni frammentano all'interno del Monte Carlo in adroni seguendo il modello di Feynman e Field, calibrati sui risulati di UA1/UA2 e CDF. Per i *quark* pesanti invece è usata la formula di Peterson (vedi sezione 2.1)

4) Alla fine all'evento vengono aggiunte altre particelle assumendo che queste siano distribuite come in un evento *minimum bias* all'energia rimasta in gioco (*underlying event*).

CLEO : i decadimenti

Il generatore CLEO è stato interfacciato ai generatori di CDF e adattatto al *software* standard di CDF per generare i decadimenti del *beauty* e del *charm.* Questo Monte Carlo è stato scritto usando i *branching ratio* dei decadimenti dei mesoni contenenti i *quark* b e c misurati dall'esperimento CLEO. Inoltre sono inclusi nel Monte Carlo gli spettri in impulso sperimentali dei vari prodotti di decadimento ottenuti sempre da questo esperimento. CLEO risulta quindi un Monte Carlo alquanto affidabile per la riproduzione dei decadimenti di mesoni B e D.

Il simulatore CDFSIM

Dopo che gli eventi sono stati generati ne viene simulato il comportamento all'interno del rivelatore CDF. Ciascuna particella viene propagata attraverso il rivelatore fino a che non decade o subisce una conversione o produce sciami nel calorimetro o esce dal rivelatore stesso.

Nel suo cammino ogni particella può subire diversi effetti. Le particelle cariche perdono energia in accordo con le formule standard (es. Bethe-Bloch); inoltre possono deviare dal loro cammino per fenomeni di *scattering* multiplo. I fotoni convertono in coppie elettrone positrone. Le particelle che hanno una vita media finita dopo che hanno viaggiato per una data lunghezza decadono in accordo la distribuzione di probabilità esponenziale. Quando una particella incontra del materiale (in particolare nei calorimetri) dà origine a sciami in accordo con le appropriate lunghezze di radiazione e di assorbimento.

Per calibrare i tagli da fare sui dati e per determinare sia il fattore di correzione cinematico che le risoluzioni è stato generato un campione di eventi che avesse circa la stessa statistica dei dati reali. Nella generazione si è richiesto che i due muoni presenti nell'evento fossero centrali, che avessero impulso trasverso maggiore di 2 GeV/c e che $P_t^{b1,min} = P_t^{b2,min} = 4\ GeV/c$, dove

$P_t^{b,min}$ è l'impulso minimo del *quark b*. Sono stati generati 45639 eventi; la sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$ in ISAJET è 0.1636×10^{-2} mb e l'efficienza dei tagli imposti è 2.064×10^{-3}. Sfruttando la relazione:

$$N_{eventi} = L \cdot \sigma_{prod.} \cdot \epsilon_{tagli} \tag{5.2}$$

in cui L è la luminosità integrata, $\sigma_{prod.}$ è la sezione d'urto di produzione e ϵ_{tagli} è l'efficenza dei tagli applicati si ricava una luminosità integrata $L = 13.5\,(pb^{-1})$.

Dopo aver richiesto che almeno due muoni per evento soddisfacessero le richieste del filtro SLT, sono rimasti 33419 eventi.

Gli eventi rimasti sono stati passati attraverso l'algoritmo $D-\phi$ per la ricerca di possibili vertici secondari. Il vertice primario viene direttamente preso dalle banche di generazione. Solo nel 34% di essi , cioè 11453 eventi, è stato individuato un possibile vertice di decadimento. Si è poi proceduto alla ricostruzione della lunghezza di decadimento usando la tecnica utilizzata per i dati. A questo punto il numero di eventi è rimasto 8817.

5.2 Calibrazione dei tagli

Nel processo di determinazione della lunghezza di decadimento vengono ricavate anche altre grandezze che sono utili per caratterizzare il campione e che possono essere utilizzate per aumentarne la purezza.

Fra queste grandezze vi sono la massa invariante delle tracce che appartengono al vertice di decadimento terziario, quello che è stato chiamato *charm*, e l'impulso trasverso di questo insieme di particelle. In figura 5.1 e 5.2 sono mostrate queste due distribuzioni per il Monte Carlo (linea continua) e per i dati sovrapposti (punti). Per quanto riguarda l'impulso trasverso si può notare che l'accordo tra dati e Monte Carlo è pittosto buono; un pò meno per la distribuzione in massa invariante. In quest'ultima c'è da notare che dovrebbe essere visibile il picco del D ma che ciò non accade nemmeno sul Monte Carlo. Questo è imputabile sia al fatto che nel fit del vertice assumiamo che tutte le particelle escluso il muone siano dei pioni sottostimando perciò la massa dell'ipotetico D, sia al fatto che nella maggior parte dei casi il decadimento non è completamente ricostruito perchè vengono perse le tracce a impulso più basso. Inoltre può capitare che siano aggiunte tracce spurie, cioè non appartenenti al decadimento.

Le figure 5.3 e 5.4 mostrano il confrontro da dati e Monte Carlo per l'impulso trasverso del μ. L'accordo è buono per quanto riguarda il muone associato al vertice ricostruito e un po' meno per l'altro dove è più facile avere muoni falsi.

In figura 5.5 è mostrato il χ^2 per grado di libertà del vertice di decadimento terziario. Questa distribuzione presenta una lunga coda ad alti valori che corrispondono a vertici mal ricostruiti. Per eliminare gli eventi in cui il fit è peggiore si richiede che χ^2 per grado di libertà sia inferiore o uguale ad 8.

Non viene applicata alcuna richiesta al χ^2 del vertice del secondario, *beauty*. Come spiegato nella sezione 4.3 questo vertice si ottiene dal fit di due tracce che nello spazio si incontrano sempre. La distribuzione ottenuta, come mostrato in figura 5.6, è compatibile con quella di un χ^2 ad un grado di libertà.

Figura 5.1: Distribuzione della massa invariante delle tracce associate al vertice del *charm*. La distribuzione dei dati reali e quella del Monte Carlo sono normalizzate ad area 1.

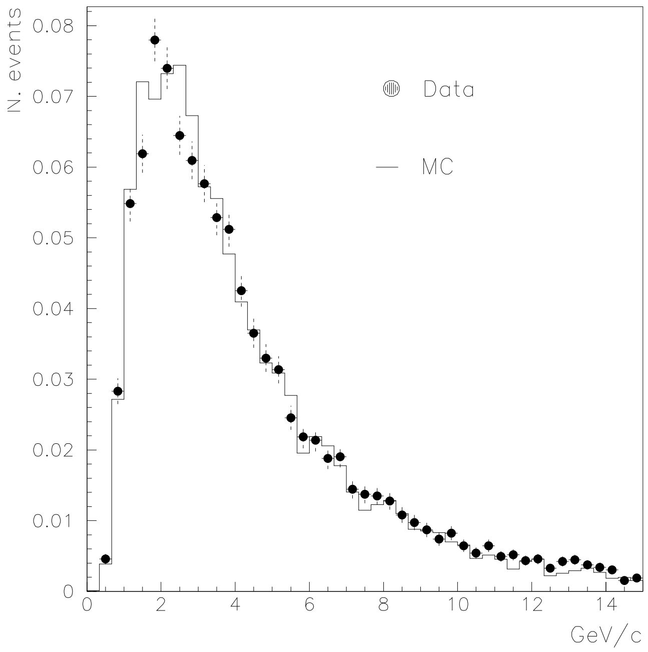

Figura 5.2: Impulso trasverso delle tracce associate al vertice del charm. Dati e Monte Carlo normalizzati ad 1 anche in questo caso.

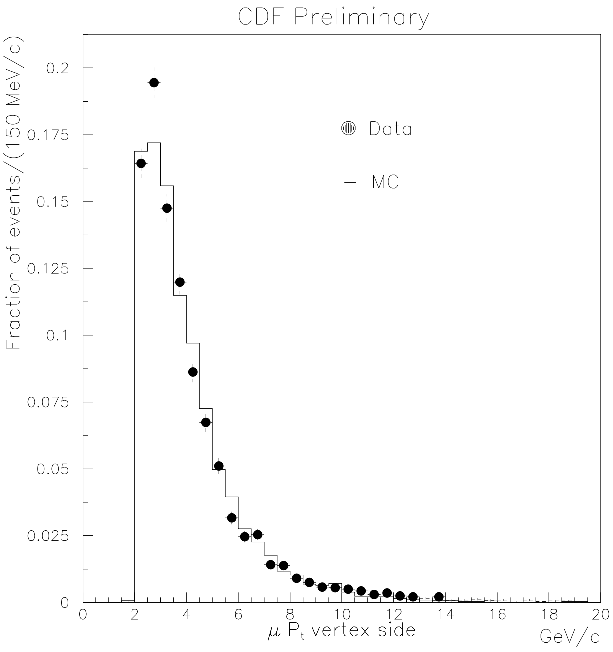

Figura 5.3: Distribuzione dell'impulso trasverso del muone associato al vertice per il Monte Carlo con sovrapposti i dati.

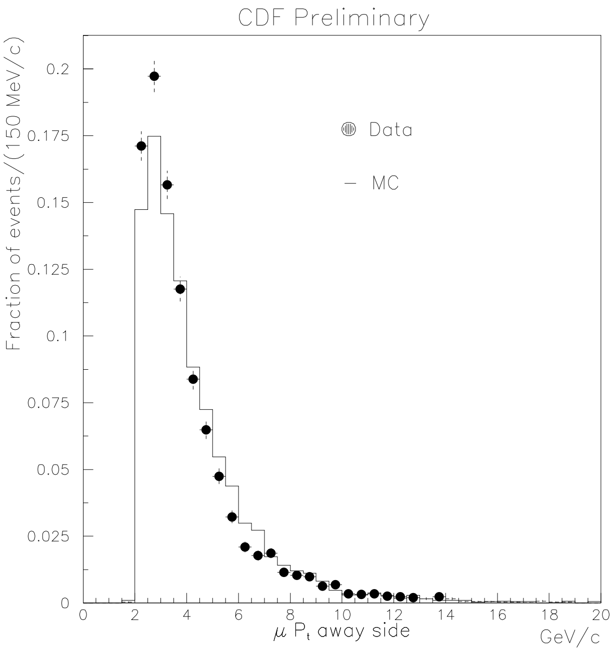

Figura 5.4: Distribuzione dell'impulso trasverso del muone non associato al vertice per il Monte Carlo con sovrapposti i dati.

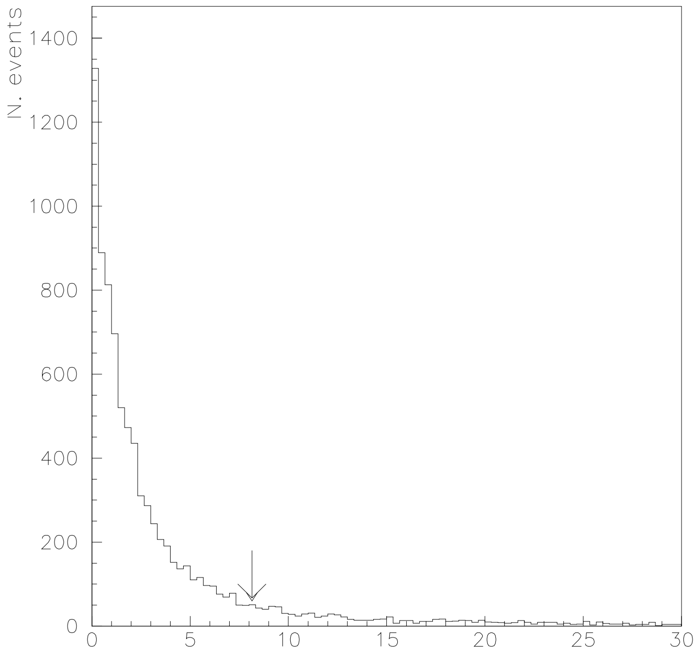

Figura 5.5: Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice terziario per i dati. La freccia indica il punto in cui è stato applicato il taglio.

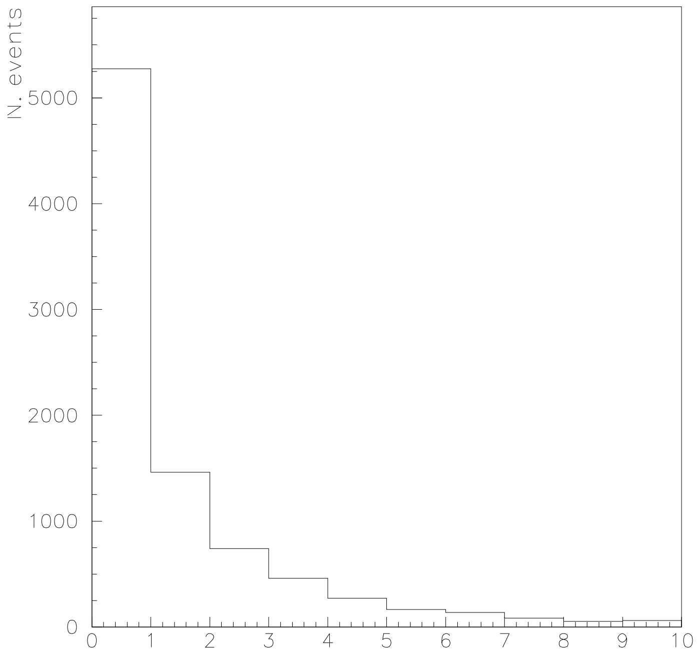

Figura 5.6: Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice del beauty per i dati.

	N^o. di eventi Dati	N^o. di eventi Monte Carlo
Prima dei tagli	8881	8817
$\chi^2_{ter} < 8$	7563	6628
$\|Z_{primario} - Z_{secondario}\| < 5cm$	8873	8815
$M_{cl} \leq 5GeV/c^2$	7435	8026
$\sigma_d < 0.05cm$	7563	8058

Tabella 5.1: Numero di eventi rimasti dopo ciascun taglio per i dati reali e per quelli simulati.

Come fatto notare in precedenza il decadimento del B non viene completamente ricostruito . Ciò fa si che la massa invariante ricostruita, M_{cl}, non abbia un picco a 5.28 GeV/c^2 . Come si può vedere dalla figura 5.7 sia nel Monte carlo che nei dati la massa invariante ricostruita è, nella maggior parte dei casi, inferiore a quella nominale del B. Le cause sono le stesse che abbiamo citato nel caso del *charm*. Vi è poi una coda ad alte masse($> 5GeV/c^2$) che appare più consistente negli eventi reali rispetto a quelli simulati; questi eventi vengono rimossi richiedendo che $M_{cl} \leq 5.\ GeV/c^2$. In figura 5.8 è mostrato l'impulso trasverso ricostruito del B, p_{tcl}. L'accordo con il Monte Carlo pare piuttosto buono ancor prima di effettuare i tagli descritti in precedenza.

La lunghezza di decadimento è ricostruita nel piano trasverso all'asse del fascio e non vi sono richieste in z. Per evitare casi in cui la lunghezza di decadimento è ragionevole in xy ma il vertice primario e quello secondario sono molto lontani in z si impone che $|Z_{primario} - Z_{secondario}| \leq 5\ cm$, richiesta che comunque elimina pochi eventi. La larghezza di questa distribuzione, mostrata in figura 5.9, è dominata dalla risoluzione della CTC, che come visto nel capitolo 3 è circa 0.5 cm.

L'ultima grandezza su cui viene applicato un taglio è l'errore sulla lunghezza di decadimento nel piano trasverso, $\vec{R}_v$, definita come la distanza del vertice secondario dal primario. L'errore, la cui distribuzione è mostrata in figura 5.10, si ottiene propagando gli errori sul vertice primario e secondario tenendo conto delle correlazioni. Si richiede che tale errore si inferiore od uguale a 500 μm.

In tabella 5.1 viene riportato il numero di eventi che rimane dopo ciascuno dei tagli descritti sia per i dati simulati che per quelli reali. La richiesta che tutti i requisiti siano soddisfatti riduce il campione di dati a 5601 eventi mentre gli eventi simulati rimasti sono 5650. C'è da notare inoltre che dopo aver effettuato questa selezione l'accordo tra dati e Monte Carlo migliora notevolmente.

5.3 Il fattore di correzione cinematico

Per passare dalla lunghezza di decadimento nel piano trasverso al tempo proprio del B occore conoscere il *boost* di Lorentz, dato da $\beta\gamma = p_{tB^0}/M_{B^0}$. Dal momento che la cinematica dei

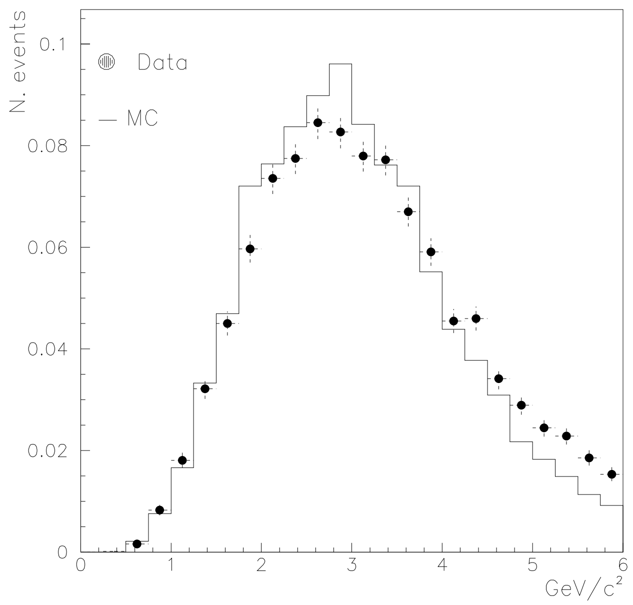

Figura 5.7: Massa invariante ricostruita per il Monte Carlo con i dati sovrapposti (entrambe le distribuzioni sono ad area 1). La linea verticale segna il punto oltre al quale si rigettano gli eventi.

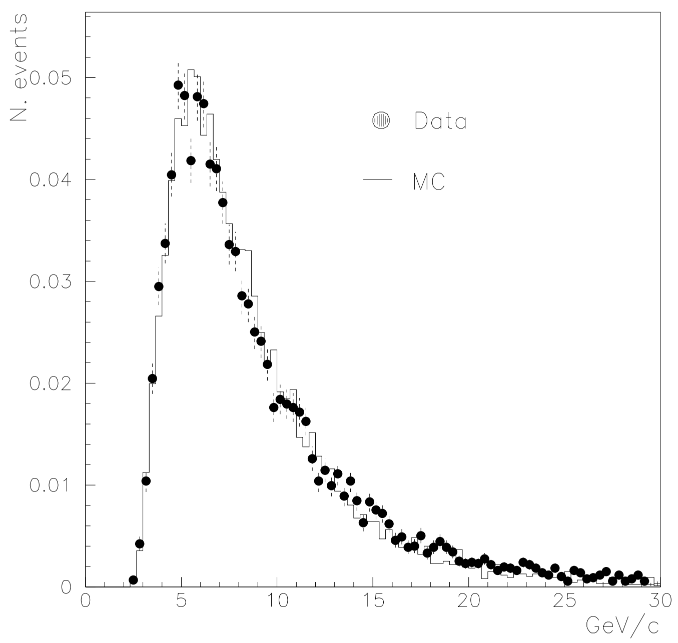

Figura 5.8: Impulso trasverso delle tracce associate al vertice secondario per i dati e il Monte Carlo normalizzati ad 1.

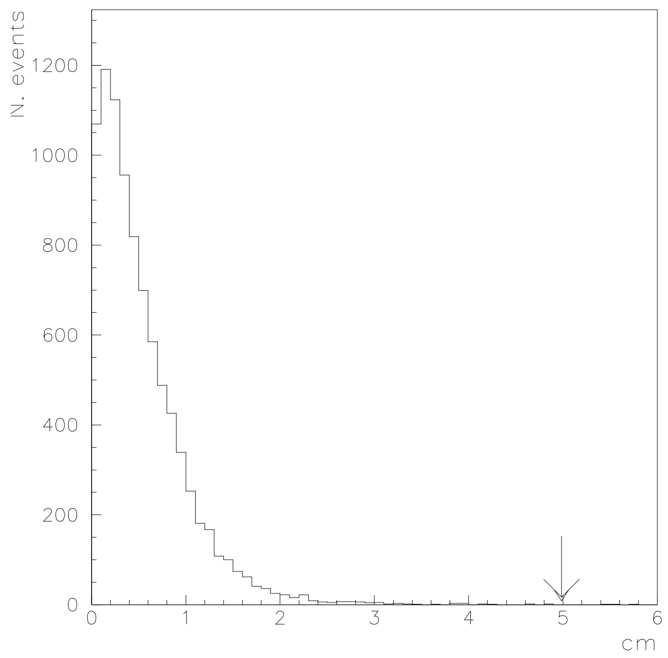

Figura 5.9: Differenza in valore assoluto tra la coordinata z del vertice primario e quella vertice secondario.

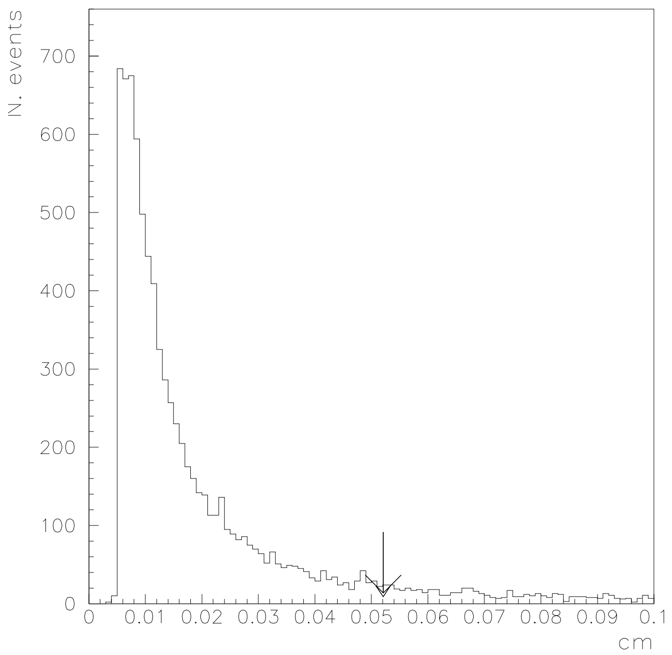

Figura 5.10: Distribuzione dell'errore sulla lunghezza di decadimento. La linea verticale segna il punto oltre il quale gli eventi vengono tagliati.

decadimenti di cui stiamo trattando non è chiusa $\beta\gamma$ può essere solo approssimato e per ottenere il giusto valore si fa ricorso al Monte Carlo.

Definiamo la lunghezza di decadimento proiettata L_{yx},

$$L_{xy} = \frac{\vec{p_{tcl}} \cdot \vec{R_v}}{p_{tcl}} \tag{5.3}$$

in cui $\vec{R_v}$ è la distanza nel piano trasverso del vertice secondario dal primario. Nel far ciò si assume che la direzione di volo del B sia uguale a quella del *cluster* ricostruito; questa approssimazione è abbastanza buona in quanto le tracce perse nella ricostruzione del B corrispondono a particelle soffici che si sono portate via poco impulso trasverso. Si definisce poi pseudo$-c\tau$, λ

$$\lambda = L_{xy} \cdot \frac{M_{B^0}}{p_{tcl}} \cdot F_{corr}\left(p_{tcl}, M_{cl}\right) \tag{5.4}$$

in cui M_{B^0} è la massa del B^0 ($5.278\ GeV/c^2$) riportata nel *Particle Data Book* [5]. F_{corr} è un fattore di correzione cinematico definito

$$F_{corr} = \frac{\lambda_{vera}}{\lambda_{misurata}} \tag{5.5}$$

rapporto tra pseudo$-c\tau$ vera, ottenuta dal Monte Carlo senza gli effetti dovuti alla simulazione del rivelatore, e quella misurata nel Monte Carlo per gli stessi eventi dopo però che hanno passato sia la simulazione del rivelatore che la selezione dell'analisi.

Il campione di eventi simulato (come pure quello reale) è costituito sia da μ diretti che da quelli sequenziali. Il fattore di correzione è diverso per queste due classi di eventi; nel dover fare una scelta abbiamo deciso di determinare F_{corr} sulla prima classe , cioè eventi in cui il muone proviene direttamente dal b. In questa analisi sarebbe importante ridurre il più possibile il numero di decadimenti sequenziali e avere un campione di puri $b \to \mu$ e quindi appare più sensato utilizzare questa definizione per determinare il fattore di correzione.

Il fattore di correzione cosi determinato è mostrato in figura 5.11 in funzione dell'impulso trasverso e della massa invariante del *cluster* . Come si può notare dalla figura 5.11(a) F_{corr} cresce (cioè la correzione è più piccola) all'aumentare dell'impulso e diventa costante (intorno a 0.8) per impulsi trasversi ricostruiti più grandi di 15 GeV/c. Andamento analogo lo ha in funzione della massa invariante M_{cl} anche se la salita in questo caso è più graduale, figura 5.11(b). Il lego plot nella stessa figura indica che il fattore di correzione è rilevante a piccole masse e impulsi . Infatti in questo caso è piu' facile perdere delle particelle in quanto aventi impulsi troppo bassi il che porta a una sovrastima di pseudo-$c\tau$. Questo plot mostra chiaramente che F_{corr} dipende principalmente dalla massa invariante ricostruita; per masse vicine ai 5 GeV/c^2 il fattore di correzione varia tra 0.8 e 1. al variare dell'impulso trasverso, mentre per masse intorno ai $2-3$ GeV/c^2 F_{corr} è compreso tra 0.5 e 0.7

Noto il fattore di correzione dobbiamo determinare pseudo$-c\tau$ sui dati reali. Evento per evento a seconda del p_{tcl} e M_{cl} viene letto l'istogramma di figura 5.11(c) ed estratto il rispettivo F_{corr}.

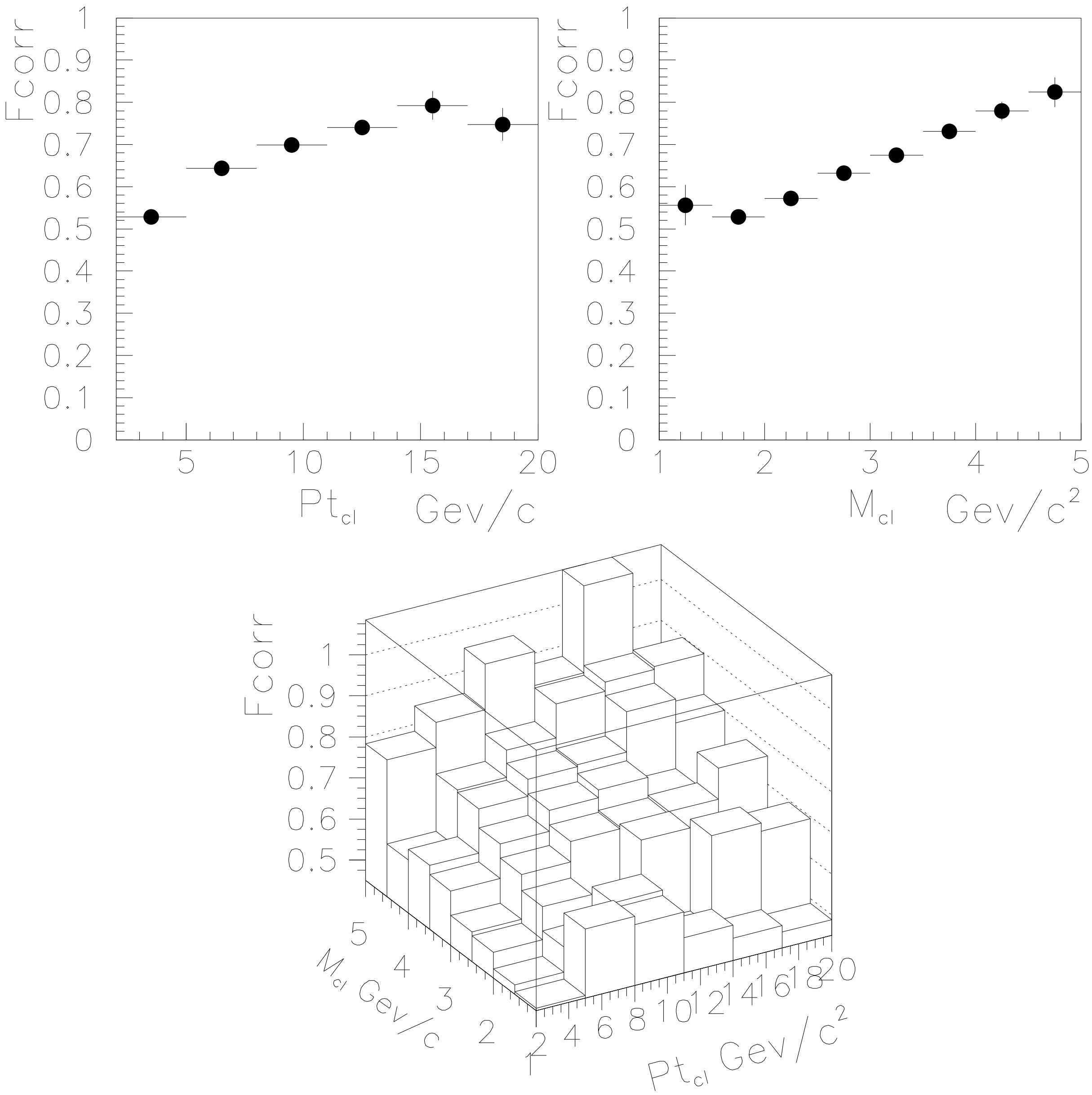

Figura 5.11: Distribuzioni del fattore di correzione F_{corr}. In a) ne è mostrato l'andamento in funzione dell'impulso trasverso ricostruito del B, mentre in b) è in funzione della massa invariante M_{cl}. Il lego plot in basso mostra invece il fattore di correzione in funzione di entrambe le variabili, P_{tcl} e M_{cl}.

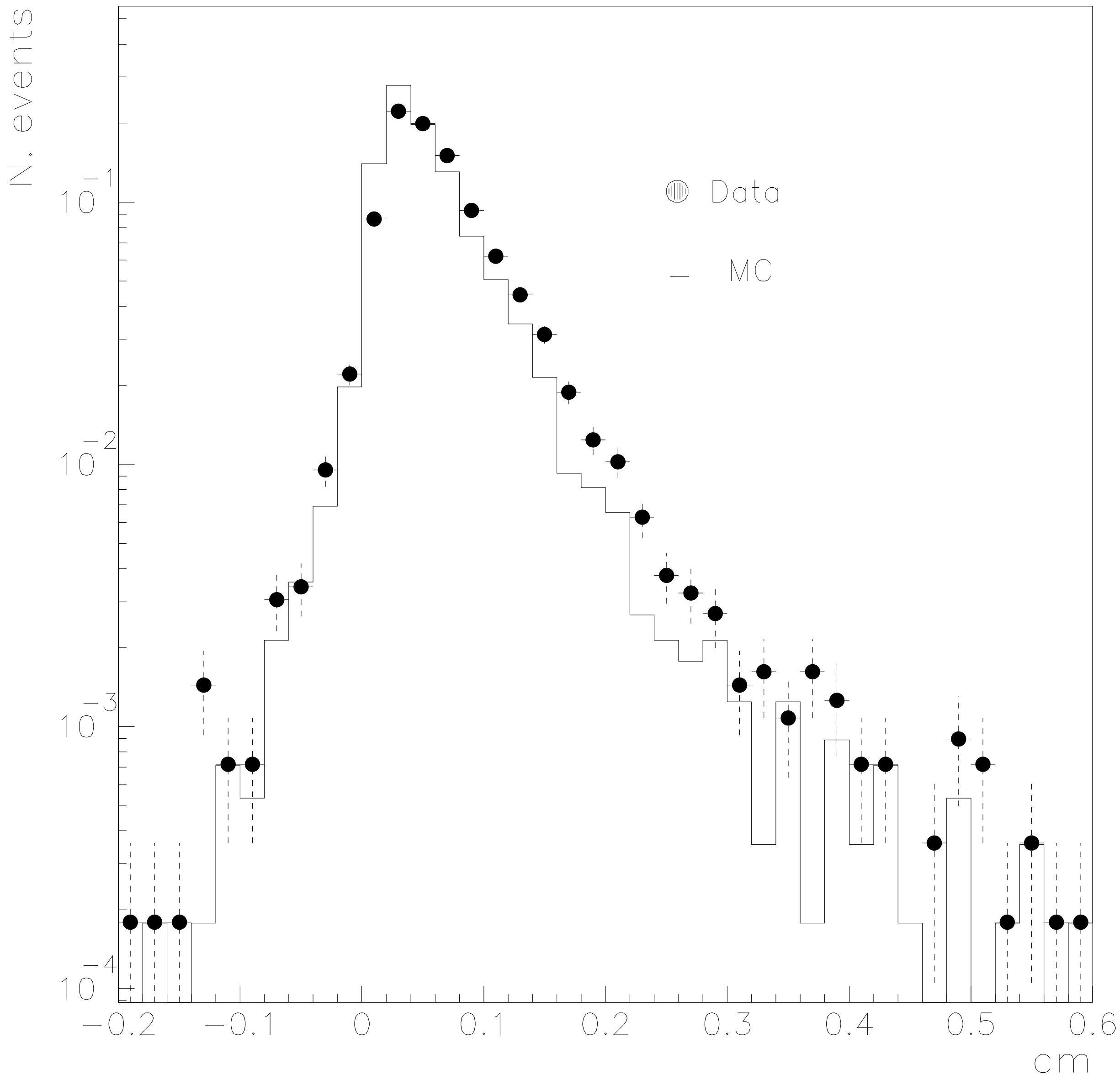

Figura 5.12: Distribuzione della pseudo$-c\tau$ ricostruita per il Monte Carlo e il di dati sovrapposti.

Questa procedura è stata applicata sia ai dati reali che a quelli simulati. La distribuzione della pseudo$-c\tau$ ottenuta è mostrata in figura 5.12. Vi è un buon accordo tra dati e Monte Carlo. Entrambi hanno una coda a grandi λ causata prevalentemente dai decadimenti sequenziali.

5.4 Frazione di decadimenti sequenziali

La percentuale dei decadimenti sequenziali è un parametro importante nello studio del mescolamento sia integrato che dipendente dal tempo. Come abbiamo visto nel secondo capitolo questi decadimenti possono simulare un mescolamento e contribuiscono alla "diluizione" dell'effetto che stiamo cercando di evidenziare. Usiamo la definizione di f_s descritta dalla formula 2.9 I due muoni degli eventi selezionati non sono tra di loro equivalenti. Uno di essi è associato ad un vertice secondario mentre l'altro ha solo passato i tagli di qualità. Questo fa si che la frazione dei decadimenti sequenziali non sia la stessa dalla parte col vertice secondario (f_s) e dall'altra, indicata con g_s. Le frazioni di sequenziali vengono determinate facendo uso del Monte Carlo che risulta abbastanza affidabile per questo scopo grazie al buon accordo che c'e' tra gli spettri in impulso dei muoni per i dati e il Monte Carlo stesso (vedi figure 5.3 e 5.4). Si ricava che g_s è uguale al 19.8% mentre $f_s = 27.8\%$. Questo ci dimostra che anche se la tecnica usata per fare il fit del secondario è piuttosto raffinata eventi con una lunghezza di decadimento più lunga in media (come i sequenziali), vengono ricostruiti più efficientemente degli altri. In più c'è da notare che f_s non è indipendente da λ, ma anzi il suo andamento, mostrato in figura 5.13, è tale da simulare l'effetto del mescolamento. Per tutte queste ragioni si è stato necessario cercare di ridurre la frazione dei decadimenti sequenziali. La grandezza che più efficentemente permette di abbasare i sequenziali senza ridurre drasticamente il numero degli eventi è la componente ortogonale alla direzione di volo del *charm* dell'impulso del muone, chiamato P_{trel}. In un certo senso è simile al P_{trel} usato dagli esperimenti LEP descritti nel secondo capitolo. In quest'ultimo caso i B^0 provengono dal decadimento della Z^0 e hanno un impulso trasverso dell'ordine di 40 GeV/c portandoli a decadere in *jet* piuttosto collimati. L'asse del *jet* identifica con buona approssimazione la direzione del B^0 . La componente dell'impulso del leptone ortogonale all'asse del *jet* è molto diversa a seconda che esso provenga da un b o da un c. Con dei tagli ben calibrati in questo casi si può ridurre la percentuale dei sequenziali a meno del 10% perdendo pochissimi muoni diretti. Purtroppo nel nostro caso i B^0 sono molto più soffici e raramente si hanno *jet* ben definiti nello stato finale. Il P_{trel} definito rispetto all'asse del *charm* ha, però, ancora un certo potere discriminatorio fra i due campioni come si può vedere dalla figura 5.14 in cui sono mostrate le distribuzioni di P_{trel} per i muoni che provengono direttamente dal b e quelli sequenziali.

La figura 5.15 riporta le medesime distribuzioni integrate. Sarebbe ottimale poter richiedere un $P_{trel} \geq 2.$ ma in questo modo la statistica verrebbe ridotta più del 60%. Una scelta di compromesso è stata $P_{trel} \geq 1.3$. Come si può vedere dalla figura 5.15 questa richiesta taglia il circa il 65% dei sequenziali e circa il 22% dei diretti.

In figura 5.16 è riportata la frazione dei sequenziali, f_s in funzione di λ dopo il taglio. In

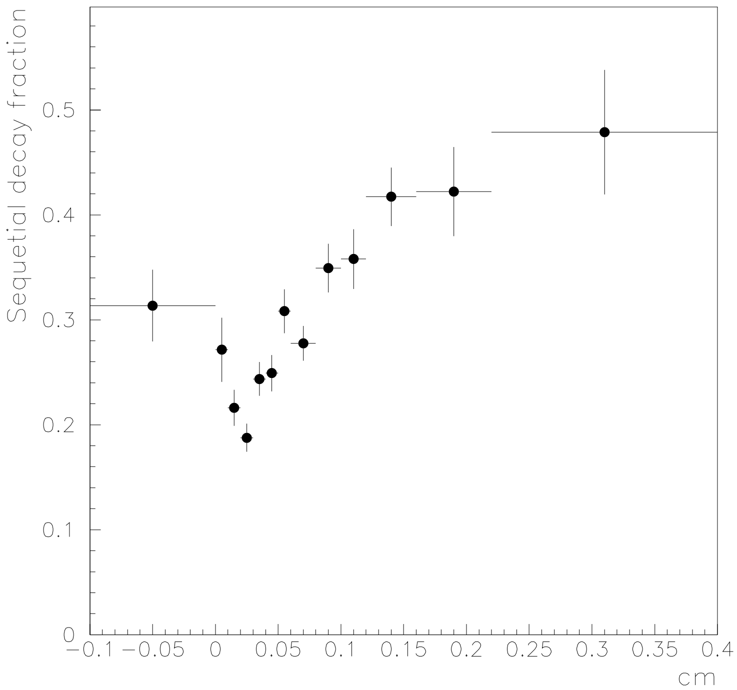

Figura 5.13: Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ.

media f_s si è ridotto al 15.1% ma ciò che molto importante è che il suo andamento con λ è diventato molto più piatto, praticamente a 0.1 cm f_s ha raggiunto il suo valore di saturazione. f_s viene parametrizzato con la curva sovraimposta alla distribuzione in figura 5.16 e utilizzata poi nel fit finale come sarà discusso nel capitolo 7. Dal lato in cui il vertice secondario non viene ricostruito la frazione dei sequenziali è g_s =19.4%, in accordo col valore prima dei tagli. Verrà usata in seguito una frazione media di sequenziali,a_s, definita

$$a_s = g_s(1 - f_s) + f_s(1 - g_s)$$

che tiene conto della asimmetria della frazione di sequenziali.

Dopo il taglio in P_{trel} il numero di eventi rimasto scende a 3873 e quelli simulati sono 3943. In figura 5.17 sono mostrate alcune distribuzioni che caratterizzano il campione dopo aver applicato anche il taglio in P_{trel}. L'accordo tra dati e Montecarlo risulta molto migliorato. Questo ci permette di affermare che il Montecarlo utilizzato riproduce bene i dati reali dopo i vari tagli e quindi può essere utilizzato nella determinazione di alcune grandezze necessarie per l'analisi non misurabili sui dati come ad esempio le risoluzioni. Come si può vedere dalla figura 5.18 la distribuzione in pseudo$-c\tau$ viene migliorata dalla richiesta di un P_{trel} minimo. Sparisce la coda ad alte λ sia nei dati che nel Montecarlo; la risoluzione finita fa si che eventi con pseudo$-c\tau$ piccole vengano misurati a pseudo$-c\tau$ negative.

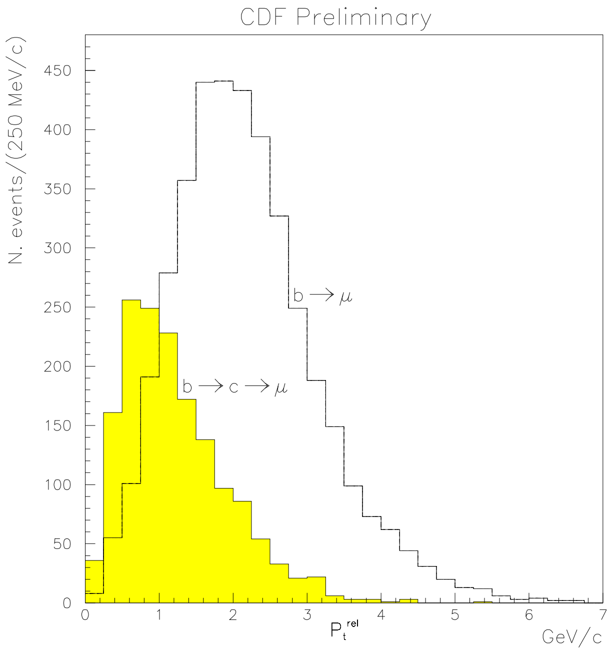

Figura 5.14: Distribuzione del P_{trel} per i muoni diretti (area bianca) e per i sequenziali (area scura) per il Montecarlo.

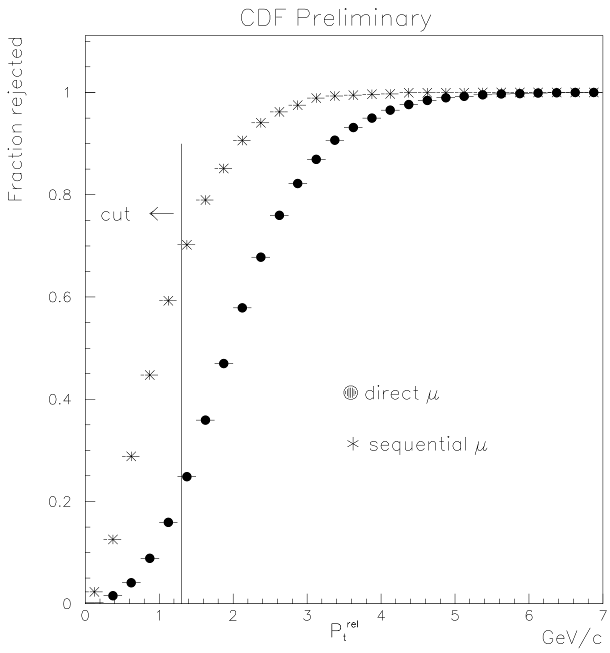

Figura 5.15: Integrale delle distribuzioni in P_{trel} per i muoni diretti e quelli sequenziali. La linea verticale rappresenta il limite inferiore al di sotto del quale gli eventi vengono rimossi.

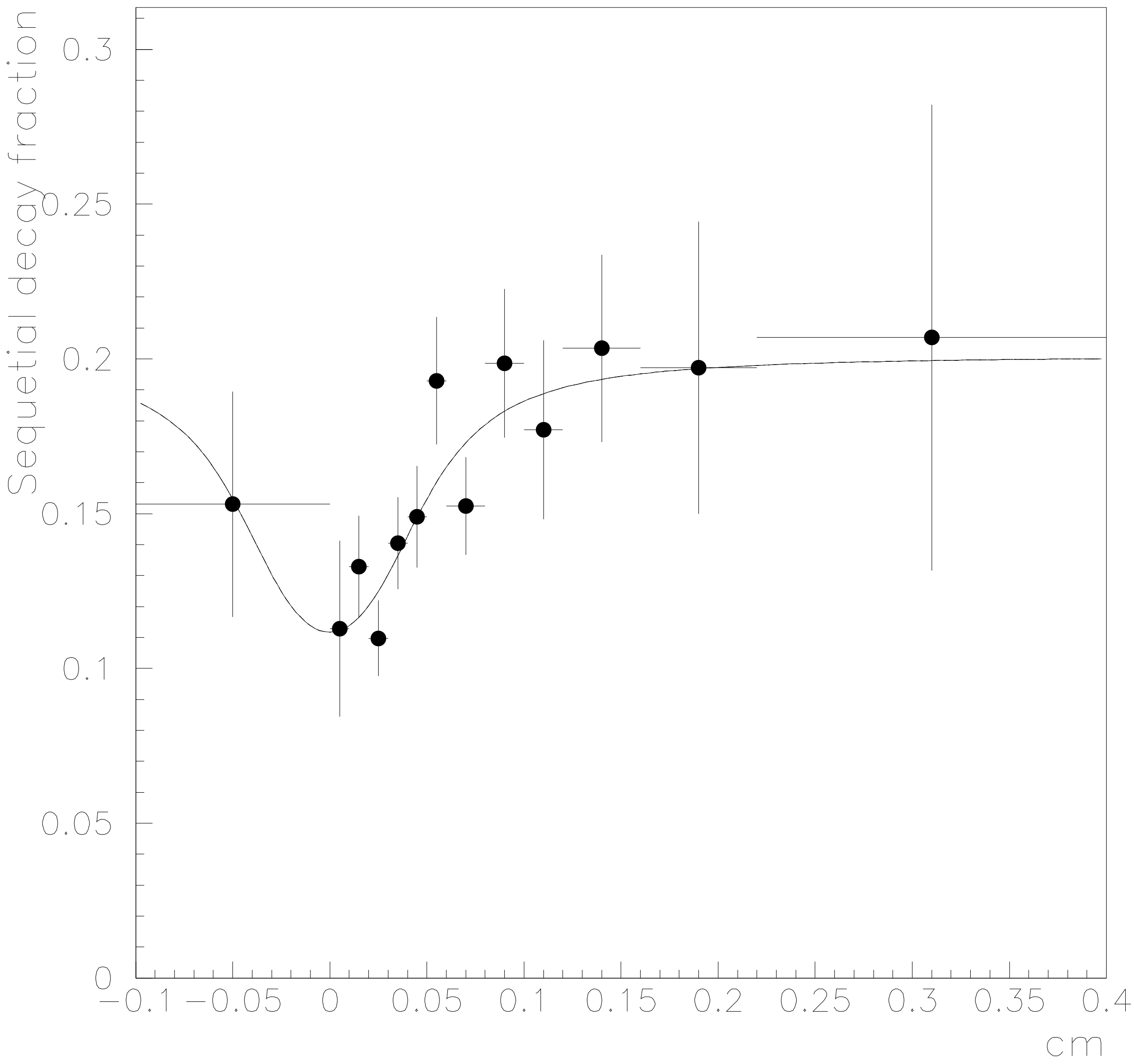

Figura 5.16: Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ dopo il taglio a $P_{trel} \geq 1.3$.

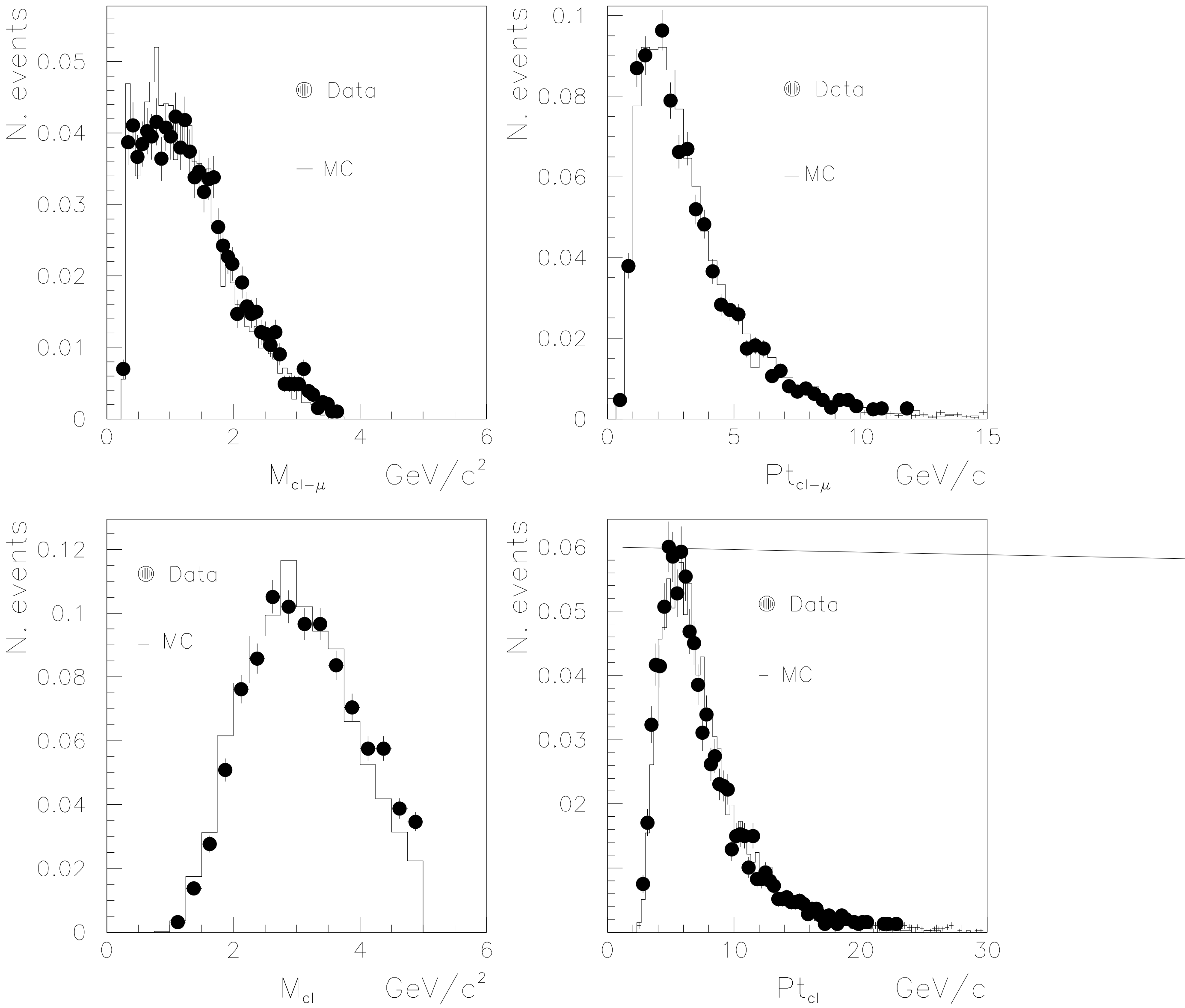

Figura 5.17: In alto da sinistra a destra, ditribuzione della massa invariante e dell'impulso trasverso del *cluster* senza il μ. In basso le medesime distribuzioni per il *cluster* includendo il μ, quindi per ciò che si ricostruisce del B.

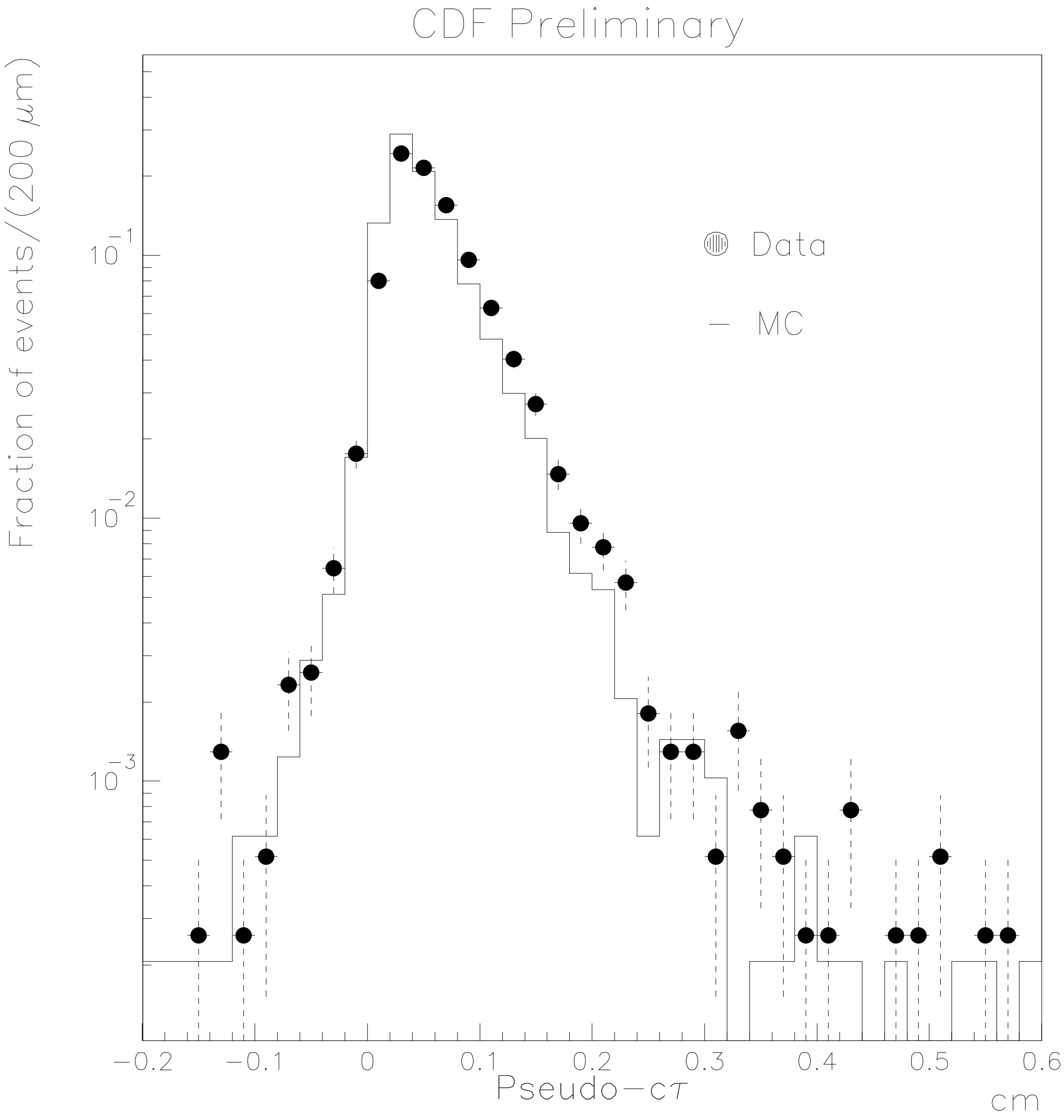

Figura 5.18: Distribuzione, normalizzata ad 1, per i dati e il Montecarlo di λ dopo il taglio in P_{trel}.

5.5 Determinazione della risoluzione

Come appena visto nella sezione precedente a causa di una risoluzione finita si hanno alcuni eventi anche a pseudo$-c\tau$ negative. L'effetto della risoluzione sulla frazione degli eventi con lo stesso segno in funzione di λ può essere drammatico. Se la risoluzione è troppo bassa l'andamento oscillante può essere completamente distrutto. Questi effetti saranno approfonditi nel capitolo 7 quando sarà discusso il modello adottato per il fit; diamo qui di seguito una descrizione di come è stata determinata la risoluzione su pseudo$-c\tau$.

Per ogni evento abbiamo $\lambda = F \cdot d$ dove d è la lunghezza di decadimento proiettata nella direzione di volo del *cluster* e $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$. La variazione di λ può essere scritta

$$\Delta\lambda = F\Delta d + \lambda\frac{\Delta F}{F} \tag{5.6}$$

Dalla formula 5.6 appare chiaramente che vi sono due termini che contribuiscono alla risoluzione : uno dipendente dalla lunghezza di decadimento proiettata e l'altro dal *boost* e dal fattore di correzione. Entrambi sono stati studiati facendo ricorso al Montecarlo.

La risoluzione sulla lunghezza di decadimento è mostrata in figura 5.19. Per ogni evento che abbia superato i tagli descritti in precedenza si fa il grafico della lunghezza di decadimento misurata (dopo che ha passato la simulazione del rivelatore e tutti i programmi di selezione) meno quella vera ottenuta dal Montecarlo. Questa distribuzione è stata parametrizzzata con la somma di due Gaussiane di larghezza 98.6 μm e 413.8 μm, centrate rispettivamente a 29 μm e 98 μm; di questo *offset* si è tenuto conto poi nel fit dei dati. Nel 57.2% dei casi si ha la prima Gaussiana mentre nei restanti 42.8% la seconda.

Anche ΔF viene studiato sul Montecarlo. Con la definizione 5.5 del fattore di correzione si ha

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\left(\frac{M_B}{P_{tcl}} \cdot F_{corr} - \left(\frac{M_B}{P_{tB}}\right)_{vero}\right)}{\left(\frac{M_B}{P_{tB}}\right)_{vero}} \tag{5.7}$$

La sottoscritta *vero* indica che è stato determinato dal Montecarlo senza simulazione del rivelatore mentre l'altro termine è ottenuto tramite la solita procedura di analisi. La distribuzione di $\frac{\Delta F}{F}$, riportata in figura 5.20, è piuttosto asimmetrica con una coda positiva dovuta agli eventi in cui si è corretto troppo. Questa distribuzione è stata fittata con la somma di due gaussiane; la larghezza ottenuta è di .178 e .30, la media -.114 e .207 con frazioni del 71.0% e 29.0% rispettivamente. In figura 5.21 è mostrata la distribuzione di $\sigma_\lambda/\Delta_\lambda$ in cui $\sigma_\lambda = \lambda - \lambda_{vero}$ con λ_{vero} (λ) ottenuta dal Montecarlo senza (con) la simulazione del rivelatore. Questa distribuzione ci mostra quanto bene abbiamo determinato la risoluzione su pseudo$-c\tau$.

Al momento di usare la risoluzione determinata la formula 5.6 viene riscritta:

$$\Delta\lambda = \bar{F}\Delta d + \lambda\frac{\Delta F}{F} \tag{5.8}$$

nella quale abbiamo sostituito F con $\bar{F}$, che equivale ad assumere che F sia costante per tutti gli eventi. Questa approssimazione è abbastanza buona in quanto F non varia molto da evento ad evento (vedi figura 5.22).

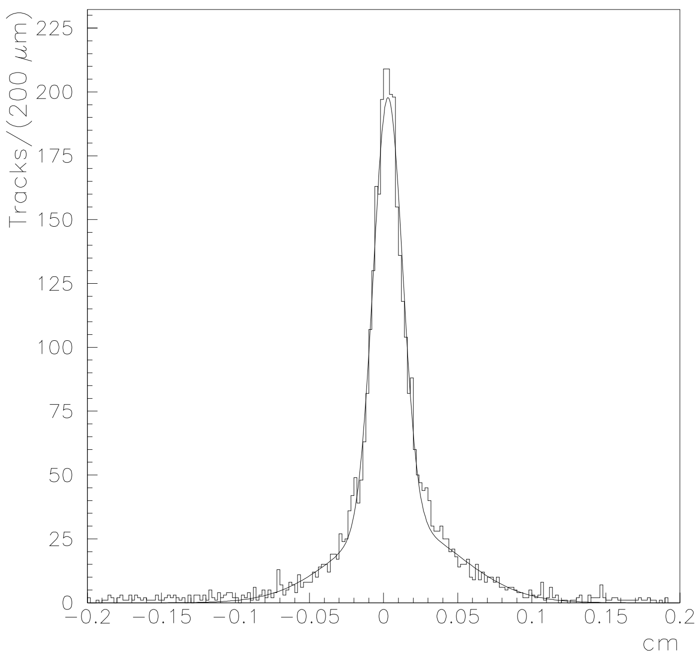

Figura 5.19: Distribuzione della risoluzione sulla lunghezza di decadimento per gli eventi Montecarlo .

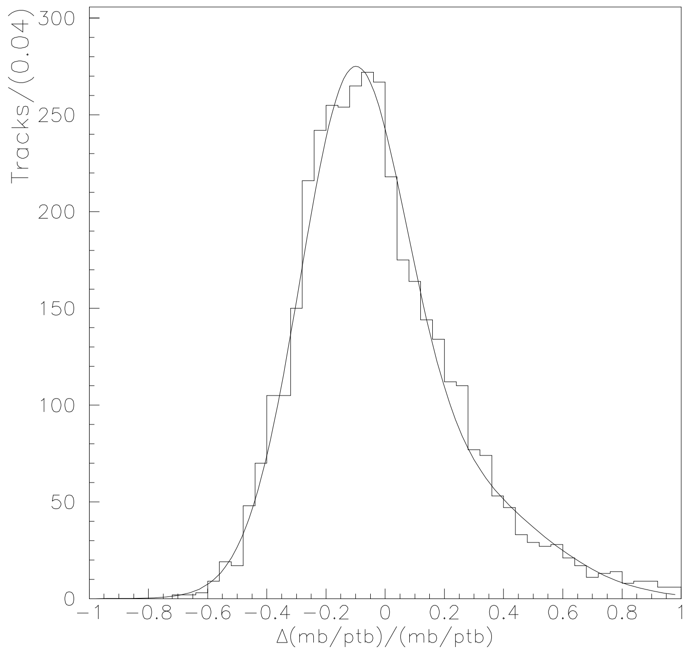

Figura 5.20: Distribuzione della risoluzione del termine legato al *boost* dopo aver corretto per le tracce perse .

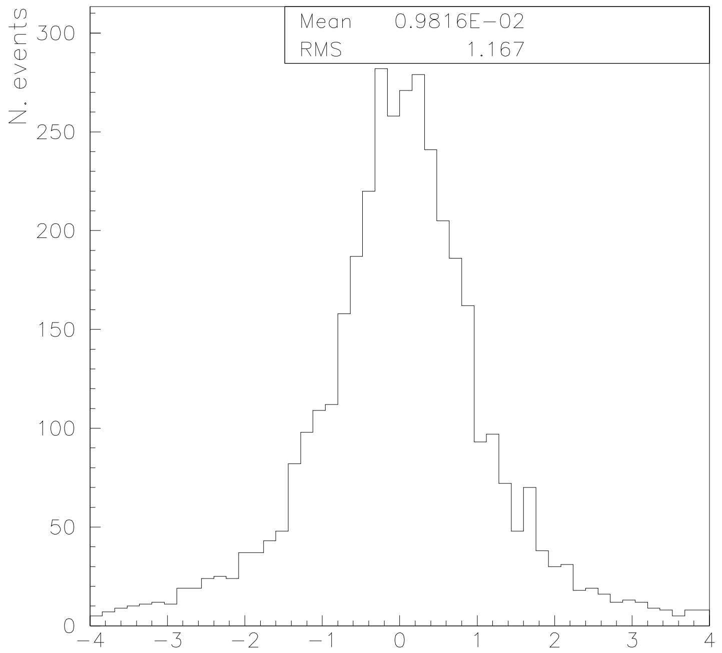

Figura 5.21: Distribuzione della risoluzione del termine legato al *boost* dopo aver corretto per le tracce perse .

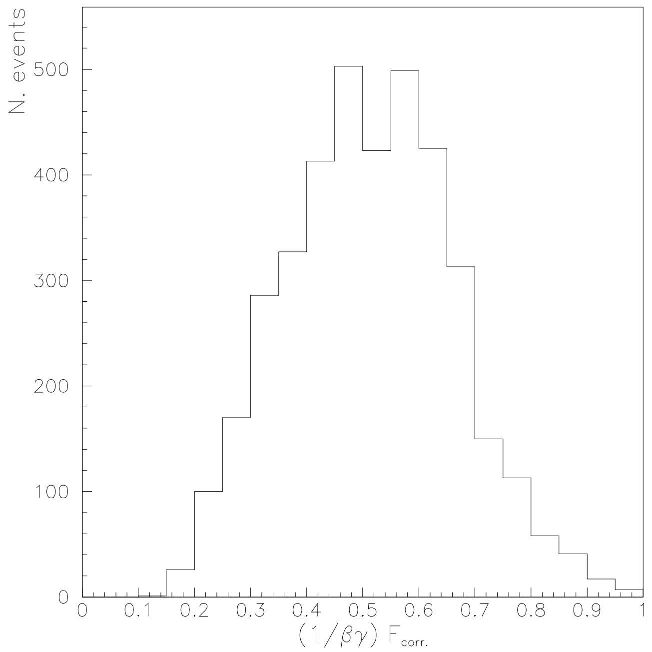

Figura 5.22: Distribuzione di $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$ per gli eventi simulati.