

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Triennale in Fisica

**Studio delle proprietà degli adroni
con beauty con il rivelatore CMS**

Relatore:

Prof. Franco Simonetto

Candidato:

Camilla Mupo

Matricola:

1226203

ANNO ACCADEMICO 2021/2022
Settembre 2022

A mamma, papà e Paola

Indice

1	Evento $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ a CMS	4
1.1	Oscillazioni dei mesoni B e misura del tempo di decadimento	4
1.2	Decadimento semileptonico	5
1.2.1	Suddivisione degli eventi per rango	5
2	Ricostruzione dell'energia del B	7
2.1	Collinear approximation	7
2.2	Calcolo analitico	10
2.3	Analisi della soluzione	11
2.3.1	Scelta casuale e media delle soluzioni	11
2.3.2	Soluzioni ad energia maggiore e minore	15
3	Analisi con l'angolo misurato	18
3.1	Approssimazione $\cos \theta = 1$	18
3.2	Angolo θ_{mis} misurato	20
3.2.1	Decadimento adronico	20
3.2.2	Analisi della soluzione con l'angolo misurato	20
3.3	Soluzioni a confronto	22
A	Approssimazioni $E_B = p_B$	26
B	Soluzione con il coseno maggiore	27
C	Analisi angolo α	28

Introduzione

Il Large Hadron Collider (**LHC**), situato al Cern, ad oggi rappresenta il più grande acceleratore di particelle esistente. Al suo interno sono accelerati in direzioni opposte due fasci di particelle ad alta energia che vengono fatti collidere in punti diversi del tunnel, in corrispondenza dei rivelatori di cui il sistema si equipaggia. Tra questi figura il Compact Muon Solenoid (**CMS** [2]), progettato con lo scopo di investigare la fisica del Modello Standard e oltre, dalla scoperta del bosone di Higgs alla ricerca di nuove particelle e extra-dimensioni correlate allo studio della materia oscura.

LHC produce in collisioni protone-protone una vasta gamma di adroni con quark beauty, come mesoni B. Tali particelle, nella loro forma neutra, possono compiere il fenomeno dell'oscillazione di sapore, processo mediato dall'interazione debole in cui una particella si trasforma nella sua antiparticella. Dopo aver presentato brevemente il fenomeno, si riporta, in questo lavoro di tesi, lo studio di alcune caratteristiche del decadimento semileptonico $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, per verificare se possa essere utilizzato per una misura dell'oscillazione del B_s^0 . In tale processo, le grandezze cinematiche relative al mesone B sono ricostruite dal rivelatore attraverso le informazioni sulle particelle prodotte in stato finale. Tra queste, tuttavia, il neutrino non risulta tracciabile. Lo scopo della trattazione è pertanto l'analisi di metodi per la ricostruzione dell'energia del B in mancanza dell'energia del neutrino.

Lo studio si effettua su campioni di eventi simulati, che rispecchiano il processo fisico reale fornendo tutte le informazioni sulle particelle in gioco e riproducendo fluttuazioni statistiche caratteristiche dell'esperimento e il comportamento del rivelatore. Si procede in primis alla presentazione del metodo per la stima dell'energia del B noto come *collinear approximation*, in cui si considerano soltanto le grandezze 'visibili' al rivelatore. In seguito si ricostruisce analiticamente il decadimento a partire dalle leggi che esprimono la conservazione di impulso ed energia ottenendo un metodo per calcolare l'energia del B, che passa per la risoluzione di un'equazione di secondo grado. Pertanto si analizzano diversi modi atti a risolvere l'ambiguità della doppia soluzione che ne deriva: scelta casuale della soluzione, media delle due soluzioni, e scelta della soluzione maggiore o minore separatamente. Poiché la stima analitica che si trova per l'energia dipende dall'angolo formato tra la direzione di volo del mesone e quella dell'impulso visibile, tale studio viene effettuato per valori 'veri' di tale angolo, noti da simulazione, nell'approssimazione in cui esso ha coseno uguale ad uno, ed, infine, in funzione dell'angolo effettivamente misurato, il cui calcolo sarà definito nel corso della trattazione. In appendice si riportano, inoltre, frammenti di analisi relativi a procedimenti scartati nel corso di questo lavoro.

Capitolo 1

Evento $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ a CMS

1.1 Oscillazioni dei mesoni B e misura del tempo di decadimento

A partire da collisioni tra due fasci di protoni a LHC viene prodotta una molteplicità di particelle composite. Tra gli adroni con quark b figura una classe di mesoni, denominati ‘B’. Questi nelle loro forme neutre B^0 , con quark d, e B_s^0 , con quark s, ammettono il fenomeno delle oscillazioni di sapore, in cui una particella (B^0) si trasforma per mezzo di interazione debole nella sua antiparticella (\bar{B}^0). Il fatto che vi siano per B^0 e \bar{B}^0 stati finali in comune consente a tali stati, ottenuti dal decadimento di una particella, di ricombinarsi a costituire la sua antiparticella. Le funzioni d’onda di B^0 e \bar{B}^0 sono autostati di sapore dati dalla sovrapposizione degli autostati di ‘massa’ dell’Hamiltoniana che descrive il processo B_L e B_S . È possibile calcolare, a partire da questo modello, la probabilità di osservare, dato in stato iniziale un mesone B^0 , prodotto all’istante $t = 0$, uno stato al tempo $t > 0$ corrispondente ad un B^0 o un \bar{B}^0 ; le funzioni che si ricavano per tali probabilità sono costituite da un termine oscillante che dipende dalla differenza tra le masse di B_L e B_S (e uno smorzante che dipende dalle loro larghezze di stato). L’oscillazione viene ricostruita sfruttando i modi di decadimento specifici dei mesoni B^0 e \bar{B}^0 , che permettono, attraverso i prodotti in stato finale, l’esatta determinazione del sapore della particella decaduta. Noto il vertice primario di produzione del B , il periodo di oscillazione è ricavato dal tempo proprio di decadimento, che viene misurato a partire dalla lunghezza di volo, ovvero la distanza tra tale vertice primario e il vertice di decadimento (ricostruito intersecando le traiettorie delle particelle in stato finale). In particolare CMS rivela un vasto campione di eventi riguardanti il decadimento leptonic $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, in cui la carica del muone discrimina il sapore del mesone B_s^0 neutro. Detta L la lunghezza di volo, il tempo di decadimento si calcola come $t = \frac{L}{\beta\gamma c}$, dove i fattori relativistici γ e β dipendono dalle grandezze relative al B di energia, momento e massa: $\gamma = \frac{E_B}{m_B}$ e $\beta = \frac{p_B}{cE_B}$. In definitiva $t = L \frac{m_B}{p_B}$. In linea teorica il quadrimomento del B si ricostruisce a partire dai quadrimomenti dei prodotti in stato finale che si possono misurare: tra questi figura il neutrino, non tracciabile dal rivelatore. Pertanto la ricostruzione dell’evento, allo scopo di stimare l’energia del B, va effettuata sulla base di un’informazione misurata che è soltanto parziale, non comprendendo le informazioni relative al neutrino. Il lavoro di questa tesi consiste, dunque, nel confronto di diversi stimatori per l’energia del B nel decadimento visto. A tal fine analizziamo eventi simulati (attraverso metodo Monte Carlo), che emulano il comportamento del rivelatore, in cui vengono generati i quadrimomenti delle particelle coinvolte nel processo.

1.2 Decadimento semileptonico

L'analisi viene effettuata attraverso **ROOT**, software sviluppato dal CERN e orientato ad oggetti di analisi dei dati, che adopera il C^{++} . Tra le sue funzionalità, il sistema consente di interfacciare con generatori di dati simulati ed è dotato di una classe (**TLorentzvector**) che permette di operare l'algebra dei quadrivettori.

1.2.1 Suddivisione degli eventi per rango

Occorre precisare che i modi del decadimento sopra menzionato possono essere diversi. Infatti il mesone pseudoscalare D_s (con strange) prodotto in stato finale può essere il risultato di processi intermedi con la formazione di stati eccitati che decadono infine nel D con annessa produzione di fotoni. In particolare effettuiamo l'analisi di tre campioni di dati distinguendo i casi in cui esso è prodotto direttamente oppure dopo una o due diseccitazioni, che implicano la produzione di uno o due γ , processo in cui il fotone non viene ricostruito:

- $B_s \rightarrow D_s \mu \bar{\nu}$, in cui D_s viene ricostruito direttamente (rango 111);
- $B_s \rightarrow D_s^* \mu \bar{\nu}$ seguito da $D_s^* \rightarrow D_s \gamma$, in cui si perde l'informazione relativa ad un fotone (rango 112);
- $B_s \rightarrow D_s^{**} \mu \bar{\nu}$ seguito da $D_s^{**} \rightarrow D_s \gamma \gamma$ in cui si perde l'informazione relativa a due fotoni (rango 113);

Alla luce di questa distinzione identifichiamo gli eventi attraverso il 'rango', definito da tre numeri ijk , relativi rispettivamente a ν , μ e D , che sono uguali a 1 se la particella è prodotta direttamente, a 2 o 3, se il processo prevede uno o due stati intermedi.

Ci aspettiamo che l'energia e la massa del B ricostruite a partire dai prodotti in stato finale siano più o meno compatibili entro gli errori di misura con i rispettivi valori veri a seconda del numero di particelle non tracciabili, che portano via parte dell'energia a disposizione in stato iniziale. Ovvero definita la massa invariante a partire dalla somma dei quadri-impulsi delle particelle in stato finale \mathcal{P}_D , \mathcal{P}_μ e \mathcal{P}_ν come $M_{sum}^2 = \mathcal{P}_{sum}^2 = (\mathcal{P}_D + \mathcal{P}_\mu + \mathcal{P}_\nu)^2$, da cui l'energia $E_{sum} = E_D + E_\mu + E_\nu$, vediamo che i rapporti $\frac{E_{sum}}{E_B}$ e $\frac{M_{sum}}{m_B}$ sono tanto più vicini ad 1 quanto minore è il rango.

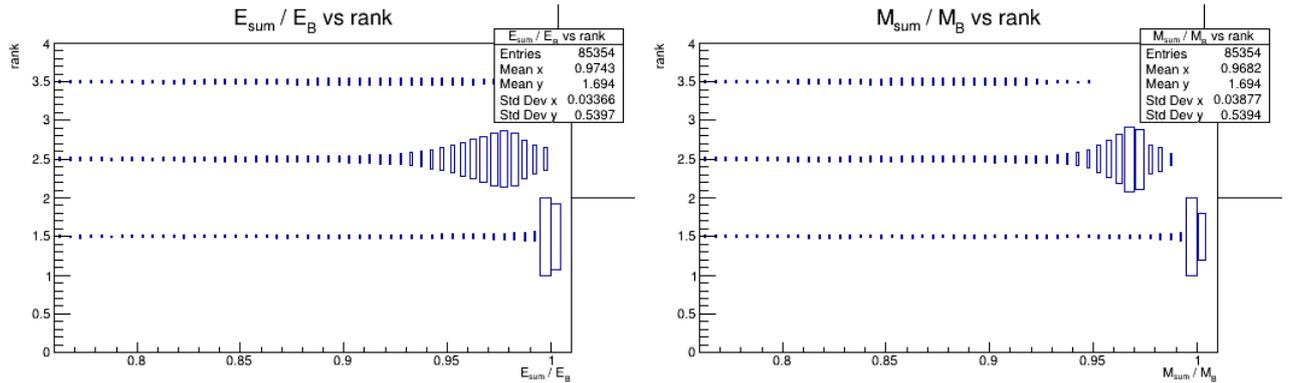


Figura 1.1: Istogrammi bidimensionali che riportano in ascisse rispettivamente i rapporti $\frac{E_{sum}}{E_B}$ e $\frac{M_{sum}}{m_B}$ e in ordinata il valore del rango, mentre un quadrato per ogni cella ha superficie proporzionale al suo contenuto.

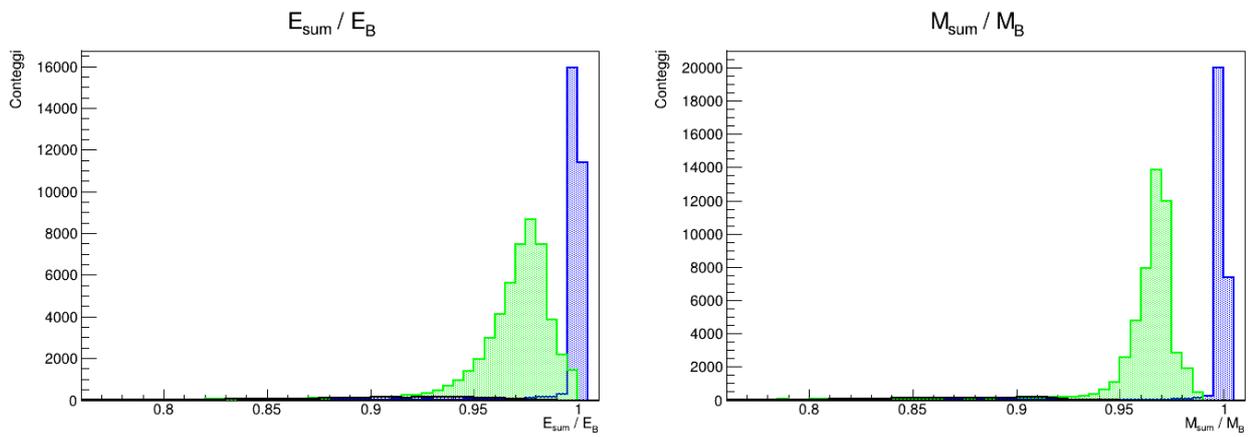


Figura 1.2: Istogrammi dei conteggi per $\frac{E_{sum}}{E_B}$ e $\frac{M_{sum}}{m_B}$. L'istogramma in blu si riferisce al rango 111, in verde al rango 112, infine in nero al rango 113.

Capitolo 2

Ricostruzione dell'energia del B

Questo capitolo è dedicato alla presentazione dei diversi stimatori per l'energia del B nel decadimento introdotto. Nel paragrafo 2.1 illustriamo il metodo approssimato noto come 'collinear approximation'. In seguito, nel paragrafo 2.2, procediamo alla risoluzione analitica delle equazioni che caratterizzano il processo, da cui si trovano due soluzioni. Segue, infine, l'analisi dei metodi atti a scegliere tre queste ultime (paragrafo 2.3).

2.1 Collinear approximation

Per stimare l'energia del B nei decadimenti semileptonici, in letteratura è generalmente utilizzato il metodo della collinear approximation. Procediamo all'analisi della risoluzione per l'energia stimata in questo caso. In primis occorre definire le quantità di massa invariante ottenuta dalla somma dei quadri-impulsi di μ e D_s , ovvero \mathcal{P}_D e \mathcal{P}_μ , ed energia visibile come $M_{vis}^2 = \mathcal{P}_{vis}^2 = (\mathcal{P}_D + \mathcal{P}_\mu)^2$ e $E_{vis} = E_D + E_\mu$. Riportiamo di seguito la distribuzione della massa visibile:

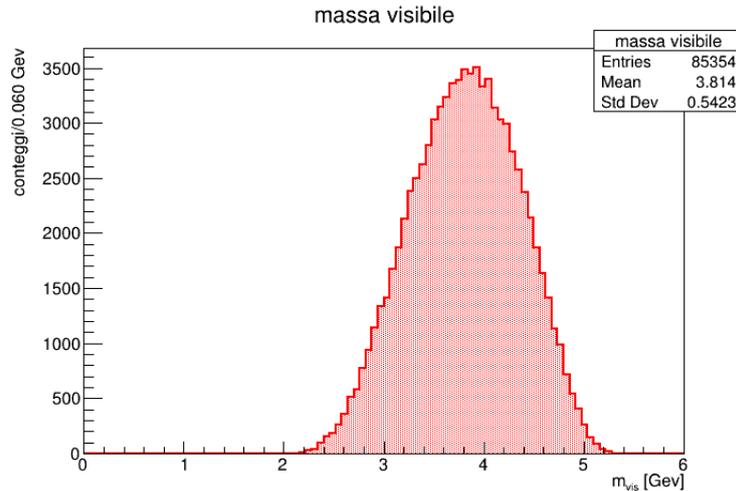


Figura 2.1: Istogramma della distribuzione della massa visibile. I valori che questa assume compresi tra circa 2 e 5 GeV.

Una stima dell'energia del B, in cui sono omesse ancora le informazioni sul neutrino, si ottiene, nota la massa del B da:

$$E_{collinear} = m_B \frac{E_{vis}}{M_{vis}}$$

che equivale all'energia relativistica $E_B = m_B \gamma_B$ nell'approssimazione $\gamma_B \simeq \gamma_{vis} = \frac{E_{vis}}{M_{vis}}$. Si definisce, pertanto, $R_{coll} = \frac{E_B - E_{coll}}{E_B}$ la risoluzione dell'energia in collinear approximation. Visualizziamo

l'andamento dei conteggi per tale risoluzione in funzione della massa visibile in un istogramma bidimensionale. Per tale istogramma realizziamo un profilo histogram, che mostra il valore medio per la grandezza in ordinata con il relativo errore per ogni bin delle ascisse. Costruiamo, dunque, il profilo della risoluzione relativa in funzione della massa visibile nell'intervallo 2.5 - 5 Gev, a passi di 100 MeV, e calcoliamo poi per il grafico così ottenuto la miglior approssimazione polinomiale. Da tale funzione otteniamo un modo per 'correggere' la risoluzione. ¹

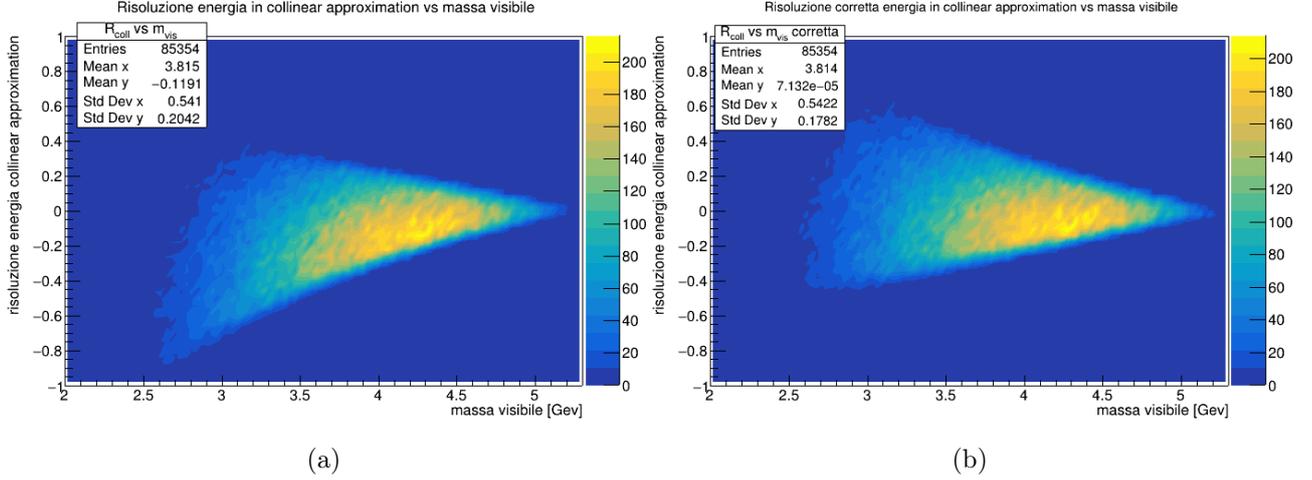


Figura 2.2: Istogramma bidimensionale della risoluzione dell'energia in collinear approximation prima (2.2a) e dopo (2.2b) la correzione. La tabella a lato illustra la gradazione di colore variabile con il contenuto di ciascuna cella. Si nota pertanto che i conteggi si concentrano nella zona in cui la massa visibile risulta compresa tra 2.5 e 5 Gev con un picco per valori tra 3.5 e 4.5 Gev.

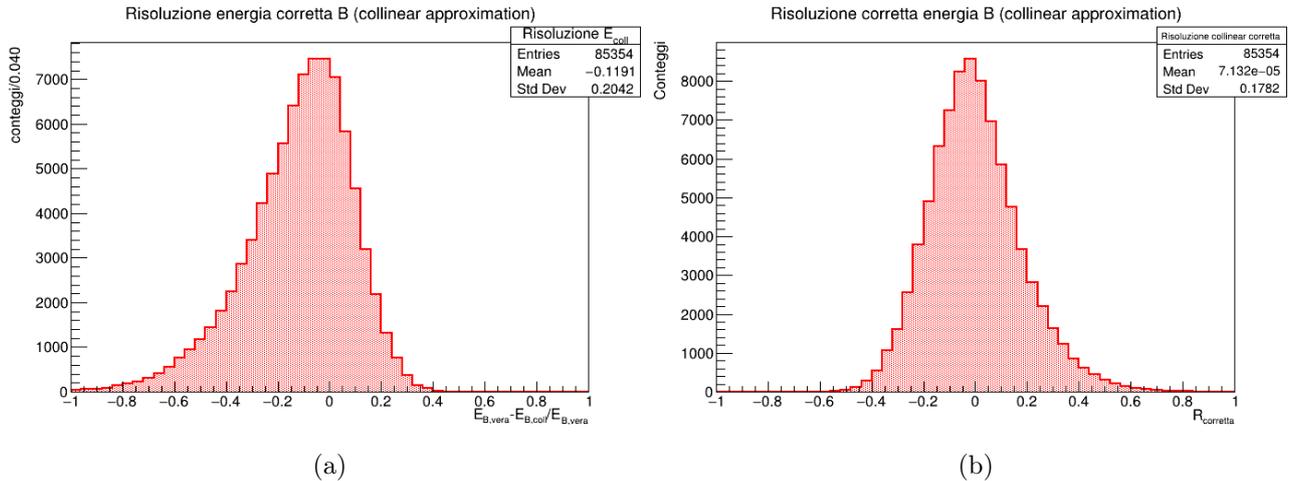
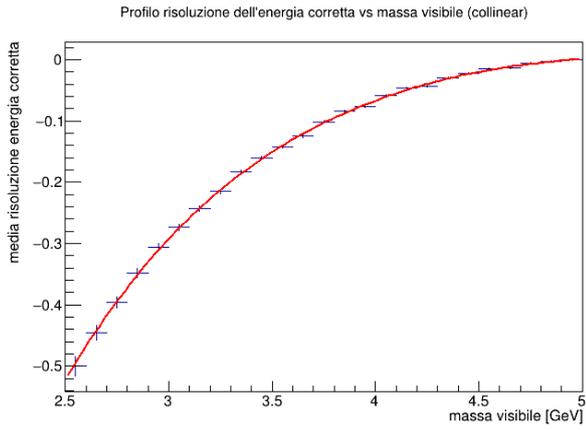
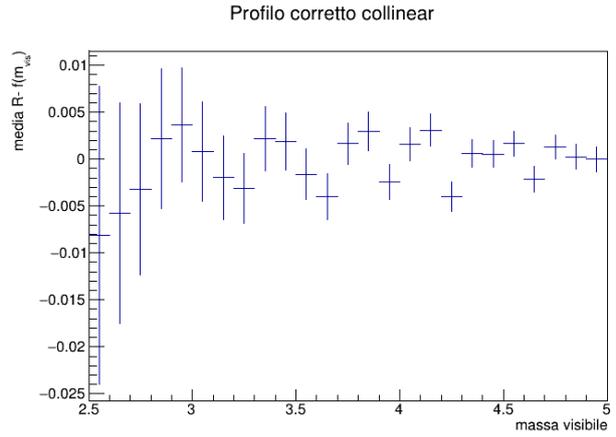


Figura 2.3: Distribuzione della risoluzione per l'energia in collinear approximation prima (2.3a) e dopo (2.3b) la correzione.

¹Definito $F(m_{vis})$, dove F è la nostra funzione, calcoliamo la risoluzione corretta come $R_{corretta} = R - F(m_{vis})$, ovvero vi associamo gli scarti tra la funzione e il valore della risoluzione trovata. Realizzando i profile histograms per la nuova risoluzione, ci aspettiamo dunque che i punti si distribuiscano attorno allo zero, mentre l'istogramma della risoluzione corretta dovrebbe risultare centrato in zero.



(a)



(b)

Figura 2.4: Profile histogram per la risoluzione dell'energia in collinear approssimation prima (2.4a) e dopo (2.4b) la correzione. Notiamo che l'andamento delle medie per la risoluzione a sinistra tende a zero all'aumentare della massa visibile: come ci aspettiamo ad un minore contributo del quadri-impulso del neutrino corrisponde una stima migliore per l'energia.

2.2 Calcolo analitico

La cinematica del decadimento consente di ricostruire l'energia del B in mancanza dell'informazione sul quadri-impulso del neutrino, a partire dalle leggi di conservazione di energia e impulso, nota che sia la direzione del mesone B_s nel sistema del laboratorio. Orientiamo il nostro sistema di riferimento in modo che l'asse z coincida con l'asse di volo del B e, definito il quadri-impulso 'visibile' $\mathcal{P}_{vis} = \mathcal{P}_D + \mathcal{P}_\mu$, prendiamo l'asse y perpendicolare al piano formato dalle direzioni di ν e dell'impulso visibile. I quadri-impulsi delle particelle coinvolte sono:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_B &= (E_B, 0, 0, p_B) \\ \mathcal{P}_{vis} &= (E_{vis}, p_{vis} \sin \theta, 0, p_{vis} \cos \theta) \\ \mathcal{P}_\nu &= (E_\nu, -p_\nu \sin \phi, 0, p_\nu \cos \phi)\end{aligned}$$

Dove gli angoli θ e ϕ sono definiti rispetto alla direzione di volo del B. Si nota che in tale sistema di riferimento la somma delle proiezioni dei momenti delle particelle in stato finale sul piano perpendicolare all'asse z è nulla. Consideriamo inoltre nota da letteratura la massa del B m_B e $m_\nu \simeq 0$ per cui $E_\nu \simeq p_\nu$. Le usuali leggi di conservazione pertanto forniscono il sistema:

$$\begin{cases} E_B = E_{vis} + E_\nu \\ p_B = p_\nu \cos \phi + p_{vis} \cos \theta \\ 0 = p_{vis} \sin \theta - p_\nu \sin \phi \end{cases} \quad \text{date} \quad \begin{cases} E_\nu \approx p_\nu \\ E_B^2 = m_B^2 + p_B^2 \end{cases}$$

Dalla prima equazione si ricava $p_\nu \approx E_{vis} - E_B$, mentre dalle ultime due:

$$\begin{aligned} p_B - p_{vis} \cos \theta &= p_\nu \cos \phi & \xrightarrow{\text{quadrando e sommando}} & p_B^2 + p_{vis}^2 - 2p_B p_{vis} \cos \theta = p_\nu^2 \approx (E_B - E_{vis})^2 \\ p_{vis} \cos \theta &= p_\nu \sin \phi & & \end{aligned}$$

Sfruttando $m^2 = E^2 - p^2$ risolvio

$$2p_B p_{vis} \cos \theta = 2E_B E_{vis} - m_B^2 - m_{vis}^2 \quad (2.1)$$

Elevando al quadrato ambo i membri della 2.1 si ottiene un'equazione di secondo grado per E_B in funzione delle grandezze di impulso ed energia rivelabili e dell'angolo θ che l'impulso visibile forma con la direzione di volo del B:

$$4E_B^2(E_{vis}^2 - p_{vis}^2 \cos^2 \theta) - 4E_B E_{vis}(m_B^2 + m_{vis}^2) + (m_B^2 + m_{vis}^2)^2 + 4m_B^2 p_{vis}^2 \cos^2 \theta = 0$$

Dunque si ottengono le soluzioni:

$$E_B = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad \text{dove} \quad \begin{aligned} a &= 4(E_{vis}^2 - p_{vis}^2 \cos^2 \theta) \\ b &= -4E_{vis}(m_B^2 + m_{vis}^2) \\ c &= (m_B^2 + m_{vis}^2)^2 + 4m_B^2 p_{vis}^2 \cos^2 \theta \end{aligned}$$

Consideriamo, infine, i casi per cui $\Delta = b^2 - 4ac \geq 0$: ci sono due soluzioni ad energia positiva, di cui una andrà scartata per ogni evento aspettandoci fisicamente una sola energia per il B.

2.3 Analisi della soluzione

Realizzando con ROOT un opportuno algoritmo applichiamo il risultato sopra trovato ai valori simulati, selezionando, come detto, le soluzioni con $\Delta \geq 0$ ed energia positiva, ed utilizzando per θ il valore esatto provvisto dalla simulazione. In particolare quasi tutte le soluzioni ricadono in quest'ultimo caso, solo circa lo 0.0001% presenta $\Delta < 0$, che viene pertanto scartato. Resta l'ambiguità della doppia soluzione data dall'equazione di secondo grado. Dunque occorre selezionare tra le due la soluzione che più verosimilmente riproduce il valore dell'energia $E_{B,stimata}$. Per farlo scegliamo diverse strade, e, per ogni modalità, nota da simulazione $E_{B,vera}$ è possibile confrontare il risultato ottenuto per $E_{B,stimata}$, attraverso lo studio della risoluzione.

2.3.1 Scelta casuale e media delle soluzioni

In primis ci proponiamo di analizzare qualitativamente due metodi che non permettono di discernere quale sia la soluzione corretta ma forniscono due casi in cui la risoluzione si presenta simmetrica, come accade per l'approssimazione collineare.

Vedere cosa succede se, avendo uguale probabilità di scegliere una tra $E_{B,+}$ e $E_{B,-}$ (50%), prendiamo per ogni evento una soluzione casuale tra le due. Chiamiamo tale energia $E_{B,casuale}$ e studiamo la risoluzione che ne deriva $R_{casuale} = \frac{E_{B,vera} - E_{B,casuale}}{E_{B,vera}}$. Realizziamo l'istogramma bidimensionale della risoluzione in funzione della massa visibile e il relativo profile histogram, interpolandolo con un'opportuna funzione da utilizzare per la correzione. Si riportano di seguito i grafici dell'analisi effettuata. Come prevedibile, si osserva in metà dei casi una risoluzione eccellente, e pessima nella restante metà (fig. 2.5a). La correzione basata sul 'profile histogram' produce una media delle due, pertanto il risultato complessivo è notevolmente peggiore di quello ottenuto mediante la 'collinear approximation'.

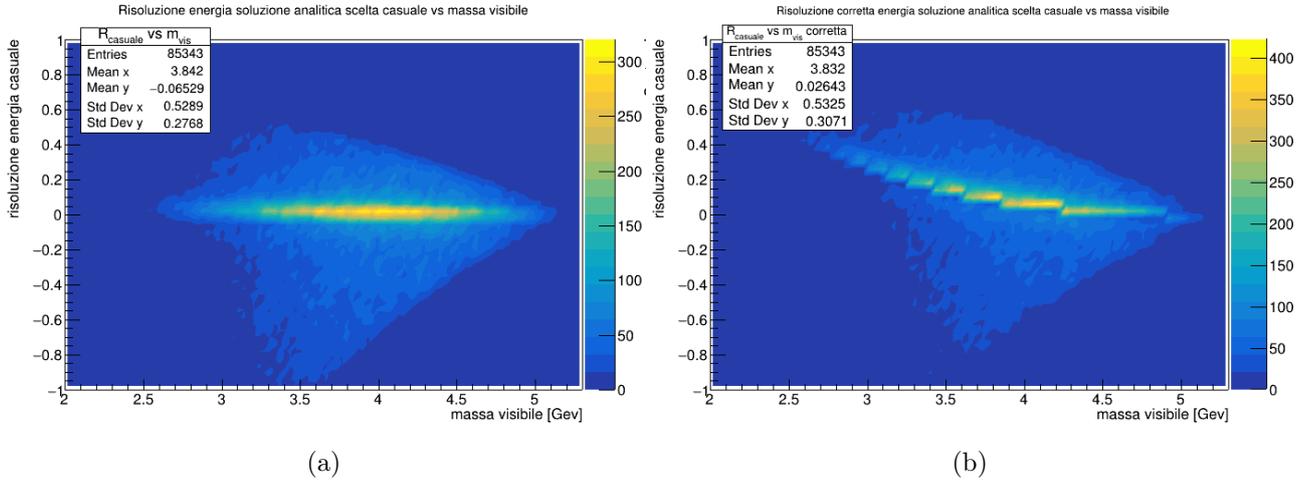
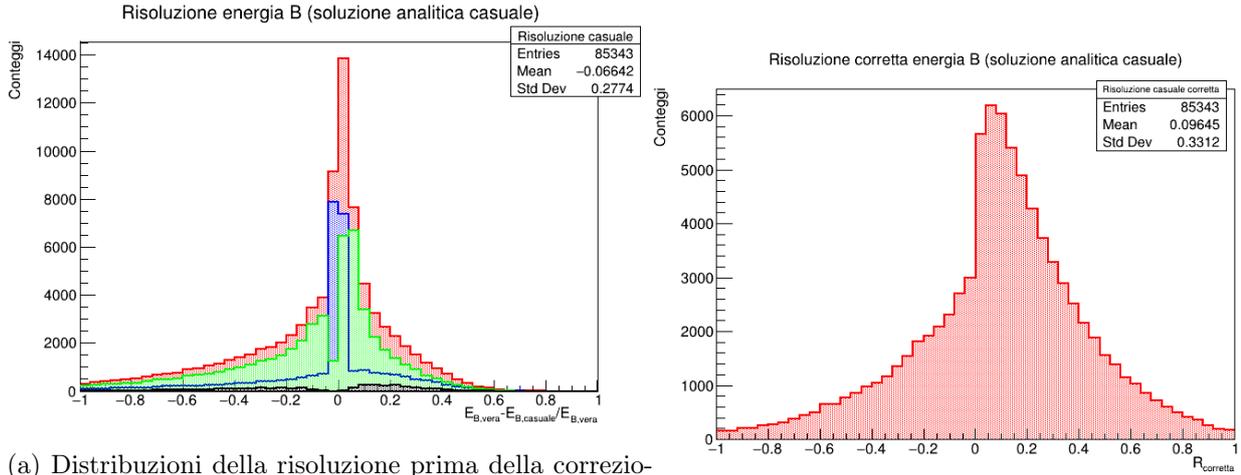


Figura 2.5: Iistogramma bidimensionale della risoluzione dell'energia derivata da scelta casuale prima (2.5a) e dopo (2.5b) la correzione.



(a) Distribuzioni della risoluzione prima della correzione. L'istogramma in rosso è relativo a tutti i ranghi, quello in blu al rango 111, in verde al rango 112, infine in nero al rango 113. (b) Distribuzione per la risoluzione dopo la correzione.

Figura 2.6: Distribuzioni per la risoluzione dell'energia derivata da scelta casuale. Si nota nella distribuzione non corretta una coda più 'lunga' dal lato dei valori della risoluzione < 0 . Ciò sembra suggerire che risoluzioni per valori maggiori dell'energia, evidentemente corrispondenti alla scelta di $E_{B,+}$, abbiano dispersione maggiore.

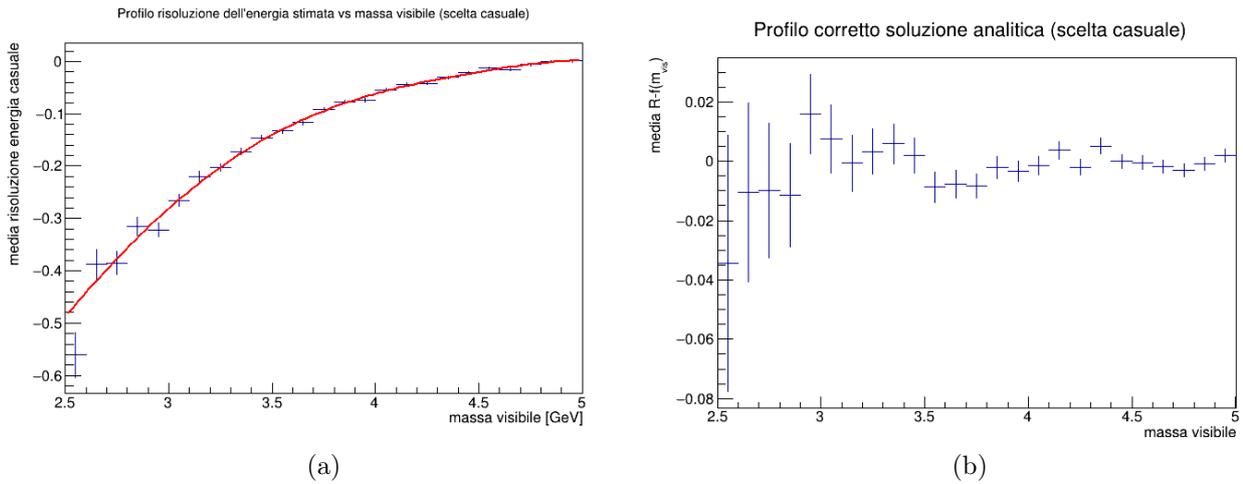


Figura 2.7: Profile histogram per la risoluzione dell'energia derivata da scelta casuale prima (2.7a) e dopo (2.7b) la correzione.

Una seconda opportunità consiste nel considerare per l'energia la media aritmetica data dalle due soluzioni ottenute $E_{B,media} = \frac{E_{B,+} + E_{B,-}}{2}$. Precisiamo che tale metodo non può essere considerato analiticamente corretto, in quanto, da teoria, ci aspettiamo che la soluzione fisicamente ammessa sia soltanto una tra $E_{B,+}$ e $E_{B,-}$ e, in particolare, mediarle corrisponde a porre $\Delta = 0$ nell'equazione di secondo grado. Definiamo la risoluzione dell'energia in tal modo stimata come $R_{media} = \frac{E_{B,vera} - E_{media}}{E_B}$.

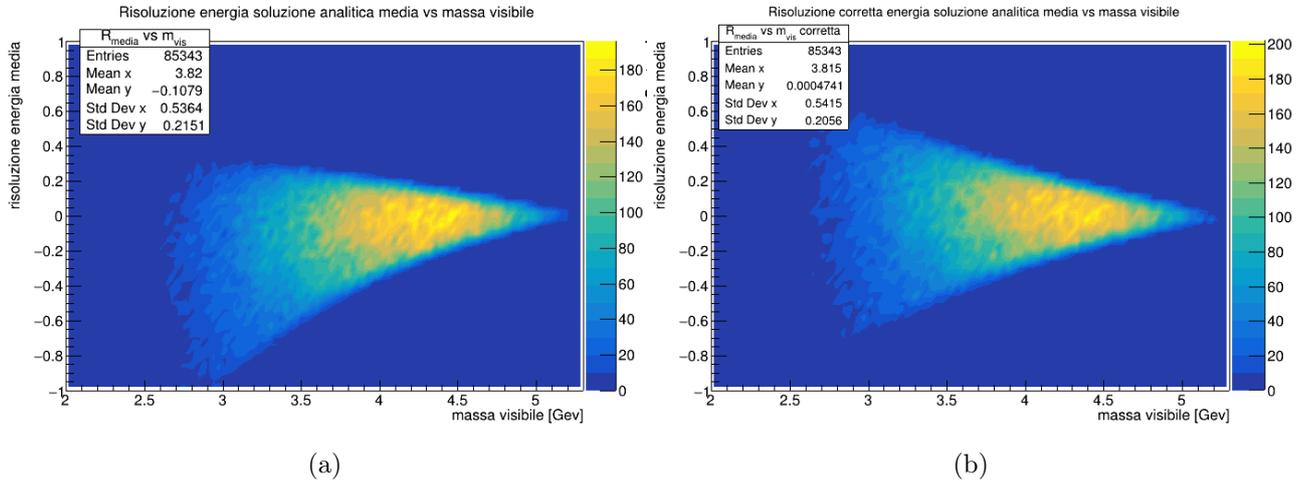


Figura 2.8: Istogramma bidimensionale della risoluzione dell'energia calcolata come media delle due soluzioni, prima (2.8a) e dopo (2.8b) la correzione.

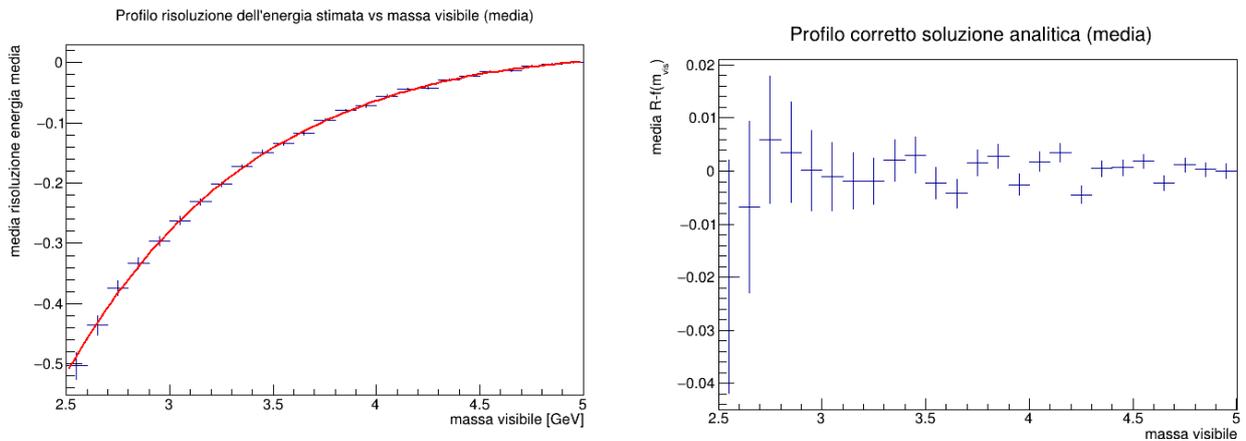
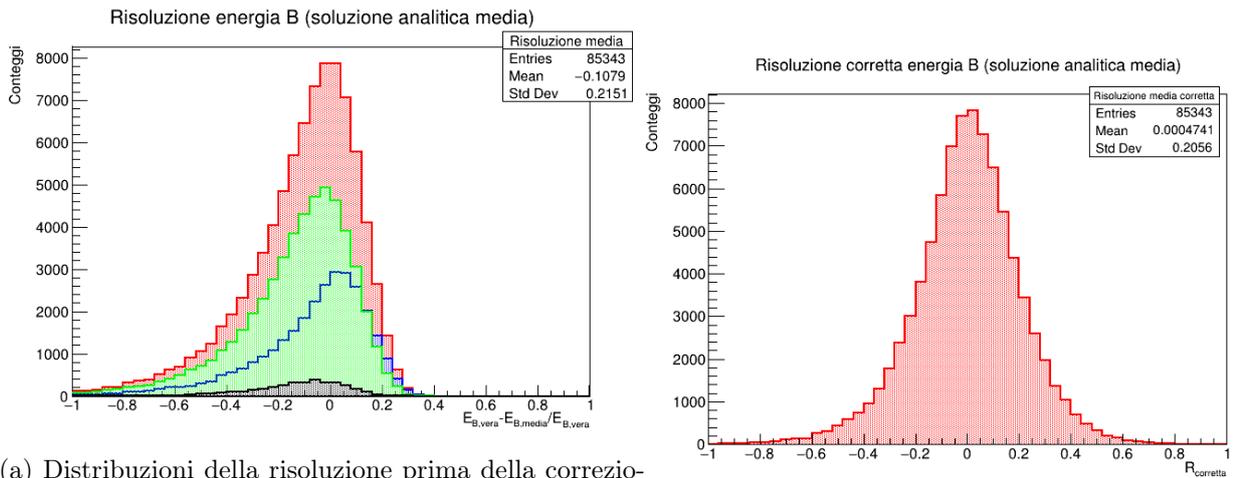


Figura 2.9

Figura 2.10: Profile histogram per la risoluzione dell'energia calcolata come media delle due soluzioni, prima (2.8a) e dopo (2.8b) la correzione.



(a) Distribuzioni della risoluzione prima della correzione. L'istogramma in rosso è relativo a tutti i ranghi, quello in blu al rango 111, in verde al rango 112, infine in nero al rango 113. (b) Distribuzione per la risoluzione dopo la correzione.

Figura 2.11: Distribuzioni per la risoluzione dell'energia calcolata come media. Si nota in questo caso una distribuzione simmetrica che rassomiglia quella della collinear.

Evidenziamo, infine, che la distribuzione piuttosto simmetrica fin ad ora vista è ottenuta mediando gli andamenti che si hanno prendendo le due soluzioni separatamente, per cui si presenta centrata più o meno sullo zero e con code piuttosto ridotte.

2.3.2 Soluzioni ad energia maggiore e minore

Procediamo adesso nella presentazione del caso in cui scegliamo le due soluzioni disgiunte $E_{B,+}$ o $E_{B,-}$ per tutti gli eventi.

Dai grafici della risoluzione riportati notiamo che questa in entrambi i casi migliora all'aumentare della massa visibile e presenta principalmente valori negativi per la scelta della soluzione maggiore e positivi per quella minore.

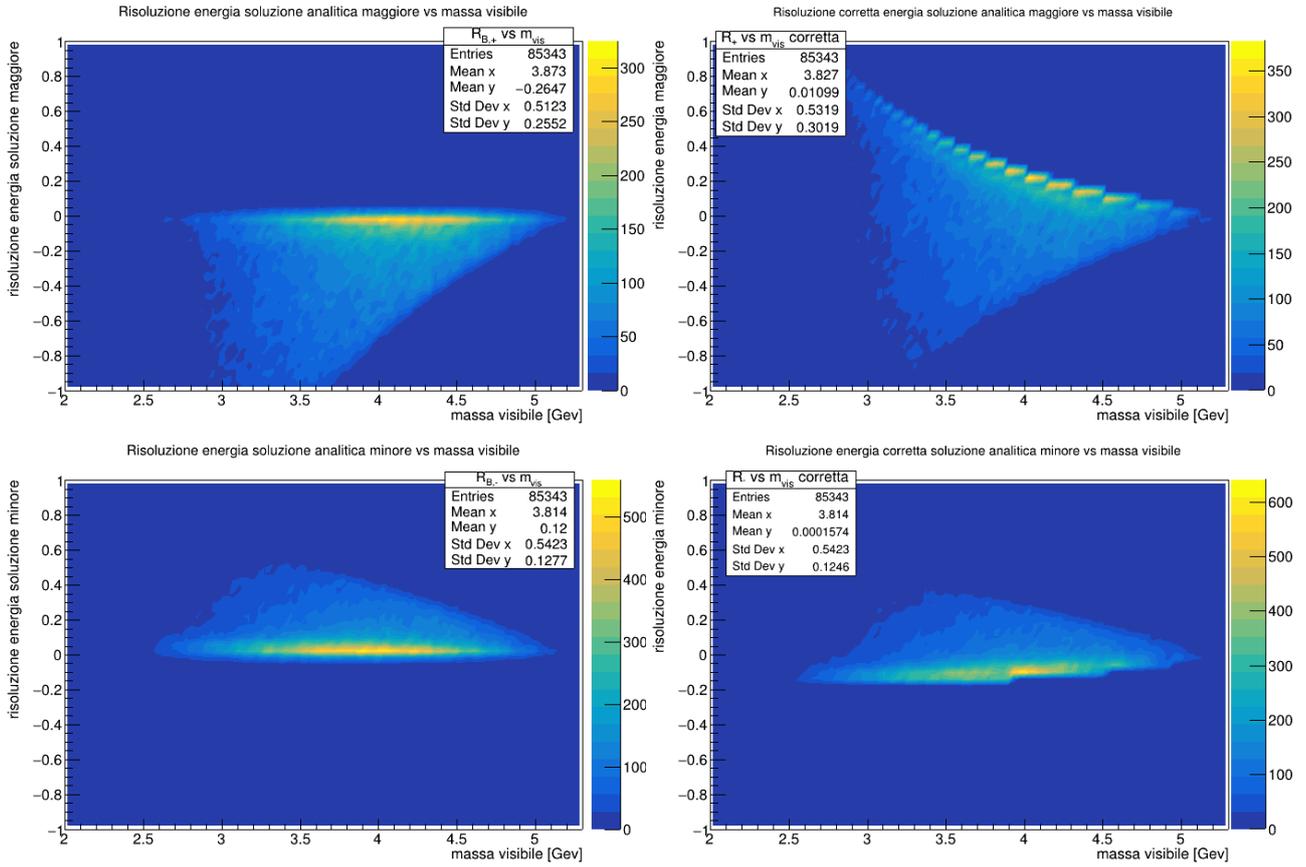


Figura 2.12: Istogrammi bidimensionali della risoluzione per l'energia stimata $E_{B,+}$ e $E_{B,-}$.

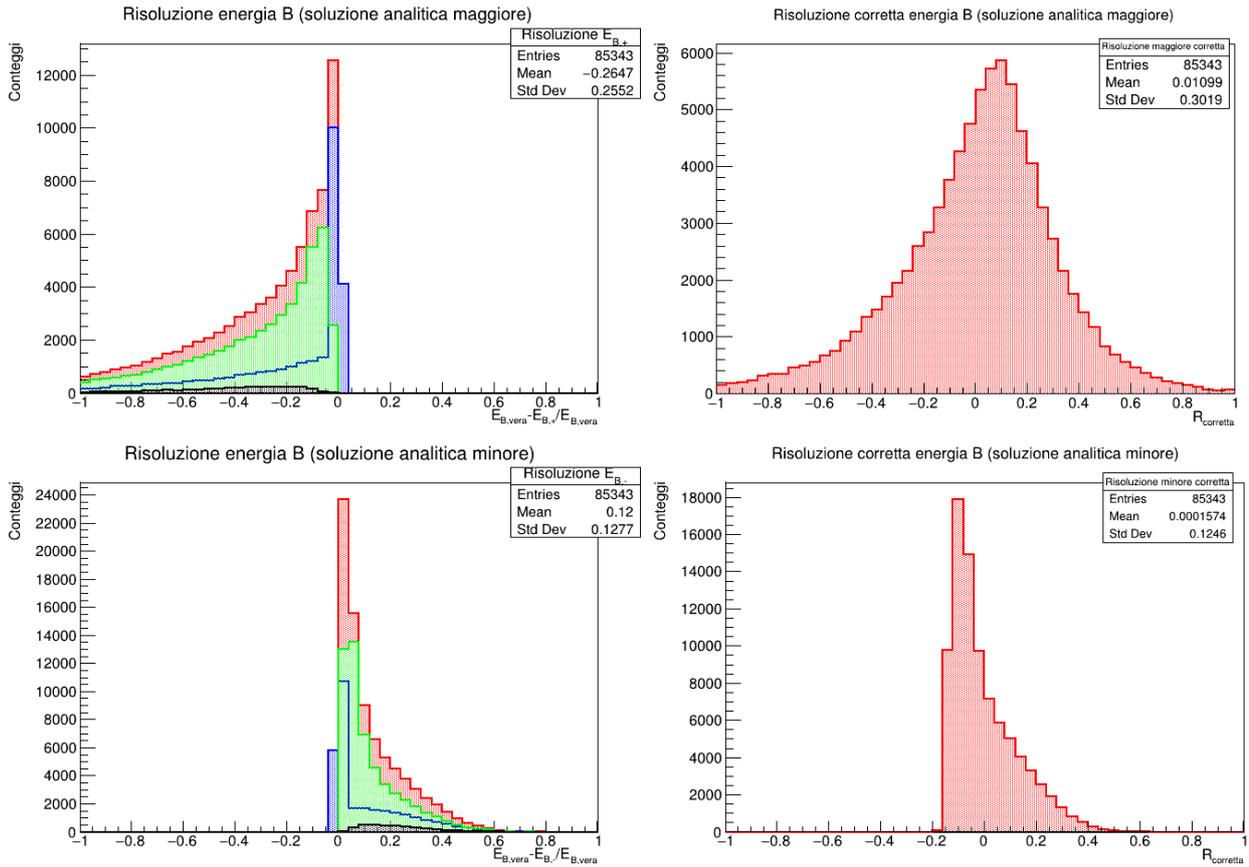


Figura 2.13: Distribuzioni della risoluzione per l'energia stimata $E_{B,+}$ e $E_{B,-}$. L'istogramma in rosso è relativo a tutti i ranghi, quello in blu al rango 111, in verde al rango 112, infine in nero al rango 113. Vediamo dai grafici a sinistra che l'andamento nei due casi non è propriamente gaussiano a causa delle code presenti a valori minori e maggiori di zero, avendo rispettivamente scelto l'energia maggiore e minore.

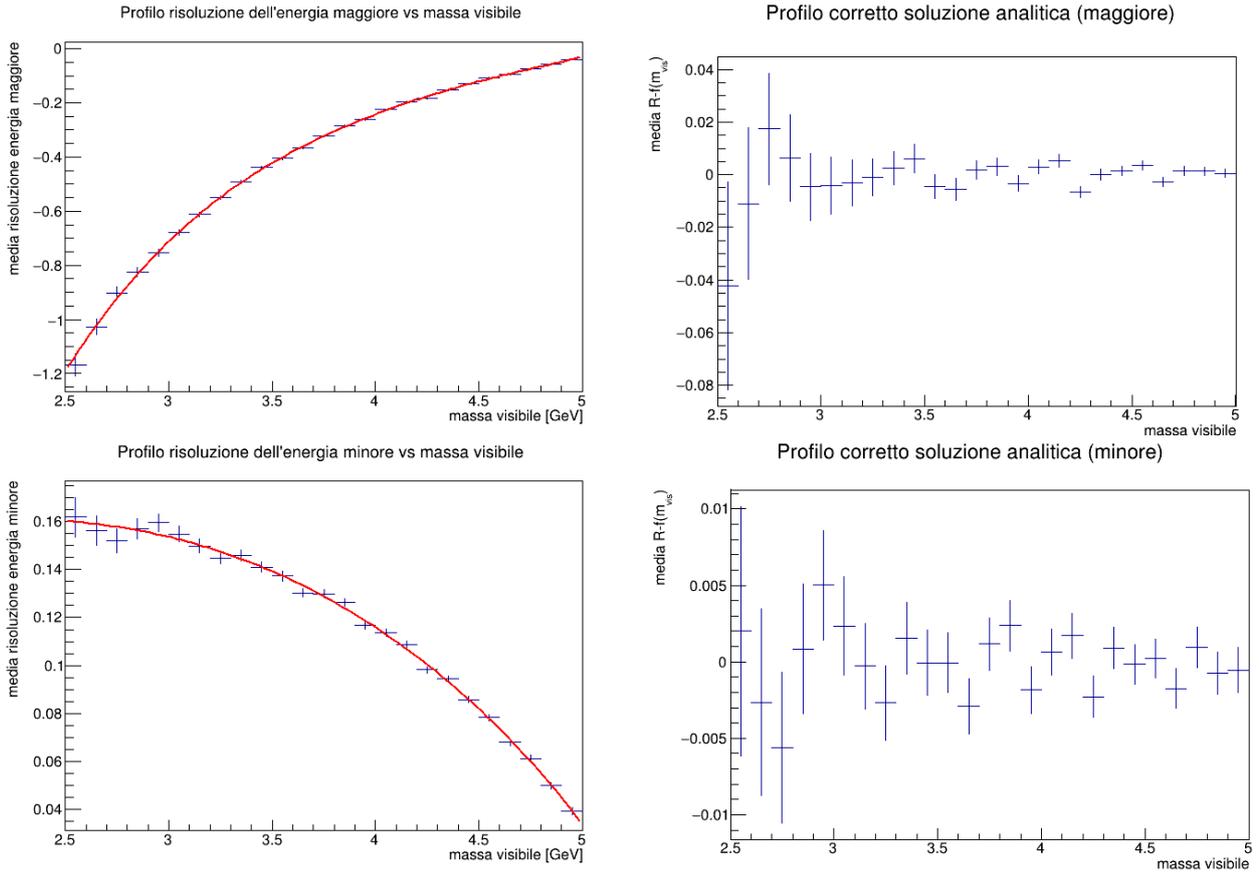


Figura 2.14: Profile histograms della risoluzione per l'energia stimata $E_{B,+}$ e $E_{B,-}$. Notiamo che le medie della risoluzioni approssimano lo zero all'aumentare della massa visibile, tuttavia per l'energia minore queste assumono valori complessivamente più vicini a zero.

Dall'analisi effettuata, si evince che, nonostante la coda non gaussiana nella funzione di risoluzione, la soluzione ad energia minore si prospetta come l'opzione che presenta la minore dispersione RMS complessiva, pertanto nel seguito ci concentreremo su quella, ignorando le altre opzioni (scelta casuale, media ed energia maggiore).

Capitolo 3

Analisi con l'angolo misurato

Nell'analisi effettiva dei dati il valore di $\cos\theta$ non è noto. Si considerano pertanto due approcci alternativi. Nel primo (paragrafo 3.1 e oltre) si adotta l'approssimazione $\cos\theta = 1$, che equivale a considerare il neutrino emesso nella stessa direzione (incognita) del B, in quella che potremmo definire una *'improved collinear approximation'*. In alternativa, (paragrafo 3.2 e seguenti) si considera di utilizzare la misura di θ ottenuta mediante la ricostruzione del vertice di produzione del B (primario) e di quello di decadimento (secondario).

3.1 Approssimazione $\cos\theta = 1$

Ripetiamo l'analisi effettuata nell'approssimazione in cui prendiamo $\cos\theta = 1$, ovvero la direzione del quadri-impulso visibile coincide con la direzione di volo del B. In particolare scegliamo come soluzione per l'energia del B, l'energia minore $E_{B,-}$. Vediamo in tal caso che, l'effetto dell'approssimazione si traduce in una forma più gaussiana alla risoluzione, tuttavia al prezzo di un RMS che peggiora rispetto alla soluzione con $\cos\theta$ vero.

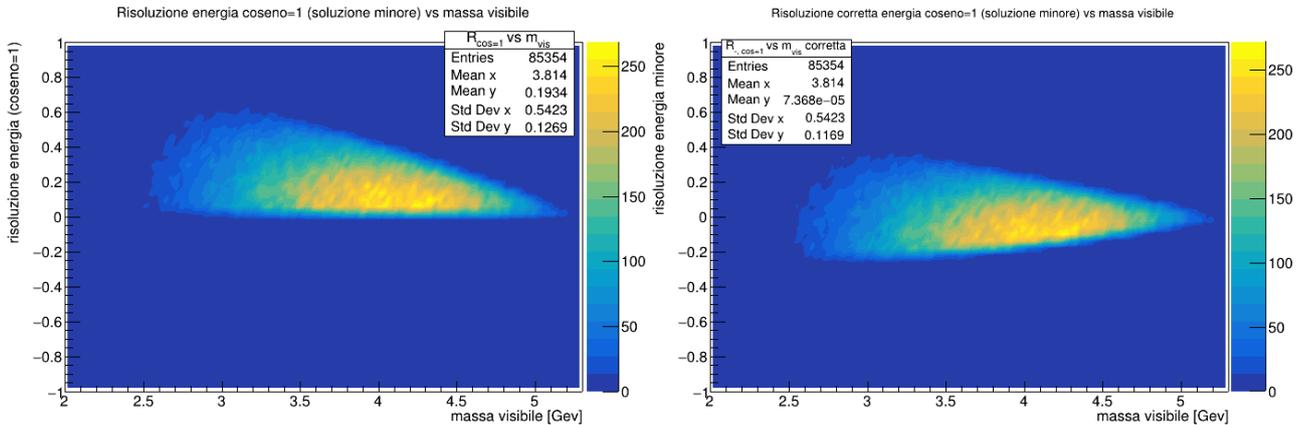


Figura 3.1: Istogramma bidimensionale della risoluzione in funzione della massa visibile per l'energia minore in approssimazione $\cos\theta = 1$.

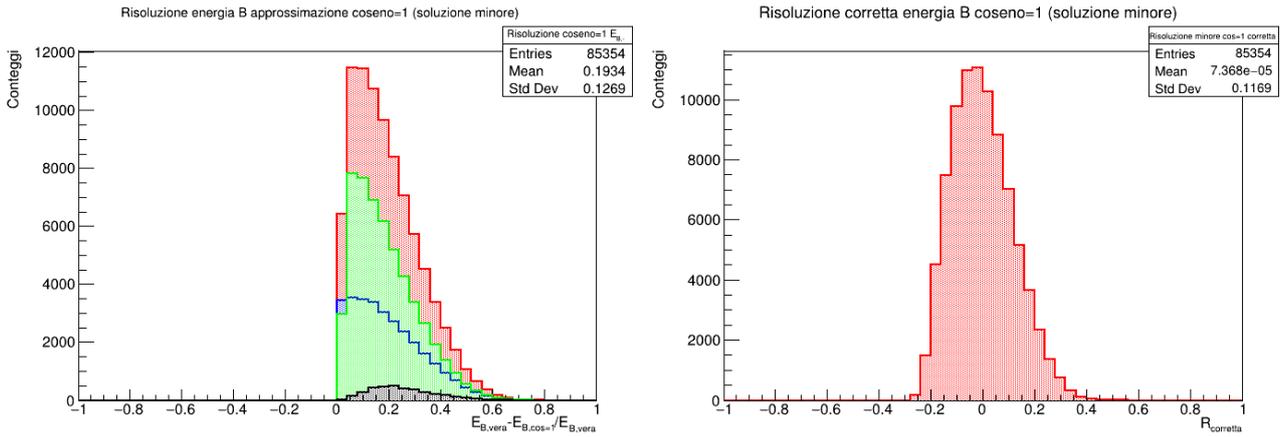


Figura 3.2: Distribuzioni della risoluzione per l'energia $E_{B,-}$ in approssimazione $\cos \theta = 1$.

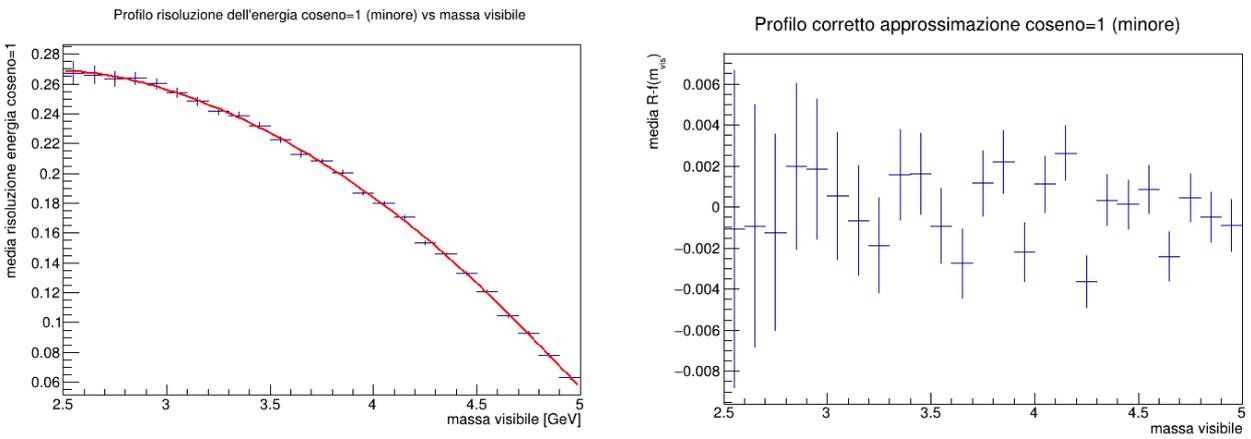


Figura 3.3: Profile histograms della risoluzione per l'energia $E_{B,-}$ in approssimazione $\cos \theta = 1$.

3.2 Angolo θ_{mis} misurato

Negli studi svolti sin qui si è utilizzata l'informazione nota da simulazione per valutare il valore dell'angolo θ . In condizioni sperimentali questo verrà determinato a partire dalla direzione che congiunge il vertice di produzione del B con il vertice di decadimento, ricostruito intersecando le tracce del muone e del D_s^+ . Inopinatamente questa informazione non è presente nel campione analizzato, per cui utilizziamo a titolo d'esempio l'informazione disponibile estratta da un campione di decadimenti adronici del mesone B^+ , come descritto nel seguito.

3.2.1 Decadimento adronico

I mesoni B possono essere completamente ricostruiti attraverso canali di decadimento adronici. Tra questi si annovera il processo $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ cui segue $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Pertanto ai fatti è possibile la completa ricostruzione del vertice di decadimento, intersecando le traiettorie delle particelle in stato finale μ^+ , μ^- e K^+ , tutte tracciabili dal rivelatore. Consideriamo campioni di eventi simulati di questo tipo: da simulazione è nota l'effettiva direzione di volo del B e viene calcolata la direzione data dal punto di produzione e dal vertice di decadimento ricostruito. Definito α l'angolo tra le due direzioni, accade che ad una maggiore lunghezza di decadimento corrisponde una maggiore precisione nella ricostruzione della direzione di volo del B, per cui ci aspettiamo che $\cos \alpha$ si avvicini ad uno. In particolare definita la significanza $\frac{L}{\sigma_L}$ dove L è la lunghezza di decadimento e σ_L il suo errore, si può visualizzare la distribuzione dei valori che α assume in funzione di tale valore. Prendiamo, per diversi intervalli di $\frac{L}{\sigma_L}$, le proiezioni dell'istogramma bidimensionale così costituito riportato in appendice in figura C.1, ottenendo gli istogrammi delle occorrenze del valore di α . Tali andamenti sono stati fittati con opportune funzioni date dalla combinazione di una gaussiana e di un'esponenziale, riportate in figura C.2. Per i dettagli sul lavoro effettuato si veda il testo in bibliografia [3].

3.2.2 Analisi della soluzione con l'angolo misurato

Torniamo agli eventi semileptonici di cui abbiamo discusso. Vogliamo adesso ricavare l'energia del B, che dipende dall'angolo θ tra la direzione di volo del mesone e quella dell'impulso visibile, in funzione dell'angolo effettivamente misurato θ_{mis} . Tale angolo si può definire come quello formato tra la direzione che unisce il punto di produzione con il vertice di decadimento ricostruito e l'impulso visibile. Per gli eventi che ci interessano, tuttavia, non abbiamo noti da simulazione i valori dell'angolo misurato, pertanto ricorriamo ad un espediente sfruttando il lavoro effettuato nell'analisi del decadimento adronico. Per come è stato definito, α è l'angolo tra l'effettiva direzione di volo del B e la direzione data dal punto di produzione e di decadimento, per cui una stima per l'angolo misurato si ottiene sommando $\theta_{mis} = \alpha + \theta$. Dunque si realizza un algoritmo che consente di selezionare casualmente per ogni evento una delle funzioni prodotte per le proiezioni in precedenza menzionate, con i parametri rappresentati in appendice, e generare un valore causale di α secondo la funzione scelta. Tale valore viene poi sommato a θ vero fornito dalla simulazione. Utilizzando i risultati ottenuti per θ_{mis} si procede all'analisi della soluzione analitica come in precedenza. In questo caso circa il 20% delle soluzioni presenta il $\Delta < 0$, che scartiamo. Riportiamo i grafici relativi all'analisi delle risoluzioni per l'energia stimata per il metodo della soluzione minore.

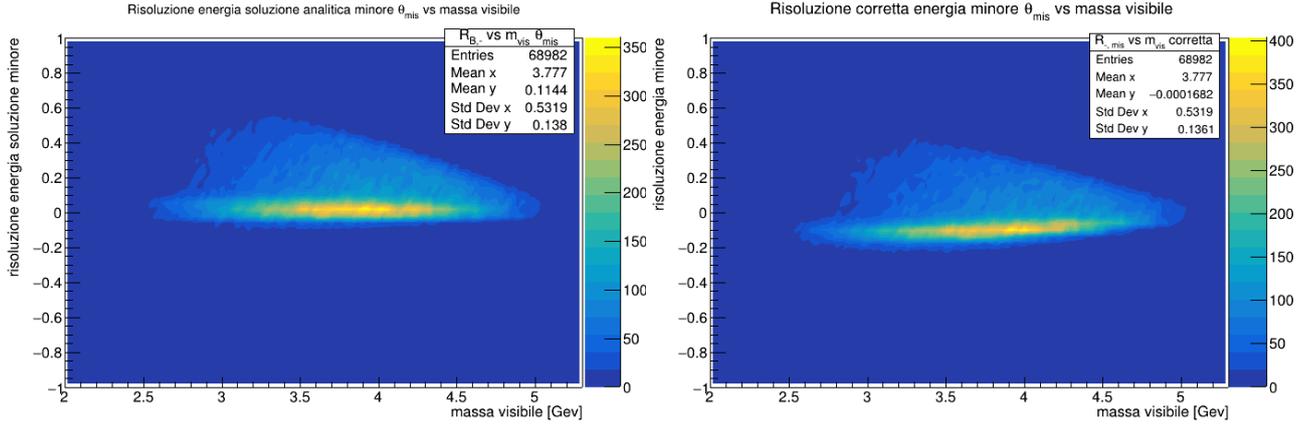


Figura 3.4: Istogramma bidimensionale della risoluzione in funzione della massa visibile per l'energia minore.

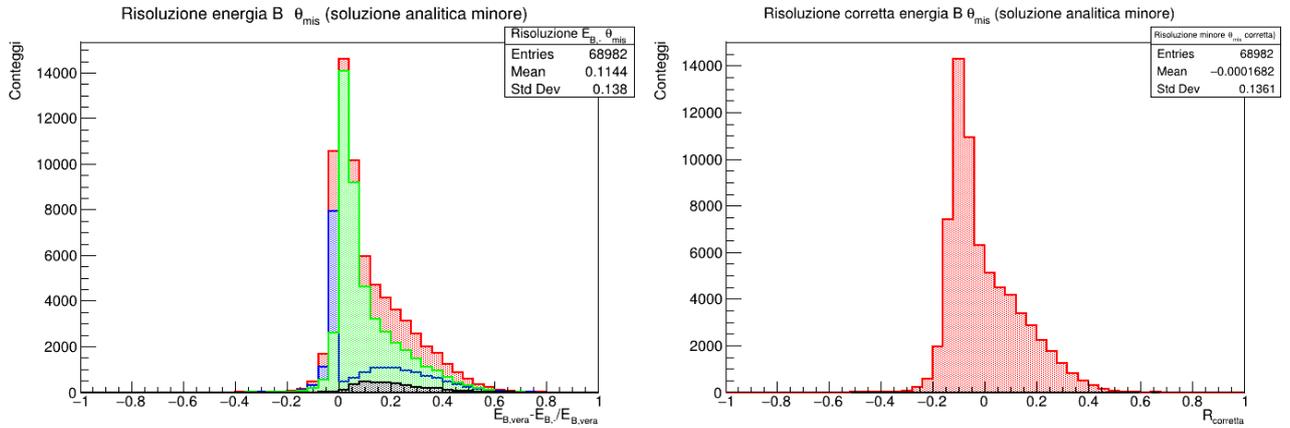


Figura 3.5: Distribuzioni della risoluzione per l'energia $E_{B,-}$.

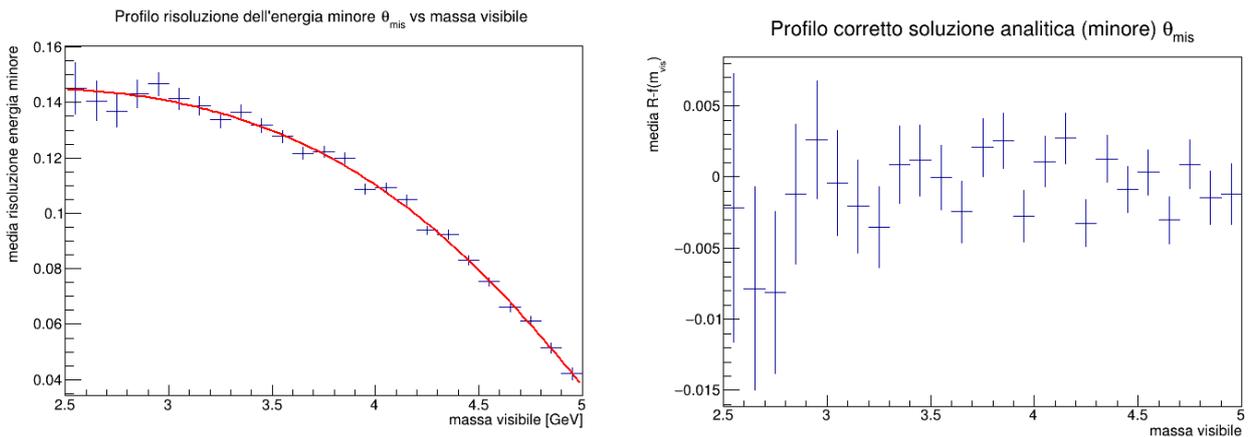


Figura 3.6: Profile histograms della risoluzione per l'energia $E_{B,-}$ in approssimazione $\cos \theta = 1$.

La struttura che se ne ricava ricalca quella che osserviamo utilizzando l'angolo θ vero, ottenuto da simulazione, seppur con un RMS maggiore che riflette la risoluzione sperimentale in $\cos \theta_{\text{mis}}$.

3.3 Soluzioni a confronto

Abbiamo fin qui presentato metodi differenti finalizzati a stimare l'energia del mesone B nel decadimento semileptonico $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, che consente la misura delle oscillazioni di sapore di tale particella, in mancanza delle informazioni sul neutrino. Vogliamo, a questo punto, avanzare una proposta per la strategia che più verosimilmente consente di riprodurre l'energia del mesone, confrontando gli studi di risoluzione effettuati. A tal scopo è stato realizzato, per ogni metodo, l'istogramma delle occorrenze per la risoluzione corretta in diversi intervalli della massa visibile tra 2 e 5 GeV. Da tutti gli andamenti si evince che il picco della risoluzione diventa man mano più stretto all'aumentare della massa visibile, infatti, a parità di metodo utilizzato, è minore nell'ultimo intervallo. In particolare si nota che la larghezza della distribuzione, risulta complessivamente minore per la scelta della soluzione minore e in tali casi è confrontabile con ciò che otteniamo dalla collinear. Chiameremo 'improved collinear' il risultato ottenuto per la scelta della soluzione minore $E_{B,-}$ in approssimazione $\cos\theta = 1$, e 'analytical' la soluzione $E_{B,-}$ ottenuta utilizzando l'angolo θ_{mis} . Si riportano di seguito gli istogrammi per le risoluzioni dell'energia corretta, e dunque centrata in zero, nei casi collinear, improved collinear e analytical, in sei diversi intervalli di massa visibile.

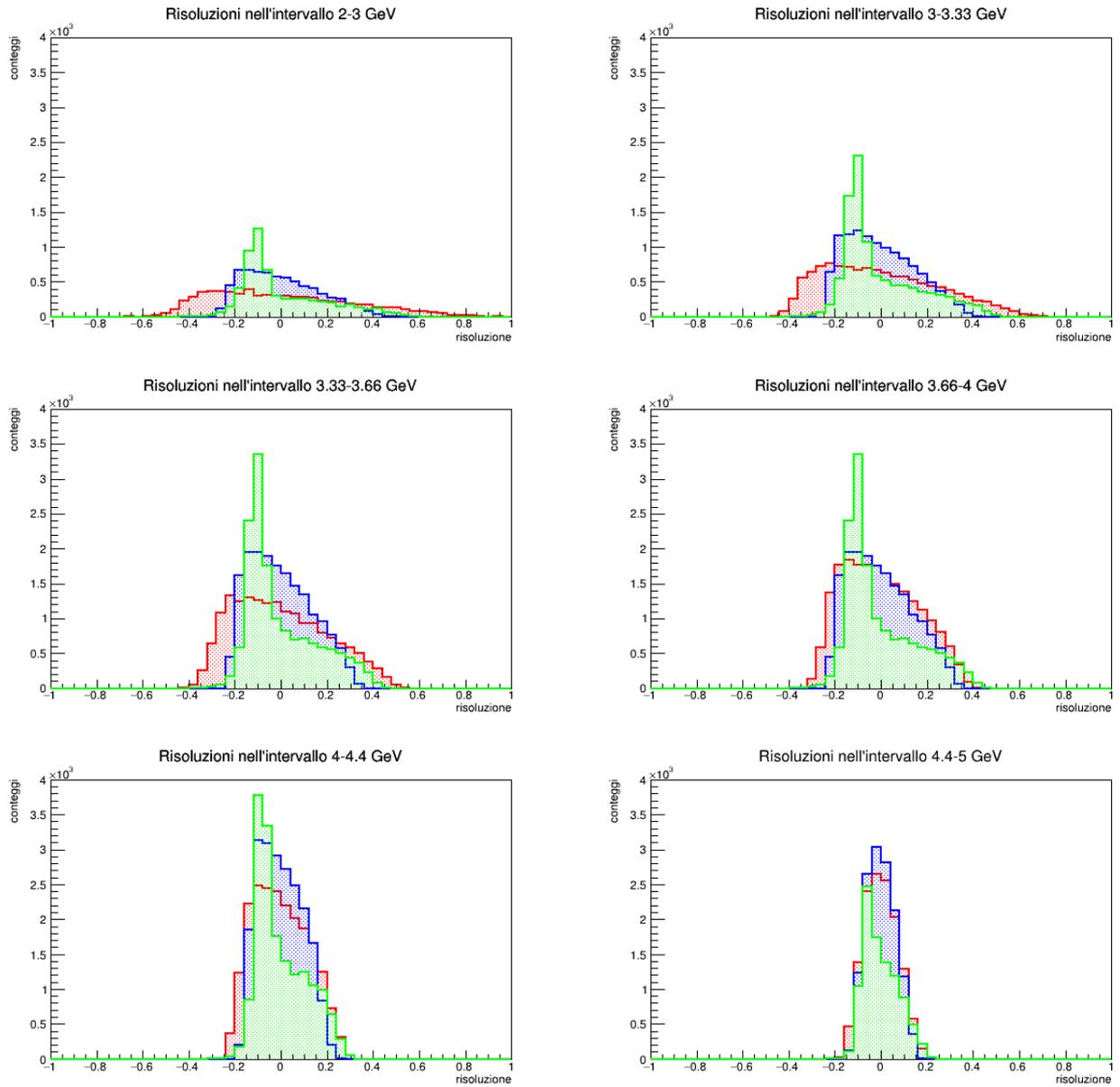


Figura 3.7: Distribuzioni della risoluzione corretta in collinear approximation (rosso), improved collinear (blu) e analytical (verde) in sei intervalli di massa visibile.

Da ultimo, notando che la soluzione analytical sembra fornire la risoluzione migliore, almeno per valori bassi della massa visibile, vogliamo analizzare le distribuzioni ad essa relative. Dunque fittiamo le funzioni di risoluzione, nei sei intervalli di massa visibile visti, con due gaussiane: una per la parte della distribuzione più 'stretta' e l'altra per la coda laterale.

m_{vis} [GeV]	Mean (1)	Sigma (1)	Constant (1)	Mean (2)	Sigma (2)	Constant (2)
2-3	-0.109 ± 0.001	0.055 ± 0.001	1120 ± 30	0.11 ± 0.01	0.192 ± 0.006	250 ± 10
3-3.33	-0.1064 ± 0.0007	0.0495 ± 0.0007	2050 ± 40	0.132 ± 0.006	0.152 ± 0.003	480 ± 10
3.33-3.66	-0.1002 ± 0.0006	0.0476 ± 0.0005	3060 ± 50	0.108 ± 0.005	0.142 ± 0.003	770 ± 10
3.66-4	-0.090 ± 0.0005	0.045 ± 0.005	3620 ± 50	0.091 ± 0.004	0.125 ± 0.002	1070 ± 20
4-4.4	-0.0739 ± 0.0004	0.0405 ± 0.0004	3930 ± 50	0.086 ± 0.002	0.0812 ± 0.0009	1460 ± 20
4-5	-0.0515 ± 0.0007	0.0355 ± 0.0005	2600 ± 40	0.036 ± 0.003	0.069 ± 0.002	1360 ± 30

Tabella 3.1: Parametri dei fit gaussiani per gli istogrammi dell'analytical: (1) è relativo alla distribuzione stretta, in rosso nella figura, (2) alla coda, in blu.

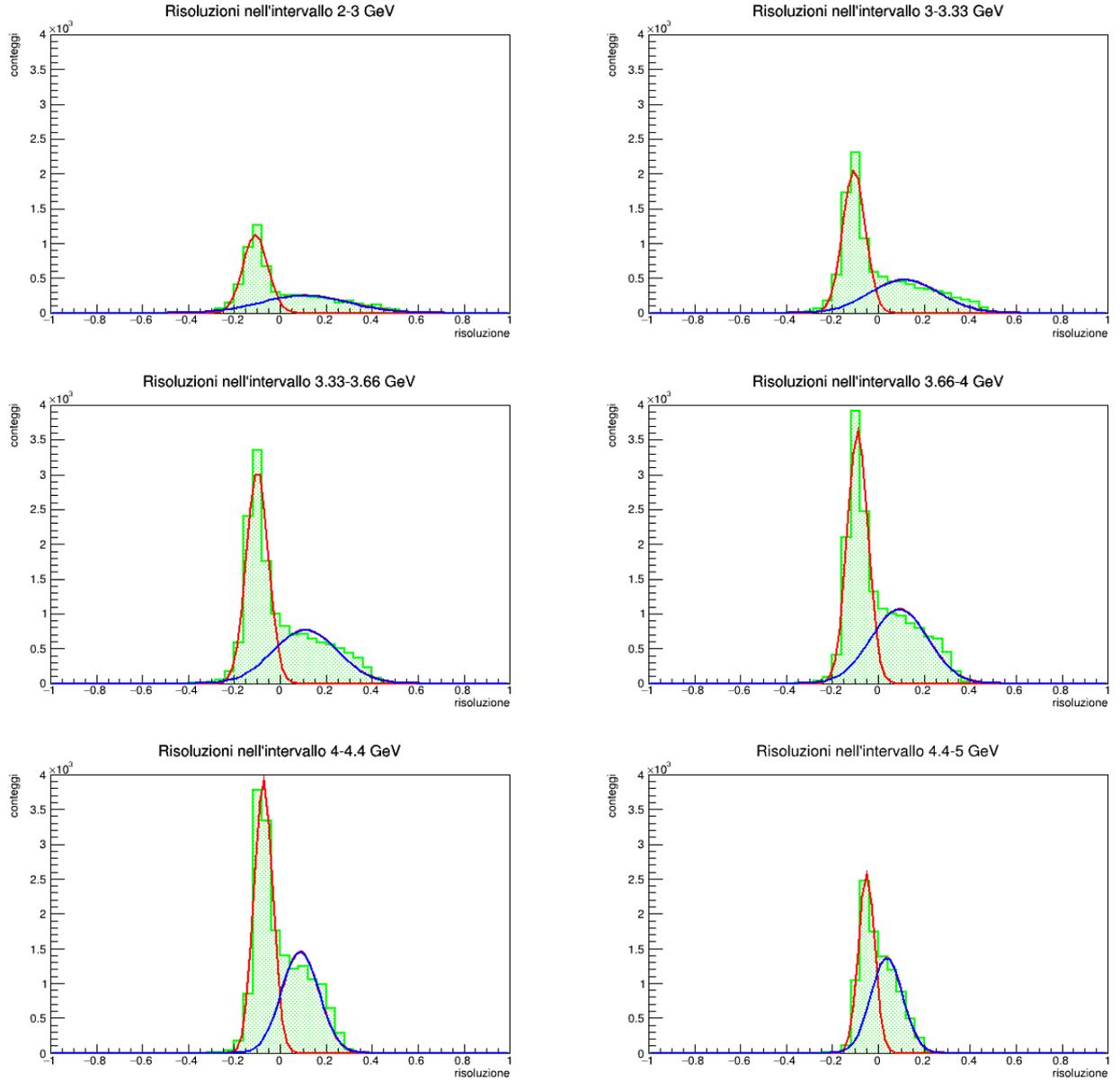


Figura 3.8: Fit delle distribuzioni della risoluzione analytical corretta in sei intervalli di massa visibile.

Dai risultati dei fit si vede come, per le funzioni gaussiane in rosso e in blu, la larghezza diminuisce al crescere della massa visibile. Riportiamo i valori ricavati per i rapporti tra gli eventi fittati dalla

curva in rosso e quelli totali costituenti l'istogramma complessivo:

m_{vis} [Gev]	frazione
2-3	0.68
3-3.3	0.68
3.3-3.6	0.68
3.6-4	0.67
4-4.4	0.67
4.4-5	0.70

Tabella 3.2: Stime per la frazione di eventi fittati dalla curva in rosso.

Dunque, per ogni intervallo, circa il 70% degli eventi sono compresi nella gaussiana principale. Tuttavia si nota come la larghezza della curva in blu, stimata dal parametro sigma, diminuisca per valori della massa visibile maggiori, con l'effetto complessivo che le due funzioni sembrano combinarsi in un unico andamento e la coda si riduce sostanzialmente.

Alla luce di questi risultati concludiamo che la misura dell'angolo, dunque la soluzione definita come analytical, migliora la risoluzione rispetto alle approssimazioni della collinear e della improved collinear. Questo comportamento si manifesta soprattutto per valori bassi della massa visibile, mentre aumentando la massa le stime sembrano equivalersi e migliorare essenzialmente. Pertanto al momento queste informazioni non sono ancora sufficienti a designare quale sia la strategia migliore da adottare. Nell'ipotesi in cui, matematicamente, una delle due soluzioni debba essere scartata, occorre migliorare il criterio di scelta tra le due soluzioni, magari usando altre informazioni dalla dinamica dell'evento combinate con tecniche di Machine Learning.

Appendice A

Approssimazioni $E_B = p_B$

A partire dalla 2.1 abbiamo ricavato nel corso delle analisi due approssimazioni, che sono tuttavia state immediatamente scartate. Si riportano di seguito per completezza:

- **Improved collinear approximation**

Posto $E_B = p_B$ (trascurando la massa del B rispetto alle energie in gioco) e considerato $\cos \theta = 1$, per cui l'impulso visibile collineare con la direzione del B, si ottiene dalla 2.1:

$$E_{B,ic} = \frac{m_B^2 + m_{vis}^2}{2(E_{vis} - p_{vis})}$$

che non necessita della misura dell'angolo.

- **Improved non-collinear approximation**

Analogamente al caso precedente $E_B = p_B$, tuttavia si considera la dipendenza dall'angolo:

$$E_{B,inc} = \frac{m_B^2 + m_{vis}^2}{2(E_{vis} - p_{vis} \cos \theta)}$$

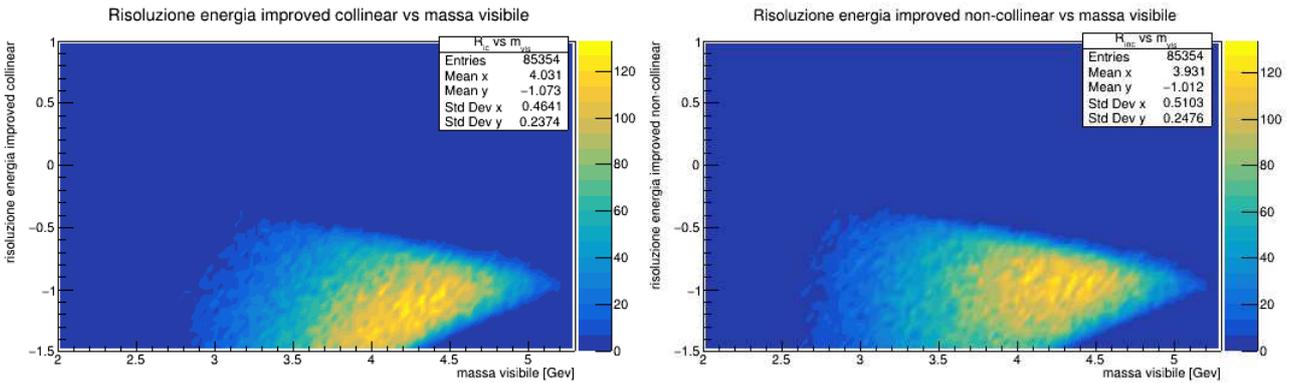


Figura A.1: Istogrammi bidimensionali della risoluzione in funzione della massa visibile per l'energia nelle approssimazioni improved collinear e improved non collinear. In entrambi i casi la risoluzione

Appendice B

Soluzione con il coseno maggiore

Per risolvere l'ambiguità della doppia soluzione, tra gli altri metodi, si è provveduto alla scelta della soluzione corretta, individuando per ogni evento quella da cui, invertendo la 2.1, troviamo $\cos\theta$ maggiore. Riportiamo per completezza alcuni grafici relativi a questa analisi, che è stata scartata rivelandosi fallimentare. Precisiamo che si ottiene un valore del coseno uguale nel 30% dei casi per l'angolo vero e nel 40% per quello misurato. Si nota, inoltre, la somiglianza con il caso della scelta casuale delle soluzioni:

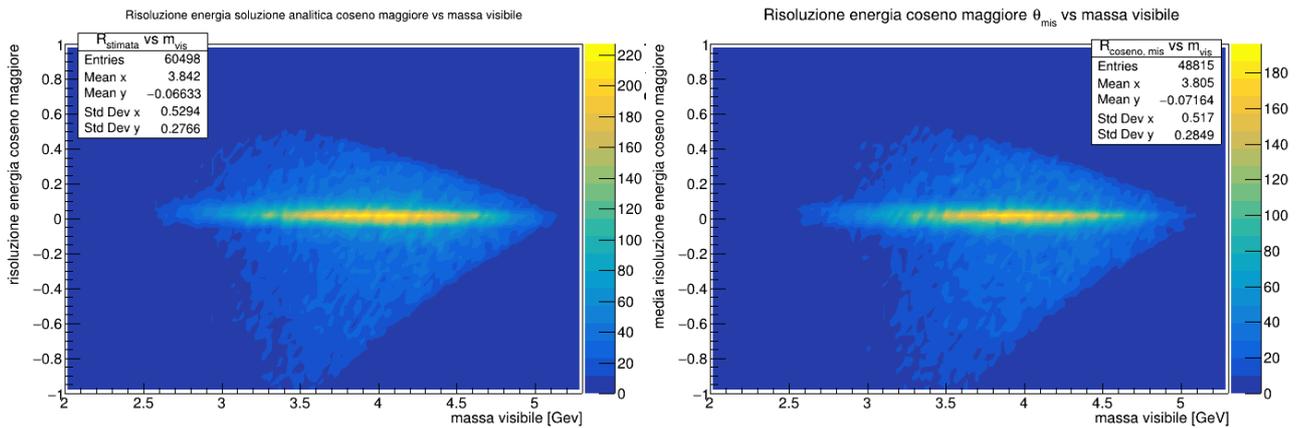


Figura B.1: Istogrammi bidimensionali della risoluzione per l'energia stimata prendendo il coseno maggiore per l'angolo vero (sinistra) e quello misurato (destra) in funzione della massa visibile.

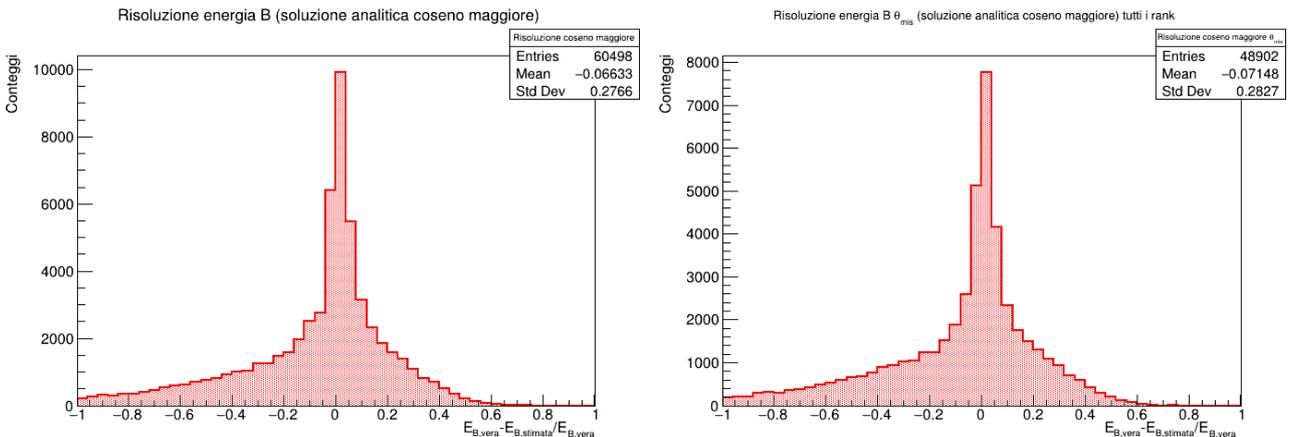


Figura B.2: Distribuzioni della risoluzione per l'energia stimata prendendo il coseno maggiore per l'angolo vero (sinistra) e quello misurato (destra).

Appendice C

Analisi angolo α

Si riportano di seguito i grafici menzionati nel paragrafo 3.2.1 relativi all'analisi dell'angolo α formato tra la direzione di volo del B e la direzione data dal punto di produzione e dal vertice di decadimento ricostruito.

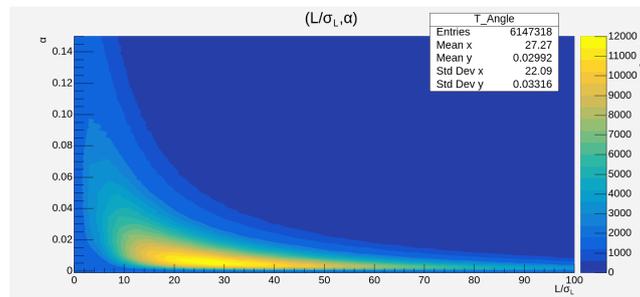


Figura C.1

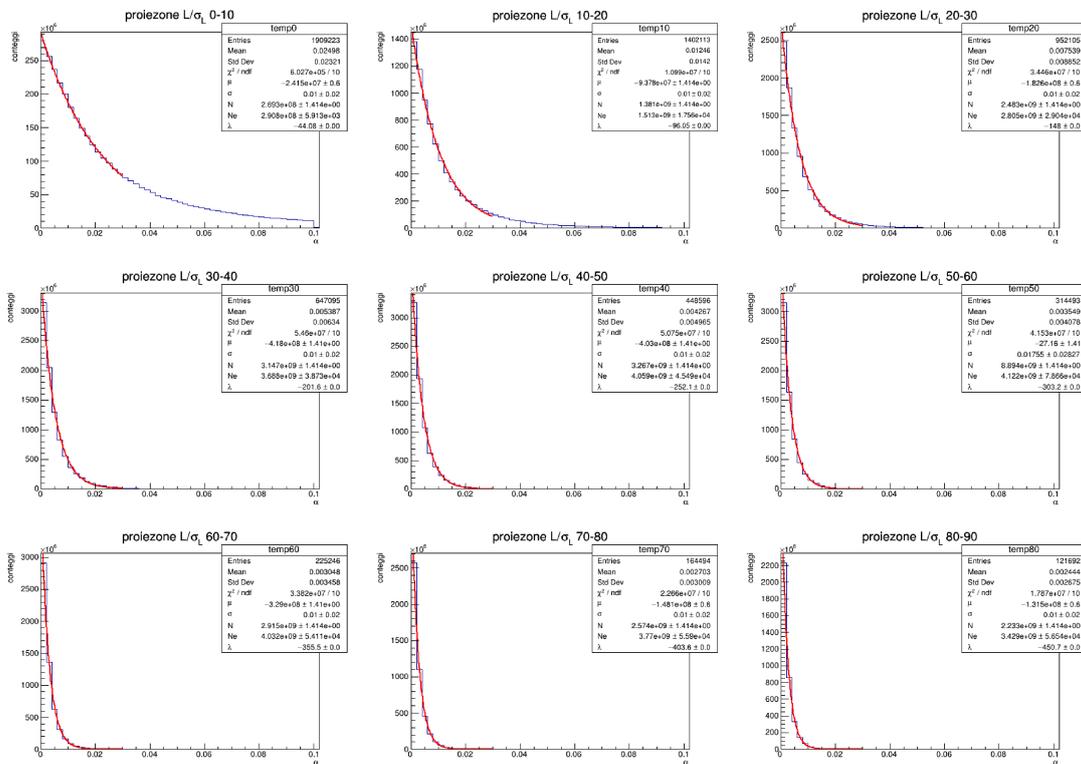


Figura C.2

Bibliografia

- [1] G Ciezarek, A Lupato, M Rotondo, and M Vesterinen. *Reconstruction of semileptonically decaying beauty hadrons produced in high energy pp collisions*. Journal of High Energy Physics. 2017.
- [2] CMS Collaboration, S Chatrchyan, G Hmayakyan, V Khachatryan, AM Sirunyan, W Adam, T Bauer, T Bergauer, H Bergauer, M Dragicevic, et al. *The CMS experiment at the CERN LHC*. JInst .2008.
- [3] Nicolò Salimbeni. *Studio delle oscillazioni di sapore dei mesoni con beauty con il rivelatore CMS*.
- [4] Mossadek Talby. *Mixing and decays at the Tevatron*.