



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Jet reconstruction with the LHCb calorimeters in future
upgrades

Ricostruzione dei *jet* con i futuri calorimetri di LHCb

Relatore

Prof. Donatella Lucchesi

Correlatori

Dr. Lorenzo Sestini

Dr. Davide Zuliani

Laureando

Marco Ceoletta

Anno Accademico 2019/2020

Indice

Introduzione	iv
1 Descrizione di LHCb e possibili <i>upgrade</i>	1
1.1 Il <i>collider</i> LHC	1
1.2 L'esperimento LHCb	2
1.2.1 Vertex Locator (VELO)	3
1.2.2 Ring Imaging Cherenkov detector (RICH)	3
1.2.3 Magnete deflettore	3
1.2.4 Stazioni di tracciamento	3
1.2.5 I calorimetri	3
1.2.6 Rivelatori per muoni	4
1.2.7 Il sistema di <i>trigger</i>	4
1.3 Miglioramenti del rivelatore LHCb	5
1.3.1 Vertex Locator	6
1.3.2 Stazioni di tracciamento e RICH	6
1.3.3 Calorimetri	6
1.3.4 Il sistema di <i>trigger</i>	6
2 Algoritmi di ricostruzione e analisi della prestazioni	7
2.1 Flusso dati e algoritmi di ricostruzione	7
2.1.1 Ricostruzione delle tracce e dei <i>cluster</i> calorimetrici	8
2.1.2 Ricostruzione dei <i>jet</i>	8
2.2 Determinazione della JEC	10
2.2.1 Modello della JEC	10
2.2.2 Determinazione dei parametri	10
2.3 Valutazione delle prestazioni	11
2.3.1 Risoluzione dell'impulso trasverso	12
2.3.2 Valutazione dell'efficienza di ricostruzione	13
2.3.3 Studio del bosone vettore Z^0	14
3 Determinazione delle incertezze sistematiche sulla <i>jet energy scale</i>	16
3.1 Analisi preliminare	16
3.2 Valutazione delle incertezze sistematiche	17
3.2.1 Errore sistematico sulla JES	17
3.2.2 Errore sistematico sulla risoluzione	19
4 Conclusioni	21

Introduzione

La Fisica dei *jet* è un'importante branca della Fisica delle particelle e ha un ruolo chiave in molti degli studi svolti ai *collider*.

Il *jet* è definito come uno *stream* di adroni collimato che si origina da una interazione puntuale di partoni, a seguito della frammentazione dei quark e gluoni prodotti [1], la sua dinamica è regolata principalmente dall'interazione forte. Lo studio dei *jet* e in particolare la loro ricostruzione risulta estremamente importante per una moltitudine di attività sperimentali, in quanto la misura delle relative proprietà permette di risalire a quelle dei quark e gluoni che li hanno generati. La qualità di ricostruzione dei *jet* dipende in modo assai complesso dalla struttura del rivelatore, pertanto è necessario uno studio a riguardo per ogni grande *upgrade* dei sistemi.

In questo lavoro si intende valutare le prestazioni di ricostruzione dei *jet* del rivelatore LHCb in regime di Run 3¹ in due diversi scenari, ovvero nella sua configurazione corrente e in seguito alla sostituzione del calorimetro adronico (HCAL) con un assorbitore passivo. La rimozione di HCAL è stata proposta per l'*upgrade* di Run 4, che sarà svolto nelle stesse condizioni di luminosità di Run 3 e si vuole dunque verificare l'impatto di questa modifica sulle prestazioni del rivelatore. L'esperimento LHCb è stato originariamente concepito per studi legati alla Fisica del Sapore e le sue caratteristiche tecniche rispecchiano questo ruolo. Nonostante non sia stato inizialmente pensato per studiare i *jet* il suo utilizzo in misure che sfruttano questi osservabili fisici si è rivelato fondamentale.

LHCb è uno spettrometro *forward*, che copre la regione "in avanti" delle collisioni *pp*, una regione di spazio delle fasi completamente inaccessibile agli altri esperimenti di LHC ATLAS e CMS, costruiti per studiare la regione centrale delle collisioni. In seguito ai miglioramenti fatti, nel Run 3, LHCb sarà più adatto agli studi di Fisica dei *jet*. Gli aggiornamenti più importanti riguardano il nuovo sistema di trigger e *data acquisition* a *full rate*, che permetteranno di sfruttare al massimo l'alta luminosità prodotta dalla macchina LHC.

Per studiare la risposta del rivelatore calorimetrico alle nuove condizioni di presa dati si considera la "Jet Energy Scale" (JES), definita come il rapporto tra l'energia dei *jet* misurata in una presa dati reale e quella misurata su un set di dati simulato. In particolare in questa tesi si studia la Jet Energy Correction (JEC), ovvero la correzione da applicare all'energia misurata dei *jet* per ottenere una stima di quella vera, in regime di simulazione. In primis si discute la dipendenza funzionale della JEC dalla cinematica del *jet* e dalle caratteristiche dell'evento e se ne costruisce un modello descrittivo a più variabili. Questo modello viene applicato a dei set di dati rappresentativi della configurazione di LHCb rispettivamente con HCAL in posizione oppure con un assorbitore passivo in luogo di HCAL. Il confronto fra le stime della JEC consente di inferire importanti informazioni circa la risposta del sistema per vari valori di impulso trasverso dei *jet* rispetto all'asse del fascio (p_T). In particolare si è interessati alla stima della risoluzione nella misura dell'impulso trasverso. Il modello della JEC così sviluppato viene utilizzato per stimare le efficienze di ricostruzione dei *jet*. Si valuta poi l'efficienza di ricostruzione e la risoluzione sulla massa ricostruita del bosone vettore Z^0 , studiando i *jet* ricostruiti nei due casi. Infine si individua e si valida, su dati raccolti durante il periodo 2015-2018 (Run 2) una procedura per la valutazione delle incertezze sistematiche della JES e della risoluzione, in vista della sua applicazione a dati reali di Run 3.

Nel Capitolo 1 di questo elaborato si fornirà una descrizione del rivelatore LHCb allo stato attuale e si discuteranno i principali *upgrade* per il futuro Run 3, al Capitolo 2 verrà data una descrizione degli algoritmi di ricostruzione dei *jet* impiegati in LHCb, per completare il processo di ricostruzione si creerà il modello per la funzione JEC in regime di Run 3. Infine tale modello verrà utilizzato per la valutazione delle prestazioni. Un'ulteriore analisi delle prestazioni verrà effettuata su campioni di dati reali di Run 2, a questo è dedicato il Capitolo 3. Al Capitolo 4 invece si discuteranno i risultati e si fornirà una valutazione finale sull'impatto della rimozione di HCAL dal rivelatore.

In questa tesi sarà sempre assunta la convenzione $c = 1, \hbar = 1$.

¹terzo periodo di attività di LHC, il cui inizio è previsto per il 2022

Capitolo 1

Descrizione di LHCb e possibili *upgrade*

1.1 Il *collider* LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il *collider* di adroni ad energia più alta al momento esistente al mondo [2]. La struttura di LHC ha preso il posto del precedente *collider* LEP di cui riutilizza tunnel e caverne. L'anello principale è collocato in una galleria a circa 100 m di profondità, lunga 26.7 km e collocata al confine fra Svizzera e Francia, vicino alla città di Ginevra. Il tunnel per la maggior parte della sua lunghezza ha un diametro di 3.8 m e contiene due linee di fascio parallele in ultravuoto. Queste *beamline* si intersecano nelle quattro caverne degli esperimenti, nei punti di interazione. Lungo il tunnel sono collocati 1232 magneti dipolari (per curvare il fascio) e 3500 magneti quadrupolari di messa a fuoco; ulteriori magneti di ordine più alto sono inclusi per migliorare la geometria di fascio, portando il totale ad oltre 10000. Tutti i magneti sono superconduttori e raffreddati ad elio liquido.

I fasci di particelle in LHC sono costituiti da protoni e sono organizzati in pacchetti (*bunches*) di circa 30 cm di lunghezza. Il diametro dei *bunches* varia da circa 1 mm quando viaggiano nelle linee di fascio a 16 μm ai punti di interazione. Ogni fascio è composto da circa 2800 *bunches*, ciascuno contenente $N_p \approx 11.5 \cdot 10^{11}$ e spazati di 25 ns, la *bunch crossing rate* massima è dunque pari a 40 MHz.

Per raggiungere i valori di energia richiesti dagli esperimenti ($\sqrt{s}_{\text{nom}} = 14 \text{ TeV}$ per Run 3 e successivi) i protoni, generati dalla ionizzazione dell'idrogeno vengono accelerati da una serie di sistemi ausiliari prima di venir iniettati nell'anello principale: un *Linac* porta le particelle a 50 MeV, poi una serie di tre sincrotroni¹ incrementa l'energia del fascio a 1.4 GeV, 26 GeV e 450 GeV. Dopo aver transitato in questi stadi preliminari il fascio è pronto ad essere iniettato in LHC [2]. I fasci iniettati in LHC dal complesso PS, che racchiude gli acceleratori nominati poco sopra, possono assumere caratteristiche diverse a seconda delle attività sperimentali [3].

LHC è stato progettato per avere una luminosità di fascio nominale $\mathcal{L}_{\text{nom}} \approx 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}$. La luminosità è legata al flusso di particelle attraverso la sezione del fascio, e dunque ad un'alta luminosità in genere corrisponde un gran numero di interazioni. Ricordiamo che il legame fra *rate* dN/dt (dove N è il numero di eventi) e luminosità \mathcal{L} è espresso dalla sezione d'urto σ dei processi coinvolti:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (1.1)$$

Quando si parla di valori nominali di LHC bisogna tenere presente che questi rappresentano valori di progetto. Vista l'enorme scala dell'esperimento l'idea è quella di raggiungere tali valori nel tempo, attraverso una serie continua di aggiornamenti ai sistemi. Ogni fase di attività porta con sé miglioramenti, e avvicina progressivamente le caratteristiche di LHC a quelle nominali.

All'inizio del 2024 è previsto l'inizio del nuovo progetto, High Luminosity LHC (HL-LHC), che ha come principale obiettivo quello di aumentare significativamente la luminosità delle collisioni, oltre il valore nominale attuale. Un aumento della luminosità di un ordine di grandezza consentirebbe di migliorare le prestazioni degli esperimenti di LHC per molte misure di fisica tra cui l'individuazione di eventi rari [4].

La struttura generale di LHC è visibile in Fig.1.1.

¹PSB,PS e SPS rispettivamente

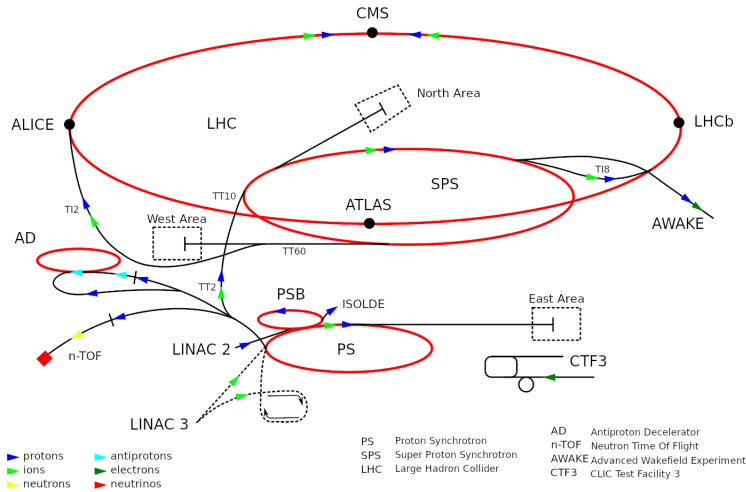


Figura 1.1: Schema di LHC, in cui sono visibili i vari stadi di accelerazione (descritti nel testo) e i principali esperimenti, ATLAS, CMS, ALICE ed LHCb.

1.2 L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb (Large Hadron Collider beauty) è uno dei quattro grandi rivelatori che operano al *collider* LHC [5]. A differenza di ATLAS e CMS, che sono progettati appositamente per studiare la regione intorno alla linea di fascio, LHCb è pensato per osservare principalmente la regione di emissione “in avanti”. In origine questo rivelatore era stato concepito per studiare la *Fisica del Sapore*, per la quale la regione di massima produzione è proprio quella in avanti. Tutte le successive discussioni saranno in termini del sistema di riferimento naturale del fascio, con \hat{z} parallelo e concorde alla direzione di fascio, $\hat{y} \perp \hat{z}$ e discorde a \vec{g} e $\hat{x} \perp (\hat{z}, \hat{y})$ formando una terna destrorsa.

Definita la *pseudorapidità* η come

$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.2)$$

si ha che LHCb copre un intervallo medio pari a $1.8 \leq \eta \leq 4.9$, che corrisponde a una copertura da 10 mrad a 300 mrad (250 mrad) nel piano xy (nel piano yz). La descrizione di seguito è relativa alla configurazione di LHCb durante il Run 2. Il rivelatore subirà delle modifiche sostanziali per prepararlo al Run 3-4, se ne discuterà al termine di questa sezione. Fino all'ultima campagna di presa dati (Run 2) LHCb ha operato a una luminosità minore rispetto a CMS e ATLAS e pari a $\mathcal{L}_{\text{Run2}} = 4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}$, regolata da un sistema di *levelling* automatico [6]. Nel Run 3 ci si attende di raggiungere una luminosità istantanea pari a $\mathcal{L}_{\text{Run3}} = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}$. La minore luminosità che consente di ridurre il *pile-up*, ovvero il numero medio di interazioni per ogni *bunch crossing*, e allungare la vita utile del rivelatore non rappresenta una limitazione significativa per gli studi di Fisica del Sapore per cui LHCb è stato originariamente concepito. Le modifiche apportate nel Run 3 apriranno la strada per successive campagne di presa dati ad alta luminosità. Riportiamo in Fig.1.2 uno schema completo dell'esperimento e diamo una descrizione delle varie parti.

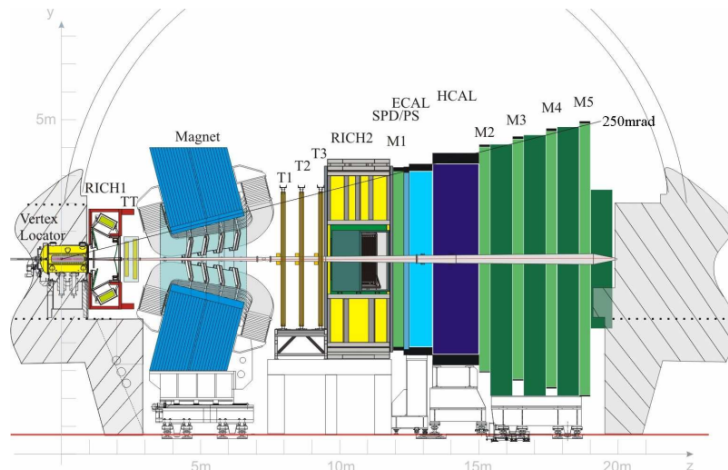


Figura 1.2: Schema di LHCb [5] in cui sono indicati i diversi rivelatori descritti in questo capitolo.

1.2.1 Vertex Locator (VELO)

Questo sistema è uno dei punti di forza di LHCb. Il VELO è un rivelatore in grado di individuare vertici secondari di interazione intorno al punto di collisione [5]. Dei sensori a *microstrip* di silicio, costituiti da due strutture semicircolari con $d = 8.4$ cm danno una stima delle posizioni in coordinate polari (R, φ). Ciascun sensore è costituito da una parte sensibile alla coordinata radiale (da 1 mm a 42 mm) e a quella azimutale (da 15 mrad a 390 mrad). La lunghezza del VELO è di circa 1 m, con 21 dischi sensori. I due semidischi di ciascun sensore sono movibili e vengono aperti quando il fascio è fuori fuoco oppure in regime di guasto.

1.2.2 Ring Imaging CHerenkov detector (RICH)

Il RICH è un sistema di rivelatori Čerenkov [5], questo tipo di sensori è comunemente usato per identificare le particelle sulla base della forma del cono di luce che si produce per effetto Čerenkov all'interno di un mezzo assorbitore. In LHCb sono utilizzati per identificare e discriminare adroni carichi, come π^\pm, K^\pm, p .

Visto il grande intervallo di impulso delle particelle interagenti è stato necessario realizzare due rivelatori che operano su intervalli di impulso differenti: RICH1 e RICH2. RICH1 (1-60 GeV) si trova immediatamente dopo il VELO e usa come assorbitore C_4F_{10} e Aerogel, mentre RICH2 (15-100 GeV) è situato dopo le *tracking stations*² e ha come assorbitore CF_4 . L'accettanza orizzontale (verticale) è da ± 25 mrad a ± 300 mrad (± 250 mrad) per RICH1, mentre per RICH2 sono da ± 15 mrad a ± 120 mrad (± 100 mrad).

1.2.3 Magnete deflettore

Questo elettromagnete non superconduttore è parte del discriminatore di carica: attraverso un controllo esterno è possibile invertire il verso del campo, che ha come direzione l'asse \hat{y} . Il successivo studio delle traiettorie curvate dalla forza di Lorentz consente di determinare la carica delle particelle. Il magnete deflettore svolge un ruolo cruciale anche nella stima dell'impulso delle particelle cariche [5], ricavato sempre dallo studio delle traiettorie. Il campo massimo all'interno del magnete è di 4 Tm con campo residuale di 2 Tm nelle zone adiacenti (il sistema RICH1 in particolare).

1.2.4 Stazioni di tracciamento

Le stazioni di tracciamento (o *tracking stations*) sono dei rivelatori a *microstrip* di silicio [5], questi in congiunzione con il RICH consentono di ricostruire le tracce delle particelle cariche che le attraversano. Il primo *tracker* (Tracker Turricensis, TT) è collocato dopo il VELO e copre l'intera accettanza di LHCb. Gli altri *tracker* (T1,2,3) si trovano prima di RICH2.

Le stazioni di tracciamento sono realizzate con strutture diverse a seconda della posizione angolare rispetto al fascio: TT e la parte centrale delle T1,2,3 è detta *Inner Tracker* (IT) ed è costituita da un sandwich di *microstrip* a 200 μm con differenti inclinazioni rispetto a \hat{y} . La configurazione è detta *xuvx* dove $x \parallel \hat{y}$ e v, u sono rispettivamente inclinate di $\pm 5^\circ$. Dimensionalmente TT copre l'intera accettanza del fascio, mentre la sezione IT delle T1,2,3 ne copre poco più dell'1%. L'area restante delle T1,2,3 è detta *Outer Tracker* (OT) e presenta una struttura a *straw tubes* e *drift tubes* di 4.8 mm di diametro. Il gas utilizzato in questi rivelatori è una miscela di Ar, CO_2 , O_2 in proporzioni di 70%, 28.5% e 1.5%. Questo mezzo è ottimizzato al fine di avere una risoluzione del sistema di tracciamento pari a 200 μm .

1.2.5 I calorimetri

I calorimetri di LHCb sono strutturati nella tipica configurazione elettromagnetico-adronico (rispettivamente ECAL e HCAL). Insieme alle informazioni fornite dal sistema di tracciamento, le informazioni dei calorimetri sono molto importanti per questa tesi. Infatti come si vedrà in seguito sarà a partire da queste e dalle letture delle *tracking stations* che sarà possibile la ricostruzione dei *jet*.

Prima del calorimetro elettromagnetico è collocato il sistema *Scintillating Pad Detector-Preshower Detector* (SPD-PS). Questo è formato da un sandwich di due pannelli scintillatori ad alta risoluzione separati da un foglio di piombo di 15 mm di spessore. L'accettanza dell'apparato è da ± 30 mrad a ± 300 mrad (± 250 mrad). Lo scopo di questo dispositivo è discriminare fotoni, elettroni e adroni: gli elettroni infatti sono rivelati da SPD e i fotoni oltre a generare risposta in SPD producono eventi anche in PS, infine gli adroni passano indisturbati l'intero sistema SPD-PS. Lo spessore di questo apparato è di circa $2.5X_0$ tipiche, dove X_0 è la lunghezza media di radiazione.

²posizione ottimale, in questa zona si generano particelle ad alto impulso

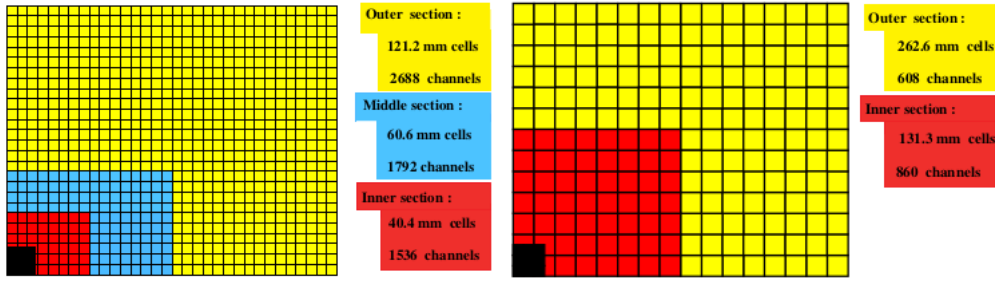


Figura 1.3: Schema della suddivisione in sezioni di ECAL (sinistra) e di HCAL (destra). Le regioni interna, intermedia e esterna hanno caratteristiche ottiche e risoluzione differenti [5].

Il calorimetro ECAL è costituito da 66 strati di fogli di piombo spessi 2 mm interposti a pannelli scintillatori di 4 mm di spessore. In questo calorimetro fotoni e elettroni depositano tutta la loro energia e vengono assorbiti. Per garantire un buon assorbimento ECAL è costruito in modo tale da avere una lunghezza utile pari a circa $25X_0$ tipiche. ECAL presenta una buona risoluzione energetica, stimabile con:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{ECAL}} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%. \quad (1.3)$$

Dopo ECAL è collocato il calorimetro adronico HCAL. Sebbene concettualmente simile a ECAL come struttura il suo ruolo è meno critico e la sua costruzione più semplice. In HCAL gli adroni vengono assorbiti e depositano la loro energia. La struttura si estende per circa $5.6X_0$ tipiche ed è composta da strati alterni di ferro e materiale scintillatore. La risoluzione di HCAL è molto peggiore rispetto a quella di ECAL:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{HCAL}} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \oplus 9\%. \quad (1.4)$$

Gli impulsi luminosi dei pannelli scintillatori dei calorimetri sono veicolati a dei tubi fotomoltiplicatori (PMT) da fibre ottiche. Nel caso di ECAL l'elettronica di *shaping* è collocata direttamente sui PMT, visti gli stringenti requisiti di temporizzazione, mentre per HCAL è separata. In HCAL i fototubi lavorano a guadagno più alto, per compensare la ridotta ampiezza dei segnali. In Fig.1.3 si riporta una rappresentazione schematica della suddivisione dei due calorimetri.

1.2.6 Rivelatori per muoni

In LHCb è presente anche un blocco di rivelatori specificatamente progettato per la rivelazione di muoni [5]. Il sistema è costituito da 5 stazioni (M1,2,3,4,5) separate e dedicate a compiti differenti: il primo rivelatore è collocato appena prima di ECAL, ovvero dopo il blocco SPD-PS e ha come scopo principale quello di determinare l'impulso trasverso dei muoni, questa informazione è necessaria per coordinare il sistema di *trigger*. Le altre stazioni di rilevamento sono collocate invece, come di consueto, a valle dei calorimetri. L'accettanza del sistema completo è da ± 20 mrad a ± 306 mrad (da ± 16 mrad a ± 258 mrad).

I rivelatori a gas usati in questo apparato lavorano nella regione proporzionale, e sono precisamente *Multi-Wire Proportional Chambers* (MWPC). L'unica eccezione è nella parte più prossima al tubo di fascio di M1, dove a causa dell'elevatissimo flusso di particelle (500 kHz/cm^2) vengono utilizzati dei rivelatori GEM. Come in tutti i sistemi di questo tipo i vari rivelatori sono intercalati da strati di materiale assorbitore (Fe) spessi 80 cm ciascuno, la lunghezza totale è dell'ordine delle $25X_0$ tipiche.

Siccome lo scopo di questo apparato è quello di fornire dei dati utili per la ricostruzione delle tracce dei muoni i sensori sono opportunamente raggruppati al fine di fornire informazioni di tipo temporale: le MWPC sono in totale 1368, suddivise in 276 sezioni. Questo sistema è in grado di garantire una risoluzione $R \approx 5$ ns. I rivelatori GEM nella regione di alto flusso sono tre e hanno una risoluzione leggermente migliore, intorno a 3 ns; la risoluzione è maggiore per la regione dove il flusso di particelle è massimo.

1.2.7 Il sistema di *trigger*

L'insieme di rivelatori di LHCb produce un'enorme quantità di dati. Vista l'impossibilità di raccogliergli tutti in tempo reale è necessario introdurre un sistema di *trigger* in grado di selezionare ciò che è rilevante e utile alle successive analisi. Come accennato in precedenza la *bunch crossing rate* di LHC è pari a circa 40 MHz. A questo *rate* la digitalizzazione in tempo reale dei dati era impossibile tecnicamente³ e inutile, almeno per l'originario scopo di LHCb.

LHCb sfrutta un *trigger* a due stadi, come visibile in Fig.1.4: il primo stadio è di tipo hardware (L0) ed è implementato direttamente nei rivelatori, il secondo stadio (High Level Trigger) è invece svolto via software. Questi due sistemi di *trigger*, combinati, portano il *rate* di scrittura da 40 TB/s a circa 600 MB/s⁴, corrispondente a un *rate* di circa 12.5 kHz.

³almeno ai tempi del primo progetto di LHCb

⁴velocità di scrittura di picco tipica di un SSD a bus SATA

Trigger hardware L0

Siccome LHCb è stato progettato per studiare eventi che coinvolgono adroni contenenti quark b e c il trigger hardware sfrutta il fatto che queste interazioni avvengono solo con produzione di particelle molto energetiche. Un'altra condizione richiesta è che l'evento che ha originato le particelle non sia legato a interazioni multiple, questa condizione si individua contando gli eventi prodotti in SPD: se questi superano una certa soglia, detta *Global Event Cut* pari a 600, l'evento viene rigettato.

Oltre a ridurre il numero di eventi da processare, L0 effettua anche una preselezione che dipende dal tipo di particella. Gli eventi che superano il test del GEC vengono classificati nel seguente modo:

Muone Se l'impulso trasverso di una traccia nel rivelatore dei muoni supera $p_T = 1.76$ GeV;

di-Muone Se il prodotto dei momenti trasversi di due tracce nel rivelatore dei muoni supera $p_T = (1.6)^2$ GeV²;

Fotone Se viene rivelato uno *shower* in ECAL e con energia trasversa $E_T > 3.7$ GeV;

Adrone Se viene rivelato uno *shower* in HCAL e $E_T > 3$ GeV;

Elettrone Se viene rivelato uno *shower* in ECAL, attività in PS-SPD e $E_T > 3$ GeV.

Gli eventi selezionati vengono inviati alla *Decision Unit* (DU-L0), questa impone i tagli visti in precedenza e riduce il *rate* da 40 MHz a circa 1 MHz. Questo flusso dati è gestibile da un elaboratore ordinario e viene inviata al *trigger* software.

Trigger software HLT

Il trigger software, implementato su una *computing farm* effettua una parziale ricostruzione degli eventi, al fine di selezionare con precisione solo quelli di potenziale interesse. In una prima fase (sistema HLT1) ciascun evento, etichettato da L0, viene parzialmente ricostruito sfruttando i dati raccolti da VELO e dalle stazioni di tracciamento. In generale gli eventi che superano HLT1 sono ad alto p_T e con grande dispersione rispetto al punto di interazione.

Dopo HLT1 interviene HLT2, questo sistema è più selettivo e effettua una ricostruzione completa degli eventi più rilevanti, in particolare può essere configurato per selezionare eventi con caratteristiche interessanti per lo studio che si sta compiendo. Ad esempio con requisiti particolari di impulso o energia, con particolari prodotti di decadimento, oppure con uno specifico numero di vertici secondari.

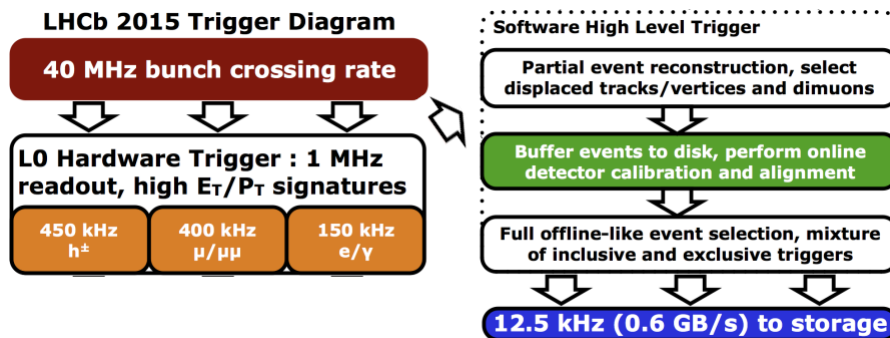


Figura 1.4: Schema a blocchi del sistema di *trigger* in Run 2.

1.3 Miglioramenti del rivelatore LHCb

La precedente descrizione si riferisce a LHCb in condizione di Run 1 e Run 2 (prese dati 2009-2013 e 2015-2018). La configurazione di Run 2 è quella uscente e tutti i dati raccolti fino al momento di stesura di questo elaborato sono riferiti a questa configurazione. Correntemente (2019-2020) LHC è in regime di *Long Shutdown* al fine di effettuare gli aggiornamenti necessari a Run 3, che dovrebbe iniziare nei primi mesi del 2022. Il Run 3 innalzerà l'energia disponibile al centro di massa fino al valore di progetto di LHC di 14 TeV, lievemente superiore al valore del Run 2 di 13 TeV. Questo aumento di energia sarà accompagnato da un significativo aumento di luminosità, cinque volte il valore del run precedente ($\mathcal{L}_{\text{Run2}} = 4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}$) [7] [8]. L'incremento della luminosità in LHCb porterà inevitabilmente anche ad un aumento del *pile-up*, la sovrapposizione di eventi dovuto ad interazioni multiple.

LHCb nei prossimi anni subirà numerose modifiche, suddivise in due fasi di miglioramenti distinte e denominate Upgrade I e II, queste fasi prepareranno l'apparato rispettivamente ai Run 3-4 e al Run 5 di LHC. Qui diamo un elenco delle principali modifiche relative all'Upgrade I, che è la configurazione per cui sono stati simulati i dati a cui il presente lavoro di tesi farà riferimento.

1.3.1 Vertex Locator

Il Vertex Locator attuale, basato su coppie di rivelatori semicircolari (R, φ) verrà interamente sostituito con un apparato a pixel [8]. Il sistema a pixel si basa su una matrice di elementi puntiformi, analogamente ad uno schermo a cristalli liquidi. In particolare i nuovi rivelatori saranno strutturati come una griglia di 256×256 pixel quadrati, ciascuno con lato di $55 \mu\text{m}$. Al fine di migliorare ulteriormente le prestazioni del sistema è stata anche ridotta la distanza fra i dischi sensori e il fascio.

1.3.2 Stazioni di tracciamento e RICH

Il tracker TT verrà completamente ricostruito con delle *microstrip* più piccole e maggiormente sovrapposte [8]. Questo nuovo apparato sarà denominato UT. Insieme a UT verrà effettuato anche un *upgrade* delle stazioni a valle, dove i sensori a *drift* saranno sostituiti con dei tracciatori a fibre scintillanti. La risoluzione spaziale del nuovo sistema sarà fra 60 e $100 \mu\text{m}$, un miglioramento dalle 2 alle 4 volte. I rivelatori RICH non subiranno modifiche eccessive, salvo la rimozione dell'assorbitore in Aerogel di RICH1 a causa della sua scarsa efficienza e un upgrade dei fototubi con modelli più performanti [8].

1.3.3 Calorimetri

I calorimetri subiranno importanti modifiche. Ricordiamo che questi sistemi hanno operato a luminosità superiore a quella inizialmente prevista già durante Run 2. In primo luogo il sistema PS-SPD verrà eliminato nel Run 3 [8], al fine di semplificare le operazioni di taratura e per ragioni di spazio. HCAL probabilmente continuerà ad essere presente a seguito di Upgrade I ma non ci sono piani per mantenerlo nel Run 4 e nel Run 5. La rimozione di HCAL è stata proposta al fine di ridurre il fondo a livello del sistema di rivelazione dei muoni e migliorarne quindi la risposta. L'assenza di HCAL però può avere degli effetti avversi sulla prestazione generale di LHCb e lo scopo del presente studio è proprio quello di indagare questo fatto e valutarne le conseguenze sulla ricostruzione dei *jet*. La struttura interna dei calorimetri non subirà modifiche sostanziali in Upgrade I, a parte un lieve riduzione del guadagno dei fototubi a fronte di una elettronica di acquisizione più sensibile e completamente riprogettata. Questo viene fatto per preparare il sistema ad un futuro *run* ad alta luminosità, dato che un guadagno eccessivo sui PMT li danneggerebbe. La nuova elettronica è anche fondamentale per il nuovo sistema di *trigger* [7]. La rimozione del PS-SPD infatti richiede una profonda modifica anche del *trigger*: basti pensare che nel Run 2 PS-SPD aveva il ruolo fondamentale di discriminare candidati elettroni e fotoni. Nonostante questa modifica abbia la potenzialità di ridurre la qualità della ricostruzione si ritiene che si tratti di una perdita accettabile. Ricordiamo anche che la rimozione di PS-SPD comporterà in ogni caso un lieve miglioramento della risoluzione intrinseca di ECAL. ECAL avrà un ruolo differente nel nuovo trigger e per la fase di Upgrade II è stata proposta una sua riprogettazione, con tecnologia e geometria delle celle completamente rinnovata. La nuova elettronica effettuerà una ricostruzione dell'energia trasversa E_T sulla base delle celle che forniscono le letture maggiori [9].

1.3.4 Il sistema di *trigger*

Il sistema di trigger del Run 1-2 è un ibrido hardware/software e limita il *rate* di acquisizione. Questa scelta era stata fatta al momento della progettazione originale per ragioni prevalentemente tecniche. Inoltre il *rate* ridotto di LHCb risultava più che adeguato per gli studi di Fisica del Sapore, per cui il rivelatore era stato inizialmente pensato. In Run 3 e successivi si è modificato pesantemente il *front end* elettronico dei rivelatori coinvolti nel sistema di trigger, in particolare si è convertita la struttura di L0 in Hardware LLT (Hardware Low Level Trigger), un sistema in grado di fornire una rate variabile da 1 MHz a 40 MHz alla *computing farm* atta alla ricostruzione, chiamata Software LLT. Il collegamento fra i due sistemi è effettuato mediante bus ad alta velocità, al fine di garantire la ricostruzione degli eventi alla massima *crossing rate* [8]. In Fig.1.5 si riporta uno schema esplicativo della configurazione del trigger.

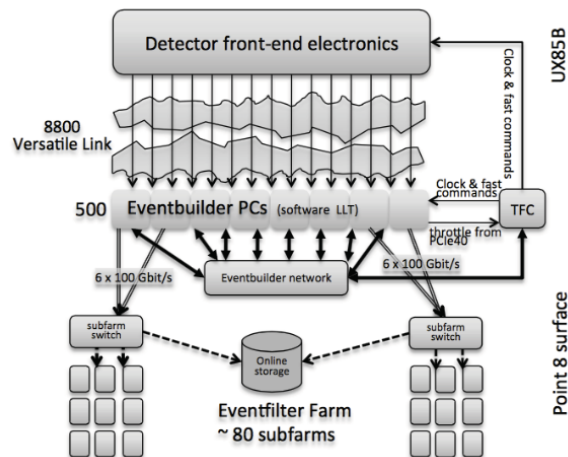


Figura 1.5: Schema a blocchi del sistema di trigger in Run 3 [8].

Capitolo 2

Algoritmi di ricostruzione e analisi della prestazioni

2.1 Flusso dati e algoritmi di ricostruzione

I dati raccolti dal sistema di *trigger* vengono elaborati per dare degli eventi ricostruiti relativi a uno specifico processo, sotto forma di strutture dati ad albero (chiamate comunemente *n-tuple*) all'interno del *framework* di analisi ROOT [10]. Questi *dataset* vengono poi analizzati per studiare fenomeni fondamentali.

Per poter ottenere informazioni dai dati, ad esempio osservare eventi compatibili con Nuova Fisica, oppure per verificare delle predizioni teoriche è necessario disporre di un termine di paragone. L'approccio seguito normalmente è la simulazione Monte Carlo. Mediante le simulazioni è possibile costruire dei dati campione la cui fisica è nota interamente, in quanto stabilita a priori. Con questi dati simulati si può ad esempio testare l'efficacia dei sistemi di *trigger*, fare dei confronti Modello-Esperimento per verificare ipotesi o validare una previsione, o ancora valutare le prestazioni dei rivelatori reali e dei loro algoritmi di ricostruzione.

Diamo qui, a titolo di esempio, la procedura di generazione di un *dataset* simulato. La procedura qui riportata è riferita al *framework* GAUDI [11] [12], su cui si basano le attività di analisi in LHCb:

1. si simulano le collisioni *pp* mediante i pacchetti Monte Carlo PYTHIA6-8 [13] [14], questi algoritmi simulano anche l'adronizzazione dei prodotti dove necessario;
2. l'algoritmo EVTGEN [15] simula il decadimento della componente adronica contenente quark *b* e *c* dei prodotti di PYTHIA;
3. Le interazioni dei prodotti con i materiali dei rivelatori vengono modellate e caratterizzate da GEANT4 [16] [17], come illustrato in [18];
4. l'algoritmo BOOLE [12] fornisce le risposte dei rivelatori in base all'interazione;
5. i segnali di output dell'elettronica sono trattati in analogia con quelli veri, i sistemi di *trigger* sono gestiti da MOORE [12];
6. la ricostruzione degli eventi successiva è svolta dal pacchetto BRUNEL [12] [19];
7. il pacchetto DAVINCI effettua le più comuni operazioni di analisi e manipolazione dati, come la formattazione in *n-tuple* pronte per l'analisi [12].

In caso di dati provenienti da una presa dati questi vengono elaborati direttamente dal pacchetto MOORE.

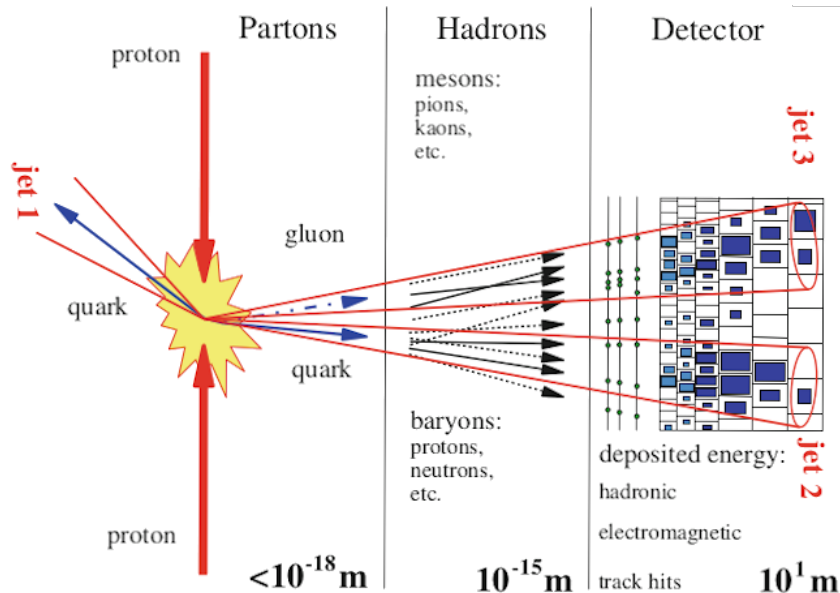


Figura 2.1: Schema di creazione e evoluzione di un *jet* adronico, l'interazione puntuale fra partoni e i successivi fenomeni di adronizzazione/decadimento producono sciami di particelle. Questi sciami appaiono come *jet* nel sistema di riferimento del rivelatore. La loro ricostruzione viene svolta a partire da *tracce* e *cluster*, come illustrato nella sezione successiva. (illustrazione adattata da [20])

2.1.1 Ricostruzione delle tracce e dei *cluster* calorimetrici

La prima fase di ricostruzione è svolta sulle tracce. Con il termine *traccia* si intende un insieme di *hit* del sistema di tracciamento, riconducibili appunto alla traccia di una particella. Un *cluster* è invece un insieme di celle calorimetriche che risponde a un evento, e indica quindi il passaggio e l'assorbimento di una particella.

Per quanto riguarda le tracce il VELO e le stazioni di tracciamento rilevano la traiettoria originale delle particelle prodotte e questa informazione viene messa in relazione con i dati provenienti dai calorimetri, ovvero i *cluster*. All'interno di VELO e delle *tracking stations* vengono individuati i candidati traccia, o *seeds* [5] e a partire da questi vengono costruite le tracce, basandosi sulle informazioni di direzione del *tracking system* e i *cluster* nei calorimetri. A seconda delle caratteristiche le tracce vengono suddivise in:

Long tracks rilevate in VELO e in tutte le stazioni di tracciamento;

Upstream tracks rilevate in VELO e in TT;

Downstream tracks rilevate solo nelle *Tracking stations*;

VELO tracks rilevate solo in VELO;

T tracks rilevate solo nelle *Tracking stations*, escluso TT.

Le tracce così costruite vengono valutate con un *fit di Kalman* [5] che ha anche lo scopo di stimare la qualità di ricostruzione.

2.1.2 Ricostruzione dei *jet*

Descriviamo ora l'insieme di procedure atte a ricostruire i *jet* prodotti dalle interazioni *pp* [5]. Nel presente lavoro si è specialmente interessati alle prestazioni di LHCb nella ricostruzione di questi oggetti, in Fig.2.1 si mostra schematicamente il processo di formazione e evoluzione di un *jet*.

I *jet* adronici si generano a partire da *parton showers*, ovvero da flussi di particelle generati dalla frammentazione di quark e gluoni prodotti dall'interazione primaria tra partoni. La loro ricostruzione è fondamentale per misurarne le proprietà cinematiche, che sono correlate a quelle del quark o gluone che li ha generati. L'idea alla base di questi algoritmi è dunque quella di ricostruire i *jet* ricombinando i prodotti finali nelle particelle di partenza in modo iterativo. Per valutare la probabilità che delle particelle siano effettivamente da ricombinare (*clustering*) si sfruttano degli estimatori legati alle probabilità dei vari canali QCD.

Il primo passo è associare ciascuna traccia osservata a uno specifico vertice primario, ovvero vertice della collisione primaria *pp* se ne sono presenti più d'uno, cosa assai probabile per alti valori di luminosità di fascio visto che i *bunches* contengono molte particelle. A questo punto interviene l'algoritmo, in questo caso di tipo *anti- k_T* [21], di *clustering*.

Vista la non elevata risoluzione dei calorimetri di LHCb ((1.3), (1.4)) la ricostruzione si deve basare anche sul *tracking system* e sul *vertex locator*. Discuteremo ora, per completezza, il funzionamento del sistema di ricostruzione. La procedura può essere divisa in quattro fasi distinte: selezione, *clustering*, ricombinazione e correzione JEC.

Particle flow, o selezione

In questa fase si preparano i dati in ingresso all'algoritmo di *clustering*. Le particelle osservate nei rivelatore vengono suddivise in tre categorie:

Particelle cariche ovvero associate ad una traccia;

Particelle neutre isolate non associabili a tracce e che producono segnale nei calorimetri;

Particelle neutre non isolate che danno segnale nei calorimetri ma sono associabili a tracce.

Visto che i calorimetri hanno bassa risoluzione è chiaro che la ricostruzione sarà migliore nel caso delle particelle cariche (si sfrutta il *tracking system*, che ha una risoluzione maggiore) e peggiore nel caso di neutre isolate, dove il tracciatore non aggiunge alcuna informazione ed è necessario basarsi solo sui calorimetri.

Clustering dei jet

Ora che si dispone di particelle categorizzate e delle relative tracce viene impiegato un algoritmo in grado di suddividerle in gruppi teoricamente generati dalla medesima interazione.

L'estimatore considerato prende il nome di *distanza* ed è definito nel seguente modo

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{k_{T,i}^2}, \frac{1}{k_{T,j}^2}\right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (2.1)$$

dove si ha

$$\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \quad (2.2)$$

con y_i si intende la rapidità della i -esima particella, con φ_i l'angolo azimutale mentre R è un parametro che viene scelto sulla base del tipo di dati.

L'algoritmo opera nella maniera seguente:

1. Viene costruita una lista contenente tutte le particelle individuate prima dall'algoritmo di *particle flow*;
2. Si calcola d_{ij} per due particelle distinte ij e fra le due particelle e il fascio d_{iB}, d_{jB} ;
3. Se $d_{ij} < d_{iB}, d_{jB}$ le particelle sono combinate insieme: il loro 4-impulso viene sommato;
4. Se la quantità minore è una delle distanze dal fascio la particella relativa viene classificata come *jet* e rimossa dalla lista.

Questo processo viene iterato fino al termine delle particelle.

Il parametro R è empirico, il suo valore viene scelto in base alle condizioni sperimentali. Per alti valori di R l'algoritmo ha una regione di azione estesa, e dunque può raggruppare in un unico *jet* particelle provenienti da interazioni primarie differenti. Un valore di R piccolo limita la regione di azione, e i *jet* possono venire frammentati artificialmente. Nei dati analizzati in questo lavoro si è considerato sempre $R = 0.5$, essendo un buon compromesso fra frammentazione ed eccessivo raggruppamento.

La peculiarità dell'algoritmo *anti- k_T* è la modalità con cui effettivamente costruisce i *jet*: le particelle più energetiche sono la base attorno a cui vengono raggruppate quelle meno energetiche e il *jet* continua ad essere formato finché la massima estensione fissata da R viene raggiunta. La scelta di questo tipo di algoritmo nella quasi totalità degli esperimenti a LHC è legata alla particolare fisica dei *jet* generati ad alte energie nel centro di massa, in quanto è assai insensibile agli eventi a bassa energia, essenzialmente parte del rumore.

Ricombinazione

In questa fase si stimano i valori del 4-impulso dei *jet* a partire dai *cluster* creati in precedenza. Se per la particella i -esima del gruppo si ha $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ allora per il *jet* valgono

$$E_{\text{jet}} = \sum_i E_i, \quad \vec{p}_{\text{jet}} = \sum_i \vec{p}_i \quad (2.3)$$

Questi valori ricostruiti sono essenzialmente le stime fornite dal rivelatore per il 4-impulso dei jets.

Nel caso i dati di partenza provengano da una simulazione Monte Carlo è possibile anche calcolare i *valori veri* per p_{jet} . Per ottenere tali stime è sufficiente eseguire il *clustering* solo sulle particelle stabili, ovvero con $\tau > 10^{-8}$ s. Come già accennato il confronto fra valori ricostruiti e veri è molto importante, in quanto consente di valutare le prestazioni dei sistemi di ricostruzione, dell'apparato sperimentale e infine, nel confronto con dati reali, verificare la presenza di nuovi canali di interazione.

Jet Energy Scale (JES) e Jet Energy Correction (JEC)

Le stime per il 4-impulso dei *jet* ottenute al punto precedente devono essere corrette, questa operazione viene svolta mediante le funzioni di *Jet Energy Correction* e *Jet Energy Scale*. La JEC viene costruita mettendo in relazione i valori veri di 4-impulso dei *jet* con quelli ricostruiti¹, in questo modo è possibile correggere il 4-impulso ricostruito p^{rec} per gli effetti del *pile up*, della non uniformità dei rivelatori dell'esperimento e per contributi di *background*, dovuti a processi spuri.

Per avere una correzione completa è necessario anche valutare la relazione fra le stime di 4-impulso ricostruite e corrette JEC e quelle provenienti da una presa dati reale. Questa procedura consente di eliminare i contributi d'errore causati dalla inevitabile limitatezza delle simulazioni, sia per quanto riguarda la Fisica dei processi di interazione che per quanto riguarda i modelli dei rivelatori. La funzione di correzione in questo caso è denominata JES e viene costruita in modo analogo alla JEC. Si procede ora alla descrizione del modello JEC utilizzato per il campione di dati simulati di interesse.

Il 4-impulso dei *jet* ricostruiti viene messo in correlazione con i valori veri (da qui in avanti questi ultimi saranno indicati con un pedice 'MC', con un lieve abuso di notazione) attraverso una funzione dei parametri cinematici dei *jet*, come impulso, pseudorapidità e di caratteristiche dell'interazione, come ad esempio il numero di vertici primari. La scelta delle dipendenze considerate varia caso per caso. Questa funzione \mathcal{K} prende il nome di Jet Energy Correction ed è definita da:

$$E_{\text{MC}} = \mathcal{K}(p_T, \eta, \mathcal{N}) \cdot E_{\text{rec}}, \quad (2.4)$$

dove con $E_{\text{MC}}, E_{\text{rec}}$ si intendono rispettivamente i valori di energia simulati e ricostruiti del *jet*, mentre con p_T, η, \mathcal{N} si indicano rispettivamente impulso trasverso, pseudorapidità e numero di vertici primari. La funzione \mathcal{K} non presenta espressione analitica nota teoricamente, si tratta di un modello che viene costruito sulla base dei dati: spesso vengono usate convoluzioni di polinomi. A seconda della raffinatezza del modello che si desidera \mathcal{K} può essere vista in funzione di uno o più parametri.

2.2 Determinazione della JEC

In questa sezione si discutono le caratteristiche del modello multivariabile della funzione JEC adottato in questa tesi. Nelle analisi si utilizza un campione di simulazione del processo

$$p + p \longrightarrow Z^0(\longrightarrow b\bar{b}) + X \quad (2.5)$$

in cui i due quark b frammentano in due *jet* distinti.

La JEC viene determinata in condizioni di Run 3-4 nelle configurazioni con HCAL in posizione e con assorbitore passivo.

2.2.1 Modello della JEC

Si è deciso di definire la funzione \mathcal{K} mediante un modello polinomiale di terzo grado. La JEC viene vista come funzione di tre variabili: impulso trasverso p_T , pseudorapidità η e numero di vertici primari di interazione \mathcal{N} .

Riportiamo qui di seguito l'espressione analitica della funzione:

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(p_T, \eta, \mathcal{N}) = & a + bp_T + c\eta + d\mathcal{N} + e\eta\mathcal{N} + fp_T\eta + g\mathcal{N}p_T + h\eta^2 + ip_T^2 + j\mathcal{N}^2 + \\ & + kp_T^2\eta + lp_T\eta^2 + m\mathcal{N}^2\eta + n\mathcal{N}\eta^2 + op_T^2\mathcal{N} + pp_T\mathcal{N}^2 + qp_T^3 + r\mathcal{N}^3 + s\eta^3. \end{aligned} \quad (2.6)$$

dove con le lettere $[a, s]$ si indicano i parametri liberi.

La stima dei parametri è eseguita mediante interpolazione non lineare. Dalla definizione di \mathcal{K} segue che per avere una stima di $[a, s]$ è necessario interpolare con l'Eq.(2.6) i valori del rapporto

$$k = \frac{E_{\text{MC}}}{E_{\text{rec}}}. \quad (2.7)$$

Si è deciso di suddividere lo spazio (p_T, η, \mathcal{N}) in celle tridimensionali a dimensione fissata. Per ciascuna delle celle è stato stimato $\langle k \rangle \pm \sigma_{\langle k \rangle}$ rispettivamente con media aritmetica e errore della media.

I valori $\langle k \rangle \pm \sigma_{\langle k \rangle}$ sono quindi stati riportati in uno spazio quadridimensionale sotto forma di punti $(\langle p_T \rangle, \langle \eta \rangle, \langle \mathcal{N} \rangle, \langle k \rangle)$ dove con $\langle \bullet \rangle$ si indicano, al solito, i centroidi dei valori in questione.

2.2.2 Determinazione dei parametri

Al fine di mantenersi all'interno dell'intervallo di accettazione dei rivelatore si è deciso di considerare nella stima di \mathcal{K} solo gli eventi che presentano $2.2 < \eta < 4.2$. Inoltre, per avere statistica sufficiente si è imposto anche $20 \text{ GeV} < p_T < 100 \text{ GeV}$ e $1 \leq \mathcal{N} \leq 10$. I valori di k per il campione così ottenuto sono stati quindi suddivisi in una griglia $5 \times 5 \times 5$ con passo costante per η, \mathcal{N} e passo variabile per p_T , ovvero bins 20 GeV-60 GeV larghi 10 GeV e un bin 60 GeV-100 GeV largo

¹entrambi provenienti da un dataset simulato

40 GeV. Eventuali bins vuoti o con un solo evento all'interno vengono scartati dal calcolo. La presenza di bin a statistica insufficiente è attesa visto che la statistica dei campioni utilizzati non è elevata (1379 eventi nella configurazione ad assorbitore e 1612 in quella HCAL, prima della selezione) e alcune regioni sono intrinsecamente improbabili, in particolare per valori elevati di η , per cui la struttura della linea di fascio limita la rivelazione.

Mostriamo in Fig.2.2 gli *scatter plot* quadridimensionali ottenuti nella maniera esposta in precedenza.

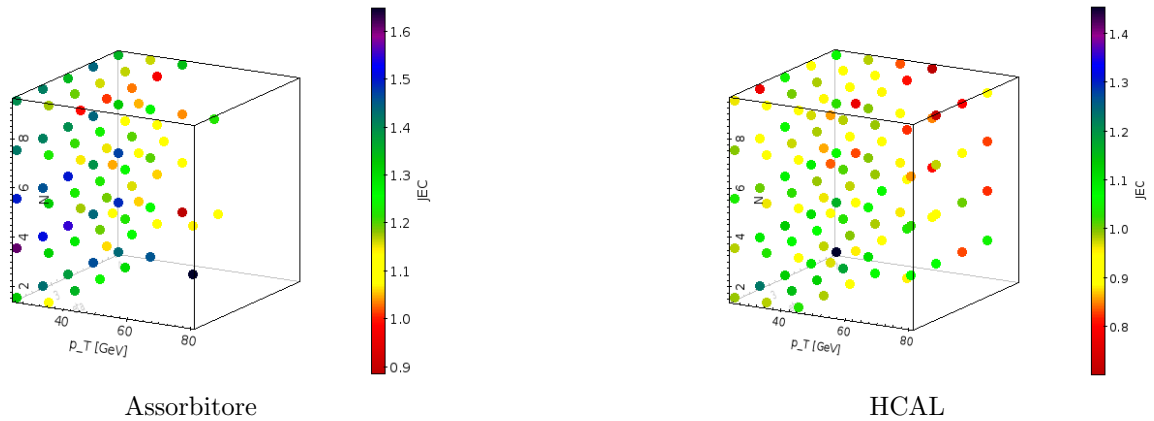


Figura 2.2: Valori medi di k (JEC) riportati nello spazio (p_T, η, \mathcal{N}) , nel pannello a sinistra relativi alla configurazione ad assorbitore, in quello a destra relativi alla configurazione con HCAL in posizione.

Vista l'evidente impossibilità di mostrare un grafico complessivo della $\mathcal{K}(p_T, \eta, \mathcal{N})$ si sono costruite le proiezioni \mathcal{K}^T lungo p_T, η, \mathcal{N} , fissando di volta in volta i parametri rimasti a un valore intermedio, ovvero $\bar{p}_T = 50$ GeV, $\bar{\eta} = 3.2$, $\bar{\mathcal{N}} = 5$.

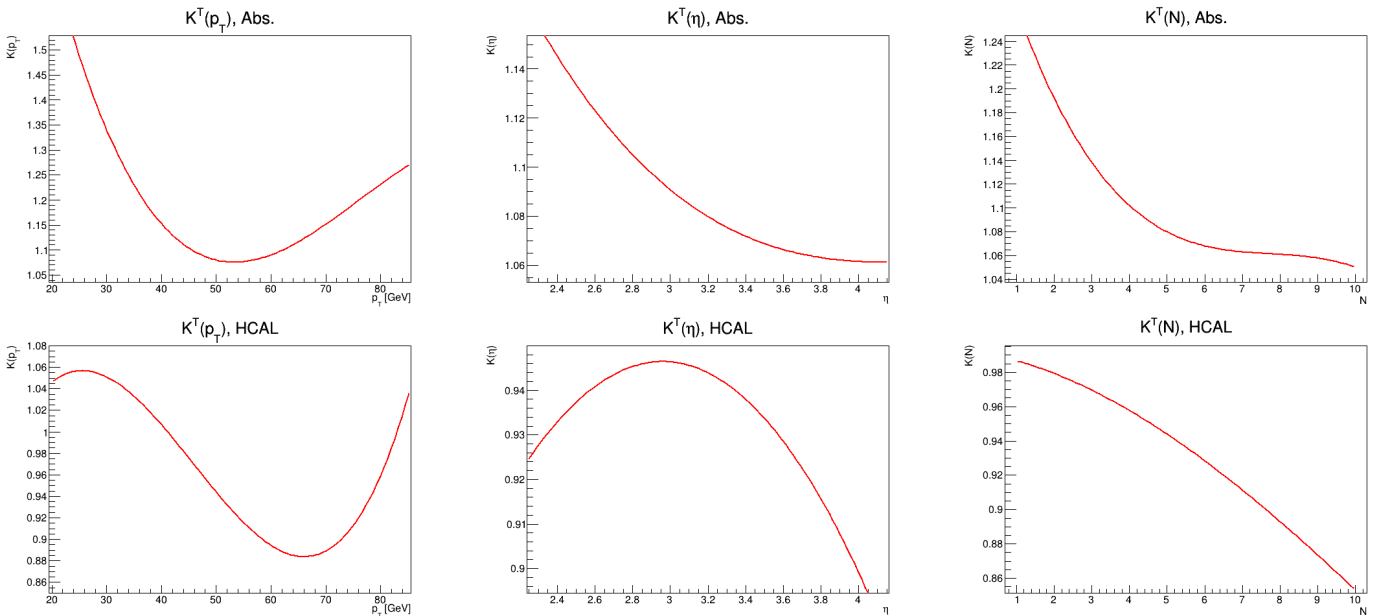


Figura 2.3: Proiezioni \mathcal{K}^T in configurazione ad assorbitore passivo (Abs.) e con calorimetro adronico (HCAL). Da sinistra verso destra $\mathcal{K}^T(p_T), \mathcal{K}^T(\eta), \mathcal{K}^T(\mathcal{N})$.

Si noti come in media i valori assunti dalla funzione JEC nella configurazione ad assorbitore si discostano dall'unità in casi estremi anche del 50%. Nella configurazione con HCAL la JEC non si discosta mai dall'unità per più del 15%. Nella configurazione ad assorbitore il contributo di misura dell'energia fornito da HCAL non è presente, dunque le stime di energia saranno sistematicamente minori a parità di evento rispetto alla configurazione con HCAL. La conseguenza diretta di ciò è un incremento dei valori della JEC, come evidente da Fig.2.3. È anche chiaro che un aumento della JEC equivale a una correzione sui valori ricostruiti maggiore, quindi ci si attende un impatto sulla risoluzione di ricostruzione. Si noti anche come gli andamenti della funzione siano diversi nei due casi.

2.3 Valutazione delle prestazioni

Lo scopo di questa sezione è quello di studiare gli effetti della rimozione di HCAL sulla qualità di ricostruzione.

2.3.1 Risoluzione dell'impulso trasverso

Una prima metrica utilizzabile allo scopo è la *risoluzione su p_T* . Si definisce la risoluzione di ricostruzione \mathcal{R} come la distanza normalizzata fra il valore ricostruito corretto e quello vero dato dalla simulazione, in questo caso

$$\mathcal{R}_{p_T} = \frac{p_T^{\text{cor}} - p_T^{\text{MC}}}{p_T^{\text{MC}}} \quad (2.8)$$

dove con p_T^{cor} si indica appunto il valore di impulso trasverso ricostruito a cui è stata applicata la correzione JEC, funzione dell'impulso ricostruito p_T^{rec} , della pseudorapidità η e del numero di vertici primari \mathcal{N}

$$p_T^{\text{cor}} = p_T^{\text{rec}} \cdot \mathcal{K}(p_T^{\text{rec}}, \eta, \mathcal{N}). \quad (2.9)$$

Teoricamente la risoluzione per un campione di eventi segue un andamento gaussiano con media nulla (assenza di *bias* sui valori ricostruiti) e varianza σ proporzionale alla qualità della ricostruzione: σ di tale distribuzione rappresenta proprio la risoluzione di ricostruzione. Il primo confronto quindi è basato sulle varianze: si sono costruiti gli istogrammi della risoluzione nei due casi visti in precedenza e si è stimata σ mediante una interpolazione gaussiana.

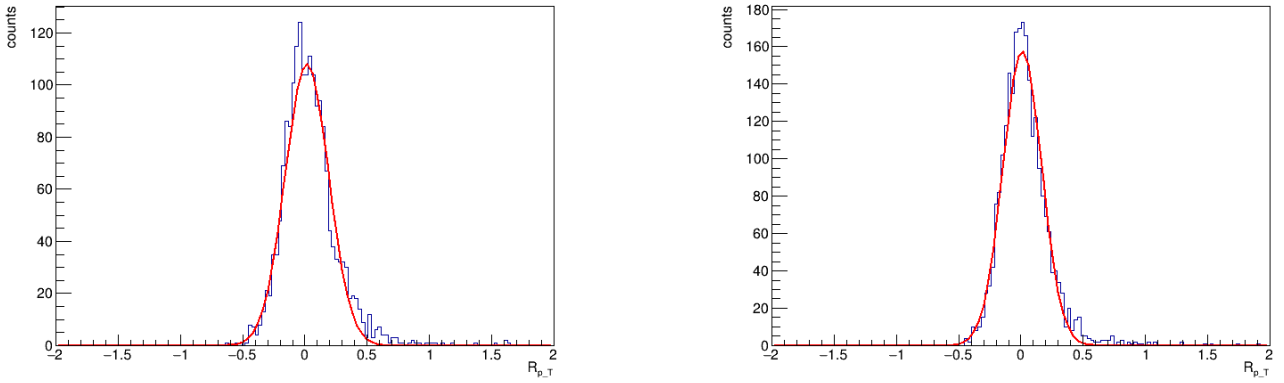


Figura 2.4: Istogrammi di \mathcal{R}_{p_T} e relative interpolazioni gaussiane, configurazione HCAL (destra) e ad assorbitore (sinistra).

A partire dalle interpolazioni in Fig.2.4 si giunge alle seguenti stime di risoluzione

$$\mathcal{R}_{\text{abs}} = (17.5 \pm 0.4)\%, \quad \mathcal{R}_{\text{HCAL}} = (15.6 \pm 0.3)\%. \quad (2.10)$$

Osserviamo dunque un lieve peggioramento della risoluzione nella configurazione ad assorbitore passivo. Si fa notare che è possibile ripetere il medesimo calcolo anche per le singole componenti di p_{jet} , ma visto che vengono ricostruite in modo simile ciò non aggiunge ulteriori informazioni.

È anche interessante valutare l'andamento della risoluzione σ in funzione del p_T vero dei *jet*, questa operazione si può fare proprio perchè questa grandezza è nota dalla simulazione. Le varianze calcolate al punto precedente sono state quindi opportunamente suddivise in intervalli (*bin*) sulla base di p_T^{MC} . A partire dai valori medi di σ per ciascun *bin* si è costruito il grafico della risoluzione in funzione di p_T^{MC} in funzione dell'impulso, visibile in Fig.2.5.

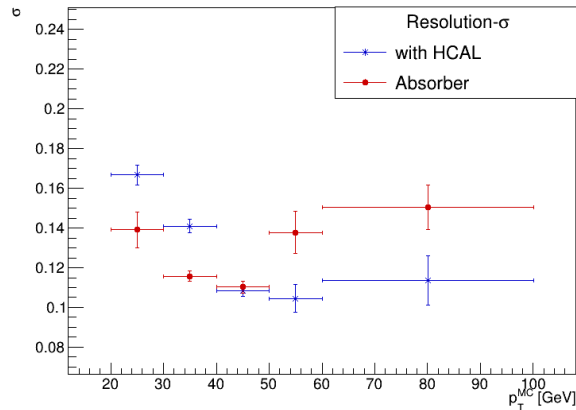


Figura 2.5: Andamento della risoluzione del p_T ricostruito in funzione di p_T^{MC} , per il caso in cui HCAL è in posizione e quello in cui è sostituito con l'assorbitore.

Si noti che la risoluzione risulta migliore per circa il 20% nella configurazione ad assorbitore per $20 \text{ GeV} < p_T^{\text{MC}} < 40 \text{ GeV}$. Per valori di $p_T^{\text{MC}} > 50 \text{ GeV}$ la situazione si inverte: la presenza di HCAL migliora la risoluzione di circa il 25%.

La rimozione del calorimetro adronico dunque sembra favorire la ricostruzione di *jet* con valori di impulso trasverso bassi ($< 40 \text{ GeV}$), questo potrebbe rivelarsi un vantaggio o una limitazione, a seconda del tipo di studi che si intende effettuare con l'apparato.

2.3.2 Valutazione dell'efficienza di ricostruzione

Se al punto precedente si era unicamente interessati all'andamento della differenza fra il valore vero e quello ricostruito sul campione ora si vuole valutare quanto efficacemente operano gli algoritmi di ricostruzione. Questo tipo di valutazione può essere fatta a partire da varie quantità, qui ci si concentrerà su efficienza di ricostruzione e *fake probability*.

Efficienza

L'efficienza di ricostruzione ε_b per ogni intervallo di impulso trasverso è definita nel modo seguente

$$\varepsilon_b = \frac{n_{\text{rec}}}{n_{\text{tot}}} \quad (2.11)$$

dove con $n_{\text{rec}}, n_{\text{tot}}$ si intendono rispettivamente il numero di *jet* ricostruiti e il numero totale di *jet* generati. Un *jet* viene considerato ricostruito correttamente quando viene associato a un *jet* vero, ciò avviene se è verificata la seguente condizione

$$dR = \sqrt{(\varphi_{\text{rec}} - \varphi_{\text{MC}})^2 + (\eta_{\text{rec}} - \eta_{\text{MC}})^2} < 0.5 \quad (2.12)$$

dove con φ si intende la coordinata azimutale e con η , al solito, la pseudorapidità.

Fake Probability

La *fake probability* P_{fake} rappresenta la probabilità che un *jet* venga erroneamente formato, cioè ricostruito partendo da particelle del combinatorio che, raggruppate, non corrispondano ad un *jet* reale:

$$P_{\text{fake}} = \frac{n_{\text{fake}}}{n_{\text{rec}}}, \quad (2.13)$$

dove il numero di *jet* erroneamente ricostruiti viene indicato con n_{fake} e n_{rec} indica sempre il numero totale di *jet* ricostruiti. Ora che si sono definite le quantità rilevanti si riportano i loro andamenti per le due configurazioni di interesse in funzione rispettivamente di p_T^{MC} e p_T^{cor} . La scelta di rappresentare l'efficienza in funzione dei valori veri p_T^{MC} è legata alla sua definizione, si è interessati a studiarne l'andamento sull'effettivo valore di impulso per valutare le prestazioni del rivelatore.

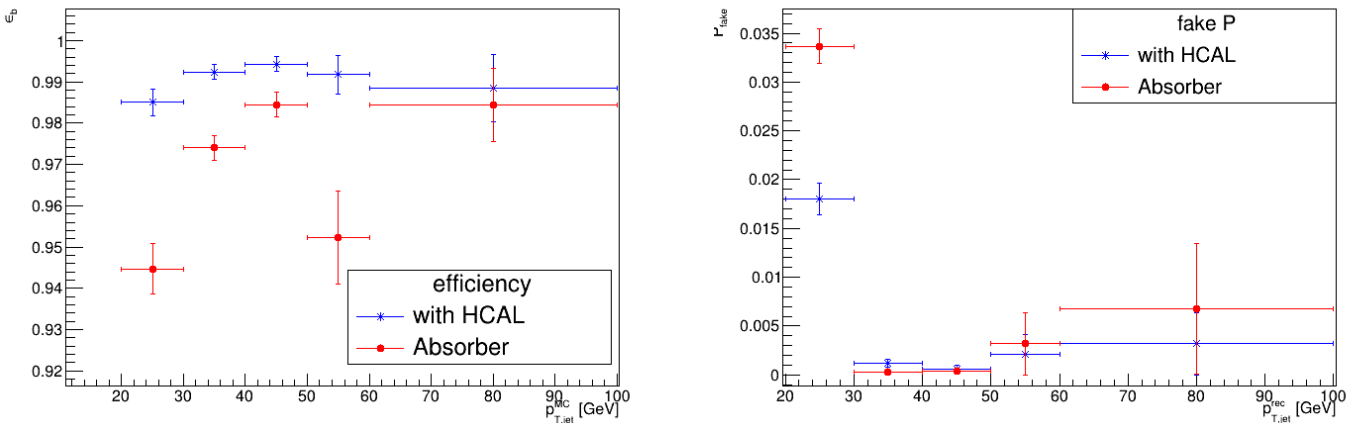


Figura 2.6: Andamento dell'efficienza del rivelatore in funzione del momento trasverso simulato (sinistra) e andamento della *fake probability* in funzione del momento trasverso ricostruito (destra), per le due configurazioni studiate (HCAL o assorbitore).

Dal pannello a sinistra della Fig.2.6 si nota che l'efficienza nella configurazione ad assorbitore subisce un crollo di circa il 5% per *jet* con basso p_T ($< 30 \text{ GeV}$) e con $50 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$, mantenendosi consistentemente minore nella configurazione ad assorbitore. Il valore di P_{fake} risulta generalmente simile e comunque compatibile fra i due casi, salvo ancora per la regione a basso impulso trasverso ($< 30 \text{ GeV}$) dove risulta in media peggiore per circa il 100% nella configurazione ad assorbitore.

È interessante notare come la regione in cui l'efficienza di ricostruzione è significativamente minore in assenza di HCAL si trova intorno agli stessi valori di p_T per cui si è osservato un miglioramento della risoluzione (20 GeV-40 GeV).

2.3.3 Studio del bosone vettore Z^0

Per questo studio si ricostruisce la massa del bosone vettore Z^0 . La qualità di ricostruzione viene valutata studiando un processo fisico usato come “candela” di calibrazione:

$$p + p \longrightarrow Z^0 (\longrightarrow b \bar{b}) + X \quad (2.14)$$

dunque la massa invariante della coppia di *jet* (chiamata anche *dijet*) è un estimatore di $M_{Z^0}^* = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [22]. Per il calcolo della massa invariante si è fatto ricorso alla *legge di mass-shell*. I 4-impulsi dei due *jet* sono stato corretti mediante la JEC e poi sommati per avere \vec{p}_{dijet} .

$$M_{\text{dijet}} = \sqrt{E_{\text{dijet}}^2 - (p_{x,\text{dijet}}^2 + p_{y,\text{dijet}}^2 + p_{z,\text{dijet}}^2)}. \quad (2.15)$$

Prima di svolgere il calcolo è necessario però imporre alcune condizioni sui *jet*:

- $20 \text{ GeV} < p_T^{\text{MC}} < 100 \text{ GeV}$, regione a ε_b massima;
- $2.2 < \eta^{\text{MC}} < 4.2$ legata all'accettanza dell'apparato.

Riportiamo in Fig.2.7 le distribuzioni di M_{inv} e di p_T^{cor} .

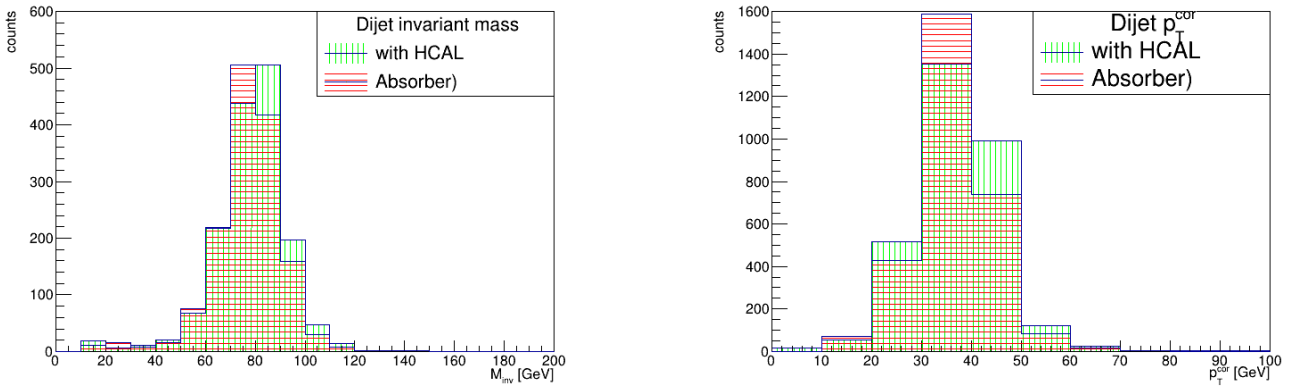


Figura 2.7: Distribuzione della massa invariante di Z^0 (sinistra) e distribuzione dell'impulso trasverso corretto JEC (destra). Le aree delle distribuzioni nei due casi, HCAL o assorbitore, sono normalizzate alla stessa area.

Si è eseguito anche un calcolo equivalente imponendo un taglio inferiore su p_T^{MC} a 30 GeV, in questo modo si è in grado di eliminare ulteriormente i contributi spuri da *background QCD* e si eliminano anche gli eventi per cui l'efficienza del rivelatore con assorbitore è al minimo.

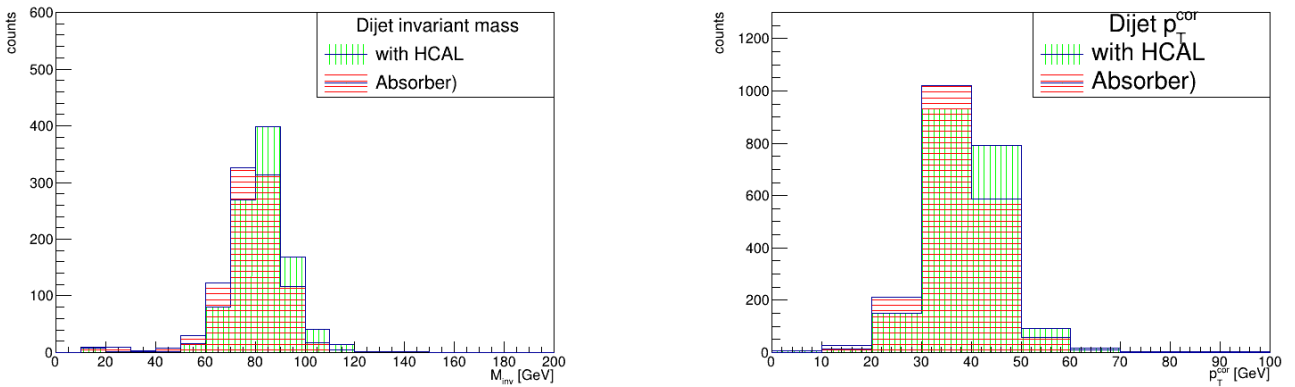


Figura 2.8: Distribuzione della massa invariante di Z^0 (sinistra) e distribuzione dell'impulso trasverso corretto JEC (destra). Taglio globale a $p_T^{\text{MC}} > 30 \text{ GeV}$. Le aree delle distribuzioni nei due casi, HCAL o assorbitore, sono normalizzate alla stessa area.

Osserviamo dalla Fig.2.8 come nella configurazione ad assorbitore passivo la risoluzione sulla massa invariante appaia lievemente peggiore rispetto alla configurazione con HCAL. Si nota poi un lieve discostamento del valore massimo tra i due casi, con il massimo della configurazione con HCAL più vicino al valore nominale per M_{Z^0} .

Per stimare l'entità della perdita di risoluzione si assume che l'andamento della distribuzione della massa in Figs.2.7-2.8 sia di tipo gaussiano e si effettua una interpolazione. L'interpolazione viene eseguita solo nell'intervallo 70 GeV-110 GeV per poter approssimare l'andamento della distribuzione con una semplice gaussiana, considerandone solo la spalla destra e parte di quella sinistra. La risoluzione viene valutata per mezzo della FWHM (*Full Width Half Maximum*) della funzione interpolante:

$$\text{FWHM}_{\text{Abs.}}^{20 \text{ GeV}} = (24.9 \pm 1.1) \text{ GeV}, \quad \text{FWHM}_{\text{HCAL}}^{20 \text{ GeV}} = (24.2 \pm 1.0) \text{ GeV}, \quad \lambda = 0.49 \quad (2.16)$$

$$\text{FWHM}_{\text{Abs.}}^{30 \text{ GeV}} = (22.4 \pm 1.1) \text{ GeV}, \quad \text{FWHM}_{\text{HCAL}}^{30 \text{ GeV}} = (21.4 \pm 0.9) \text{ GeV}, \quad \lambda = 0.72. \quad (2.17)$$

Per quanto riguarda i valori di massa ottenuti dalla *mean* della distribuzione si osserva un *bias* tra le due configurazioni, appare che l'assenza di HCAL riduca i valori:

$$\mu_{\text{Abs.}}^{20 \text{ GeV}} = (77.9 \pm 0.7) \text{ GeV}, \quad \mu_{\text{HCAL}}^{20 \text{ GeV}} = (80.8 \pm 0.5) \text{ GeV}, \quad \lambda = 3.2 \quad (2.18)$$

$$\mu_{\text{Abs.}}^{30 \text{ GeV}} = (79.7 \pm 0.6) \text{ GeV}, \quad \mu_{\text{HCAL}}^{30 \text{ GeV}} = (83.4 \pm 0.4) \text{ GeV}, \quad \lambda = 5.1. \quad (2.19)$$

Si nota che nessuno di questi valori è compatibile con la massa nominale $M_{Z^0}^* = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [22]. Questo fatto è aspettato ed è legato alla modalità con cui avviene la correzione JEC. Come già accennato la JEC si basa unicamente su set di dati simulati, pertanto non considera nessun contributo d'errore legato alle procedure di simulazione. In particolare eventuali limitazioni del modello fisico dei fenomeni studiati o della struttura dei rivelatori possono portare a discrepanze significative.

Capitolo 3

Determinazione delle incertezze sistematiche sulla *jet energy scale*

Tutte le valutazioni effettuate nel capitolo precedente sono svolte su dati simulati in regime di Run 3 e Run 4, pertanto si basano su un rivelatore che al momento della stesura è ancora in costruzione. Le procedure di simulazione descritte al Capitolo 2 si basano su modelli teorici e non è garantito che tali modelli riproducano in modo preciso e accurato la risoluzione energetica dei *jet* e la *Jet Energy Scale*. Questo fatto può essere legato alla non perfetta aderenza dei dati reali ai processi simulati. È chiaro che qualsiasi incertezza sistematica sulle quantità stimate dalla simulazione può avere impatto sullo studio dei dati reali, e quindi sull'incertezza totale. Questo si potrebbe evidenziare ad esempio in un *offset* sulle stime dei parametri misurati, siccome questi valori sono messi in relazione, tramite la JES e la risoluzione, con i dati ricostruiti.

In questo capitolo si esegue un'analisi delle incertezze sistematiche nelle due configurazioni di interesse ovvero quella nominale di LHCb e con HCAL sostituito da un assorbitore inerte. L'approccio all'analisi è quello seguito in [23].

Si è scelto di considerare per il confronto dati reali-simulazione il processo inclusivo

$$p_1 + p_2 \longrightarrow Z^0 (\longrightarrow \mu^+ + \mu^-) + \text{jet} + X. \quad (3.1)$$

Considerando il sistema di riferimento del centro di massa si ha che

$$p_T(p_1) + p_T(p_2) = 0 \quad (3.2)$$

La produzione di Z^0 e del *jet* avviene dunque, assumendo trascurabile l'impulso di eventuali altre particelle prodotte, *back-to-back* nel piano azimutale. Dalla conservazione dell'impulso segue che

$$p_T^{\text{jet}} = p_T^{Z^0}. \quad (3.3)$$

Questo processo è stato scelto in quanto è possibile determinare con precisione l'impulso trasverso di Z^0 a partire dallo studio dei muoni del decadimento. La misura di $p_T^{Z^0}$ può quindi essere messa in correlazione con l'impulso del *jet*.

I campioni di dati presi in considerazione qui sono in condizioni di Run 2, ovvero con $\sqrt{s} = 13$ TeV e con HCAL in posizione. È chiaro che se si intende valutare le prestazioni del rivelatore senza HCAL è necessario individuare una procedura che consenta di rimuoverne il contributo. Siccome la costituzione del calorimetro adronico e dell'assorbitore passivo sono molto simili è possibile approssimare gli eventi ricostruiti senza HCAL immaginando che questo non fornisca informazioni. Per ogni interazione primaria del campione è disponibile l'elenco di tutte le particelle figlie generate nei rivelatori. Selezionando da questo elenco quelle la cui identificazione richiede HCAL e eliminando il relativo contributo al 4-impulso del *jet* ricostruito si può formare un campione per cui, almeno in prima approssimazione HCAL non è presente. Trattandosi di un calorimetro adronico basterà dunque rimuovere il contributo di tutte le particelle figlie neutre ($Q = 0$) che non siano γ, η_0, π_0 . I fotoni vengono rivelati da ECAL, e gli η_0, π_0 non lo raggiungono, e in ogni caso decadono in fotoni, che sono rivelabili da altri sistemi.

3.1 Analisi preliminare

La quantità più rilevante in questa analisi è il rapporto ξ :

$$\xi = \frac{p_T^{\text{jet,rec}}}{p_T^{Z^0}}. \quad (3.4)$$

Questo rapporto, idealmente pari all'unità in conseguenza di (3.3) rappresenta la discrepanza fra l'impulso del *jet* legato a Z^0 ($p_T^{\text{jet,rec}}$) e il suo effettivo impulso ($p_T^{Z^0}$), stimato mediante i muoni di decadimento.

Comparando i valori medi della distribuzione di ξ fra dati reali e simulazione è possibile individuare la presenza di eventuali errori sistematici sui valori simulati, legati dunque a un errore sistematico di ricostruzione riconducibile alla JES e alla risoluzione di ricostruzione di p_T^{jet} . Come già accennato più volte le simulazioni non modellano tutti gli aspetti del rivelatore, dunque è possibile che le distribuzioni dei valori ricostruiti siano soggette a *bias* rispetto ai dati reali. Questo si può evidenziare anche nella distribuzione di ξ . Valutando poi la dispersione di ξ si può anche inferire un eventuale errore sistematico sulla risoluzione.

Anche in questo caso, prima di procedere con l'analisi sono stati effettuati dei tagli sugli eventi:

- $p_T^{\text{jet}} > 10$ GeV, atto a ridurre il contributo da eventi di *background* QCD;
- $60 \text{ GeV} < M_{Z^0} < 120$ GeV, per eliminare contributi da eventi a scala elettrodebole (EW) e da *background* QCD;
- $2.0 < \eta < 4.5$, legato all'accettanza del sistema;
- $N = 1$, al fine di minimizzare fenomeni di *pile-up*.

In Fig.3.1 si mostrano le distribuzioni di ξ nelle due configurazioni. Per semplificare l'osservazione tutte le distribuzioni sono state normalizzate all'unità nell'intervallo mostrato.

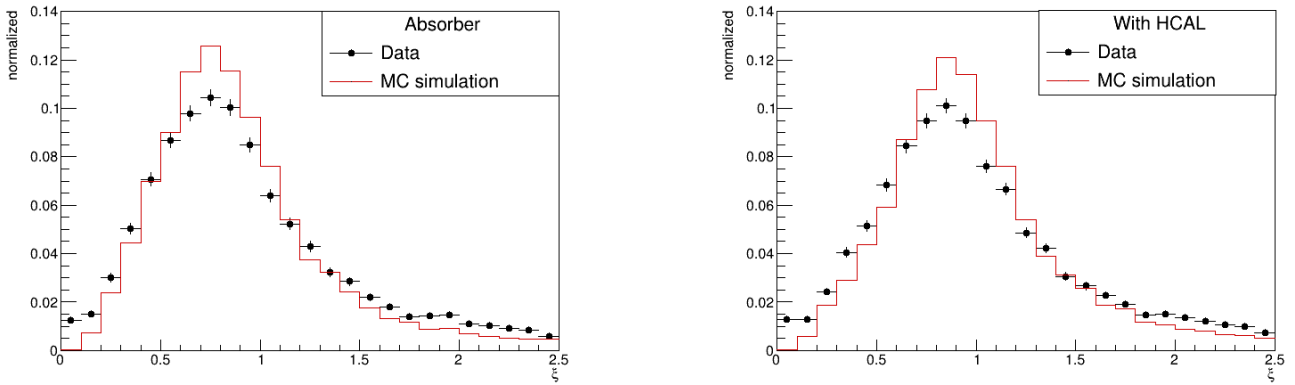


Figura 3.1: Distribuzione di ξ per eventi simulati (rosso) e reali (nero) nelle due configurazioni studiate: Assorbitore (sinistra) e HCAL (destra). Si riportano le barre d'errore per il campione da dati reali.

I dati reali hanno più eventi di fondo, fuori dal picco della Z^0 , non previsti completamente nella simulazione.

3.2 Valutazione delle incertezze sistematiche

Si vuole giungere a una valutazione degli errori sistematici sulla risoluzione dell'impulso trasverso del *jet* e sulla JES, questo non è possibile osservando semplicemente gli andamenti di ξ . Per farlo si modifica la risposta del rivelatore agendo sul campione di dati simulati e si studia la compatibilità dell'andamento di ξ con i dati reali. La risposta del rivelatore ha effetto sulla misura di p_T^{jet} , pertanto sarà questo il valore che si andrà a variare.

3.2.1 Errore sistematico sulla JES

Il primo contributo sistematico che si studia è quello sul valore medio della distribuzione, legato alla correzione energetica della JES. L'impulso trasverso del *jet* ricostruito per ogni evento viene variato mediante il parametro adimensionale μ , definito nel seguente modo

$$p_T^{\text{jet,var}}(\mu) = \mu \cdot p_T^{\text{jet,rec}}, \quad \xi(\mu) = \frac{p_T^{\text{jet,var}}(\mu)}{p_T^{Z^0}} \quad (3.5)$$

dove con $p_T^{\text{jet,var}}(\mu)$ si intende il valore, dipendente da μ dell'impulso variato.

Si fa notare che il parametro μ è stato variato con passo pari a $\kappa = 0.005$, tutti i calcoli svolti in seguito sono subordinati a questa discretizzazione. L'approccio qui seguito si basa sulla valutazione dell'andamento di $\langle \xi_{\text{MC}}(\mu) \rangle \pm \sigma_{\langle \xi_{\text{MC}}(\mu) \rangle}$ in funzione del parametro μ e il suo confronto con il valore $\langle \xi_{\text{data}} \rangle \pm \sigma_{\langle \xi_{\text{data}} \rangle}$ stimato dal campione di dati reali. Al fine di verificare l'assenza di effetti spuri o dipendenze non previste questa analisi viene svolta selezionando gli eventi in base a p_T, η mediante *binning*. I tagli, oltre a quelli richiesti per il *binning*, restano quelli mostrati in precedenza.

In particolare si considererà la *distanza* δ fra gli ξ , definita come:

$$\delta(\mu) = |\langle \xi_{\text{data}} \rangle - \langle \xi_{\text{MC}}(\mu) \rangle|. \quad (3.6)$$

Questa grandezza rappresenta appunto la distanza tra il valore medio della distribuzione dei dati reali e quello della distribuzione dei dati simulati variati da μ , di cui è funzione. Riportiamo in Fig.3.2 l'andamento di $\langle \xi \rangle$ in funzione di μ per dei bin selezionati e la distanza $\delta(\mu)$ in unità di $\sigma_{\langle \xi_{\text{data}} \rangle}$ per tutti i bin studiati.

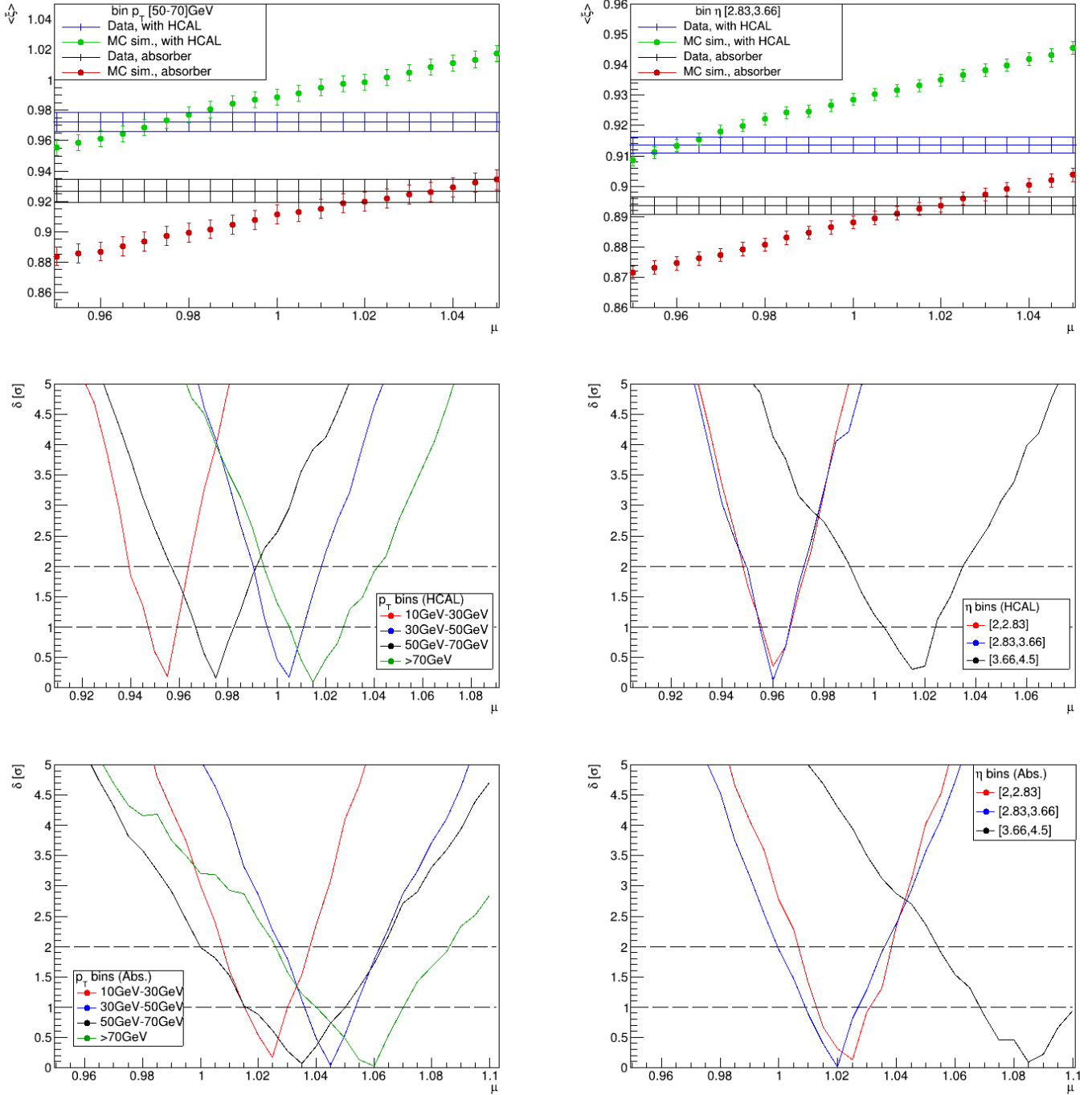


Figura 3.2: Andamento del valore medio di ξ in funzione di μ e andamento della distanza (normalizzata su σ_{ξ}) in funzione di μ nelle due configurazioni. Per i valori del campione di dati reali si è evidenziata anche la regione a 1σ .

Attraverso il calcolo delle distanze usando (3.6) si valuta μ_m per cui si ha il valore minimo di $\delta(\mu)$, l'errore su μ_m viene calcolato sulla base dei valori adiacenti con $\delta \approx 1\sigma_{\langle \xi_{\text{data}} \rangle}$. A partire dai μ_m si calcola l'errore e_m sulla JES come modulo della loro differenza dall'unità, i risultati sono riportati nella Tabella 3.1.

Bin p_T	Assorbitore		HCAL	
	μ_m	e_m	μ_m	e_m
10 GeV-30 GeV	$1.025^{+0.005}_{-0.005}$	$0.025^{+0.005}_{-0.005}$	$0.955^{+0.005}_{-0.010}$	$0.045^{+0.005}_{-0.010}$
30 GeV-50 GeV	$1.045^{+0.005}_{-0.005}$	$0.045^{+0.005}_{-0.005}$	$1.005^{+0.005}_{-0.010}$	$0.005^{+0.005}_{-0.010}$
50 GeV-70 GeV	$1.035^{+0.015}_{-0.015}$	$0.035^{+0.015}_{-0.015}$	$0.975^{+0.005}_{-0.005}$	$0.025^{+0.005}_{-0.005}$
> 70 GeV	$1.060^{+0.010}_{-0.020}$	$0.060^{+0.010}_{-0.020}$	$1.015^{+0.010}_{-0.005}$	$0.015^{+0.010}_{-0.005}$
Bin η				
2.00-2.83	$1.025^{+0.005}_{-0.010}$	$0.025^{+0.005}_{-0.010}$	$0.960^{+0.005}_{-0.005}$	$0.040^{+0.005}_{-0.005}$
2.83-3.66	$1.020^{+0.005}_{-0.010}$	$0.020^{+0.005}_{-0.010}$	$0.960^{+0.005}_{-0.005}$	$0.040^{+0.005}_{-0.005}$
3.66-4.50	$1.085^{+0.015}_{-0.015}$	$0.085^{+0.015}_{-0.015}$	$1.015^{+0.010}_{-0.010}$	$0.015^{+0.010}_{-0.010}$

 Tabella 3.1: Stime di μ e relativo errore

Si osservi come i valori di e_m siano generalmente maggiori nella configurazione ad assorbitore, segno di un maggiore errore sistematico sulla JES, dunque l'incertezza sulla JES risulta inferiore nella configurazione HCAL a parte nell'intervallo 10 GeV < p_T < 30 GeV.

3.2.2 Errore sistematico sulla risoluzione

Cerchiamo ora di verificare la qualità della simulazione in termini di risoluzione energetica: i valori di ξ , siano da dati reali o da simulazione si presenteranno con una certa dispersione, si vuole capire qual è la relazione fra queste.

Si definisce il parametro S come variabile casuale avente funzione di distribuzione una gaussiana a media unitaria e varianza pari a S . Questo parametro viene usato per variare il valore di $p_T^{\text{jet,rec}}$, in analogia a quanto fatto in precedenza con μ .

$$p_T^{\text{jet,var}}(S) = S \cdot p_T^{\text{jet,rec}}, \quad \xi(S) = \frac{p_T^{\text{jet,var}}(S)}{p_T^{Z^0}} \quad (3.7)$$

S sarà dunque legato allo *smearing* della distribuzione. Come in precedenza si è utilizzato un passo per S pari a $\kappa = 0.005$.

Applicare la correzione S a $p_T^{\text{jet,rec}}$ equivale ad aumentare la dispersione dei valori di ξ . È possibile dunque valutare l'andamento della dispersione, stimata come deviazione standard del campione simulato corretto dalla (3.7) in relazione al valore dai dati reali. La procedura di calcolo è del tutto analoga a quella seguita in precedenza per il valore medio di ξ . Per stimare l'errore su σ_ξ si ricorre alla seguente espressione

$$\sigma_{\sigma_\xi} = \sqrt{\frac{2}{N-1}} \sigma_\xi \quad (3.8)$$

dove con N si indica la dimensione del campione su cui è costruito l'istogramma di ξ . Gli andamenti sono riportati in Fig.3.3.

Si noti che la deviazione standard è stata calcolata assumendo che l'istogramma di ξ abbia un andamento gaussiano, la (3.8) si basa sullo stesso assunto. Ciò sarebbe da verificare a priori e in questo caso non è vero, come è evidente dai grafici in Fig.3.1 tuttavia si ritiene che questa approssimazione sia soddisfacente.

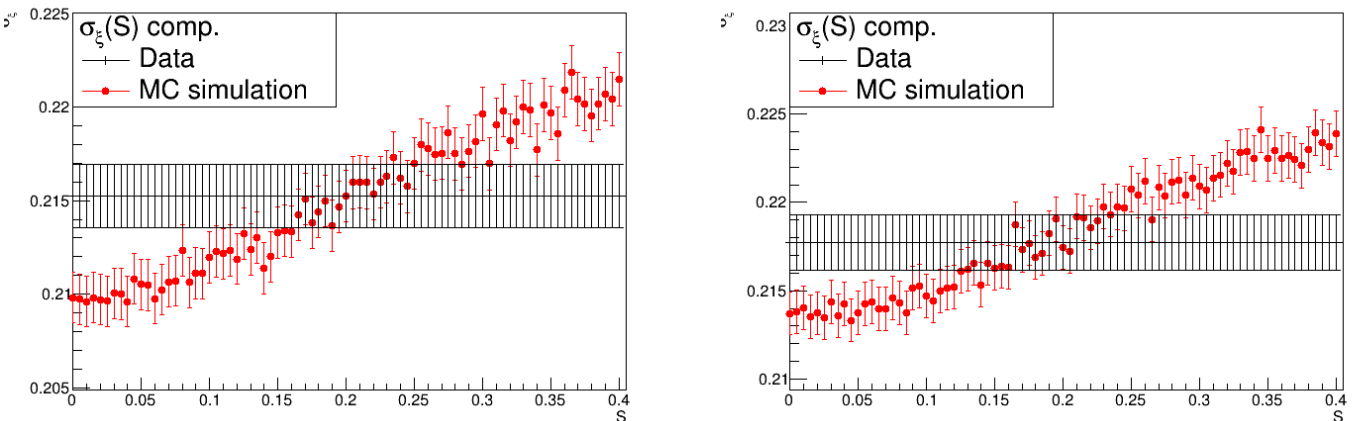


Figura 3.3: Andamento della deviazione standard σ_ξ in funzione di S , si riportano le incertezze sui valori di σ_ξ stimati con la (3.8), per il campione di dati reali si evidenzia la regione a 1σ .

Per valutare i valori di S per cui la simulazione è compatibile con i dati si ricorre alla definizione di distanza data in (3.6), con le opportune modifiche

$$S_\ell \quad \text{t.c.} \quad \delta(S_\ell) < 1\sigma_{\sigma_{\xi,\text{data}}} \quad (3.9)$$

Si trova che la condizione alla (3.9) è verificata per S compreso nei seguenti intervalli:

$$0.165 \leq S_\ell^{\text{Abs.}} \leq 0.245, \quad 0.130 \leq S_\ell^{\text{HCAL}} \leq 0.225 \quad (3.10)$$

Come già detto il valore di S_ℓ rappresenta l'incertezza sistematica sulla risoluzione di p_T . Si noti come il punto medio dell'intervallo di S_ℓ nella configurazione ad assorbitore sia maggiore rispetto a quello della configurazione HCAL. Questo fatto indica un lieve peggioramento dell'incertezza sistematica sulla risoluzione in assenza di HCAL.

Capitolo 4

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si sono valutate le prestazioni di ricostruzione dei jets in LHCb in regime di Run 3 e per il processo $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Questo studio è stato svolto in due configurazioni differenti, ovvero con calorimetro adronico HCAL inserito e operativo e con HCAL inattivo, agente unicamente da assorbitore.

Per valutare la risoluzione in p_T è stato costruito un modello polinomiale multivariabile della JEC, usato per correggere le ricostruzioni di 4-impulso e pseudorapidità. Si è osservato come in assenza di HCAL la JEC assuma in media dei valori maggiori (superiori all'unità anche del 60%) rispetto al caso con HCAL, in particolare per bassi valori di p_T, η .

Il successivo studio della risoluzione ha evidenziato un peggioramento di circa il 2% causato dall'assenza del calorimetro adronico. In particolare si è osservato come la risoluzione subisca un miglioramento di quasi il 20% per jet con $p_T^{\text{MC}} < 40\text{GeV}$ in assenza di HCAL, per poi peggiorare in misura simile oltre $p_T^{\text{MC}} = 50\text{GeV}$. La rimozione di HCAL ha dunque la potenzialità di migliorare le prestazioni di LHCb nel caso di studi di Fisica dei *jet* a basso impulso.

L'efficienza di ricostruzione ε_b risulta inferiore senza HCAL in tutto il range di impulso trasverso studiato, in particolare la riduzione di efficienza è massima per $20\text{GeV} < p_T^{\text{MC}} < 30\text{GeV}$ e $50\text{GeV} < p_T^{\text{MC}} < 60\text{GeV}$, con una perdita di circa il 5%. Si osservi come per i valori $20\text{GeV} < p_T^{\text{MC}} < 30\text{GeV}$ ci sia anche un raddoppio della probabilità di ricostruire un *fake-jet*, P_{fake} .

Il marginale aumento di risoluzione sui bassi valori di impulso è accompagnato dunque da una perdita di efficienza e da un considerevole aumento della probabilità di errata ricostruzione.

Lo studio delle prestazioni è stato integrato dalla analisi della distribuzione della massa invariante del *dijet*, un estimatore di M_{Z^0} , come atteso la risoluzione sulla massa invariante risulta lievemente peggiore nella configurazione ad assorbitore, rispetto a quella con HCAL. Si osserva anche un lieve *bias* sul valore massimo della distribuzione, sempre nella configurazione senza HCAL.

Come conclusione si è effettuato uno studio degli errori sistematici su JES e risoluzione a seguito della rimozione di HCAL usando dati reali da Run 2, per il processo $Z^0(\rightarrow \mu^+\mu^-) + \text{jet}$. Dallo studio si evidenzia come l'errore sistematico sulla JEC sia in generale minore nel caso con HCAL, come appare in Tabella 3.1.

Lo studio dell'errore sistematico sulla risoluzione mostra anch'esso un peggioramento in assenza di HCAL, con un lieve aumento dell'incertezza nella configurazione ad assorbitore passivo.

Bibliografia

- [1] M. S. Simone Marzani, Gregory Soyez, “Looking inside jets: an introduction to jet substructure and boosted-object phenomenology,” *arXiv:1901.10342v3*, 2020.
- [2] L. Evans and P. Bryant, “LHC machine,” *JINST 3 S08001*, 2008.
- [3] A. B. e. a. B. Mikulec, “LHC beams from the Cern PS booster,” *Proc. of PAC09*, 2009.
- [4] I. Apollinari G., Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont, and L. Rossi, “High-luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) : Preliminary design report,” -, 12 2015.
- [5] J. e. a. A. A. Alves, “The LHCb detector at the LHC,” *JINST 3 S08005*, 2008.
- [6] D. J. F. Follin, “Implementation and experience with luminosity levelling with offset beam,” *10.5170/CERN-2014-004.183*, 2014.
- [7] T. LHCb Collaboration, “LHCb particle identification upgrade technical design report,” *CERN/LHCC 2013-022*, 2018.
- [8] U. Marconi, “The LHCb upgrade: plans and physics potential,” *Nuclear and Particle Physics Proceedings 285–286 151–154*, 2017.
- [9] T. LHCb Collaboration, “Framework TDR for the LHCb upgrade,” *CERN/LHCC 2014-001*, 2014.
- [10] R. Brun and F. Rademakers, “Root: An object oriented data analysis framework,” *Nucl. Instrum.Meth. A389 81.*, 1997.
- [11] G. B. et al., “Gaudi - a software architecture and framework for building HEP data processing applications,” *Comput. Phys. Commun. 140 45*, 2001.
- [12] G. C. et al., “Software for the LHCb experiment,” *IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 1323*, 2006.
- [13] T. S. Mrenna, and P. Z. Skands, “Pythia 6.4 physics and manual,” *JHEP 05 026*, *arXiv:hep-ph/0603175*, 2006.
- [14] P. Z. S. T. Sjostrand, S. Mrenna, “brief introduction to Pythia 8.1,” *Comput. Phys. Commun. 178 852*, *arXiv:0710.3820*, 2008.
- [15] D. J. Lange, “The EvtGen particle decay simulation package,” *Nucl. Instrum. Meth. A462 152*, 2001.
- [16] S. A. e. a. Geant4 collaboration, “Geant4: A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth. A506 250*, 2003.
- [17] J. A. e. a. Geant4 collaboration, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 270*, 2006.
- [18] M. C. et al., “The LHCb simulation application, Gauss: Design, evolution and experience,” *J. Phys. Conf. Ser. 331 032023*, 2011.
- [19] M.Cattaneo, “Brunel user guide,” *European Laboratory for Particle Physics*, 2002.
- [20] K. Rabbertz, *Jet Physics at the LHC*, vol. 268. Springer, 2017.
- [21] M. G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” *JHEP 04 063*, *arXiv:0802.1189*, 2008.
- [22] M. T. al.(Particle Data Group), “-,” *Phys. Rev. D98, 030001*, 2018, 2019 update.
- [23] D. W. W. Barter, A. Bursche, “Study of forward $z +$ jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *LHCb-ANA-2013-056*, 2013.