



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Studio e messa a punto delle prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione muonica e di isolamento al secondo livello di trigger con i dati raccolti dall'esperimento ATLAS a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ al collisionatore protone-protone LHC.

Tesi di Laurea Specialistica

Relatore

Prof. Carlo Dionisi
Dott. Stefano Giagu

Laureando

Vieri Candelise
Matr. 1127888

Anno Accademico 2009/2010

Indice

Introduzione	1
1 Il Large Hadron Collider	3
1.1 LHC dall'accensione ad oggi	4
1.2 La ricerca dell'Higgs ad LHC	6
1.2.1 Ricerche al LEP	6
1.2.2 Produzione dell'Higgs in LHC	7
1.2.3 Decadimento dell'Higgs	9
1.3 Fisica oltre il Modello Standard ad LHC	11
2 L'Esperimento ATLAS	15
2.1 Struttura generale dell'esperimento	15
2.2 Sistema di coordinate di ATLAS	16
2.3 Lo spettrometro a muoni	18
2.3.1 Le camere di Trigger	19
2.4 I Calorimetri di ATLAS	22
2.4.1 Il Calorimetro Adronico	22
2.4.2 Il Calorimetro Elettromagnetico	23
2.5 L'Inner Detector	24
3 Il Trigger dell'esperimento	28
3.1 Significato e struttura del Trigger	28
3.2 Il trigger muonico di ATLAS	31
3.2.1 Il primo livello	31

3.2.2	Il secondo livello	32
3.2.3	Il terzo livello	33
3.3	Algoritmi muonici al secondo livello di trigger	34
3.3.1	SITrack	34
3.3.2	μ Fast	36
3.3.3	μ Comb	38
3.3.4	μ Iso	39
4	Studio delle performance di μFast	43
4.1	Criteri di Selezione	43
4.2	Distribuzioni di base	44
4.3	Studio dell'efficienza dell'algoritmo	48
4.4	Misura della risoluzione	48
5	Studio delle performance di μIso	56
5.1	Studio dell'isolamento <i>a basso</i> p_T	57
5.2	Studio dell'isolamento da eventi $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	63
5.2.1	Selezione degli eventi	63
5.2.2	Studio dei tagli di μ Iso	64
5.2.3	Ottimizzazione del taglio in ΔR e delle variabili calorimetriche	73
5.2.4	Risultati dell'analisi dei tagli alle variabili di μ Iso	74
	Conclusioni	80

Introduzione

Il Large Hadron Collider (*LHC*) è il più potente acceleratore di particelle mai costruito dall'uomo. E' un collisore circolare protone-protone situato nei sotterranei del CERN di Ginevra in Svizzera, al confine con la Francia.

LHC è stato ideato con lo scopo di lavorare ad un'energia e una luminosità senza precedenti nel campo degli acceleratori. Infatti il progetto prevede una energia massima nel centro di massa di $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ ed una luminosità di $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Il 30 Novembre 2009, per la prima volta, LHC ha raggiunto il record di 1.18TeV di energia per fascio di particelle, ed oggi è in funzione all'energia più alta mai raggiunta nella storia degli acceleratori di 3.5TeV per fascio, ed ha raccolto fino ad oggi (estate 2010) una luminosità di circa $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Per mezzo di LHC, la fisica esplorerà limiti di energia mai raggiunti, sondando l'infinitamente piccolo con una precisione senza precedenti. I quattro esperimenti di LHC, *ATLAS*, *CMS*, *ALICE*, *LHCb* in questi mesi stanno "riscoprendo" il Modello Standard delle particelle elementari, con le prime osservazioni di J/ψ , W , Z , e si preparano per l'eventuale scoperta del Bosone di Higgs, ultimo tassello mancante per completare lo scenario predetto dalla teoria.

Ma proprio a causa della grandissima energia di questa macchina, le misure di fisica risultano particolarmente complicate dalla frequenza delle collisioni: in condizioni di progetto, avremo un incrocio ogni 25ns , con circa 20 interazioni ad ogni incrocio. Per questo motivo, l'esperimento ATLAS è dotato di un sistema di selezione degli eventi (*trigger*) a catena diviso in tre livelli, utile per "filtrare" gli eventi desiderati tra tutti quelli generati dalla collisione.

Il Trigger di ATLAS è formato da un primo livello che sfrutta esclusivamente le componenti *hardware*, che è ideato per applicare dei tagli sulla selezione degli eventi nel modo più veloce possibile.

Il secondo livello ha il compito di prendere gli eventi filtrati dal primo livello, e perfezionare la selezione mediante degli algoritmi *software* specifici.

Il terzo livello infine procede con una misura molto più accurata del campione ottenuto a partire dai livelli precedenti, questo grazie al fatto che può contare su

algoritmi *Offline* che hanno molto più tempo disponibile per processare l'evento.

La mia tesi si occuperà di descrivere il funzionamento del Trigger per muoni di ATLAS, con particolare attenzione per il Secondo Livello. Mi occuperò in dettaglio di analizzare due algoritmi fondamentali del Secondo Livello, che hanno il compito di ricostruire la traccia di un muone identificato dal Primo Livello, o di verificarne l'*isolamento* rispetto a tutte le particelle circostanti.

I muoni rivestono un ruolo fondamentale nella fisica di LHC, poichè compaiono negli stati finali più interessanti per la fisica del Modello Standard. In particolare riconoscere l'isolamento di un muone molto energetico risulterà fondamentale per studiare i decadimenti del Bosone Z , del Bosone di *Higgs* e di eventuali particelle predette da modelli alternativi, come ad esempio la *Supersimmetria*.

Nel corso di questa tesi analizzerò le prestazioni di questi due algoritmi a partire dai primi dati di collisione a $\sqrt{s} = 7TeV$ raccolti fin oggi. Lo studio di questi algoritmi è fondamentale anche per capire il rivelatore in ogni suo aspetto: l'algoritmo di isolamento in particolare prende informazioni dall'Inner Detector e dai Calorimetri di ATLAS, quello di ricostruzione sfrutta la traccia vista dallo Spettrometro per muoni.

Capire il comportamento di questi algoritmi quindi permette di comprendere il corretto funzionamento dell'intero esperimento ed è dunque il primo passo necessario per effettuare con precisione le prossime misure che cambieranno la storia della fisica delle alte energie.

I primi due Capitoli sono incentrati sulla descrizione dettagliata di *LHC* e dell'esperimento *ATLAS*: sono illustrati in dettaglio le caratteristiche dell'acceleratore e i detector dell'esperimento, in modo da offrire una visione globale dell'apparato sperimentale.

Nel Capitolo 3 descriverò il sistema di *trigger* dell'esperimento, approfondendone la struttura generale e le motivazioni fisiche; una sezione di questo Capitolo in particolare è dedicata allo studio degli algoritmi di secondo livello, $\mu Fast$, $\mu Comb$ e μIso .

Nel Capitolo 4 presenterò i risultati ottenuti a partire dai dati di collisione sull'efficienza della ricostruzione muonica in *ATLAS*, mentre nel Capitolo 5 mostrerò lo studio dell'*isolamento* muonico dell'esperimento anche a partire da una selezione di eventi $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Capitolo 1

Il Large Hadron Collider

LHC [1] è un acceleratore di particelle costruito al CERN di Ginevra, nel tunnel sotterraneo di 27 km già utilizzato per ospitare il collisionatore elettrone-positrone LEP, il predecessore di LHC. Il Large Hadron Collider può accelerare protoni in due tubi a vuoto contigui, che si intersecano solo in prossimità della regione di interazione.

Una delle grandi innovazioni tecnologica di LHC risiede nell' utilizzo di migliaia di magneti superconduttori raffreddati alla temperatura di circa 1,9 K mediante elio liquido superfluido (si può dire che questa sia la temperatura più fredda dell'universo: la temperatura della radiazione di fondo cosmico è di circa 2,7 K). Questo sistema permette di ottenere un campo magnetico di circa 8 Tesla, necessario per mantenere in orbita i pacchetti di protoni all'energia di progetto della macchina. In un acceleratore di particelle, due grandezze descrivono la fisica delle collisioni. La prima è l'energia media di ogni fascio circolante nell'anello (e di conseguenza l'energia del centro di massa, \sqrt{s}), la seconda la luminosità della macchina, definita come

$$\mathcal{L} = \frac{k f N_p^2}{4\pi\rho^2}$$

dove $N_p \approx 10^{11}$ è il numero di protoni per pacchetto, $f \approx 1.1 \cdot 10^4 s^{-1}$ è la frequenza di rivoluzione dei pacchetti nell'anello, k è il numero di pacchetti e $\rho \sim 15\mu m$ raggio quadratico medio della distribuzione spaziale dei protoni nel piano ortogonale alla direzione del fascio. Questa grandezza è fondamentale per un esperimento come LHC, in quanto direttamente legata al numero di eventi accessibili attraverso la sezione d'urto dell'evento mediante la relazione

$$\frac{dN}{dt} = \sigma\mathcal{L}$$

dove σ è la sezione d'urto. Con una grande luminosità dunque è possibile avere

una grande statistica e quindi uno strumento potente per investigare fenomeni molto rari, come LHC si propone di fare. Spesso nella fisica delle particelle si usa definire la luminosità integrata nel tempo come

$$L = \int \mathcal{L} dt$$

che rappresenta la luminosità "raccolta" dall'esperimento in un certo intervallo di tempo, e viene misurata in *Barn inversi*¹ (b^{-1}). Ad esempio il progetto originale dell'acceleratore prevedeva una luminosità pari a $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, pari a circa 100fb^{-1} in un anno, la più alta mai raggiunta da un acceleratore, ed un energia del centro di massa record di $\sqrt{s} = 14 \text{TeV}$. Ci aspettiamo che questi valori verranno raggiunti dall'esperimento dopo il periodo di stop previsto per l'*upgrade* dei magneti, entro i prossimi anni. La scelta di far collidere protoni contro protoni piuttosto che protoni contro antiprotoni (come avviene ad esempio al Tevatron di Chicago) deriva dal fatto che alle energie di LHC, il processo dominante è la *gluon - gluon fusion*. Per questo motivo non avremmo nessun interesse a fare collidere un protone e un antiprotone alle energie di LHC, perché la disponibilità di antiquark nell'antiprotone non sarebbe di nessun aiuto, siccome nella collisione sarebbero i gluoni dell'antiprotone a interagire con quelli del protone. Inoltre l'accumulazione di antiprotoni è un processo complicato e soprattutto costoso in termini temporali, e renderebbe le prestazioni in luminosità decisamente più difficili da raggiungere. Infine, LHC è ideato anche per accelerare ioni pesanti. In questo modo l'esperimento appositamente dedicato, ALICE, potrà studiare la fisica delle interazioni forti ad altissima temperatura, esplorando stati esotici della materia come il *quark - gluon plasma*, anche attraverso collisioni piombo-piombo.

1.1 LHC dall'accensione ad oggi

Il 10 Settembre 2008 per la prima volta nella storia del CERN i pacchetti di protoni hanno compiuto un giro intero in LHC, ad un energia nel centro di massa di 900 GeV. Circa dieci giorni dopo però, i lavori furono interrotti a causa di un incidente che provocò la fuoriuscita di una massiccia quantità di elio liquido nei settori 3-4 dell'acceleratore. La causa dell'incidente fu una disfunzione di un collegamento elettrico tra due magneti dell'acceleratore. Questo portò LHC ad un anno di stop per motivi tecnici e di sicurezza, per cui l'acceleratore tornò in funzione circa un anno dopo.

¹ $1b = 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$

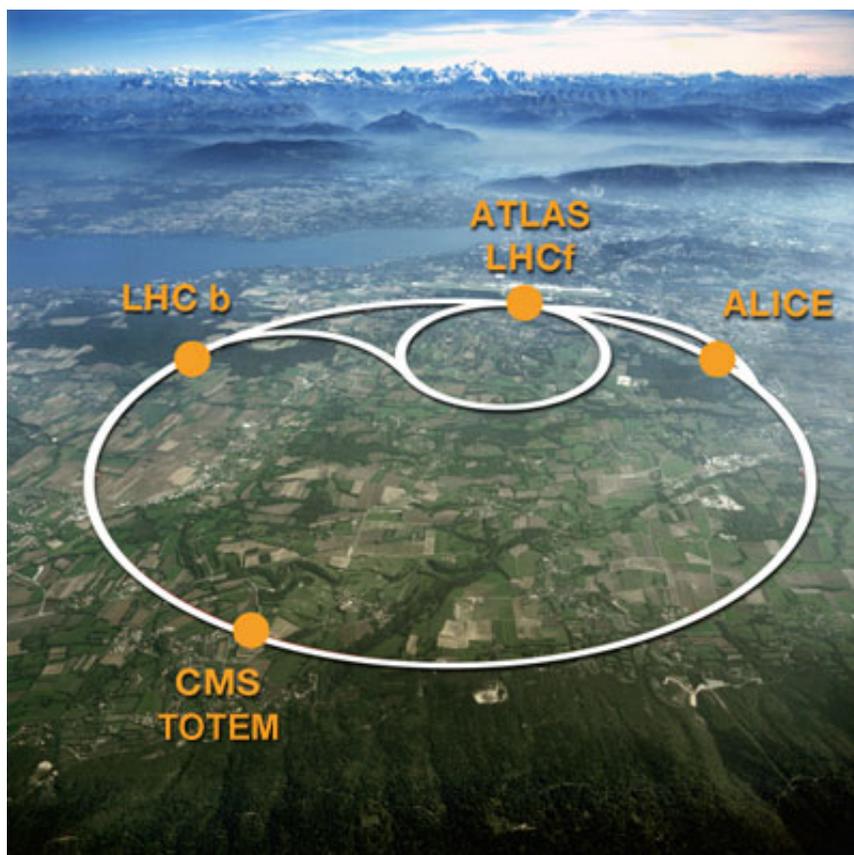


Figura 1.0.1: L'anello di LHC e i suoi esperimenti principali visto dal cielo di Ginevra

Il 21 Novembre 2009 LHC è ripartito ad un energia record di 1.18 TeV per fascio, e nell'arco di un mese passò al record mondiale di 7 TeV nel centro di massa, superando così il precedente risultato raggiunto da Tevatron al Fermilab di Chicago di 1.98 TeV . Oggi LHC funziona ad un energia del centro di massa di 7 TeV , e continuerà a raccogliere dati per tutto il biennio 2010-2011, per essere successivamente aggiornato ai fini di una riaccensione al massimo dell'energia pensata per questa macchina, ovvero 14 TeV .

In questi mesi LHC ha continuamente migliorato le sue prestazioni in termini di luminosità, partendo da un valore di circa $10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e migliorando settimana dopo settimana, grazie al duro lavoro dei fisici della macchina, che hanno il compito di stabilizzare ed allineare i fasci permettendo di far salire sempre di più questo valore. Oggi si misura una luminosità di circa $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Con questi parametri, la fisica di LHC è nel vivo della ricerca, e sta "riscoprendo" il Modello Standard grazie alle prime osservazioni di fisica elettrodebole, e si propone di arrivare a fine anno con la luminosità necessaria per dare inizio alla ricerca del Bosone di Higgs e di nuova fisica.

1.2 La ricerca dell'Higgs ad LHC

La ricerca del Bosone di Higgs riveste un ruolo centrale nel progetto scientifico di LHC. In particolare, l'esperimento ATLAS potrà sfruttare la sua capacità di misurare con precisione gli stati finali di questa particella in coppie di muoni attraverso la produzione di bosoni W e Z . In questo quadro si colloca con naturalezza lo studio dell'algoritmo di isolamento, su cui questa tesi è incentrato. Mediante lo studio dell'isolamento muonico sarà possibile contare su uno strumento importante per questo tipo di processi.

E' dunque opportuno illustrare il quadro teorico e sperimentale che oggi abbiamo sulla ricerca dell'Higgs, in modo da comprendere quali siano i risultati di fisica che i nostri algoritmi di trigger si propongono di analizzare.

1.2.1 Ricerche al LEP

Il Modello Standard [2] delle particelle elementari è la teoria quantistica che descrive le interazioni tra campi e particelle che compongono la natura. Negli ultimi decenni, questa teoria ha trovato innumerevoli conferme sperimentali, portando a risultati estremamente precisi su tutti i parametri che la compongono. Questo modello riesce in modo elegante ad unificare la forza elettromagnetica, nucleare debole e forte, proponendo una teoria predittiva sotto ogni aspetto delle interazioni tra particelle. Le tre forze fondamentali nel Modello Standard sono identificate dai loro mediatori: il fotone, il gluone e i bosoni W , Z rispettivamente. *L'invarianza di gauge* per la teoria elettrodebole imporrebbe però ai bosoni W , Z di avere massa nulla, contrariamente a quanto osservato in laboratorio, ed inoltre non spiegherebbe l'origine della massa dei fermioni. La soluzione più convincente ed accreditata al problema risale al 1960 ed è opera di Peter Higgs, e si basa sul fenomeno della rottura spontanea della simmetria.

Imponendo la simmetria per trasformazioni di fase locali nell'ambito di una teoria di Yang-Mills nella lagrangiana elettrodebole, il fenomeno della rottura spontanea porta ad un valore di aspettazione sul vuoto non nullo, le cui oscillazioni sono descritte da un bosone scalare neutro di massa nulla e spin 0, il bosone di Higgs.

Il campo quantistico associato a questa particella, entra nella lagrangiana elettrodebole accoppiandosi ai bosoni vettoriali intermedi ed ai fermioni, conferendogli una massa e rendendo la teoria coerente. Inoltre esso fornisce una massa all'Higgs stesso tramite termini di autointerazione.

La massa di questa particella però non è predetta dal modello e rimane un parametro libero della teoria. La ricerca di questa particella è ancora oggi uno

dei problemi aperti della fisica. Da anni ormai le ricerche in questo settore hanno prodotto indicazioni sulla massa dell'Higgs, senza mai giungere ad una vera e propria scoperta.

Durante gli anni novanta e fino al 2000 al Cern, l'esperimento Large Electron Positron, collisore elettrone-positrone con un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 92\text{GeV}$, permise misure estremamente precise di tutti i parametri del Modello Standard, e cercò, senza successo di completare definitivamente lo scenario con la ricerca dell'Higgs. Nella seconda parte della storia di LEP (LEP *fase II*) l'energia del centro di massa salì fino alla soglia di produzione di coppie di W e la luminosità integrata fino a 220 pb^{-1} . Con questi presupposti LEP avviò le ricerche sull'Higgs, che si conclusero con un importante risultato [3] : combinando i risultati su tutti i parametri della teoria, ottenuti dai quattro esperimenti di LEP, (L3, ALEPH, OPAL, DELPHI) si ottenne infatti il limite inferiore

$$M_H \geq 114.1\text{ GeV}/c^2$$

al 95% di Confidence Level (figura 1.2). Anche il TeVatron al FermiLab di Chicago sta conducendo ricerche in questo settore, e negli ultimi anni è riuscito ad escludere una piccola regione di massa nell'intervallo

$$158\text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 175\text{ GeV}/c^2$$

Per cui ad oggi, la situazione è quella schematizzata in Fig. 1.2.2. Questi risultati rimangono ancora oggi i più importanti contributi alla ricerca di questa particella.

1.2.2 Produzione dell'Higgs in LHC

LHC sarà in grado di cercare l'Higgs in uno spettro di massa che parte dal limite di LEP a 114 GeV e arriva fino a qualche TeV . In un acceleratore adronico, il problema fondamentale sta nella struttura composita dei protoni, e dunque bisogna tener conto, quando si calcola la sezione d'urto di un processo, del modello a partoni e delle funzioni di struttura, per cui si ha sempre una sezione d'urto "effettiva" da riscalfare. Questo ha come ulteriore conseguenza il fatto che mentre le sezioni d'urto non sono un problema data l'intensità dei fasci in LHC, il vero problema sta nella reiezione del fondo e dunque nell'efficienza del sistema di trigger della macchina. Il bosone di Higgs ad LHC verrà prodotto principalmente [4] tramite i seguenti processi (Fig1.2.3):

- gluon-gluon fusion

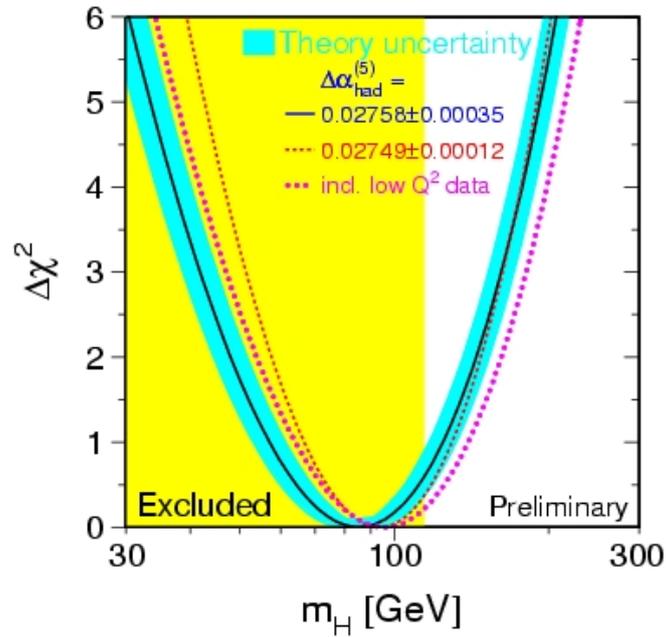


Figura 1.2.1: Il Fit di $\Delta\chi^2$ minimizzato in funzione di M_H ottenuto da LEP combinando tutte le misure sui parametri elettrodeboli, mostra la regione di massa esclusa.

Search for the Higgs Particle

Status as of July 2010

95% confidence level

Excluded by
LEP Experiments
95% confidence level

Excluded by
Tevatron
Experiments

Excluded by
Indirect Measurements
95% confidence level

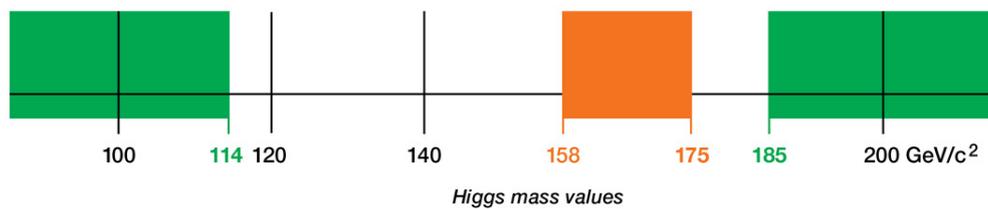


Figura 1.2.2: Stato attuale delle regioni di massa dell' Higgs escluse dalle misure dirette di LEP e Tevatron e da quelle indirette dalla combinazione dei parametri della teoria elettrodebole.

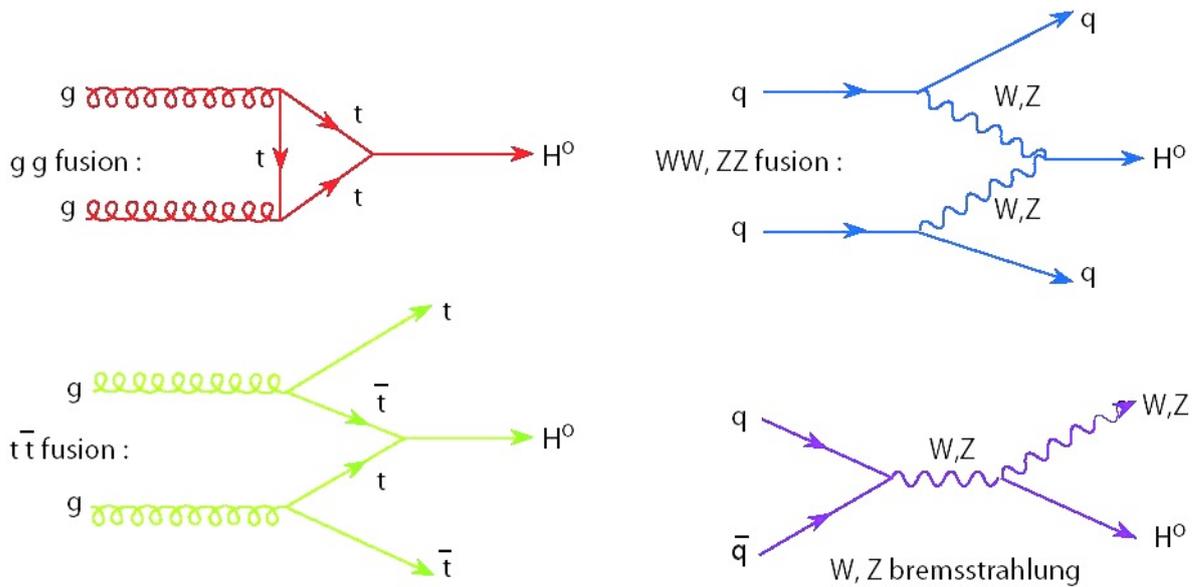


Figura 1.2.3: Grafici di Feynman per i processi di produzione dell'Higgs ad LHC

$$q + q \rightarrow g + g \rightarrow H$$

- W/Z fusion

$$q + q \rightarrow WW(ZZ) \rightarrow q + q + H$$

- Higgsstrahlung off W/Z

$$q + q \rightarrow W^*(Z^*) \rightarrow W(Z) + H$$

- Higgsstrahlung off top

$$g + g \rightarrow t + \bar{t} \rightarrow q + q + H$$

Le sezioni d'urto teoriche per questi processi sono illustrate in Fig.1.2.4

1.2.3 Decadimento dell'Higgs

Pur non sapendo la massa dell'Higgs, si possono identificare i canali più probabili di decadimento per possibili valori della massa stessa. In particolare, si può suddividere lo spettro di massa in tre regioni in cui i decadimenti principali sono, a partire dal limite di LEP a 114 GeV:

- per una massa compresa tra 114 fino a 180 GeV/c² è dominante il canale

$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

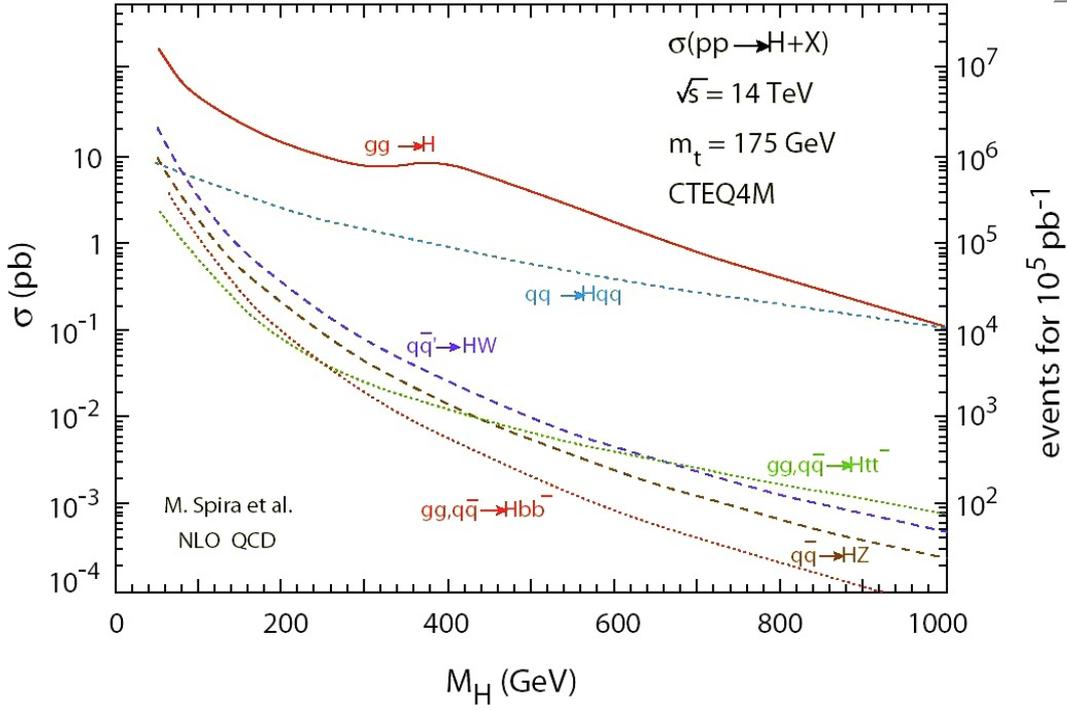


Figura 1.2.4: Sezioni d'urto per i processi di produzione dell'Higgs ad LHC

- per una massa compresa tra 130 fino a 800 GeV/c^2 è dominante il canale

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$$

- per una massa compresa tra 500 GeV/c^2 fino a 1 TeV/c^2 contribuiscono anche i canali

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$$

$$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu jj$$

Per avere un'idea di quanti Higgs possono essere prodotti ad LHC, notiamo che per una sezione d'urto di Higgs di $1pb$, alla luminosità di progetto, avremo un numero di eventi "Higgs" pari a $N = L\sigma = 10^{34}cm^{-2}s^{-1} * 10^{-36}cm^2 \sim 10^{-2}eventi/secondo$. Mostriamo in Fig. 1.2.5 i Branching Ratios nei vari canali in funzione della massa dell'Higgs.

In ATLAS, i canali con stati finali in muoni come $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ sono i favoriti, grazie alla accuratissima selezione delle tracce e allo spettrometro per muoni dell'esperimento.

In particolare, come vedremo nei capitoli successivi, il trigger per muoni di ATLAS svolge in questi casi un ruolo fondamentale dal punto di vista della ricostruzione e dell'isolamento di questi muoni. I muoni provenienti dallo Z sono muoni

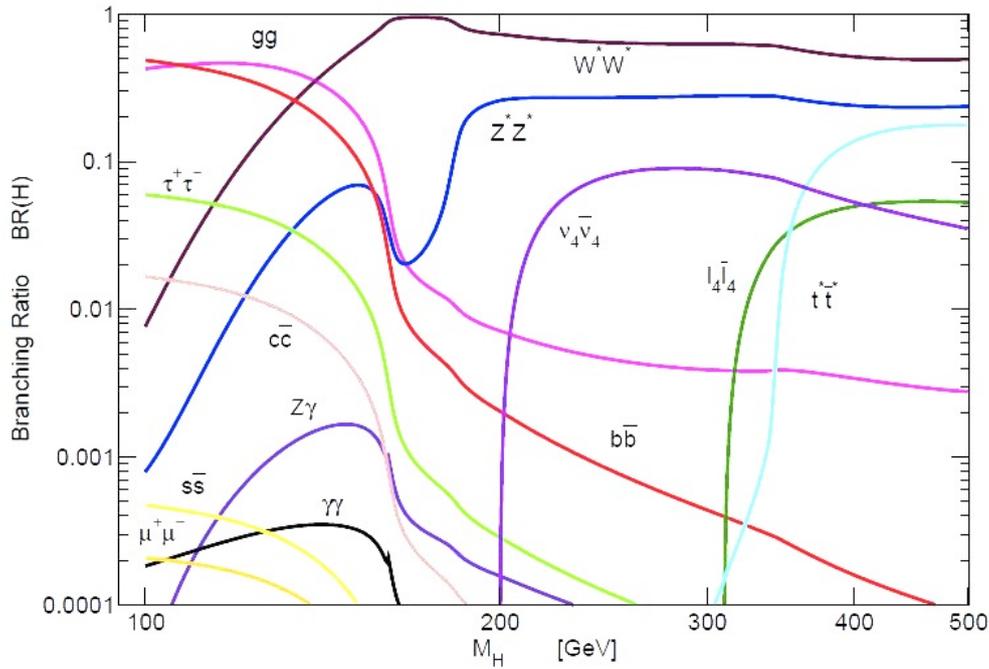


Figura 1.2.5: *Branching Ratio* nei possibili canali in funzione della massa dell'Higgs.

isolati di alto impulso, quindi l'algoritmo di isolamento è in grado di migliorare di molto l'efficienza di selezione di questi eventi, permettendo la reiezione di tutti quei muoni di fondo provenienti da jet adronici o processi di QCD.

1.3 Fisica oltre il Modello Standard ad LHC

Nonostante i successi sperimentali e predittivi, la teoria del Modello Standard soffre di alcune inconsistenze che lo rendono in ogni caso una teoria non definitiva. Il problema più grave da risolvere è il cosiddetto "problema della gerarchia": la rinormalizzazione alla massa dell'Higgs prevede termini di correzione talmente grandi da rendere tutta la teoria inconsistente. Tra le tante soluzioni pensate dai fisici teorici, quella più accreditata può essere considerata l'estensione Supersimmetrica del Modello Standard.

La Supersimmetria (SUSY), prevede una simmetria aggiuntiva tra fermioni e bosoni, ovvero ad ogni fermione corrisponde un partner supersimmetrico bosonico e viceversa. In questo modo si viene a formare un set di nuove particelle, che entrano nei loop del Modello Standard correggendo gli infiniti prodotti dai termini di correzione massa dell'Higgs.

Poiché le particelle supersimmetriche non sono mai state osservate alle scale di energie a cui abbiamo avuto accesso fin oggi, il Modello Standard Supersimmetrico

deve essere anch'egli rotto spontaneamente, producendo partner supersimmetrici molto più pesanti dei rispettivi partner non-supersimmetrici.

In aggiunta a questo, la supersimmetria propone anche candidati di *Materia Oscura* e vari modelli di unificazione della forza gravitazionale. Anche se questo modello cura il problema della gerarchia in modo molto naturale, e propone indizi per risolvere alcuni dei problemi della fisica delle particelle, esso introduce una serie di problemi e complicazioni che rendono ancora più complesso lo scenario: basta citare il fatto che la teoria con il minor numero di parametri, il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM), introduce almeno 124 parametri liberi, contro i 18 del Modello Standard.

La produzione di SUSY a LHC è dominata dalla produzione forte associata di *gluini* e *squark* (partner supersimmetrici dei gluoni e dei quark) che hanno gli stessi accoppiamenti dei loro partner dello SM.

In LHC la scoperta della supersimmetria potrebbe verificarsi già con poca luminosità integrata. Ad esempio, una particella predetta dalla supersimmetria, oltre che numerosi altri modelli alternativi in modo indipendente, è una versione pesante del bosone Z , chiamato Z' [5], di massa dell'ordine del TeV, che produrrebbe una segnatura molto pulita e sarebbe un ottimo primo candidato per una scoperta in ATLAS nel prossimo futuro:

$$Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-.$$

La supersimmetria può essere collocata anche nell'ambito di modelli di Grande Unificazione delle forze fondamentali della natura.

Ad esempio il modello *hidden valley*, prevede un gruppo di simmetria più esteso di quello del Modello Standard, e predice un *settore* di fisica separato da quello attuale attraverso una barriera di energia.

I due settori comunicano tra loro attraverso bosoni intermedi messaggeri. In LHC, data l'elevata energia disponibile, si potrebbe accedere a questo settore scoprendo tutte le particelle *hidden valley* associate.

In questo caso le particelle del settore nascosto potranno decadere di nuovo in quelle del nostro settore, anche se con vite medie arbitrariamente lunghe.

In questo scenario, l'algoritmo di isolamento μIso può essere considerato un importante strumento per l'identificazione di queste particelle nascoste. Uno dei processi chiave per una eventuale scoperta di questa nuova fisica, ed in cui emerge la necessità dell'algoritmo di isolamento, potrebbe essere:

$$h \rightarrow \pi_V + \pi_V \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$$

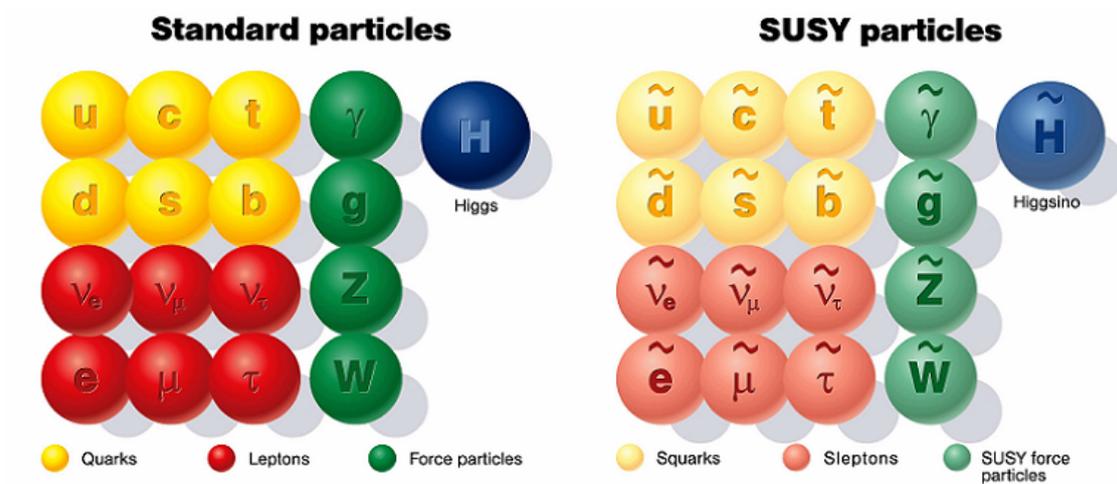


Figura 1.3.1: Partner supersimmetrici delle particelle del Modello Standard

In questo processo, la segnatura dell'evento si distingue dalla produzione di due particelle *hidden valley* a lunga vita media (π_V) a partire da un generico bosone di Higgs, che quindi decadrebbero nei calorimetri da un vertice secondario distante circa $4.9m$ dal punto di interazione primaria. Questi a loro volta produrrebbero un segnale ben distinguibile di quattro muoni isolati. La sezione d'urto per la produzione di questo processo è stimata teoricamente essere di $\sim 4pb$

In questo caso l'algoritmo di isolamento sarebbe l'unico trigger capace di discriminare questi muoni, sfruttando le informazioni calorimetriche e spettrometriche. Questo esempio mostra la versatilità dell'algoritmo di isolamento, che diverrà un importante strumento anche per sondare aspetti nuovi della fisica delle particelle.

Capitolo 2

L'Esperimento ATLAS

2.1 Struttura generale dell'esperimento

La fisica che vogliamo studiare in LHC si propone di affrontare una vasta gamma di fenomeni molto diversi tra loro. Per questo motivo, è necessario un esperimento che riesca ad essere il più possibile flessibile dal punto di vista della capacità di rilevare diversi tipi di particelle. In questo senso l'esperimento ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), è stato progettato proprio per essere "multi-purpose", ovvero capace di misurare con precisione tutti gli stati finali che abbiamo menzionato.

Basti pensare all' Higgs: nel vasto range di massa coperto dal nostro esperimento dobbiamo poter misurare stati finali in due fotoni, oppure coppie di W o ancora coppie di quark top.

L'esperimento ATLAS si presenta come il più imponente esperimento di alte energie costruito dall'uomo, a partire dalle sue dimensioni: è lungo 45 metri e alto 25, e pesa più di 7000 tonnellate. La sua struttura geometrica è cilindrica attorno alla direzione dei fasci, e comprende rivelatori diversi a strati come in un classico esperimento di questo tipo. A partire dall'alto e verso l'interno, troviamo lo spettrometro per muoni, che ricopre completamente l'esperimento. Lo spettrometro è immerso in un campo magnetico toroidale in aria, e funziona come tracciante per i muoni che, essendo particelle MIP, attraversano tutti i rivelatori interni fino allo spettrometro.

All'interno troviamo un calorimetro elettromagnetico in rame e argon liquido ed uno adronico in strati di scintillatori alternati a ferro e argon liquido, per misurare sciami elettromagnetici e jet adronici; ancora all'interno troviamo un secondo campo magnetico solenoidale attorno alla direzione dei fasci, e l' inner detector, sistema di tracciamento in silicio per il passaggio di particelle cariche dal vertice di interazione.

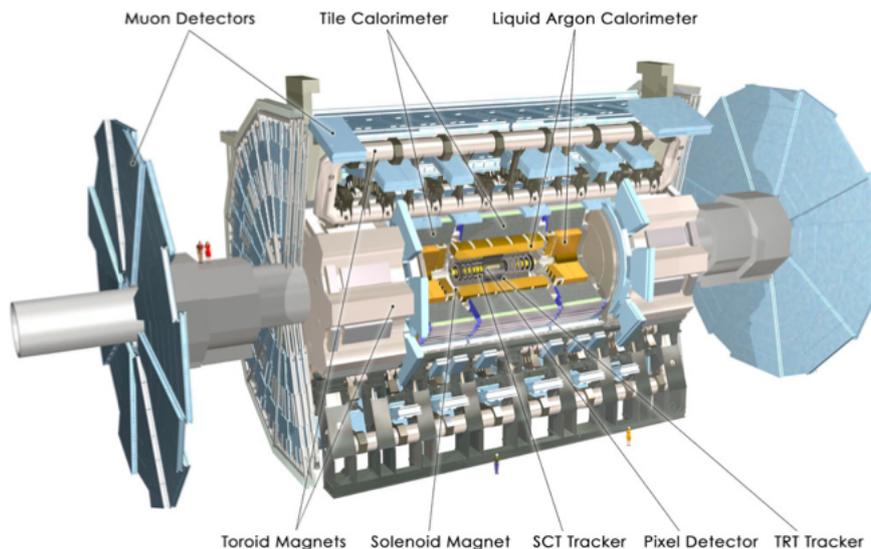


Figura 2.1.1: L'esperienza ATLAS

Nel corso di questo capitolo descriverò in dettaglio tutti i rivelatori di ATLAS.

2.2 Sistema di coordinate di ATLAS

Il riferimento utilizzato in ATLAS per descrivere la cinematica degli stati finali, presuppone un'asse z orientato verso il centro della collisione e diretto nella direzione dei fasci. La cinematica viene studiata nel piano trasverso a questa direzione, il piano $x - y$ con l'asse y orientato verso l'alto e l'asse x in direzione radiale.

Si definiscono quindi gli angoli θ e ϕ rispettivamente nel piano $y - z$ e nel piano $x - y$, con θ che varia tra nell'intervallo $[0, \pi]$ e ϕ tra $[-\pi, \pi]$ (Fig 2.2.1).

In virtù del fatto che ai collider adronici gli stati finali sono soggetti a boost di Lorentz longitudinali (lungo la direzione dei fasci), e l'impulso della collisione non è fissato a causa della struttura interna dei costituenti del protone, è necessario descrivere la fisica mediante quantità invarianti sotto questa trasformazione.

Inoltre, a causa della struttura a quark dei protoni, l'energia iniziale della collisione non è nota; dunque per avere una cinematica chiusa, occorre considerare le variabili nel piano trasverso, poichè la componente trasversa del momento dei quark costituenti è in media nulla.

In virtù di quanto detto, descriveremo la cinematica delle particelle a partire da un set di variabili che rispettino questi requisiti. Per quel che riguarda l'impulso della

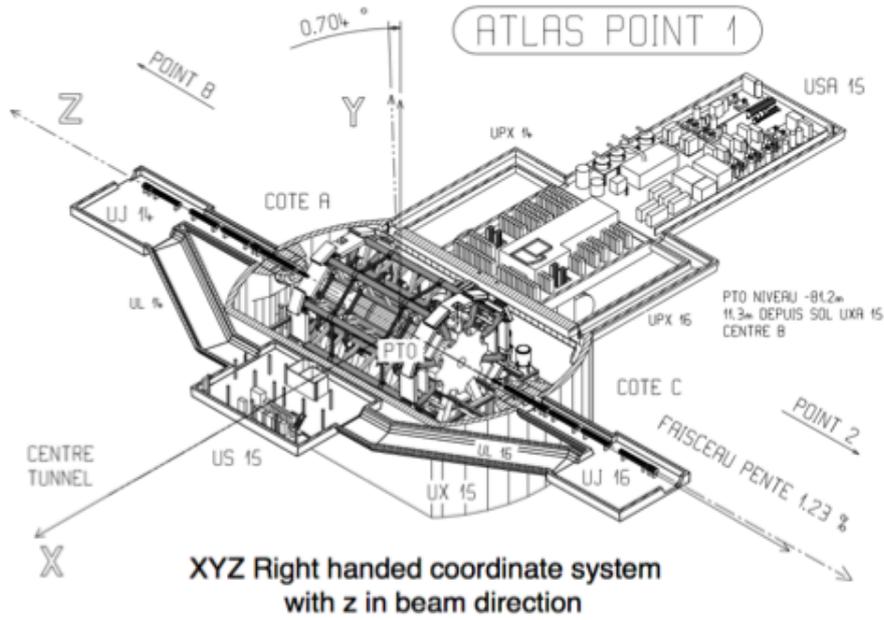


Figura 2.2.1: Il sistema di coordinate di ATLAS

particella, si definisce la sua proiezione nel piano trasverso come definito come

$$p_T = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

Si introduce la *pseudorapidità*, una coordinata spaziale che descrive l'angolo relativo tra una particella e l'asse del fascio. La pseudorapidità è funzione dell'angolo tra il momento della particella (Fig.2.2.2) e l'asse del fascio secondo la relazione:

$$\eta = -\ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$

ed è invariante sotto boost longitudinali. In termini di impulso si può scrivere la pseudorapidità come:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} \right)$$

dove p_L è la componente longitudinale del momento. Nel limite ultrarelativistico, $m \sim 0$, $E \sim p$ la pseudorapidità tende alla rapidità:

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

E' utile introdurre anche la distanza tra due tracce, variabile che useremo sistematicamente nel seguito. Date due tracce identificate dalle grandezze $\phi_1, \phi_2, \eta_1, \eta_2$

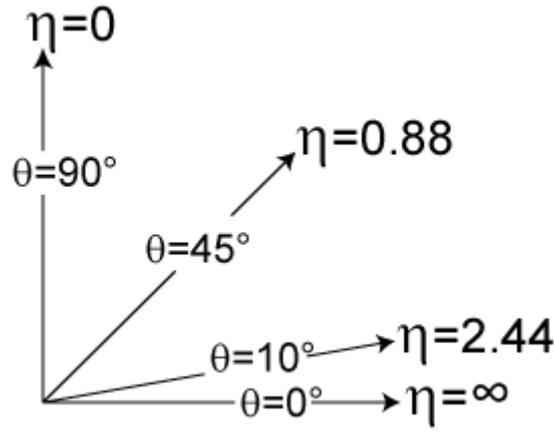


Figura 2.2.2: Pseudorapidità ed angolo polare

la distanza tra due tracce viene descritta da un cono di ampiezza:

$$\Delta R = \sqrt{(|\eta_2 - \eta_1|)^2 + (\phi_2 - \phi_1)^2} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

2.3 Lo spettrometro a muoni

Lo spettrometro di ATLAS [6] è concepito come uno strumento di grande precisione per la misura dell'impulso dei muoni fino ad 1 TeV ed è costruito in modo da coprire una regione in $|\eta| < 3$ e tutto l'angolo solido in ϕ .

L'idea di base è quella di una misura dell'impulso tramite la curvatura del muone in un campo magnetico posto in aria, per minimizzare l'effetto dello scattering multiplo. In questo modo si ottiene una risoluzione nella misura di impulso pari a

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} \leq 10\%$$

Il campo magnetico in aria ha una simmetria toroidale, a causa delle difficoltà che si incontrano se si vuole costruire un campo magnetico intenso ma posto in aria. A causa di questa simmetria, l'intensità del campo toroidale in ATLAS è molto discontinua a causa degli effetti al bordo nelle regioni di confine tra la regione del barrel ($|\eta| < 1$) e quella degli endcaps ($|\eta| > 1$). In Fig.2.4 e Fig.2.5, mostriamo l'andamento dell'integrale del campo di induzione magnetica (*Bending Power*) definito come

$$\oint B \cdot dl$$

nel piano $R-\phi$ ed in funzione della pseudorapidità, in cui si vede che nella regione di transizione barrel-endcap, questa grandezza assume valori molto più piccoli rispetto alle altre zone. Il sistema di toroidi di ATLAS consiste in 8 bobine costruite sim-

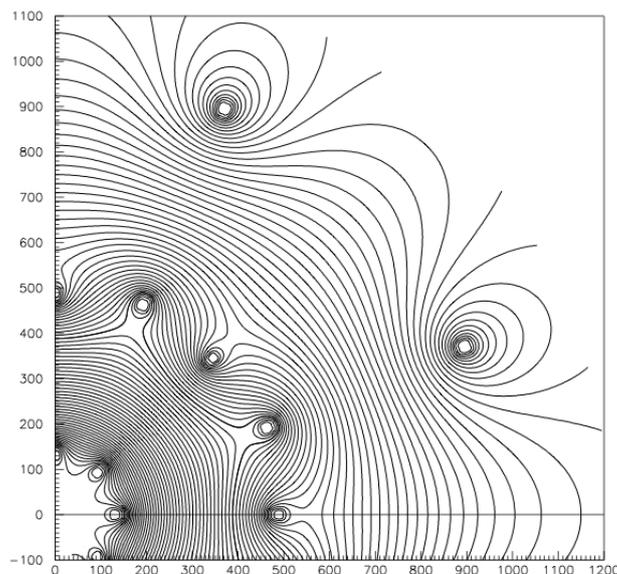


Figura 2.3.1: Mappa delle linee di forza del campo B del toroide nel piano $R - \phi$ misurate in Tm . La scala ha una distanza tra ogni separazione di $0.1 Tm$.

metricamente e radialmente attorno alla direzione del fascio. Ogni bobina ha una lunghezza assiale di circa 25 m e si estende radialmente fino a 20 metri. In totale, il peso dei toroidi è di circa 830 tonnellate nel barrel e 239 negli endcaps, e provvede ad un intensità massima di 3,9 Tesla nel barrel e 4.1 negli endcaps, corrispondenti ad un potere di curvatura che va rispettivamente nelle due regioni da 2(4) a 6 (8) Tesla per metro (Fig 2.3.1, Fig.2.3.2).

2.3.1 Le camere di Trigger

All'interno dello spettrometro sono collocate le camere di trigger, utili a selezionare rapidamente gli eventi interessanti secondo dei criteri che vedremo in seguito. Esistono due tipologie di camere nello spettrometro: camere di primo livello, disegnate per avere una risposta veloce al passaggio delle particelle, e camere di precisione, utilizzate per effettuare il tracciamento. Nel primo caso distinguiamo:

- *Resistive Plate Chambers (RPC)* : si trovano nella regione in $|\eta| < 1.1$ e sono camere a ionizzazione costituite da due piatti resistivi con una risoluzione temporale di $\sim 1.4 - 1.6 ns$ in risposta al passaggio della particella, in cui è applicato un campo elettrico che agisce all'interno di un gas composto da miscele aromatiche.
- *Thin Gap Chambers (TGC)* : si trovano nella zona endcap e sono camere a gas con lettura su fili, posseggono una risposta temporale molto veloce, inferiore

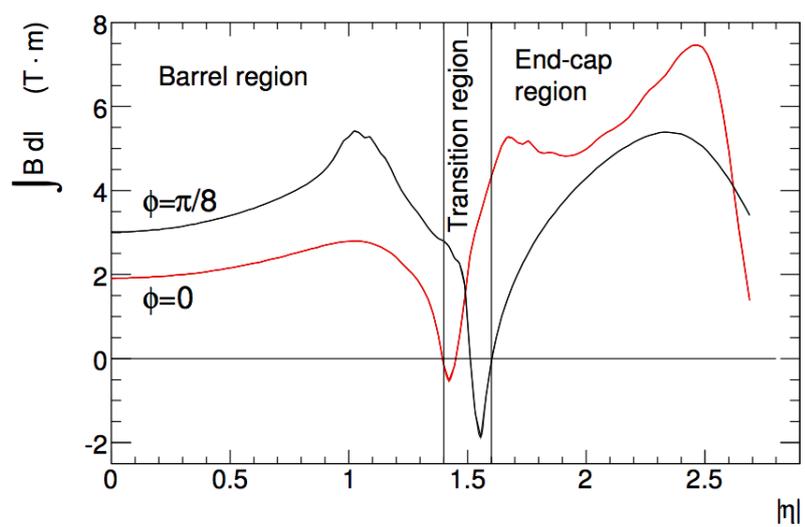


Figura 2.3.2: Integrale del campo magnetico del toroide in funzione della pseudorapidità.

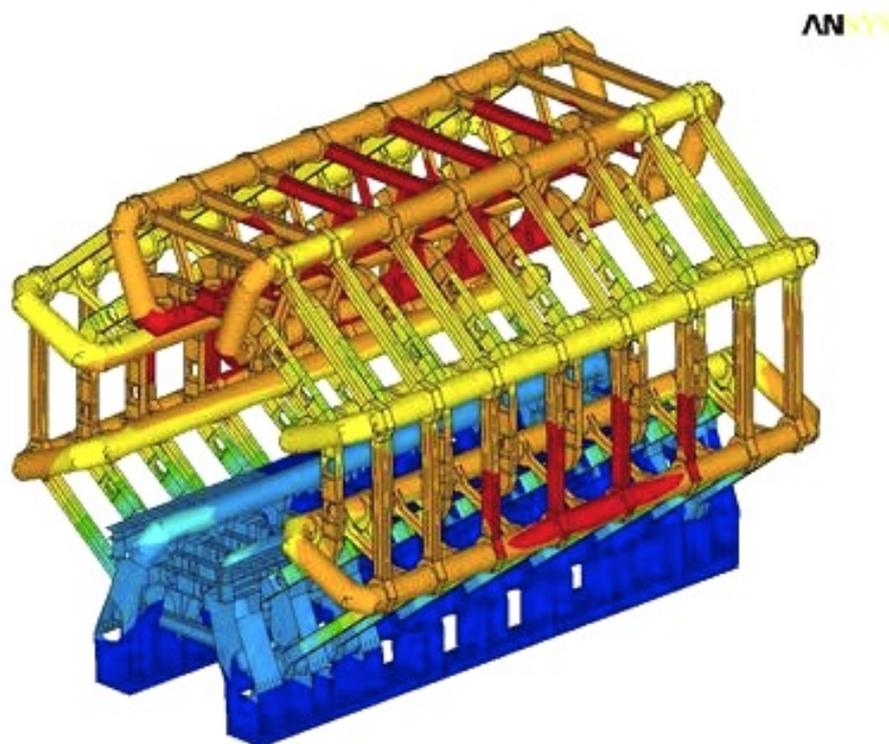


Figura 2.3.3: Schema del toroide nell regione del barrel [7]

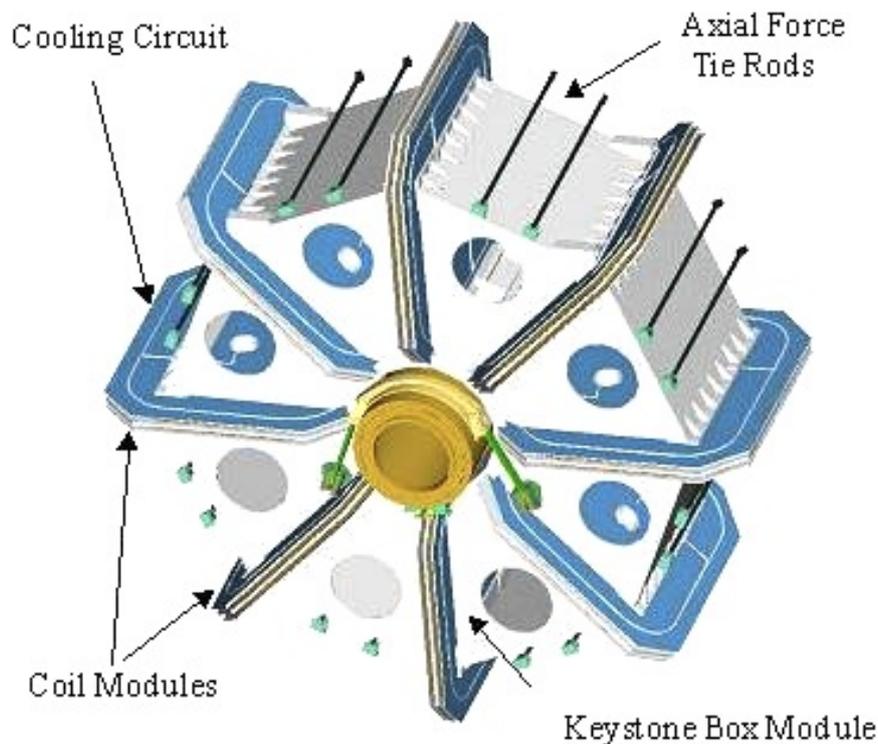


Figura 2.3.4: Il toroide illustrato nella regione degli endcaps [8] .

a 5ns.

Per quanto concerne le camere di precisione troviamo:

- *Cathodic Strip Chambers (CSC)* : si trovano nelle zone in avanti, $|\eta| > 2$, in modo da coprire una alta rate di eventi. Sono costituite da camere a fili, e misurano il baricentro della carica che incide sulle strip catodiche con una risoluzione di circa $60 \mu m$. Nel barrel sono disposte a cilindro intorno alla direzione dei fasci, mentre negli endcaps sono installate verticalmente.
- *Monitored Drift Tubes (MDT)* : subi a deriva in regime proporzionale, di diametro circa 3 cm, lunghi tra 1.8 e 5.5 cm, in cui il segnale viene letto da un filo al centro del tubo. sono posti in regioni di pseudorapidità tra -2, 2 e sono disposti in piani paralleli al fascio in direzione ortogonale al fascio stesso. Forniscono una misura della traccia della particella lungo l'asse z con una risoluzione circa minore a $100 \mu m$ sul singolo punto (Fig.2.3.5).

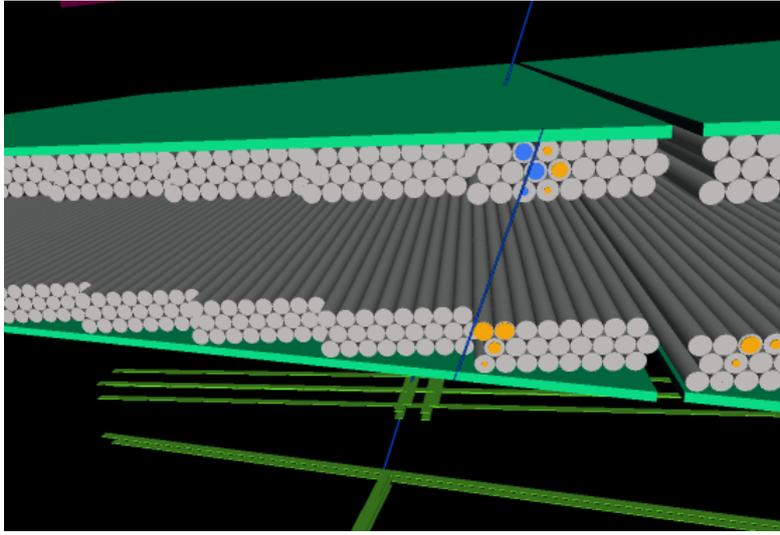


Figura 2.3.5: Particolare degli MDT nello spettrometro, che mostra le hit della particella e la traccia ricostruita (in blu). Sullo sfondo, le camere TGC.

2.4 I Calorimetri di ATLAS

2.4.1 Il Calorimetro Adronico

Il calorimetro adronico (HCAL) di ATLAS [9] è l'apparato che permette la misura dei jet adronici. Si distinguono tre regioni calorimetriche, una nel barrel (η tra 0.8 e 1.7) in cui si hanno anche due estensioni successive del calorimetro (*extended barrel*) e la regione degli endcaps. Nelle sue prime tre parti il calorimetro è campionato in piastre di materiale plastico scintillante alternato a lastre di assorbitore in ferro. Nella zone degli endcaps invece, il calorimetro adronico è fatto da argon liquido alternato a strati di assorbitore di rame. Questa parte del calorimetro soddisfa la richiesta di avere un oggetto molto resistente al flusso di particelle ad alta rate come accade nella zona degli endcaps. In queste due regioni la risoluzione in energia del calorimetro è rispettivamente

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ (barrel)}$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \text{ (endcap)}$$

La caratteristica fondamentale di un calorimetro di questo tipo, è la capacità di contenere la radiazione adronica proveniente dagli sciami, e dipende dalle lunghezze di interazione del calorimetro (λ). Per quel che riguarda l'HCAL si hanno circa 11λ nella zona del barrel e 14λ negli endcaps. Questi numeri sono importanti perchè

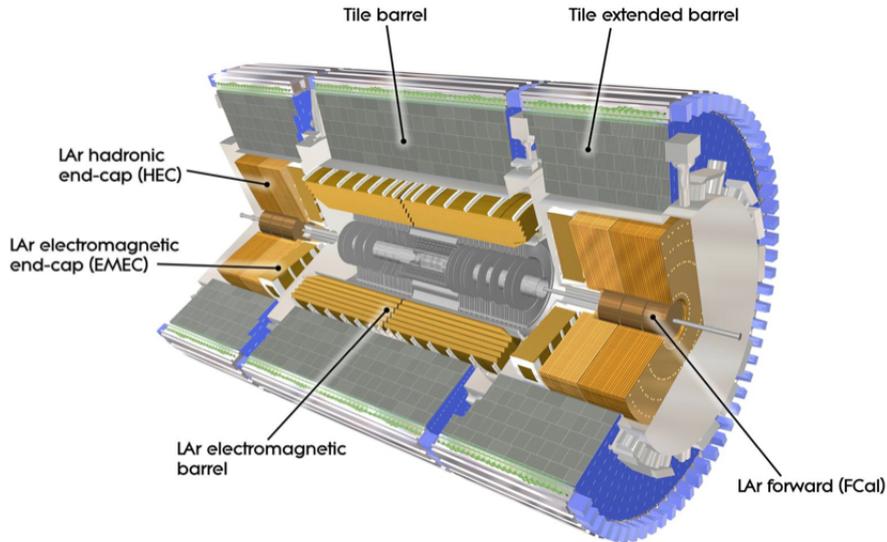


Figura 2.4.1: Struttura calorimetrica di ATLAS

permettono al calorimetro di assorbire completamente tutta la radiazione adronica, in modo da non permettere a particelle diverse dai μ di arrivare allo spettrometro, situato appena sopra l'HCAL.

2.4.2 Il Calorimetro Elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico [10] (ECAL) ha lo scopo di misurare l'energia depositata da elettroni e fotoni prodotti. La sua caratteristica forma a fisarmonica è stata ideata per avere una totale copertura nell'angolo ϕ , tale da minimizzare le zone morte e rendendo totale l'accettanza del rivelatore. Questo calorimetro è costituito prevalentemente da argon liquido alternato a spessori di assorbitore in piombo variabili in pseudorapidità così come le celle che lo compongono. La sua risoluzione in energia risulta essere

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.3\%$$

Inoltre l'ECAL può contare su 24 lunghezze di interazione nel barrel e 26 negli encaps. In Fig. 2.4.1 mostriamo uno schema delle strutture calorimetriche all'interno di ATLAS.

2.5 L'Inner Detector

L'Inner Detector (ID) è il tracciatore interno di ATLAS [11]. E' il rivelatore piu interno dell'esperimento, ed ha lo scopo di ricostruire e misurare con precisione l'impulso trasverso delle particelle tramite il campo magnetico solenoidale. Il campo magnetico curva nel piano ($r - \phi$) la traccia prodotta dalla collisione attraverso la forza di Lorentz:

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Il solenoide crea un campo magnetico di 2 Tesla. L>ID di ATLAS ha simmetria cilindrica, ed è composto da tre circonferenze concentriche come mostrato in Fig 2.5.1, con asse coincidente con l'asse z dei fasci, e si estende per 345 cm. Combina detector ad alta risoluzione al suo interno con rivelatori continui per il tracciamento all'esterno. Quando questi rivelatori identificano una traccia, sono in grado di segnalare 3+4 punti spaziali della traccia stessa. La struttura interna del rivelatore è composta da:

- Tre strati di pixel a semiconduttore (*Pixel*), divisi tra barrel/endcap. Questi hanno una risoluzione di circa $12 \mu m$ per singolo punto nel piano trasverso, $66 \mu m$ nel piano longitudinale nel barrel e 77 negli endcaps
- SemiConductorTracker (*SCT*): sono otto piani di strip di silicio divisi tra barrel/endcap, forniscono 4 punti per identificare con grande precisione la traccia; hanno una risoluzione di 16 (180) μm nel piano trasverso (longitudinale).
- TransitionRadiationTracker (*TRT*): si basano sull'utilizzo di straw tubes di piccolo diametro ($4mm$) adatti a misurare alte rate di eventi. In totale si hanno 420000 canali di lettura, ognuno dei quali provvede ad una misura di tempo di deriva della particella con una risoluzione di $170 \mu m$ per straw. Il gas contenuto nei tubi è una miscela di Xe(70%)CO2(27%)O2(3%) .

La risoluzione sulla misura dell'impulso della particella curvante è data dalla formula:

$$\frac{\Delta p}{p^2} = \frac{8\Delta s}{0.3 \cdot B \cdot l^2}$$

in cui l'impulso p è misurato in GeV/c ; nella formula compare il campo magnetico misurato in Tesla (B), la lunghezza della traccia misurata in metri (l), e il parametro di risoluzione dato dalla formula di Gluckstern:

$$\Delta s = \sqrt{\frac{720\epsilon^2}{64(N+4)}}$$

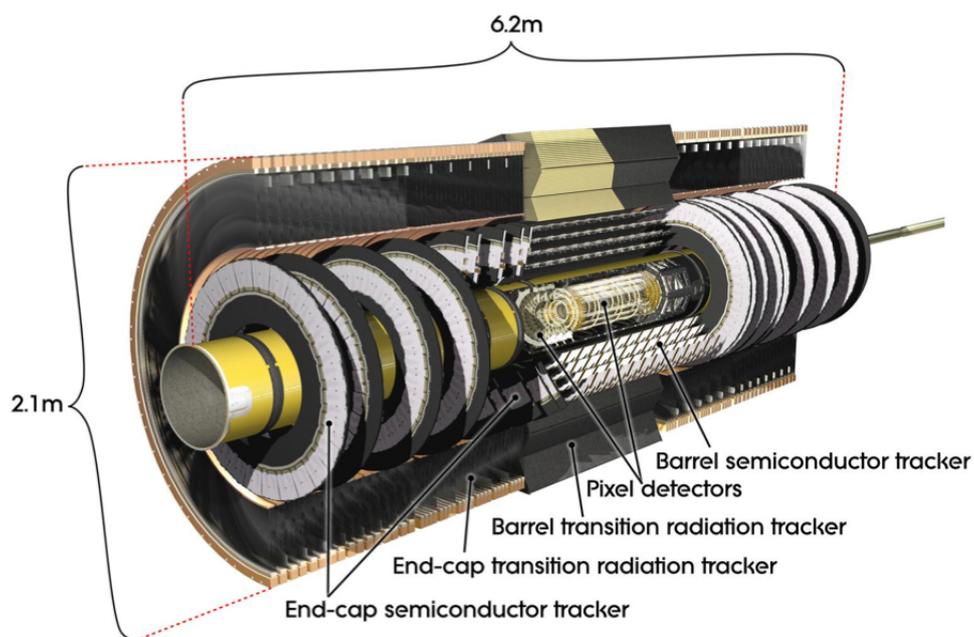


Figura 2.5.1: Schema delle componenti dell'ID di ATLAS.

in cui compare la risoluzione sul singolo punto (ϵ) e il numero di punti identificati dai rivelatori (N).

Nel prossimo capitolo, descriverò il sistema di trigger dell'esperimento ATLAS, così da presentare, in seguito, il risultato delle misure fatte sugli algoritmi di trigger al secondo livello.

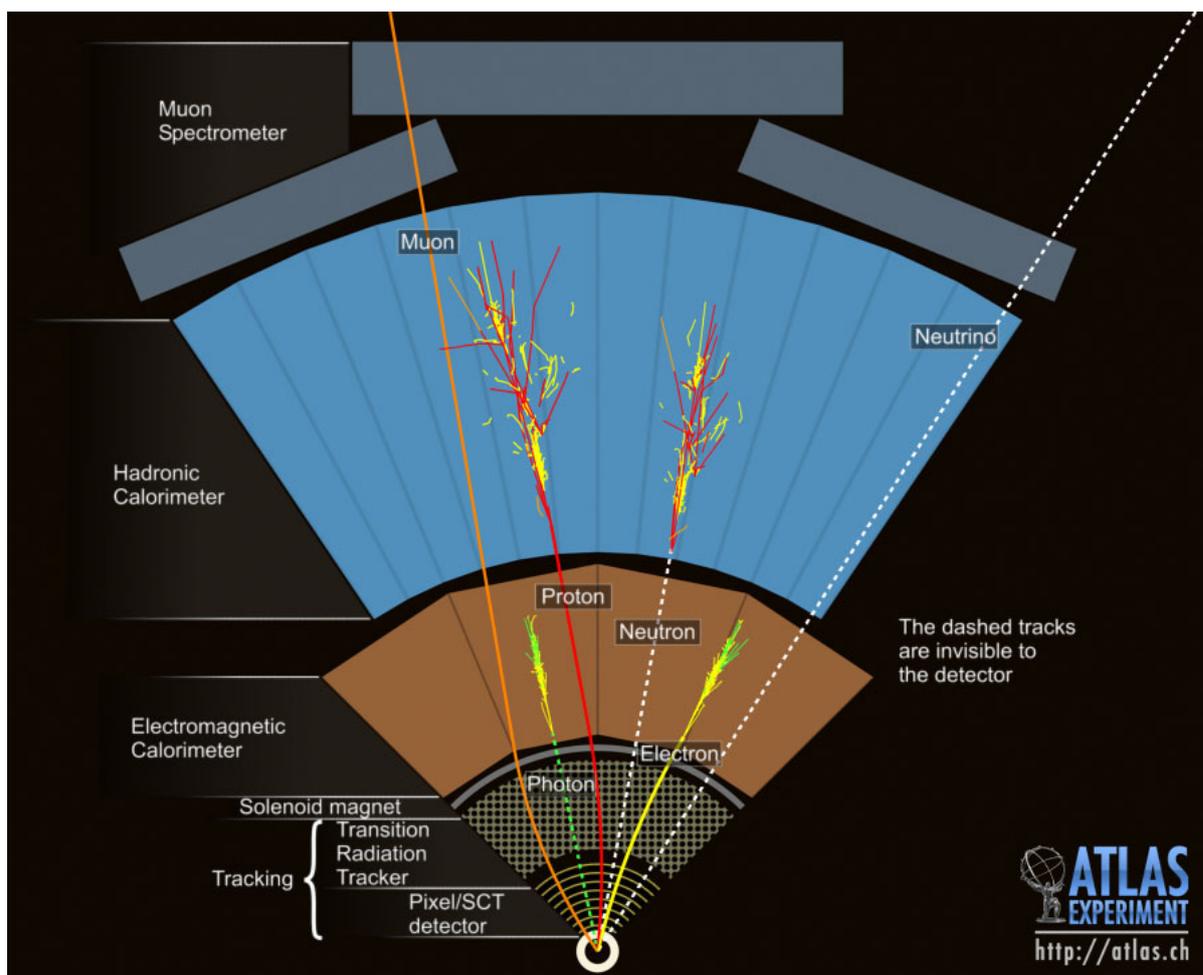


Figura 2.5.2: Schema generale della misura delle particelle con i detector di ATLAS e di tutti i rivelatori dell'esperimento.

Capitolo 3

Il Trigger dell'esperimento

3.1 Significato e struttura del Trigger

In un esperimento come LHC, il trigger riveste un ruolo fondamentale. Data l'impressionante quantità di informazione proveniente dalle collisioni, nessun esperimento potrebbe mai contenere su disco la quantità di dati prodotti. Inoltre non tutti gli eventi sono "interessanti" da un punto di vista della fisica. In LHC la frequenza di collisione tra i fasci, detta *bunch crossing*, è di circa 40 MHz, ovvero un incontro ogni 25 ns. Per rendere possibile la scrittura dei dati su disco, occorre che la *rate* di eventi, selezionati con dei criteri che vedremo in seguito, scenda a circa 100 Hz. Il compito del trigger di ATLAS [12] è quello di raggiungere questo valore mediante delle strategie che tengano conto dell'efficienza sulla selezione degli eventi interessanti.

Per i motivi descritti, si è scelto di strutturare il trigger di ATLAS in tre livelli a catena: parleremo nel seguito del trigger di primo livello(LV1), e di trigger di alto livello (High Level Trigger, HLT) formato da un secondo livello(LV2), e un terzo livello detto Event Filter(EF) (Fig.3.1.1).

Il primo livello di trigger ha lo scopo di filtrare l'informazione proveniente dalla collisione nel più breve tempo possibile. Per questo motivo non fa uso di algoritmi software, ma è interamente di tipo hardware.

Il primo livello è in grado di accettare 75 kHz di dati (dai 40 MHz di partenza), ed impiegare un massimo di 2,5 microsecondi per selezione. Il primo livello dunque riceve l'informazione solo dalle parti del rivelatore a più veloce risposta, tralasciando le informazioni provenienti dai rivelatori di precisione che sono molto più lenti, come ad esempio i tubi a drift dello spettrometro.

I principali strumenti utilizzati dal primo livello risultano quindi le camere TGC e RPC descritte nel capitolo precedente. Le informazioni dal calorimetro invece sono

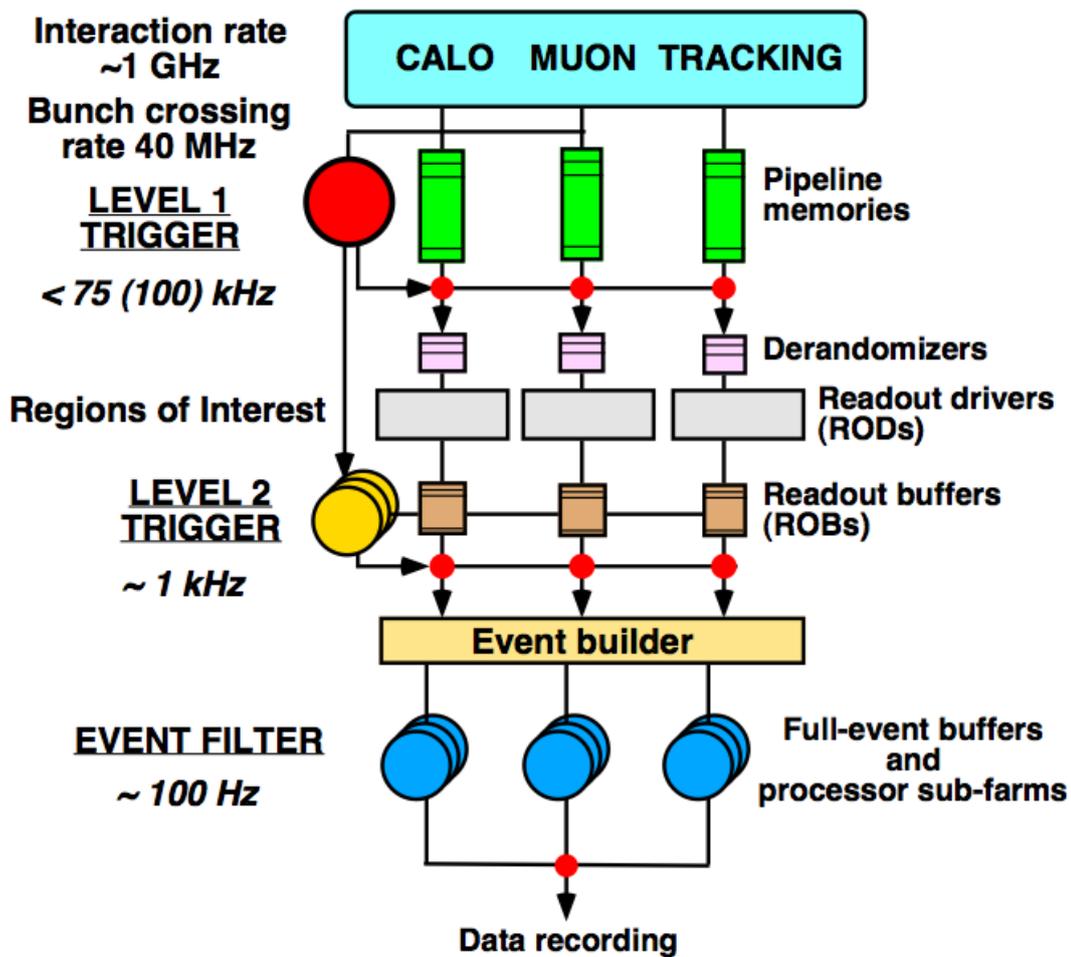


Figura 3.1.1: Schema del trigger in ATLAS

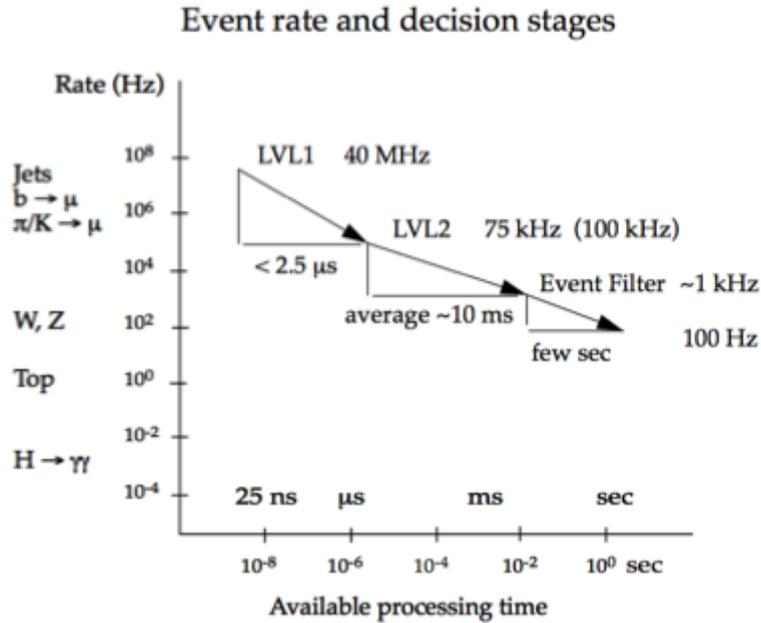


Figura 3.1.2: Rate di trigger di ATLAS in funzione del tempo di procesamiento disponibile nella catena per alcuni particolari eventi di fisica molto frequenti (*jet*, *decadimenti di π/K*), e per eventi cosiddetti “interessanti” (*produzione di W/Z*, *top quark*, $H \rightarrow \gamma\gamma$).

selezionate a partire da fissati blocchi di celle calorimetriche. L’analisi di primo livello è fatta in regioni particolari del rivelatore, chiamate *Region Of Interest (RoI)*, dalle quali attingono le informazioni i più alti livelli di trigger.

Nel secondo livello, troviamo piuttosto una struttura basata sul software. Algoritmi di ricostruzione girano a partire dalle informazioni ricevute dalle *RoI* primo livello. Il compito del secondo livello è quello di abbassare ulteriormente la rate di eventi dai 75 kHz del primo livello fino a circa 1 kHz.

Fanno parte del secondo livello gli algoritmi di ricostruzione ed isolamento muonico su cui è incentrato il mio lavoro di tesi, e che descriverò nel dettaglio in seguito.

L’informazione infine giunge al terzo livello, l’*Event Filter*. Questa parte finale del trigger ha a disposizione l’informazione completa proveniente da ogni parte del rivelatore. Questo rende possibile l’utilizzo di algoritmi *offline*; L’EF dispone quindi di circa un secondo per filtrare l’informazione, e portare la rate al valore prestabilito di 100 Hz. L’EF utilizza algoritmi software molto raffinati che permettono di ricostruire l’evento e quindi scriverlo sul disco a $\sim 300\text{MB}/\text{sec}$.

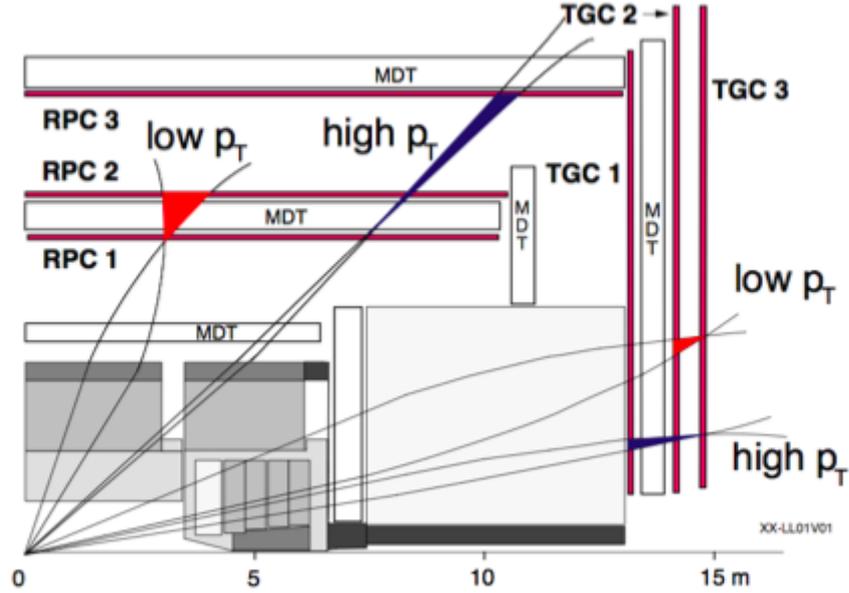


Figura 3.2.1: Metodo delle roads al primo livello di trigger nella zona barrel. La figura mostra i rivelatori TGC e RPC al passaggio di muoni per diverse soglie di p_T .

3.2 Il trigger muonico di ATLAS

Come detto precedentemente, il trigger dei muoni, ovvero la strategia usata per identificarli e selezionarli, è uno dei punti chiave dell'analisi di fisica dell'esperimento ATLAS. L'accuratezza con cui si selezionano e successivamente si ricostruiscono queste particelle, si rifletterà direttamente nella precisione con cui l'esperimento porterà con successo lo studio di processi che vanno dallo studio del *basso* p_T , come ad esempio $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, fino a regimi di medio ed alto impulso come $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $W \rightarrow \mu\nu_\mu$, $H \rightarrow 4\mu$, $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$. Prima di analizzare nel dettaglio gli algoritmi di ricostruzione ed isolamento, occorre mostrare il funzionamento generale del trigger dei muoni in ATLAS.

Così come descritto nella Sez. precedente, il sistema di trigger dei muoni è descritto da una catena a tre livelli.

3.2.1 Il primo livello

Il primo livello [13] identifica un candidato μ a partire da una *RoI* attraverso i rivelatori RPC nel barrel ($|\eta| < 1.05$), e sfruttando le camere TGC negli endcap ($|\eta| < 2.4$). La strategia della misura si basa sulla coincidenza di hit in differenti

stazioni di TGC e RPC in una finestra geometrica che seleziona una determinata regione in impulso trasverso (questo viene detto principio delle *roads* di trigger).

Si utilizzano per il primo livello tre stazioni per le camere RPC e tre per le camere TGC, e data una hit in una di queste, se ne cerca un'altra tra le due rimanenti. Questo metodo porta ad un'efficienza di selezione di circa il 98% , ovvero solo nel 2% dei casi il metodo non riconosce un muone al suo passaggio.

L'informazione sul candidato muone, viene inviata alla cosiddetta "Muon to Central Trigger Processor Interface" (*MuCTPI*) che calcola il numero di candidati selezionati dal primo livello per differenti soglie di p_T :

- Selezioni a basso impulso trasverso: mu0, mu5, mu6, mu8 mu10;
- Selezioni ad alto impulso trasverso: mu11, mu20, mu40;

In questa scrittura che possiamo scrivere in modo compatto come "muXX", il numero XX rappresenta la soglia in p_T misurata in GeV/c . Da notare la soglia denominata "mu0": questa corrisponde alla nota "soglia Cosmica" che ha una finestra di selezione di coincidenza completamente aperta, ed è stata usata nei primi studi dell'esperimento come soglia attiva nei run di fisica dei raggi cosmici. Ricordiamo infine che il primo livello restituisce anche l'informazione sui valori di $\eta-\phi$ della *RoI* selezionata. Questa struttura di coincidenze nel primo livello è schematizzata in Fig.3.2.1.

3.2.2 Il secondo livello

Le informazioni selezionate dal primo livello vengono adesso passate al secondo livello, che ha il compito di raffinare la scelta mediante algoritmi software specifici. Per quanto riguarda il trigger dei muoni in ATLAS si hanno tre algoritmi a catena [14] :

- μ **Fast**
- μ **Comb**
- μ **Iso**

Il primo algoritmo, μ *Fast* , è l'algoritmo di ricostruzione. Esso trova l'*RoI* dal primo livello e associa alle informazioni relative quelle degli MDT e dei CSC ed effettua la prima ricostruzione del muone.

Parleremo in dettaglio della tecnica che usa questo algoritmo per ricostruire l'impulso del candidato muone nel prossimo capitolo, in cui mostrerò anche le performance dell'algoritmo misurate a partire dai dati di collisione raccolti quest'anno.

Ricostruiti i parametri del muone da $\mu Fast$, questi vengono letti dall'algoritmo di combinazione chiamato $\mu Comb$. Questo riesce a perfezionare sensibilmente la misura effettuata dall'algoritmo suo predecessore, attraverso la combinazione di tali informazioni con quelle ottenute mediante gli algoritmi dell'Inner Detector: *SiTrack* oppure *IDScan*. La traccia così ricostruita viene a questo punto presa in input dall'algoritmo di isolamento: μIso . Il compito di questo algoritmo è quello di unire l'informazione del muone così come è stato "visto" da $\mu Comb$, alle informazioni dei calorimetri elettromagnetico ed adronico, al fine di discriminare ed eliminare dalla selezione i muoni non isolati, ovvero i muoni provenienti dai decadimenti adronici dei quark *beauty* e dei quark *charm* all'interno di un jet adronico. In alcuni casi μIso può prendere in input anche solo le informazioni di $\mu Fast$. L'isolamento verrà anch'esso discusso in un capitolo dedicato, in cui verrà descritto e testato con i dati da collisione a 7 TeV, in particolare in un campione di muoni provenienti da $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

3.2.3 Il terzo livello

Come abbiamo già accennato all'inizio, il terzo livello (Event Filter), ha a sua disposizione tempi molto più elevati rispetto agli altri due livelli precedenti. Grazie al fatto che questo livello può permettersi di lavorare entro 1 secondo circa, può contare sull'utilizzo di algoritmi Offline, che sono molto più precisi e quindi costosi in termini temporali.

Sono attivi oggi nell'EF gli algoritmi *MOORE* (Muon Object Oriented Reconstruction) e *MUID* (Muon Identification). Il primo utilizza le informazioni prese dalla ricostruzione a livello dello spettrometro per muoni, cercando in tutto il rivelatore zone attive.

A questo punto, trovata una zona attiva, visualizza dei punti corrispondenti al passaggio del muone ed effettua su questi un fit. MUID estrapola la traccia al vertice di interazione nella sua versione *STANDALONE*, e combina la traccia ottenuta con un segmento di traccia dell'Inner Detector nella versione *COMBINED*.

Dalla combinazione dei due algoritmi, si ottengono i parametri fondamentali (p_T , η , ϕ) del muone, che a questo livello è ricostruito con la migliore precisione accessibile nell'esperimento [15] [16]. Nella Fig. 3.2.2 è schematizzato il funzionamento del trigger per muoni di ATLAS così come è stato descritto in questa sezione.

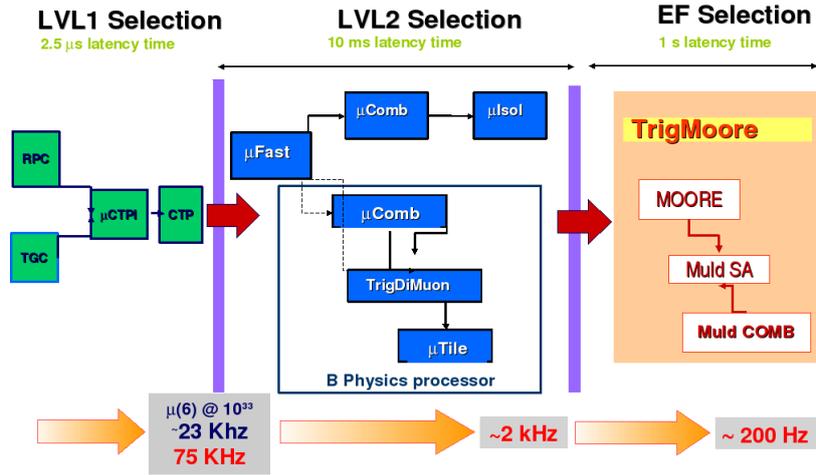


Figura 3.2.2: Schema generale della catena di trigger per muoni di ATLAS, in cui sono messi in evidenza i passaggi chiave che portano alla ricostruzione del candidato muone dal primo livello fino all'event Filter.

3.3 Algoritmi muonici al secondo livello di trigger

In questa sezione descriverò il funzionamento dei tre algoritmi di ricostruzione muonica al secondo livello di trigger, con particolare attenzione per gli algoritmi $\mu Fast$ e μIso , di cui discuterò i risultati sulle loro performance a partire dai dati raccolti dalle collisioni a 7 TeV di quest'anno. Prima di descrivere gli algoritmi muonici, parlerò dell'algoritmo *SITrack* dell'Inner Detector [17], necessario per il funzionamento di $\mu Comb$ e μIso . In ogni caso questi algoritmi funzionano tramite due processi indipendenti, chiamati *FEX* (*feature extraction*) e *HYPO* (*hypothesis*).

La prima fase si occupa di mettere insieme l'informazione proveniente dai vari sottorivelatori dell' RoI in esame, e quindi ricostruire la traccia del muone; la seconda fase invece si occupa di applicare le selezioni numeriche sulle variabili dell'algoritmo (parleremo in questi casi di *tagli*).

3.3.1 SITrack

Questo algoritmo Inner Detector ricostruisce la traccia della particella a partire dai rivelatori del tracciatore di silicio. Il suo funzionamento è diviso in due parti.

Nella prima, l'algoritmo rileva una serie di punti spaziali corrispondenti al passaggio della particella nei *logical layers*, ovvero una lista numerata di strati del rivelatore che, partendo dalla parte più interna del rivelatore stesso, si intensificano radialmente. In questo modo si collezionano una serie di punti corrispondenti alle hit nei *logical layers* e da questi si procede con una *pattern recognition*, divisa in più fasi successive.

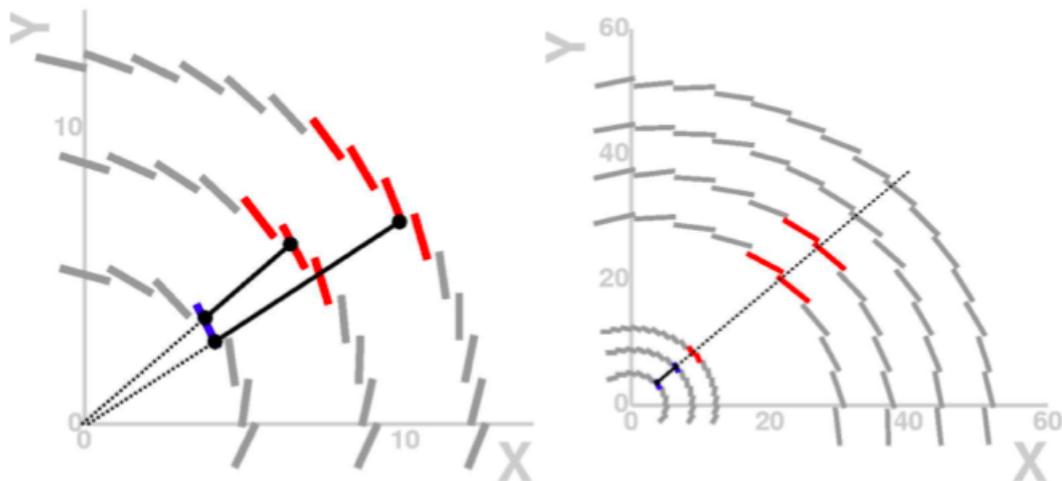


Figura 3.3.1: Schema del funzionamento dei *seed* (a sinistra) e degli *extended seed* (a destra) dell'algoritmo *SITrack*.

Innanzitutto, viene scelto il punto di partenza dell'algoritmo, corrispondente all'associazione di due punti nelle *logical layers* più interne dell'ID. A partire da queste coppie, dette *seed*, si effettua una estrapolazione lineare fino alla beamline, e si procede con un taglio sul parametro d'impatto¹ al fine di fissare il p_T minimo della particella tracciante.

Successivamente, viene ricostruito il vertice primario d'interazione, in modo da scartare le tracce non appartenenti al vertice stesso; questo avviene mediante la ricerca dei massimi della distribuzione del parametro d'impatto longitudinale del corrispondente *seed*. Ogni *seed* viene esteso, estrapolando verso la *logical layer* più esterna, in modo da formare un certo numero di triplette di *seed* (*extended seed*), e a partire da questi vengono effettuati un fit lineare sul piano x-z, ed un fit circolare sul piano x-y.

Accorpare i triplette con simili parametri di fit ed eliminando gli altri, vengono ripetuti i fit su tutta la traccia. Nei casi in cui due tracce siano molto "simili" nel senso appena descritto, vengono chiamate *cloni*.

Per eliminare queste si procede con un confronto dei punti in comune tra le due, escludendo quelle che ne contengono il minor numero. Nei casi in cui tutti in punti siano in comune tra le due tracce, si seleziona tra le due quella che minimizza il χ^2 ottenuto dai fit descritti.

¹il parametro d'impatto [rispetto al centro 0,0,0 del riferimento di atlas] è la distanza, nel piano xy, tra il punto di massimo avvicinamento ad un asse parallelo all'asse z e passante per il vertice di interazione della traccia (elica) di una particella, e l'asse stesso.

3.3.2 μ Fast

Come detto, questo è il primo algoritmo muonico del secondo livello. Il suo ruolo principale è quello di ricostruire l'impulso del muone per la prima volta a livello di trigger, sfruttando unicamente l'informazione proveniente dallo spettrometro a μ .

Il primo passo per μ Fast è ricevere l'informazione dall'RoI indenticata al primo livello, attraverso spettrometro, TGC ed RPC.

A questo punto entra in gioco il funzionamento di questo algoritmo, che è articolato in tre fasi successive.

Nel barrel, la prima fase, detta *pattern recognition*, è a sua volta divisa in due parti. In primo luogo a livello delle RoI di primo livello si ricostruisce il passaggio del μ nelle camere RPC; ovvero si selezionano dei punti corrispondenti al passaggio del muone nella camera; in un secondo tempo l'algoritmo seleziona questi punti e a partire da questi apre delle strade negli MDT, dove vengono raccolti i corrispondenti punti (hit) che identificano il passaggio della particella. A questo punto l'algoritmo in modo ricorsivo calcola la posizione media delle tracce segnalate, e ad ogni passo scarta il punto che dista di più da tale media, in modo da arrivare ricorsivamente, alla situazione in cui si ha una sola hit per ogni strato dell' MDT.

A questo punto, si ordinano queste hit a gruppi di almeno quattro elementi. Questi, chiamati *superpoints* vanno a formare una serie di segmenti contigui, e l'insieme dei segmenti viene dato come input per un fit sulla traccia del muone.

Infine, l'algoritmo da una misura dell'impulso trasverso di questa traccia. Questo avviene con il *metodo della sagitta* (Fig.3.3.1), che sfrutta la retta passante per tre superpunti appartenenti a tre diverse camere. Da questa si calcola la sagitta s_m , che è inversamente proporzionale al p_T del muone attraverso le costanti A_0 e A_1 che inglobano l'informazione sul braccio di leva del campo magnetico nello spettrometro, e sull'energia rilasciata dal mu nel passaggio attraverso i calorimetri. La relazione è lineare:

$$\frac{1}{s_m} = A_0 \cdot p_T + A_1$$

I valori di queste costanti sono tabulate per ogni regione di η e ϕ in delle griglie di riferimento chiamate *Look-up Tables*.

Negli endcap invece, il metodo descritto in precedenza parte dall'informazione sulle camere TGC piuttosto che RPC, si segue lo stesso procedimento, tranne che per la misura finale dell'impulso. Questa avviene non con la sagitta, bensì sfruttando l'angolo α tra la direzione della traccia del muone e la retta che si ottiene a partire dal vertice d'interazione fino al punto medio delle hit negli MDT. La relazione che

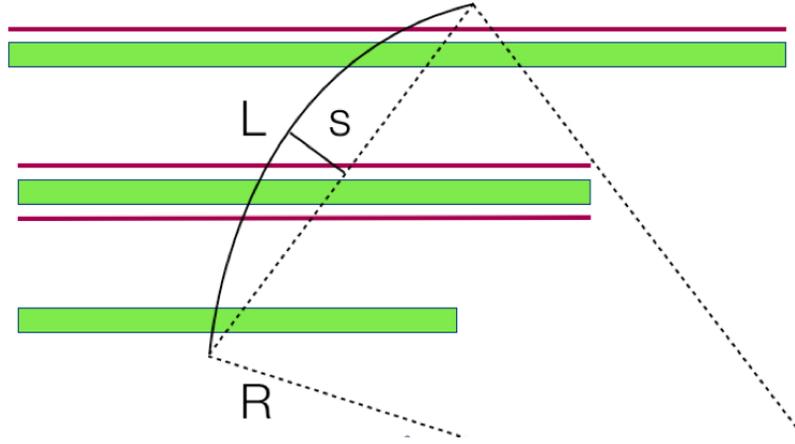


Figura 3.3.2: Il metodo della sagitta per la misura dell'impulso del muone negli MDT

	$\mu Fast: p_T^{minimo} (GeV/c)$			
	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.4$
<i>mu4</i>	3.0	2.5	2.5	2.5
<i>mu5</i>	4.6	3.3	4.0	4.5
<i>mu6</i>	5.4	4.5	4.9	5.3
<i>mu8</i>	7.2	6.7	6.4	7.3
<i>mu10</i>	8.9	9.0	8.4	9.2
<i>mu11</i>	9.8	10.1	9.3	10.1
<i>mu15</i>	13.0	14.0	13.0	14.0
<i>mu20</i>	17.5	18.5	17.0	18.0
<i>mu40</i>	31.5	30.0	28.5	32.5

Tabella 3.1: Soglie nominali (“muXX”) nella prima colonna della tabella, e soglie applicate dall’algoritmo HYPO di muFast per diverse regioni del rivelatore divise in pseudorapidità.

lega questo angolo all’impulso del μ è data da:

$$\frac{1}{p_T} = A_0 \cdot \alpha + A_1$$

in cui le costanti sono le stesse descritte in precedenza. Inoltre l’algoritmo restituisce anche la misura degli η e ϕ del muone, così da identificare il candidato univocamente.

A questo punto, ricostruito il muone, l’algoritmo di ipotesi (HYPO) applica i tagli di trigger al p_T , a secondo delle soglie nominali prescelte, come indicato nella tabella.

Le soglie nominali (Tabella 3.1) sono definite come il valore per cui l’efficienza sul taglio applicato è al 90%. Data la geometria del rivelatore i tagli applicati sono divisi in regioni di η .

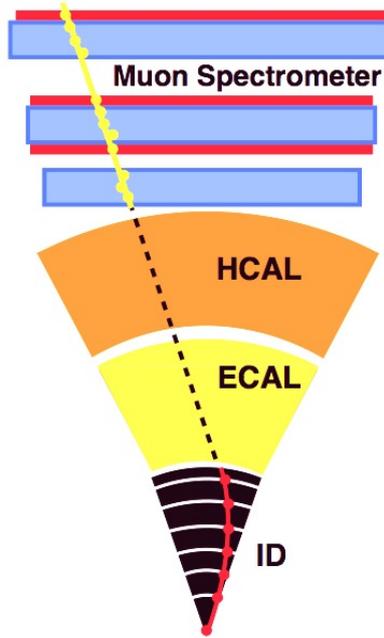


Figura 3.3.3: Schema dell'estrapolazione di μ Comb: in giallo la traccia ricostruita nello spettrometro, in verde quella ricostruita nell'ID. La linea tratteggiata rappresenta l'estrapolazione all'indietro.

3.3.3 μ Comb

Una volta che μ Fast ha ricostruito la traccia del muone, questa viene inviata al secondo algoritmo del secondo livello, l'algoritmo di combinazione μ Comb. Questo ha il compito di raffinare la misura del suo predecessore, e questo avviene sfruttando in aggiunta l'informazione proveniente dall' Inner Detector. In questo modo la misura risultante del momento trasverso del muone risulterà ancora più accurata e precisa. Inoltre μ Comb insieme a μ Fast sono dati in input all'algoritmo di isolamento, come vedremo successivamente.

L'algoritmo μ Comb, inoltre, ha un significato fisico molto importante ai fini dell'esperimento: estrapolando la traccia del muone "all'indietro" (Fig.3.3.3) (questo metodo implementato in μ Comb viene detto *backextrapolator*) dallo spettrometro verso l'Inner Detector, risulta uno strumento utile per la selezione dei muoni provenienti dai decadimenti in volo dei π e dei K .

Il funzionamento di μ Comb può essere schematizzato in due passi successivi: nel primo, l'algoritmo effettua un confronto della posizione spaziale della traccia di μ Fast con tutte le tracce Inner Detector. Per fare questo, l'algoritmo per prima cosa sceglie una finestra fissata, identificata dall'ampiezza di un cono ΔR attorno alla traccia di μ Fast.

A questo punto si calcolano tutte le differenze tra le variabili "spaziali" del muone ricostruito da μ Fast e i muoni Inner Detector: $\Delta\phi = \phi_{\mu Fast} - \phi_{ID}$, $\Delta\eta = \eta_{\mu Fast} -$

$\mu\text{Comb}: p_T^{\text{minimo}} \text{ (GeV/c)}$				
	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.4$
<i>mu4</i>	3.0	2.5	2.5	2.5
<i>mu5</i>	4.9	4.8	4.8	4.8
<i>mu6</i>	5.8	5.8	5.8	5.6
<i>mu8</i>	7.8	7.7	7.7	7.7
<i>mu10</i>	9.8	9.5	9.6	9.7
<i>mu11</i>	10.8	10.4	10.6	10.6
<i>mu15</i>	14.5	14.0	14.0	14.5
<i>mu20</i>	19.5	18.5	18.5	18.5
<i>mu40</i>	37.5	37.0	37.0	35.0

Tabella 3.2: Tagli sul p_T applicato da *mucombHypo* nelle varie regioni del rivelatore e per le soglie nominali di alto e basso impulso.

η_{ID} , $\Delta z = z_{\mu\text{Fast}} - z_{ID}$. Se queste grandezze rientrano nella finestra di matching, le tracce ID vengono selezionate, altrimenti scartate dall'algoritmo.

Nel passo successivo, viene applicata una selezione sull'impulso trasverso. Questo avviene in primo luogo definendo un momento trasverso "medio" $\langle p_T \rangle$, ovvero pesato con le risoluzioni di μFast e dell'Inner Detector. Successivamente viene effettuato un confronto tra il p_T di μFast oppure ID, e quello "medio":

$$\Delta p_T = | p_T^{\mu\text{Fast}} - \langle p_T \rangle |$$

$$\Delta p_T = | p_T^{ID} - \langle p_T \rangle |$$

Infine, si effettua un test del χ^2 tra tutte queste differenze: μComb sceglierà tra tutte le tracce, quella che minimizza il χ^2 solo se è al di sotto di una data soglia.

Questo da un informazione fisica molto importante: permette di stabilire se tra la traccia ID e quelle spettrometriche ci sia un *kink*, permettendo di discriminare la presenza di un muone proveniente da un pione o un kaone. In analogia a quanto accade in μFast , alla fine l'algoritmo HYPO seleziona le soglie in p_T per μComb , in diverse regioni di η come mostrato in Tabella 3.2.

L'informazione che elabora μComb a questo punto può essere passata all'ultimo algoritmo della catena, μIso .

3.3.4 μIso

L'algoritmo di isolamento muonico ha un ruolo cruciale nell'esperimento ATLAS. Il suo compito è identificare e discriminare tramite le informazioni prese dalla catena

di algoritmi μ Fast + μ Comb un muone isolato. Questo avviene attraverso una serie di tagli sulle variabili dei Calorimetri Elettromagnetico ed Adronico e dell'Inner Detector, mantenendo più possibile elevata l'efficienza sulla selezione.

Per *muone isolato* si intende un muone prodotto dal decadimento di una particella pesante proveniente dal vertice di interazione.

La fisica di questi muoni è in sostanza il fondamento per cui LHC è stato costruito, in quanto, a partire da questi, nei prossimi mesi potremmo identificare un eventuale Higgs, una particella supersimmetrica, o altre evidenze di nuova fisica. I decadimenti più importanti che producono muoni isolati sono ad esempio:

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-, W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu^\pm, H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \mu^+ \nu_\mu$$

Muoni *non isolati* sono piuttosto quei muoni all'interno di jet adronici provenienti da decadimenti di quark pesanti, che rappresentano un fondo molto importante da rigettare per la misura dei processi appena visti. Ad esempio rappresentano un fondo i decadimenti semileptonici dei quark *beauty* e *charm*, ad esempio:

$$b \rightarrow c + \mu + \nu_\mu$$

$$c \rightarrow s + \mu^\pm + X.$$

Per isolare questi muoni, occorre introdurre dei nuovi criteri di taglio sulle variabili. Infatti μ Comb e μ Fast non sono in grado di rigettare muoni così energetici, essendo pensati piuttosto per diminuire la rate di eventi come il decadimento di pioni e kaoni. Per questo motivo l'algoritmo di isolamento sfrutta delle informazioni aggiuntive per rigettare i muoni provenienti dai jet.

Variabili di μ Iso: Calorimetri

La quantità di energia rilasciata da un muone isolato o da un jet adronico è ovviamente molto diversa. Per questo motivo l'algoritmo di isolamento pone un taglio sulla *energia trasversa*² rilasciata nei calorimetri ECAL e HCAL entro due coni

²L'energia trasversa, invariante sotto boost di Lorentz longitudinali, viene definita come $E_T = E \sin\theta$. In un collider adronico, a causa del *Quark - Parton Model* la conservazione dell'energia è fenomenologicamente osservabile solo nel piano trasverso.

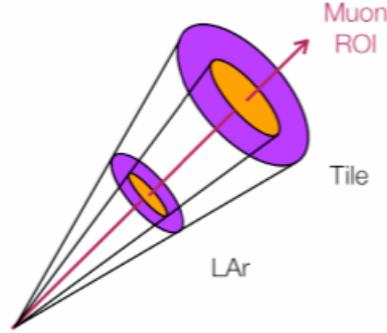


Figura 3.3.4: Coni aperti dall'algoritmo di isolamento nei calorimetri

concentrici, chiamati *inner cone* e *outer cone* definiti come

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

dove le grandezze $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono le differenze tra le variabili delle tracce ricostruite da μComb e le posizioni della cella calorimetrica in considerazione. La scelta di due coni permette di distinguere diverse situazioni fisiche. Nel caso di un μ isolato, nel cono interno ci si aspetta di misurare solo l'energia depositata dalla particella al suo passaggio; in questo caso nel cono esterno si misurerà in aggiunta la somma delle energie prodotte dal rumore intrinseco del calorimetro e dal fenomeno del *pile up*. Nel caso di un μ non isolato invece, nel cono esterno si misurerà anche l'energia del *jet* da cui il muone proviene. In queste situazioni fisiche, nel seguito parleremo di tagli sulle variabili *somma delle energie trasverse*:

- $\Sigma E_T^{EC(\text{inner cone})}$ oppure $\Sigma E_T^{EC(\text{outer cone})}$ nel calorimetro elettromagnetico.
- $\Sigma E_T^{HC(\text{inner cone})}$ oppure $\Sigma E_T^{HC(\text{outer cone})}$ nel calorimetro adronico.

La scelta delle ampiezze dei coni di μIso e dei tagli sulla somma delle energie trasverse nei calorimetri, ottenuta dalle misure sui dati di collisione, è anche l'argomento su cui è incentrato il Capitolo 5.

Variabili di μIso : Inner Detector

L'algoritmo di isolamento può contare in aggiunta alle informazioni calorimetriche, anche su un certo numero di variabili Inner Detector. In questo modo si ottiene maggior precisione nello studio dell'isolamento, grazie al fatto che diviene possibile tagliare su queste variabili. La strategia è di aprire a livello di Inner Detector un cono di ampiezza ΔR definito nel modo usuale, in cui si considerano le differenze tra

le variabili misurate da μ Iso e quelle ID. In particolare μ Iso taglia su una variabile che rappresenta l'isolamento stesso, ed è definita come:

$$Iso = \frac{p_T^\mu}{\sum p_T}$$

che rappresenta il rapporto tra l'impulso trasverso del muone misurato, e la somma dell'impulso trasverso di tutte le tracce. Questa variabile ha una distribuzione che varia tra 0 e 1, e ci si aspetta abbia un massimo corrispondente al valore 1 se la maggiorparte delle volte l'algoritmo riconosce muoni isolati, e può avere una coda per $Iso < 1$ per gli eventi non isolati che rappresentano il fondo.

Inoltre, per comprendere meglio il funzionamento dell'isolamento e tenere sotto controllo i fenomeni di *pile-up*, si definiscono anche le variabili che rappresentano in numero di tracce nel cono, N_{trk} , la somma degli impulsi trasversi nel cono, $\sum p_T$, ed infine la variabile

$$\sum p_T - p_T^\mu$$

che rappresenta una versione alternativa della variabile di isolamento, che raccoglie tutte le tracce, e ne sottrae la traccia del muone considerato, all'interno del cono. Questa variabile fornisce un ulteriore strumento di verifica.

Le distribuzioni relative a tutte queste variabili verranno discusse nel Capitolo 5, in particolare discuterò un *test* dell'isolamento, per un campione di muoni provenienti da eventi di decadimento delle prime J/ψ osservate all'esperimento ATLAS quest'anno.

Capitolo 4

Studio delle performance di μ Fast

Uno degli obbiettivi della mia tesi, è stato quello di studiare, per la prima volta sui dati di collisione, l'algoritmo di ricostruzione μ Fast. Questo studio è stato effettuato a partire dai dati raccolti dall'esperimento ATLAS fino a Luglio 2010, per una luminosità integrata di circa 94 nb^{-1} , all'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Lo studio si basa sull'analisi dei muoni selezionati dal trigger di primo livello (LV1), e che vengono presi in input dagli algoritmi di secondo livello (LV2) attraverso una serie criteri di selezioni pensati per garantire l'autenticità del candidato muone in questione. Lo studio di cui mi sono occupato, si basa sul confronto tra le variabili restituite dall'algoritmo μ Fast come descritto nel precedente Capitolo, e quelle ricostruite dagli algoritmi *Offline*. Questa strategia si basa sul fatto che gli algoritmi Offline, hanno molto più tempo a disposizione per ricostruire il muone, dunque possono utilizzare *software* molto più sofisticati, che permettono una ricostruzione più possibile precisa della traccia, e dunque sono un adeguato strumento di confronto.

4.1 Criteri di Selezione

Affinchè un muone venga selezionato dal trigger di Secondo Livello, e quindi processato dall'algoritmo μ Fast, sono stati scelti dei criteri di selezione sulla sua traccia.

Per prima cosa, si stabilisce un taglio sulla traccia del muone selezionato, in modo da eliminare il fondo di quelli non provenienti dalla collisione, ad esempio muoni prodotti da raggi cosmici.

Per fare questo, si richiede che l'evento considerato abbia almeno un vertice con almeno tre tracce associate; si richiede inoltre che la posizione della coordinata z del vertice primario sull'asse del fascio, z_{vertex} , sia minore di 150 mm . I muoni Offline che usiamo per confronto, sono ricostruiti tramite un algoritmo che utilizza

l'informazione a partire dalla traccia misurata nello Spettrometro a Muoni, ed estrapolando la traccia al vertice primario, coerentemente con i criteri di ricostruzione della traccia di μ Fast descritti nel Capitolo 3.

I muoni ricostruiti Offline, devono attenersi inoltre ai seguenti criteri di selezione:

- $p > 4 \text{ GeV}/c$;
- $p_T > 2.5 \text{ GeV}/c$;
- Almeno 5 *hit* nel tracciatore al silicio ;
- almeno una *hit* nel pixel detector ;
- $\chi_{match}^2 < 50$.

L'ultima selezione si riferisce al test del χ^2 del fit tra i parametri delle tracce misurate nello Spettrometro e quelle misurate nell' Inner Detector. Inoltre tutte le tracce ricostruite Offline che presenteremo, devono essere selezionate rispetto ad una RoI di primo livello entro un cono di ampiezza

$$\Delta R < 0.5.$$

4.2 Distribuzioni di base

In questa sezione illustrerò risultati ottenuti dalla misura dei parametri fondamentali del muone, ovvero p_T, η, ϕ per i muoni selezionati dall'algoritmo μ Fast (Fig.4.2.1) e per i muoni ricostruiti Offline (4.2.2). Le distribuzioni ottenute sono confrontate con una simulazione Monte Carlo di muoni provenienti da eventi di tipo *Minimum Bias*, ovvero da un campione di eventi a *basso* p_T ; questa scelta è ragionevole data la luminosità integrata disponibile per la misura.

Le distribuzioni sono ottenute a partire da una selezione di trigger che prevede un taglio a 4GeV sull'impulso trasverso sulla traccia del muone. Analoghi studi sono stati effettuati anche per trigger che selezionano eventi con impulso trasverso superiore a 6 e 10 GeV. Notiamo l'ottimo accordo tra i dati e la simulazione Monte Carlo in queste distribuzioni. Infine la compatibilità tra le due distribuzioni è mostrata in Fig. 4.2.3, dove le variabili Offline sono raffigurate in funzione di quelle di μ Fast.

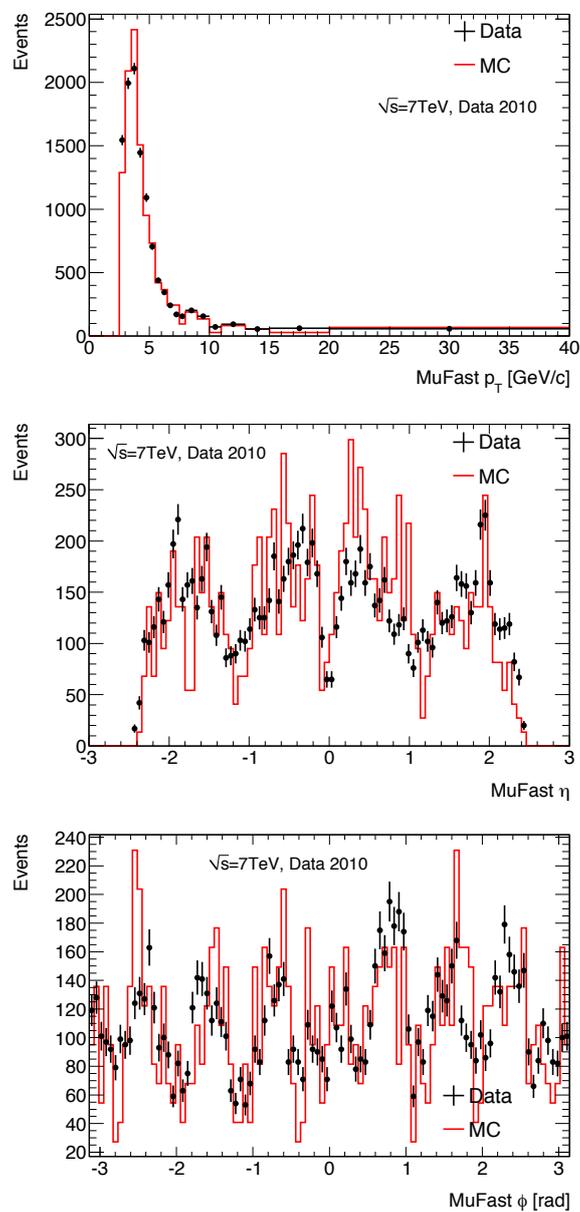


Figura 4.2.1: Distribuzioni di p_T , η , ϕ restituiti dall'algoritmo μ Fast confrontate con una simulazione Monte Carlo di eventi Minimum Bias.

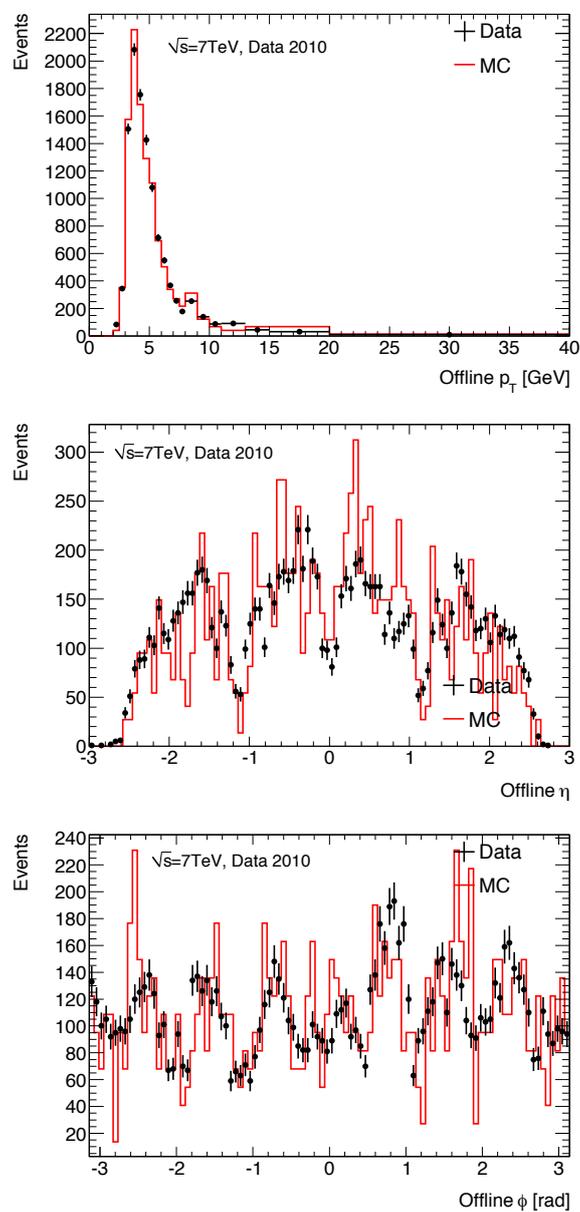


Figura 4.2.2: Distribuzioni di p_T , η , ϕ dei muoni ricostruiti Offline confrontate con u a simulazione MonteCarlo di eventi Minimum Bias.

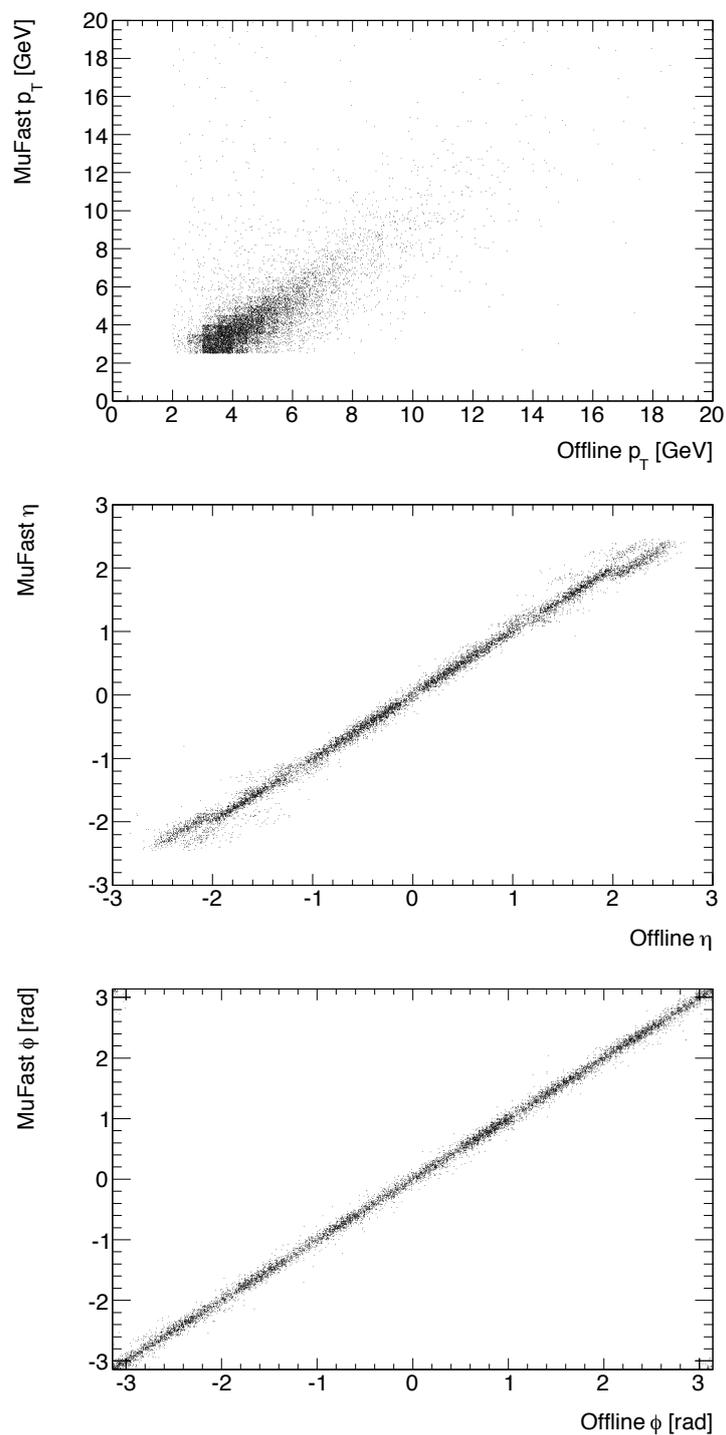


Figura 4.2.3: Correlazione tra le variabili p_T, η, ϕ misurate dall'algorithmo di ricostruzione e dall'Offline.

4.3 Studio dell'efficienza dell'algoritmo

Uno studio fondamentale per verificare il corretto funzionamento degli algoritmi di trigger, è quello di valutarne l'*efficienza* rispetto alla ricostruzione Offline.

In questa sezione mostrerò i risultati ottenuti dalla misura dell'efficienza di μ Fast, che permette di stabilire con che precisione il nostro algoritmo ricostruisce la traccia del candidato, utilizzando sempre l'Offline come riferimento.

I muoni Offline sono utilizzati come confronto se passano una selezione $\Delta R < 0.5$ rispetto alle RoI di Livello 1. Poichè, come descritto nel Capitolo 3, l'algoritmo di ricostruzione fa uso solo dell'informazione proveniente dalla misura della traccia nello spettrometro, l'algoritmo Offline più adatto con cui confrontarsi è quello chiamato *StandAlone* (*SA*). Questo infatti prevede la misura dell'impulso attraverso la traccia misurata nello spettrometro, ed estrapolata al vertice d'interazione per garantire una maggiore precisione sulla stima delle variabili.

L'efficienza di μ Fast in impulso trasverso dunque è calcolata a come:

$$\epsilon = \frac{p_T^{\mu Fast}}{p_T^{Offline}}$$

L'errore sull'efficienza viene calcolato secondo criteri basati sul Teorema di Bayes. Il metodo consiste [18], essendo l'efficienza per definizione una variabile compresa tra 0 e 1, sulla distribuzione binomiale; la *probabilità a priori* usata è la distribuzione uniforme tra 0 e 1. Nell'assegnare gli errori viene usato il più piccolo intervallo contenente il 68.3% di livello di confidenza sulla distribuzione di probabilità. Questo viene fatto poichè in questo modo l'errore risulta, in buona approssimazione, Gaussiano.

Nella Fig. 4.4.1 mostriamo l'efficienza dell'algoritmo μ Fast così calcolata nelle zone $|\eta| < 1.05$ (*barrel*), ed $|\eta| > 1.05$ (*endcap*)

Nella Fig.4.4.2 invece l'efficienza è stata misurata con la selezione di trigger che impone per i muoni la condizione $p_T > 4GeV/c$. Come si vede, sia nella regione del barrel che in quella degli endcaps, c'è ottimo accordo tra i dati e la simulazione MonteCarlo, e l'efficienza raggiunge il 98% appena dopo la soglia nominale del trigger, suggerendo dunque un comportamento della ricostruzione della traccia ottimale.

4.4 Misura della risoluzione

Concludiamo lo studio delle performance di μ Fast, mostrando i risultati ottenuti misurando le *risoluzioni* in impulso trasverso dell'algoritmo. Queste misure fornirò

scono una stima dell'accuratezza con cui l'algoritmo ricostruisce il p_T della traccia del muone prescelto. Definiamo dunque il procedimento effettuato per questa misura.

Si definiscono i *residui* della misura dell' impulso trasverso come:

$$res(p_T) = \frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\frac{1}{p_T^{Offline}} - \frac{1}{p_T^{\mu Fast}}}{\frac{1}{p_T^{Offline}}}$$

Queste distribuzioni vengono misurate in funzione del p_T Offline, e sono dunque dei grafici bidimensionali. A partire da queste, vengono selezionate per gruppi di *bin* di p_T le proiezioni sull'asse y della distribuzione, che risultano Gaussiane. Per ogni Gaussianita così ottenuta viene effettuato un *fit* e contestualmente estratto il valore della sua larghezza, ovvero la rispettiva σ , e della media.

Queste grandezze infine vengono messe in un grafico in funzione del p_T , Offline, in modo da fornire l'andamento della risoluzioni in impulso trasverso dell'algoritmo.

Mostriamo le distribuzioni dei residui in p_T , ottenute con questo procedimento, nelle seguenti regioni di impulso trasverso:

- $4GeV < p_T < 6GeV$
- $6GeV < p_T < 8GeV$
- $8GeV < p_T < 20GeV$

nella zona del barrel $|\eta| < 1.05$ (Fig.4.4.3) e degli endcaps $|\eta| > 1.05$ (Fig.4.4.4), confrontate con la simulazione Monte Carlo. Notiamo che nella regione degli endcap, le code delle distribuzioni sono da attribuirsi alle zone fisiche del detector in cui il campo magnetico toroidale a cui è soggetto il muone è molto debole e mal simulato. Inoltre nelle regioni di impulso $p_T > 10 GeV$ le distribuzioni nel barrel soffrono di effetti di bassa statistica nel confronto con la simulazione.

In Fig. 4.4.5 mostriamo infine il grafico della media ottenuta dal fit alle precedenti distribuzioni, che mostra l'*offset* (deviazione) rispetto alla ricostruzione Offline, e l'andamento delle σ estratte, che invece indicano la *risoluzione* dell'algoritmo di ricostruzione.

Notiamo che questi due sono in buon accordo con la simulazione, ed indicano una risoluzione in p_T dell'ordine del percento o del permille a seconda delle zone di η . Lo shift nelle risoluzioni negli endcap, è ancora una volta riconducibile all'effetto dell'andamento dell'intensità del campo magnetico, che in queste zone è molto discontinuo e quindi difficile da ricostruire nei tempi concessi al trigger di Secondo Livello [19]. Come descritto nel precedente Capitolo, l'algoritmo μ Fast fornisce una stima del p_T del muone attraverso le *Look-up Tables*, generate con le simulazioni.

Uno degli studi attualmente in corso nell'ambito di questo argomento, che verrà completato nei prossimi mesi, riguarda la ricostruzione di queste tabelle attraverso l'analisi effettuata sui dati. Con le nuove *Look – up Tables*, che incorporeranno una conoscenza più realistica della risposta dei rivelatori, ci aspettiamo che problemi come quello appena descritto verranno risolti completamente.

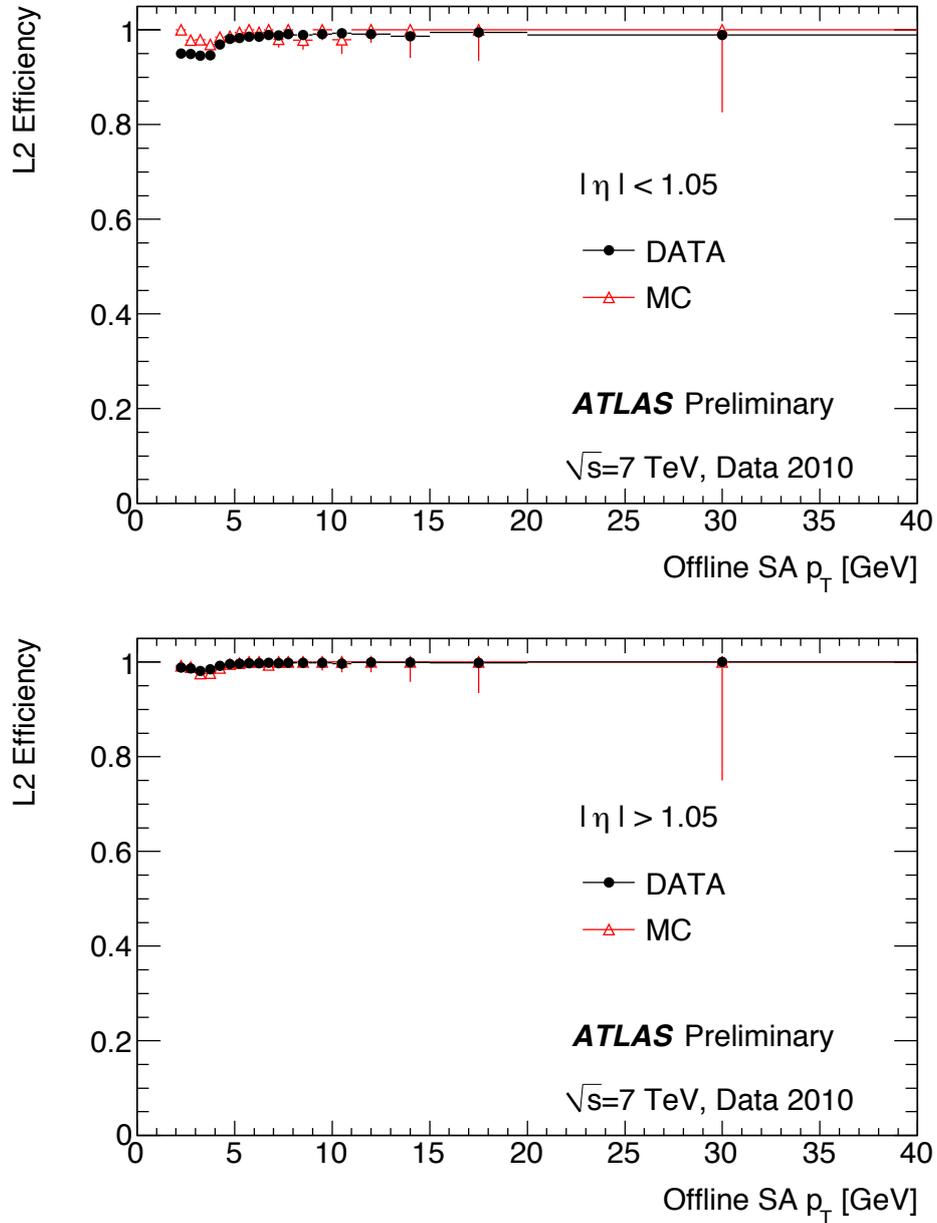


Figura 4.4.1: Efficienza dell'algoritmo di ricostruzione μ Fast rispetto alla ricostruzione Offline, in un confronto con una simulazione MonteCarlo di eventi Minimum Bias, in alto nella regione del barrel, in basso negli endcaps.

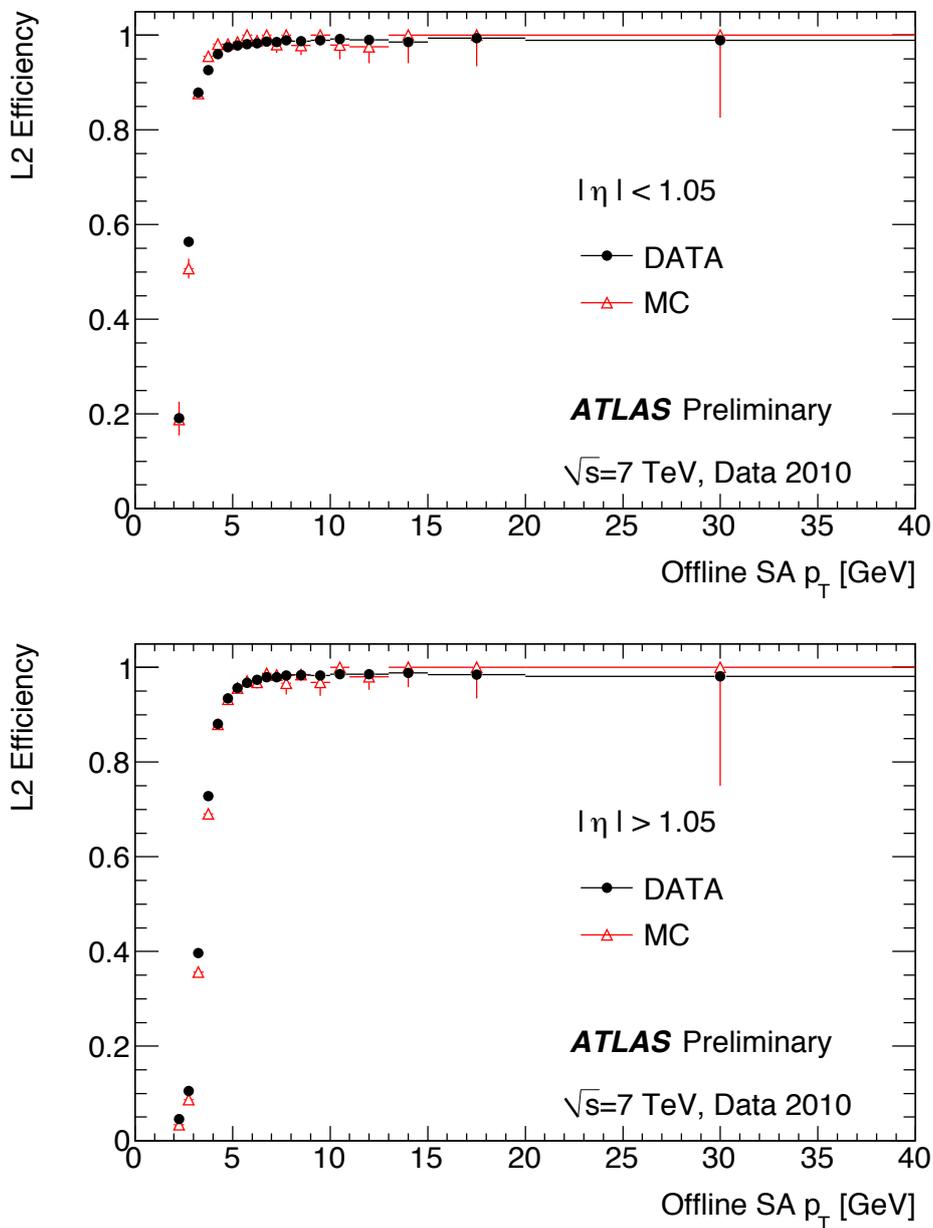


Figura 4.4.2: Efficienza calcolata a partire dalla selezione di trigger di secondo livello $L2 Mu4$ che prevede un taglio in p_T dei muoni a $4\text{GeV}/c$

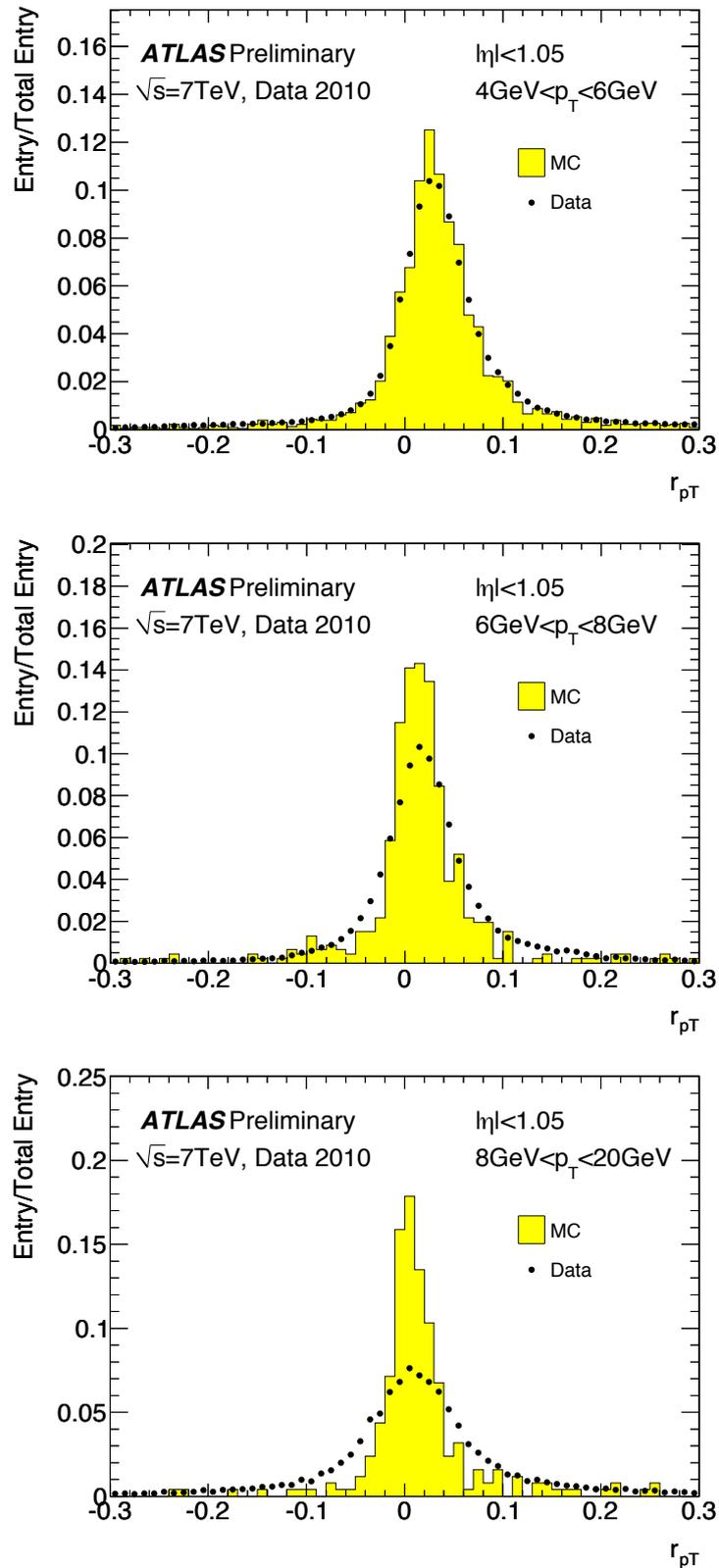


Figura 4.4.3: Distribuzioni dei residui nella misura di impulso trasverso nelle tre regioni di p_T , $4\text{GeV} < p_T < 6\text{GeV}$; $6\text{GeV} < p_T < 8\text{GeV}$; $8\text{GeV} < p_T < 20\text{GeV}$ confrontate con la simulazione MonteCarlo, nel *barrel*.

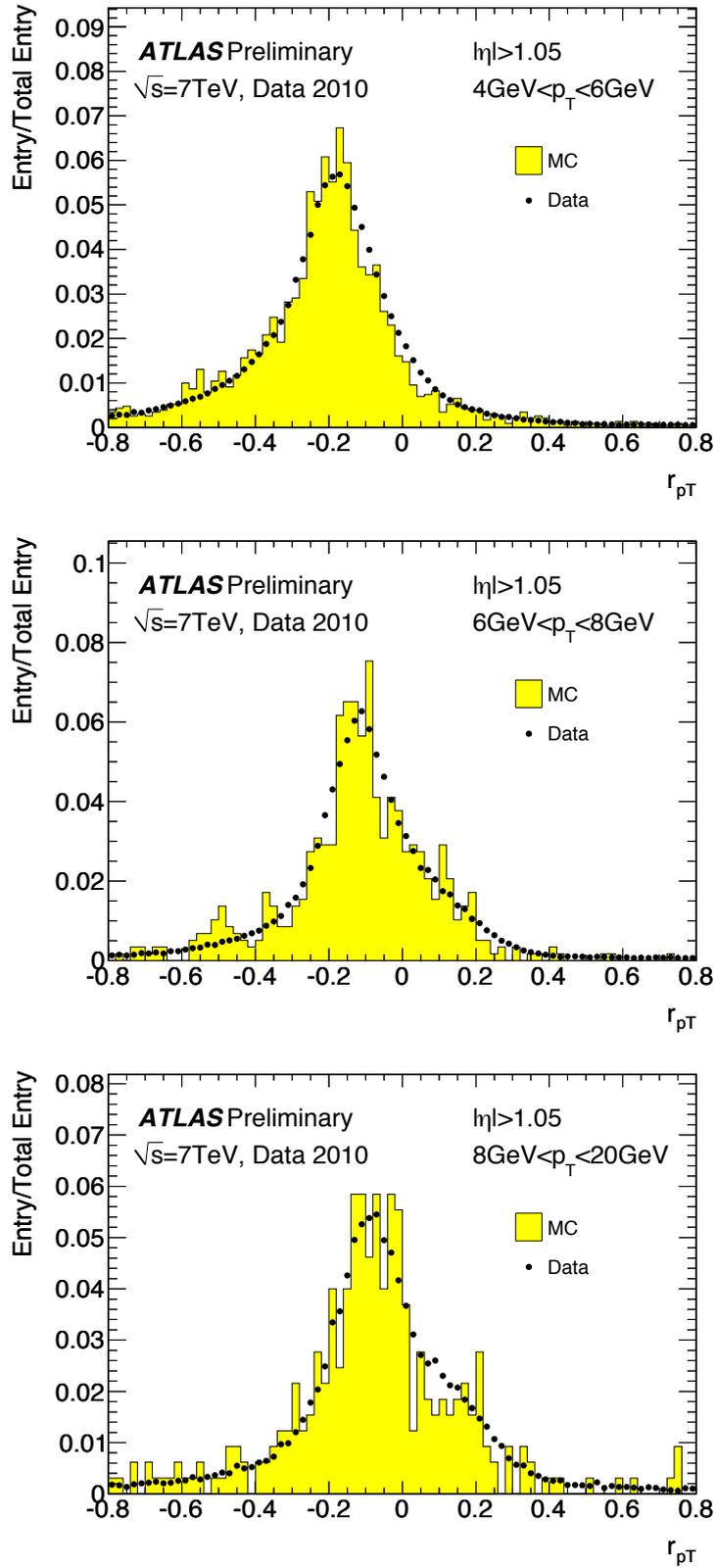


Figura 4.4.4: Distribuzioni dei residui nella misura di impulso trasverso nelle tre regioni di p_T , $4\text{GeV} < p_T < 6\text{GeV}$; $6\text{GeV} < p_T < 8\text{GeV}$; $8\text{GeV} < p_T < 20\text{GeV}$ confrontate con la simulazione MonteCarlo, negli endcaps.

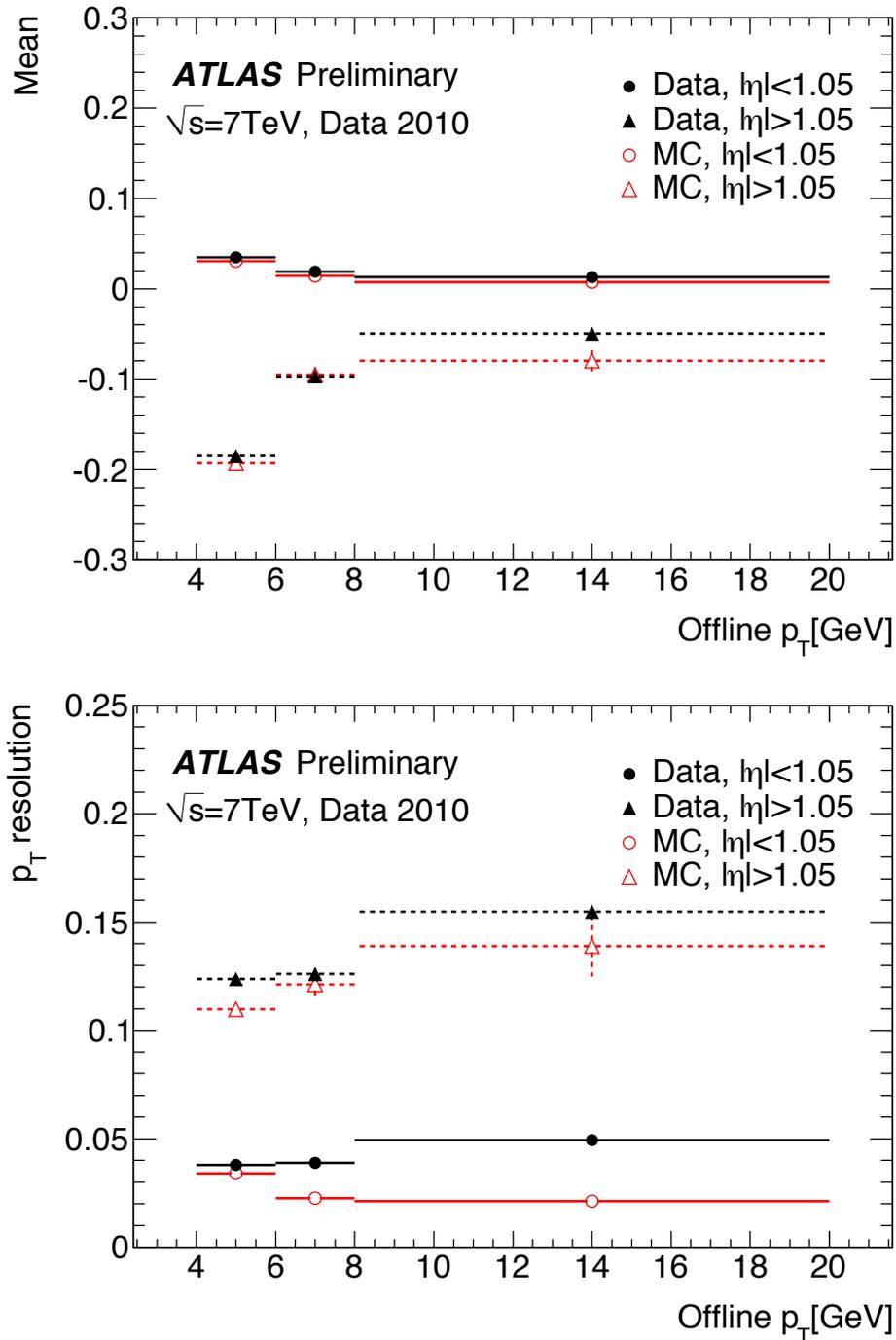


Figura 4.4.5: In alto, distribuzione della media ottenuta dal procedimento di fit, per dati e simulazione, nelle due regioni pseudorapidità; In basso, misura della risoluzione in impulso trasverso dell'algoritmo μ Fast, dati e simulazione, delle due regioni di pseudorapidità.

Capitolo 5

Studio delle performance di μ Iso

In questo Capitolo, mostrerò i risultati relativi allo studio dell'algoritmo di isolamento, μ Iso. Il funzionamento dell'algoritmo è stato descritto nel Capitolo 3. Lo scopo di questo algoritmo di trigger, è quello di selezionare soltanto i muoni che superino determinati criteri atti a discriminarne *l'isolamento* rispetto alle altre particelle eventualmente presenti attorno alla propria *RoI*.

Lo studio di questo algoritmo è limitato a causa della statistica in gioco: per quel che riguarda μ Iso, visti gli obiettivi di fisica per cui è stato pensato, richiederebbe una statistica cospicua di muoni di alto impulso, ad esempio sopra i 20 GeV . In ogni caso la soglia minima per l'attivazione dell'algoritmo è di 10 GeV .

Per questo motivo lo studio sistematico delle performance dell'algoritmo verrà completato nei mesi successivi, quando saranno disponibili i muoni provenienti dai decadimenti di W, Z . Per adesso, l'analisi che ho effettuato ha il valore di un'importante *test*, per capire se l'algoritmo risulta consistente con tutte le sue variabili sui dati di collisione, in modo da poter studiare successivamente l'algoritmo sui prossimi dati.

Questo Capitolo è suddiviso in due parti. Nella prima, analizzerò i risultati ottenuti sulle misure delle variabili utilizzate da μ Iso, a partire dai dati raccolti da ATLAS fin oggi, in analogia a quanto fatto con μ Fast, confrontando sistematicamente con una simulazione MonteCarlo di eventi *minimum bias*. Nella seconda parte invece, mostrerò un test sull'isolamento ottenuto a partire da un campione specifico di muoni provenienti dal decadimento della risonanza J/ψ . Attraverso questo studio, si analizzeranno le efficienze dei *tagli* alle variabili dell'algoritmo, e si eseguirà uno studio utile a comprendere l'eventuale necessità di un ridimensionamento di alcuni di questi tagli a partire dai risultati ottenuti sul calcolo delle efficienze.

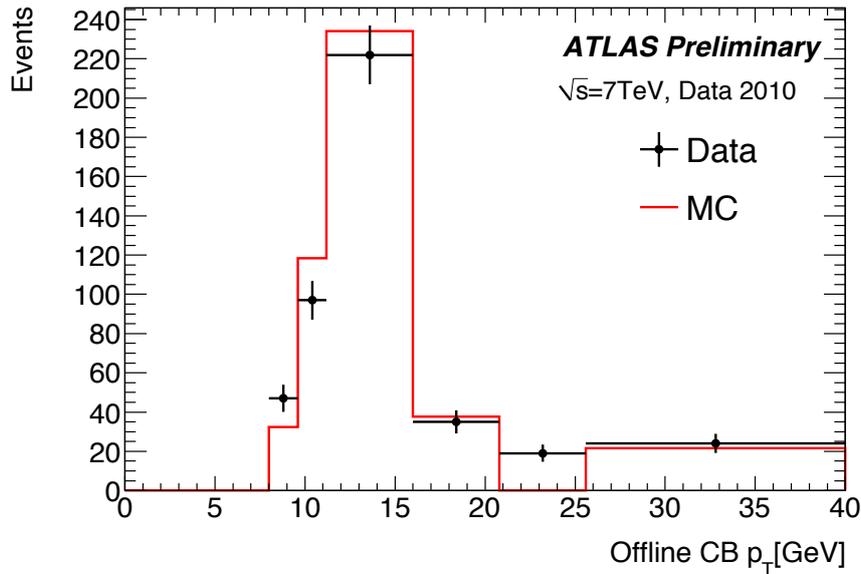


Figura 5.1.1: Distribuzione in p_T dei muoni Offline *combinati* (CB) che hanno passato i criteri di selezione di μIso , confrontati con la simulazione MC.

5.1 Studio dell'isolamento a basso p_T

In questa parte del lavoro, ho analizzato le distribuzioni delle variabili di μIso ottenute a partire dai dati di collisione a $\sqrt{s} = 7TeV$ per una luminosità integrata di circa $94nb^{-1}$.

Tutte le distribuzioni ottenute dai dati, sono confrontate con le corrispondenti distribuzioni ottenute da una simulazione MonteCarlo di eventi a basso impulso trasverso (*Minimum Bias*).

Il Monte Carlo è in ogni caso normalizzato al numero di eventi nei dati. Inoltre, tutte le variabili discusse si riferiscono a muoni che hanno passato la soglia nominale di trigger di secondo livello che seleziona candidati con $p_T > 10 GeV/c$, requisito minimo per l'attivazione dell'algoritmo di isolamento.

Come descritto nel Capitolo 3, l'algoritmo di isolamento fa uso dell'informazione ottenuta a partire dai Calorimetri e dall' Inner Detector di ATLAS, ai fini di discriminare un muone "isolato", come ad esempio un muone proveniente dal decadimento della J/ψ , da un muone proveniente da *jet* adronici, come ad esempio quelli provenienti dai decadimenti semileptonici di coppie di quark b e c .

Per prima cosa, mostriamo in Fig.5.1.1 la distribuzione in impulso trasverso dei muoni Offline combinati¹, processati dal trigger imposto da μIso . Come si vede, troviamo ottimo accordo tra dati e Monte Carlo.

¹Ricordiamo che un muone viene definito "Combinato" (CB) se la sua ricostruzione Offline avviene a partire dall'informazione della traccia nello spettrometro combinata con l'informazione sulla traccia nell'Inner Detector.

Come accennato precedentemente, per verificare l'isolamento del muone, una parte dell'algoritmo sfrutta l'informazione proveniente dai calorimetri. Il muone infatti, al passaggio nei calorimetri, rilascia una certa quantità di energia nelle celle che compongono il rivelatore. Per studiare l'isolamento, viene utilizzata la misura della somma delle energie trasverse contenuta separatamente in un anello interno (*inner cone*), aperto intorno alla RoI del muone, rappresentante l'energia rilasciata dal muone stesso, e quella di un anello esterno (*outer cone*), in cui viene depositata l'energia del *fondo* di tutte le particelle appartenenti agli sciami elettromagnetici ed adronici, oltre quella del muone di segnale.

Nel calorimetro elettromagnetico ed adronico questi coni sono definiti come le differenze in $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ tra la traccia del muone ricostruita dagli algoritmi di secondo livello "precedenti", μ Fast e μ Comb, e le posizioni del muone identificate nelle celle calorimetriche.

Per massimizzare il segnale entro i tempi del trigger, è stato scelto di definire il cono esterno come:

$$0.07 < \Delta R < 0.4$$

nel calorimetro elettromagnetico, e

$$0.1 < \Delta R < 0.4$$

in quello adronico.

In Fig.5.1.2 sono rappresentate le distribuzioni in energia trasversa nel cono esterno confrontate col Monte Carlo, ed analogamente nella Fig.5.1.3 nel cono interno. Notiamo buon accordo tra dati e simulazione, tenendo conto della bassa statistica con cui ci stiamo misurando. In oltre notiamo che all'aumentare del p_T del muone, come ci si aspetta, le due distribuzioni mostrano una energia trasversa sempre decrescente, indicando l'isolamento di questi muoni.

Per rendere più efficace la strategia dell'isolamento, l'algoritmo μ Iso sfrutta in aggiunta alle informazioni calorimetriche, anche quelle dell' Inner Detector. Come per i calorimetri, viene aperto un cono ΔR intorno alla RoI del muone nell'Inner Detector, definito come a partire dai valori di η e ϕ che identificano la posizione del muone nel rivelatore. Le variabili che identificano l'isolamento nel cono all'interno dell'Inner Detector sono tre:

- Il numero di tracce all'interno del cono: $NTrack$

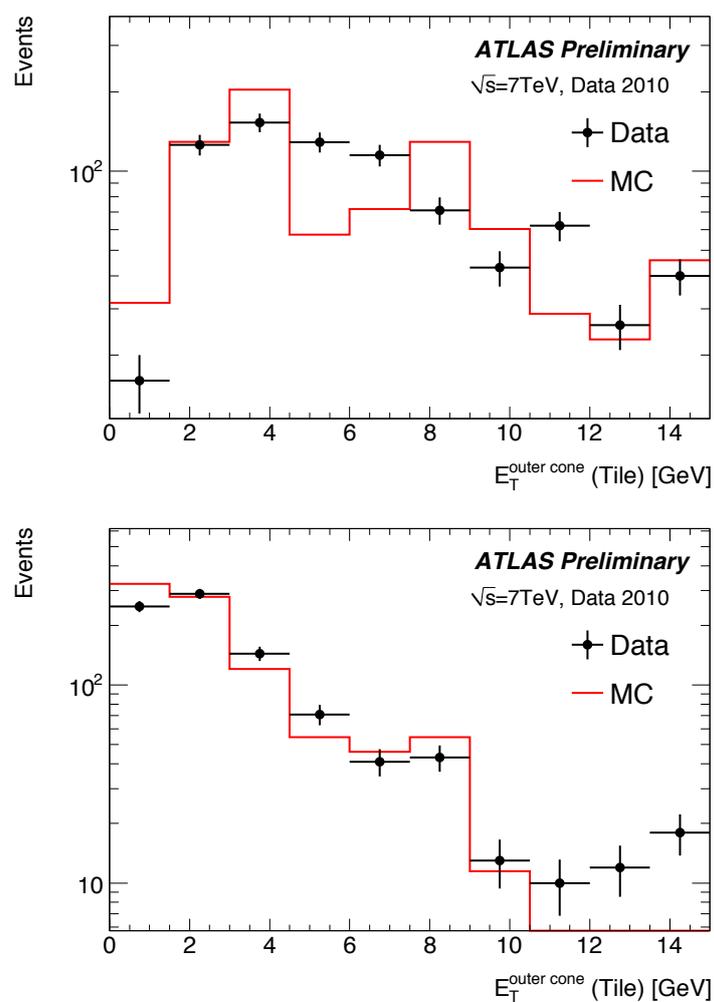


Figura 5.1.2: Distribuzione della somma delle energie trasverse nei calorimetri elettromagnetico (LAr) e adronico (Tile) nel cono esterno. Notiamo l'accordo tra dati e Monte Carlo.

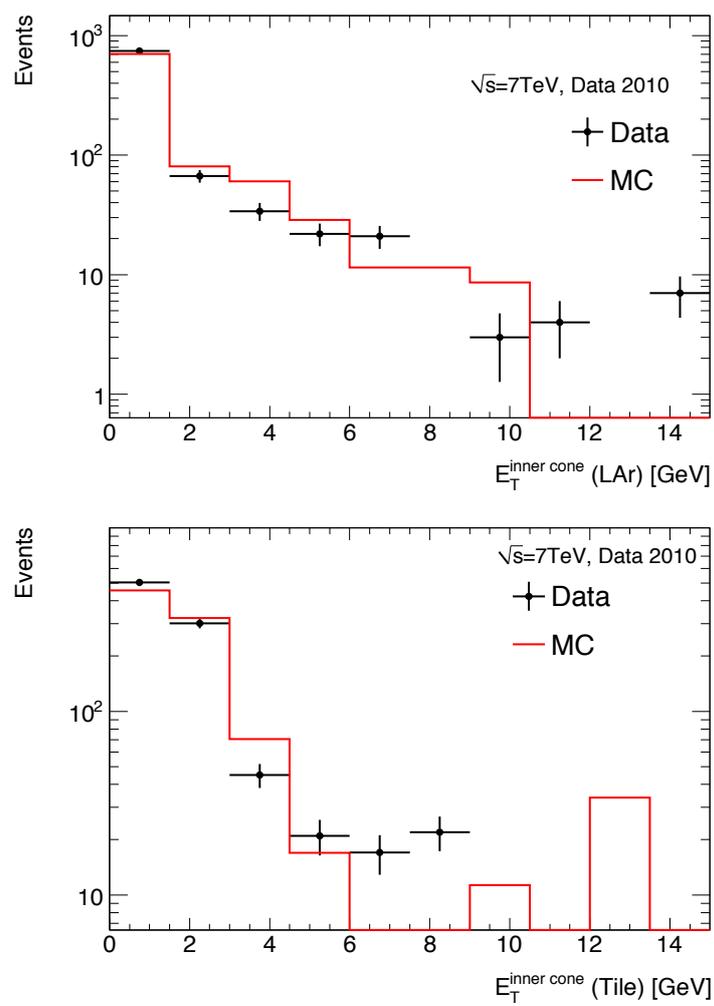


Figura 5.1.3: Distribuzioni dell'energia trasversa depositata entro l'*inner cone* per i calorimetri elettromagnetico (LAr, in alto) e per quello adronico (Tile, in basso).

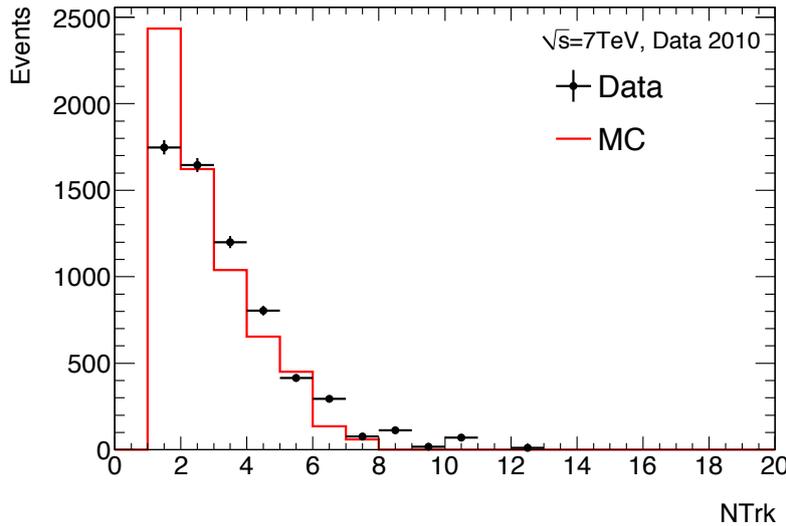


Figura 5.1.4: Distribuzione del Numero di tracce N_{Track} in un cono $\Delta R < 0.2$ per dati e MonteCarlo.

- L'isolamento definito come la somma del p_T delle tracce meno il p_T del muone:

$$\sum p_T - p_T^\mu$$
- L'isolamento definito come: $Iso = \frac{\sum p_T}{p_T^\mu}$

In Fig.5.1.4 mostriamo l'andamento della distribuzione del numero di tracce contenute entro un $\Delta R < 0.2$ per dati e per MonteCarlo. Notiamo che come ci si aspetta per muoni isolati, la distribuzione è centrata al valore 1, e la coda per $N_{Track} > 1$ rappresenta le tracce di muoni provenienti dai decadimenti dei quark pesanti.

Per quel che riguarda l'isolamento, le due variabili usate hanno le distribuzioni raffigurate in Fig.5.1.5.

Per la variabile $\sum p_T - p_T^\mu$, notiamo che questa raggiunge il massimo degli eventi intorno allo zero, indicando l'isolamento del muone: $\sum p_T = p_T^\mu$, per poi decrescere a causa dei muoni non isolati di fondo. L'isolamento invece ha un picco per $1 = \frac{\sum p_T}{p_T^\mu}$, in corrispondenza dei muoni isolati che anche in questo caso sono riconosciuti dal confronto tra la traccia del muone e la somma delle tracce nel cono.

Possiamo concludere questa parte dello studio di μ Iso affermando che le distribuzioni delle variabili utilizzate dall' algoritmo, sia nei calorimetri con le energie trasverse, sia nell'Inner Detector con le variabili di isolamento, sono sempre in buon accordo con le simulazioni MonteCarlo. Questo ovviamente considerando la statistica disponibile: come già detto precedentemente, questo algoritmo non è stato ideato per eventi *Minimum Bias*, ma piuttosto per muoni ben oltre i 10GeV . Lo studio dell'algoritmo su eventi di questo tipo, è comunque un importantissimo strumento per capire se il trigger di isolamento funzioni correttamente sui Dati di collisione.

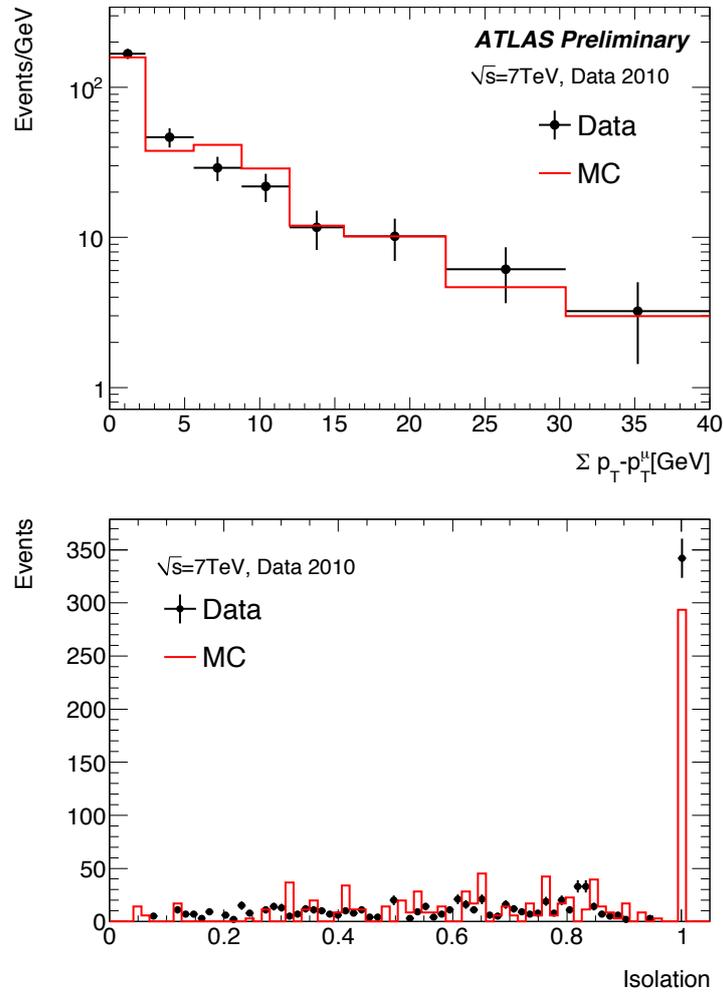


Figura 5.1.5: Distribuzioni delle variabili di isolamento. In alto la somma dei p_T delle tracce, sottratta l'energia del muone; in basso l'isolamento definito come il rapporto tra il p_T del muone e la somma del p_T delle tracce entro il cono dell'Inner Detector, $\Delta R < 0.2$.

Prima di questo studio infatti, gli algoritmi di secondo livello erano testati solo ed esclusivamente su eventi simulati o su raggi cosmici. Dunque questo è un punto di partenza necessario per poter in seguito approfondire l'argomento con la vastissima statistica che LHC sta accumulando giorno dopo giorno.

Per avere una idea dell'isolamento in una situazione fisicamente interessante, presenterò nella prossima sezione lo studio dell'efficienza dell'algoritmo di isolamento, a partire da un campione selezionato di muoni provenienti dal decadimento delle "prime" risonanze J/ψ rilevate nell'esperimento.

5.2 Studio dell'isolamento da eventi $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

In questa sezione mostrerò i risultati ottenuti dallo studio dell'algoritmo di isolamento su un campione di muoni provenienti dal decadimento della risonanza J/ψ .

Lo studio della risonanza J/ψ è stato uno dei primi obiettivi di fisica degli esperimenti di LHC ed in particolare di ATLAS [20]. Fu scoperta indipendentemente da due gruppi di ricerca, uno allo Stanford Linear Accelerator Center, capeggiato da Burton Richter, e uno al Brookhaven National Laboratory, da Samuel Ting nel Novembre 1974.

La J/ψ è una particella neutra composta da uno stato legato di quark charm, $c\bar{c}$, di massa $M_{J/\psi} \sim 3096 \text{ MeV}/c^2$ e di larghezza $\Gamma \sim 93.2 \pm 2.1 \text{ keV}$.

Questo studio permette di vedere all'opera l'algoritmo di isolamento in una situazione più appropriata rispetto a quanto detto nella sezione precedente.

Tuttavia a causa della bassa statistica sui muoni descritti, questo studio vuole rappresentare solo un test preliminare, volto a capire se i tagli sulle variabili di μ ISO incorporati nell'algoritmo (stabiliti da simulazioni), sono adeguati a descrivere la fisica delle collisioni. In questo studio, a partire dal calcolo delle efficienze sull'isolamento, analizzerò la struttura dei tagli che l'algoritmo esegue per compiere la sua selezione, verificando l'esigenza di un eventuale *retuning*.

5.2.1 Selezione degli eventi

I muoni selezionati per questo studio, provengono dal processo

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Gli eventi di questo tipo, sono stati raccolti a partire da tutti i dati di collisione a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ accessibili fino a Luglio 2010. Per essere identificati in questo senso, i

muoni candidati devono superare una serie di richieste specifiche, in modo da avere un set di dati più possibile autentico.

Una coppia di muoni proveniente da J/ψ , è riconosciuta tale se:

- i due muoni hanno carica opposta;
- ogni evento deve avere un vertice primario con almeno tre tracce di buona qualità, ovvero si richiede che si abbia:
- almeno una hit nel pixel detector ($N_{PixelHits} > 0$)
- almeno 5 hit nel Tracciatore al silicio ($N_{SCTHits} > 5$)
- Almeno un muone della coppia sia di tipo *combinato*
- Il candidato J/ψ deve avere almeno $p_T > 6 GeV/c$
- La massa invariante $M_{\mu\mu}$ dei muoni provenienti dalla J/ψ rientra in nel range $3 GeV < M_{\mu\mu} < 3.2 GeV$

Con questo campione a disposizione, ho effettuato lo studio dei tagli di μIso , a partire dalle distribuzioni delle variabili usate nei Calorimetri e nell'Inner Detector.

Nella Fig.5.2.1 mostriamo il *fit* allo spettro di massa invariante misurato in ATLAS della risonanza J/ψ per il suo decadimento in due muoni. A partire da questo campione, abbiamo selezionato coppie di muoni per una luminosità integrata di circa $94 nb^{-1}$. Questi muoni selezionati sono rappresentati nella loro distribuzione in impulso trasverso nella Fig.5.2.2.

Di questi muoni, abbiamo successivamente selezionato quelli che rispettano la condizione $p_T > 10 GeV/c$, ovvero quelli per cui può essere studiato μIso .

5.2.2 Studio dei tagli di μIso

Cominciamo questo studio illustrando i tagli alle variabili che l'algoritmo di isolamento utilizza per selezionare i muoni *isolati*. I criteri con cui le variabili dell'algoritmo sono state ottimizzate, provengono da studi antecedenti alle collisioni, e si basano dunque su campioni di dati simulati di eventi con muoni di alto impulso trasverso, come ad esempio

$$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

in cui era richiesto per questi muoni un taglio in impulso trasverso pari a $p_T > 15 GeV$ e $p_T > 20 GeV$.

L'ottimizzazione è stata effettuata per esaltare il segnale rispetto al fondo, in modo tale che μIso potesse fornire un'efficienza sul segnale di almeno il 95% sul

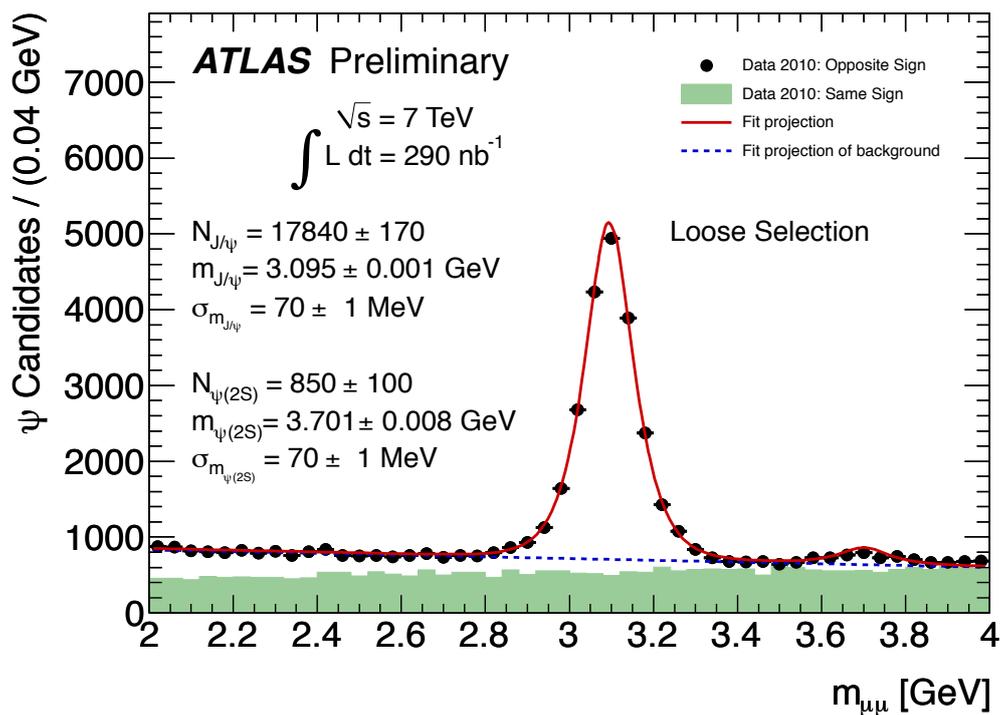


Figura 5.2.1: Fit alla massa invariante della J/ψ misurata nell'esperimento ATLAS in coppie di muoni, in cui in verde è rappresentato dal fondo combinatorio dei muoni dello stesso segno.

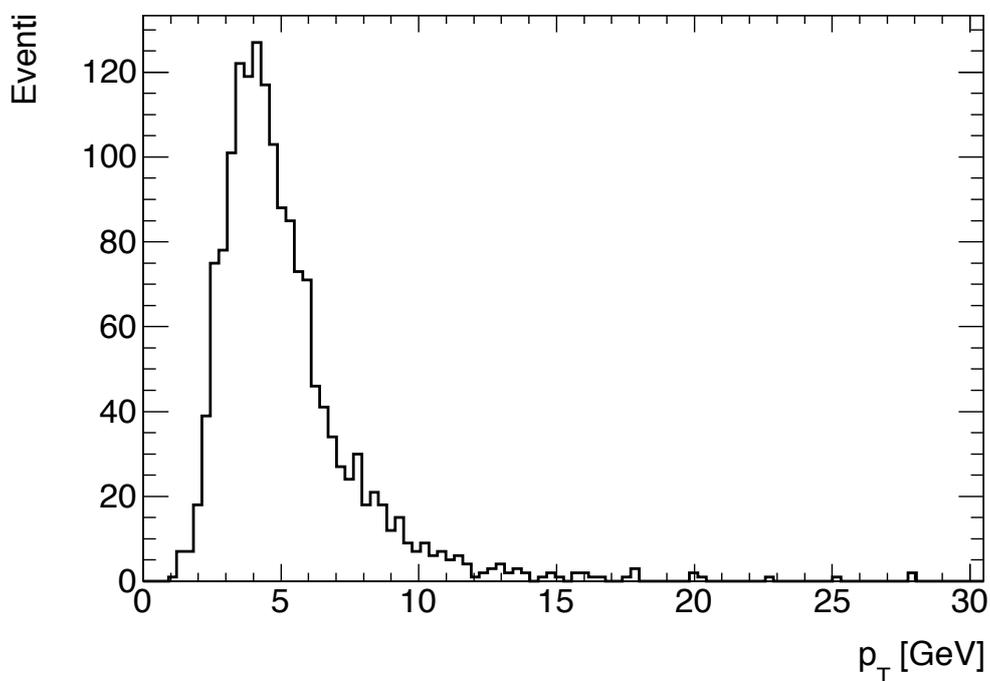


Figura 5.2.2: Spettro in impulso trasverso del set di muoni selezionati dalla J/ψ ed utilizzati per lo studio di μIso .

taglio nominale descritto, in corrispondenza di una reiezione sul fondo che fosse la piu' elevata possibile.

L'ottimizzazione è stata effettuata su tre variabili: l'energia trasversa depositata nei calorimetri elettromagnetico ed adronico, e sulla variabile di isolamento nell'Inner Detector.

Risulta dunque necessario valutare l'efficienza di questi tagli a partire dai dati di collisione, per verificare se nella realtà di oggi questi sono consistenti con la fisica che stiamo osservando.

Per quel che riguarda le variabili calorimetriche, i tagli preimpostati originariamente sulle energie trasverse depositate nelle celle, risultano essere:

$$E_T^{outer\ cone}(LAr) < 5.55 GeV$$

$$E_T^{outer\ cone}(Tile) < 7.050 GeV$$

Nell'Inner Detector l'isolamento deve rispettare la selezione

$$Iso > 0.99$$

Con questi valori di base, ho studiato le rispettive distribuzioni delle variabili dell'algoritmo, e misurato l'efficienza di μIso rispetto agli algoritmi precedenti della catena di trigger di secondo livello. In formule:

$$\epsilon^{\mu ISO} = \frac{\text{numero di muoni selezionati da } \mu ISO}{\text{numero di muoni selezionati da } (Offline + LV1 + \mu Fast + \mu Comb)}$$

A partire da questo valore, in base alle situazioni fisiche che emergono dalle distribuzioni misurate, ho cercato strategie per modificare i tagli in modo da migliorare questo valore.

Per prima cosa, mostriamo la distribuzione in p_T dei muoni che passano le selezioni di μIso e la distribuzione dei muoni che, passando tutti gli algoritmi di secondo livello, vengono selezionati dall'algoritmo precedente, $\mu Comb$ (Fig. 5.2.3).

Notiamo inanzitutto l'esiguo numero di muoni selezionati, effetto della statistica di J/ψ disponibile in grado di produrre muoni con impulso trasverso maggiore di $10 GeV/c$.

L'efficienza, determinata come descritto, risulta essere:

$$\epsilon = 0.50 \pm 0.09$$

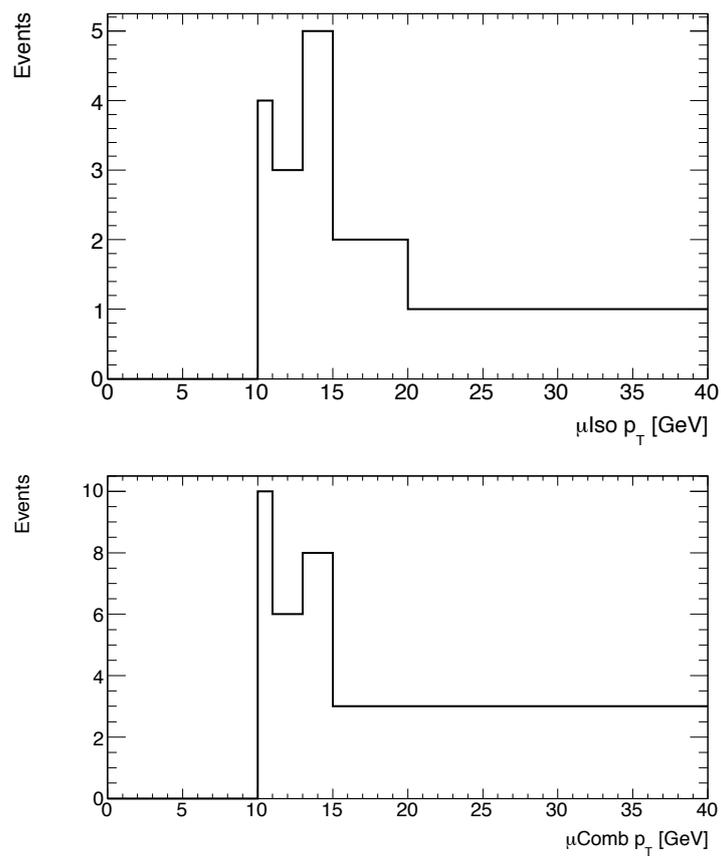


Figura 5.2.3: Distribuzioni in p_T per i muoni selezionati da μ Iso e per quelli selezionati da μ Comb

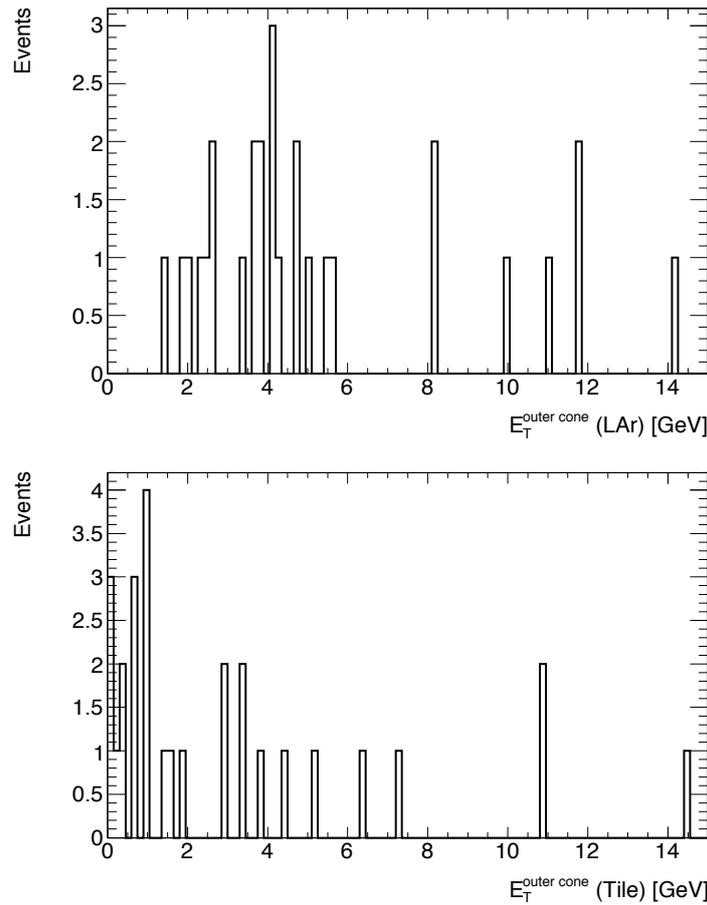


Figura 5.2.4: Distribuzione delle energie trasverse depositate nelle celle calorimetriche adroniche (Tile) ed elettromagnetiche (LAr).

In cui l'incertezza è stata calcolata con il metodo Bayesiano descritto nel Capitolo 4.

Per capire come procedere per l'ottimizzazione dei tagli per questo campione di dati, abbiamo studiato le distribuzioni dell'energia trasversa depositata dal muone nelle celle calorimetriche e, a partire da queste, abbiamo studiato le distribuzioni in p_T dei muoni che passano μ Iso includendo separatamente i tagli alle variabili del calorimetro EM, del calorimetro HC, e dell'ID.

In questo modo si ha una idea di quale di questi tagli sta facendo perdere efficienza alla selezione globale, indicando quindi una possibile spiegazione fisica per cui il taglio applicato è inefficiente su questo campione. In Fig. 5.2.4 mostriamo le distribuzioni delle variabili calorimetriche, mentre in Fig.5.2.5 presentiamo i muoni che passano μ Iso includendo separatamente i singoli tagli implementati dall'algoritmo sui calorimetri e sull'Inner Detector.

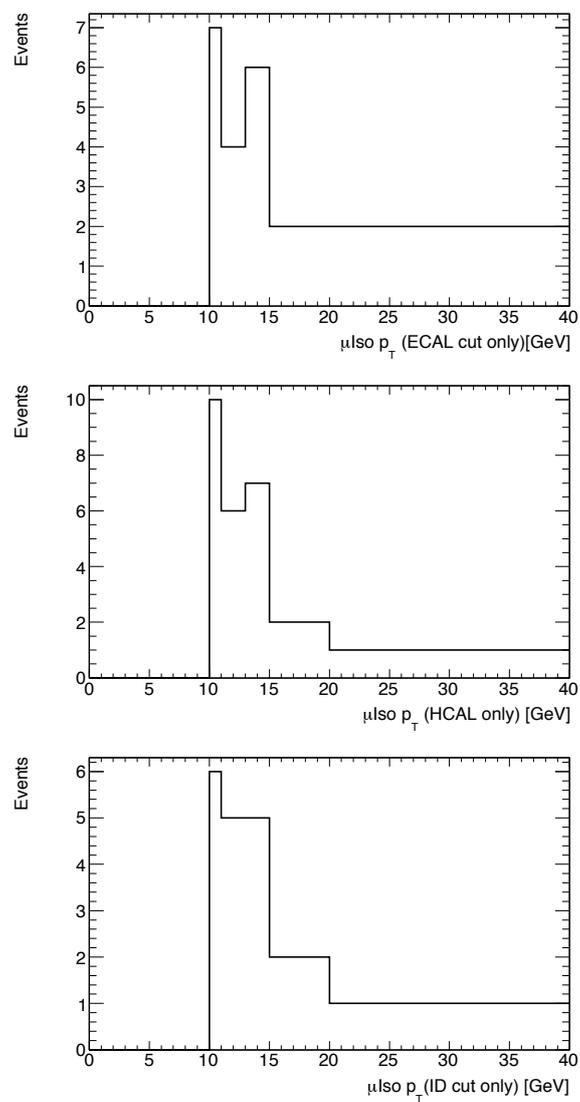


Figura 5.2.5: Distribuzioni dei muoni che passano μ ISO se si applica esclusivamente il singolo taglio alla variabile del calorimetro EC, del calorimetro adronico HC, dell'ID.

μ Comb	μ Iso (all cut)	μ Iso (ID cut only)	μ Iso (HC cut only)	μ Iso (EC cut only)
30	15	19	26	21
Efficienza	0.50 ± 0.09	0.631 ± 0.087	0.861 ± 0.061	0.70 ± 0.08

Tabella 5.1: Numero di muoni che passano ciascun algoritmo e valori delle efficienze di μ Iso rispetto agli algoritmi precedenti nei casi in cui siano implementati tutti i tagli alle variabili dell'algoritmo, oppure i singoli tagli separatamente.

Da queste distribuzioni, sia con tutti i tagli inclusi, sia con i singoli tagli separatamente, abbiamo calcolato il valore delle efficienze relative con corrispondente errore, in modo da sondare in quale regione del detector l'algoritmo è meno efficiente. Tutti i valori delle efficienze sono riportati nella Tabella 5.1.

Dai valori delle efficienze ottenuti, notiamo che il calorimetro adronico risente meno di tutti gli altri detector della perdita di efficienza misurata; La maggior parte dei muoni si perde per via del taglio del calorimetro elettromagnetico, e questo può essere ricondotto al grande rumore di fondo del calorimetro stesso.

Per minimizzare questo problema, sto svolgendo uno studio che permetta di utilizzare un algoritmo che identifichi cella per cella il rumore del calorimetro e sottragga il valore dell'energia trasversa corrispondente. Questo renderà lo studio dell'isolamento calorimetrico per muoni di medio o basso impulso, ² capaci considerevoli curvature nel campo magnetico, molto più efficiente.

Infine notiamo che anche il taglio Inner Detector fa perdere consistentemente in efficienza. L'analisi di questi tre tagli è discussa nella prossima sezione.

Per rendere l'analisi consistente, tutto il lavoro appena discusso è stato effettuato anche utilizzando un campione MonteCarlo di eventi $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Le rispettive distribuzioni sono mostrate in Fig.5.2.6 per quel che riguarda i muoni che passano le selezioni di μ Comb e μ Iso, mentre in Fig.5.2.7 mostriamo le distribuzioni in energia trasversa nei calorimetri. Infine in Fig. 5.2.8 sono esposte le distribuzioni in p_T di μ Iso tenendo conto dei singoli tagli alle variabili dell'algoritmo, tutto in analogia con quanto fatto sui dati. Tutti i risultati sulle efficienze per la simulazione sono riportati in Tabella 5.2. Come si vede, a questo livello la statistica sulle distribuzioni MonteCarlo rende più visibili le forme delle distribuzioni, e fornisce una efficienza maggiore sulle singole variabili. Lo strumento di controllo tra dati e MonteCarlo sarà il confronto tra le efficienze *post taglio*, dove ci aspettiamo coerenza in proporzione tra dati e simulazione.

²Oltre al decadimento della J/ψ , per questi studi è di notevole importanza anche l'analisi dei muoni provenienti dai decadimenti di $Z \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow 4\mu^\pm$

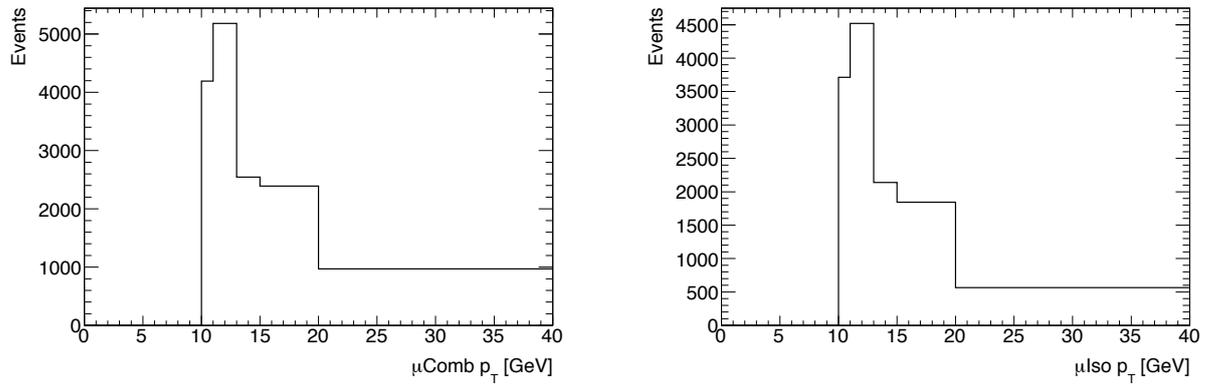


Figura 5.2.6: Distribuzione MonteCarlo in p_T per i muoni che passano μ Comb e μ Iso a confronto.

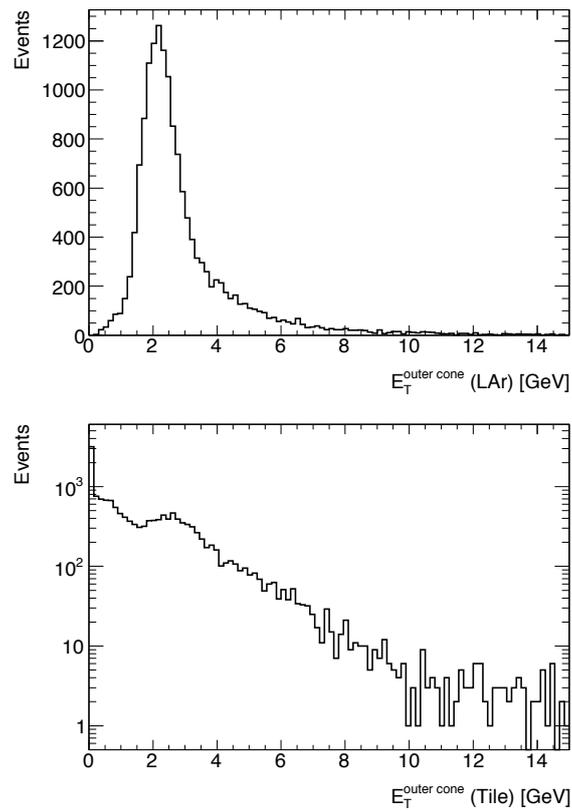


Figura 5.2.7: Distribuzioni di Energia trasversa nei calorimetri adronico ed elettromagnetico nell'*outer cone* ottenuti dalla simulazione MonteCarlo.

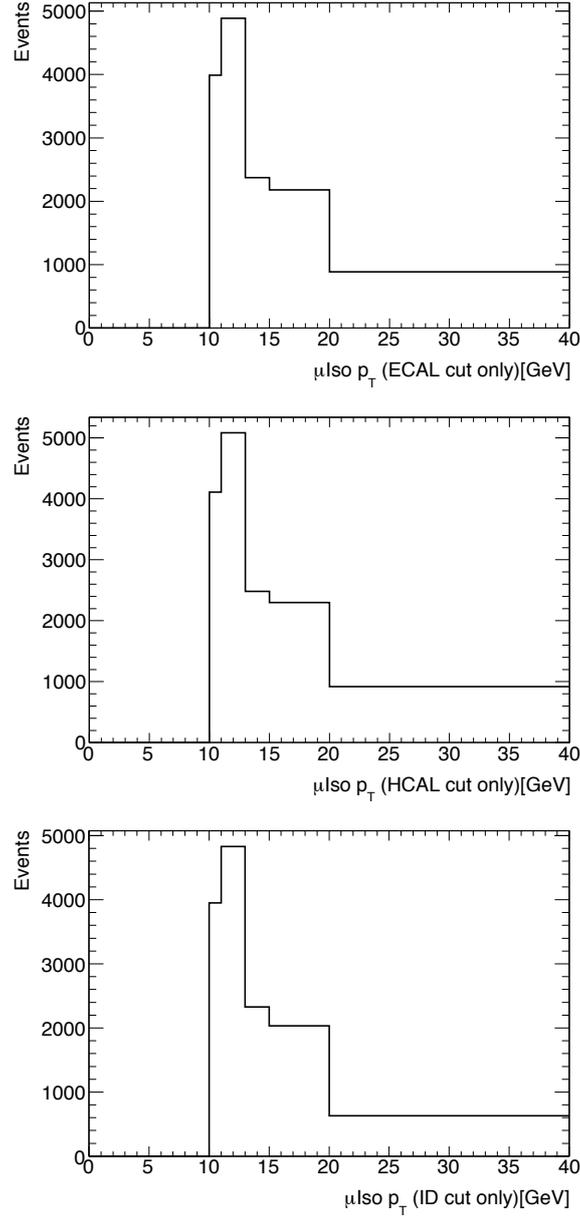


Figura 5.2.8: Distribuzioni MonteCarlo dei muoni che passano μ ISO se si applica esclusivamente il singolo taglio alla variabile del calorimetro EC, del calorimetro adronico HC, dell' ID.

μ Comb	μ ISO (all cut)	μ ISO (ID cut only)	μ ISO (HC cut only)	μ ISO (EC cut only)
15324	12789	13784	14931	14356
Efficienza	0.830 ± 0.003	0.89 ± 0.002	0.89 ± 0.002	0.936 ± 0.001

Tabella 5.2: Per le distribuzioni MonteCarlo: numero di muoni che passano ciascun algoritmo e valori delle efficienze di μ ISO rispetto agli algoritmi precedenti nei casi in cui siano implementati tutti i tagli alle variabili dell'algoritmo, oppure i singoli tagli separatamente.

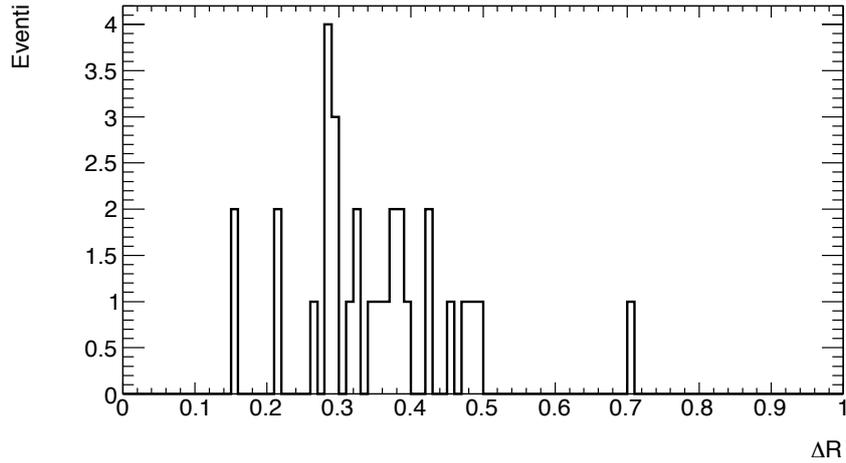


Figura 5.2.9: Distribuzione in ΔR per i muoni provenienti dal decadimento della J/ψ

5.2.3 Ottimizzazione del taglio in ΔR e delle variabili calorimetriche

Prima di analizzare i tagli alle variabili calorimetriche, ci siamo soffermati sullo studio del cono entro cui sono selezionati i due muoni provenienti dal decadimento della J/ψ . Questo punto è importante perchè permette di verificare se i due muoni prodotti siano troppo vicini tra loro, facendo fallire l'isolamento e dunque perdendo in efficienza globale. Mettendo un taglio sulla distanza tra i due muoni, ovvero selezionando solo i muoni che distano più di un determinato valore di ΔR , si ha da un lato la sicurezza che l'isolamento funzioni (e quindi ci aspettiamo un incremento generale dell'efficienza), ma dall'altro il prezzo da pagare è una ulteriore riduzione del campione da studiare.

Per prima cosa quindi mostriamo la distribuzione per questa variabile, definita come

$$\Delta R = \sqrt{(|\eta_{\mu^+} - \eta_{\mu^-}|)^2 + (|\phi_{\mu^+} - \phi_{\mu^-}|)^2}$$

ovvero la differenza spaziale relativa tra le coordinate di μ ISO e quelle dei muoni della J/ψ . La distribuzione di questa variabile è raffigurata in Fig.5.2.9.

A partire da questa distribuzione, abbiamo deciso di selezionare solo i muoni che abbiano

$$\Delta R \geq 0.4$$

in modo tale da evitare repliche dovute a muoni quasi collineari che facciano fallire l'isolamento. Con questa condizione abbiamo ripetuto lo studio delle distribuzioni di μ ISO e calcolato le efficienze rispetto a μ Comb. La stessa analisi è stata effettuata anche sul Monte Carlo per confronto.

Come si può vedere, il campione è stato notevolmente ridotto; questo purtroppo è diretta conseguenza della bassa statistica sul campione di J/ψ disponibili per studiare l'isolamento.

In Fig.5.2.10-5.2.11 mostriamo le distribuzioni per il numero di muoni selezionati dagli algoritmi μ Comb e μ Iso rispettivamente per Dati e per Monte Carlo.

In Fig.5.2.12 invece sono rappresentate le distribuzioni di questi muoni qualora si inserisca nell'algoritmo di isolamento esclusivamente il taglio alla variabile di isolamento o dei calorimetri, e lo stesso lavoro per la simulazione Monte Carlo invece è mostrato in Fig.5.2.13. Infine le energie trasverse depositate nei calorimetri elettromagnetico ed adronico per dati e Monte Carlo sono mostrate nelle Fig.5.2.14-5.2.15.

A questo punto abbiamo calcolato l'efficienza di μ Iso con l'errore statistico come fatto in precedenza, ovvero per i muoni soggetti ai singoli tagli separatamente e con tutti i tagli, per Dati e Monte Carlo, con l'aggiunta della nuova condizione $\Delta R > 0.4$. Questi risultati sono illustrati nelle Tabella 5.3 (Dati) e 5.4 (MonteCarlo).

Per quanto riguarda l'isolamento nell'Inner Detector, la bassa statistica a disposizione non suggerisce ancora una ulteriore modifica del taglio alla variabile di isolamento, per cui per adesso questo è rimandato ad analisi future.

Infine, come ulteriore strumento per migliorare l'efficienza dell'algoritmo, abbiamo provato, in virtù delle distribuzioni in energia dei calorimetri, a modificare leggermente i tagli alle due variabili. Questo studio è giustificato dal fatto che rispetto ai tagli originali, effettuati con simulazioni, il rumore dei calorimetri potrebbe essere diverso da quello pensato originariamente. A questo proposito abbiamo effettuato tutto lo studio descritto imponendo i seguenti tagli alle variabili calorimetriche:

$$E_T^{outer\ cone}(LAr) < 7.55 GeV$$

$$E_T^{outer\ cone}(Tile) < 8 GeV$$

Tuttavia a causa della scarsa statistica a disposizione, nel nostro studio gli effetti della modifica dei tagli alle energie trasverse nei calorimetri sono visibili solamente sui dati simulati di eventi J/ψ . I risultati degli effetti di questi tagli sui dati e sul Monte Carlo per il solito set di variabili di μ Iso, sono riportati nella Tabella 5.5 per i dati, e nella Tabella 5.6 per il Monte Carlo.

5.2.4 Risultati dell'analisi dei tagli alle variabili di μ Iso

Lo studio svolto in questo Capitolo, rappresenta un test preliminare sull'efficienza dell'algoritmo di isolamento. Data la ridotta statistica di J/ψ disponibile, il lavoro

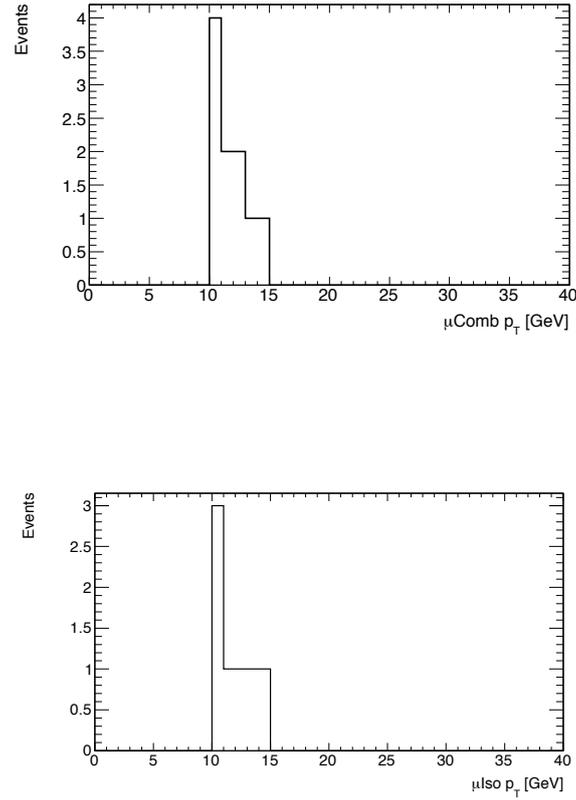


Figura 5.2.10: Distribuzione dei muoni che passano μ Iso e μ Comb con tutti i tagli implementati, e considerando i due muoni con $\Delta R > 0.4$

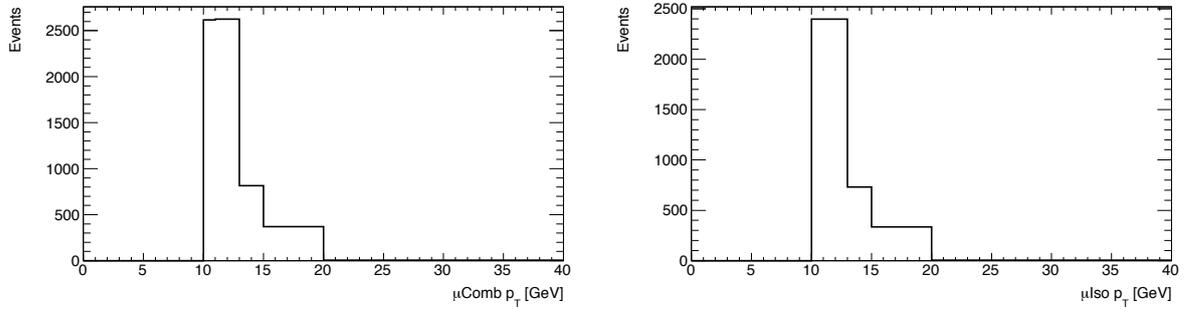


Figura 5.2.11: Distribuzione Monte Carlo dei muoni che passano μ Iso e μ Comb con tutti i tagli implementati, e considerando i due muoni con $\Delta R > 0.4$

μ Comb	μ Iso (all cut)	μ Iso (ID cut only)	μ Iso (HC cut only)	μ Iso (EC cut only)
7	5	6	7	6
Efficienza	0.71 ± 0.17	0.85 ± 0.13	1	0.85 ± 0.13

Tabella 5.3: Numero di muoni distanti almeno $\Delta R \geq 0.4$ che passano ciascun algoritmo e valori delle efficienze di μ Iso rispetto agli algoritmi precedenti nei casi in cui siano implementati tutti i tagli alle variabili dell'algoritmo, oppure i singoli tagli separatamente.

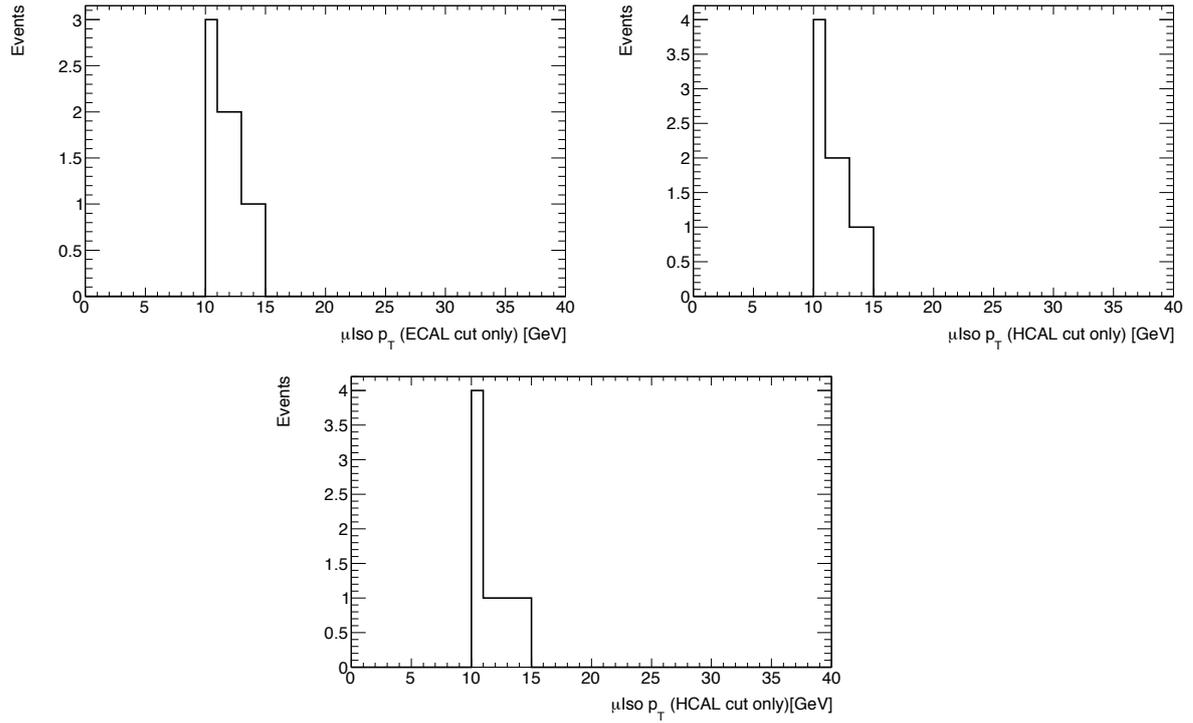


Figura 5.2.12: Distribuzioni in p_T per i muoni di μ ISO, con la condizione $\Delta R > 0.4$, in cui vengono applicati singolarmente i tagli alle variabili calorimetriche ed inner detector.

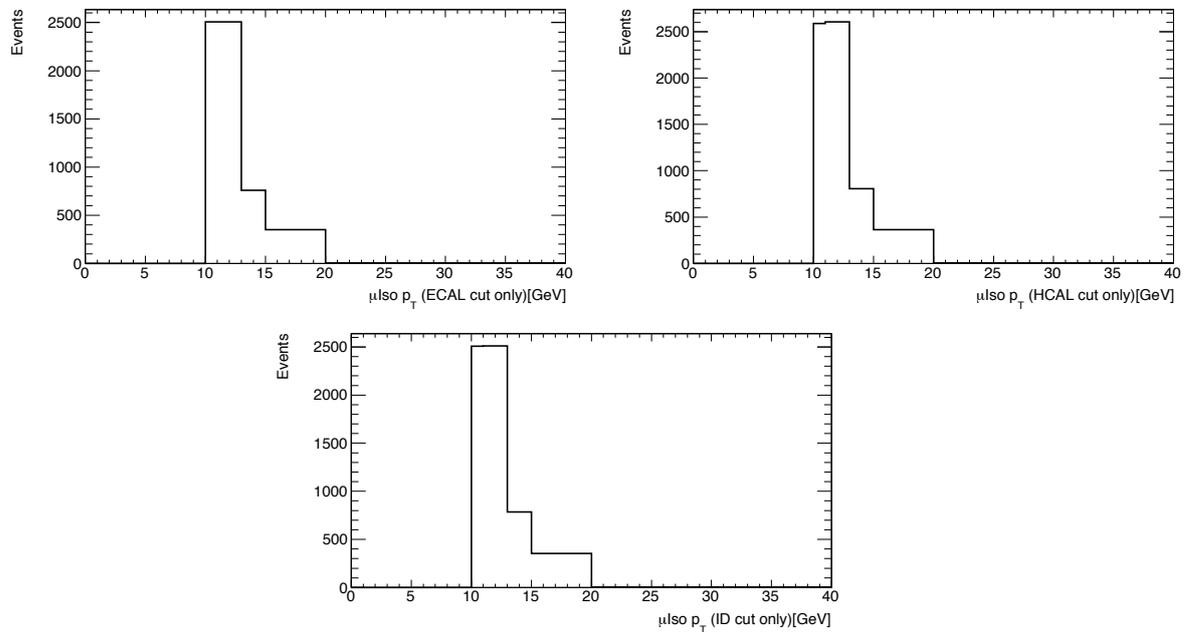


Figura 5.2.13: Distribuzioni Monte Carlo in p_T per i muoni di μ ISO, con la condizione $\Delta R > 0.4$, in cui vengono applicati singolarmente i tagli alle variabili calorimetriche ed inner detector.

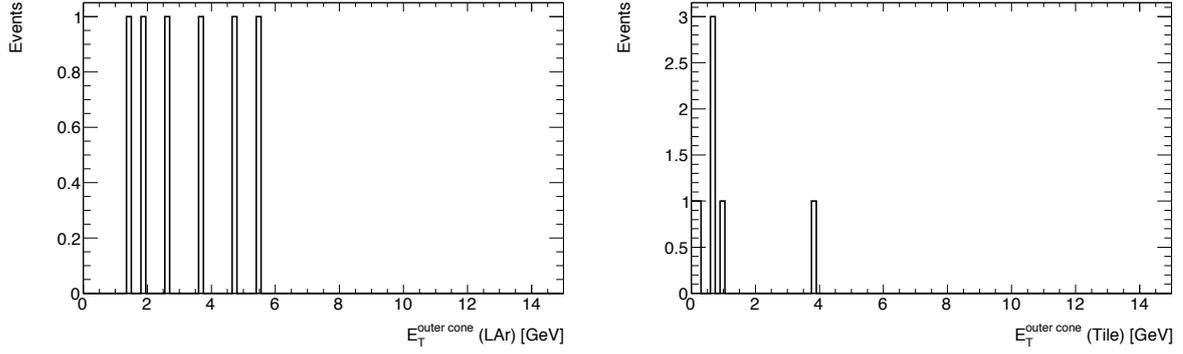


Figura 5.2.14: Distribuzioni delle energie trasverse nei calorimetri elettromagnetico (ECAL) ed adronico (HCAL).

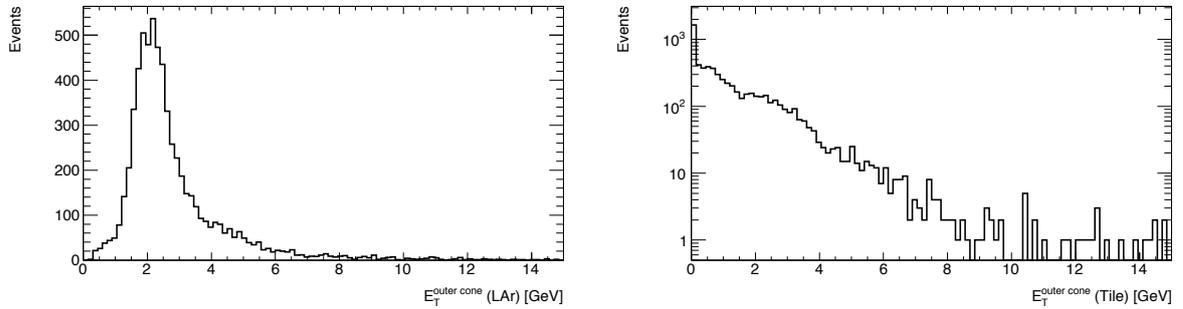


Figura 5.2.15: Distribuzioni Monte Carlo delle energie trasverse nei calorimetri elettromagnetico (ECAL) ed adronico (HCAL)

μ Comb	μ Iso (all cut)	μ Iso (ID cut only)	μ Iso (HC cut only)	μ Iso (EC cut only)
6431	5857	6163	6873	6129
Efficienza	0.912 ± 0.003	0.953 ± 0.002	0.99 ± 0.001	0.952 ± 0.002

Tabella 5.4: Numero di muoni da simulazione Monte Carlo distanti almeno $\Delta R \geq 0.4$ che passano ciascun algoritmo e valori delle efficienze di μ Iso rispetto agli algoritmi precedenti nei casi in cui siano implementati tutti i tagli alle variabili dell'algoritmo, oppure i singoli tagli separatamente.

μ Comb	μ Iso (all cut)	μ Iso (ID cut only)	μ Iso (HC cut only)	μ Iso (EC cut only)
7	5	6	7	6
Efficienza	0.71 ± 0.17	0.85 ± 0.13	1	0.85 ± 0.13

Tabella 5.5: In questa tabella i valori riportati per le variabili di μ Iso sono stati ottenuti a partire dal nuovo taglio sulle variabili calorimetriche e comprendono il taglio $\Delta R \geq 0.4$. Non si osservano deviazioni dai precedenti tagli applicati.

$\mu Comb$	μIso (all cut)	μIso (ID cut only)	μIso (HC cut only)	μIso (EC cut only)
6431	6005	6163	6421	6245
Efficienza	0.933 ± 0.003	0.958 ± 0.002	0.99 ± 0.001	0.971 ± 0.0021

Tabella 5.6: In questa tabella i valori riportati per le variabili di μIso sul campione di dati Monte Carlo sono stati ottenuti a partire dal nuovo taglio sulle variabili calorimetriche e comprendono il taglio $\Delta R \geq 0.4$. L'effetto dei nuovi tagli qui è visibile nell'incremento generale delle efficienze.

effettuato vuole essere un primo approccio fisico dello studio dell'isolamento dei muoni in ATLAS a partire dai dati di collisione a $\sqrt{s} = 7TeV$.

Dalle tabelle discusse nella precedente sezione, notiamo che le distribuzioni e le relative efficienze calcolate, sono in generale in accordo con quello che vediamo nella simulazione Monte Carlo. Tutte le variabili su cui abbiamo effettuato i tagli infatti, non evidenziano discrepanze particolari tra dati e simulazione, se non che il limitato numero di muoni su cui effettuiamo il test non è sufficiente per poter effettuare un test preciso sulle variabili.

Quello che abbiamo verificato è che, una volta effettuato il taglio in ΔR sulla distanza tra i due muoni provenienti da J/ψ , pensato per garantire il corretto funzionamento della strategia di isolamento, notiamo che l'efficienza di μIso passa dal valore *pre - taglio*:

$$\epsilon_{no-cut} = 0.50 \pm 0.09$$

al valore:

$$\epsilon_{\Delta R-cut} = 0.71 \pm 0.17$$

mentre sul Monte Carlo, l'efficienza passa dal valore di :

$$\epsilon_{no-cut}^{MC} = 0.830 \pm 0.003$$

al valore

$$\epsilon_{\Delta R-cut}^{MC} = 0.912 \pm 0.003.$$

Dunque dal Monte Carlo vediamo che se non si applica il taglio in ΔR , l'efficienza scende da $\sim 90\%$ a $\sim 80\%$ il che è consistente con quello che vediamo nei dati, ovvero da $\sim 70\%$ a $\sim 50\%$. L'efficienza sul MC non arriva al 95% come ci si aspetterebbe per il valore "di progetto", poichè questo valore è pensato per eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, in cui i muoni prodotti hanno un impulso pari a decine di GeV in più rispetto a quelli da J/ψ e vengono curvati molto meno dal campo magnetico; in quei casi l'isolamento calorimetrico è molto più efficace, e produce un'efficienza sensibilmente migliore.

Per quel che riguarda il taglio Inner Detector all'isolamento, l'efficienza aumenta in modo molto più significativo che nei tagli calorimetrici dopo il taglio in ΔR , e questo è consistente anche nel Monte Carlo, passando da $\sim 63\%$ a $\sim 85\%$ sui dati, e da $\sim 89\%$ al $\sim 96\%$ sul Monte Carlo.

Questo comportamento riflette quello che ci aspettavamo dall'effetto del taglio in ΔR sulla variabile dell'Inner Detector: nei casi in cui l'algoritmo nell'ID trova due muoni nel cono, il taglio d'isolamento quasi certamente scarta l'evento.

Per quel che riguarda il calorimetro elettromagnetico, troviamo una discrepanza tra i risultati ottenuti sui dati e quelli da simulazione; questo può essere ricondotto a come il Monte Carlo gestisce la simulazione del rumore di fondo del calorimetro, che nei dati potrebbe essere in confronto più elevato di quel che ci si aspettava.

Infine, notiamo che anche allargando un poco i tagli calorimetrici, i risultati ottenuti non cambiano sensibilmente, e questo indica che per il momento non è necessario un *retuning* dei tagli dell'algoritmo; tutta via, per avere una idea completa del funzionamento dell'isolamento, occorrerà ristudiare le efficienze ed i tagli con un campione di muoni a più alta statistica, in modo da permettere all'algoritmo di essere efficiente per i futuri studi, in cui i protagonisti non saranno più i muoni da J/ψ , ma piuttosto quelli provenienti dai W e dalle Z , ed anche, eventualmente, dal Bosone di Higgs.

Conclusioni

Nel corso di questa tesi ho presentato le misure effettuate, nell'ambito dell'esperimento ATLAS, sui parametri che permettono di verificare le prestazioni degli algoritmi di ricostruzione ed isolamento dei muoni, al secondo livello di trigger.

Dopo aver studiato il funzionamento generale del trigger dei muoni dell'esperimento, e aver inquadrato le motivazioni fisiche che rendono così fondamentale questo studio, ho presentato i risultati delle prime misure a $\sqrt{s} = 7TeV$ delle variabili che caratterizzano gli algoritmi $\mu Fast$ e μIso .

Attraverso queste ho calcolato le efficienze e le risoluzioni in impulso trasverso dei muoni selezionati. Lo studio è stato diviso in due parti. Nella prima, ho analizzato in dettaglio l'algoritmo di ricostruzione $\mu Fast$. A partire dalla misura delle efficienze e delle risoluzioni, abbiamo verificato che l'algoritmo risulta efficiente nella ricostruzione delle tracce nello spettrometro, mostrando un'efficienza del 98% per muoni di impulso superiore ai $4GeV/c$. Dallo studio delle risoluzioni abbiamo inoltre verificato che tale ricostruzione avviene con una precisione $\Delta p_T/p_T$ intorno al 4%. Lo studio è stato sempre paragonato con una simulazione Monte Carlo di eventi a basso impulso trasverso, in modo da avere un set di dati simulati coerente con la fisica delle collisioni attualmente accessibile ad LHC.

Nella seconda parte del lavoro, ho studiato il problema dell'isolamento muonico. Questo studio è fondamentale perché permette di selezionare, tramite un set di variabili che sfruttano diversi sottorivelatori dell'esperimento, muoni provenienti dai decadimenti dei bosoni pesanti, rigettando quelli prodotti all'interno dei *jet adronici*. Grazie a questo algoritmo si potranno selezionare dunque eventi interessanti di fisica Elettrodebole ed oltre il Modello Standard, come ad esempio i decadimenti del bosone Z, H .

Lo studio di μIso è a sua volta diviso in due parti:

- Studio dell'isolamento su un campione di muoni a basso impulso;
- Studio dell'isolamento su un campione di muoni provenienti dal processo $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Con il primo campione abbiamo studiato le variabili caratteristiche dell'algoritmo nell'Inner Detector e nei Calorimetri, confrontandolo con un Monte Carlo di tipo *Minimum Bias*. L'accordo tra le distribuzioni ottenute mostra che per questi muoni la strategia dell'isolamento funziona come ci si attende.

Lo studio dell'isolamento dei muoni da J/Ψ è stato un primo vero test fisico dell'isolamento. Grazie a questo campione selezionato, abbiamo studiato in profondità la struttura dell'algoritmo, mostrando l'efficienza dei tagli che l'algoritmo stesso esegue per attuare la strategia dell'isolamento. Questo è stato un primo studio atto a verificare la consistenza di questi tagli, che per la prima volta sono stati provati sui dati da collisione. Questo lavoro ha il valore di un test preliminare: infatti, lo studio mostrato soffre della bassa statistica di muoni di alto impulso disponibile; l'algoritmo μIso è stato invece pensato per studiare muoni di impulso superiore ai $20 - 30 GeV/c$, che saranno disponibili col crescere della luminosità nei prossimi mesi. Nonostante ciò, abbiamo riscontrato che l'efficienza dell'algoritmo di isolamento, calcolata rispetto ai livelli di trigger precedenti, risulta sempre consistente con la simulazione Monte Carlo. Inoltre, inserendo un taglio sulla distanza tra i due muoni dal decadimento della J/ψ , abbiamo misurato un'efficienza pari a 0.71 ± 0.17 sui dati e 0.912 ± 0.003 sul Monte Carlo, per cui i risultati risultano tra loro consistenti entro una deviazione standard. Questo studio è in continuo sviluppo, e presto verrà riproposto con più alta statistica su muoni provenienti da W, Z .

I risultati ottenuti in questo lavoro di tesi, insieme a tutti gli studi del trigger di secondo livello per muoni effettuati nel 2010, sono stati pubblicati in una nota interna dell'esperimento ATLAS dal titolo: "*Performance of the ATLAS Muon Trigger in p-p collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$* ".

In conclusione, possiamo dire che gli algoritmi di trigger per muoni di ATLAS funzionano in modo efficiente sui dati. Con l'aumentare della statistica nei prossimi mesi, verranno raffinati i test presentati in questa tesi, in modo da garantire strumenti potenti per le misure di Fisica fondamentali di LHC, come la scoperta del Bosone di Higgs e di tutta la nuova fisica che questo grande progetto ha la potenzialità di scoprire.

Bibliografia

- [1] *LHC White Book*, CERN/AC/93-03; *LHC Conceptual Design Report*, CERN/AC/95-05
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in: N. Svatrholm (Ed.), *Elementary Particle Theory, Proceedings of the 1968 Nobel Symposium*, Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968, p. 367;
M. Veltman, Nucl. Phys. B 7 (1968) 637;
G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 35 (1971) 167;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B 44 (1972) 189;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B 50 (1972) 318
- [3] The LEP Collaborations, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constrains on the Standard Model*, LEPEWWG 2006-001 (2006);
The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Physics Reports vol. 427 (2006)
- [4] ATLAS Collaboration, *Introduction on Higgs Boson Searches at the Large Hadron Collider*, ATL-PHYS-PUB-2006-000, Geneva, CERN (2008)
- [5] ATLAS Collaboration, *Dilepton Resonances at High Mass*, ATL-COM-PHYS-2009-093, Geneva, CERN (2009)
- [6] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997)
- [7] ATLAS Collaboration, *Barrel Toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-19 (1997)

- [8] Atlas Collaboration, *End-Cap Toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-20 (1997)
- [9] Atlas Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-42 (1996)
- [10] Atlas Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-41 (1996)
- [11] Atlas Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report Vol. I and II*, CERN/LHCC 97-16 (1997)
- [12] Atlas Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-14/15 (1999)
- [13] Atlas Collaboration, *First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-14 (1998)
- [14] Atlas Collaboration, *DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-16 (1998)
- [15] Atlas Collaboration, *The ATLAS Trigger for Early Running, ATLAS Trigger Performances*, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)
- [16] Atlas Collaboration, *Performance of the ATLAS Muon Trigger Slice with Simulated Data*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS- 2008-067, CERN (2008)
- [17] Atlas Collaboration, *High Level Trigger Track Reconstruction Performance*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)
- [18] Marc Paternò, *Calculating Efficiencies and Their Uncertainties*, The D0's Collaboration (May 5, 2003)
- [19] Atlas Collaboration, *Performance of the ATLAS Muon Trigger in p-p collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , Internal Note , ATL-COM-GEN-2010-023 (2010)
- [20] Atlas Collaboration, *The measurement of the differential cross section for the $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ resonance and the fraction of J/ψ from B-decays with pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ in ATLAS*, ATLAS Note, ATLAS-COM-CONF-2010-064 (2010)