



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO**  
**FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE**

**CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA**

**STIMA DEL FONDO DI JET RIVELATI COME FOTONI  
NELLA RICERCA DI MATERIA OSCURA  
NEL CANALE MONOPHOTON DELL'ESPERIMENTO  
ATLAS**

**Codice PACS: 14.80.-j**

**Relatore interno:**  
**Prof. Leonardo Carminati**

**Correlatore:**  
**Dott.ssa Maria Giulia Ratti**

**Tesi triennale di:**  
**Davide Pietro Mungo**  
**Matricola N° 810545**

---

**Sessione Autunnale, Primo Appello  
Anno Accademico 2014 - 2015**

# Introduzione

L’obiettivo della fisica delle alte energie è quello di studiare i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni. Un modo di affrontare questo studio prevede la costruzione di acceleratori e rivelatori dall’elevato contenuto tecnologico per poter effettuare osservazioni e misure accurate. Il laboratorio del CERN ospita il *Large Hadron Collider* nel quale vengono prodotte collisioni tra protoni (oppure tra ioni) ad un’energia nel centro di massa di 13 TeV. Gli esperimenti ATLAS, CMS, ALICE e LHCb effettuano misure ad alta precisione dei processi Standard Model e cercano nuova fisica oltre tale modello.

Un importante ambito di ricerca riguarda la Materia Oscura. Esistono numerose osservazioni sperimentali, tra cui l’anomalia della curva di rotazione di alcune galassie, le lenti gravitazionali o le osservazioni condotte sul *Fondo cosmico di microonde*, che possono essere spiegate ipotizzando un nuovo tipo materia attiva gravitazionalmente ma non interagente attraverso le altre tre forze con la materia ordinaria. Lo Standard Model non fornisce un plausibile candidato di questo tipo nelle quantità richieste per spiegare le osservazioni sperimentali. A LHC si cerca di produrre e rivelare materia oscura. Una possibile segnatura sperimentale è la presenza di un momento non bilanciato nel piano trasverso all’asse di collisione, chiamato  $E_T^{miss}$ : la materia oscura non interagisce con il rivelatore e quindi, se è prodotta insieme ad un oggetto rivelabile, non si osserverà la componente di momento portata da essa. I principali canali per osservare questo tipo di segnatura sono quindi la mono-jet e la mono-photon: la prima ha il vantaggio di avere un alto rate di produzione, mentre la seconda ha una segnatura più “pulita”, con l’emissione di un fotone.

Questo lavoro di tesi si inserisce nel contesto dell’analisi mono-photon con il rivelatore ATLAS. La strategia di analisi consiste nella definizione di una *Regione di Segnale* (SR) nella quale si presenti il processo ricercato, attraverso tagli sulla cinematica e sul numero di particelle per massimizzare il rapporto segnale su fondo. Nell’analisi mono-photon i processi Standard Model che portano la segnatura  $E_T^{miss} + \gamma$  non sono numerosi. Per analizzare il contributo di questi fondi vengono definite altre tre regioni, dette di controllo, in cui si invertono i tagli sul numero di particelle della SR, arricchendole di eventi di un particolare tipo di fondo. Più precisamente esse sono la  $1\mu CR$  (fondo principale  $W(\mu\mu) + \gamma$ ), la  $2\mu CR$  ( $Z(\mu\mu) + \gamma$ ) e la  $2eCR$  ( $Z(ee) + \gamma$ ) e vengono utilizzate per normalizzare le predizioni delle simulazioni Monte Carlo. Le normalizzazioni così stimate vengono utilizzate per predire il numero eventi da processi Standard Model nella SR per poi effettuare un confronto dati/predizioni.

---

Nel mio lavoro di tesi ho misurato il contributo al fondo dovuto alla misidentificazione di jet come fotoni nelle quattro regioni dell’analisi. Per stimare tale quantità si è utilizzata una tecnica quasi completamente data-driven, chiamata *Two Dimensional Side Band Method*. Dopo aver applicato la selezione degli eventi nell’opportuna regione dell’analisi, gli eventi vengono separati in altri quattro gruppi in base a due variabili, identificazione (tightness) e isolamento del fotone. Si definisce un fotone tight o non tight se soddisfa o meno i criteri di selezione del fotone; si definisce un fotone isolato se l’energia misurata in un cono intorno al fotone nel calorimetro elettromagnetico (chiamata  $E_T^{iso}$ ) soddisfa la relazione  $E_T^{iso} < 0.024p_T + 2.88$  GeV. Assumendo come ipotesi la non correlazione tra le variabili per il fondo e la presenza di solo fondo nelle aree non-tight e non-isolata è possibile stimare il numero di eventi di background nella regione tight isolata e, di conseguenza, la purezza del campione analizzato. Il metodo è stato validato su simulazioni Monte Carlo in cui è possibile conoscere il numero di eventi di segnale e la purezza.

In seguito sono state testate le ipotesi del metodo. Dapprima si è valutato il contributo del segnale nelle regioni non-isolata e non-tight (signal leakage) attraverso l’utilizzo di eventi provenienti da simulazioni Monte Carlo di puro segnale. Da questi campioni è stato possibile estrarre tre coefficienti di leakage indicanti la percentuale di segnale nelle regioni diverse dalla regione tight-isolata. In seguito si è valutata la correlazione del fondo nelle quattro regioni attraverso l’utilizzo di eventi da simulazioni Monte Carlo di puro background.

Infine, in previsione dell’analisi dei dati che verranno raccolti è stata implementata una versione del metodo *ridotta*. Si prevede infatti che con la luminosità che si raccoglierà nel 2015 le regioni di controllo dell’analisi (in particolare  $2\mu CR$  e  $2eCR$ ) saranno poco popolate, rendendo inapplicabili le stime data-driven. Per aggirare il problema si è deciso di applicare il rapporto tra il numero di eventi non-tight-isolati e non-tight-non-isolati proveniente dalle regioni SR e  $1\mu CR$  alle regioni  $2\mu CR$  e  $2eCR$ . In questo metodo ridotto viene anche preso in considerazione il leakage di segnale nella regione tight-non-isolata. Tale metodo ridotto è stato validato grazie a un campione di simulazione Monte Carlo, applicando prima il metodo completo e poi il metodo ridotto e verificando che le predizioni su purezza e numero di eventi di segnale fossero in ottimo accordo tra loro.

Questa tesi è strutturata nel modo seguente: il capitolo 1 comprende informazioni su LHC e tratta il rivelatore ATLAS, con particolare riguardo alle sezioni più interessanti per l’analisi; il capitolo 2 introduce il lettore al concetto di materia oscura, alle osservazioni sperimentali a riguardo e alle modalità di ricerca; una parte di tale capitolo è dedicata all’analisi monophoton; le tecniche di rivelazione e ricostruzione degli oggetti fisici ad ATLAS interessanti per questa tesi sono trattate nel capitolo 3; nel quarto capitolo viene invece mostrata l’analisi effettuata per la stima del background.

# Indice

<b>1 LHC e l'esperimento ATLAS</b>	<b>1</b>
1.1 LHC . . . . .	1
1.2 L'esperimento ATLAS . . . . .	3
1.2.1 Inner Detector . . . . .	5
1.2.2 Calorimetro Elettromagnetico e Adronico . . . . .	7
1.2.3 Spettrometro Muonico . . . . .	9
1.2.4 Trigger . . . . .	10
<b>2 Ricerca di Materia Oscura</b>	<b>11</b>
2.1 Motivazioni ed evidenze sperimentali . . . . .	11
2.2 WIMPs . . . . .	13
2.3 Metodi di ricerca . . . . .	14
2.3.1 Rivelazione diretta . . . . .	14
2.3.2 Rivelazione indiretta . . . . .	15
2.3.3 Produzione ai collider . . . . .	15
2.4 Analisi Monophoton . . . . .	16
2.4.1 Selezione degli eventi . . . . .	16
2.4.2 SM Background . . . . .	17
<b>3 Ricostruzione di fotoni ed <math>E_T^{miss}</math> in ATLAS</b>	<b>20</b>
3.1 Dati e simulazioni Monte Carlo . . . . .	20
3.2 Fotoni . . . . .	21
3.2.1 Ricostruzione . . . . .	21
3.2.2 Identificazione . . . . .	21
3.2.3 Isolamento . . . . .	22
3.3 Momento Trasverso Mancante . . . . .	25
3.3.1 Ricostruzione $E_T^{miss}$ . . . . .	26
<b>4 Jet ricostruiti come fotoni</b>	<b>28</b>
4.1 Metodo Base . . . . .	28
4.1.1 Signal leakage . . . . .	31
4.1.2 Correlazione tra le variabili per il fondo . . . . .	34

4.2	Metodo ridotto	35
4.3	Analisi Dati	37
<b>Conclusioni</b>	<b>42</b>	
<b>Ringraziamenti</b>	<b>43</b>	
<b>Bibliografia</b>	<b>44</b>	

# Capitolo 1

## LHC e l'esperimento ATLAS

In questo capitolo verranno discusse le caratteristiche principali di LHC e del rivelatore ATLAS. La descrizione è focalizzata sugli aspetti sperimentali connessi all'analisi effettuata. Verranno omessi molti aspetti non essenziali alla nostra ricerca. Per una trattazione esaustiva di questi aspetti riferirsi a [1].

### 1.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* è il più grande acceleratore adronico al mondo. È situato nei pressi di Ginevra e consiste di un anello lungo 27 km di magneti superconduttori nel quale vengono fatti viaggiare protoni a velocità prossime a quelle della luce. Nel tunnel circolano due fasci di protoni in direzioni opposte che vengono fatti collidere in quattro punti prestabiliti sull'anello. Oltre alle collisioni tra protoni, per brevi periodi durante l'anno, vengono prodotte collisioni tra ioni pesanti, come gli ioni piombo.

LHC e i rivelatori che analizzano le collisioni sono strumenti fondamentali per validare le predizione dello Standard Model (SM) e per ricercare fenomeni fisici significativi oltre questo modello (BSM, *Beyond Standard Model*). Dopo la scoperta del Bosone di Higgs da parte di ATLAS e CMS nel 2012, le ricerche odierne si focalizzano su:

- misure di precisione di processi SM come W, Z e quark top
- studio approfondito delle caratteristiche del bosone di Higgs e dei relativi canali di decadimento
- ricerca di Dark Matter
- ricerca di particelle supersimmetriche (SUSY)
- ricerca di dimensioni extra e gravitoni

LHC è stato progettato per raggiungere un'energia di centro di massa  $\sqrt{s}$  teorica di 14 TeV e una luminosità istantanea di  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (5.5 TeV per gli ioni pesanti con una

luminosità di  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). L'energia del fascio è legata al raggio dell'acceleratore e al suo campo magnetico dalla formula

$$|\mathbf{p}| = 0.3BR \quad (1.1)$$

dove  $B$  è l'intensità del campo magnetico e  $R$  il raggio. La luminosità istantanea dà la misura del tasso di collisioni al secondo. Nel caso di LHC la luminosità può essere valutata come

$$L = \frac{f_{LHC} \cdot n \cdot N_{bunch}^2}{A} \quad (1.2)$$

dove  $n$  è il numero di bunches che collidono,  $N_{bunch}$  è il numero di particelle in ogni bunch,  $f_{LHC}$  è la frequenza a cui collidono,  $A$  è l'inverso della sezione d'urto dei fasci.

L'energia reale delle collisioni del Run2 è però di 13 TeV: questo è dovuto al fatto che i magneti devono essere testati prima dell'entrata in funzione; il processo di test per un'energia di 14 TeV avrebbe comportato una minore sicurezza contro guasti di natura tecnica [2]. Ogni fascio ha quindi un'energia di 6.5 TeV e viene mantenuto in orbita grazie a 1232 magneti superconduttori che operano alla temperatura di 1.9 K, fornendo un campo di oltre 8 T. Esistono due tipi di magneti: i dipoli, che hanno il compito di mantenere i fasci in orbita e fargli seguire una traiettoria curvilinea, e i quadrupoli, che invece li focalizzano. Un terzo tipo di magnete viene utilizzato poco prima della collisione per “comprimere” i fasci, aumentando la possibilità di collisione.

I fasci viaggiano in un vuoto ultra-spinto e vengono accelerati grazie a cavità a radiofrequenza che aumentano progressivamente l'energia del fascio. Le cavità sono costruite per oscillare a 400 MHz e vengono mantenute anch'esse in uno stato superconduttivo. Il protone entrante nella cavità con la corretta energia vede un voltaggio accelerante nullo quando LHC è alla massima potenza. Invece, i protoni che hanno una energia diversa e che arrivano leggermente prima o dopo, verranno accelerati o decelerati in modo da rimanere il più vicino possibile al valore di energia voluto. In questo modo le particelle si ordinano in pacchetti discreti chiamati “bunches”. Ognuno di questi bunches è composto da circa  $10^{11}$  protoni. Ogni pacchetto è invece separato dagli altri da un intervallo temporale di 50 ns nella prima fase della presa dati 2015 (Run2), che viene ridotto a 25 ns nella seconda fase per aumentare la luminosità istantanea.

Le collisioni protone-protone impongono delle difficoltà costruttive rilevanti: le sezioni d'urto di produzione di jet adronici in QCD sono dominanti rispetto a quelle dei processi rari menzionati sopra. Il segnale ricavato dal rivelatore deve essere quindi il più pulito e preciso possibile per poter riconoscere questi eventi. Inoltre, poiché le collisioni avvengono a un rate molto alto, il rivelatore deve essere estremamente reattivo nel ritornare allo stato nel quale poter rivelare un nuovo evento. In generale le caratteristiche dei rivelatori ad LHC devono avere quindi sensori ed elettronica a risposta veloce e resistenti alle radiazioni, una copertura dell'intero angolo solido intorno al centro di collisione, alta precisione nella

misurazione di energie e momenti. Inoltre la selezione online degli eventi (trigger) è cruciale per ridurre la mole di dati ad una quantità accettabile senza perdere eventi potenzialmente interessanti.

## 1.2 L'esperimento ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) è uno dei rivelatori associati a LHC. È un esperimento *"general purpose"*, ideato quindi per rivelare fenomeni fisici importanti in un ampio campo di ricerca.

Il rivelatore ha forma cilindrica con asse posto lungo il fascio di protoni, un diametro di 25 metri e una lunghezza complessiva di 44 metri. Il peso complessivo è di circa 7000 tonnellate. L'aspetto generale del rivelatore è mostrato in figura 1.1.

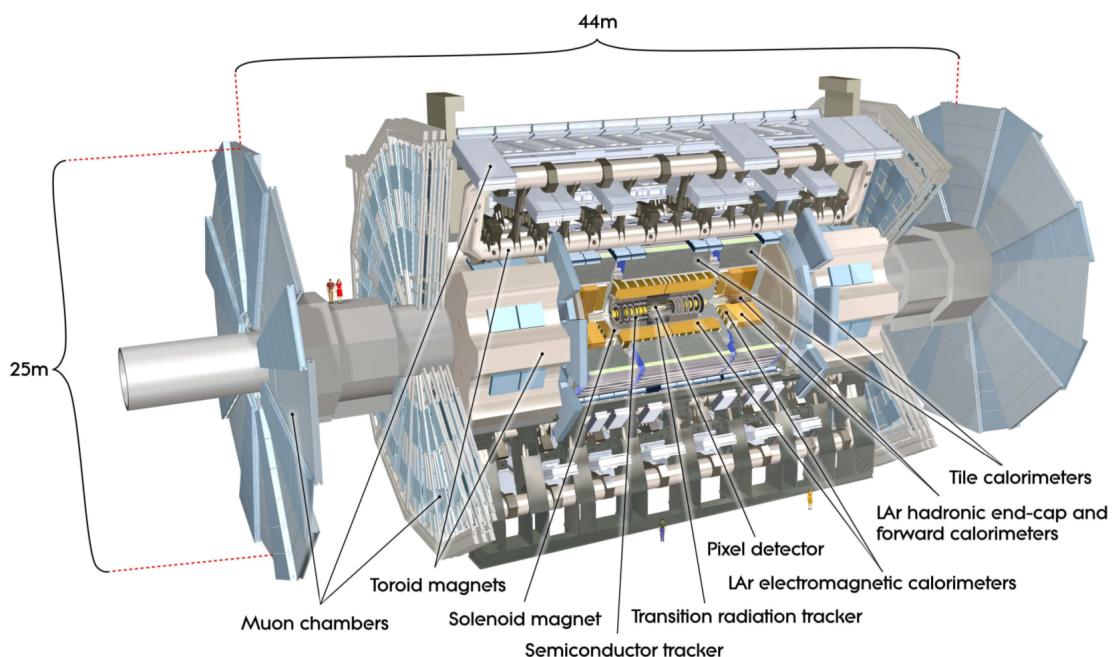


Figura 1.1: Vista in sezione del rivelatore ATLAS

ATLAS è composto da una serie di rivelatori concentrici utili a rivelare diversi tipi di particelle e a tracciare il loro percorso secondo lo schema in figura 1.2. Principalmente, si possono riconoscere tre strutture principali:

- l'inner detector
- i calorimetri elettromagnetico e adronico
- lo spettrometro muonico

L'inner detector rivela le tracce delle particelle cariche e fornisce una prima misura del momento delle stesse, essendo immerso in un campo magnetico solenoidale da 2 T. I calorimetri elettromagnetico e adronico misurano, rispettivamente, l'energia depositata da

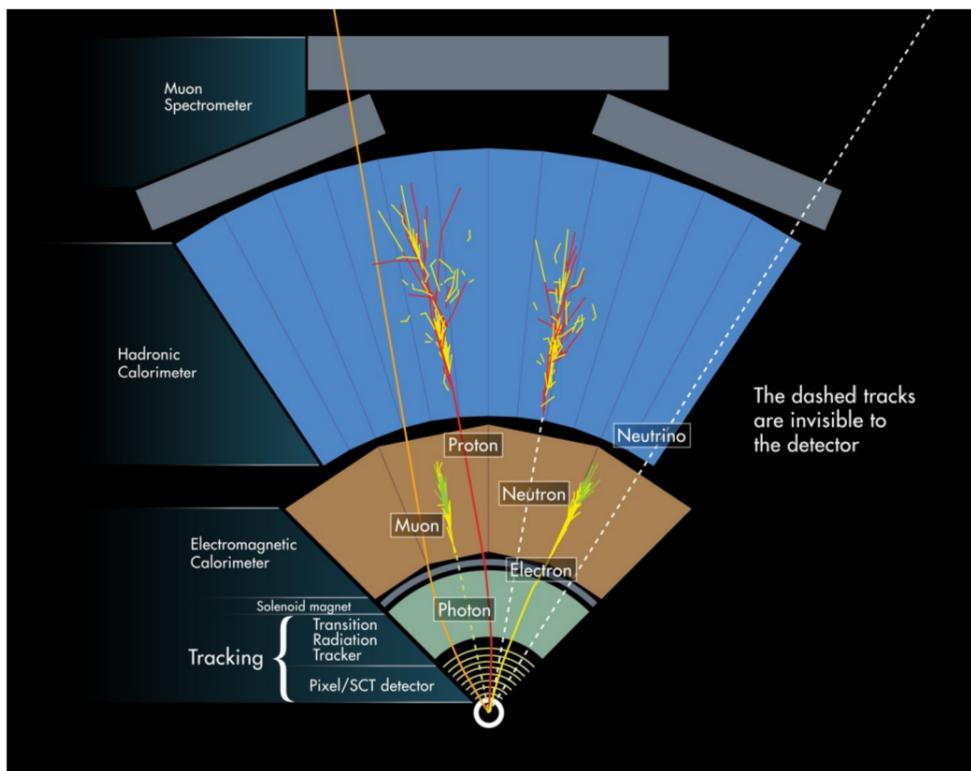


Figura 1.2: Le particelle interagiscono diversamente in zone differenti del rivelatore. Si noti in particolare che i fotoni non lasciano tracce nell'inner detector

fotoni ed elettroni oppure dagli adroni. Lo spettrometro muonico invece misura il momento dei muoni prodotti dalla collisione grazie a un campo magnetico toroidale.

In ATLAS è definito un sistema di riferimento cartesiano per descrivere le caratteristiche degli eventi. Il centro è posizionato nel vertice della collisione, l'asse  $z$  è diretto lungo la direzione del fascio. L'asse  $x$  punta verso il centro della circonferenza di LHC mentre l'asse  $y$  punta verso l'alto. Poiché il rivelatore ha simmetria cilindrica, si preferisce usare un sistema di riferimento polare per le misure dei momenti. Rispetto a questi assi cartesiani vengono quindi misurati l'angolo azimutale  $\theta$  (misurato rispetto all'asse  $z$ /direzione fascio) e l'angolo polare  $\phi$  sul piano  $xy$ . Una rappresentazione grafica è data in figura 1.3.

Inoltre si introduce un'altra quantità per la misurazione dell'angolo polare  $\theta$  chiamata *pseudorapidità*. Essa è definita come

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.3)$$

ed è invariante sotto boost di Lorentz. Valori particolari della variabile  $\eta$  sono rappresentati in figura 1.3.  $\eta$  permette anche di definire tre regioni all'interno di ATLAS: *barrel region*, con pseudorapidità  $|\eta| < 1.5$ , *end-cap region*, con  $1.5 < |\eta| < 2.5$ , e infine la *forward region*, con  $3.2 < |\eta| < 4.9$  (questi valori valgono per il calorimetro elettromagnetico).

Un'altra variabile utile esprime la distanza nel piano  $\eta - \phi$  tra due oggetti misurati ed è

definita come

$$R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (1.4)$$

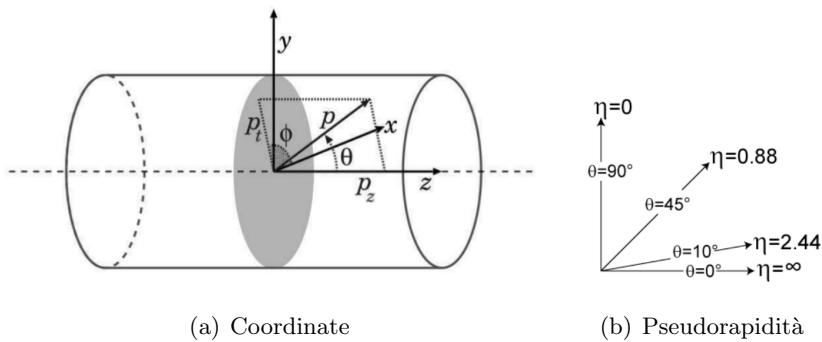


Figura 1.3: Sistema di riferimento ad ATLAS e alcuni valori particolari di pseudorapidità

Poichè i protoni non sono particelle elementari, l'interazione  $pp$  coinvolge in realtà i partoni costituenti. Questo comporta un problema cioè che l'energia dei quark e dei gluoni interagenti non è conosciuta. Assumendo che la componente del momento longitudinale dei partoni sia dominante rispetto al momento trasverso, è possibile descrivere le interazioni definendo quantità cinematiche nel piano trasverso, dove esse sono piccole e l'energia e il momento conservati.

Le quantità trasverse, come il momento trasverso  $p_T$  e l'energia mancante  $E_T^{miss}$  sono definite nel piano  $xy$ . Di conseguenza il momento trasverso è definito come:

$$p_T = P \sin(\theta) \quad (1.5)$$

dove  $P$  è il momento della particella.

### 1.2.1 Inner Detector

L'inner detector è il primo tipo di rivelatore che incontrano le particelle create dalla collisione  $pp$ . Ha il compito di ricostruire la traccia delle particelle cariche e stimarne l'energia e il momento. Inoltre deve ricostruire in maniera esatta i vertici primari e secondari della collisione. Per far questo, ha bisogno di un'alta granularità nella strumentazione ed essere coadiuvato da un campo magnetico esterno.

L'inner detector è particolarmente importante per discriminare elettroni e fotoni: entrambi sono rivelati nel calorimetro elettromagnetico, ma a differenza dei fotoni, gli elettroni, essendo carichi, lasciano una traccia nell'inner detector.

Questo ha una struttura a simmetria cilindrica ed è composto da più rivelatori. Partendo dal centro e muovendosi radialmente possiamo trovare (raggi  $R$  espressi in  $mm$ ):

- il Pixel Detector ( $45.5 < R < 242$ )
- il SemiConductor Tracker (SCT) ( $255 < R < 549$ , barrel,  $251 < R < 610$ , end-cap)

- il Transition Radiation Tracker (TRT) ( $554 < R < 1082$ , barrel,  $617 < R < 1106$ , end-cap)

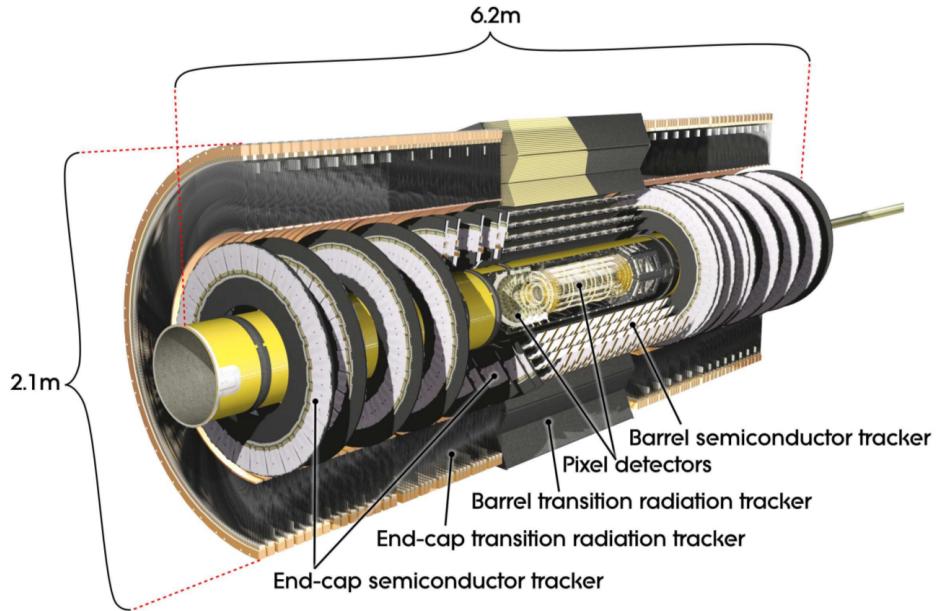


Figura 1.4: Sezione dell'inner detector di ATLAS in cui è visibile la suddivisione dei rivelatori interni

Il SCT e il TRT sono ulteriormente divisi in due parti (Barrel ed End-cap), a seconda della loro posizione rispetto al centro della collisione, come mostrato in figura 1.4.

L'inner detector ha accettanza nella regione di pseudorapidità  $|\eta| < 2.5$  mentre copre l'intero angolo  $\phi$ . Il campo magnetico, in cui è immerso, è prodotto da un solenoide di 2.5 metri di diametro posizionato intorno allo stesso e ha modulo di circa 2 T.

### Pixel Detector

È la sezione con la granularità più alta ed è composta da strati di pixel in silicio. Ogni traccia attraversa tipicamente più strati: *B-layer*, *L1* e *L2* sono stati i primi ad essere posizionati mentre nel maggio 2014 è stato aggiunto IBL (*Insertable B-Layer*) [3]. Quest'ultimo è estremamente vicino al punto di interazione e permette di ricostruire con il doppio della precisione i vertici secondari. I sensori in questa zona sono tutti identici con un dimensione in  $R - \phi \times z$  di  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  ( $50 \times 250 \mu\text{m}^2$  per IBL). Questo componente ha circa 80.4 milioni canali di lettura. Il principale compito è ricostruire con precisione il vertice.

### Semi-Conductor Tracker

È un rivelatore a microstrip in silicio, composto di otto strati nella barrel region e nove dischi nella end-cap region. Ha una risoluzione di  $17 \mu\text{m}$  nel piano trasverso e  $580 \mu\text{m}$  lungo  $z$ . I canali di lettura sono circa 6.4 milioni.

## Transition Radiation Tracker

È un rivelatore a radiazione di transizione composto da straw tubes di 4mm intervallati da materiale sensibile alla radiazione. La sua risoluzione è circa  $130\mu\text{m}$  nel piano trasverso (non dà informazioni su  $z$ ) ed è utile per valutare il tipo di particella che lo attraversa.

### 1.2.2 Calorimetro Elettromagnetico e Adronico

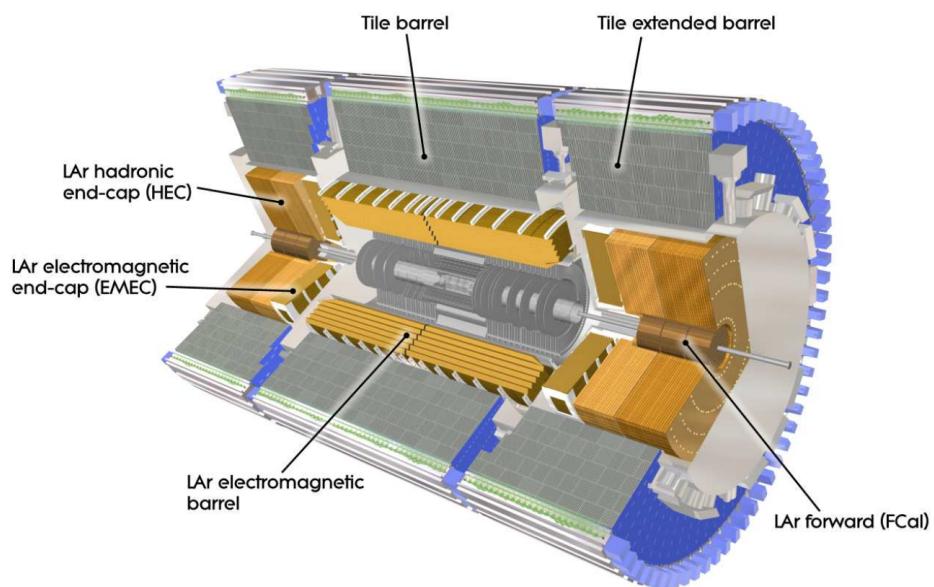


Figura 1.5: Sezione del rivelatore ATLAS in cui sono visibili i diversi tipi di calorimetro

Oltre l'inner detector, procedendo radialmente verso l'esterno si trovano, in ordine, il calorimetro elettromagnetico (EM) e quello adronico. Una rappresentazione schematica della loro disposizione è data in figura 1.5 e in 1.2. Questi rivelatori coprono il range  $|\eta| < 4.9$  usando diverse tecniche di misurazione relative al particolare processo di interesse. L'alta granularità del calorimetro EM è ideale per misure precise delle energie di elettroni e **fotoni**. La granularità più grezza della restante parte del calorimetro, invece, è sufficiente per la ricostruzione di jet adronici e misura di  $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ .

Entrambi i calorimetri sono calorimetri di sampling: sono quindi costruiti come una serie alternata di mezzo attivo e mezzo passivo.

#### Calorimetro elettromagnetico

Il rivelatore ha simmetria cilindrica, è composto da una parte in barrel ( $|\eta| < 1.37$ ) e due in end-cap region ( $1.52 < |\eta| < 2.37$ ). La regione di transizione tra barrel ed end-cap è chiamata crack ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ) e non viene utilizzata per misure di precisione. Il calorimetro EM è costituito da camere di ionizzazione ad Argon Liquido (LAr) e utilizza come mezzo passivo (assorbitore) il piombo, posizionati a forma di fisarmonica. All'interno del mezzo attivo, viene applicato un alto voltaggio: quando una particella attraverso

l'Argon liquido, produce cariche di ionizzazione che vengono rilevate dagli elettrodi di lettura.

Il calorimetro è segmentato longitudinalmente in tre sezioni, chiamate "strips", "middle" e "back", figura 1.6:

- strips: è il primo strato della divisione radiale. Possiede un'elevata granularità in  $\eta$  (0.003) per rivelare con alta precisione la posizione della particella incidente. Viene utilizzato per distinguere i fotoni dal decadimento di  $\pi^0$
- middle: rivela la maggior parte dell'energia dello sciame elettromagnetico
- back: misura la coda dello sciame elettromagnetico che potrebbe fuoriuscire nel calorimetro adronico

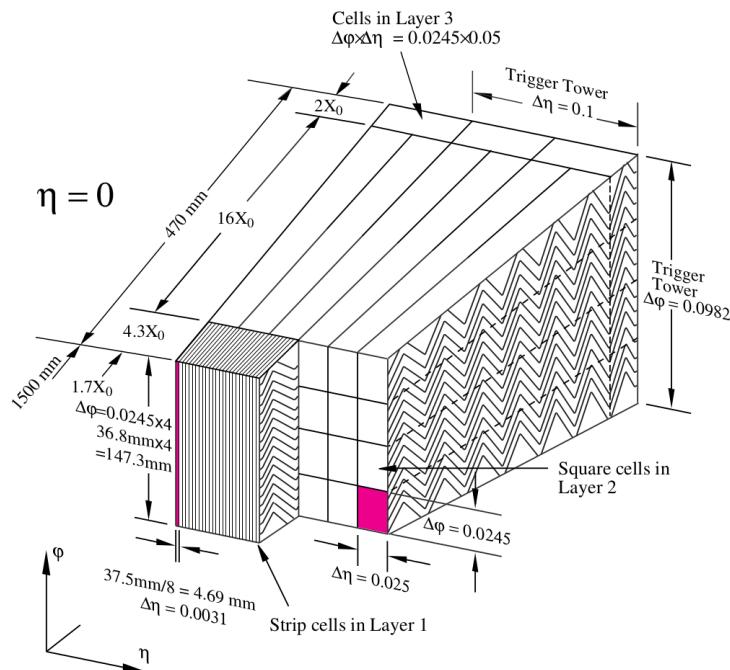


Figura 1.6: Disegno in sezione di calorimetro EM nella regione barrel. La *lunghezza di radiazione*  $X_0$  rappresenta la lunghezza media oltre la quale un elettrone ad alta energia ha perso  $\frac{1}{e}$  della sua energia per bremsstrahlung.

### Calorimetro adronico

Le particelle adroniche contenute nei jet non rilasciano tutta la loro energia nel calorimetro EM. Queste vengono invece fermate, attraverso l'interazione nucleare, nel calorimetro adronico. In questa sezione, il mezzo attivo è uno scintillatore mentre il mezzo passivo è l'acciaio. Anche qui il calorimetro ha simmetria cilindrica e, nella regione di barrel, il calorimetro è diviso in tre strati, similmente a quello EM.

Nella regione di end-cap, il calorimetro adronico (HEC) è composto da due cilindri indipendenti per parte che utilizzano la tecnologia ad Argon liquido come mezzo attivo e il

rame come mezzo passivo.

Nella zona tra  $3.1 < |\eta| < 4.9$ , il Forward Calorimeter (FCal) completa la copertura in  $\eta$  del sistema calorimetrico. Consiste di tre moduli nella direzione  $z$ , il primo ha come mezzo passivo il rame e, per quanto riguarda gli altri due, il tungsteno. Il mezzo attivo è ancora l'Argon liquido e la misurazione dell'energia rilasciata è effettuata attraverso il principio delle camere a ionizzazione.

### 1.2.3 Spettrometro Muonico

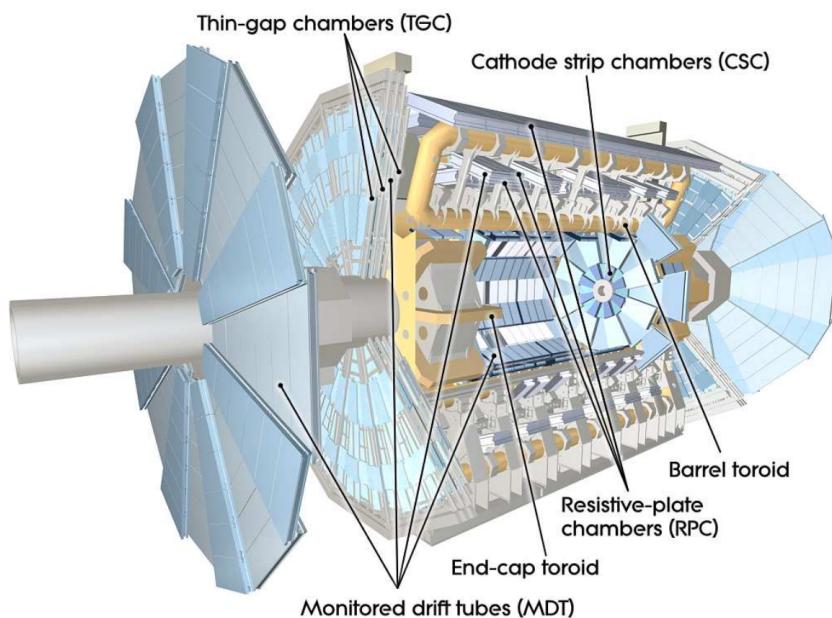


Figura 1.7: Spettrometro muonico ad ATLAS

I muoni sono particelle altamente penetranti e riescono ad attraversare i calorimetri. Il rivelatore per queste particelle è posizionato nella parte più esterna di ATLAS e la sua funzione è quella di misurarne il momento e l'energia. Per far ciò esso è completamente immerso in otto magneti toroidali a nucleo vuoto che curvano la traiettoria di queste particelle cariche permettendo la misura di queste osservabili.

Come gli altri rivelatori, ha anch'esso simmetria cilindrica e presenta due tappi nella regione end-cap. Copre valori di pseudorapidità nel range  $|\eta| < 2.7$ . È composto da camere di trigger e di tracciamento, costruite con diverse tecnologie: i Monitored Drift Tube (MDT), i Cathode-Strip Chamber (CSC), Resistive Plate Chambers (RPC) e Thin Gap Chambers (TGC) sfruttano il fatto che il passaggio di un muone ionizza un gas, producendo un segnale elettronico che viene raccolto. Il layout generale è mostrato in figura 1.7.

### 1.2.4 Trigger

Le collisioni a 25 ns e la luminosità a  $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$  di ATLAS, producono un tasso di interazione di circa 1 GHz. Poichè però il rivelatore è in grado di registrare gli eventi a 300-500 Hz, il numero di eventi selezionati deve essere minore. Per ridurre il numero di questi eventi si usa un sistema di trigger che seleziona online gli eventi fisici di interesse. Per poter essere altamente efficiente e ridurre i tempi morti, il sistema di trigger è stato suddiviso in due livelli chiamati Level 1 (L1) e High-Level Trigger (HLT).

L1 è un trigger di tipo hardware ed effettua la prima selezione degli eventi significativi con granularità bassa. Utilizza i dati provenienti dallo spettrometro e dai calorimetri per identificare muoni, fotoni ed elettroni ad alto  $p_T$ , jet ed  $E_T^{miss}$ . Un compito importante di questo componente è quello di separare eventi provenienti da bunches differenti. Ha un rate di selezione eventi di circa 100 kHz. Gli eventi selezionati vanno a definire delle Regions of Interest (RoI), cioè i valori di  $\eta$  e  $\phi$  intorno all'oggetto di interesse.

HLT è invece un trigger di tipo software ed è composto da L2 e da Event Filter (EF). Riducono ulteriormente il numero di eventi selezionati prima a 5kHz e poi a 1000Hz. La loro analisi viene effettuata con granularità man mano più elevata. L2 lavora sulle RoI consegnategli da L1. EF, inoltre, applica algoritmi utili ad integrare le calibrazioni dell'apparato sperimentale, il suo allineamento e le correzioni ai campi magnetici.

## Capitolo 2

# Ricerca di Materia Oscura

In questo capitolo verranno discusse in modo qualitativo le principali evidenze sperimentalni che fanno supporre l'esistenza della materia oscura, come esse vengano spiegate dai modelli teorici e come questi modelli teorici possano essere verificati sperimentalmente

### 2.1 Motivazioni ed evidenze sperimentalni

Ai giorni nostri, non tutte le domande sull'universo hanno ancora risposta ed è ancora più difficile di un tempo darne una. Tra queste domande si annoverano, per esempio, la spiegazione dell'espansione dell'universo e la spiegazione di anomalie gravitazionali all'interno di molte galassie.

Esistono infatti numerose evidenze sperimentalni che indicano come l'universo sia permeato da una sostanza non luminosa ma gravitazionalmente attiva, chiamata per questi motivi *Materia Oscura*. Di seguito, verranno brevemente discusse tre di queste evidenze sperimentalni.

#### Rotazione delle galassie

Una delle prove più convincenti dell'esistenza di Materia Oscura si basa sulla curva di velocità delle stelle all'interno delle galassie. Questa curva rappresenta la velocità delle stelle in funzione della loro distanza dal centro galattico.

Le stelle ad un certo raggio  $R$  sono attratte verso il centro della galassia dalla massa (luminosa) delle altre stelle, fornendo la forza centripeta necessaria al moto. La curva di velocità è quindi teoricamente ricavabile dai dati su massa e raggio. Si osserva però che la curva di velocità teorica non coincide con quella sperimentalne. Un esempio di questo fenomeno è visibile in figura 2.1. Per spiegare questo fenomeno si fa ricorso all'introduzione di un mezzo attivo gravitazionalmente ma non visibile.

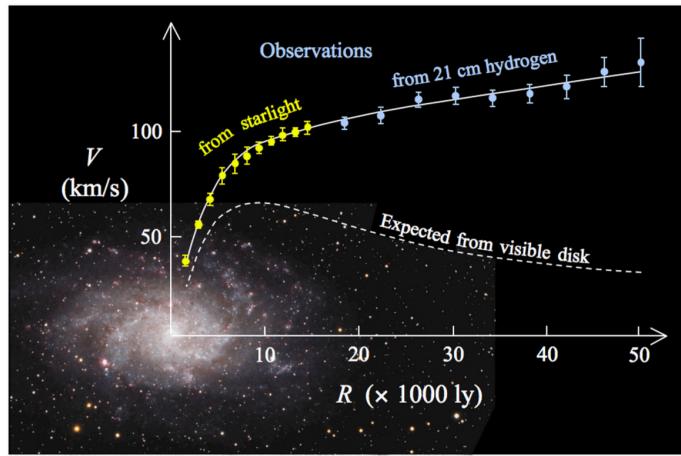


Figura 2.1: Curva di rotazione della galassia M33. È visibile come la curva teorica ottenuta con la massa visibile non corrisponda ai punti sperimentali. Figura 6 di [4]

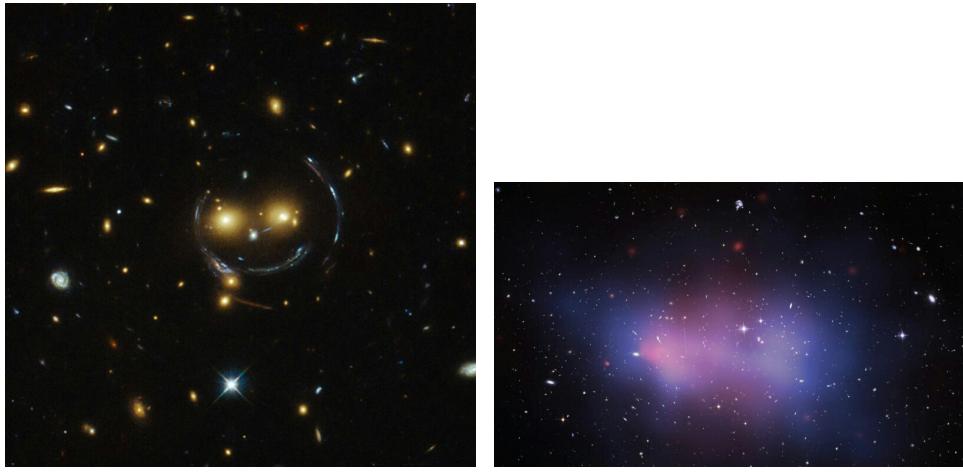
### Lenti gravitazionali

La teoria della Relatività Generale dimostra come un corpo massivo curva lo spazio intorno ad esso. La luce non ha massa ma risente delle modificazioni dello spazio dovute alla presenza di corpi massivi. È possibile osservare come la luce venga curvata quando è diretta verso zone di spazio in cui è presente una grande quantità di massa.

Questo concetto è alla base del fenomeno delle lenti gravitazionali, fig. 2.2(a): un oggetto estremamente massivo in primo piano (un ammasso di galassie ad esempio) curva la luce proveniente da un oggetto di fondo dietro di esso, esattamente come avviene per una lente ottica. Questo fenomeno è visibile se i due oggetti e l'osservatore sono allineati. Dalla curvatura della luce è possibile ricavare la massa dell'oggetto in primo piano. Accade spesso che la massa misurata in questo modo e quella visibile non siano in accordo. Questo è indice del fatto che esiste una massa efficace non visibile ma attrattiva, figura 2.2(b).

### Radiazione cosmica di fondo

L'ultima importante evidenza sperimentale riportata è basata sullo studio della *Radiazione Cosmica di fondo* (CMB, Cosmic Microwave Background). Questa radiazione è composta da microonde ed è stata emessa quando l'universo è diventato trasparente ai fotoni (in precedenza radiazione e materia erano fortemente accoppiati). In pratica, essa è una traccia lasciata dall'universo nei suoi primi istanti di vita e da essa si possono ricavare molte informazioni riguardo ai parametri cosmologici: tra questi è possibile anche calcolare la quantità di materia oscura e di energia oscura presenti nell'universo. Le più recenti misurazioni sulla CMB sono state effettuate dall'esperimento PLANCK (ESA). Per quanto riguarda materia ed energia oscura, l'universo sarebbe composto dal 5% di materia ordinaria, 26% di materia oscura e il restante 69% di energia oscura.



(a) Simpatica lente gravitazionale. Visibile la distorsione della luce proveniente da una galassia di colore blu posta dietro i due "occhi" (due luminose galassie dell'ammasso SDSS J1028+4849). Telescopio, NASA/ESA

(b) Ammasso di galassie ACT-CL J0102-4915, chiamato anche "El Gordo". Composizione di immagini dal telescopio Hubble (visibili) e del Chandra Observatory (raggi X). In masso SDSS J1028+4849). Hubble Space rosa, emissione da gas caldo; in blu mappa simulata della distribuzione di Materia Oscura basata sull'effetto lente gravitazionale.

Figura 2.2: Ammassi di galassie e lenti gravitazionali

Fin qui si è tacitamente presupposto il fatto che la materia oscura fosse costituita da particelle. In realtà, è anche possibile supporre che questa massa efficace aggiuntiva necessaria a spiegare le osservazioni sperimentali non risieda in vere e proprie particelle di materia, ma in una modifica della Relatività Generale che tenga conto di tali effetti. Infatti, sono state proposte teorie a riguardo che in alcuni casi (come per la curva di rotazione delle galassie) riescono a spiegare estremamente bene tali fenomeni. Il loro principale problema è la mancata descrizione dell'intera serie di osservazioni sperimentali. Gli studi su queste teorie sono comunque in evoluzione.

## 2.2 WIMPs

Presupponendo quindi che la Materia Oscura sia composta da particelle, la principale teoria a cui bisogna far riferimento è quella del Modello Standard. Essa è una teoria elegante basata sulla meccanica quantistica dei campi che descrive le particelle elementari e le interazioni tra esse. Sebbene predica con grande accuratezza molte osservabili fisiche e sia stata testata con grande precisione, è una teoria innaturale: sono troppi i parametri non dimostrabili da cui dipende. Inoltre presenta alcuni problemi aperti al suo interno, non è compatibile con la teoria della relatività generale e, purtroppo, non ci fornisce un candidato costituente della materia oscura (è stato calcolato, sempre dall'esperimento PLANCK, che i neutrini non sono buoni candidati per materia oscura poiché la loro densità residua nell'universo è troppo bassa). Per trovare un buon candidato è necessario quindi espandere il Modello Standard con nuove teorie, come per esempio la Supersimmetria

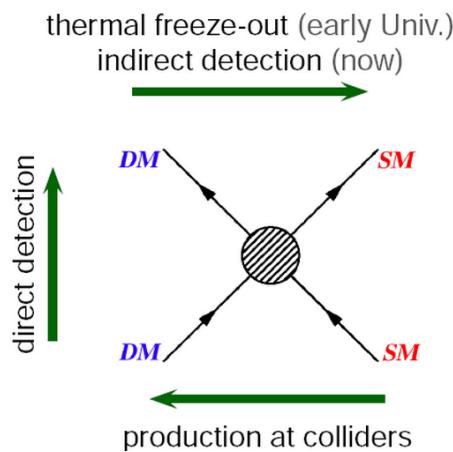


Figura 2.3: Schematico diagramma di Feynmann che rappresenta i metodi di ricerca di materia oscura

(SUSY) o modelli esotici (extra dimensioni). All'interno di queste teorie, ci sono buoni candidati a essere trattati come materia oscura. Tra queste particelle si trovano quelle che vengono chiamate WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*): esse sono stabili e con massa compresa tra 10 GeV e 1 TeV. Queste particelle interagirebbero comunque con la materia ordinaria, attraverso la forza debole, come i neutrini. Inoltre, avrebbero un'abbondanza relativa residua nell'universo dello stesso ordine di grandezza della materia oscura. Tale abbondanza relativa è inoltre compatibile con la sezione d'urto debole. Queste considerazioni rendono le WIMP un ottimo candidato costituente della materia oscura. Se la materia oscura fosse fatta di WIMPs, si avrebbero alcune possibilità di rivelarle in tre diversi modi: rivelazione diretta, rivelazione indiretta e produzione, 2.3.

## 2.3 Metodi di ricerca

### 2.3.1 Rivelazione diretta

La rivelazione diretta delle WIMPs si basa sull'idea che se il nostro universo ne è popolato, un flusso di esse attraverserà il nostro pianeta interagendo debolmente con la materia. In teoria, si potrebbe quindi rivelare il rinculo dei nucleoni quando scatterano con particelle WIMPs. Lo scopo degli esperimenti di rivelazione diretta è quello di misurare questo rinculo. Affinché si aumentino le possibilità di interazione, il setup sperimentale deve prevedere un grosso rivelatore e deve essere predisposto in modo da minimizzare la contaminazione di fondo (comunque da valutare accuratamente): i fondi più importanti per questo tipo di esperimenti sono i raggi cosmici, la radioattività naturale e quella del rivelatore.

Lo scattering di WIMPs su atomi può avvenire in diversi modi: lo scattering può essere elastico o inelastico, spin dependent o independent. Nel caso elastico, il nucleone viene respinto completamente e l'energia ricevuta è uguale identica a quella persa dal WIMP. Nel caso inelastico, invece, il WIMP interagisce con la nube elettronica del nucleone, eccitandone gli elettroni, oppure direttamente eccitando il nucleo: in tal caso, si osserverebbero

dei prodotti di decadimento da questo stato eccitato come l'emissione di un fotone. Inoltre questi due tipi di interazione possono essere spin-dependent, cioè proporzionali allo spin delle WIMPs, che quindi può essere calcolato, ricavando ulteriori informazioni su di esse. Ad oggi, gli esperimenti di rivelazione diretta hanno potuto stimare solamente dei limiti superiori alla massa delle WIMPs, senza ottenere maggiori informazioni sulla loro natura.

### 2.3.2 Rivelazione indiretta

Il secondo metodo di ricerca adottato è quello della rivelazione indiretta delle WIMPs. L'obiettivo è quello di osservare i prodotti dell'annichilazione di esse. La probabilità di annichilazione aumenta con la densità della materia oscura in una zona dello spazio. Per esempio, zone con alta densità di materia oscura, come centri galattici, hanno un rate di annichilazione alto. I prodotti di tale processo possono essere particelle del Modello Standard e quindi rivelabili. Antiparticelle, neutrini e raggi gamma sono i principali prodotti ricercati poiché sono distinguibili dal fondo e, per quanto riguarda le antiparticelle sono poco abbondanti, mentre i raggi gamma viaggiano praticamente in linea retta nello spazio vicino. Inoltre poiché è difficile considerare sorgenti puntiformi, affinché ci sia prova tangibile delle WIMPs si cercano discostamenti dalle previsioni teoriche. Un eccesso di raggi gamma o positroni in un centro galattico potrebbe essere una prova dell'esistenza di materia oscura. L'esperimento AMS ha misurato recentemente un significativo discostamento del flusso di positroni dalle previsioni teoriche [5].

### 2.3.3 Produzione ai collider

La produzione ai collider si basa sulla stessa idea della rivelazione diretta, cioè l'accoppiamento WIMPs-nucleoni. Questo significa che allo stesso modo in cui una particella WIMP può scatterare su un nucleone, essa può essere prodotta da collisioni protone-protone. In aggiunta, poiché tali particelle si suppone che influiscano sulla dinamica dell'universo, devono essere stabili con tempo di vita simile a quello dell'universo, quindi abbastanza lungo per essere rivelato da un detector.

La ricerca negli acceleratori può procedere in due direzioni opposte. Da una parte si può testare una particolare teoria che al suo interno preveda naturalmente candidati per materia oscura, controllando tutti i modi di decadimento permessi da essa (come accade per le particelle SUSY); d'altra parte invece si può ricercare materia oscura come unico stato accessibile di un certo processo, indipendentemente dal modello sottostante. Il primo metodo è complesso perché si tratta di testare una teoria in ogni suo aspetto, ma porta alla conoscenza importanti caratteristiche delle particelle. Il secondo metodo è più veloce da intraprendere ma le conoscenze ottenibili sulle particelle prodotte sono minori. In questo secondo caso, quello che si testa nel rivelatore è il principio di conservazione del momento: poiché la materia oscura non viene rivelata, se essa viene prodotta si osserverà uno squilibrio nel momento trasverso, che viene chiamato  $E_T^{miss}$ . Poiché però è impossibile valutare questa quantità con solamente materia oscura nello stato finale, si richiede che

tal partecella venga prodotta in associazione con un oggetto rivelabile. La ricerca è quindi focalizzata sui processi *mono-X*, dove  $X$  può essere un jet, un fotone, un bosone W o Z. Le principali analisi sono la mono-jet e la mono-photon. La prima ha il beneficio di possedere un rate di produzione alto. La seconda, invece, pur possedendo un rate più basso, ha una segnatura (il fotone) molto più pulita, caratterizzata da un minor background e che può essere utilizzata per validare le scoperte della ricerca mono-jet.

## 2.4 Analisi Monophoton

Un eccesso di eventi rispetto alle predizioni dello SM con uno stato finale caratterizzato da una elevata  $E_T^{miss}$  e un elevato momento trasverso del  $\gamma$  potrebbero costituire un'importante evidenza sperimentale di nuova fisica [13].

### 2.4.1 Selezione degli eventi

Affinché un evento possa portare una segnatura come quella richiesta dall'analisi deve superare un certo numero di tagli, per eliminare tutti gli eventi inutili. In particolare, si effettuano in ordine una preselezione e una selezione finale degli eventi.

Gli eventi che passano la preselezione devono soddisfare i seguenti requisiti:

- appartenere alle *Good Run List*<sup>1</sup>
- passare il trigger HLT `g120 loose`
- passare la selezione *good vertex*, cioè deve essere ricostruito un vertice con almeno tre tracce associate
- Jet cleaning: vengono rigettati eventi sovrapposti a leptoni o fotoni e con  $p_T < 20$  GeV e vengono rigettati eventi che presentano jet non provenienti dall'hard scattering (ad esempio jet dovuti a rumore del rivelatore e in generali provenienti da fondi non collisionali)

Una volta passa questa prima selezione gli eventi vengono ulteriormente selezionati per entrare nelle regioni dell'analisi. Per validare le predizioni nella *Regione di Segnale* (SR), in cui ci si aspetta la vera segnatura  $DM + \gamma$ , si utilizzano tre *Regioni di Controllo* (CR), volutamente arricchite di leptoni: tali sono la regione  $1\mu CR$ , arricchita principalmente da eventi  $W(\mu\nu) + \gamma$ , la regione  $2\mu CR$  arricchita da eventi  $Z(\mu\mu) + \gamma$  e, infine, la regione  $2eCR$  arricchita da  $Z(ee) + \gamma$ . Su queste regioni, si esegue la stessa analisi che viene effettuata sulla SR, verificando che i risultati ottenuti siano in accordo con la predizione teorica e potendone ricavare quantità da applicare alla SR. In particolare, dalla  $1\mu CR$  è possibile ricavare un fattore di normalizzazione del background  $W(l\nu) + \gamma$  da applicare in SR. Similmente le altre due regioni,  $2\mu CR$  e  $2eCR$ , sono utilizzate per estrarre il fattore

<sup>1</sup>La GRL è una lista di eventi che sono stati raccolti in una fase in cui LHC e ATLAS erano nel pieno delle loro funzionalità.

di normalizzazione per  $Z(l\bar{l}) + \gamma$  e  $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ .

Di seguito sono riportati i tagli effettuati per la SR.

- $E_T^{miss} > 150$  GeV
- almeno 1 candidato fotone loose con  $p_T > 150$  GeV
- $|\eta^\gamma| < 2.37$ , escludendo il “crack” del calorimetro  $1.37 < |\eta^\gamma| < 1.52$
- $\Delta\phi(\gamma, E_T^{miss}) > 0.4$ , cioè il fotone non deve sovrapporsi al momento trasverso mancante
- jet veto: può essere ricostruito al massimo un solo jet con  $p_T > 30$  GeV; se viene ricostruito, deve anche essere separato dall’ $E_T^{miss}$ ,  $\Delta\phi(E_T^{miss}, \text{jet}) > 0.4$
- lepton veto: non devono essere ricostruiti elettroni ( $p_T > 7$  GeV) e muoni ( $p_T > 6$  GeV)

Le regioni di controllo si ottengono utilizzando gli stessi tagli della SR ma invertendo i tagli sul lepton veto. Per la  $1\mu CR$  si richiede che venga ricostruito un solo  $\mu$ , separato in  $\Delta\phi$  dall’ $E_T^{miss}$ . Similmente per la  $2\mu CR$  e  $2eCR$  si richiede che vengano ricostruiti due  $\mu$  o due  $e$ , entrambi ben separati da  $E_T^{miss}$ .

#### 2.4.2 SM Background

Solo pochi processi Standard Model producono la segnatura a singolo fotone con momento trasverso mancante. Richiedendo alta  $E_T^{miss}$  e alto momento trasverso del fotone, vengono ridotti i fondi provenienti da multijet, top quark e  $W/Z + jet$ . I processi rimanenti sono quindi quelli in cui un bosone  $W/Z$  è prodotto in associazione con un fotone. Il fondo principale dell’analisi è infatti il  $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$  (70% del background), che è anche un fondo irriducibile poiché non c’è modo di distinguerlo dal processo  $E_T^{miss} + \gamma$ , data l’invisibilità dei neutrini. Oltre a questo importante background esistono anche altri fondi al contrario riducibili:

1.  $W(l\nu) + \gamma$ , in cui il leitone non viene ricostruito oppure se  $l$  è un  $\tau$  che decade leptonicamente o è ricostruito come jet permesso; ha un’incidenza del 15%;
2.  $Z(l\bar{l}) + \gamma$  con entrambi i leptoni non ricostruiti, incidenza dell’ 1%;
3.  $W/Z + jets$ , cioè jet o elettrone ricostruito come fotone, incidenza 8%;
4.  $t\bar{t}$ , single- $t$ , diboson, in cui un elettrone è ricostruito come fotone, incidenza 1%;
5.  $\gamma + jets$ , jet o  $\gamma$  mal ricostruito, incidenza 5%

In figura 2.4 è stato valutato l'impatto dei fondi in ogni regione dell'analisi per quanto riguarda l' $E_T^{miss}$  attraverso una simulazione Monte Carlo. In figura 2.4(a) è visibile come il contributo dato dal processo  $Z(\nu\nu) + \gamma$  sia quello dominante, come ci aspettiamo. Nelle regioni di controllo, invece, si osserva che i contributi dominanti siano rispettivamente quello proveniente da  $W(l\nu) + \gamma$  per  $1\mu CR$ , mentre  $Z(ll) + \gamma$  per  $2\mu CR$  e  $2eCR$ .

Ogni tipologia di background è valutata con una tecnica diversa. Per quanto riguarda il fondo irriducibile di  $Z(\nu\nu) + \gamma$  e da  $Z(ll) + \gamma$  (2) e quelli provenienti da  $W(l\nu) + \gamma$  (1), l'unica tecnica percorribile è quella di valutarne il contributo attraverso una simulazione Monte Carlo da cui si estraggono due fattori di normalizzazione sui dati, uno per i processi da Z e l'altro per i processi da W. Al contrario, i background (3) e (4) sono stimati con tecniche data-driven, cioè in cui non si utilizzano simulazioni ma si stima il contributo del fondo a partire dai dati reali. Le simulazioni, infatti, non descrivono bene l'errata ricostruzione nel calorimetro degli oggetti. In particolare, per quanto riguarda la probabilità di ricostruire un elettrone come fotone (“electron fake rate”) si usa una tecnica chiamata Tag&Probe. Il fake rate così ricavato viene applicato a regioni simili a quelle dell'analisi in cui però il fotone è sostituito dall'elettrone. Il contributo dovuti ai jet è invece l'argomento di questa tesi è verrà ampiamente trattato nel capito 4. Infine una tecnica di fit simultaneo riscalza sui dati il modello ottenuto dalle predizioni Monte Carlo nelle regioni di controllo. La trattazione completa dell'analisi dei fondi si trova in [13].

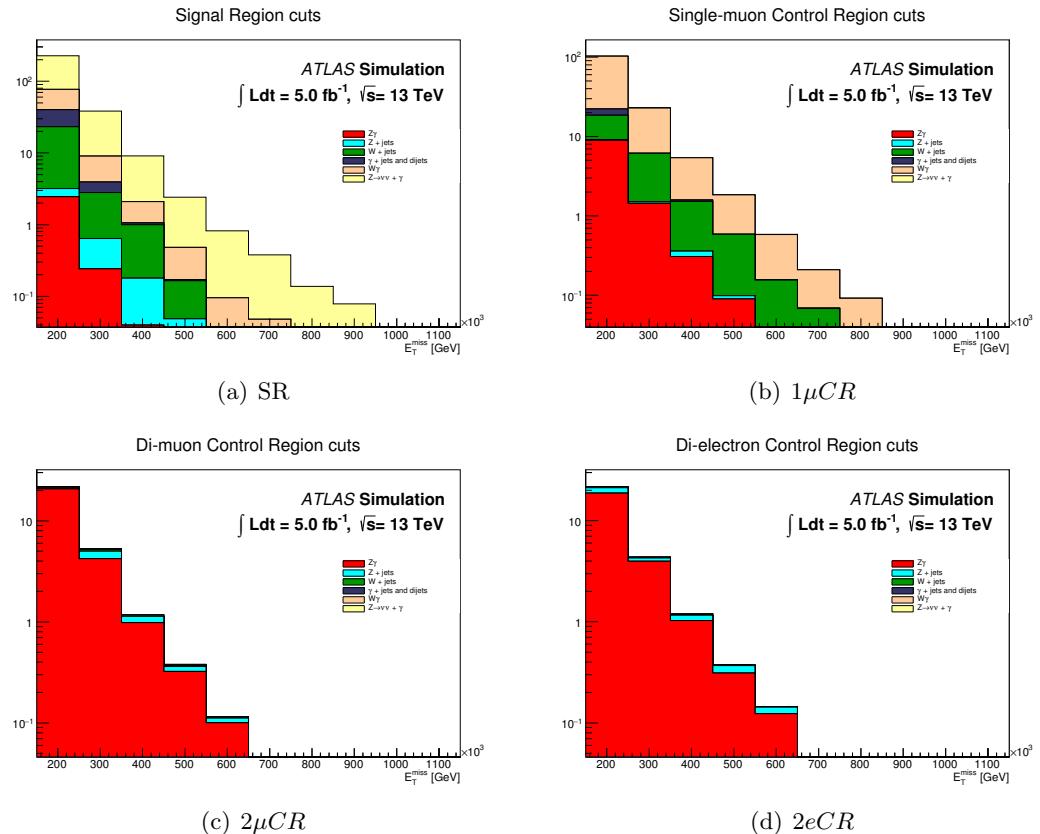


Figura 2.4: Composizione del background per l' $E_T^{\text{miss}}$  nelle quattro regioni dell'analisi per una luminosità di  $5 \text{ fb}^{-1}$  a  $13 \text{ TeV}$ .

## Capitolo 3

# Ricostruzione di fotoni ed $E_T^{miss}$ in ATLAS

Un evento proveniente da una collisione protone-protone avvenuta in ATLAS è l'insieme delle informazioni che otteniamo dal rivelatore. Esse sono semplici segnali elettrici, provenienti ad esempio dai depositi di energia nel calorimetro, e devono essere processati e interpretati in modo da ottenere le variabili cinematiche delle particelle prodotte nell'interazione.

In questo capitolo verrà analizzato come il rivelatore ATLAS ricostruisca gli oggetti fisici interessanti per l'analisi monophoton e la ricerca di materia oscura. Verranno analizzate alcune variabili dell'identificazione del fotone e le tecniche di ricostruzione dell'energia trasversa mancante. La lista di oggetti ricostruibili da ATLAS è naturalmente più lunga, ma non verrà trattata. Per una trattazione approfondita della ricostruzione di fotoni, elettroni, muoni, jets si veda [1], [6], [7].

### 3.1 Dati e simulazioni Monte Carlo

La ricostruzione degli oggetti fisici viene effettuata in parallelo sia sui dati che su simulazioni Monte Carlo. Tali simulazioni sono largamente utilizzate e risultano fondamentali nelle analisi dati poiché forniscono utili strumenti per la comprensione dei contributi (segnali, fondi, etc.) e del comportamento dei rivelatori. Tali simulazioni sono prodotte da computer ma sono praticamente indistinguibili dai dati reali (se non per il nome). Vengono generate tramite tre step successivi. Nel primo si simula la collisione tra i partoni, l'adronizzazione e il decadimento delle particelle generate. Nel secondo si emula l'interazione delle particelle con il rivelatore e nel terzo step si riproducono i segnali generati dai rivelatori e si ricostruiscono gli eventi con gli stessi algoritmi utilizzati sui dati.

Le simulazioni, dato l'alto grado di complessità, vengono implementate e eseguite direttamente al CERN. Vengono poi distribuite come avviene per i dati.

## 3.2 Fotoni

### 3.2.1 Ricostruzione

La segnatura principale di un fotone è la presenza nel calorimetro elettromagnetico di un deposito di energia (cluster). Come già specificato nel capito 1, figura 1.2, questa segnatura è uguale per fotoni ed elettroni. Il discriminante tra essi è dato dalla presenza nell'inner detector di una traccia che punta a tale cluster: se essa è presente significa che è stata lasciata da una particella carica (nel nostro caso può essere solo un elettrone o un positrone). Un cluster senza una traccia associata è quindi classificata come un fotone *non convertito*. Tale dicitura indica il fatto che il fotone è stato emesso dal vertice di interazione primario ed è stato rivelato dal calorimetro. Al contrario, un fotone *convertito* è un fotone che, dopo essere stato prodotto nel vertice primario, ha generato una coppia elettrone-positrone (dunque crea un vertice secondario): la segnatura di tale processo è la presenza di un cluster energetico con due tracce associate non provenienti dal vertice di interazione primario.

La ricostruzione dei fotoni nella parte centrale del rivelatore ( $\eta < |2.5|$ ) inizia dalla ricerca di depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico, [6]. Tale operazione è effettuata da un algoritmo, detto “sliding window”, in cui una finestra in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  di  $0.125 \times 0.125$  viene fatta scorrere sulla griglia di celle calorimetriche. L'algoritmo scarta i cluster con energia inferiore ai 2.5 GeV, per eliminare il rumore elettronico del calorimetro e del pile-up<sup>1</sup>. Infine un cluster di  $3 \times 7$  ( $0.075 \times 0.175$ ) viene creato per elettroni e fotoni convertiti mentre per i fotoni non convertiti la dimensione è  $3 \times 5$ . Per classificare l'oggetto come fotone (convertito o non) oppure elettrone si rendono necessarie le informazioni sulla traccia. Per questo, l'algoritmo di tracking ricostruisce le tracce parallelamente all'algoritmo di clustering, fittando i punti misurati nell'inner detector. Da questo algoritmo viene inoltre calcolata e trattata la possibile energia persa per bremsstrahlung. In seguito l'algoritmo di vertexing ricostruisce i vertici di interazione e li classifica come primari o secondari. A questo punto l'algoritmo di clustering associa la traccia ricavata e richiede poi che tale traccia punti il deposito energetico all'interno di una finestra di  $0.05 \times 0.05$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  intorno al baricentro del cluster. Se non esiste traccia da associarci, l'oggetto è classificato come fotone non convertito. Altrimenti, si ricerca se esistono tracce provenienti da un vertice secondario e in base a tale informazione si classifica l'oggetto come fotone convertito o elettrone.

### 3.2.2 Identificazione

A questo punto si è costruita una lista di possibili candidati fotoni. Bisogna ora cercare di discriminare e identificare quali fotoni sono reali e quali invece derivano da una errata ricostruzione da jet adronici.

<sup>1</sup>Le interazioni *pile-up* sono collisioni protone-protone addizionali che sono registrate come appartenenti ad uno stesso evento, ma che sono in realtà originate da una distinta collisione  $pp$ . In pratica, la condizione di pile-up ci dice quante collisioni protone-protone sono avvenute nello scontro di due bunches.

Le variabili di identificazione sono basate sul profilo trasversale e longitudinale dello sciamme creato al passaggio del fotone nel calorimetro elettromagnetico. Tale profilo è diverso da quello creato da particelle adroniche o da particolari decadimenti di esse. Ad esempio ci aspettiamo che un fotone rilasci la maggior parte della sua energia nel calorimetro elettromagnetico e quindi la quantità rilasciata in quello adronico sia piccola. Oppure, un  $\pi^0$  appartenente ad un jet può decadere in due fotoni collimati: il cluster nel primo strato del calorimetro (strips) sarà così formato da due picchi intensi e vicini, indice del decadimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

I criteri di selezione non dipendono dal  $p_T$  del fotone, ma sono diversi in sette differenti intervalli di pseudorapità per tener conto della differenza nella forma dello sciamme in zone diverse del calorimetro. In tabella 3.2 viene riportata una lista delle variabili di identificazione con una breve spiegazione.

Una volta definite le variabili di identificazione, i fotoni possono essere divisi in due sottogruppi. Essi possono essere definiti *loose* se passano i tagli sul leakage adronico e sulle middle strips (a meno del taglio  $R_\phi$ ). I fotoni *tight*, invece, sono un'estensione dei fotoni loose che passano i tagli su tutte le variabili di identificazione.

Nell'analisi dei dati si farà largo uso dei fotoni *tight* e verranno definite tre nuove classi di fotoni, intermedie tra la selezione *loose* e *tight*. Questi gruppi sono stati chiamati *tight-3*, *tight-4*, *tight-5*: ad esempio, il fotone *tight-4* è un fotone che rientra in questa selezione se soddisfa tutti i tagli meno quattro e non è *tight*, cioè fallisce uno o più tagli tra quei quattro.

Più precisamente le variabili di cui non si controlla il valore sono:

- per *tight-3*:  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ,  $w_{s_3}$
- per *tight-4*:  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ,  $w_{s_3}$ ,  $E_{\text{ratio}}$
- per *tight-5*:  $F_{\text{side}}$ ,  $\Delta E$ ,  $w_{s_3}$ ,  $E_{\text{ratio}}$ ,  $w_{s_{tot}}$

Le variabili sono scelte cercando di minimizzare la correlazione con l'isolamento. Come si nota, tutte queste variabili sono calcolate dal primo strato del calorimetro EM. Esse infatti misurano comportamenti locali dello sciamme. Tra di esse si preferisce utilizzare le variabili locali come  $\Delta E$ ,  $E_{\text{ratio}}$  etc, poiché misurano depositi di energia teoricamente poco correlati con lo sviluppo longitudinale dello sciamme.

### 3.2.3 Isolamento

L'ultima variabile importante per diminuire la contaminazione del fondo adronico nella selezione del fotone è l'isolamento. Tale variabile è chiamata  $E_T^{\text{iso}}$ . L'idea è quella di misurare l'energia intorno al candidato fotone: se questa rimane al di sotto una certa soglia prefissata si dice che il fotone è isolato.

Il calcolo di  $E_T^{\text{iso}}$  è effettuato in un cono di raggio  $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ . All'interno

Categoria	Nome	Descrizione	Loose	Tight
Leakage Adronico	$R_{had_1}$	Rapporto tra energia trasversa rilasciata nel primo strato del calorimetro adronico e quella totale del cluster EM	✓	✓
	$R_{had}$	Rapporto tra $E_T$ del cluster adronico ed $E_T$ totale del cluster EM	✓	✓
Middle Layer CaloEM	$R_\eta$	Rapporto in $\eta$ tra le energie di $3 \times 7$ celle su $7 \times 7$	✓	✓
	$w_{\eta_2}$	Larghezza laterale shower	✓	✓
	$R_\phi$	Rapporto in $\phi$ tra le energie di $3 \times 7$ celle su $7 \times 7$		✓
Strip Layer CaloEM	$w_{s_3}$	Larghezza dello shower per tre strips calcolato intorno al massimo deposito di energia		✓
	$w_{s_{tot}}$	Larghezza totale laterale shower		✓
	$F_{side}$	Energia contenuta tra le tre strips del nucleo centrale e sette strips divisa per l'energia delle tre strips centrali		✓
	$\Delta E$	Differenza tra energia associata al secondo massimo nelle strips e il valore minimo dell'energia ricostruita nelle strip tra quella calcolata con il primo o il secondo massimo		✓
	$E_{ratio}$	Rapporto tra la differenza di energia nelle strips associata al primo e al secondo massimo sulla somma delle energie		✓

Tabella 3.1: Variabili di identificazione fotone

di questo cono, un algoritmo ricerca clusters di celle con depositi energetici sopra una certa soglia e topologicamente connesse tra loro, sia nel calorimetro adronico che elettromagnetico. Tale metodo è applicato in modo da ridurre il rumore elettronico. In seguito si sottrae il contributo del fotone, rimuovendo una zona rettangolare ( $5 \times 7$ ) intorno all'asse del cono, figura 3.1. A questo sottrae nuovamente il contributo derivante da underlying event e di pile-up. Viene corretto inoltre il contributo del  $p_T$ -leakage, cioè la quantità di energia portata dal fotone che fuoriesce dal rettangolo precedentemente rimosso. Questi contributi vengono valutati evento per evento. Il risultato così trovato viene salvato nella variabile  $\text{TopoEtCone40}_{corr}$ .

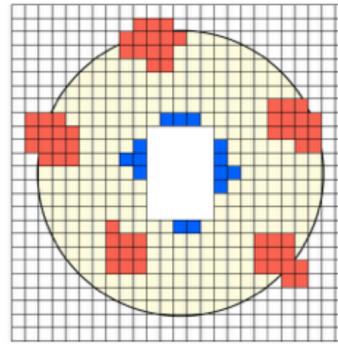


Figura 3.1: TopoEtCone40: in giallo è indicato il cono di isolamento, in arancione sono indicati i cluster topologicamente connessi, in blu il  $p_T$  leakage, il rettangolo centrale è rimosso.

Riguardo all'analisi effettuata, si è sempre utilizzata la variabile  $\text{TopoEtCone40}_{corr}$  ma in due differenti modi. Nella prima fase dell'analisi si è usato un taglio di isolamento fisso, cioè il fotone si definiva isolato se  $\text{TopoEtCone40}_{corr} < 5 \text{ GeV}$ . Successivamente, la collaborazione ATLAS ha aggiornato il taglio in isolamento, rendendolo dipendente dal  $p_T$  del fotone. In questo caso il fotone si classifica come isolato se

$$\text{TopoEtCone40}_{corr} < 0.024p_T^\gamma + 2.88 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

Questa nuova definizione ha il vantaggio di mantenere elevata l'efficienza di selezione dei fotoni veri ad alta energia: infatti, più un fotone ha alto momento trasverso, più aumentano le fluttuazioni del leakage all'esterno del rettangolo sottratto nel calcolo di  $E_T^{iso}$ . Con un taglio di isolamento fisso, tale contributo tende a crescere per fotoni ad alto  $p_T$ , riducendo l'efficienza di un taglio fisso. Con il taglio variabile, invece, al crescere del momento trasverso del fotone cresce anche la soglia di isolamento, permettendo a fotoni con alto  $p_T$  di essere comunque isolati.

### 3.3 Momento Trasverso Mancante

Nel piano trasversale  $xy$  alla direzione del fascio, il momento trasverso totale deve avere valore nullo a causa del principio di conservazione del momento. Uno sbilanciamento di

tal quantità può quindi segnalare la presenza di una particella uscita dal rivelatore senza lasciare una traccia visibile. Tali particelle interagiscono debolmente con la materia ordinaria: possono essere ad esempio i neutrini (se ci riferiamo a particelle SM) oppure particelle non conosciute, come quelle appartenenti alla teoria SUSY, o, come nel nostro caso, materia oscura.

Da queste semplici considerazioni si può comprendere l'importanza della variabile chiamata *Momento Trasverso Mancante*,  $E_T^{miss}$ . Molte ricerche di nuova fisica si basano sull'utilizzo e l'analisi delle informazioni che può contenere tale quantità. Una trattazione dettagliata della ricostruzione di questa quantità è data in [9]

L' $E_T^{miss}$  viene calcolata sommando i depositi di energia lasciati dalle particelle “visibili” cambiate di segno. Ai depositi di energia viene associato un vettore  $\mathbf{E} = E\mathbf{n}$ , dove  $\mathbf{n}$  è un versore che punta verso il deposito di energia dal centro di interazione. Lungo l'asse  $x$  e  $y$  è quindi possibile scrivere:

$$\begin{aligned} E_x^{miss} &= -\sum E_x \\ E_y^{miss} &= -\sum E_y \end{aligned} \quad (3.2)$$

dove  $E_x$  ed  $E_y$  indicano i depositi di energia, separati lungo le componenti  $xy$ . Il modulo di  $\mathbf{E}_T^{miss}$  e il rispettivo angolo azimutale sono dati da:

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2} \quad (3.3)$$

$$\Phi^{miss} = \arctan\left(\frac{E_x^{miss}}{E_y^{miss}}\right) \quad (3.4)$$

### 3.3.1 Ricostruzione $E_T^{miss}$

Come espresso precedentemente, il calcolo corretto di  $E_T^{miss}$  è cruciale in molte analisi effettuate ad ATLAS. Purtroppo però la ricostruzione di questo oggetto è tutt'altro che banale. Alla sua definizione infatti sono necessari tutti gli oggetti rivelabili e le corrispondenti variabili cinematiche. Inoltre è molto sensibile al rumore elettronico dei calorimetri, all'underlying event, al pile-up e al fondo di raggi cosmici.

L'algoritmo di ricostruzione standard somma i contributi cambiati di segno di ogni oggetto ricostruito e calibrato dell'evento in un ordine prestabilito: elettroni, fotoni, tau, jets e muoni. A questi, viene aggiunto un contributo chiamato *Soft Term* che tiene conto di ogni deposito energetico topologicamente connesso del calorimetro non associato ad un oggetto ricostruito. Esso è uno dei termini più complicati da conteggiare poiché deve includere gli oggetti a basso  $p_T$  e tener conto del pile-up, del rumore elettronico e del fondo di raggi cosmici. L'energia è quindi data da

$$E_x^{miss} = E_x^{miss,e} + E_x^{miss,\gamma} + E_x^{miss,\tau} + E_x^{miss,jets} + E_x^{miss,\mu} + E_x^{miss,SoftTerms} \quad (3.5)$$

e similmente per  $y$ .

Una più dettagliata trattazione della ricostruzione, della performance e degli errori sistematici associati è data in [11].

In questa analisi verranno usate differenti formulazioni di  $E_T^{miss}$ . Poiché nella Signal Region ricerchiamo materia oscura e applichiamo un voto sul numero di elettroni, muoni e jet, si è scelto di usare come formulazione quella data in (3.5). Nella  $1\mu CR$  e  $2\mu CR$ , si è preferito invece usare una  $E_T^{miss}$  in cui i muoni fossero trattati come invisibili, mentre nella  $2eCR$  si è usata una  $E_T^{miss}$  in cui gli elettroni fossero trattati come invisibili. Questa scelta permette di popolare le regioni di controllo usate per la stima dei fondi  $W/Z + \gamma$ . I profili di distribuzione di  $E_T^{miss}$  in figura 3.2 mostrano come i profili di distribuzione siano comunque compatibili.

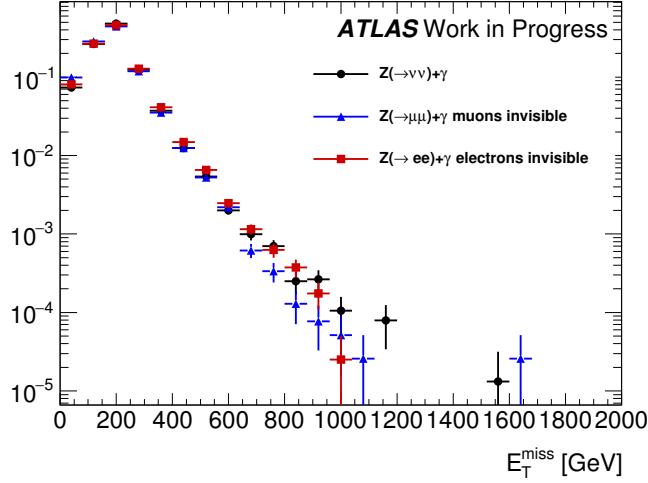


Figura 3.2: Profili distribuzione di  $E_T^{miss}$  per i processi  $Z(\nu\nu) + \gamma$ ,  $Z(\mu\mu) + \gamma$ ,  $Z(ee) + \gamma$  ottenuto da simulazioni Monte Carlo

## Capitolo 4

# Jet ricostruiti come fotoni

Il fondo di jet ricostruiti come fotoni ha una incidenza di circa 8% sul background totale dell’analisi monophoton. Non è quindi un fondo dominante, ma necessita comunque di essere attentamente valutato con tecniche data-driven poiché i Monte Carlo non solo affidabili. Questo tipo di fondo deriva principalmente dai processi  $W + jet$  e  $Z + jet$ , in cui il jet viene scambiato per fotone.

In questo capitolo verrà trattato in dettaglio il metodo utilizzato per determinare la probabilità di misidentificazione (in seguito, “fake rate”), quali correzioni si possano apportare al metodo, la sua validazione e l’analisi dei primi dati provenienti da ATLAS.

### 4.1 Metodo Base

Il *Two Dimensional Sideband Method* è una tecnica data-driven che viene utilizzata per determinare la contaminazione di fondo in una data regione di segnale. Il metodo consiste nel ricavare il numero di eventi di fondo in tale regione grazie ad altre regioni in cui si è “sicuri” che non sia presente il segnale ricercato.

Poiché il nostro segnale consiste in eventi con un fotone tight ed isolato, si costruisce un piano bidimensionale ordinato in cui su un asse si pone la variabile di identificazione del fotone, o *tightness*, e sull’altro il suo isolamento. A questo punto, si dividono gli assi in due regioni ciascuno. Sull’asse delle ordinate non si ha una variabile continua: vengono definiti due bin, uno per i fotoni tight (che quindi hanno passato la selezione tight) e uno per i fotoni non tight, cioè hanno passato la selezione tight-4, taglio descritto alla fine della sezione 3.2.2. Viene utilizzata tale selezione in modo da avere abbastanza statistica nelle due regioni non-tight. La selezione tight-3 e tight-5 verranno invece utilizzate successivamente per calcolare l’errore sistematico. Sulle ascisse, invece, si applica il taglio descritto dell’equazione (3.1). In particolare si valuta il valore di

$$\text{TopoEtCone40}_{corr} - 0.024p_T - 2.88 \text{ GeV} \quad (4.1)$$

se tale valore è minore di zero il fotone si definisce isolato. Al contrario, il fotone si definisce

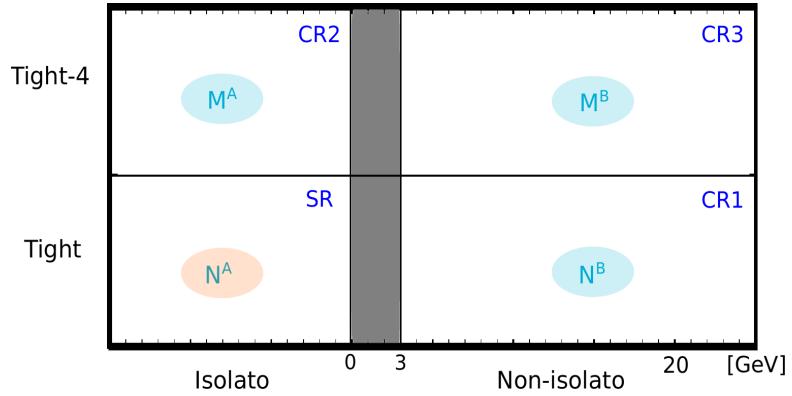


Figura 4.1: Rappresentazione schematica del Two Dimensional Sideband Method

sce non isolato se il valore di (4.1) è maggiore di 3 GeV (energia di controllo) e minore di 27 GeV. Tutti i fotoni che entrano nella regione tra 0 e 3 GeV vengono scartati: in questo modo si riduce il numero di eventi di segnale che fuoriescono dalla regione tight isolata. Una rappresentazione schematica del metodo è data in figura 4.1.

Sono state così definite quattro regioni:

- fotoni tight isolati, Signal Region (SR)
- fotoni tight non isolati, Control Region 1 (CR1)
- fotoni non tight isolati, Control Region 2 (CR2)
- fotoni non tight non isolati, Control Region 3 (CR3)

Inoltre definiamo  $N^A$ ,  $N^B$ ,  $M^A$ ,  $M^B$  il numero di fotoni entranti rispettivamente nelle regioni SR, CR1, CR2 e CR3. Poiché inoltre vogliamo distinguere tra segnale e fondo, chiameremo  $N_{sign}^A$  il numero di eventi di segnale e  $N_{bkg}^A$  il numero di eventi di fondo (ugualmente si farà anche per le regioni di controllo). Vale quindi la relazione

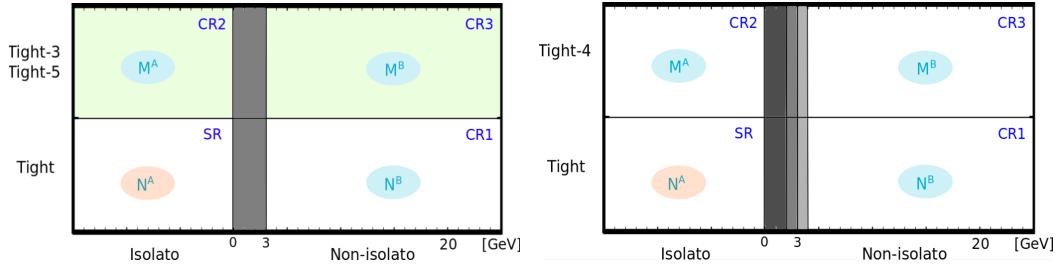
$$N^A = N_{sign}^A + N_{bkg}^A \quad (4.2)$$

per la SR e similmente per le restanti regioni.

Il metodo si basa su due ipotesi:

1. nelle CR la componente di segnale è trascurabile

$$\begin{aligned} N^B &= N_{sign}^B + N_{bkg}^B \approx N_{bkg}^B \\ M^A &= M_{sign}^A + M_{bkg}^A \approx M_{bkg}^A \\ M^B &= M_{sign}^B + M_{bkg}^B \approx M_{bkg}^B \end{aligned} \quad (4.3)$$



(a) Metodo con taglio in tightness variato, (b) Metodo con taglio in isolamento variato a 2 o 4 GeV, indicato dalla scala di grigi

Figura 4.2: Valutazione delle sistematiche nel metodo Two Dimensional SideBand

2. per il background, la correlazione tra isolamento e tightness è trascurabile

$$R = \frac{N_{bkg}^A M_{bkg}^B}{N_{bkg}^B M_{bkg}^A} = 1 \quad (4.4)$$

Date queste due ipotesi è molto semplice calcolare il numero di eventi di fondo in SR,  $N_{sign}^A$ . Basta infatti sostituire (4.3) in (4.4):

$$N_{bkg}^A = \frac{N_{bkg}^B M_{bkg}^A}{M_{bkg}^B} = \frac{N^B M^A}{M^B} \quad (4.5)$$

Il numero di eventi di segnale sarà quindi dato da

$$N_{sign}^A = N^A - N_{bkg}^A = N^A - \frac{N^B M^A}{M^B} \quad (4.6)$$

con errore statistico dato da

$$\sigma_{N_{sign}^A} = \sqrt{N^A + \left( \frac{N^B M^A}{M^B} \right)^2 \left( \frac{1}{N^B} + \frac{1}{M^A} + \frac{1}{M^B} \right)} \quad (4.7)$$

La purezza del campione analizzato è calcolata come la percentuale di eventi di segnale sul totale:

$$P = \frac{N_{sign}^A}{N^A} = 1 - \frac{N^B M^A}{N^A M^B} \quad (4.8)$$

$$\sigma_P = \frac{N^B M^A}{N^A M^B} \sqrt{\left( \frac{1}{N^A} + \frac{1}{N^B} + \frac{1}{M^A} + \frac{1}{M^B} \right)} \quad (4.9)$$

L'errore sistematico è stato valutato attraverso i valori di  $N_{sign}^A$  e  $P$  ottenuti variando i tagli di tightness e di isolamento. Si è utilizzato quindi tight-3 o tight-5 al posto di tight-4 (figura 4.2(a)), oppure si è variata l'energia di controllo a 2 o 4 GeV (figura 4.2(b)). Ricavati il numero di eventi di segnale da questi metodi, l'errore sistematico è stato valutato come differenza percentuale con il numero di eventi di segnale con il metodo base.

È importante rimarcare il fatto che le equazioni (4.6) e (4.8) si ottengono unicamente dal numero di fotoni che entrano nelle varie regioni del metodo ( $N^A, N^B, M^A, M^B$ ) e non vengono utilizzate simulazioni Monte Carlo per ricavare questi valori. Bisogna anche tenere presente che per ottenere queste equazioni è necessario che le ipotesi siano soddisfatte.

Per valutare la bontà delle predizioni del metodo appena descritto, si è utilizzato un campione di pseudo dati Monte Carlo. Tale set di dati è stato composto utilizzando un Monte Carlo di puro segnale ( $W(\mu\nu) + \gamma$ ), in cui ci aspettiamo quindi di trovare solamente fotoni tight isolati, e un Monte Carlo di puro fondo ( $W + \text{jet}$ ). La purezza di questo campione è stata quindi calcolata come

$$P_{MC} = \frac{N \text{ eventi } \in W(\mu\nu) + \gamma \text{ in SR}}{N \text{ eventi totali in SR}} = 84\% \quad (4.10)$$

Il campione è stato poi analizzato con il metodo ABCD: su di esso è stata applicata una selezione simile a quella regione di segnale dell'analisi, in cui però non si è richiesto il lepton veto e il jet veto. La purezza predetta è:

$$P = 87\% \pm 2\% \pm 6\% \quad (4.11)$$

Come si nota, i due valori ottenuti sono compatibili all'interno degli errori. Il metodo risulta quindi validato.

#### 4.1.1 Signal leakage

Dopo aver validato il metodo base, si è valutato l'impatto della fuoriuscita di segnale dalla SR, equazione (4.3). Per effettuare questa verifica bisogna disporre di dati in cui siamo completamente sicuri che sia presente solo segnale. Poiché dai dati reali non è possibile estrarre un campione puro al 100%, si sono utilizzati dei Monte Carlo di puro segnale: nel metodo base, i candidati fotone dovrebbero essere contenuti tutti nella regione di segnale; se ciò non accadesse, si dovrebbe determinare la percentuale di segnale che entra nelle regioni di controllo (*Signal Leakage*) per correggere la stima della purezza. I campioni Monte Carlo utilizzati per questa verifica sono basati sui processi:

- $W(l\nu) + \gamma$
- $Z(l\bar{l}) + \gamma$
- $Z(\nu\nu) + \gamma$

A questi campioni viene applicata la selezione corrispondente a ogni regione dell'analisi e successivamente gli eventi vengono divisi nelle quattro regioni del metodo. Un esempio di risultato si trova in figura 4.3.

Come è possibile notare dalla figura 4.3, non tutto il segnale è contenuto nella SR: nel bin tight-4 c'è un piccola frazione di segnale visibile e anche nel bin tight, oltre 0 GeV è presente segnale, seppur modesto. Questo comporta la necessità di applicare delle correzioni

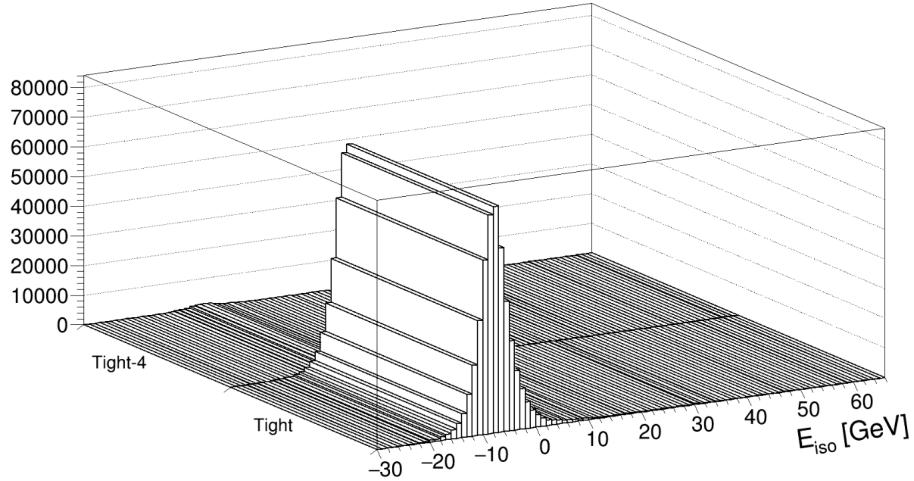


Figura 4.3: Distribuzione delle variabili di isolamento nella SR su campione di puro segnale

al metodo dato che il contributo del segnale nelle regioni di controllo non è trascurabile. Possiamo quindi prendere in considerazione la perdita di segnale nel seguente modo. Per ciascuna regione di controllo possiamo correggere la relazione tra il numero di eventi osservati e il numero di eventi di background:

$$\begin{aligned}
 N^B &= N_{bkg}^B + N_{sign}^B = N_{bkg}^B + N_{sign}^A \frac{N_{sign}^B}{N_{sign}^A} \\
 M^A &= M_{bkg}^A + M_{sign}^A = M_{bkg}^A + N_{sign}^A \frac{M_{sign}^A}{N_{sign}^A} \\
 M^B &= M_{bkg}^B + M_{sign}^B = M_{bkg}^B + N_{sign}^A \frac{M_{sign}^B}{M_{sign}^A}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

usando i Monte Carlo di segnale possiamo determinare i rapporti in (4.12)

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{sign}^B}{N_{sign}^A} &= c_1 \approx \frac{N_{signMC}^B}{N_{signMC}^A} \\
 \frac{M_{sign}^A}{N_{sign}^A} &= c_2 \approx \frac{M_{signMC}^A}{N_{signMC}^A} \\
 \frac{M_{sign}^B}{N_{sign}^A} &= c_1 \approx \frac{M_{signMC}^B}{N_{signMC}^A}
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Una rappresentazione schematica del significato dei coefficienti di leakage è data in figura 4.4.

Utilizzando le equazioni (4.13) e (4.6) si ottiene

$$N_A^{sign} = N^A - N_{bkg}^B \frac{M_{bkg}^A}{M_{bkg}^B} = N^A - (N^B - N_{sign}^A \cdot c_1) \frac{(M^A - N_{sign}^A \cdot c_2)}{(M^B - N_{sign}^A \cdot c_3)} \tag{4.14}$$

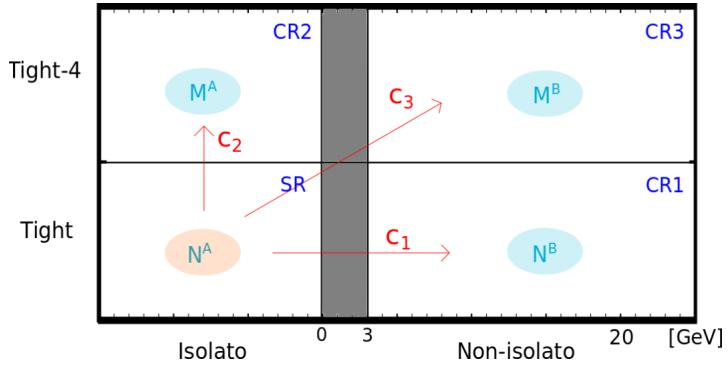


Figura 4.4: Rappresentazione schematica del signal leakage. Accanto ad ogni freccia è indicato il rispettivo coefficiente.

Coefficients of signal leakage	
SR	$1\mu CR$
$c_1 = 2.68\% \pm 0.02\%$	$c_1 = 3.67\% \pm 0.04\%$
$c_2 = 2.11\% \pm 0.02\%$	$c_2 = 2.54\% \pm 0.03\%$
$c_3 = 0.312\% \pm 0.008\%$	$c_3 = 0.87\% \pm 0.02\%$
$2\mu CR$	$2eCR$
$c_1 = 2.32\% \pm 0.07\%$	$c_1 = 2.40\% \pm 0.07\%$
$c_2 = 2.07\% \pm 0.06\%$	$c_2 = 2.08\% \pm 0.06\%$
$c_3 = 0.66\% \pm 0.03\%$	$c_3 = 0.11\% \pm 0.02\%$

Tabella 4.1: Valori dei coefficienti di signal leakage per le quattro regioni dell'analisi

Ricavando  $N_{sign}^A$  da questa equazione si ottiene:

$$N_{sign}^A = \left( N^A - N^B \frac{M^A}{M^B} \right) \frac{1}{1 + \frac{c_3 N^A - c_2 N^B - c_1 M^A}{M^B}} \quad (4.15)$$

Si può notare che ponendo  $c_1 = c_2 = c_3 = 0$  si ritorna all'equazione del metodo base, (4.6).

I valori dei coefficienti di signal leakage sono stati calcolati per ogni regione dell'analisi attraverso un campione Monte Carlo contenente i processi precedentemente indicati. Ogni evento è stato pesato con le corrispondenti sezione d'urto, efficienza di filtro, il rispettivo *k-factor*<sup>1</sup>, il numero di eventi generato e una luminosità integrata di  $10^4 \text{fb}^{-1}$  (valore scelto poiché riporta la statistica degli eventi a quelli presenti nei Monte Carlo prima del ripensamento). I valori per i tre coefficienti si trovano in tabella 4.1. L'errore statistico su tali valori è stato calcolato come:

$$\sigma_{c_i} = c_i \cdot \sqrt{\frac{1}{N^A} + \frac{1}{D}} \quad (4.16)$$

<sup>1</sup>Il *k-factor* è un valore, dipendente dal generatore Monte Carlo utilizzato, che stima la correzione da applicare al primo ordine in teoria delle perturbazioni

con  $i = 1, 2, 3$  e, rispettivamente,  $D = N^B, M^A, M^B$ . I coefficienti sono stati calcolati anche con le versioni del metodo utilizzate per valutare le sistematiche. In questo modo, ogni metodo “modificato” applica i propri coefficienti di signal leakage per valutare il numero di eventi di segnale e la purezza. Ad esempio, si prenda il metodo con tight-3 al posto di tight-4, figura 4.2(a): questo metodo analizza il campione di puro segnale e ricava i tre coefficienti. Essi saranno diversi da quelli ottenuti con il metodo base (regione non tight definita da tight-4). I coefficienti così ottenuti sono utilizzati per l’analisi di dati reali nel metodo con tight-3. La purezza e il numero di eventi di segnale ottenuti sono utilizzati per valutare l’errore sistematico sul metodo con tight-4. Analogamente, questo procedimento viene messo in atto con il metodo in cui al posto di tight-4 si usa tight-5 e con i metodi con energia di controllo a 2 o 4 GeV.

Il metodo corretto per i coefficienti di signal leakage è stato validato sullo stesso campione precedentemente utilizzato, (4.10). La purezza del campione ottenuta con il metodo è risultata essere:

$$P = 89\% \pm 2\% \pm 5\%, \quad (4.17)$$

cioè compatibile entro  $1\sigma$  con la purezza (4.10). Tale metodo risulta quindi validato.

#### 4.1.2 Correlazione tra le variabili per il fondo

Analogamente a quanto effettuato per l’ipotesi (4.3), si deve studiare l’impatto della seconda ipotesi del metodo, la correlazione del fondo. Questa verifica può essere eseguita grazie a simulazioni Monte Carlo dei processi  $W + jet$  e  $Z + jet$ , per le stesse ragioni discusse nella sezione precedente. Tali simulazioni contengono solo fondo ricostruito come fotoni e quindi si può studiarne la correlazione.

Poiché si è voluto minimizzare l’errore dovuto alla ricostruzione di oggetti differenti dai jet, si è preferito utilizzare il campione di  $W(\mu\nu) + \gamma$ . In questo modo l’unica quantità ricostruita nel calorimetro è il jet e si hanno meno incertezze anche sul calcolo di  $E_T^{miss}$ . Utilizzando questo campione, è stata calcolata la correlazione solo nella regione di momento del fotone (jet misidentificato)  $140 \text{ GeV} < p_T < 280 \text{ GeV}$ , cioè quella che porta il maggior contributo in termini di numero di eventi. Per aumentare la statistica inoltre, non vengo posti tagli sul numero di leptoni ricostruiti.

In figura 4.5 è rappresentata la matrice riempita con questo campione di puro fondo. Da notare la differenza con la figura 4.3, in cui il metodo analizza un campione di puro segnale.

La correlazione è stata calcolata con la formula (4.4). Il risultato ottenuto è

$$R = 1.06 \pm 0.14 \quad (4.18)$$

Poiché il valore è compatibile con l’unità entro  $1\sigma$ , non è necessaria una ulteriore correzione derivante dalla correlazione del fondo. Naturalmente lo studio sulla correlazione necessita

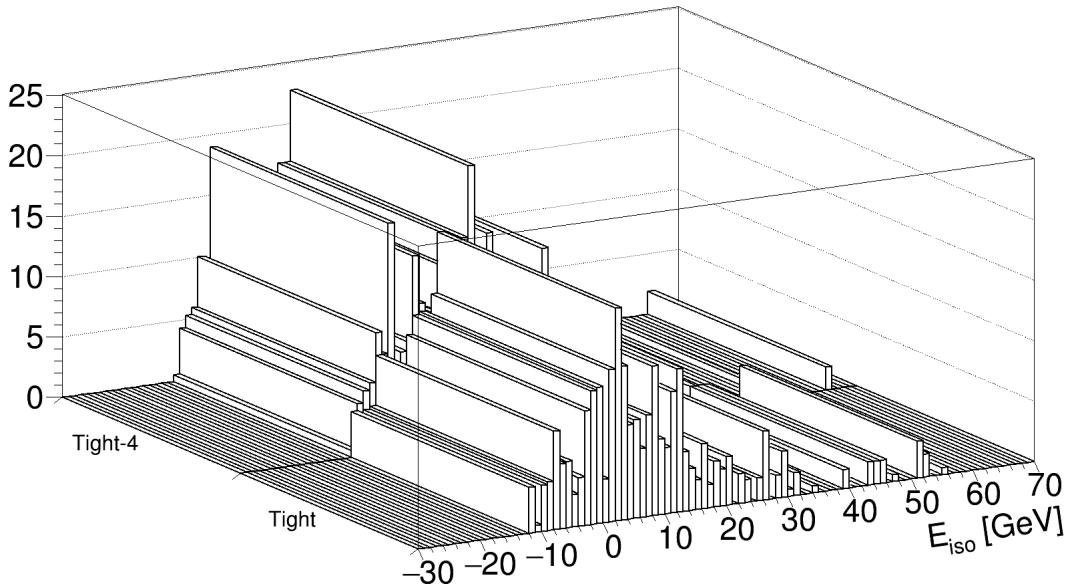


Figura 4.5: Metodo applicato su campione di fondo nella regione  $140 \text{ GeV} < p_T < 280 \text{ GeV}$ .

una estensione in range del  $p_T$  e un estensione anche a processi differenti.

## 4.2 Metodo ridotto

In previsione dell’analisi dei dati che verranno raccolti è stata implementata una versione del metodo *ridotta*. Si prevede infatti che con la luminosità raccolta durante il 2015, le regioni di controllo dell’analisi (in particolare  $2\mu CR$  e  $2eCR$ ) saranno poco popolate, rendendo difficilmente applicabili le stime data-driven. Per aggirare il problema si è utilizzato un Two Dimensional Sideband Method modificato.

L’idea di fondo è cercare di far guadagnare statistica alle regioni di controllo (CR2 e CR3) del metodo riguardante le regioni di controllo dell’analisi ( $2\mu CR$  e  $2eCR$ ). Per fare ciò, dobbiamo utilizzare la statistica presente in una zona popolata, per esempio le regioni CR2 e CR3 di  $SR$  e  $1\mu CR$ . Ora, trasferire direttamente il numero di eventi della CR2 di  $SR$  alla CR2 di  $2eCR$  è concettualmente sbagliato: anche se la regione del metodo è la stessa, non significa che deve avere lo stesso numero di eventi per una diversa regione dell’analisi. Ciò che invece si può fare è controllare se il rapporto

$$r = \frac{M^A}{M^B} \quad (4.19)$$

cioè il rapporto isolati/non-isolati nella regione non tight, sia compatibile tra le regioni dell’analisi. Se questa compatibilità è verificata, si potrebbe calcolare sui dati il rapporto proveniente dalle regioni  $SR$  e  $1\mu CR$  e applicarlo alle regioni  $2\mu CR$  e  $2eCR$ .

L’applicazione di tale rapporto sarebbe effettuata nel seguente modo. Consideriamo

Rapporti iso/non-iso	
<i>SR</i>	$r = 0.39 \pm 0.09$
$1\mu CR$	$r = 0.32 \pm 0.06$
$2\mu CR$	$r = 0.28 \pm 0.26$
$2eCR$	$r = 0.35 \pm 0.22$

Tabella 4.2: Valori dei rapporti per le quattro regioni dell’analisi

l’equazione (4.6) e sostituiamoci l’equazione (4.19).

$$N_{sign}^A = N^A - N^B \frac{M^A}{M^B} = N^A - N^B r \quad (4.20)$$

Già da questa equazione è visibile come sia possibile calcolare  $N_{sign}^A$  senza dover utilizzare gli eventi delle regioni CR2 e CR3 della regione dell’analisi in cui si sta lavorando. Continuiamo aggiungendo il contributo della perdita di segnale nella regione tight non isolata:

$$N_{sign}^A = N^A - (N^B - N_{sign}^A c_1) r \quad (4.21)$$

e risolvendo per  $N_{sign}^A$  si ottiene

$$N_{sign}^A = \frac{N^A - N^B r}{1 - c_1 r} \quad (4.22)$$

Come si può notare questa equazione dipende solo dal numero di eventi nelle regioni tight mentre il parametro  $r$  può essere passato dall’esterno. Anche in questo caso, ponendo  $c_1 = 0$  si ri-ottiene l’equazione (4.6).

Per verificare la compatibilità dei valori  $r$  e testare il metodo ridotto si è fatto uso di un campione di pseudo dati Monte Carlo in cui sono presenti tutti i possibili processi che hanno la segnatura ricercata dall’analisi monophoton. Gli eventi in questo campione sono stati pesati ugualmente ai Monte Carlo di puro segnale, con la differenza che la luminosità integrata è stata ora settata a  $5 \text{ fb}^{-1}$ , simile a quello che realmente ci aspettiamo. Sono stati calcolati i valori di  $r$  relativi alle quattro regioni dell’analisi per verificarne la compatibilità. I risultati sono riportati in tabella 4.2 e mostrano una sostanziale compatibilità all’interno di  $1\sigma$ . In figura 4.6 è inoltre rappresentata la distribuzione di isolamento non tight normalizzata per le quattro regioni. Anche in questo caso si nota che le distribuzioni sono tutte compatibili tra loro.

Per validare il metodo ridotto si è dapprima utilizzato il metodo completo sulle quattro regioni dell’analisi ricavando il numero di eventi di segnale e la purezza. In seguito è stato calcolato con una media pesata sull’errore il rapporto  $r$  per le regioni *SR* e  $1\mu CR$ . Questo rapporto è poi stato applicato alle regioni  $2\mu CR$  e  $2eCR$  valutando il numero di eventi di segnale con la formula (4.22). Il metodo ridotto è stato anche applicato alle regioni *SR* e

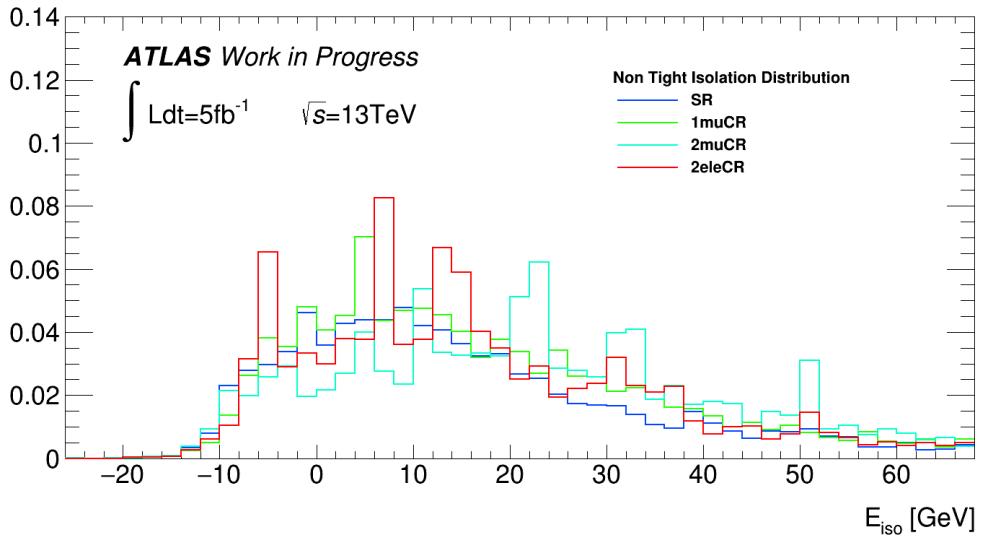


Figura 4.6: Distribuzione di isolamento per fotoni tight-4 per le 4 regioni dell’analisi. Tralasciando alcuni picchi per le regioni  $2\mu CR$  e  $2eCR$  determinati da poca statistica, le distribuzioni seguono lo stesso andamento.

$1\mu CR$  con il rispettivo rapporto  $r$  precedentemente calcolato come ulteriore controllo. I risultati sono esposti nei grafici 4.7 e 4.8.

Come è visibile dai grafici, la purezza e il numero di eventi di segnale per ogni regione sono compatibili all’interno di  $1\sigma$ . Questo ci permette di affermare che il metodo ridotto è validato e utilizzabile su dati reali.

Come ulteriore controllo sulle simulazioni sono stati creati degli istogrammi per controllare il contributo dei singoli processi nelle varie regioni del metodo. I risultati sono riportati in figura 4.9 e 4.10.

### 4.3 Analisi Dati

L’analisi dei dati si è concentrata sulla prima GRL distribuita da ATLAS corrispondente ad una luminosità integrata di  $523.3 \text{ pb}^{-1}$ . Questa luminosità è 10 volte inferiore a quella che ATLAS si aspetta di raccogliere nel 2015 ( $5 \text{ fb}^{-1}$ ) e quindi alcune stime soffrono di grandi errori statistici. Si fa inoltre presente che i risultati ottenuti per la regione di segnale dell’analisi non possono essere mostrati. Allo stato attuale, l’analisi monophoton non è allo stadio finale in tutte le sue parti e quindi la regione di segnale è “blindata”, ovvero non è possibile effettuare stime relative a questa regione. La procedura di “blinding” è motivata dalla necessità di non inserire bias nelle tecniche di analisi. L’analisi deve essere completa e stabilita in ogni sua parte prima di poter visionare gli eventi nella regione di segnale.

I risultati ottenuti con il metodo ABCD completo sono riportati nel grafico 4.11 e 4.12

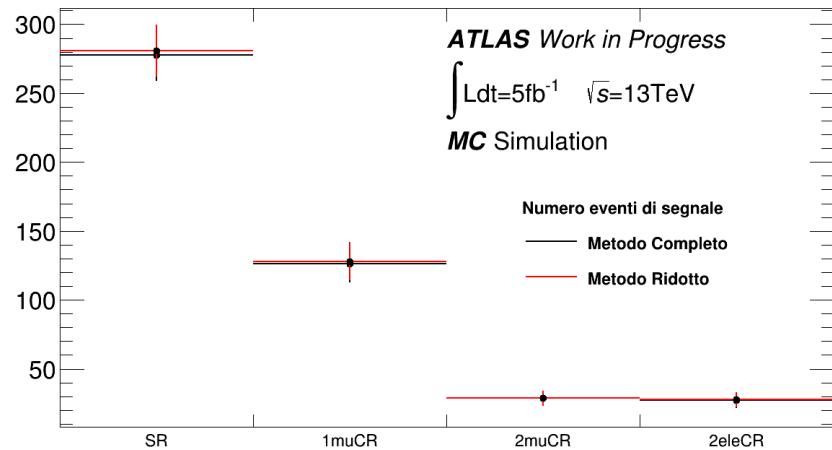


Figura 4.7: Numero di eventi di segnale nelle quattro regioni dell’analisi calcolata con metodo completo e ridotto, errore sistematico e statistico sommati in quadratura

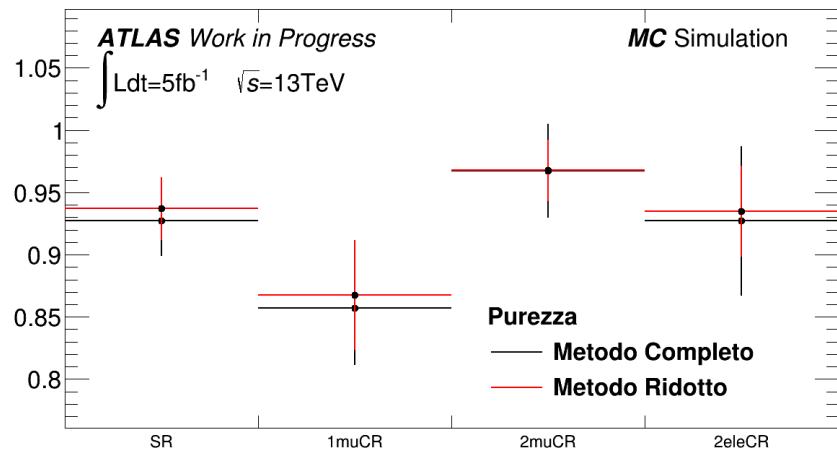


Figura 4.8: Purezza nelle quattro regioni dell’analisi calcolata con metodo completo e ridotto, errore sistematico e statistico sommati in quadratura

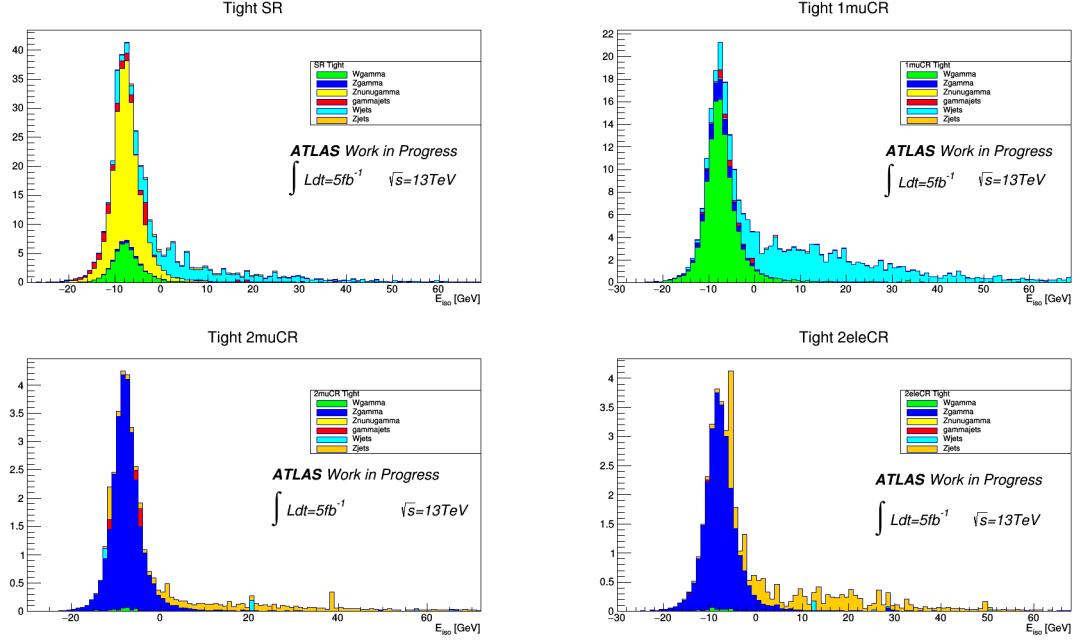


Figura 4.9: Istogrammi della distribuzione di isolamento tight in cui sono divisi i fondi da differenti processi.

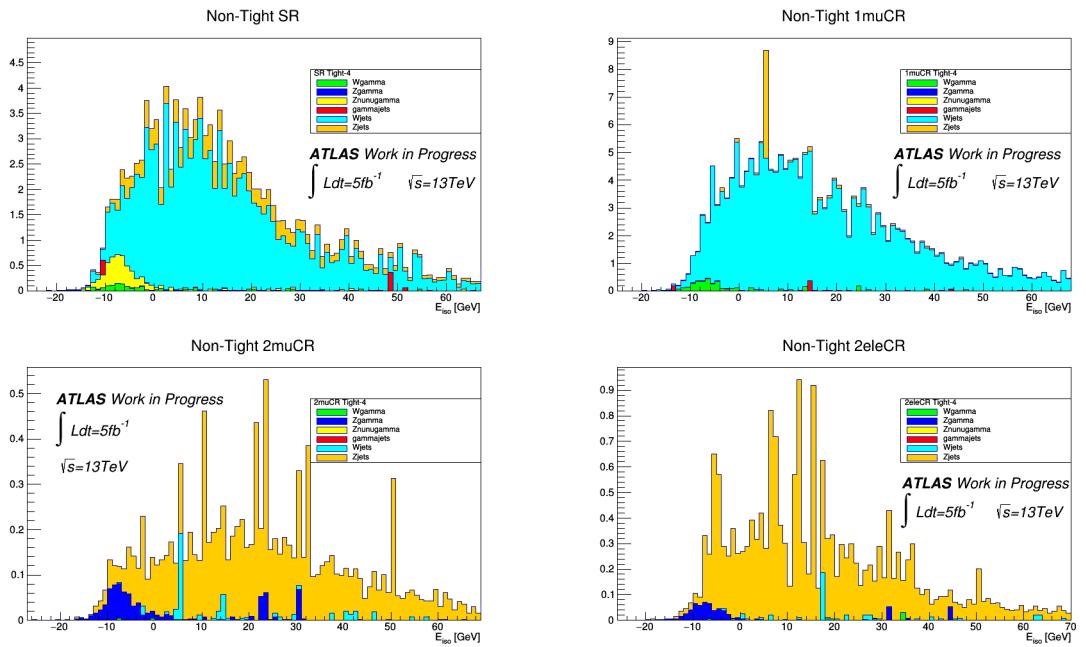


Figura 4.10: Istogrammi della distribuzione di isolamento non-tight in cui sono divisi i fondi da differenti processi.

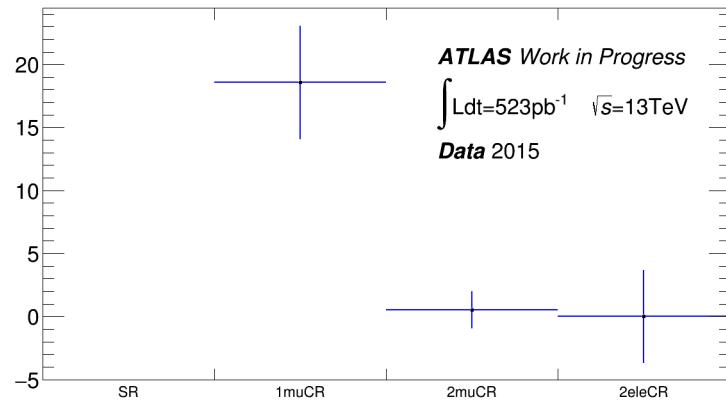


Figura 4.11: Eventi di segnale  $N_{sign}^A$  nelle regioni dell’analisi, dati  $523 \text{ pb}^{-1}$ .  $SR$  non mostrata.

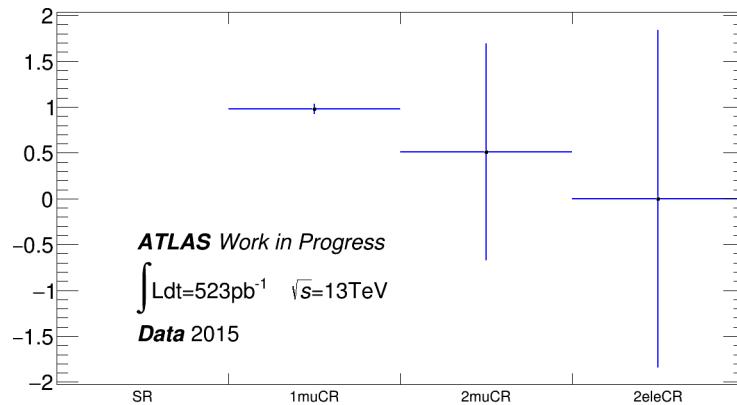


Figura 4.12: Purezza del campione nelle regioni dell’analisi, dati  $523 \text{ pb}^{-1}$ .  $SR$  non mostrata.

Regione	Eventi in $N^A$	Eventi di fondo	Eventi di segnale	Purezza
$SR$	-	-	-	-
$1\mu CR$	19	$1 \pm 4 \pm 1$	$18 \pm 4 \pm 1$	$97\% \pm 3\% \pm 4\%$
$2\mu CR$	1	$0.5 \pm 1.3 \pm 0.7$	$0.5 \pm 1.3 \pm 0.7$	$50\% \pm 94\% \pm 71\%$
$2eCR$	2	$2 \pm 4$	$0 \pm 4$	$0\% \pm 184\%$

Tabella 4.3: Eventi per le quattro regioni dell’analisi. Per  $2eCR$  non è mostrato l’errore sistematico poiché non valutabile.

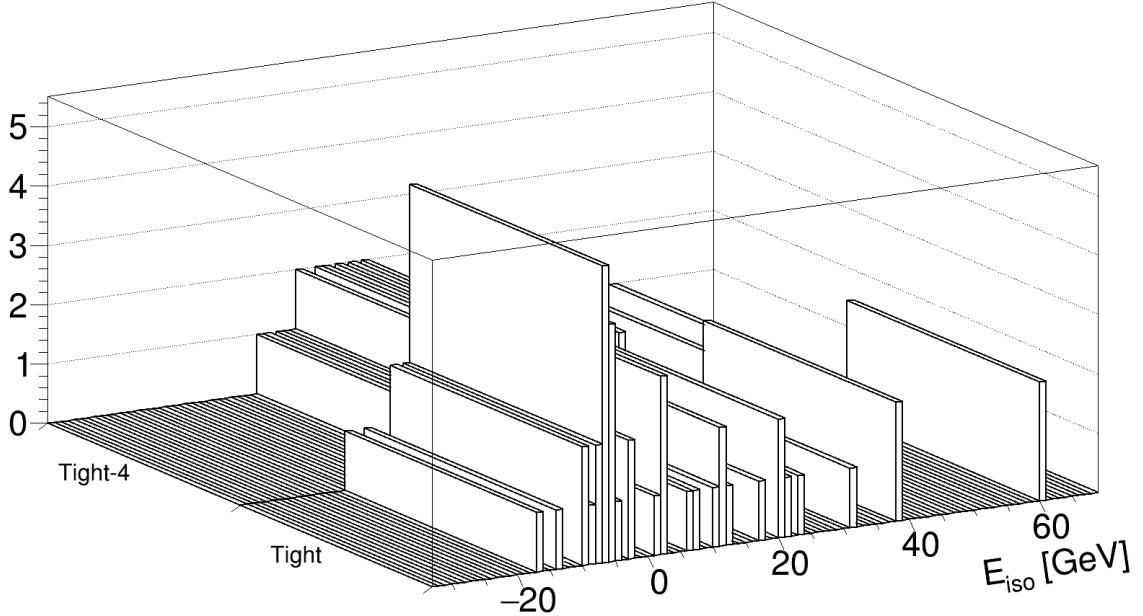


Figura 4.13: Metodo completo applicato alla regione  $1\mu CR$  sui dati della prima GRL.

Le purezza delle regioni  $2\mu CR$  e  $2eCR$  sono compatibili con zero. La statistica delle due regioni di controllo è esigua (decina di eventi in totale): questo comporta stime con errori statistici elevati e risulta difficile applicare il metodo ridotto su tali regioni data la scarsa statistica nella regione tight.

La stima più significativa è quella della  $1\mu CR$ . In essa entrano in totale 56 eventi e questo permette di ottenere una misura più accurata. In figura 4.13 è rappresentata la matrice del metodo riempita con gli eventi della in questa regione. In particolare la purezza del campione è quotata a

$$P_{1\mu CR} = 97\% \pm 3\% \pm 4\% \quad (4.23)$$

Questo valore è compatibile con le purezza ottenute dal metodo applicato su Monte Carlo, figura 4.8. In tabella 4.3 sono riportati i dati relativi alle regioni dell’analisi.

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è implementato un metodo data-driven per stimare il numero di jet ricostruiti come fotoni. Questo è un fondo riducibile dell’analisi monophoton e ha un’incidenza attesa di circa l’8% sul totale dei fondi.

Il metodo è stato implementato nella sua versione di base ed è stato validato su un campione Monte Carlo di purezza conosciuta. Il metodo ha passato il test, riproducendo entro  $1\sigma$  la purezza Monte Carlo.

In seguito sono state testate le ipotesi del metodo. Dapprima si è valutato il contributo del signal leakage. Si è riscontrato che tale correzione deve essere effettuata. Se ne è studiata l’incidenza, sono stati quotati dei coefficienti di signal leakage e sono state ricavate le formule per il numero di eventi di segnale e purezza corrette. Il metodo corretto per il signal leakage è stato validato sullo stesso campione precedentemente usato: anche in questo caso si è ottenuta una compatibilità tra il valore di purezza teorico e quello calcolato dal metodo. In seguito si è testata la seconda ipotesi del metodo, cioè la non correlazione tra le variabili per il fondo. Questa ipotesi è stata trovata vera per l’intervallo di  $p_T^\gamma$  interessante. Si è inoltre studiato e implementato un metodo ridotto in previsione dell’analisi dati da effettuarsi entro inizio 2016. Tale metodo permetterebbe di applicare il rapporto isolati/-non isolati per i fotoni non-tight alle regioni dell’analisi meno popolate,  $2\mu CR$  e  $2eCR$ , ricavandolo dalla regione di segnale e da  $1\mu CR$ . Il metodo ridotto è stato testato su una simulazione Monte Carlo comprensiva di tutti i processi di fondo dell’analisi monophoton: i risultati ottenuti con questo metodo sono consistenti con quelli ottenuti dal metodo completo.

Infine è stata effettuata una preliminare analisi dei dati raccolti da ATLAS. La statistica in  $2\mu CR$  e  $2eCR$  è ancora molto bassa e quindi le incertezza associate elevate, mentre le misure risultano più significative per la  $1\mu CR$ . In tale regione la purezza dei dati si è attestata sul  $97\% \pm 3\%(stat) \pm 4\%(sist)$  in accordo con la purezza ottenuta dall’analisi delle simulazioni Monte Carlo.

# Ringraziamenti

Vorrei ringraziare innanzitutto i miei relatori, Leonardo Carminati e Maria Giulia Ratti. Senza di loro questo lavoro di tesi non sarebbe stato neanche immaginabile. Sono stati guide solari e divertenti ma al contempo professionali e ho imparato molte cose grazie a loro.

Ringrazio Silvia Resconi e i ricercatori dell'analisi monophoton per avermi serenamente accettato all'interno del loro gruppo di lavoro. Grazie per il tempo passato insieme, le risate, i consigli, i commenti, l'aiuto, le discussioni etc. etc. etc. ai ragazzi dell'aula laureandi, Claudia, Giacomo, Edoardo e Davide: questo lavoro di tesi è frutto anche della loro collaborazione. In bocca al lupo per i vostri progetti! Ringrazio anche tutte le persone che sono passate dall'aula laureandi per discutere di fisica e questioni correlate.

Ringrazio Eleonora per aver appoggiato le mie scelte, supportato e sopportato nei lunghi periodi di frenesia di quest'anno. Grazie, sei la mia ispirazione. Ringrazio la mia famiglia per avermi sostenuto, soprattutto nell'ultimo periodo. Ringrazio tutti gli amici di fisica che hanno spazzato via il grigiume di Milano e del dipartimento con la loro sana ignoranza. Un grazie a quegli amici che ci sono sempre stati e con cui passo bei momenti, dimenticandomi spesso del lavoro e degli impegni.

# Bibliografia

- [1] ATLAS Collaboration, *ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST, 2008
- [2] <http://home.web.cern.ch/>
- [3] C. Merlazzino, *Ottimizzazione della risoluzione spaziale del rivelatore a pixel di ATLAS per High Luminosity LHC*, Milano, 2013
- [4] E. Corbelli, P. Salucci, *The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33* <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9909252v1.pdf>
- [5] AMS Collaboration, *High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, Phys. Rev. Lett. 113 (Sep, 2014) 121101 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.121101>
- [6] Lampl, Laplace, Lelas, Loch, Ma, Menke, Rajagopalan, Rousseau, Snyder, Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008, <http://cdsweb.cern.ch/record/1099735>
- [7] ATLAS Collaboration, *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2011-007, 2011, <http://cdsweb.cern.ch/record/1345329>
- [8] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data collected in 2011*, ATLAS-CONF-2012-123, 2012, <http://cdsweb.cern.ch/record/1473426>
- [9] ATLAS Collaboration, *Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* , ATL-PHYS-PUB-2015-027, 2015, <http://cds.cern.ch/record/2037904>
- [10] ATLAS Collaboration, *Photon identification efficiency measurements with the ATLAS detector using LHC Run 1 data* ATL-COM-PHYS-2014-949
- [11] M. G. Ratti, *Analysis of Final States with Large Missing Transverse Momentum and a High-Momentum Photon for the Search of Dark Matter with the ATLAS Detector at the LHC*, Milano, 2014

- [12] M. M. Perego, *Search for Dark Matter direct production in the mono-photon plus missing energy channel in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector*, Milano, 2014
- [13] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector*, CERN-PH-EP-2014-245