

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea Magistrale in Fisica

**Ricerca di fisica oltre il Modello Standard
in eventi con energia mancante e jet
nell’esperimento ATLAS ad LHC**

*(Beyond Standard Model searches in jets plus
missing transverse energy final states with the
ATLAS experiment at the LHC)*

Relatori:

Prof. Leonardo Merola

Dott. Francesco Alessandro Conventi

Candidato:

Marco Lavorgna

Matricola N94/272

A.A. 2015/2016



Indice

1	Il Modello Standard e fisica BSM	5
1.1	Elementi di teoria quantistica dei campi	5
1.1.1	Simmetrie di gauge globali e locali	5
1.1.2	Invarianza di gauge: il caso non abeliano	9
1.2	Il Modello Standard	10
1.2.1	Limiti del Modello Standard	16
1.3	Fisica oltre il Modello Standard (BSM)	19
1.3.1	Weakly Interactive Massive Particles (WIMP)	20
2	L'esperimento ATLAS ad LHC	24
2.1	L'anello di accumulazione LHC	24
2.1.1	Caratteristiche tecniche	24
2.1.2	Esperimenti ad LHC	29
2.1.3	Dati raccolti	30
2.2	L'esperimento ATLAS	30
2.2.1	Sistema di coordinate	32
2.3	L'apparato sperimentale di ATLAS	34
2.3.1	Sistema magnetico	34
2.3.2	Rivelatore interno	36
2.3.3	Calorimetri	39
2.3.4	Spettrometro a muoni	44
2.3.5	Il sistema di trigger in ATLAS	47
3	La ricostruzione degli eventi in ATLAS	49
3.1	Ricostruzione degli elettroni	49
3.2	Ricostruzione dei muoni	51
3.3	Ricostruzione dei jets	51
3.4	b-tagging	55
3.5	Ricostruzione dell'energia mancante	62

4	Analisi di stati finali con jet ed E_T^{miss}	65
4.1	Introduzione	65
4.2	Dati e Monte Carlo utilizzati	67
4.3	Ricostruzione degli eventi	69
4.4	Analisi inclusiva	71
4.5	Analisi con b-jet nello stato finale	74
4.5.1	Selezione degli eventi e stima del fondo	75
4.5.2	Incertezze sistematiche	81
4.6	Risultati	85
4.6.1	Risultati inclusivi	85
4.6.2	Analisi b-tagata	88

Introduzione

Il Modello Standard è una teoria di gauge non abeliana che descrive le interazioni elettrodeboli e forti delle particelle elementari nell'ambito della teoria quantistica dei campi.

Il primo passo per la costruzione del Modello Standard è stato lo sviluppo di una teoria quantistica di campo per le interazioni elettromagnetiche, detta elettrodinamica quantistica (QED). In seguito, grazie alle teorie di Yang-Mills per simmetrie di gauge non abeliane, negli anni '60 è stato possibile unificare le interazioni deboli ed elettromagnetiche, tramite il modello di Glashow-Weinberg-Salam (GWS) [1] [2] [3]. Infine la teoria elettrodebole è stata unificata alla cromodinamica quantistica (QCD), la quale descrive le interazioni forti, nell'ambito del Modello Standard.

Le previsioni del Modello Standard sono state verificate con altissima precisione da diversi esperimenti nel corso dei decenni successivi alla sua prima formulazione culminate con l'osservazione sperimentale nel luglio del 2012 ad LHC di una nuova risonanza altamente compatibile con il bosone di Higgs. Nonostante ciò, ci sono molti aspetti che rendono questo modello non completamente soddisfacente. Ad esempio, il Modello Standard non è in grado di spiegare l'oscillazione dei neutrini che nella teoria sono assunti non massivi, inoltre risulta possibile descrivere le interazioni tra particelle elementari alla *scala elettrodebole* ($\mathcal{O}(100)$ GeV) mentre la scala di energia alla quale gli effetti gravitazionali non possono essere trascurati, detta *scala di Planck* (M_P), è dell'ordine di 10^{19} GeV. Al momento non è stata trovata una spiegazione per questa enorme differenza di energia. In particolare, se anche consideriamo il Modello Standard come una teoria effettiva valida fino ad una certa scala di energia Λ , per valori di Λ superiori alla scala del TeV risulta necessario un “fine-tuning” delle correzioni radiative alla massa del bosone di Higgs, che nel caso $\Lambda \simeq M_P$ appare estremamente innaturale.

Il Modello Standard non è in grado di fornire un meccanismo completamente plausibile che spieghi l'asimmetria materia-antimateria nell'universo, il quale appare costituito principalmente da sola materia. Le evidenze sperimentali mostrano che l'universo sia costituito solo per circa il 4 – 5% da materia

ordinaria, mentre la parte restante è per circa il 21% materia oscura (*Dark Matter*) e per circa il 74% energia oscura (*Dark Energy*) e il Modello Standard non ha spiegazioni né per l'una né per l'altra.

Tutto questo fa pensare che il Modello Standard rappresenti, riguardo ai fatti sperimentali oggi alla nostra portata, soltanto una buona approssimazione di una teoria più generale, che incorpori, possibilmente, anche le interazioni gravitazionali. Esistono numerosi modelli teorici di *Fisica Oltre il Modello Standard* (BSM) già sviluppati che attendono di essere validati o eventualmente rigettati dai prossimi risultati sperimentali.

Il presente lavoro di tesi è incentrato sulla ricerca di segnali di nuova fisica in eventi con jet adronici (in particolare provenienti dall'adronizzazione di quark bottom) e momento trasverso mancante nell'esperimento ATLAS ad LHC. Questo stato finale rappresenta uno dei principali canali di scoperta ad LHC per diversi modelli di fisica BSM quali la Supersimmetria (SUSY) [4], Large Extra Dimensions (LED) [5] e produzione di particelle massive debolmente interagenti (WIMPs) possibili candidati alla Dark Matter [6].

Nel primo capitolo saranno descritti gli elementi fondamentali della *Teoria Quantistica dei Campi*, il Modello Standard e teorie di Fisica oltre il Modello Standard.

Nel secondo capitolo saranno illustrate le caratteristiche tecniche dell'acceleratore LHC e dell'apparato sperimentale ATLAS.

Nel terzo capitolo saranno descritte le tecniche relative all'identificazione e alla ricostruzione delle particelle in ATLAS.

Nel quarto capitolo saranno introdotti i modelli teorici alla base dell'analisi condotta e presentata la strategia d'analisi.

Infine nel quinto capitolo saranno riportati i risultati ottenuti e relative conclusioni.

Capitolo 1

Il Modello Standard e fisica BSM

1.1 Elementi di teoria quantistica dei campi

1.1.1 Simmetrie di gauge globali e locali

In teoria quantistica dei campi (TQC) le particelle sono descritte da operatori di campo. Il punto di partenza è infatti la quantizzazione dei campi che porta ad esprimere gli operatori di campo come sovrapposizione lineare di operatori i quali, applicati ai vettori di stato, creano o distruggono una particella. Gli operatori di campo, funzioni delle coordinate spazio-temporali, obbediscono ad equazioni del moto che sono derivate da una lagrangiana L per mezzo di un principio variazionale. Normalmente L è scritta come integrale sulle coordinate spaziali di una densità lagrangiana $\mathcal{L}$, alla quale comunemente ci si riferisce semplicemente con il termine lagrangiana. Essa è una funzione dei campi $\phi_j(x)$ e dei loro gradienti $\frac{\partial \phi_j(x)}{\partial x_\mu} \equiv \partial_\mu \phi_j(x)$.

$$\mathcal{L}(t, \mathbf{x}) = \mathcal{L}(\phi_j(x), \partial_\mu \phi_j(x)) \quad (1.1)$$

L'integrale di $\mathcal{L}(x)$ esteso alle coordinate spaziali fornisce la lagrangiana $L(t)$:

$$L(t) = \int d^3\mathbf{x} \mathcal{L}(x)$$

mentre l'integrale di $\mathcal{L}(x)$ esteso allo spazio ed al tempo fornisce l'azione S

$$S = \int L(t)dt = \int d^4x \mathcal{L}(\phi_j(x), \partial_\mu \phi_j(x))$$

Le equazioni del moto dei campi si ottengono per mezzo delle equazioni di Eulero-Lagrange:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_j} - \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\frac{\partial \phi_j}{\partial x_\mu})} \right) = 0 \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (1.2)$$

che discendono dal principio variazionale

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} L(t) dt = 0$$

in cui t_1 e t_2 sono arbitrari e le variazioni dei campi per $t = t_1$ e $t = t_2$ sono assunte nulle. Affinché le equazioni del moto siano covarianti $\mathcal{L}$ deve essere uno scalare di Lorentz.

Le interazioni tra campi vengono introdotte imponendo che la lagrangiana $\mathcal{L}_0$, che descrive il moto di campi liberi, soddisfi una *simmetria di gauge locale*. In tal modo si ottiene un termine di interazione $\mathcal{L}'$ tale che:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}'$$

Consideriamo come esempio la lagrangiana di un elettrone libero [9]

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.3)$$

Tale lagrangiana risulta invariante sotto una *trasformazione di gauge globale* definita come:

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{iq\theta}\psi$$

dove q è la carica dell'elettrone e θ una costante arbitraria.

Poiché una trasformazione finita può essere realizzata con una serie infinita di trasformazioni infinitesime, la lagrangiana considerata è anche invariante per trasformazioni infinitesime quali:

$$\psi \longrightarrow \psi' = (1 + iq\epsilon)\psi \quad (1.4)$$

dove ϵ è una costante arbitraria infinitesima in questo caso.

La trasformazione infinitesima 1.4 genera le variazioni infinitesime:

$$\delta\psi = \psi' - \psi = iq\epsilon\psi$$

$$\delta(\partial_\mu\psi) = \partial_\mu\psi' - \partial_\mu\psi = iq\epsilon(\partial_\mu\psi)$$

Relazioni analoghe si ricavano per $\bar{\psi}$. In corrispondenza a tali variazioni, la variazione della lagrangiana, $\delta\mathcal{L}$, è nulla; si ricava quindi:

$$2\epsilon\partial_\mu(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0$$

dall'arbitrarietà di ϵ si ottiene:

$$\partial_\mu j^\mu = \partial_\mu(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0 \quad (1.5)$$

L'invarianza di gauge globale porta ad una *corrente conservata* che nel caso in esame è la corrente elettromagnetica. Considerando che:

$$q = \int j^0 d^3\mathbf{x}$$

e che la 1.5 implica che $\partial_0 j^0 = -\partial_k j^k$ con $k = (1, 2, 3)$ si ha:

$$\frac{dq}{dt} = - \int_V \partial_i j^i d^3\mathbf{x} = - \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s}$$

Assumendo che i campi, e quindi $\mathbf{j}$, vadano a zero all'infinito con sufficiente rapidità, per $S \rightarrow \infty$ si ha che la derivata temporale della carica è nulla.

L'invarianza di gauge globale della lagrangiana conduce alla *conservazione della carica elettrica*.

In questo caso le trasformazioni di gauge formano un gruppo, detto $U(1)$, che risulta essere abeliano in quanto il prodotto di due trasformazioni è commutativo.

$$[U(\theta_1), U(\theta_2)] = 0$$

Una *trasformazione di gauge locale*, per tale gruppo di simmetria, può essere scritta come:

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{iq\theta(x)}\psi$$

dove, a differenza del caso globale, $\theta(x)$ è funzione delle coordinate (ed è questo il motivo per cui la trasformazione è detta locale). Nella 1.3 il termine di massa $m\bar{\psi}\psi$ è invariante sotto trasformazioni di gauge locali mentre la derivata del campo non lo è:

$$\partial_\mu\psi \rightarrow \partial_\mu\psi' = e^{iq\theta(x)}\partial_\mu\psi(x) + iqe^{iq\theta(x)}\psi(x)\partial_\mu\theta(x)$$

in cui l'ultimo termine distrugge l'invarianza. Per ripristinare l'invarianza è necessario introdurre un operatore di derivazione che subisca la stessa trasformazione di fase del campo, cioè:

$$\mathcal{D}_\mu\psi \rightarrow e^{iq\theta(x)}\mathcal{D}_\mu\psi$$

Tale derivazione prende il nome di *derivazione covariante* ed è definita come:

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu(x)$$

L'invarianza è rispettata purché il campo vettoriale $A_\mu(x)$ si trasformi come

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \theta(x) \quad (1.6)$$

La 1.6 esprime la libertà di gauge che esiste nella scelta del potenziale vettore classico del campo elettromagnetico.

Sostituendo nella 1.3 la derivata covariante si ottiene la lagrangiana invariante sotto trasformazione di gauge locale

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi$$

Esplicitando la derivazione covariante si ha

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu = \mathcal{L}_0 - j^\mu A_\mu$$

La corrente $j^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi$ ha proprio la forma richiesta dall'invarianza di gauge globale ed il termine $-j^\mu A_\mu$ costituisce l'interazione tra la particella di Dirac e il campo elettromagnetico.

Dunque la richiesta di invarianza di gauge locale ha portato all'introduzione del campo di gauge A_μ , che associamo al campo del fotone fisico. Per completare la lagrangiana di QED dobbiamo aggiungere il termine di energia cinetica $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ che descrive la propagazione dei fotoni liberi ed è invariante per trasformazioni di gauge locali

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - j^\mu A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

Se il fotone avesse avuto massa, sarebbe stato necessario aggiungere un termine di massa della forma $(1/2)m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ e questo avrebbe distrutto l'invarianza di gauge locale.

Riassumendo, mentre l'invarianza di gauge globale porta alla conservazione della carica elettrica, la richiesta di invarianza di gauge locale porta ad introdurre il campo vettoriale A_μ il cui bosone di gauge è il fotone, il quale deve avere massa nulla (coerentemente con il range infinito delle interazioni e.m.) in modo tale che l'invarianza locale non sia distrutta. Inoltre, la richiesta di invarianza di gauge locale porta a specificare la forma dell'interazione radiazione- materia, che nel caso dell'elettrone (particella di Dirac) è $-j^\mu A_\mu$ in cui j^μ è la corrente conservata della lagrangiana di elettrone libero.

1.1.2 Invarianza di gauge: il caso non abeliano

Per la descrizione delle interazioni fondamentali occorre prendere in considerazione simmetrie più complesse rispetto al caso abeliano. Il più semplice gruppo di trasformazioni non abeliano è $SU(2)$. I campi entrano nella teoria come multipletti

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix}$$

che formano la base per una rappresentazione del gruppo.

Cosideriamo il caso di due campi non interagenti di spin $1/2$, ψ_1 e ψ_2 , che costituiscano un doppietto di una simmetria $SU(2)$.

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

La lagrangiana è data dalla somma di due lagrangiane di Dirac

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_1\gamma^\mu\partial_\mu\psi_1 - m_1\bar{\psi}_1\psi_1 + i\bar{\psi}_2\gamma^\mu\partial_\mu\psi_2 - m_2\bar{\psi}_2\psi_2$$

e può essere scritta in forma matriciale come

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

dove m è una matrice diagonale di massa

$$m = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}$$

E' possibile mostrare che $\mathcal{L}$ non è invariante sotto la trasformazione infinitesima di gauge locale

$$\psi \longrightarrow \psi' = (1 - ig\boldsymbol{\epsilon}(x) \cdot \frac{\boldsymbol{\tau}}{2})\psi$$

in cui $\boldsymbol{\epsilon}(x)$ è un arbitrario vettore infinitesimale nello spazio dell'isospin e $\boldsymbol{\tau}/2 \equiv (\tau_1/2, \tau_2/2, \tau_3/2)$ è l'operatore di isospin, le cui componenti sono i generatori della trasformazione. Le matrici τ_i , con $i = 1, 2, 3$ sono le *matrici di Pauli*.

In modo analogo al caso abeliano possiamo definire una derivazione covariante, al fine di rendere invariante la lagrangiana sotto trasformazione della simmetria $SU(2)$

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} g \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu$$

dove i tre campi di gauge $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$, detti *campi di gauge di Yang-Mills*, trasformano come

$$\mathbf{W}_\mu(x) \longrightarrow \mathbf{W}_\mu(x) + \partial_\mu \boldsymbol{\epsilon}(x) + g \boldsymbol{\epsilon}(x) \times \mathbf{W}_\mu(x)$$

al fine di mantenere l'invarianza di gauge. La lagrangiana completa per la teoria di Yang-Mills [10] si ottiene introducendo un termine di energia cinetica dei campi di gauge

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu}$$

La forma richiesta al tensore $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ affinché sia mantenuta l'invarianza di gauge locale è

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu$$

A causa della non-commutatività del gruppo, è presente il termine $\mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu$ che introduce termini di autoaccoppiamento. Come nel caso abeliano, i campi di gauge introdotti devono essere a massa nulla al fine di mantenere l'invarianza di gauge. Infatti un termine di massa del tipo $m^2 \mathbf{W}_\nu \mathbf{W}^\nu$ farebbe venir meno l'invarianza locale. Esiste una corrispondenza biunivoca tra numero di generatori della simmetria di gruppo e numero di campi di gauge necessari al fine di preservare l'invarianza della lagrangiana sotto tale simmetria.

1.2 Il Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria di gauge che si basa sul gruppo di simmetria locale $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ in cui l'indice C denota il colore, l'indice L la chiralità sinistrorsa e l'indice Y l'ipercarica [11].

Il gruppo di gauge determina in maniera univoca le interazioni ed il numero di bosoni vettoriali di gauge che corrispondono ai generatori del gruppo (tab. 1.1). Questi sono:

- 4 bosoni di gauge, generatori del gruppo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ responsabile delle interazioni elettrodeboli, 3 dei quali aspettati massivi ($W^\pm, Z^0$) ed uno privo di massa (γ). I tre bosoni di gauge del gruppo $SU(2)$ sono ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) mentre per $U(1)$ il bosone è B_μ .

- 8 gluoni non massivi, corrispondenti agli 8 generatori di $SU(3)_C$, mediatori delle interazioni forti. Queste particelle portano la carica del gruppo, il colore, che esiste in tre varianti (rosso, verde, blu).

Interazione	Bosone	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Elettromagnetica	γ	0	0
Debole	$W^\pm$	± 1	80.4
	Z	0	91.2
Forte	g	0	0

Tabella 1.1: I bosoni di gauge delle tre interazioni fondamentali descritte nel Modello Standard.

Come discusso nel paragrafo precedente, l'applicazione del principio di gauge conduce a bosoni vettoriali a massa nulla. Ad eccezione del fotone però, gli altri bosoni $W^\pm$ e Z^0 sono aspettati massivi. Un modo per poter risolvere questa incongruenza risiede nel *meccanismo di Higgs* [12] il quale prevede, nella sua forma minimale, l'esistenza di un bosone scalare che accoppiandosi ai bosoni di campo fa acquisire massa ai bosoni $W^\pm$ e Z^0 . Si consideri quindi una lagrangiana della seguente forma:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SU(2)_L \times U(1)_Y} &= \bar{\psi}_L i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^L \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^R \psi_R - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} C_{\mu\nu} C^{\mu\nu} \\
&= \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[i \partial_\mu - g \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} b_\mu \right] \psi_L + \\
&\quad + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left[i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} b_\mu \right] \psi_R - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} C_{\mu\nu} C^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{1.7}$$

in cui ψ_L e ψ_R rappresentano un generico doppietto e singoletto fermionico. Per dare massa ai campi $\mathbf{W}$ procediamo con la *rottura della simmetria di gauge*, di seguito descritta. Consideriamo un doppietto di isospin con ipercarica $Y = 1$ di campi scalari complessi (*doppietto di Higgs*):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

I quattro campi scalari reali devono essere introdotti sotto forma di un multipletto di $SU(2)_L \times U(1)_Y$ per garantire che permanga l'invarianza della lagrangiana. Il campo scalare complesso ϕ^+ distrugge particelle cariche positive e crea particelle negative mentre il campo scalare complesso ϕ^0 distrugge

particelle neutre e crea antiparticelle neutre. La lagrangiana del doppietto, dopo la richiesta di invarianza locale di gauge, è:

$$\mathcal{L}_\phi = (\mathcal{D}_\mu^L \phi)^\dagger (\mathcal{D}^{\mu,L} \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} C_{\mu\nu} C^{\mu\nu} \quad (1.9)$$

Considerando il caso in cui il potenziale $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2$ ha $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$, si verifica come questo potenziale presenta valore minimo per:

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$$

e che il luogo dei punti così descritto è invariante sotto trasformazioni di $SU(2)$. E' conveniente considerare la scelta:

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \quad \phi_3 = v^2$$

Lo stato di vuoto è dato quindi da:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.10)$$

Essendo caratterizzata da $I = 1/2$, $I_3 = -1/2$ e $Y = 1$, tale scelta rompe la simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, avendo scelto uno dei minimi equivalenti, ma lascia invariata la simmetria di gauge elettromagnetica $U(1)_{em}$, avente come generatore l'operatore di carica Q . In particolare, sviluppando $\phi(x)$ attorno allo stato di vuoto ϕ_0 , si ottiene la seguente parametrizzazione:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} e^{i\theta(x) \cdot \boldsymbol{\tau} / 2v} \quad (1.11)$$

Mediante un'opportuna trasformazione di gauge, il doppietto di Higgs si riduce a:

$$\phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Sostituendo quest'ultima espressione nella lagrangiana 1.9 otteniamo:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H - \mu^2 H^2 \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_{1\nu} - \partial_\nu W_{1\mu})(\partial^\mu W_1^\nu - \partial^\nu W_1^\mu) + \frac{1}{8}g^2 v^2 W_{1\mu} W_1^\mu \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_{2\nu} - \partial_\nu W_{2\mu})(\partial^\mu W_2^\nu - \partial^\nu W_2^\mu) + \frac{1}{8}g^2 v^2 W_{2\mu} W_2^\mu \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_{3\nu} - \partial_\nu W_{3\mu})(\partial^\mu W_3^\nu - \partial^\nu W_3^\mu) - \frac{1}{4}C_{\mu\nu} C^{\mu\nu} \\
& + \frac{1}{8}v^2(gW_{3\mu} - g'B_\mu)(gW_3^\mu - g'B^\mu)
\end{aligned} \tag{1.13}$$

La prima linea è la lagrangiana di un campo scalare, *il campo di Higgs*, di massa:

$$m_H = \sqrt{2}|\mu| = \sqrt{2\lambda v^2} \tag{1.14}$$

Le successive due linee mostrano come i campi W_1^μ e W_2^μ del tripletto $\mathbf{W}^\mu$ abbiano acquistato massa:

$$M_1 = M_2 = \frac{1}{2}gv \equiv M_W \tag{1.15}$$

Le ultime due linee mostrano che i campi W_3^μ e B^μ sono mescolati. Notando, però, che l'ultima linea riguarda la sola combinazione $gW_3^\mu - g'B^\mu$, la quale evidentemente acquista massa, possiamo riarrangiare le due linee sostituendo W_3^μ e B^μ con due nuovi Z^μ e A^μ ottenuti come combinazioni ortogonali dei precedenti.

I quattro campi della teoria elettrodebole possono essere scritti, in definitiva, come:

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \tag{1.16}$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \tag{1.17}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \tag{1.18}$$

dove $W_\mu^\pm$ sono i due bosoni vettoriali che mediano le interazioni deboli di corrente carica, Z_μ è il bosone vettoriale che media le interazioni deboli di corrente neutra e A_μ è il fotone, che media le interazione elettromagnetiche. L'angolo di Weinberg θ_W è definito tramite gli accoppiamenti g e g' di $SU(2)_L$ ed $U(1)_Y$:

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.19)$$

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

La carica elettrica può essere scritta come:

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W \quad (1.21)$$

Il bosone di Higgs è stato teorizzato nel 1964, e studi fenomenologici sui suoi meccanismi di produzione e decadimento sono cominciati a partire dagli anni '70. Di poco successivi sono stati i primi studi sulla possibilità di produrre un bosone di Higgs da collisioni e^+e^- , $\bar{p}p$ e pp . Prima dell'inizio della presa dati ad LHC, le ricerche più significative del bosone di Higgs sono state condotte al LEP (Large Electron Positron collider) del CERN tra il 1989 ed il 2000, completate dalle ricerche al Fermilab Tevatron. Successivamente, il 4 Luglio 2012, gli esperimenti ATLAS e CMS al LHC del CERN hanno annunciato la scoperta di una nuova particella candidata ad essere il bosone di Higgs con una massa di circa 125 GeV [13]-[14]. L'identificazione della nuova particella con il bosone di Higgs è stata supportata da misure delle sue proprietà, quali spin, parità e proprietà di accoppiamento, effettuate nel corso della prima fase di presa dati del LHC ad $\sqrt{s} = 7 - 8$ TeV.

I numeri quantici della teoria elettrodebole sono l'isospin debole I , l'ipercarica Y e la carica elettrica Q , legati dalla relazione $Q = I_3 + Y/2$. I bosoni $W^\pm$ si accoppiano solo con particelle *left-handed* con $I \neq 0$, mentre Z^0 si accoppia con particelle sia *left-handed* che *right-handed*. Il fotone è elettricamente neutro e si accoppia solo con particelle cariche.

Nel Modello Standard, le interazioni elettrodeboli possono essere studiate separatamente rispetto le interazioni forti dato che la simmetria sotto il gruppo di colore $SU(3)_C$ non è rotta e non è presente mescolamento tra i settori forte ed elettrodebole.

I fermioni elementari noti sono divisi in due categorie (tab. 1.2), *quark* e *leptoni* [15]:

La distinzione è dovuta al fatto che i quarks partecipano a tutte le interazioni, mentre i leptoni prendono parte a tutte le interazioni meno che a quelle forti. Masse e cariche di quarks e leptoni sono riportati nelle tabelle 1.3 e 1.4. Le rispettive antiparticelle hanno massa uguale ma carica opposta.

I quarks sono i costituenti elementari degli adroni, ma non esistono come particelle libere. Questo implica che le loro masse non hanno il significato

	Generazione I	Generazione II	Generazione III
quarks	u (up) d (down)	c (charm) s (strange)	t (top) b (bottom)
leptoni	ν_e (neutrino elettronico) e (elettrone)	ν_μ (neutrino muonico) μ (muone)	ν_τ (neutrino tauonico) τ (tauone)

Tabella 1.2: I fermioni fondamentali noti.

Generazione	Quark	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Prima	u	2/3	$< 2.3 \times 10^{-3}$
	d	-1/3	$< 4.8 \times 10^{-3}$
Seconda	c	2/3	1.28
	s	-1/3	95×10^{-3}
Terza	t	2/3	173.5
	b	-1/3	4.18

Tabella 1.3: Massa e carica per le tre generazioni di quarks.

Generazione	Leptoni	Carica [Q/e]	Massa [MeV]
Prima	e	-1	0.511
	ν_e	0	$< 0.225 \times 10^{-3}$
Seconda	μ	-1	105.7
	ν_μ	0	< 0.19
Terza	τ	-1	1777
	ν_τ	0	< 18.2

Tabella 1.4: Massa e carica per le tre generazioni di leptoni.

classico e i loro valori dipendono da come le masse sono definite. Le masse riportate nella tabella 1.3 sono dette *masse correnti* e sono i parametri che compaiono nella lagrangiana di QCD.

I fermioni left-handed esistono come doppietti di $SU(2)_L$ con $I = 1/2$, mentre i fermioni right-handed esistono come singoletti con $I = 0$. Neutrini right-handed, così come antineutrini left-handed, non sono stati osservati in Natura fino ad ora.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad u_R \quad d_R \quad c_R \quad s_R \quad t_R \quad b_R$$

I quark d' , s' , b' sono autostati dell'interazione debole ottenuti dalla rotazione degli autostati di massa d, s, b , descritti tramite la matrice CKM (*Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.986 & 0.041 \\ 0.008 & 0.040 & 1.021 \end{pmatrix}$$

Tramite emissione o assorbimento di un bosone $W^\pm$ possono avvenire transizioni tra differenti generazioni di quark. Gli elementi diagonali della matrice sono vicini all'unità, mentre gli elementi fuori diagonale si riferiscono a transizioni tra differenti famiglie che sono sopresse.

Il settore dei fermioni del MS dipende da 13 parametri indipendenti: 6 masse dei quarks, 3 masse per i leptoni carichi (i neutrini sono assunti a massa nulla), 3 angoli di mixing per i quarks ed un fattore di fase responsabile della violazione di CP.

1.2.1 Limiti del Modello Standard

In aggiunta alle 3 costanti di accoppiamento del settore gauge e ai 13 parametri del settore fermioni (masse e mixing), il MS dipende da 2 ulteriori parametri derivanti dal settore Higgs scalare (una costante di accoppiamento ed una massa). E' evidente che il grande numero di parametri liberi, l'esistenza non spiegata di 3 generazioni di fermioni, l'assunzione di massa nulla per i neutrini in contrasto con le evidenze sperimentali, unito al fatto che il MS non include le interazioni gravitazionali, rappresentano aspetti insoddisfacenti del MS. Questo giustifica l'opinione che il MS deve essere una teoria effettiva a bassa energia, ossia il limite a basse energie di una teoria più completa e generale. In questo approccio il MS risulta valido fino ad una scala di energia Λ al di là della quale si ha la comparsa di nuova fisica e si osserva l'inadeguatezza del modello. In linea di principio, visto che l'interazione gravitazionale rimane esclusa dalla formulazione del MS, si potrebbe considerare Λ pari alla scala di Planck ($M_p = \sqrt{8\pi G_N} = 2.4 \times 10^{19}$ GeV, con G_N costante di Newton) o equivalentemente all'energia alla quale il modello GUT prevede l'unificazione della forza debole, forte ed elettromagnetica ($\Lambda_{GUT} \approx 10^{16}$

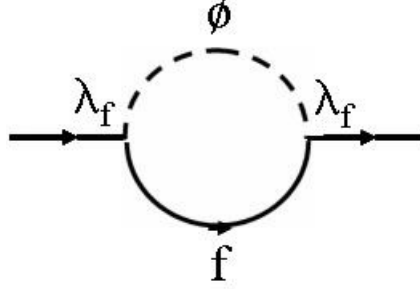


Figura 1.1: Correzione radiativa alla massa di un fermione dovuta al loop di uno scalare.

GeV). In entrambi i casi, purtroppo, si è in presenza del cosiddetto *problema della gerarchia* che è legato all'enorme differenza tra la scala di unificazione elettrodebole ($M_W \simeq 10^2$ GeV) e le due scale precedentemente introdotte. Tutto ciò non rappresenta una reale difficoltà per il Modello Standard stesso ma rende particolarmente sensibile la massa dell'Higgs m_H alla nuova fisica: enormi correzioni radiative vengono, infatti, apportate a causa degli effetti virtuali di tutte le particelle che si accoppiano, direttamente o indirettamente, col campo di Higgs. Cominciamo con l'esaminare la correzione alla massa di un fermione dovuta al loop con uno scalare rappresentato in figura 1.1.

Si ha:

$$\delta m_f = -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} m_f \ln \frac{\Lambda}{m_f} + \dots \quad (1.22)$$

dove λ_f è l'accoppiamento di Yukawa del fermione al campo ϕ e Λ è un *cut-off* ultravioletto inserito in quanto l'integrale di loop diverge logicamente per grandi momenti. Come si vede la correzione risulta proporzionale alla massa del fermione e dipende debolmente dal *cut-off*, il quale dovrebbe ragionevolmente coincidere con la scala di fisica oltre il Modello Standard e quindi dovrebbe essere dell'ordine della massa di Planck o almeno quella di GUT. A causa del fatto che sono sostanzialmente stabili sotto correzioni radiative, le masse dei fermioni sono dette *naturali*. La situazione risulta essere molto diversa nel caso della correzione alla massa di uno scalare dovuta a un loop fermionico (figura 1.2).

Nel caso del bosone di Higgs ($\phi = H$) si ha:

$$(\delta m_H^2)_f \simeq -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} \left[-2\Lambda^2 - 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda}{m_f} + \dots \right] \quad (1.23)$$

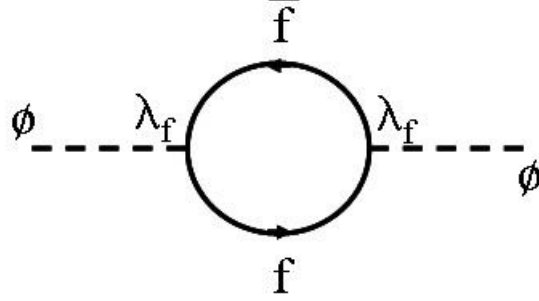


Figura 1.2: Correzione alla massa di uno scalare dovuta a un loop fermionico.

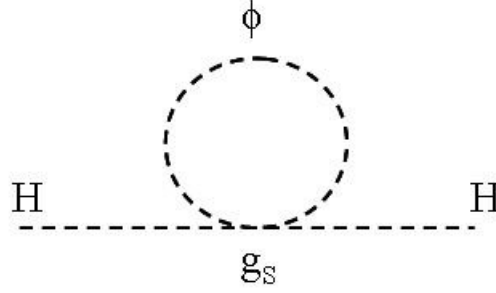


Figura 1.3: Correzione alla massa di uno scalare dovuta a un loop fermionico.

Il segno meno è conseguenza della statistica di Fermi. Per le correzioni che deriverebbero alla massa dell'Higgs dall'accoppiamento con uno scalare (figura 1.3) si ha:

$$(\delta m_H^2)_s \simeq -\frac{g_s}{16\pi^2} \left[2\Lambda^2 - 2m_s^2 \ln \frac{\Lambda}{m_s} + \dots \right] \quad (1.24)$$

Questa volta la divergenza non è logaritmica ma *quadratica*. Se si dà a Λ il valore della scala di massa GUT, o ancora peggio della massa di Planck, la correzione diventa ordini e ordini di grandezza maggiore della massa ragionevolmente aspettata nel Modello Standard. In realtà, dal punto di vista tecnico, sarebbe possibile inserire termini aggiuntivi in modo da cancellare la divergenza. Però, trattandosi di una divergenza quadratica, questo richiederebbe un aggiustamento ad hoc (fine tuning), apportato ad ogni ordine dello sviluppo perturbativo, con una precisione di una parte su $\sim 10^{15}$. Questa è l'essenza del problema della gerarchia.

1.3 Fisica oltre il Modello Standard (BSM)

La necessità di estendere il Modello Standard ha dato vita a numerose teorie che dovrebbero superare le incongruenze prima elencate.

- *Modelli di Grande Unificazione.*

Un tentativo naturale di unificare le interazioni elettrodeboli e forti, descritte come abbiamo detto dal prodotto di tre gruppi di simmetria $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, è quello di pensare che esista un gruppo di grande unificazione, G , tale che

$$G \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1) \quad (1.25)$$

In questo caso tutte e tre le interazioni sarebbero descritte nell'ambito di una teoria di gauge di grande unificazione (GUT) per mezzo di una unica costante di accoppiamento g_G , alla quale le tre costanti di accoppiamento - g di $SU(2)$, g' di $U(1)$ e g_s di $SU(3)$ - sarebbero legate nel modo specificato dal particolare gruppo G .

Georgi e Glashow [17] hanno mostrato che il gruppo di gauge più piccolo che soddisfi la 1.25 è $SU(5)$.

Pur godendo di alcuni punti di forza, quali la possibilità di dare massa ai neutrini ammettendo l'esistenza del neutrino right alla scala GUT, queste teorie di grande unificazione prevedono in alcuni casi fenomeni non ancora osservati (decadimento del protone, esistenza dei monopoli magnetici) e sono valide ad energie non riproducibili sperimentalmente.

- *Teorie di super-stringa.* In questo gruppo di teorie, ispirate dall'unificazione dell'elettromagnetismo con la gravità ad opera di Kaluza e Klein, si ipotizza l'esistenza di dimensioni oltre alle quattro ordinarie che permetterebbero di includere l'interazione gravitazionale e spiegarne la debolezza rispetto alle altre tre: il mondo a noi accessibile sarebbe solo una brana di un volume (bulk) molto più grande che sfugge dalla nostra osservazione [18]. Il modello LED [5] di Arkani-Hamed, Dimopoulos, e Dvali spiega la grande differenza tra la scala di unificazione elettrodebole ($\mathcal{O}(10^2)$ GeV) e la scala di Planck ($M_P \simeq \mathcal{O}(10^{19})$ GeV) ipotizzando l'esistenza di n dimensioni spaziali extra, di grandezza R , e definendo una scala fondamentale di Planck in $4 + n$ dimensioni, M_D , data da $M_P \sim M_D^{2+n} R^n$. Una scelta appropriata di R per un dato n porta ad un valore di M_D alla scala elettrodebole. Le dimensioni spaziali extra sono compattate, risultando in una torre di Kaluza-Klein di gravitoni eccitati, i quali possono propagarsi nel bulk. Se prodotti

in collisioni di alta energia in associazione con un jet energetico, questi gravitoni eccitati sfuggono alla rivelazione lasciando una segnatura sperimentale di singolo jet nello stato finale.

- *Supersimmetria.*

Modelli supersimmetrici [19]-[20]-[4] propongono che ciascun fermione (bosone) del Modello Standard abbia un superpartner bosonico (fermionico) con gli stessi identici numeri quantici eccetto lo spin. Se questa supersimmetria fosse perfetta, i rispettivi superpartner dovrebbero avere la stessa massa, ipotesi esclusa dalla non osservazione del s-elettrone. Se ne conclude che la supersimmetria deve essere una simmetria rotta. La presenza di s-fermioni e s-bosoni permette di risolvere elegantemente il problema della gerarchia per la massa dell'Higgs, dal momento che i contributi portati dalle nuove particelle SUSY cancellano esattamente le divergenze dovute alle correzioni perturbative indotte dalle particelle dello SM: questo è possibile purché si ammetta che l'accoppiamento di Yukawa con l'Higgs sia identico per fermioni e bosoni ($\lambda_f = g_s$) e che le particelle SUSY abbiano massa attorno al TeV.

La lagrangiana più generale di supersimmetria contiene termini che violano la conservazione del numero barionico B e del numero leptonico L e risultano in contrasto con i vincoli imposti dai risultati sperimentali, in particolare con la non osservazione del decadimento del protone, che violerebbe sia B che L di una unità. Una classe di modelli SUSY, detti Minimal Super Symmetric Standard Models, assume la conservazione di una nuova quantità, la R-parità, che garantisce la stabilità del protone. Tale numero quantico è definito nel modo seguente:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s}$$

in cui s è lo spin. Si tratta di un numero quantico moltiplicativo assunto conservato nei processi fisici. R vale +1 per tutte le particelle e -1 per le sparticelle; le particelle SUSY sono allora obbligate a decadere in un numero dispari di altre particelle supersimmetriche: questo porta a concludere che la Lightest Susy Particle è stabile e, se neutra, essa rappresenta un possibile candidato per la materia oscura.

1.3.1 Weakly Interactive Massive Particles (WIMP)

E' ben noto che solo $\sim 5\%$ dell'Universo è composto da materia ordinaria, le cui interazioni sono spiegate, sebbene con le sue limitazioni, all'interno del Modello Standard. Diverse evidenze sperimentali mostrano, infatti, l'esistenza della *materia oscura* non spiegata dal MS.

Poiché la natura della materia oscura non è ancora nota, una possibile modalità per investigarla è quello di considerarla in una categoria generale di particelle con le seguenti proprietà:

- devono avere una grande vita media, dal momento che sono sopravvissute senza decadere dal freeze-out (uscita dalla condizione di equilibrio termico, in cui i processi che convertono particelle pesanti in particelle più leggere e vice versa avvengono allo stesso rate);
- non interagiscono per via elettromagnetica e forte;
- devono interagire debolmente con le particelle SM.

Una particella che soddisfa questi requisiti è detta *Weakly Interactive Massive Particles* (WIMP). Molte teorie suggeriscono un esempio di WIMP come particella candidata DM.

Come detto una di queste teorie è la *Supersimmetria* (SUSY) che rende la Lightest Supersymmetric Particle (LSP) un possibile candidato per la DM, poiché il canale interessante sarebbe:

$$NLSP \rightarrow LSP + X$$

dove *NLSP* è la Next-to-Lightest Supersymmetric Particle (NLSP). Quindi la LSP non può decadere ulteriormente, per la conservazione della R-parità, rimanendo stabile e non rivelabile, cioè invisibile. Nel modello SUSY la particella LSP è detta *neutralino* $\tilde{\chi}^0$.

Ricerche di WIMP

Assumendo che la materia oscura possa avere interazioni non gravitazionali come ipotizzato per le WIMPs, sono stati sviluppati tre differenti approcci di rivelazione:

- *Rivelazione diretta*: interazione tra particelle DM e SM. Gli esperimenti di rivelazione diretta ricercano segnali di rinculo dei nuclei per mezzo di grandi rivelatori in laboratori sotterranei fortemente schermati, dove virtualmente nessuna particella del Modello Standard può entrare ed interagire. Assumendo una densità locale dell'alone di DM dell'ordine di 0.3 GeVcm^3 , $m_{\tilde{\chi}} = 100 \text{ GeV}$ ed una velocità delle particelle DM che attraversano la Terra di 230 Km/s , si ottiene un flusso di $10^5 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [21]. Esempi di esperimenti finalizzati a questo tipo di ricerca sono: DAMA [22], CoGeNT [23], XENON [24], LUX [25].

- *Rivelazione indiretta*: stato finale di particelle SM derivanti da processi di annichilazione o decadimento di particelle DM. Nel modello cosmologico generalmente accettato, le particelle di DM sono in equilibrio termico con le altre particelle dello SM sino al freeze-out causato dall'espansione dell'Universo. Questa assunzione ben giustificata implica che le particelle di DM possono annichilire reciprocamente o decadere producendo particelle dello SM. Quindi, un modo complementare per osservare un segnale di DM è la ricerca dei suoi prodotti di annichilazione o di decadimento. Questi prodotti di solito consistono in raggi gamma, neutrini e particelle di antimateria ad alta energia quali positroni o antiprotoni, generati come prodotti primari di annichilazione o come prodotti secondari del decadimento delle particelle primarie. Esperimenti dedicati sono su satelliti, quali AMS [26], PAMELA [27], FERMI [28].
- *Ricerca ai collider*: L'assunzione che la DM si possa accoppiare debolmente alle particelle SM suggerisce un promettente approccio nella ricerca di DM: la produzione presso i collider. La segnatura sperimentale caratteristica di questo canale di ricerca è la presenza di alto impulso trasverso mancante (MET) nel detector, associato alla produzione di particelle DM. Ovviamente fondi caratteristici di queste analisi sono $Z \rightarrow \nu\nu$ o $W \rightarrow l\nu$ in cui il leptone non viene rivelato, presentando energia trasversa mancante nello stato finale.

In figura 1.4 è riportata una illustrazione schematica delle diverse modalità di ricerca della DM. Le frecce verdi indicano il flusso temporale per ogni tipo di processo rivelabile, il cerchio tratteggiato rappresenta un tipo sconosciuto di interazione tra due particelle di DM e due particelle SM. Tutte le ricerche sperimentali, che possono essere sviluppate usando questi tre approcci, possono essere usate in modo complementare. Infatti, l'intensità con la quale un segnale può essere osservato in un processo può essere collegata alle osservazioni fatte negli altri processi. Quindi, combinare i dati provenienti da differenti tipi di esperimenti può essere molto utile poiché permette di effettuare dei controlli incrociati sui risultati sperimentali e di superare le inevitabili incertezze legate ad un determinato modello, come per esempio le incertezze relative alla distribuzione di velocità della materia oscura per le ricerche dirette e quelle derivanti dai backgrounds astrofisici per le ricerche indirette.

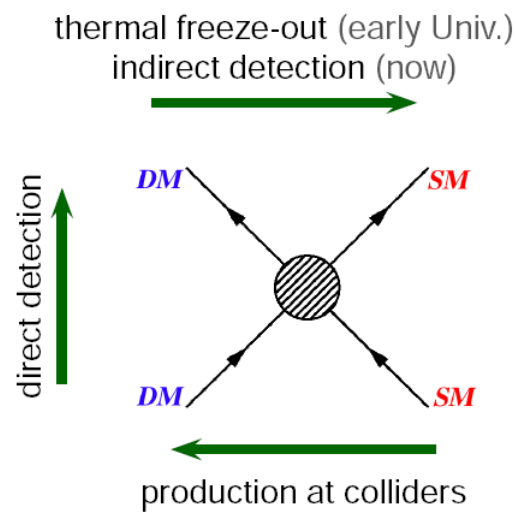


Figura 1.4: Diagramma schematico dei tre approcci concepibili per la rivelazione di DM. Le frecce verdi rappresentano il flusso temporale dei processi.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS ad LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [29] [30] è un acceleratore di particelle in cui due fasci di protoni collidono ad altissime energie. Le particelle prodotte in queste collisioni sono rivelate da quattro grandi esperimenti: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. In questo capitolo saranno descritte le caratteristiche dell'acceleratore LHC e dei rivelatori costituenti l'esperimento ATLAS.

2.1 L'anello di accumulazione LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) è un collisionatore protone-protone posto all'interno dello stesso tunnel che ha ospitato in passato l'acceleratore LEP al CERN di Ginevra. (fig. 2.1) L'energia massima raggiungibile da ognuno dei due fasci di protoni per collisioni frontali (head-on) è di 7 TeV, con una luminosità di progetto $L = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

LHC è costituito da due anelli superconduttivi che fungono da acceleratore e collisionatore di adroni e la sua circonferenza è di 26.7 km. L'intera area sperimentale di LHC si estende sul confine Franco-Svizzero nei pressi di Ginevra, dove ha sede il CERN. Per contenere i costi di quest'opera, si è cercato di riutilizzare al meglio le infrastrutture preesistenti. Anche per le strutture di superficie si è cercato di sfruttare i siti già esistenti dove possibile.

2.1.1 Caratteristiche tecniche

Struttura

Essendo un collider particella-particella, a differenza dei collider particella-antiparticella, LHC è formato da due anelli. I fasci interagiscono in quattro punti dove sono stati installati i rivelatori. I principali componenti dell'acceleratore sono dipoli e quadrupoli magnetici e le cavità risonanti. I dipoli

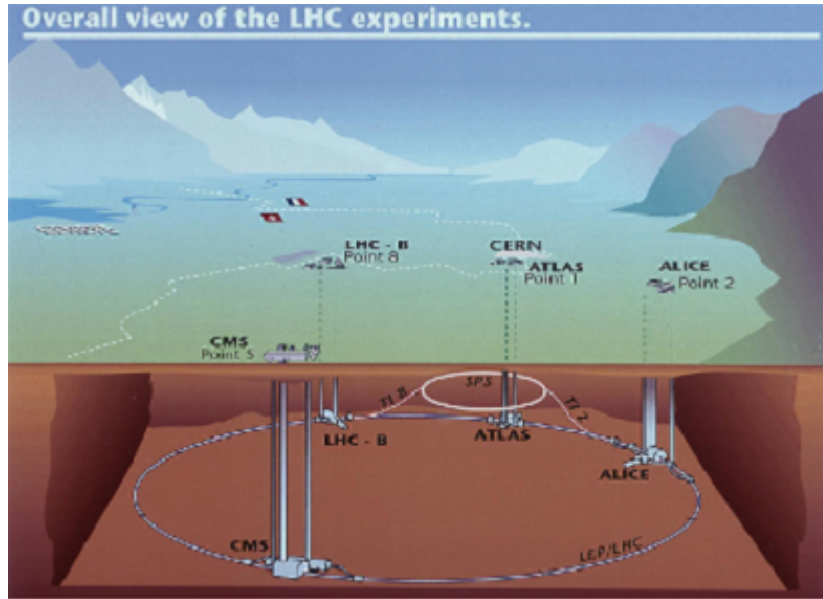


Figura 2.1: Vista schematica della zona sotterranea dove è situato LHC.

magnetici criogenici superconduttivi operano alla temperatura di 1.9 K e sono stati costruiti per produrre campi magnetici di 8.33 T per permettere ai protoni di percorrere orbite circolari. Per raffreddarli si usa elio superfluido. I quadrupoli magnetici sono usati per focalizzare il fascio mentre le cavità risonanti accelerano le particelle. I due anelli di LHC sono divisi in 8 ottanti composti da archi e sezioni rettilinee approssimativamente di 528 metri di lunghezza. Le due zone di massima luminosità, in cui sono posizionati gli esperimenti ATLAS e CMS, si trovano in due sezioni rettilinee diametralmente opposte: Punto 1 e Punto 5 (fig. 2.2). Altri due esperimenti ALICE e LHCb sono rispettivamente collocati al Punto 2 e Punto 8 (figura), dove la macchina raggiunge la minima luminosità. Nelle rimanenti 4 sezioni rettilinee non vi sono ulteriori intersezioni dei fasci. Le zone di iniezione si trovano negli ottanti 2 e 8, rispettivamente per l'iniezione dei pacchetti di protoni in senso orario e antiorario. Gli ottanti 3 e 7, invece, contengono gli apparati per la pulizia e la collimazione del fascio. Le cavità a radio frequenza (RF) sono poste nel quarto ottante e costituiscono due sistemi indipendenti (uno per direzione). La sezione rettilinea al Punto 6 contiene i dispositivi per l'estrazione dei fasci: questa operazione viene effettuata usando una combinazione di magneti pulsati velocemente e capaci di produrre deflessioni sia in verticale che in orizzontale.

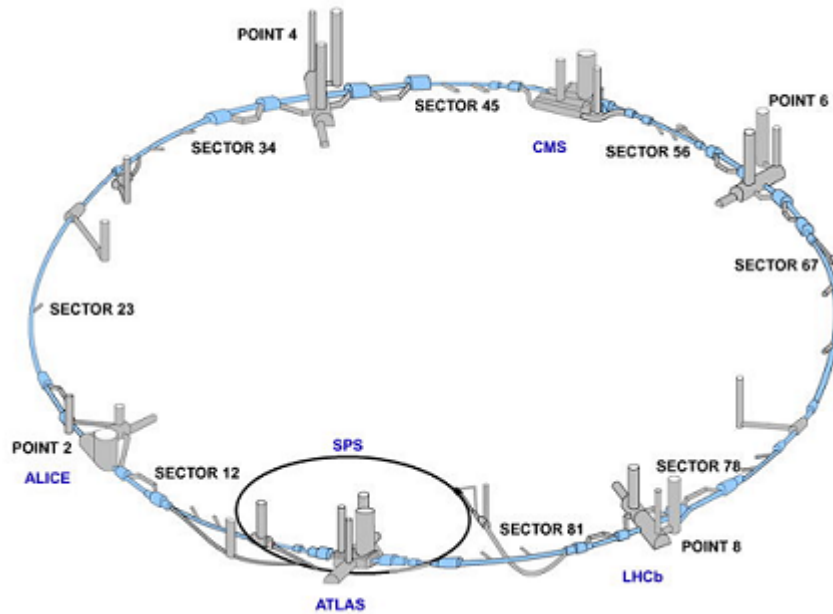


Figura 2.2: Disposizione degli esperimenti in LHC.

Meccanismo di accelerazione

Il processo di accelerazione dei fasci avviene per fasi e in ogni fase il fascio attraversa un diverso dispositivo. In figura 2.3 è mostrata la catena di iniettori. Seguendo tale catena dalla sorgente di protoni all'ultimo stadio di accelerazione troviamo:

- LINAC2
- Proton Synchrotron Booster (PSB)
- Proton Synchrotron (PS)
- Super Proton Synchrotron (SPS)
- LHC

Un fascio di protoni è prodotto a partire da un gas H_2 , e sono accelerati ad una corrente di fascio di 300 mA. I protoni vengono immessi nel PSB ad un'energia di 50 eV dall'acceleratore lineare LINAC2. Il PSB accelera i protoni fino ad un'energia di 1.4 GeV, mentre il PS li accelera fino a 25 GeV. I protoni attraversano poi l' SPS dove raggiungono un'energia di 450 GeV. Infine i due fasci arrivano a LHC, e vengono fatti circolare in direzioni opposte,

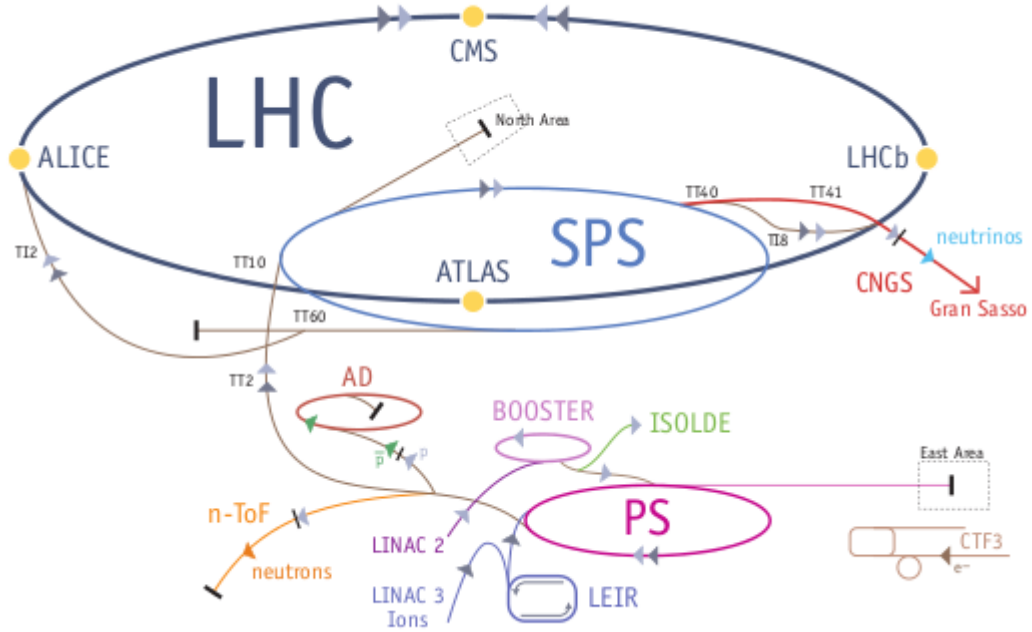


Figura 2.3: Schema dei dispositivi di pre-accelerazione ed accelerazione ad LHC.

fino a quando raggiungono l'energia richiesta per le collisioni. L'accelerazione all'interno del collisionatore è fornita da 8 cavità risonanti (RF), il cui campo elettrico generato oscilla a 400.8 MHz, per dare una spinta in energia di 5 MeV/giro e compensare le perdite. I protoni arrivano a LHC in pacchetti (bunch). I bunch circolano in tubi in cui è stato fatto il vuoto e dispositivi elettromagnetici ne controllano le traiettorie; si hanno 2808 pacchetti in ogni fascio, con una separazione di 25 ns e $\sim 10^{11}$ protoni per bunch.

Ad LHC bisogna prestare attenzione al fenomeno di *pile-up*. Il pile up è un fenomeno per il quale, data una collisione tra pacchetti di protoni, ad un evento potenzialmente interessante si sovrappongono altri eventi non interessanti prodotti all'interno della medesima collisione. Si distinguono due tipi di sovrapposizioni: Il pile-up *in-time* che deriva da un'interazione addizionale protone-protone all'interno dello stesso bunch-crossing e il pile-up *out-of-time* relativo a depositi di energia nel calorimetro dovuti a successivi bunch-crossing.

Luminosità della macchina

Il numero di eventi per secondo generato nelle collisioni è dato da:

$$N_{ev} = L \cdot \sigma_{ev} \quad (2.1)$$

dove σ_{ev} è la sezione d'urto dell'evento considerato ed L la luminosità di macchina. Quest'ultima dipende solo dai parametri del fascio e può essere scritta come:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.2)$$

dove N_b è il numero di di particelle per bunch, n_b il numero di bunch per fascio, f_{rev} la frequenza di rivoluzione, γ_r il fattore gamma relativistico, ϵ_n l'emittanza trasversa normalizzata, ovvero il prodotto della larghezza della distribuzione in posizione delle particelle nel bunch σ e della larghezza in impulso σ' , β^* il rapporto σ/σ' , F il fattore di riduzione di luminosità geometrica dovuto all'angolo di incrocio (*crossing angle*) al punto di interazione (IP).

La luminosità di LHC non è costante su un intero ciclo di presa dati (*run*), ma decade a causa della degradazione delle intensità e delle emittanze dei fasci che circolano. La causa principale della diminuzione della luminosità durante un run di fisica è la perdita del fascio dovuta alle collisioni nei punti di interazione. La costante di decadimento iniziale, determinata da questo effetto, è:

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot}(0)}{L \sigma_{tot} k} \quad (2.3)$$

dove $N_{tot}(0)$ è l'intensità del fascio, L la luminosità iniziale, σ_{tot} la sezione d'urto totale ($\sigma_{tot} = 110$ mb a 7 TeV) e k è il numero di punti di interazione. Altri contributi alla degradazione del fascio derivano da perdite di particelle causate da leggeri fenomeni di emittanza, dovuti ad esempio a scattering di particelle con i gas all'interno dell'acceleratore, forze non lineari durante l'interazione dei fasci, rumore nelle cavità risonanti, ed effetti di scattering all'interno dei fasci (IBS).

Approssimando ad una funzione esponenziale la decrescita della luminosità, la costante di decadimento può essere scritta come:

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{gas}} + \frac{1}{\tau_{nuclear}} \quad (2.4)$$

Assumendo

$$\tau_{IBS} = 80 \text{ h}$$

$$\tau_{gas} = 100 \text{ h}$$

$$\tau_{nuclear} = 29 \text{ h}$$

si ottiene

$$\tau_L = 14.9 \text{ h} \quad (2.5)$$

Integrando la luminosità su un run si ottiene:

$$L_{int} = L_0 \tau_L [1 - e^{-T_{run}/\tau_L}] \quad (2.6)$$

dove T_{run} è il tempo di presa dati. L'efficienza totale della macchina dipende dai parametri della luminosità integrata (eq. 2.6). Assumendo che la macchina operi per 200 giorni all'anno, in virtù della eq. 2.5, il tempo ottimale di presa dati è di circa 12 ore, per una luminosità totale integrata per anno di circa $120 fb^{-1}$.

2.1.2 Esperimenti ad LHC

I quattro principali esperimenti a LHC, costruiti nei quattro punti di collisione dei fasci sono:

- ATLAS (**A** Toroidal **LHC** Apparatus)
- CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid)
- LHCb
- ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment)

ATLAS e CMS sono progettati per studiare un gran numero di argomenti della Fisica delle Particelle, focalizzando in particolare l'attenzione sul Modello Standard, sullo studio delle proprietà del bosone di Higgs e ricerca di nuova fisica oltre il Modello Standard. LHCb studia la fisica del quark b ed in particolare affronta il problema ancora aperto dell'asimmetria materia-antimateria nell'universo. ALICE, utilizzando fasci di ioni pesanti, focalizza le ricerche sulle proprietà e l'esistenza del quark gluon plasma.

2.1.3 Dati raccolti

Le prime operazioni di LHC sono iniziate nell'autunno 2008, ma sono state interrotte a casa in un incidente. La riparazione del danno, causato da un guasto nelle connessione tra i magneti superconduttori, ha richiesto più di un anno. Nel novembre 2009, le operazioni sono state riprese iniziando con collisioni protone-protone con energie nel centro di massa di 900 GeV, seguite nel marzo 2010 da collisioni a $\sqrt{s} = 7$ TeV fino alla fine del 2011. Dal 2012 l'energia è stata portata a 8 TeV. Alla fine del 2012, LHC è stato spento per upgrades e le operazioni sono riprese ad Aprile del 2015 ad un energia del centro di massa di 13 TeV.

2.2 L'esperimento ATLAS

L'apparato dell'esperimento ATLAS [35] è strutturato come segue:

- Un rivelatore interno (Inner Detector, ID), avvolto in un magnete solenoidale, per operare la ricostruzione di tracce cariche, misurandone traiettorie, impulso ed eventuali vertici di decadimento.
- Calorimetri elettromagnetici e adronici, per misurare le energie depositate dalle particelle e per la ricostruzione di jet.
- Spettrometro per Muoni (MS) per l'identificazione e la ricostruzione dei muoni con l'ausilio di un magnete toroidale.
- Un sistema di trigger, per ridurre il fondo prima di collezionare gli eventi.
- Un sistema di acquisizione dati, per conservare gli eventi di interesse.

L'ampio spettro di fenomeni di Fisica delle Particelle studiati richiede delle condizioni stringenti sulle proprietà e la scelta dei rivelatori da usare:

- date le particolari condizioni sperimentali che si verificano a LHC, il rivelatore deve disporre di un'elettronica veloce;
- è richiesta una granularità molto alta per ricostruire correttamente gli eventi ed evitare sovrapposizioni;
- si richiede una larga accettazione in pseudorapidità (η) ed una copertura quasi completa dell'angolo azimutale;

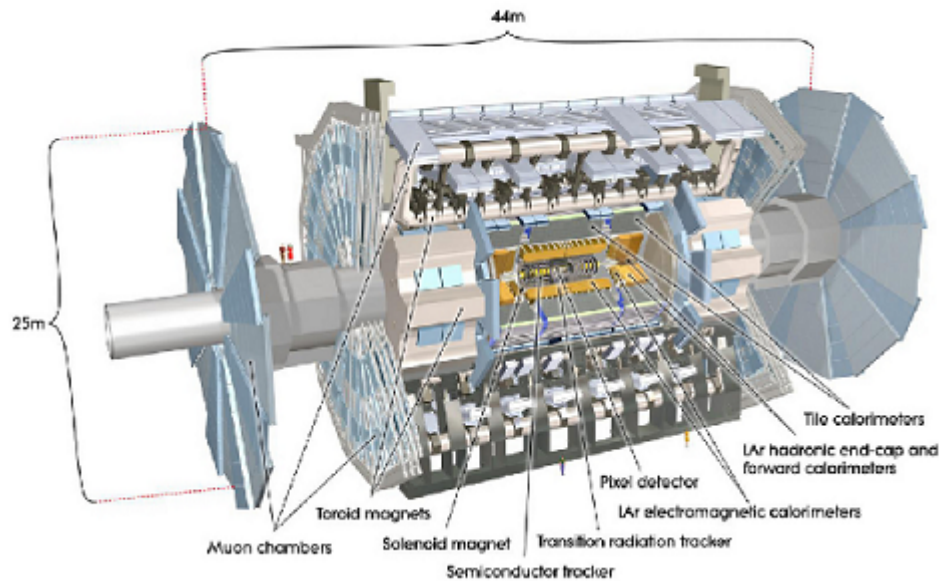


Figura 2.4: Il rivelatore ATLAS ad LHC.

- è essenziale avere una buona risoluzione nella ricostruzione del momento e dei vertici secondari delle particelle cariche nei tracciatori interni.
- il sistema calorimetrico deve permettere l'identificazione e la misura di energia di elettroni, fotoni, jet ed energia mancante;
- si richiede che l'identificazione e la risoluzione in impulso dei muoni sia ottimale, unita alla capacità di determinare senza ambiguità la carica di muoni di alto impulso;
- il trigger del rivelatore deve permettere una massimizzazione del rigetto di eventi di fondo.

In figura 2.4 è mostrato l'intero rivelatore, le cui dimensioni sono 44 m di lunghezza, 25 di altezza, per un peso complessivo di 7000 tonnellate. L'ermeticità dell'apparato sperimentale permette di rivelare, tramite la ricostruzione di momento ed energia mancanti, la produzione di neutrini o di altre particelle non note che non sono rivelate direttamente nell'apparato. Nei paragrafi successivi saranno descritti in dettaglio i diversi rivelatori dell'esperimento.

2.2.1 Sistema di coordinate

ATLAS utilizza due diversi sistemi di coordinate, in base al particolare studio affrontato, uno con coordinate cartesiane più legato alla geometria e l'altro con particolari coordinate sferiche più utile per l'analisi. Il punto di interazione definisce l'origine del sistema di coordinate, mentre la direzione del fascio definisce l'asse z ed il piano $x - y$ è trasverso alla direzione del fascio. Il verso positivo dell'asse x punta al centro dell'anello di LHC, l'asse y è diretto verso l'alto (costituendo quindi una terna destrorsa). Il punto di interazione determina due regioni, una con $z > 0$, l'altra con $z < 0$, denominate, rispettivamente, lato A e lato C. Il piano $z = 0$ definisce, invece, il lato B (figura 2.5).

In coordinate sferiche l'angolo azimutale $\phi \in [-\pi, \pi]$ è misurato nel piano $x - y$ ed è definito come:

$$\phi = \frac{1}{\tan(x/y)} \quad (2.7)$$

L'angolo azimutale ϕ è definito come l'angolo di rotazione attorno all'asse z , con l'origine ($\phi = 0$) individuata sull'asse x e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse z . L'angolo polare θ è definito come angolo di rotazione attorno all'asse x , con l'origine sull'asse z e crescente in senso orario. Si è soliti usare in luogo dell'angolo polare θ la pseudorapidità, così definita:

$$\eta = -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (2.8)$$

Tale variabile permette di dividere il rivelatore in due regioni (fig 2.6):

- Regione di Barrel (BR) che si ha per $|\eta| < 1.05$, corrispondente alla regione centrale e, dunque, più prossima al punto di interazione;
- Regione di Endcap (ER) che si ha per $1.05 < |\eta| < 2.7$, comprendente gli apparati situati alle estremità destra e sinistra.

Nel caso di oggetti massivi (come i jet, ad esempio) si utilizza la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right] \quad (2.9)$$

dove p_L è la componente longitudinale dell'impulso.

La quantità

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2.10)$$

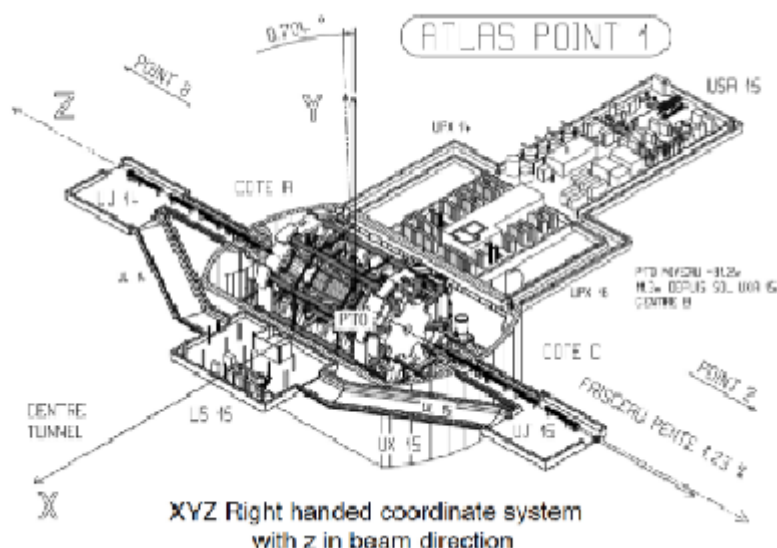


Figura 2.5: Il sistema di coordinate utilizzato in ATLAS.

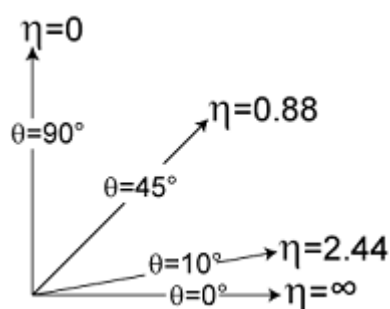


Figura 2.6: Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo θ .

viene usata per misurare la distanza angolare tra due tracce nel piano $\eta - \phi$.

Poichè LHC è un collisore adronico, in cui vengono fatte collidere particelle non elementari composte da partoni (gluoni e quark), l'energia effettiva dell'interazione nel sistema del centro di massa, che dipende dagli impulsi dei partoni che effettivamente partecipano alla singola interazione, non è nota con esattezza. E' quindi naturale studiare la cinematica delle interazioni nel piano trasverso $x - y$ (la componente trasversa dell'impulso medio dei partoni è trascurabile rispetto a quella longitudinale) in cui si può imporre la conservazione dell'energia.

2.3 L'apparato sperimentale di ATLAS

2.3.1 Sistema magnetico

La caratteristica fondamentale del rivelatore ATLAS è il sistema di campi magnetici, composto da quattro magneti superconduttori di 22 m di diametro e 26 di lunghezza. Il sistema magnetico (figura 2.7) è formato da:

- Un solenoide centrale (CS), con asse di simmetria lungo la direzione dei fasci, capace di generare un campo magnetico assiale di 2 T per il rivelatore interno. Il CS si estende su una lunghezza di 5.3 m ed ha un diametro di 2.5 m. La bobina del CS è progettata in modo da essere il più sottile possibile in rapporto a sicurezza e affidabilità operazionali.
- Un sistema di tre toroidi superconduttori (uno centrale e due alle estremità). I due toroidi dell'end-cap sono disposti alle estremità della zona cilindrica e si allineano con il CS, hanno una lunghezza di 5 m, un diametro esterno di 10.7 m ed un diametro interno di 1.65 m. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto spire rettangolari assemblate radialmente e simmetricamente intorno all'asse del fascio.

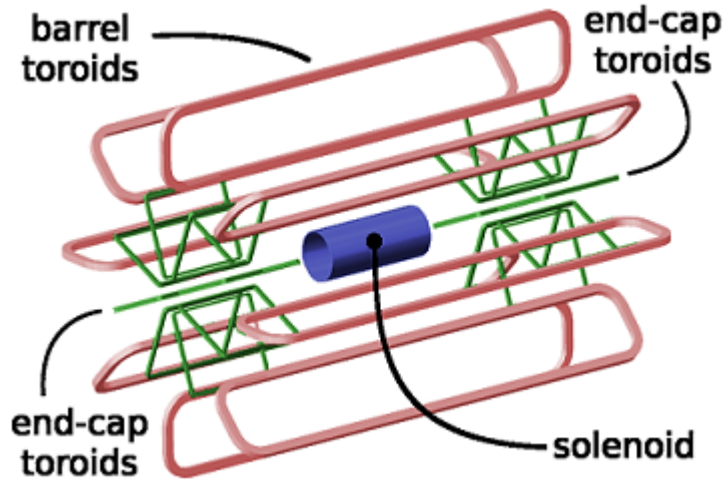


Figura 2.7: Schema del sistema magnetico di ATLAS.

Il sistema toroidale di bobine di end-cap è ruotato di 22.5° rispetto al sistema toroidale di barrel al fine di avere una sovrapposizione radiale. Ogni bobina nella regione di barrel dispone del proprio criostato, mentre le bobine di end-cap sono locate in un criostato comune. Il “potere di curvatura” di questi magneti è dato dall'integrale $\int B dl$, dove B è la componente normale

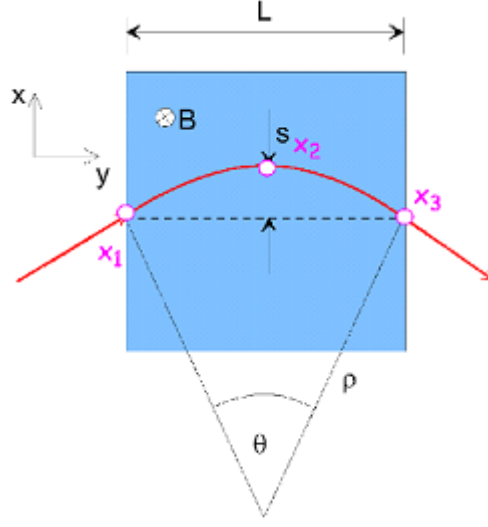


Figura 2.8: Misura del momento trasverso tramite il *metodo della sagitta*.

del campo alla traiettoria della particella carica e l'integrale viene calcolato lungo tutta la traiettoria della particella. Il potere di curvatura nel toroide di barrel varia da 1.5 fino a 5.5 Tm mentre nei toroidi di end-cap varia approssimativamente tra 1 fino a 7.5 Tm. Il potere di curvatura è basso nella regione di transizione in cui i due magneti si sovrappongono.

La presenza del campo magnetico è fondamentale per la misura del momento delle particelle cariche dato che la forza di Lorenz incurva la traiettoria di tali particelle, senza modificarne l'energia.

Quindi assumendo la presenza di un campo magnetico uniforme B in una regione L , è possibile calcolare il momento trasverso p_T di una particella che entra in tale regione:

$$p_T(\text{GeV}) = 0.3\rho(\text{m})B(\text{T}) \quad (2.11)$$

in cui ρ rappresenta il raggio di curvatura (figura 2.8). Quindi la sagitta è la massima distanza tra la traiettoria della particella e la linea che unisce il punto iniziale e finale di rivelazione della particella. La risoluzione in p_T è:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{\frac{720}{N+4}} \sigma_x \frac{p_T}{0.3BL^2} \quad (2.12)$$

in cui N rappresenta il numero di punti misurati e σ_x la risoluzione spaziale. Risulta evidente da 2.12 che valori elevati di B e L sono fondamentali al fine di ottenere un'ottima risoluzione per il momento misurato.

2.3.2 Rivelatore interno

Il rivelatore interno (*Inner Detector*, ID) [36] è progettato per permettere una buona ricostruzione delle tracce (*pattern recognition*), e fornire un'ottima risoluzione in impulso e buone misure di vertici primari e secondari per tracce cariche con impulso trasverso superiore a 0.2 GeV. Per soddisfare a queste richieste è necessario usare magneti (magnete solenoidale da 2 T) ed avere un'elevatissima granularità per misure di posizione, ottenute con tre rivelatori complementari che costituiscono la struttura dell'inner detector (figura 2.9).

Nella parte centrale, i primi rivelatori traccianti sono stati realizzati con rivelatori a semiconduttore con tecnologie a pixel e a microstrisce di silicio (SCT). Il numero totale di strati di precisione deve essere limitato a causa della grande quantità di materiale di cui sono costruiti (che causa effetti di scattering multiplo) e dall'elevato costo.

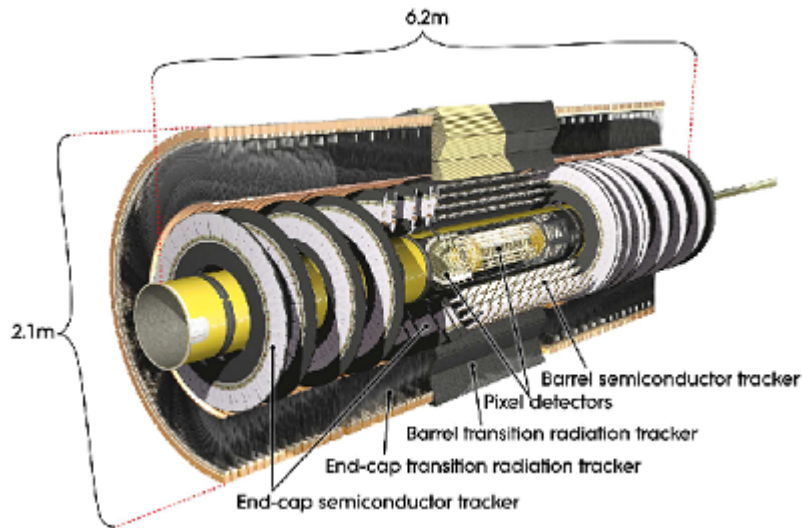


Figura 2.9: Il rivelatore interno in ATLAS.

Ogni traccia attraversa tipicamente tre strati di rivelatori a pixel e otto di strisce, mentre nella zona più esterna un tracciatore a radiazione di transizione (TRT) fornisce un elevato numero di punti, circa 36 per traccia. Le due tecniche combinate permettono di ottenere un'elevata precisione sia in ϕ che in z . La struttura prevede una copertura delle tracce per $|\eta| < 2.5$. Il raggio esterno della cavità di tracciamento è 115 cm e la lunghezza totale di 7 m. Da un punto di vista meccanico, il rivelatore interno si struttura in tre unità: una parte cilindrica che si estende per ± 80 cm dal punto di

interazione e due parti identiche nelle zone di end-cap che occupano il resto della cavità cilindrica. Nella regione cilindrica gli strati di rivelatore ad alta precisione sono organizzati in cilindri concentrici intorno all'asse del fascio, mentre i rivelatori delle zone di end-cap sono montati su dischi perpendicolari all'asse del fascio.

L'ID è la parte dell'apparato maggiormente soggetto ai danni provocati dalle radiazioni, per cui sarà necessaria una sostituzione relativamente frequente (circa ogni 10 anni) per mantenerne le elevate prestazioni.

Rivelatori a pixel

Il rivelatore a pixel permette di avere misure ad alta precisione, di determinare con ottima risoluzione il parametro di impatto e di ricostruire le tracce delle particelle con vita media breve come i leptoni τ ed i quark b . I pixel sono disposti su cilindri concentrici intorno all'asse del fascio e su dischi perpendicolari al fascio nelle regioni di end-cap. La disposizione dei rivelatori a pixel è scelta in modo tale che le tracce originate dall'interazione attraversino almeno tre strati di pixel. In totale vi sono 140 milioni di elementi rivelatori, con un passo di $50 \mu m$ nella direzione $R - \phi$ e di $300 \mu m$ in z , ed è formato da 3 corpi cilindrici che contengono circa 1550 moduli e di cinque dischi per ciascun lato di raggi compresi tra 11 e 20 cm, che completano la copertura angolare, contenenti 700 moduli. I moduli hanno tutti ugual dimensione: 64.2 mm di lunghezza e 22.4 mm di larghezza. Per le risoluzioni spaziali, mediate sulla distribuzione in pseudorapidità si ha:

$$\sigma(R - \phi) \simeq 12 \mu m \quad \text{per tutti i pixel}$$

$$\sigma(z) \simeq 66 \mu m \quad \text{per la regione di barrel}$$

$$\sigma(R) \simeq 77 \mu m \quad \text{per i dischi}$$

I moduli di elettronica per la lettura hanno grosse aree, con circuiti individuali per ogni elemento del pixel e includono memorie di transito per immagazzinare i dati durante l'attesa della decisione del trigger di primo livello.

Tracciatore a semiconduttore

Il tracciatore a semiconduttore (SCT) è installato nella zona radiale intermedia (figura 2.10) e fornisce almeno quattro misure di precisione per traccia e

contribuisce alle misure di impulso, parametro d'impatto e posizione del vertice, oltre che al riconoscimento delle traiettorie grazie all'elevata granularità del rivelatore. Nella zona cilindrica sono presenti quattro strati di microstrisce al silicio, che forniscono la misura delle coordinate $R - \phi$ e z . Le singole dimensioni sono di $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$ con 768 strisce di lettura con passo di $80 \mu\text{m}$. L'intero rivelatore contiene 61 m^2 di rivelatori al silicio, per un totale di 6.2 milioni di canali di lettura. La risoluzione spaziale è di $16 \mu\text{m}$ in $R - \phi$ e $580 \mu\text{m}$ in z . I moduli della zona barrel sono montati su quattro cilindri in fibra di carbonio che portano il sistema di raffreddamento, con raggi di 30.0, 37.3, 44.7 e 52.0 cm. I moduli delle zone di end-cap sono montati su nove dischi, fino ad un massimo di tre anelli ciascuno. A causa dell'ambiente altamente radioattivo è necessario che i sensori al silicio operino in condizioni di bassa temperatura (tipicamente tra i -5 e i $-10 \text{ }^\circ\text{C}$). Sono dunque previsti sistemi di rilascio del calore accumulato generato dall'elettronica e dalle perdite di corrente del rivelatore.

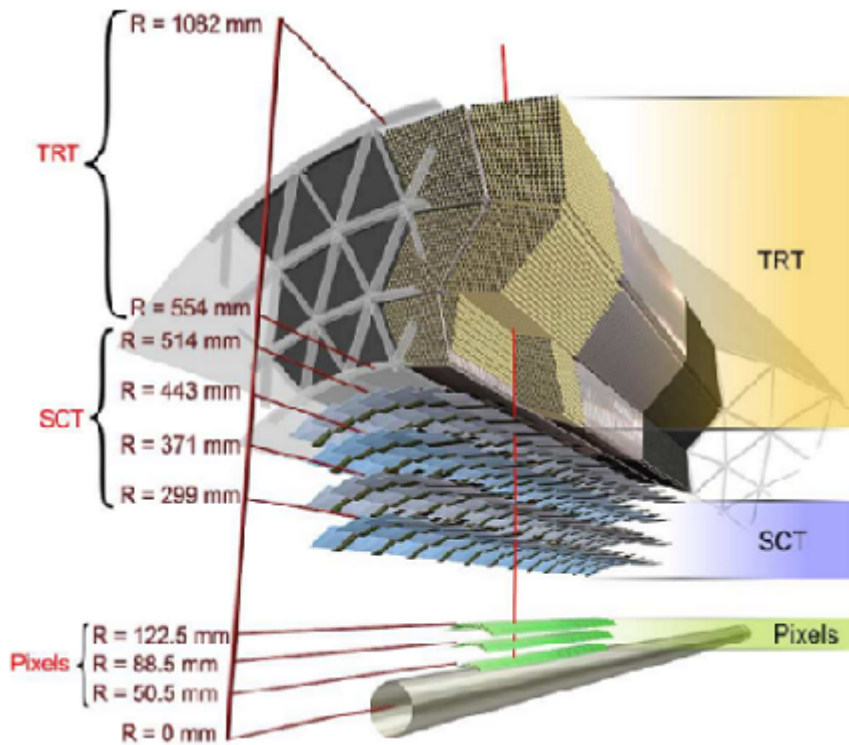


Figura 2.10: Schema 3D dei tre rivelatori di tracce dell'ID.

Tracciatore a radiazione di transizione

Gli elementi costituenti il TRT sono tubi dal diametro di 4 mm, in grado di operare ad alti flussi grazie ai fili ben isolati all'interno dei singoli volumi di gas. I tubi del rivelatore sono circondati da una schiuma di propilene. Il TRT opera con una miscela di gas non infiammabile 70% Xe , 20% CO_2 e 10% CF_4 .

Quando una particella carica passa per il rivelatore genera una radiazione di transizione dovuta alla diversa costante dielettrica di aria e propilene. In condizioni normali il tempo massimo di raccolta degli elettroni è di ~ 48 ns e si ha una risoluzione spaziale ottenuta dal tempo di drift di $\sim 130 \mu m$. La posizione dei TRT è illustrata in figura 2.10.

2.3.3 Calorimetri

I calorimetri (figura 2.11) sono collocati tra l'inner detector e lo spettrometro per muoni. Sono calorimetri a campionamento composti da assorbitori e mezzi di rivelazione. Una particella che attraversa gli strati di assorbitore interagisce col materiale e produce sciami di particelle secondarie, le quali vengono rivelate nel materiale attivo. Le particelle dello sciame, nel proseguire attraverso il mezzo, perdono energia fino ad essere completamente assorbite.

Diversi tipi di calorimetro vengono utilizzati al fine di fornire una buona risoluzione nella ricostruzione degli sciami elettromagnetici e per contenere gli sciami adronici, evitando il loro passaggio nello spettrometro per muoni.

L'intero sistema calorimetrico [37] è composto come segue:

- Un calorimetro elettromagnetico (EM) che copre la regione di pseudo-rapidità $|\eta| < 3.2$;
- un calorimetro adronico cilindrico (HC *Tile Barrel*) che copre la regione $|\eta| < 1.7$;
- due calorimetri adronici nelle zone di end-cap (HEC), che coprono la regione $1.5 < |\eta| < 3.2$;
- due calorimetri in avanti (FCAL), che coprono la regione $3.2 < |\eta| < 4.9$.

Il calorimetro EM è un rivelatore a piombo e argon liquido (LAr) con geometria a fisarmonica, ed è preceduto da un rivelatore di precampionamento che ha il compito di correggere le misure per l'energia persa nel materiale a monte del calorimetro (rivelatore interno, criostati, spire).

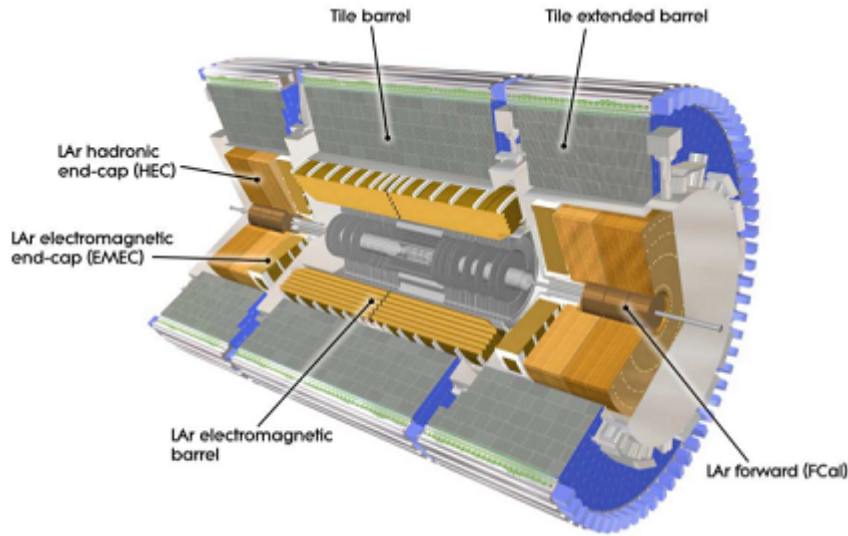


Figura 2.11: Schema del sistema calorimetrico in ATLAS.

Per il calorimetro adronico *Tile Barrel* il mezzo di campionamento consiste in piastre di scintillatori plastici immerse in un assorbitore di ferro. E' diviso in tre sezioni: un cilindro centrale e due cilindri estesi. Per i calorimetri delle zone di end-cap si utilizzano rame (Cu) e Argon liquido, mentre per i calorimetri in avanti si usano argon liquido ed elettrodi sagomati a barre in una matrice di tungsteno.

Quando una particella con elevata energia come un elettrone o un fotone interagisce con un materiale genera uno sciame elettromagnetico composto da elettroni e fotoni. L'energia della particella iniziale viene suddivisa tra queste ultime e depositata nel materiale sotto forma di ionizzazione. Rivelando e misurando l'energia depositata nel mezzo si può risalire all'identificazione della particella e alla misura della sua energia. Le particelle sensibili all'interazione forte incidendo su di un materiale interagiscono con i nuclei di questo portando alla produzione di uno sciame adronico. Come nel caso elettromagnetico misurando l'energia delle particelle secondarie è possibile risalire all'energia della particella iniziale. I calorimetri sono costruiti in modo tale che elettroni e fotoni vengono completamente assorbiti dal calorimetro elettromagnetico, mentre una particella adronica attraversa quasi indisturbata il calorimetro elettromagnetico per poi essere assorbita in quello adronico.



Figura 2.12: Creazione di coppie e bremsstrahlung in presenza di un nucleo atomico.

Calorimetro elettromagnetico (ECAL)

La grandezza che caratterizza un calorimetro elettromagnetico è la lunghezza di radiazione X_0 del materiale, definita come la distanza media che riduce l'energia della particella incidente di un fattore $1/e$.

I processi fisici che portano alla produzione di uno sciame elettromagnetico sono la creazione di coppie e^+e^- a partire da un fotone ed irraggiamento di un fotone da parte di un elettrone (*bremsstrahlung*). Questi processi possono avvenire solo tramite interazione con un secondo corpo, come un nucleo atomico (figura 2.12).

La combinazione di creazione di coppie e bremsstrahlung porta alla formazione di una cascata o sciame composto da positroni, elettroni e fotoni (figura 2.13).

Questa concatenazione di processi continua fino a che l'energia della produzione di coppie elettrone-positrone non scende al di sotto di un'energia critica. A questo punto la coppia e^+e^- perde energia preferenzialmente per collisioni atomiche piuttosto che per emissione *bremsstrahlung* arrestando così la cascata. Attraversando uno strato di spessore X_0 un elettrone mediamente perde circa $2/3$ della propria energia emettendo un fotone ed ha una probabilità di circa $7/9$ di generare una coppia e^+e^- . Pertanto in prima approssimazione possiamo assumere che ad ogni X_0 venga creata una nuova generazione di particelle dello sciame.

La particolare struttura del sistema, mostrata in figura 2.14, è progettata al fine di massimizzare la risoluzione energetica. Nella regione centrale ($|\eta| < 2.5$), il calorimetro EM è composto da tre differenti strati, di cui il più interno è molto piccolo in lunghezza ma finemente segmentato in η e ϕ al fine di discriminare γ da π^0 .

Il calorimetro EM è segmentato in celle di dimensione variabile in funzione

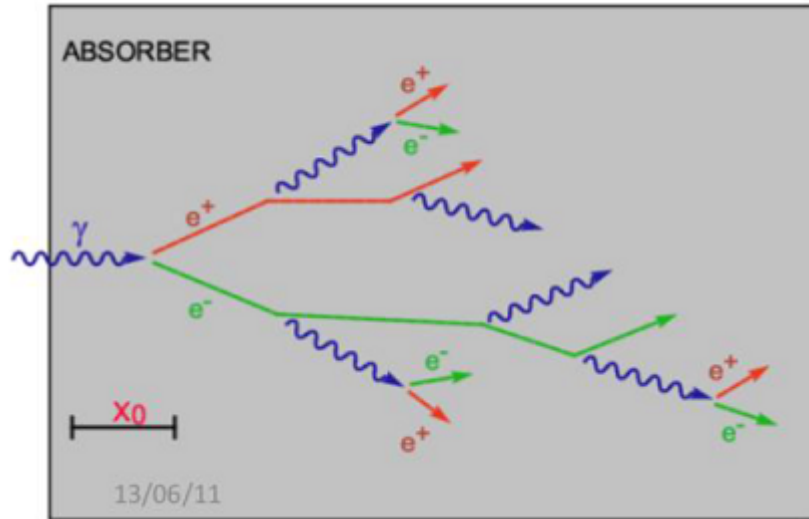


Figura 2.13: Sviluppo tipico di uno sciame elettromagnetico, è mostrata la lunghezza di radiazione X_0 .

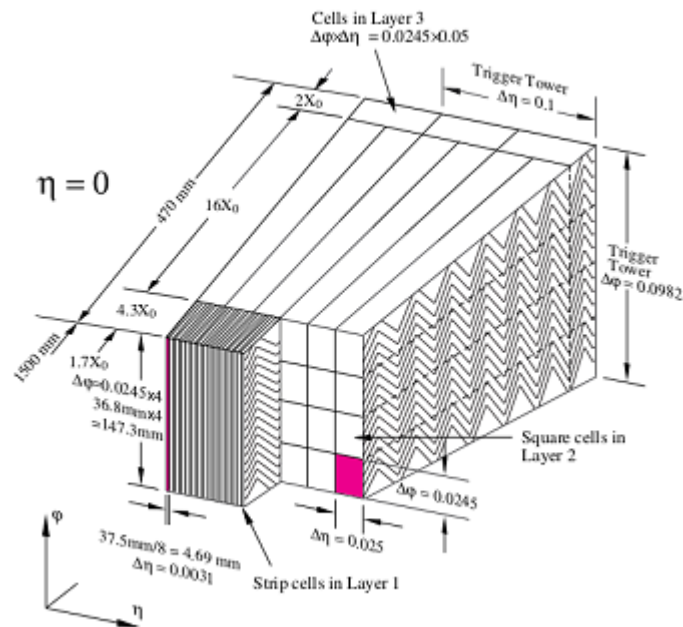


Figura 2.14: Struttura del calorimetro elettromagnetico.

della pseudorapidità: nella regione centrale la segmentazione vale $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Ciò permette di avere una buona risoluzione spaziale per lo sciame ricostruito. Anche lo spessore varia in base alla regione ($> 24 X_0$ nella regione centrale e $> 26 X_0$ nelle regioni in avanti).

La suddivisione in celle rende possibile un'accurata ricostruzione dello sviluppo dello sciame. Da queste informazioni, insieme ai dati raccolti dal calorimetro adronico, si può dedurre se lo sciame è elettromagnetico o adronico e misurarne l'energia e la direzione.

Calorimetro adronico (HCAL)

I calorimetrici adronici di ATLAS coprono complessivamente l'intervallo $|\eta| < 4.9$ usando tecniche diverse ottimizzate per i diversi valori della pseudorapidità. Lo spessore è una caratteristica importante nella costruzione del calorimetro adronico che deve essere in grado di ridurre al minimo le particelle che arrivano allo spettrometro per muoni, e deve fornire una buona risoluzione per getti adronici di alta energia e una buona misura dell'energia trasversa mancante. La lunghezza di interazione λ_I è definita in maniera analoga alla lunghezza di radiazione X_0 , introdotta per il calorimetro EM, e si utilizza per il calorimetro adronico.

Calorimetro Tile: è un calorimetro a campionamento che usa ferro come assorbitore e scintillatori come mezzo attivo. E' collocato nella regione con $|\eta| < 1.7$ e lo spessore totale all'uscita da questa regione è per $|\eta| = 0$ pari a 0.97 lunghezze di interazione (λ_I), con una granularità di $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$.

Calorimetri adronici end-cap (HEC): in questo calorimetro viene usato il rame come assorbitore e LAr come materiale attivo. L'intervallo di pseudorapidità coperto è $1.5 < |\eta| < 3.2$ sovrapponendosi al calorimetro Tile e al terzo calorimetro adronico forward. La granularità è $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$.

Calorimetro forward (FCAL): ha struttura particolarmente complessa a causa dell'alto livello di radiazioni della zona in cui si trova immerso, trovandosi a circa 4.7 m di distanza dal punto di interazione. Copre un intervallo in pseudorapidità di $3.1 < |\eta| < 4.9$ e permette la riduzione del fondo in ingresso allo spettrometro per muoni. Consiste in tre moduli per lato: FCAL1, FCAL2, FCAL3 tutti aventi come materiale attivo LAr. Il primo modulo è ottimizzato per misure elettromagnetiche, con rame come assorbitore; gli altri due misurano princi-

palmente l'energia delle interazioni adroniche usando come assorbitore il tungsteno.

Performance dei calorimetri

Per il calorimetro elettromagnetico la risoluzione in energia è data dalla somma in quadratura (denotata con $\oplus$) di termini indipendenti:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.13)$$

dove a è il termine di campionamento (che include anche fluttuazioni statistiche), b è il termine che tiene conto del rumore dovuto all'elettronica e alla sovrapposizione (pile-up) di segnale e c è una costante che tiene conto di effetti meccanici, di calibrazione e di sorgenti di non uniformità che comportano errori sistematici. I valori di tali parametri determinano la risoluzione in energia per il calorimetro EM in ATLAS dove si ha:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.3\% \quad (2.14)$$

Per i calorimetri adronici si ha:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad \text{per } 1.5 < |\eta| < 3.1 \quad (2.15)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad \text{per } 3.1 < |\eta| < 4.9 \quad (2.16)$$

2.3.4 Spettrometro a muoni

A differenza di elettroni, positroni e adroni, i quali perdono tutta la loro energia nei calorimetri (ECAL e HCAL), i muoni sono *minimum ionizing particles* (MIP) e per questo attraversano tutto il rivelatore, perdendo una frazione minima della loro energia. Lo spettrometro a muoni [38] costituisce quindi la parte esterna dell'apparato di ATLAS e permette l'identificazione di muoni dai 3 GeV (ad energie minori la particella viene assorbita nel calorimetro) fino ad 1 TeV. Si basa sulla deflessione magnetica delle traiettorie dei muoni nell'attraversare il campo magnetico toroidale generato da tre grandi magneti (uno nel barrel e due nelle regioni di end-cap) ed è diviso nella regione di barrel che copre un intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.4$ e nella regione di end-caps che copre $1.6 < |\eta| < 2.7$. Nella regione di transizione $1.4 < |\eta| < 1.6$ la deflessione è prodotta dalla combinazione dei due campi delle regioni di barrel ed end-cap.

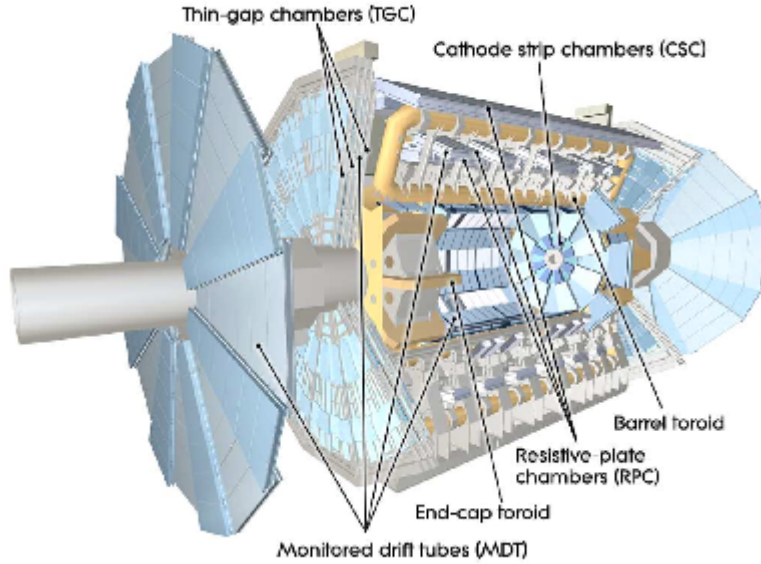


Figura 2.15: Layout dello spettrometro di muoni e disposizione delle diverse tecnologie di camere all'interno dello spettrometro.

Questa configurazione permette di avere un campo principalmente ortogonale alle traiettorie dei muoni, consentendone la misura del p_T . Lo spettrometro contiene:

- camere di tracciamento a precisione, costituite dai Monitored Drift Tubes (MDT) nel barrel e dai Cathode Strip Chambers (CSC) nell'endcap;
- sistema di trigger che fornisce informazioni sulle tracce che attraversano il rivelatore utilizzando un'elettronica veloce, e composto da Resistive Plate Chamber (RPC) nella regione di barrel e Thin Gap Chambers (TGC) nell'endcap.

Uno schema dello spettrometro è illustrato nella figura 2.15.

Nella regione di barrel le tracce sono misurate in camere disposte in tre layers cilindrici intorno l'asse del fascio; nella regione di transizione e nell'endcap le camere sono installate in tre layers disposti in piani ortogonali l'asse del fascio.

Le *Monitored Drift Tubes* (MDT) effettuano misure di precisione del momento delle tracce su quasi tutto il range di pseudorapidità. Sono camere a drift composte da 3-4 strati di tubi di drift di raggio 15 mm riempiti con

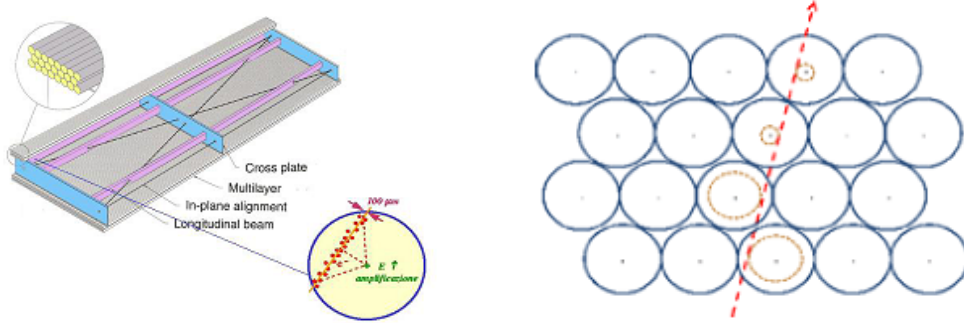


Figura 2.16: Struttura meccanica della camera MDT (a sinistra) e schematizzazione della misura della traiettoria di un muone negli MDT tramite il tempo di deriva (a destra).

una miscela di gas $Ar - CO_2$ che viene ionizzato al passaggio di un muone. Ogni tubo fornisce una singola misura (hit) e la suddivisione in più tubi migliora la ricostruzione della traccia. La risoluzione in impulso delle camere è minore del 10 % per muoni con impulso compreso tra 10 GeV ed 1 TeV. La risoluzione spaziale è $\sim 80\mu m$.

All'interno del tubo è presente un filo con diametro $50\mu m$ che funge da anodo. Una particella carica che attraversa il tubo perde energia per ionizzazione, producendo coppie ione-elettrone. Gli elettroni sono diretti verso il filo anodo, generando un processo di moltiplicazione a valanga nei pressi del filo. La carica raccolta è proporzionale all'energia iniziale della particella.

Nella regione $2 < |\eta| < 2.7$, le MDT sono sostituite dalle *Cathode Strip Chambers* (CSC) che sono camere proporzionali a multifilo con il catodo segmentato in strips, più resistenti all'alta intensità del flusso di particelle.

Il sistema di trigger copre il range di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$. Una camera RPC è formata da gas contenuto tra due lastre parallele di bakelite distanziate tra loro di 2 mm. Quando una particella passa attraverso una camera RPC, gli elettroni primari di ionizzazione sono moltiplicati a valanga e raccolti su fili anodici. La risoluzione temporale è di 1 ns e per questo motivo le camere RPC vengono usate da trigger mentre, essendo la risoluzione spaziale di 1 cm, per misure di precisione si utilizzano le MDT. Le TGC sono camere proporzionali a multifilo ed essendo camere a gas hanno un principio di funzionamento molto simile a quello delle altre camere. Le TGC hanno una forma tale da adattarsi meglio nelle regioni di Endcap mentre le RPC si utilizzano nella regione di Barrel.

2.3.5 Il sistema di trigger in ATLAS

Una sfida imponente per gli esperimenti a LHC è la selezione online di eventi di interesse, che richiede un sistema di trigger altamente efficace per ridurre l'alto rate di eventi che si genera dalle interazioni dei bunch. La frequenza di incrocio nominale dei bunch è di 40 MHz, il che significa un incrocio dei bunch ogni 25 ns. Alla luminosità di progetto di $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ si hanno circa 25 interazioni protone-protone ad ogni bunch-crossing. La quantità di dati risulta essere quindi enorme in queste condizioni rendendo impossibile la registrazione di tutta l'informazione. E' necessario un sistema di selezione degli eventi, il trigger, al fine di selezionare solo gli eventi di interesse.

Il sistema di trigger di ATLAS [39] è composto da tre livelli di selezione degli eventi: Livello 1 (L1), Livello 2 (L2) ed Event Filter (EF). In ogni livello successivo vengono applicati ulteriori criteri di selezione.

Livello 1 (L1)

Il primo livello utilizza l'informazione proveniente da un sottoinsieme limitato di rivelatori, al fine di prendere una decisione in meno di $2.5\ \mu\text{s}$, riducendo il rate fino ai 75 kHz. I rivelatori utilizzati sono lo spettrometro ed il calorimetro.

Il trigger L1 ricerca muoni con alto impulso trasverso, elettroni, fotoni, jet, leptoni τ che decadono in adroni, grandi quantità di energia trasversa ed energia mancante. I muoni con alto impulso trasverso sono identificati usando camere di trigger nelle regioni barrel ed end-cap dello spettrometro. Le selezioni calorimetriche sono basate su informazioni sulla granularità. I risultati dei trigger dei muoni e dei calorimetri sono processate da un processore centrale (CTP).

Per ogni evento, il trigger L1 definisce una o più Regioni di Interesse (RoI) corrispondenti alle coordinate η e ϕ di quelle regioni all'interno del detector dove sono stati identificati eventi di interesse. I dati delle RoI includono informazioni sull'evento e i criteri superati da questo (ad esempio, una soglia). Queste informazioni sono poi successivamente usate dai trigger di livello superiore. Una funzione essenziale del trigger L1 è l'identificazione del bunch-crossing di interesse senza ambiguità.

Il trigger di livello L1 del calorimetro (L1Calo) è un sistema digitale progettato per lavorare con circa 7000 torri di trigger (TT) (0.1×0.1 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ma a $|\eta|$ maggiori la granularità aumenta) collocate nei due calorimetri. Invia i risultati di ogni bunch crossing al processore centrale circa $1.5\ \mu\text{s}$ dopo che si verifica un evento. La sua architettura è relativamente compatta, con un

numero ridotto di cavi e di crate, in questo modo il ritardo tra la formazione dell'evento e la sua selezione risulta ridotto.

Il trigger L1 dei muoni è basato su rivelatori finemente segmentati (gli RPC nel barrel e i TGC negli end-cap) aventi una sufficiente risoluzione temporale da evitare identificazioni ambigue nei bunch-crossing che contengono i candidati muoni. Sia nel barrel che negli end-cap il trigger si basa su tre stazioni. Il principio base dell'algoritmo richiede una coincidenza di hit nelle stazioni. Le hit vengono ricercate progressivamente nelle stazioni entro una finestra di larghezza finita lungo la linea che congiunge l'hit iniziale al punto di interazione (*coincidence window*). La larghezza della finestra dipende dalla soglia in p_T applicata: si distingue solitamente tra soglia in p_T bassa (6-9 GeV) e alta (9-35 GeV).

Livello 2 (L2) ed EF

Il livello 2 e l'event filter costituiscono l'High Level trigger (HLT). La selezione di L2 ha accesso all'informazione di un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccolte in regioni di estensione limitata attorno alle RoI. Il trigger L2 fa uso di algoritmi di software semplici e rapidi che compiono una prima ricostruzione delle particelle vere e proprie prodotte nell'evento e una misura più precisa dei loro parametri, consentendo criteri di selezione più complessi rispetto ad esempio alle semplici soglie in p_T del primo livello. Il trigger al livello 2 utilizza i dati delle RoI riducendo il rate di eventi sotto 3.5 kHz, con un tempo medio di processamento di circa 40 ms. Lo stadio finale della selezione online è l'event filter (EF) che usa tipicamente gli stessi algoritmi di ricostruzione usati nell'analisi offline, analizzando tutte le informazioni del rivelatore. Con un tempo di processamento medio per evento di 4 s si è in grado di aumentare la selezione degli eventi, fino a raggiungere il rate finale di circa 200 Hz. Gli eventi selezionati sono immagazzinati nei computer del CERN. Questi eventi sono comuni a tutte le analisi in ATLAS, ed è quindi necessario applicare ulteriori tagli di selezione durante le analisi offline per rigettare gli eventi selezionati dal trigger che non sono specifici della particolare analisi condotta.

Capitolo 3

La ricostruzione degli eventi in ATLAS

Gli eventi di fisica da collisione protone-protone selezionati dagli algoritmi di trigger vengono acquisiti per la successiva analisi. La completa ricostruzione degli eventi richiede sofisticati algoritmi di ricostruzione che sono stati sviluppati per fornire un'alta efficienza e accuratezza di ricostruzione ed identificazione di ogni oggetto fisico.

3.1 Ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni nella regione centrale ($|\eta| < 2.47$) del rivelatore avviene utilizzando sia le informazioni del calorimetro che dell'inner detector. L'algoritmo di ricostruzione si basa su una ricerca di cluster nel calorimetro elettromagnetico a cui poi viene associata una traccia nel rivelatore interno. Nella regione in avanti ($2.5 < |\eta| < 4.9$), dove non sono presenti rivelatori di tracce, i candidati elettroni sono ricostruiti solo dai depositi di energia nei calorimetri raggruppando quelle vicine in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al rumore atteso. Non è quindi possibile una distinzione tra elettroni e fotoni.

L'identificazione degli elettroni ad ATLAS è effettuata attraverso dei tagli sulle variabili con potere discriminante fra elettroni veri e non, definendo un insieme di condizioni di qualità per gli elettroni. In particolare è possibile definire tre grandi categorie di qualità: *loose*, *medium*, *tight* [40].

- *Loose*: Esegue una semplice identificazione dell'elettrone analizzando le perdite nel calorimetro adronico, l'associazione traccia-cluster ed i

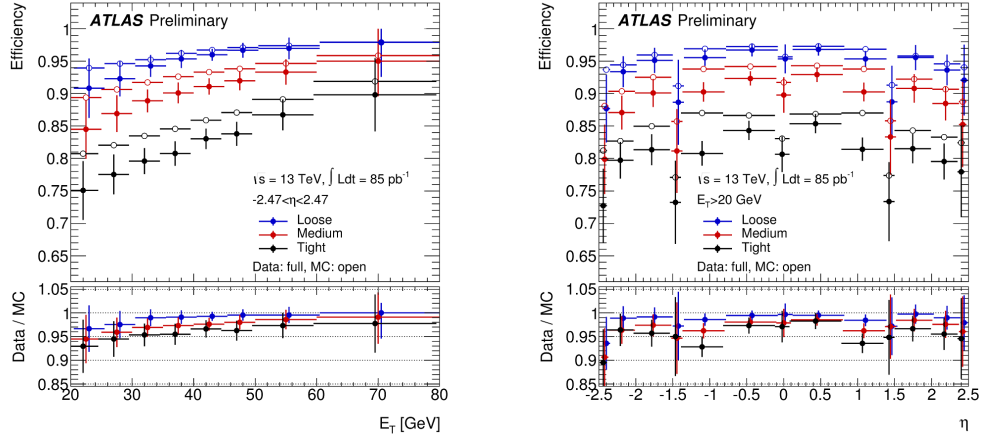


Figura 3.1: Efficienza di identificazione degli elettroni in eventi $Z \rightarrow ee$ in funzione dell'energia trasversa E_T (a sinistra) e della pseudorapidità η (a destra).

parametri (larghezza e profilo laterale) della cascata elettromagnetica nel primo e nel secondo layer dell'ECAL;

- *Medium*: In aggiunta ai criteri di qualità *Loose* si richiede una misura di hit nel layer più interno del pixel detector per rigettare gli elettroni dai fotoni che convertono in coppie e^+e^- ;
- *Tight*: Questo insieme di tagli utilizza appieno il potenziale di identificazione degli elettroni del rivelatore ATLAS. Oltre alle richieste precedenti vengono applicati altri tagli, come il numero di hit nel TRT e il rapporto tra l'energia del cluster e il momento della traccia. Questo insieme di tagli ha la più alta reiezione del fondo a scapito però di una efficienza di identificazione più bassa.

Anche per la regione in avanti sono definite tre differenti selezioni, *loose*, *medium*, *tight*. Per compensare l'assenza di informazioni sulle tracce, sono utilizzate variabili relative sia allo sviluppo laterale che longitudinale dello sciame.

Applicando il metodo del *tag-and-probe* a campioni $Z \rightarrow ee$, è possibile stimare l'efficienza della ricostruzione ed identificazione degli elettroni. In figura 3.1 è mostrata l'efficienza di identificazione degli elettroni in eventi $Z \rightarrow ee$ in funzione dell'energia trasversa E_T e della pseudorapidità η per 85 pb^{-1} di dati raccolti dall'esperimento ATLAS nel 2015 ad un energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e comparati con le efficienze ottenute dalle simulazioni MC [41].

3.2 Ricostruzione dei muoni

I muoni sono ricostruiti utilizzando le informazioni dello spettrometro per muoni e dell'inner detector. Sono state implementate diverse tecniche per la ricostruzione ed identificazione dei muoni nel rivelatore ATLAS. Queste strategie sfruttano la tecnologia dei vari sottorivelatori, i quali forniscono dei metodi complementari per ricostruire la traccia dei muoni:

- *Muoni Stand-alone (SA)*: Vengono ricostruiti dalle tracce misurate unicamente nello spettrometro per muoni. La direzione di volo ed il parametro di impatto del muone nel punto di interazione vengono determinati estrapolando la traccia dallo spettrometro fino all'asse dei fasci. Al fine di dare una misura più precisa si tengono in considerazione gli effetti di perdita di energia e di scattering multiplo nel calorimetro.
- *Muoni Combined (CB)*: le tracce vengono dapprima ricostruite separatamente nello spettrometro e nel rivelatore interno, e poi combinate in un secondo momento.
- *Muoni Segment tagged (ST)*: una traccia nell>ID è identificata come muone se la traccia, estrapolata fino allo spettrometro, è associata con almeno un segmento nelle camere di precisione per muoni.

Le efficienze individuali dell>ID e dello spettrometro, nella ricostruzione dei muoni, si possono stimare con il metodo *tag-and-probe*, utilizzando campioni di eventi $Z \rightarrow \mu\mu$ [42]. In figura 3.2, sono mostrate l'efficienza di ricostruzione dei muoni in funzione del loro momento trasverso e della pseudorapidità, misurata con dati a 78 pb^{-1} raccolti dall'esperimento ATLAS nel 2015 ad un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e comparati con le efficienze ottenute dalle simulazioni MC [43].

3.3 Ricostruzione dei jets

I jets adronici sono ricostruiti da cluster topologici calorimetrici o *topocluster*. Le particelle solitamente depositano la loro energia in molte celle calorimetriche, sia in direzione laterale che longitudinale. Algoritmi di clustering sono progettati al fine di raggruppare queste celle e sommare i depositi totali di energia all'interno di ogni cluster [44].

L'algoritmo utilizzato in ATLAS per la ricostruzione dei jet è l'algoritmo "anti-kt" [45], di seguito descritto.

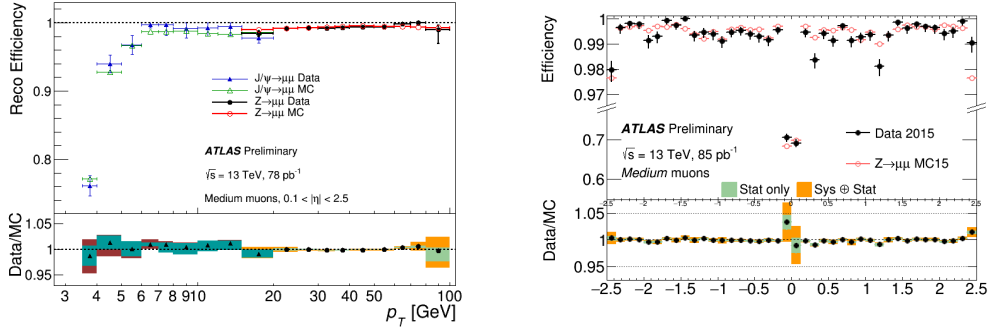


Figura 3.2: A sinistra efficienza di ricostruzione dei muoni in eventi $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ e $Z \rightarrow \mu\mu$ in funzione del momento trasverso dei muoni. A destra efficienza di ricostruzione dei muoni in eventi $Z \rightarrow \mu\mu$ in funzione della pseudorapidità η dei muoni.

Consideriamo un evento con alcune particelle energetiche con momenti trasversi $k_{t1}, k_{t2}, \dots$ e molti *soft term*. E' possibile definire la distanza tra la particella energetica, indicata con 1, e la particella soft, indicata con i come:

$$d_{1i} = \min(1/k_{t1}^2, 1/k_{ti}^2) \frac{\Delta_{1i}^2}{R^2} \quad (3.1)$$

dove $\Delta_{1i}^2 = (y_1 - y_i)^2 + (\phi_1 - \phi_i)^2$, e y_i e ϕ sono rispettivamente la rapidità e l'angolo azimutale della particella i -esima.

Quindi si può vedere come la distanza d_{1i} sia dominata dalla particella con impulso trasverso maggiore, mentre la distanza tra due particelle *soft* è più grande. In tal modo le particelle meno energetiche tendono a clusterizzare con quella più energetica anzichè fra loro.

Le particelle ad alto k_T accumulano tutte le particelle *soft* in una regione circolare di raggio R e, se non sono presenti nell'intorno altri oggetti energetici ad una distanza minore di $2R$, il risultato sarà un jet con un profilo conico. Se, invece, nell'intorno è presente un altro oggetto molto energetico, tale che $R < \Delta_{12} < 2R$, ci saranno due *hard jets* che non possono essere entrambi perfettamente conici. Infatti se $k_{t1} \gg k_{t2}$ il jet 1 sarà conico mentre il jet 2 lo sarà solo parzialmente, mentre se $k_{t1} = k_{t2}$ nessun jet sarà conico. La situazione più realistica è $k_{t1} \sim k_{t2}$ dove entrambi i coni saranno troncati e con il bordo b tra di loro dato da $\Delta_{1b}/k_{t1} = \Delta_{2b}/k_{t2}$.

Un altro caso si ha quando la distanza con la seconda particella energetica è tale che $\Delta_{12} < R$: le due particelle saranno raggruppate al fine di formare un unico jet, con cono centrato sul jet con momento trasverso maggiore. Se $k_{t1} \sim k_{t2}$ la forma del cono sarà data dall'unione di due coni con raggio $< R$

intorno ogni particella energetica più un cono di raggio R centrato sul jet finale.

Pertanto, in ogni caso, le particelle a basso k_T non modificano il profilo del jet che rimane comunque conico e dipende solo dalle particelle più energetiche: i bordi del jet risultano indipendenti dalla radiazione *soft-resilient* ma flessibili rispetto a quella *hard*.

In figura 3.3 è illustrato l'algoritmo "anti-kt". Il momento trasverso p_T del jet viene corretto al fine di tener conto degli effetti del rivelatore, pesando i depositi di energia derivanti dai differenti sciame elettromagnetici ed adronici. Sono inoltre applicate correzioni di pile-up. Nelle analisi del Run II, per la soppressione del pile-up dei jets, viene adottata la tecnica del *jet-vertex tagging* (JVT) [46].

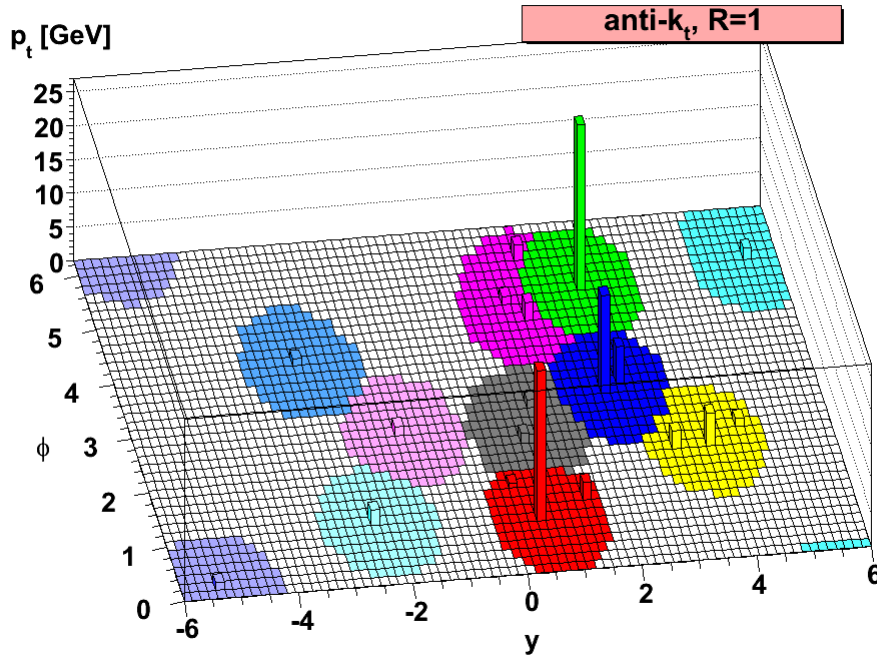


Figura 3.3: Illustrazione dell'algoritmo di "anti-kt" per la ricostruzione dei jets.

Questa tecnica utilizza una combinazione multivariata di due variabili: *Jet Vertex Fraction* (JVF), che è la frazione del momento totale delle tracce nel jet che è associata con il vertice primario [47], e R_{p_T} che è definito come la somma scalare dei p_T delle tracce associate con il jet e originate dal vertice primario divisa per il p_T completo dei jets calibrati, che include la sottrazione

del pile-up. Ci si aspetta un valore basso delle variabili JVF ed R_{pT} per i jets di pile-up mentre per i jets derivanti da collisioni *hard* tali variabili assumono valori elevati.

Jet Energy Scale (JES) e Jet Energy Resolution (JER)

Come detto, i jets adronici nel rivelatore ATLAS sono ricostruiti utilizzando un algoritmo che prende in considerazione i depositi di energia nei calorimetri elettromagnetici ed adronici. La calibrazione dell'energia dei jets mette in relazione l'energia misurata nel sistema calorimetrico con l'energia reale del corrispondente jet di particelle stabili che ha interagito nel rivelatore ATLAS. Tale procedura è nota come Jet Energy Scale (JES). La calibrazione dei jets corregge molti effetti dovuti al rivelatore che influenzano la misura di energia [48]:

- *Mancata compensazione calorimetrica*: Misura parziale dell'energia depositata da adroni.
- *Materiale passivo*: Energia persa nel mezzo passivo del rivelatore.
- *Leakage*: Deposito energetico di una particella non contenuto interamente nel calorimetro.
- *Cono del jet non contenuto nel calorimetro*: Deposito energetico della particella all'interno del jet vero che non è incluso nel jet ricostruito.
- *Soglie di rumore e efficienza di ricostruzione dei jet*: Perdita di segnale nel processo di *clustering* e ricostruzione dei jet.

Il processo di calibrazione dei jets è costituito da diversi step, ciascuno dei quali relativo ad un diverso effetto. Il primo passo consiste nella ricostruzione del jet alla scala elettromagnetica (EM), misurando l'energia degli sciami elettromagnetici, o utilizzando una calibrazione detta *local cluster weighting calibration* (LC), la quale classifica i clusters calorimetrici sia come elettromagnetici o come adronici. Il passo successivo è la soppressione del contributo di pile-up, il quale può aumentare la molteplicità dei jets, a causa dell'aggiunta di jets provenienti da vertici di pile-up, e l'energia dei jets, se i topo-clusters utilizzati per la ricostruzione dei jets includono contributi da hard-scatter e pile-up jets.

Una volta corretti gli effetti di pile-up, segue la correzione della direzione dei jets, identificando il vertice di *hard-scatter*. Successiva richiesta, molto importante, è di convertire i jets dalla scala EM o LC alla scala di energia delle particelle adroniche. Di solito ciò è indicato come EM+JES o LC+JES.

Questa correzione si deriva unicamente tramite Monte Carlo, facendo corrispondere i jets ricostruiti ai corrispondenti jets simulati.

Mentre il JES corregge il valore dell'energia misurata, seguendo tutti i passi descritti in precedenza, la larghezza della distribuzione dell'energia ricostruita fornisce il valore della *Jet Energy Resolution* (JER). Deviazioni nella risposta dei jets possono essere originati dalla natura stocastica dello sciame adronico, rumore elettronico del calorimetro ed effetti di pile-up.

Come già detto nel capitolo precedente, la risoluzione del calorimetro è composta da tre termini: il termine di campionamento, proporzionale all'inverso della radice quadra dell'energia, il termine di noise, proporzionale all'inverso dell'energia, ed il termine costante, indipendente dall'energia. Quindi, è attesa una risoluzione grande a bassi valori di energia, specialmente in intense condizioni di pile-up.

3.4 b-tagging

I b-adroni sono particelle con una vita media relativamente lunga (circa 1×10^{-12} s) che possono viaggiare fino a 3mm dal vertice primario prima di decadere (figura 3.4). Questo significa che le tracce originate da tali particelle punteranno ad un vertice secondario e avranno grandi parametri di impatto rispetto al vertice primario.

Diversi algoritmi sono stati sviluppati per identificare i jet che si originano dai quark b. Il tagging viene applicato ai jet ricostruiti con l'algoritmo *anti-kt*, in cui i cluster sono calibrati alla scala EM e la scala adronica si ottiene tramite fattori di correzione che dipendono dal p_T e da η . Vengono considerati solo quei jet con $p_T > 20$ GeV ed $|\eta| < 2.5$ a cui è applicato l'algoritmo JVT per la reiezione dei jets di pile-up.

L'algoritmo basilare di b-tagging utilizza le tracce di particelle cariche al fine di produrre in output un insieme di variabili che discriminano tra i differenti sapori (*flavour*) dei jet. Le traccie vengono in un primo momento associate ai jets e si richiede poi che passino determinati criteri di qualità.

L'esperimento ATLAS utilizza tre differenti algoritmi di b-tagging di base, i quali forniscono informazioni complementari:

- **IP2D, IP3D**, basati sulla distribuzione della significanza del parametro d'impatto calcolata nel piano trasverso e nella proiezione longitudinale;
- **SV**, basato sulla ricostruzione dei vertici secondari;

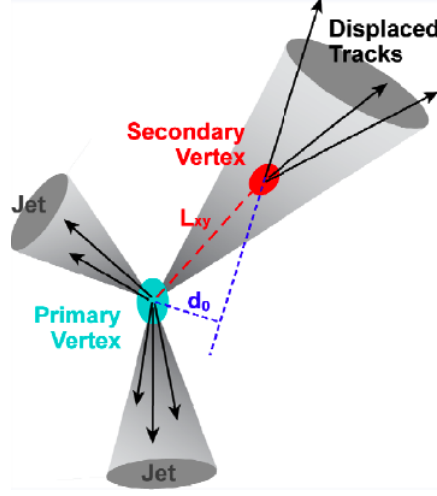


Figura 3.4: Illustrazione del vertice secondario di decadimento generato dal decadimento di un b-adrone a grande vita media proveniente dal vertice primario.

- **JetFitter**, basato sulla ricostruzione della catena di decadimento debole del quark b ed adronica del quark c all'interno del jet.

Gli output di questi algoritmi di b-tagging sono successivamente combinati in un discriminante multivariato, **MV2 (MultiVariate Tagger)**, che fornisce la miglior separazione tra i differenti sapori dei jets.

Le tracce sono associate ai jets calorimetrici in base alla loro separazione angolare $\Delta R(traccia, jet)$. Il valore di ΔR di associazione varia in funzione del p_T del jet, risultando in un cono stretto per jets con alto momento trasverso, i quali sono più collimati. Una data traccia è associata unicamente ad un solo jet; se tale traccia soddisfa contemporaneamente più criteri di associazione per diversi jets, viene associata al jet con il più piccolo valore di ΔR .

I criteri di selezione variano invece per ogni algoritmo di b-tagging. Per l'algoritmo basato sul parametro di impatto viene applicata una selezione stringente. Le richieste più rilevanti sono: p_T della traccia $> 1\text{GeV}$, parametri di impatto trasversali e longitudinali limitati a $|d_0| < 1\text{ mm}$ e $|z_0 \times \sin\theta| < 1.5\text{ mm}$ e almeno due hits nel pixel detector. Per l'algoritmo basato sul vertice secondario è applicata una selezione meno stringente, basandosi sulla ricostruzione del vertice secondario per fornire purezza supplementare. Le richieste includono un p_T della traccia $> 700\text{-}800\text{ MeV}$ e richieste significativamente meno rilevanti in termini di parametro di impatto e qualità della traccia.

Algoritmi su parametro di impatto: IP2D, IP3D

Gli algoritmi basati sulla vita media fanno uso della topologia propria dei b-adroni, caratterizzati da almeno un vertice dislocato dal punto in cui avviene la collisione *hard-scatter*. Come detto, data la lunga vita media degli adroni contenenti quark b, tracce generate dai prodotti di decadimento dei b-adroni tenderanno ad avere grandi parametri di impatto, permettendo di separare il loro contributo da quello di altre tracce provenienti dal vertice primario. Gli algoritmi IP2D e IP3D [49] fanno uso della significanza del parametro di impatto (d_0/σ_{d_0} e $z_0\sin\theta/\sigma_{z_0\sin\theta}$) per le tracce associate ai jets. Il segno della significanza è definito positivo (negativo) se il punto più vicino della traccia al vertice primario è di fronte (dietro) il vertice primario rispetto la direzione del jet. Le funzioni densità di probabilità (PDFs) per la significanza del parametro di impatto di queste tracce, ottenute da istogrammi di riferimento (fig. 3.5), sono utilizzate per definire i rapporti delle ipotesi quark b, light flavour e questi sono combinati in un unico discriminante log likelihood (LLR). IP3D utilizza entrambi i parametri di impatto, longitudinale e trasverso, prendendo in considerazione le loro correlazioni, mentre IP2D utilizza solo i parametri trasversi. A differenza di IP3D, IP2D è più solido rispetto effetti di pile-up, dato che non prende in considerazione la significanza del parametro di impatto longitudinale, che sarà in genere di grandi dimensioni per le tracce da jets di pileup.

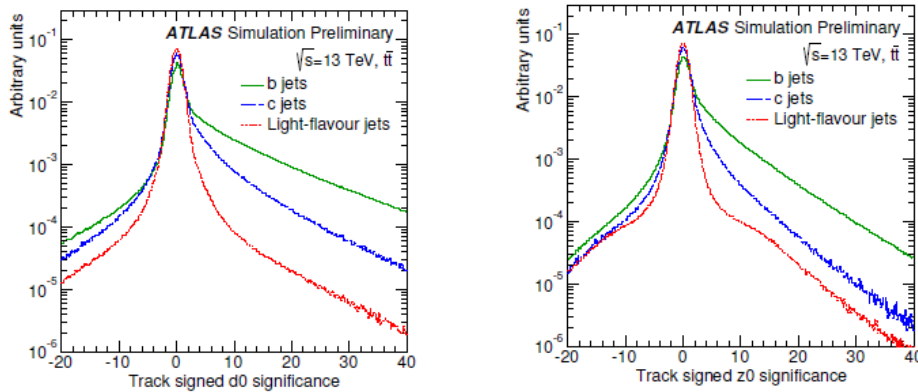


Figura 3.5: Significanza del parametro di impatto trasversa (sinistra) e longitudinale (destra) delle tracce, per b(verde), c(blu) e light-flavour(rosso) jets in eventi $t\bar{t}$.

Algoritmo di ricerca del vertice secondario: SV

L'algoritmo basato sul vertice secondario [49] ha come obiettivo quello di ricostruire in modo esplicito il vertice secondario di decadimento presente all'interno del jet. Il primo passo consiste nella ricostruzione dei vertici a due tracce utilizzando le tracce candidate. Le tracce sono rigettate se formano un vertice secondario che può essere identificato come originato con probabilità dal decadimento di una particella a lunga vita media (come K_S o Λ), dalla conversione di fotone o da interazioni adroniche con il materiale del rivelatore. In figura 3.6 è mostrata l'efficienza di ricostruzione del vertice secondario in funzione del p_T e dell' η del jet, per b-, c-, light-flavour jets. In figura 3.7-3.8 sono mostrate le distribuzioni di alcune proprietà dei vertici secondari ricostruiti comparando i vertici provenienti da quark b, c, e componente light-flavour.

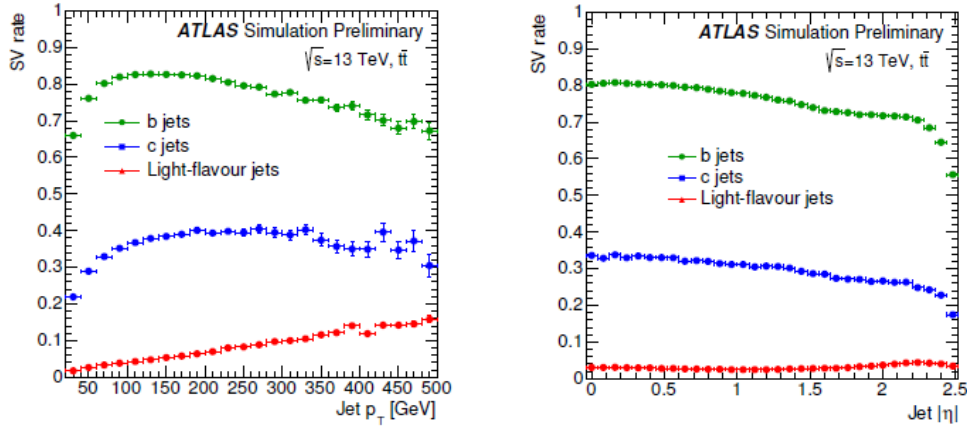


Figura 3.6: Efficienza di ricostruzione del vertice secondario in funzione del p_T (sinistra) e dell' η (destra) del jet, per b(verde), c(blu) e light-flavour(rosso) jets in eventi $t\bar{t}$.

Algoritmo di ricostruzione della catena di decadimento: JetFitter

L'algoritmo di ricostruzione della catena di decadimento, JetFitter [50], sfrutta la struttura topologica dei decadimenti deboli (quark b) e adronici (quark c) all'interno del jet e cerca di ricostruire la catena di decadimento $VP \rightarrow b \rightarrow c$. Viene utilizzato un filtro di Kalman per trovare una linea comune su cui giacciono il vertice primario ed i vertici del bottom e del charm, approssimando la traiettoria di volo del quark b. In questo modo, ogni volta che

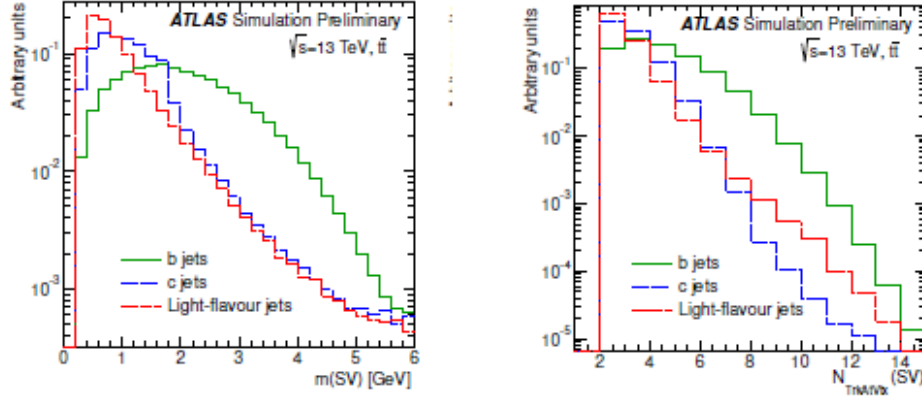


Figura 3.7: Proprietà dei vertici secondari ricostruiti dall’algoritmo SV per b- (verde), c- (blu) e light-flavour (rosso) jets in eventi $t\bar{t}$: massa invariante (sinistra), numero di tracce (destra).

la risoluzione lo permette, possono essere individuati i vertici del quark b e del quark c, anche quando solo una singola traccia è collegata a ciascuno di essi. In figura 3.9 sono mostrati gli andamenti di alcune delle variabili di output, basate o sulla topologia del decadimento o sulle proprietà dei vertici ricostruiti.

Algoritmo multivariato: MV2

Le variabili in output, ottenute dai tre algoritmi di base descritti in precedenza, sono combinate utilizzando un algoritmo *boosted decision tree* (BDT) al fine di discriminare i b-jets dai light (u,d,s-jets o jets da gluoni) e c-jets. Il training dell’algoritmo multivariato è ottenuto su un campione di circa 5 milioni di eventi $t\bar{t}$. L’algoritmo MV2c20 è definito come l’output di un BDT con il training svolto assegnando i b-jets come segnale e un fondo composto da 80% light-flavour jets e 20% c-jets. La lista delle variabili di input utilizzate per il training è riassunta in tabella 3.1. Le proprietà cinematiche (p_T e $|\eta|$) dei jets sono incluse nel training al fine di sfruttare la correlazione con le altre variabili di input. In ogni caso, al fine di evitare che eventuali differenze nelle distribuzioni cinematiche di segnale e fondo possano essere interpretabili come discriminazione dal training, i jets di segnale vengono ripesati in p_T e $|\eta|$ in modo che le distribuzioni coincidano con quelle dei jets di background. La distribuzione del discriminate MV2c20 è mostrata in figura 4.1.

E’ possibile modificare il bilanciamento tra la reiezione della componente light e di quella charm cambiando la frazione di c-jets nel training. Dato

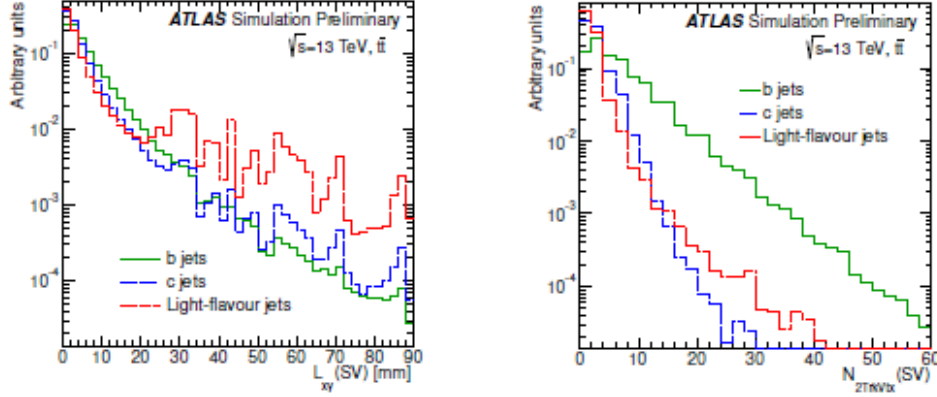


Figura 3.8: Proprietà dei vertici secondari ricostruiti dall'algoritmo SV per b- (verde), c- (blu) e light-flavour (rosso) jets in eventi $t\bar{t}$: lunghezza trasversa di decadimento (sinistra), numero di vertici a due tracce ricostruiti all'interno del jet (destra).

che la maggior parte delle analisi fisiche sono al momento più limitate dalla reiezione dei c, piuttosto che da quella light-flavour, la frazione dei c-jet di background nel training deve essere scelta in modo tale da migliorare la c-reiezione, mantenendo una reiezione per la componente light-flavour simile alla precedente configurazione. Il discriminante attuale, MV2c10 (configurazione 2016 con frazione di c-jets nel training al 7%), raccomandato per le analisi sui dati del 2016, fornisce una reiezione simile al discriminante 2015, cioè MV2c20, per la componente light-flavour (miglioramento $\sim 4\%$ al 77% di efficienza dei b-jet) ma un significativo miglioramento per la reiezione dei c-jet (+40%) al 77% di efficienza dei b-jet.

Le performance degli algoritmi di b-tag MV2c00 (training solo con la componente light-flavour per il fondo), MV2c10 e MV2c20 sono mostrate in figura 3.11 in funzione dell'efficienza dei b-jet, per le reiezioni light-flavour e charm.

Input	Variabile	Descrizione
Cinematica	$p_T(\text{jet})$	Momento trasverso del jet.
	$\eta(\text{jet})$	Pseudorapidità del jet.
IP2D, IP3D	$\log(P_b/P_{light})$	Likelihood ratio tra le ipotesi b-, light-jet.
	$\log(P_b/P_c)$	Likelihood ratio tra le ipotesi b-, c-jet.
	$\log(P_c/P_{light})$	Likelihood ratio tra le ipotesi c-, light-jet.
SV	$m(SV)$	Massa invariante delle tracce del vertice secondario assumendo le masse dei pioni.
	$f_E(SV)$	Frazione dell'energia dei jet nel vertice secondario.
	$N_{TrkAtVtx}(SV)$	Numero di tracce utilizzate nel vertice secondario.
	$N_{2TrkAtVtx}(SV)$	Numero di vertici a 2 tracce candidati.
	$L_{xy}(SV)$	Distanza trasversa tra i vertici primario e secondario.
	$L_{xyz}(SV)$	Distanza tra i vertici primario e secondario.
	$S_{xyz}(SV)$	Distanza tra i vertici primario e secondario divisa la sua incertezza.
	$\Delta R(jet, SV)$	ΔR tra l'asse del jet e la direzione del vertice secondario rispetto a quello primario.
JetFitter	$N_{2TrkAtVtx}(JF)$	Numero di vertici a 2 tracce candidati.
	$m(JF)$	Massa invariante delle tracce dei vertici dislocati assumendo le masse dei pioni.
	$S_{xyz}(JF)$	Significanza della distanza media tra vertice primario e vertici dislocati.
	$f_E(JF)$	Frazione dell'energia dei jet nel vertice secondario.
	$N_{1-trkVx}(JF)$	Numero di vertici dislocati con una traccia.
	$N_{>1-trkVx}(JF)$	Numero di vertici dislocati con più di una traccia.
	$N_{TrkAtVtx}(SV)$	Numero di tracce utilizzate nei vertici dislocati con almeno due tracce.
	$\Delta R(\vec{p}_{jet}, \vec{p}_{vtx})$	ΔR tra l'asse del jet e la somma vettoriale dei momenti di tutte le tracce associate ai vertici dislocati

Tabella 3.1: Le 24 variabili di input utilizzate per l'algoritmo di b-tagging MV2c20.

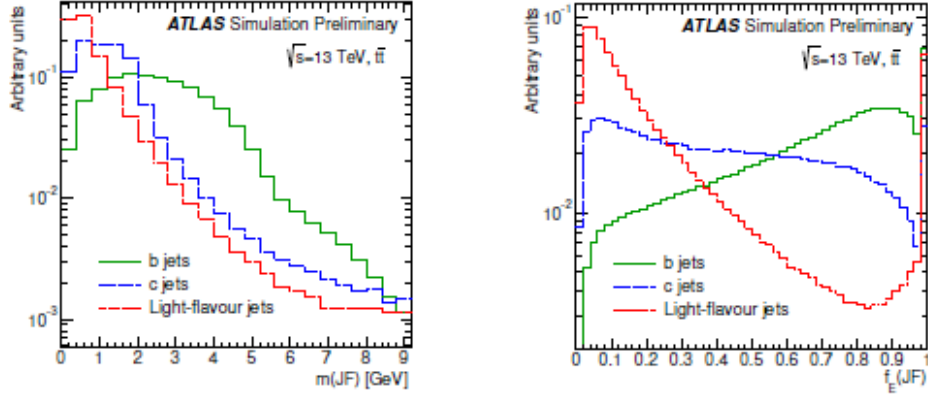


Figura 3.9: Proprietà dei vertici secondari ricostruiti dall'algoritmo JetFitter per b- (verde), c- (blu) e light-flavour (rosso) jets in eventi $t\bar{t}$: massa invariante delle tracce (sinistra), frazione di energia, definita come rapporto dell'energia dalle tracce dei vertici dislocati e dell'energia di tutte le tracce presenti nel jet (destra).

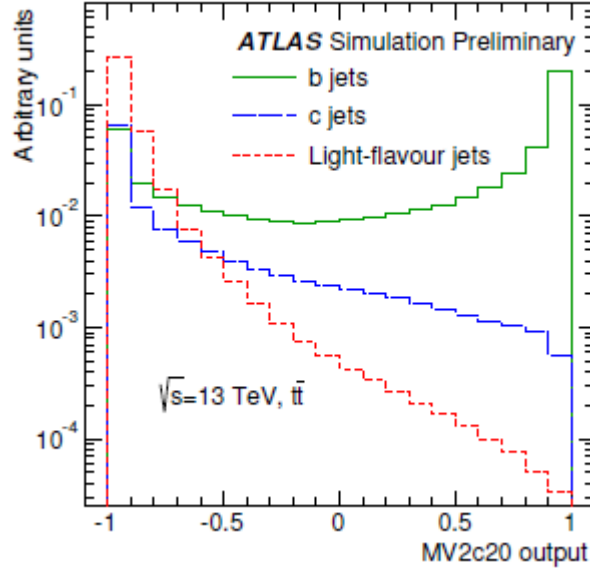


Figura 3.10: Output del discriminante MV2c20 per b- (in verde), c- (in blu) e light-flavour (in rosso) jets, in eventi $t\bar{t}$.

3.5 Ricostruzione dell'energia mancante

I protoni che partecipano alle collisioni a LHC hanno un basso impulso nel piano trasverso all'asse dei fasci. Quindi nel piano trasverso ci si aspetta

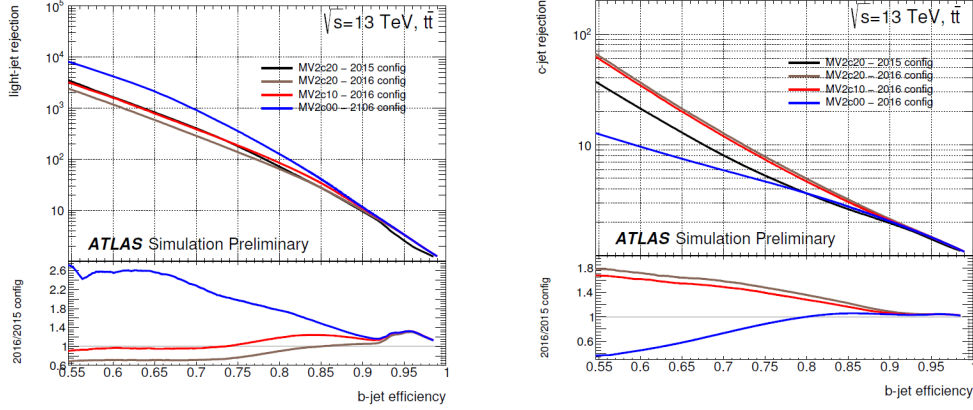


Figura 3.11: Reiezione dei light-flavour jets (sinistra) e c-jets (destra) in funzione dell'efficienza dei b-jets per gli algoritmi MV2-b in eventi $t\bar{t}$.

la conservazione del momento, che è nullo. L'energia trasversa mancante è definita come quella quantità che manca per bilanciare la conservazione del momento. Quindi può segnalare la presenza di particelle, debolmente interagenti, stabili nello stato finale. Nel Modello Standard tali particelle sono i neutrini, mentre tale energia mancante può essere inquadrata anche in teorie oltre il Modello Standard, rendendo E_T^{miss} una variabile importante per le ricerche. Le misure di E_T^{miss} sono influenzate da particelle Standard Model interagenti che sono ricostruite male, sfuggono all'accettanza del rivelatore o non vengono ricostruite completamente. Il momento trasverso mancante quindi è inoltre utile nella misura delle performance del rivelatore e dei processi di ricostruzione degli eventi. Sono stati sviluppati diversi algoritmi per quantificare il momento trasverso mancante, tra cui CST E_T^{miss} , Track E_T^{miss} e TST E_T^{miss} [51]-[52].

CST E_T^{miss} è un metodo basato sui depositi di energia nei calorimetri di ATLAS. Vengono considerati anche i contributi definiti *calorimeter-based soft term* (CST), cioè depositi di energia nel calorimetro non associati ad *hard-objects* quali elettroni selezionati e ricostruiti, fotoni, decadimenti adronici di leptoni τ , muoni o jets. Contributi ai *soft term* provengono dall'attività sottostante un evento e dalla radiazione soft proveniente da eventi energetici. Uno dei punti deboli di questo approccio è dato dalla vulnerabilità agli eventi di pile-up che danno un contributo addizionale ai soft term calorimetrici.

Il metodo Track E_T^{miss} fornisce performance migliori rispetto al metodo CST in termini di pile-up. Si basa sulla misura dei momenti delle tracce nell'Inner Detector. Un metodo basato puramente sulla misura di tracce è tuttavia insensibile alle particelle neutre (non lasciano hit nell>ID) ed ha un accet-

tanza limitata dal volume del tracciatore di ATLAS. Il metodo TST utilizza *track-based soft term*, ma combina tali termini con misure calorimetriche per gli *hard-objects*.

Per il Run I è stato utilizzato il metodo di ricostruzione CST, mentre per il Run II si è adottato il metodo TST, dato che le tracce sono associate accuratamente al vertice primario, rendendo come detto tale metodo relativamente insensibile dagli effetti di pile-up.

L'energia trasversa mancante è quindi costruita, evento per evento, utilizzando oggetti calibrati per stimare lo sbilanciamento del momento trasverso. In un evento E_T^{miss} è calcolata come somme di un numero di componenti:

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,e} + E_{x(y)}^{miss,\gamma} + E_{x(y)}^{miss,\tau} + E_{x(y)}^{miss,\mu} + E_{x(y)}^{miss,soft} \quad (3.2)$$

I termini per i jets, leptoni carichi e fotoni sono la somma negativa dei momenti dei rispettivi oggetti calibrati. I soft term possono essere ricostruiti tramite metodi calorimetrici, cioè i *calorimeter soft term* (CST) o da metodi basati su tracce, dando i *track soft term* (TST). La scelta dell'algoritmo per i soft term influenza le performance e le incertezze nella ricostruzione di E_T^{miss} . Date le componenti $E_{x(y)}^{miss}$ è possibile ricavare la grandezza E_T^{miss} e l'angolo azimutale ϕ^{miss} :

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

$$\phi^{miss} = \arctan(E_y^{miss}/E_x^{miss}) \quad (3.4)$$

La risoluzione è quantificata dalla larghezza osservata della distribuzione di E_T^{miss} . Ad esempio è possibile stimare la radice quadratica media (RMS) della distribuzione di eventi $Z \rightarrow t\bar{t}$ in cui E_T^{miss} è aspettata essere nulla.

Capitolo 4

Analisi di stati finali con jet ed E_T^{miss}

4.1 Introduzione

Eventi contenenti un jet ad alto impulso trasverso (p_T) ed uno sbilanciamento nel momento trasverso (E_T^{miss}) nello stato finale costituiscono una chiara e distintiva segnatura per le ricerche di nuova fisica ai collider adronici. Questi processi sono stati studiati nell'esperimento ATLAS nelle analisi al Run-I [53]-[54] come segnali di scoperta per molti scenari di nuova fisica, inclusi la produzione di *weakly interacting massive particles* (WIMPs) come candidati di Dark Matter [6], supersimmetria (decadimenti compressi) [4] e large extra dimensions (LED) nell'ambito del modello proposto da Arkani-Hamed, Dimopoulos e Dvali (ADD) [5].

Una particella WIMP con massa m_χ nel range compreso tra 1 GeV e pochi TeV è una possibile candidata per la Dark Matter e può essere prodotta in coppie $\chi\chi$ ai collider. Le WIMPs non interagiscono con il rivelatore e l'evento è identificato grazie alla presenza di un jet o di un fotone energetico proveniente da radiazione di stato iniziale ed energia mancante. Nei modelli fenomenologici attualmente in uso ad LHC, denominati simplified models [59], le interazioni delle WIMPs con le particelle del Modello Standard avvengono tramite interazione con un mediatore massivo di spin 0, 1 o 2. Tali modelli presentano 5 parametri: m_ϕ , la massa del mediatore, m_χ , la massa della particella WIMP, g_χ , l'accoppiamento WIMP-mediatore, g_v , l'accoppiamento universale SM-mediatore, Γ_ϕ , la larghezza del mediatore.

Come riportato nel capitolo 1, il modello con dimensioni extra di Arkani-Hamed, Dimopoulos, e Dvali (ADD) fornisce una possibile spiegazione alla

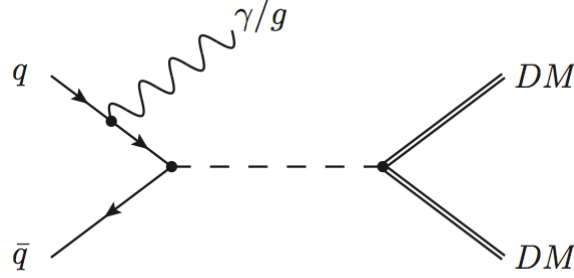


Figura 4.1: Diagramma principale di Feynman per produzione di coppie WIMPs per simplified models con lo scambio di un mediatore massivo vettoriale-assiale.

grande differenza tra la scala di unificazione elettrodebole ($\mathcal{O}(10^2)$ GeV) e la scala di Plank ($M_P \simeq \mathcal{O}(10^{19})$ GeV) ipotizzando l'esistenza di n dimensioni spaziali extra, di grandezza R , e definendo una scala fondamentale di Plank in $4 + n$ dimensioni, M_D , legata alla scala di Plank dalla relazione $M_P \sim M_D^{2+n} R^n$. I gravitoni, se prodotti in collisioni di alta energia in associazione con un jet energetico, sfuggono alla rivelazione lasciando una segnatura sperimentale di singolo jet nello stato finale (figura 4.2).

In alcuni modelli di Supersimmetria (decadimenti compressi), per cui $\Delta m \equiv m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}^0}$ è piccola, il canale favorito di decadimento dello stop è rappresentato da ($\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$). Lo stato finale è caratterizzato dalla presenza di jet originati dall'adronizzazione del quark charm ed energia trasversa mancante associata ai neutralini non rivelati. In ogni caso, data la differenza di massa relativamente bassa Δm , sia il momento trasverso dei jet che E_T^{miss} sono troppo bassi per poter estrarre il segnale dal grande fondo multijet. In questi studi, la selezione degli eventi fa uso della presenza di una radiazione di jet da stato iniziale (ISR) al fine di identificare questi eventi di segnale SUSY. Simili segnature provengono dal decadimento a quattro corpi dello stop $\tilde{t} \rightarrow b + f f' + \tilde{\chi}^0$, in cui i fermioni addizionali sono troppo leggeri per essere ricostruiti nella regione molto compressa, e dai decadimenti dello sbottom $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$ con piccola $\Delta m \equiv m_{\tilde{b}} - m_{\tilde{\chi}^0}$. Esempi di decadimento sono riportati in figura 4.3.

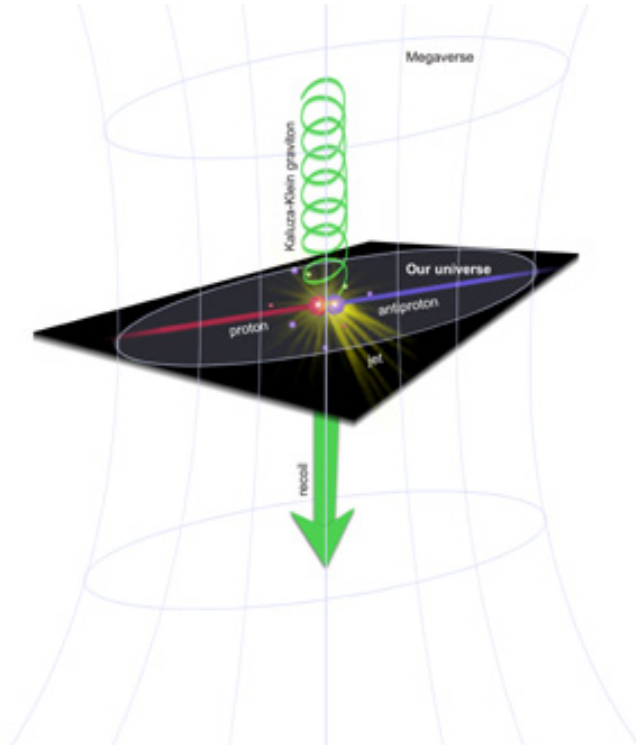


Figura 4.2: Schematizzazione del processo di produzione di gravitone in collisioni ad alta energia, con segnatura sperimentale di singolo jet nello stato finale.

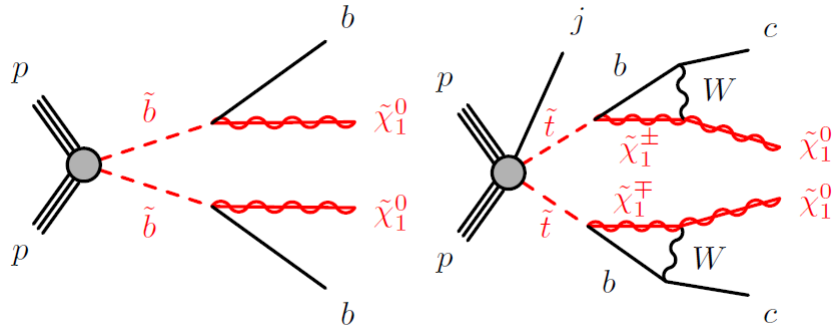


Figura 4.3: Diagrammi di Feynmann per i due processi di decadimento della terza generazione di squark: $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^0$ (a sinistra) e $\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0$ (a destra).

4.2 Dati e Monte Carlo utilizzati

I dati utilizzati per l'analisi sono stati raccolti dall'esperimento ATLAS in collisioni pp con $\sqrt{s} = 13$ TeV, nel periodo di presa dati compreso tra il 2015

ed il 2016. Il campione di dati disponibile corrisponde ad una luminosità integrata compresa tra 3.2 e 13.3 fb^{-1} .

Campioni di eventi Monte Carlo (MC) simulati sono stati utilizzati per modellare i processi di segnale e fondo Standard Model. La risposta del rivelatore ATLAS è stata simulata utilizzando il software GEANT4 [62]. In alcuni casi sono state utilizzate parametrizzazioni “rapide” per la risposta del calorimetro [63], rispetto la “full simulation”, e GEANT4 per gli altri sistemi del rivelatore. Le interazioni addizionali pp , provenienti dallo stesso bunch crossing o da bunch crossing vicini (dette di pileup) sono generate utilizzando Pythia 8.186 [70]. Per riprodurre lo stesso livello di pileup presente nei dati acquisiti nel 2015-2016, la distribuzione del numero medio di interazioni aspettate per bunch crossing nei campioni MC è successivamente stata ripesata in modo tale che coincida con i dati osservati.

Campioni di fondo Standard Model sono simulati utilizzando differenti generatori Monte Carlo in base ai processi considerati. Eventi contenenti bosoni W o Z con jet associati, inclusi jet provenienti dalla frammentazione di quark b o c (heavy flavour jets, hf), sono simulati utilizzando il generatore Sherpa2.2.0 [64]. Gli elementi di matrice sono calcolati fino a due partoni addizionali al next-to-Leading Order (NLO) e per quattro partoni al LO utilizzando i generatori di elementi di matrice Comix [65] e OpenLoops [66] ed uniti con SherpaPS [67] utilizzando la prescrizione ME+PSaNLO [68]. Gli eventi W/Z+jet sono normalizzati alle loro sezioni d’urto teoriche QCD next-to-NLO (NNLO) [69].

Eventi di produzione $t\bar{t}$ e top singolo (Wt e top singolo in canale s) sono simulati utilizzando il generatore Powheg-Box v2 [71] con la PDF CT10 fissata nel calcolo dell’elemento di matrice. Eventi elettrodeboli di produzione di top singolo in canale t sono stati generati utilizzando il generatore Powheg-Box v1. La massa del top è fissata a 172.5 GeV. I campioni $t\bar{t}$ sono normalizzati alle loro sezioni d’urto NNLO [73]. Campioni di produzione di top singolo sono normalizzati alle sezioni d’urto NLO come riportato nelle referenze [74]-[75]-[76] per i canali t, s, e Wt, rispettivamente. Contributi da processi diboson e produzione associata di una coppia di top con un bosone vettoriale sono meno rilevanti per l’analisi ma inclusi nei seguenti modi. I processi diboson sono simulati utilizzando il generatore Sherpa2.1.1 con gli stessi settings dei campioni a singolo bosone. La produzione associata di coppie di top con un bosone vettoriale $t\bar{t} + W/Z$ è generata al LO utilizzando il generatore MadGraph5 v2.2.3 interfacciato con Pythia 8.186. I campioni sono normalizzati alle loro sezioni d’urto NLO [77].

Campioni di eventi simulati per il modello Extra Dimensions nel range

$n = 2 - 6$ ed M_D nel range 2-5 TeV sono stati generati utilizzando PYTHIA-8.165 con PDF NNPDF23LO [79].

Nel caso della Supersimmetria, per produzione di coppie di stop, con lo stop che decade $\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$ e per produzione di coppie di sbottom che decadono $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$ è stato utilizzato il generatore MG5aMC v5.2.2.3 [80] interfacciato a PYTHIA-8.186. Il calcolo dell'elemento di matrice è realizzato al LO e include l'emissione o assorbimento fino a due partoni addizionali. Sono stati prodotti diversi campioni simulati con masse degli squark comprese nel range 250-700 GeV e Δm che varia tra 5 e 25 GeV.

I segnali di WIMPs con mediatore spin-1 sono stati simulati con POWHEG-BOX v2 [71]-[82]-[83]. Per la descrizione del propagatore è scelta una distribuzione di Breit-Wigner. Gli accoppiamenti del mediatore alle particelle WIMPs ed ai quark sono posti pari ad $g_\chi = 1$ e $g_q = 1/4$, risultando in un rapporto larghezza del mediatore su massa del mediatore (Γ_{min}/m_A) di circa il 5%. Sono stati prodotti campioni di segnale con masse delle WIMP nel range 1 GeV - 1 TeV e masse dei mediatori tra 10 GeV e 2 TeV.

Per la ricerca di eventi di segnale nel sottocanalale con b-jet, i campioni di segnale con mediatore a spin-0 sono stati generati con MadGraph5 v2.2.3 [77] interfacciato con Pythia 8.186. Il calcolo degli elementi di matrice viene eseguita al LO ed include al più l'emissione di un partone addizionale. Le sezioni d'urto dei modelli di segnale sono state normalizzate al LO [60].

4.3 Ricostruzione degli eventi

Per tutti i modelli BSM considerati lo stato finale è composto da jet ed energia trasversa mancante, pertanto nella selezione gli eventi contenenti elettroni o muoni sono vetati esplicitamente.

I vertici di interazione da collisioni pp sono ricostruiti a partire dalle tracce ricostruite nell'inner detector. Il vertice primario è definito come il vertice con il più grande valore della somma quadratica dei momenti trasversi delle tracce associate e costituito da almeno due tracce con un $p_T > 0.4$ GeV.

I jet candidati sono ricostruiti a partire da cluster calorimetrici topologici tridimensionali utilizzando l'algoritmo *anti-kt* con $\Delta R = 0.4$, come definito nel capitolo 3.3. Sono imposti criteri di qualità per identificare jet che non provengono da collisioni o che sono originati da rumore del rivelatore; ogni evento contenente tali jet è rimosso [86]. Si richiede che i jet abbiano un $p_T > 20$ GeV ed $|\eta| < 2.8$.

I jet b-tagati vengono ricostruiti facendo uso dell'algoritmo multivariato MV2c10, descritto nel capitolo 3.4. L'efficienza di selezione del discriminante, per il punto di lavoro considerato in quest'analisi è pari al 60% ($MV2c10 >$

0.9349). Al fine di compensare le differenze tra i dati e le simulazioni MC nelle efficienze di b-tagging, sono applicati dei fattori di scala ai campioni simulati.

Gli elettroni sono ricostruiti dai cluster nel calorimetro elettromagnetico e dalle tracce nell'inner detector e devono passare un set "Loose" di criteri di qualità, come descritto nel capitolo 3.1. Gli elettroni devono essere contenuti nella regione $|\eta| < 2.47$.

I muoni sono ricostruiti a partire dalle tracce nell'inner detector associate a quelle dello spettrometro per muoni. Eventi contenenti uno o più muoni candidati che hanno parametri di impatto trasverso (longitudinale) rispetto al vertice primario maggiore di 0.2 mm (1 mm) sono rigettati in modo da sopprimere la contaminazione da raggi cosmici. I muoni devono superare criteri di qualità *medium* ed essere contenuti nella regione $|\eta| < 2.7$.

I leptoni selezionati sono denominati *baseline* e vengono impiegati nel veto applicato ai leptoni nelle selezioni che verranno discusse nel prossimo paragrafo. Nelle regioni di controllo definite nel paragrafo 4.4, dove è invece richiesta la presenza di leptoni, si applicano criteri di maggiore purezza del campione *baseline* secondo i criteri seguenti: Dal campione *baseline* vengono selezionati leptoni con $p_T > 25$ GeV e una richiesta addizionale $p_T > 30$ GeV del leptone più energetico per assicurare la piena efficienza del trigger leptonic. Tali leptoni devono passare ulteriori criteri di qualità *tight*. Elettroni (muoni) sono associati al vertice primario richiedendo che il parametro trasverso di impatto d_0 soddisfi $|d_0/\sigma(d_0)| < 5(3)$ e il parametro longitudinale soddisfi $|z_0 \sin\theta| < 0.5$ mm per elettroni e muoni.

Per evitare di contare due volte oggetti ricostruiti, si rimuovono candidati elettroni che condividono la traccia nell'inner detector con un muone candidato. Inoltre, candidati jet con $\Delta R = \sqrt{y^2 + \phi^2} < 0.2$ con un elettrone sono rimossi, tranne nei casi in cui il jet sia b-tagato; in tal caso si rigetta l'elettrone poiché è probabile che provenga da un decadimento del bottom semi-leptonico. Infine, ogni candidato leptone (*baseline* o ad alta purezza) che si trova ad una distanza $\Delta R < 0.4$ da ogni jet candidato è scartato, ad eccezione dei casi in cui il leptone candidato è un muone ed il numero di tracce associate al jet è minore di tre.

Il momento trasverso mancante E_T^{miss} è definito come somma vettoriale, cambiata di segno, dei p_T di tutti gli oggetti fisici selezionati nell'evento, con un termine aggiuntivo che tiene conto dei contributi di energia *soft* nell'evento che non è associato ad alcun oggetto selezionato. Questo contributo *soft* è calcolato utilizzando le tracce nell'inner detector con un p_T superiore a 0.4 GeV ed associate al vertice primario. In tal modo è possibile ridurre l'effetto del pile-up, come riportato nel capitolo 3.5.

4.4 Analisi inclusiva

Il fondo Standar Model dominante per questo tipo di analisi è costituito dal processo $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jet}$ dove il jet iniziale è emesso come radiazione di stato iniziale. La topologia di questo processo è del tutto simile a quella dei processi di segnale considerati, pertanto si tratta di un fondo irriducibile. Il processo $(W \rightarrow \tau\nu) + \text{jet}$ costituisce un fondo rilevante quando il leptone τ decade adronicamente, così come anche $(W \rightarrow l\nu) + \text{jet}$ (con $l = e, \mu$) qualora il leptone non sia rilevato dall'apparato sperimentale.

Gli eventi utilizzati per l'analisi devono superare una selezione di trigger basata sul momento trasverso mancante E_T^{miss} stimato online dagli algoritmi High Level Trigger. Tali trigger sono denominati XE. Nella presa dati del 2015, il trigger di E_T^{miss} con soglia più bassa e non prescalata è XE70, al quale corrisponde una soglia effettiva in E_T^{miss} pari a circa 150 GeV. Per la definizione della regione di segnale sono stati definiti i seguenti criteri di selezione:

- Si richiede che gli eventi selezionati abbiano un vertice primario ricostruito.
- Si richiede che gli eventi abbiano $E_T^{miss} > 250$ GeV. L'analisi seleziona eventi con il leading jet (il jet con il più alto p_T nell'evento) > 250 GeV ed $|\eta| < 2.4$ nello stato finale. E' permesso un massimo di quattro jet con un $p_T > 30$ GeV ed $|\eta| < 2.8$. Eventi in cui E_T^{miss} è allineata con un jet nel piano trasverso sono rigettati, selezionando solo gli eventi in cui $\Delta\phi_{min}^j > 0.4$, con $\Delta\phi_{min}^j$ definita come la minima distanza azimutale tra E_T^{miss} ed uno dei jet dell'evento. In tal modo si sopprime il fondo di produzione QCD di produzione multi-jet, in cui E_T^{miss} è dovuta principalmente ad un'errata ricostruzione dell'energia dei jet.
- Sono rigettati gli eventi che contengono jet inconsistenti con le richieste di provenienza da collisione protone-protone. I criteri di qualità per la selezione dei jet [86] riguardano quantità come la forma dell'impulso dei depositi di energia nelle celle dei calorimetri, la frazione elettromagnetica nel calorimetro, la frazione di campionamento del calorimetro o la frazione di particelle cariche¹. Criteri *loose* sono applicati a tutti i jet con $p_T > 30$ GeV ed $|\eta| < 2.8$. Il fondo da eventi di non collisione, cioè depositi di energia nel calorimetro dovuti a muoni originati da raggi

¹ $f_{ch} = \Sigma p_T^{trak,jet} / p_T^{jet}$ in cui il numeratore rappresenta la somma scalare dei momenti trasversi delle tracce associate al vertice primario entro un cono di raggio $\Delta R = 0.4$ dall'asse del jet ed il denominatore rappresenta il momento trasverso ottenuto dalle misure calorimetriche

cosmici, sono soppressi applicando criteri di selezione *tight* al leading jet: il rapporto tra la frazione di particelle cariche del jet e la frazione di campionamento del calorimetro è richiesto maggiore di 0.1.

- Si applica un veto ad eventi con muoni con $p_T > 10$ GeV o elettroni con $p_T > 20$ GeV nello stato finale.

In questa analisi sono state definite differenti regioni di segnale inclusive (IM1–IM7) ed esclusive (EM1–EM6) con una soglia in E_T^{miss} crescente dal valore 250 GeV fino a 700 GeV, così come riportato in tabella 4.1. L'utilizzo di regioni di segnale esclusive migliora la sensibilità ai vari modelli di nuova fisica. In figura 4.4 sono riportati gli andamenti a valle della selezione.

Criteri di selezione							
Vertice primario							
$E_T^{miss} > 250$ GeV							
Leading jet $p_T > 250$ GeV e $ \eta < 2.4$							
Al più 4 jet con $p_T > 30$ GeV e $ \eta < 2.8$							
$\Delta\phi_{min}^j > 0.4$							
Richieste di qualità per i jet							
Nessun muone identificato con $p_T > 10$ GeV o elettroni con $p_T > 20$ GeV							
Regioni di segnale inclusive	IM1	IM2	IM3	IM4	IM5	IM6	IM7
E_T^{miss} (GeV)	> 250	> 300	> 350	> 400	> 500	> 600	> 700
Regioni di segnale esclusive	EM1	EM2	EM3	EM4	EM5	EM6	
E_T^{miss} (GeV)	[250-300]	[300-350]	[350-400]	[400-500]	[500-600]		

Tabella 4.1: Criteri di selezione degli eventi

I fondi $W+jet$, $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + jet$, $Z/\gamma(\rightarrow \tau^+\tau^-) + jet$, $Z/\gamma(\rightarrow \mu^+\mu^-) + jet$ sono fissati utilizzando campioni Monte Carlo normalizzati ai dati selezionati in opportune regioni di controllo. I fattori di normalizzazione sono estratti simultaneamente utilizzando una procedura di fit globale che include le incertezze sistematiche, al fine di tenere in considerazione correlazioni.

Una regione di controllo $W(\rightarrow \mu\nu) + jet$ è impiegata per definire i fattori di normalizzazione per i processi $W(\rightarrow \mu\nu) + jet$ e $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + jet$. L'uso del campione di controllo $W(\rightarrow \mu\nu) + jet$ per fissare il fattore di normalizzazione dei processi $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + jet$ si traduce in una minore incertezza nella stima del principale contributo di fondo irriducibile, a causa di una cancellazione parziale di incertezze sistematiche ed alla maggiore statistica

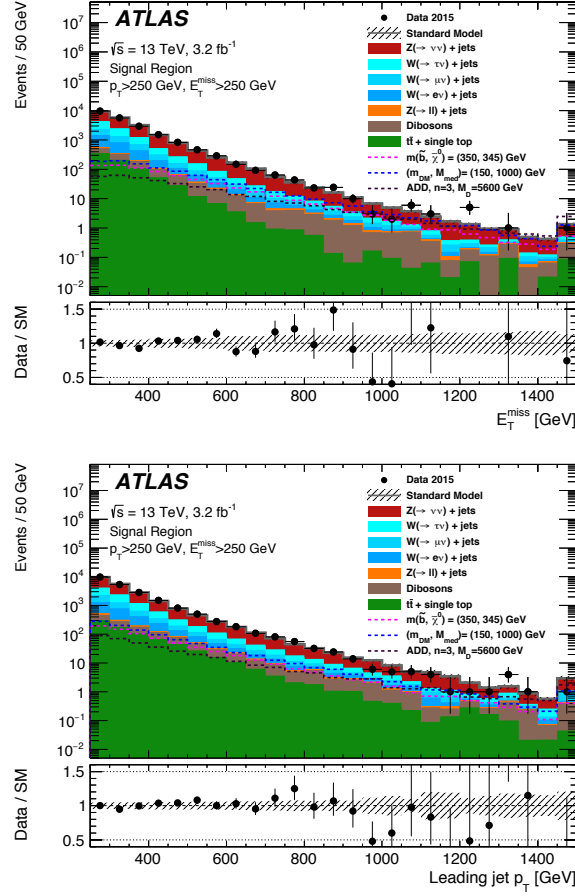


Figura 4.4: Distribuzioni sperimentali di E_T^{miss} (in alto) e leading jet p_T (in basso) per la selezione IM1, comparate con le predizioni del Modello Standard. Sono mostrate anche le previsioni per i modelli ADD, SUSY e WIMP. Le bande di errore nei rapporti mostrati nel pannello in basso includono sia incertezze statistiche che sistematiche nella predizione dei fondi. I contributi dei fondi multijet e da non collisione sono trascurabili e non riportati nelle figure.

del campione di controllo $W(\rightarrow \mu\nu) + jet$, che è circa sette volte maggiore del campione di controllo $Z/\gamma(\rightarrow \mu^+\mu^-) + jet$. Un campione di controllo $W(\rightarrow e\nu) + jet$ è impiegato per fissare il fattore di normalizzazione dei processi $W(\rightarrow e\nu) + jet$ ed $W(\rightarrow \tau\nu) + jet$. Per questi ultimi, la procedura è motivata dal fatto che il leptone τ nei processi di fondo $W(\rightarrow \tau\nu) + jet$ decade principalmente per via adronica ottenendo una topologia di stato finale nel rivelatore simile ai processi $W(\rightarrow e\nu) + jet$. Anche il piccolo contributo del fondo $Z/\gamma(\rightarrow \tau^+\tau^-) + jet$ è fissato utilizzando il campione $W(\rightarrow e\nu) + jet$.

Infine, un campione di controllo $Z/\gamma(\rightarrow \mu^+\mu^-) + jet$ è utilizzato per fissare il contributo del fondo $Z/\gamma(\rightarrow \mu^+\mu^-) + jet$.

I rimanenti fondi Standard Model $Z/\gamma(\rightarrow e^+e^-) + jet$, $t\bar{t}$, top singolo e di-boson sono determinati utilizzando campioni simulati di eventi Monte Carlo, mentre il contributo del fondo multijet è estratto dai dati. I contributi dai fondi di non collisione sono stimati dai dati utilizzando la tecnica di identificazione del fascio indotto descritta nella referenza [87].

4.5 Analisi con b-jet nello stato finale

La segnatura sperimentale $E_T^{miss} + bjet$ è sensibile ai modelli SUSY (decadimenti compressi dello sbottom) e produzione di WIMPs come candidati di Dark Matter. L'ottimizzazione dei tagli di selezione è stata effettuata utilizzando modelli di produzione di WIMPs con simplified models [59] caratterizzati da un mediatore a spin-0 (scalare/pseudoscalare) (figura 4.5).

La caratteristica più importante di questo modello è che la cinematica dell'evento in generale non dipende dalla larghezza del mediatore [60].

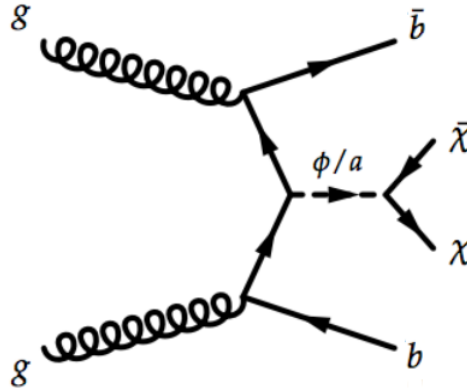


Figura 4.5: Diagramma di Feynman per produzione di coppie di WIMPs via mediatore di spin-0 scalare/pseudo-scalare in canale s.

Come conseguenza dell'indipendenza cinematica dalla larghezza del mediatore, la variazione dei parametri di accoppiamento influenza solo la sezione d'urto del modello e non la sua cinematica. Nel lavoro di tesi sono stati quindi utilizzati campioni Monte Carlo in cui è stata fatta variare solo la massa del mediatore e della WIMP. I valori utilizzati sono stati riportati in tabella 4.2. Per semplicità, i due accoppiamenti g_χ e g_v sono stati posti uguali e la sezione d'urto calcolata per i seguenti valori:

$$g = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5$$

Valori al di sopra dell'accoppiamento massimo 3.5 non sono considerati poiché tale valore massimo rappresenta il limite perturbativo ($g^2 < 4\pi$).

m_χ [GeV]	m_χ [GeV]											
1	10	20	50	100	200	300	350	400	450	500	1000	5000
10	10	15	50	100								
50	10		50	95	200	300						
150	10				200	295				500	1000	5000
500	10									500	995	
1000	10										1000	5000

Tabella 4.2: Valori di massa del mediatore e della WIMP utilizzati per i simplified models spin-0.

4.5.1 Selezione degli eventi e stima del fondo

L'analisi degli eventi procede in maniera analoga a quella descritta nel paragrafo 4.4. Per questo canale sono stati utilizzati i dati raccolti nel 2015 e nel 2016, pertanto il trigger con soglia più bassa e non prescalata è risultato essere XE80, al quale corrisponde una soglia effettiva in E_T^{miss} pari a circa 200 GeV. Poiché gran parte degli eventi di segnale attesi presenta un valore di E_T^{miss} sotto soglia, al fine di massimizzare l'accettanza di trigger, è stato implementato un taglio bidimensionale tra E_T^{miss} e il p_T del jet più energetico (figura 4.6). Tale funzione è comune per i trigger utilizzati per i dati 2015 e 2016:

$$p_T^{jet1} > 85 \text{ GeV} \quad \text{e} \quad E_T^{miss} > \left(\frac{150 \cdot p_T^{jet1} - 11700}{p_T^{jet1} - 85} \right) \quad (4.1)$$

L'efficienza di trigger è $> 95\%$ nella regione di segnale considerata. Questo taglio ha consentito di abbassare la soglia di trigger effettiva a circa 150 GeV per valori del leading jet p_T di circa 150 GeV.

Il numero medio di interazioni pp per bunch crossing $\langle \mu \rangle$ varia da $\langle \mu \rangle = 14$ per il dataset 2015 a $\langle \mu \rangle = 23.5$ nel dataset 2016.

In tabella 4.3 sono riassunte le richieste in preselezione.

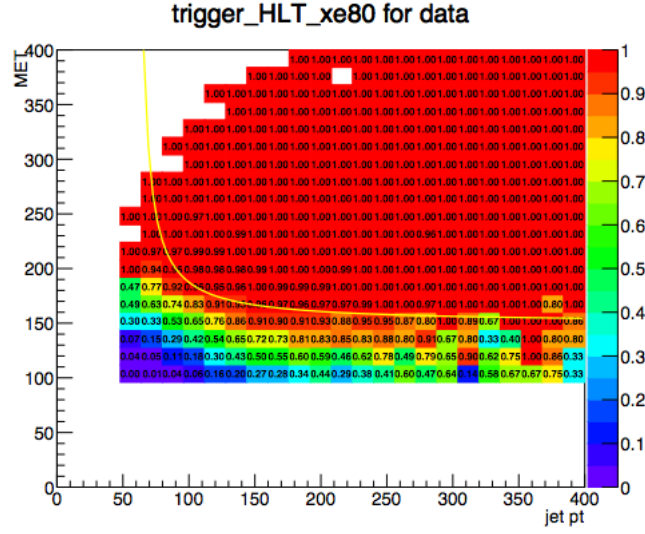


Figura 4.6: Efficienza di trigger nel piano bidimensionale $E_T^{miss} - p_T^{lead}$. In giallo è evidenziata la funzione di plateau.

Variabile	Richiesta
Trigger	XE80
Trigger plateau	Funzione 2D (equazione 4.1)
N_{jet}	2-3 ($ \eta < 2.8$)
N_{bjet}	2
N_{lept} (baseline)	0
p_T^{j1}	> 85 GeV
p_T^{bj1}	> 50 GeV
E_T^{miss}	> 150 GeV
$\min \Delta\phi(j_i, E_T^{miss})_i = 1, 2, 3$	> 0.4

Tabella 4.3: Richieste in preselezione.

Il processo di fondo Standard Model dominante è la produzione di un bosone Z in associazione con b-jet, quando il bosone decade $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, che ha la stessa segnatura sperimentale degli eventi di segnale. La selezione, al fine di fornire una buona discriminazione tra segnale e fondo, sfrutta le differenze nelle distribuzioni cinematiche attese per la produzione di b-jet in associazione con particelle (mediatori per segnale o Z per il fondo) che differiscono per proprietà di spin e massa. Tutti i tagli di selezione sono stati

ottimizzati massimizzando una data figura di merito:

$$\mathcal{S} = \frac{s}{\sqrt{1 + b + (b * syst_b)^2}}$$

in cui s rappresenta il numero di eventi di segnale e b il numero relativo al fondo. Tale figura di merito rappresenta una stima della significatività attesa dell'analisi che includa anche gli errori sistematici, attesi dell'ordine del 15% (figura 4.7).

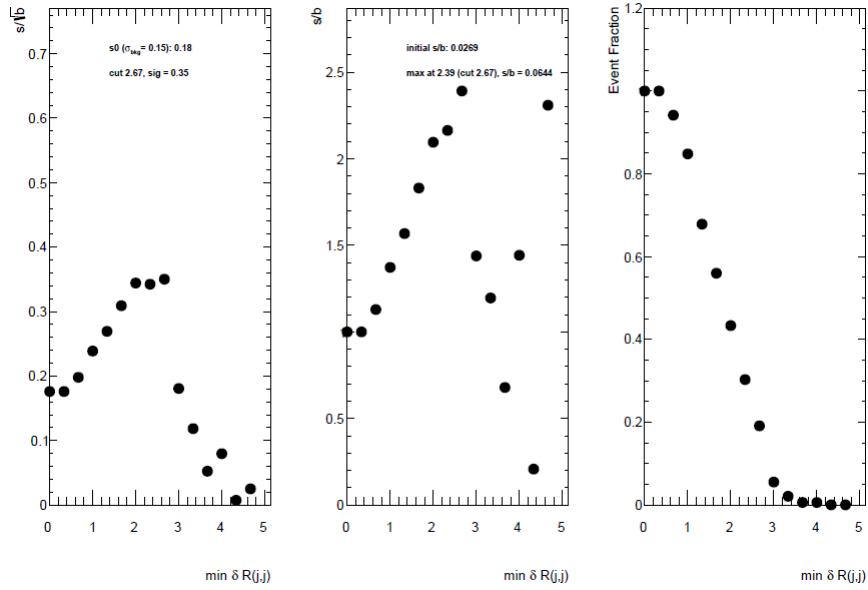


Figura 4.7: Andamento della significanza attesa (sinistra), del rapporto segnale su fondo (centro) e frazione di eventi rimanenti in funzione del taglio applicato per la variabile ΔR_{min} .

Gli eventi nella regione di segnale (SR) sono selezionati richiedendo che tutti i jet siano caratterizzati da una grande separazione angolare:

$$\Delta R_{min} = \min(\Delta R_{ij}) > 2.8 \quad (i, j = 1, 2, 3 \text{ e } i \neq j) \quad (4.2)$$

E' richiesta una separazione in pseudorapidità ed azimutale tra i due b-jet:

$$\Delta\eta(b_1, b_2) > 0.5 \quad (4.3)$$

$$\Delta\phi(b_1, b_2) > 2.2 \quad (4.4)$$

Infine, per migliorare ulteriormente il rapporto segnale su fondo SM, è richiesto che gli eventi abbiano uno sbilanciamento nel momento trasverso dei due b-jet:

$$Imb(b_1, b_2) = \frac{p_T(b_1) - p_T(b_2)}{p_T(b_1) + p_T(b_2)} > 0.5 \quad (4.5)$$

In figura 4.8 sono mostrate le distribuzioni Monte Carlo con luminosità pari a 10 fb^{-1} , prima dei tagli di selezione descritti, di alcune rilevanti variabili cinematiche.

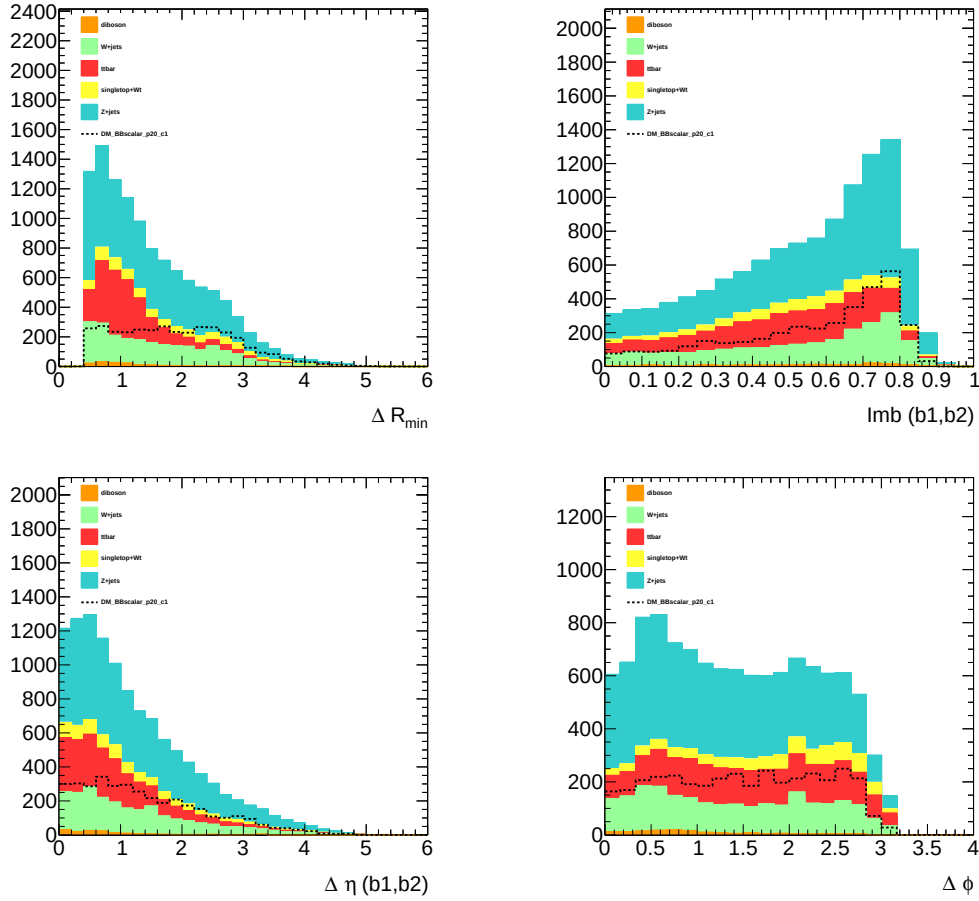


Figura 4.8: Distribuzioni in preselezione, a 10 fb^{-1} , di alcune delle più rilevanti variabili cinematiche dell'analisi. Il segnale è scalato per un fattore 20.

Come detto, il processo di fondo Standard Model dominante è la produzione di bosoni Z in associazione con heavy-flavour jets. Il secondo contributo rilevante è dovuto alla produzione di top singolo o coppie di top. La produzione $t\bar{t}$ contribuisce alla regione di segnale quando un leptone carico viene prodotto ma l'evento non viene rigettato, o perché il leptone è un τ che decade adronicamente, o perché l'elettrone o il muone non viene identificato o è al di fuori dell'accettanza del rivelatore. La produzione di top singolo è un contributo sottodominante nella regione di segnale ed è quasi interamente dovuto a produzione di canale t . Nella tabella 4.4 sono riportati i fondi attesi Standard Model ed il numero di eventi di segnale attesi per il modello $m_{Med} = 20$ GeV e $m_\chi = 1$ GeV a valle della selezione descritta.

Regione di segnale	
$W + jet$	1.2 ± 0.8
$Z + jet$	20.1 ± 6.0
$t\bar{t}$	5.8 ± 1.5
$topsingolo$	2.7 ± 1.1
segnale	3.33 ± 0.36

Tabella 4.4: Fondi attesi Standard Model e numero di eventi di segnale attesi per il modello $m_{Med} = 20$ GeV e $m_\chi = 1$ GeV a valle delle selezioni che definiscono la regione di segnale, per una luminosità integrata di 13.3 fb^{-1} .

La simulazione Monte Carlo è utilizzata per stimare il contributo dei fondi nella regione di segnale, dopo aver rinormalizzato le predizioni Monte Carlo (per i fondi principali) in opportune regioni di controllo (CR).

Le regioni di controllo sono definite richiedendo esplicitamente la presenza di uno o due leptoni candidati *high-purity* nello stato finale, insieme ad ulteriori criteri di selezione simili a quelli adottati per la regione di segnale. Eventi con candidati leptoni addizionali sono vetati.

Tre CR sono state utilizzate per la normalizzazione dei fondi $t\bar{t}$, top singolo, $Z+jet$ e $W+jet$. Data la difficoltà ad identificare una regione di controllo ad alta purezza per il processo di top singolo, si è definita una regione di controllo che comprendesse contemporaneamente il top singolo e $W+jet$. Il loro contributo relativo è preso dalla simulazione MC.

Una regione di controllo, costituita da due leptoni (elettroni o muoni) di stesso sapore e segno opposto (SFOS) con massa invariante di-leptonica (m_{ll}) vicina alla massa della Z ed esattamente un jet b-tagato, fornisce un campione di segnale dominato produzione Z . Per questa regione di controllo, etichet-

tata con CRZ1b in tabella 4.5, il p_T dei leptoni è sommato vettorialmente al p_T^{miss} per simulare la distribuzione attesa del momento trasverso mancante degli eventi $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, indicata di seguito come $E_T^{miss,cor}$. E pertanto utilizzata come regione di controllo per la normalizzazione del fondo $Z\nu\nu$ +jet.

Una regione di controllo dominata dalla produzione di $t\bar{t}$, CRW2b, è identificata selezionando esattamente un leptone (e, μ), e due bjet.

In ultimo, per aiutare nella stima del fondo da produzione W +hf e top singolo, è definita una regione di controllo addizionale ad un leptone ed un b-jet (CRW1b).

Le selezioni per tutte le regioni sono riassunte in tabella 4.5 ed in figura 4.9 è riportato l'accordo dati/Monte Carlo in ogni regione di controllo.

I fattori di normalizzazione sono stati ottenuti costruendo una funzione di likelihood come prodotto di funzioni di probabilità Poissoniane, descriventi il numero di eventi osservati e attesi nelle tre regioni di controllo [90]. I numeri di eventi osservati nelle varie regioni di controllo sono utilizzati in un fit di likelihood [91] al fine di ottenere i fattori correttivi di normalizzazione che sono stati poi utilizzati per stimare il contributo dei fondi Standard Model nella regione di segnale. I risultati del fit simultaneo (*background-only fit*) sono mostrati in tabella 4.6, in cui i contributi dei fondi individuali sono mostrati separatamente, insieme alle predizioni basate sul MC prima della procedura di fit.

I contributi provenienti da diboson, $t\bar{t}+W/Z$ e processi multi-jet sono trascurabili per questa analisi e i contributi sono stimati da simulazioni Monte Carlo nelle regioni di segnale e di controllo. Il contributo multi-jet è stimato dai dati utilizzando una procedura descritta in dettaglio nella referenza [92] modificata per tener conto del sapore dei jet.

La stima del fondo è validata comparando le predizioni dei fondi e gli andamenti delle distribuzioni delle variabili principali dell'analisi dai risultati del fit con quelli osservati in opportune regioni di validazione definite come in tabella 4.5. Tali regioni risultano mutuamente ortogonali e cinematicamente simili alla regione di segnale ma con basso contributo di eventi di segnale. Tre regioni di validazione sono definite per l'analisi. La predizione per il fondo dominante, Z +jet, è validata in una regione di validazione (VRZ2b) composta da due leptoni di stesso sapore e segno opposto (elettroni o muoni), con massa invariante di-leptonica vicina la massa del bosone Z ed esattamente due jet b-tagati, con richieste cinematiche scelte in modo tale da riprodurre il più possibile le caratteristiche degli eventi della regione di segnale. I processi W +jet e top singolo sono validati in una regione ad un leptone ed un b-jet, VRW1b. E' concepita una regione di controllo addizionale, VRLR, per validare le stime Z +jet e $t\bar{t}$ in una selezione con nessun leptone. Al fine di garantire ortogonalità tra la regione di segnale e ottenere piccole contamina-

Variabile	SR	CRZ1b	VRZ2b	CRW1b	VRW1b	CRW2b	VRLR
N_{lept} (baseline)	0	2(SFOS)	2(SFOS)	1	1	1	0
N_{lept} (high-purity)	0	2(SFOS)	2(SFOS)	1	1	1	0
$\Delta\phi_{min}^j$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4
N_{jet}	2-3	2-3	2-3	2-3	2-3	2-3	2-3
N_{b-jet}	= 2	= 1	= 2	= 1	= 1	= 2	= 2
$jet_1 p_T$ [GeV]	> 100	> 100	> 85	> 100	> 100	> 100	> 100
$jet_2 p_T$ [GeV]	> 20	> 20	> 20	> 30	> 30	> 20	> 20
$jet_3 p_T$ [GeV]	< 60	< 60	< 60	< 60	< 60	< 60	< 60
p_t^{b-jet1} [GeV]	> 50	> 50	> 50	> 50	> 50	> 50	> 50
E_T^{miss}	> 150	< 100	< 80	> 130	> 150	> 120	> 150
$E_T^{miss,cor}$	-	> 120	> 100	-	-	-	-
ΔR_{min}	> 2.8	> 2.8	> 2.8	> 2.5	> 2.8	> 2.8	< 2.5
$\Delta\eta(b_1, b_2)$	> 0.5	-	-	-	> 0.5	-	> 0.5
$Imb(b_1, b_2)$	> 0.5	-	-	-	-	-	> 0.5
m_T^{lep}	-	-	-	[30,100]	[30,100]	> 30	-
m_{ll}	-	[75,105]	[80,100]	-	-	-	-
$leptone_1 p_T$ [GeV]	-	> 30	> 30	> 30	> 30	> 30	-
$leptone_2 p_T$ [GeV]	-	> 25	> 25	-	-	-	-
$\Delta\phi(b_1, b_2)$	> 2.2	> 2.2	-	[1,2.2]	> 2.2	> 2.2	> 2.2

Tabella 4.5: Sommario delle selezioni delle regioni di segnale, controllo e validazione dell'analisi.

zioni del segnale, la richiesta angolare sui jet, definita in eq. 4.2, è invertita: $\Delta R_{min} < 2.5$. Tutte le regioni di validazione sono in accordo con il fondo aspettato e con le yield per i dati osservati (figura 4.10 e tabella 4.6).

4.5.2 Incertezze sistematiche

Gli effetti sistematici dominanti, legati al rivelatore, sono dovuti alle incertezze associate con la scala di energia dei jet (JES), efficienza di b-tagging e rate di mistagging [93]. E' inoltre stata stimata l'incertezza associata con la modellizzazione relativa al numero di interazioni di pileup nel Monte Carlo, risultando in un contributo sotto-dominante nella regione di segnale. Le incertezze associate con la ricostruzione dei leptoni e le misure di energia sono state considerate, anche se hanno un piccolo impatto sui risultati finali.

Tutte le incertezze legate alla ricostruzione dei leptoni e dei jet sono propagate nel calcolo di E_T^{miss} , al quale sono incluse incertezze addizionali relative alla scala di energia e alla risoluzione dei soft term.

Come atteso, le incertezze sperimentali dominanti nella regione di segnale provengono dall'efficienza di b-tagging e rate di mistagging, contribuendo al 35% dell'incertezza sistematica totale.

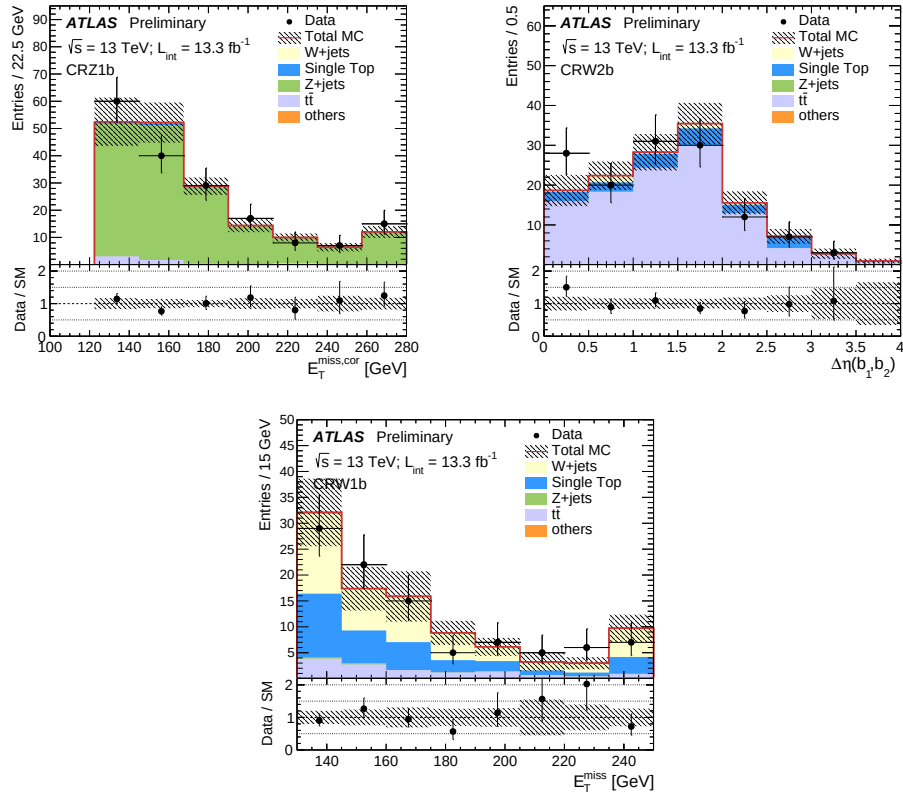


Figura 4.9: Distribuzioni rappresentative per le tre regioni di controllo dell'analisi. Tutti i fondi sono normalizzati ai risultati del fit. Le incertezze dominanti pos-fit sono incluse nella banda sistematica.

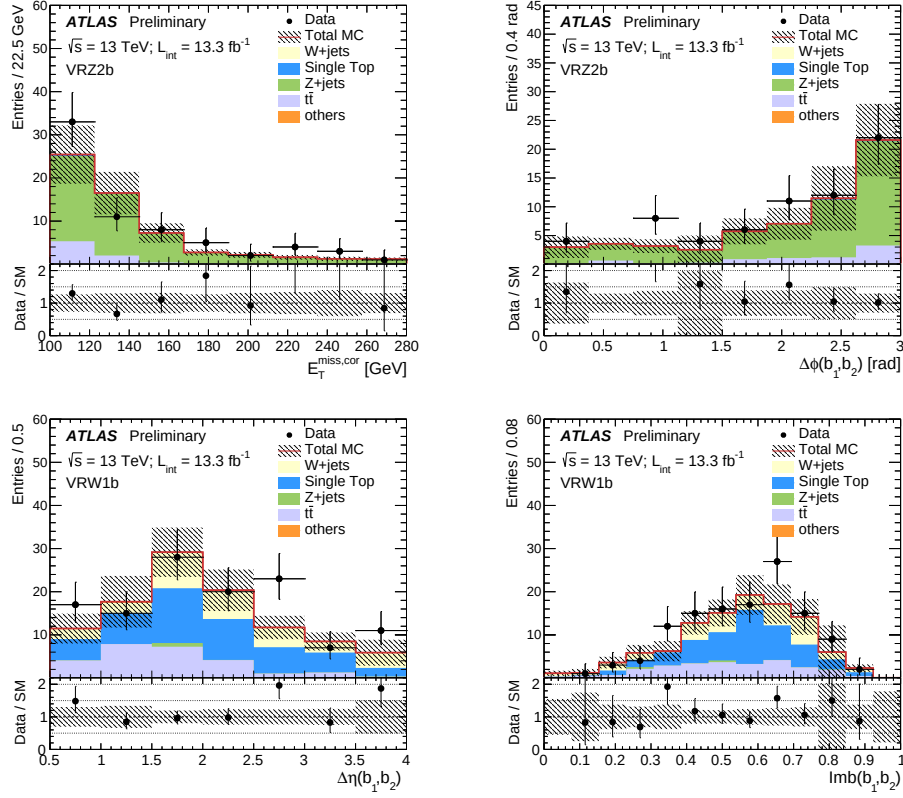


Figura 4.10: Distribuzioni rappresentative per le più rilevanti regioni di verifica. Tutti i fondi sono normalizzati ai risultati del fit. Le incertezze dominanti pos-fit sono incluse nella banda sistematica. Nella regione VRW1b, dove è selezionato esattamente un b-jet, il secondo b-jet è definito come il jet, non b-tagato, con il più alto peso di b-tag nell'evento.

	CRW1b	CRZ1b	CRW2b	VRW1b	VRZ2b	VRLR
Osservati	96	176	131	121	67	87
Fondo totale	96.0 ± 9.8	176 ± 13	131 ± 11	105 ± 20	58 ± 13	98 ± 18
$W + jet$	49.2 ± 7.8	$0.01^{+0.02}_{-0.01}$	4.3 ± 1.8	30.2 ± 8.3	-	3.4 ± 1.2
$Z + jet$	0.6 ± 0.5	168 ± 13	$0.03^{+0.04}_{-0.03}$	1.0 ± 0.6	49.7 ± 11.5	36.7 ± 9.2
$t\bar{t}$	12.8 ± 2.7	5.8 ± 1.7	109 ± 13	26.0 ± 7.9	7.8 ± 2.6	47 ± 14
<i>topsingolo</i>	33.1 ± 6.0	1.5 ± 1.0	17.7 ± 4.0	47 ± 10	0.52 ± 0.44	10.7 ± 3.0
<i>others</i>	$0.3^{+0.4}_{-0.3}$	1.2 ± 0.9	$0.03^{+0.06}_{-0.03}$	0.5 ± 0.3	$0.04^{+0.07}_{-0.04}$	0.1 ± 0.1
pre-fit $W + jet$	51 ± 11	$0.02^{+0.02}_{-0.02}$	4.4 ± 1.8	31.3 ± 8.4	-	3.5 ± 1.3
pre-fit $Z + jet$	0.6 ± 0.4	149 ± 24	$0.03^{+0.04}_{-0.03}$	0.9 ± 0.5	44 ± 12	33 ± 11
pre-fit $t\bar{t}$	15.9 ± 2.5	7.2 ± 1.9	135.3 ± 1.6	32.3 ± 9.1	9.7 ± 2.9	58 ± 16
pre-fit <i>topsingolo</i>	34.3 ± 4.9	1.7 ± 1.1	18.3 ± 3.0	48.6 ± 7.6	0.54 ± 0.45	11.0 ± 2.6
pre-fit <i>others</i>	$0.3^{+0.4}_{-0.3}$	1.2 ± 0.9	$0.03^{+0.08}_{-0.07}$	0.5 ± 0.3	$0.04^{+0.07}_{-0.04}$	0.1 ± 0.1

Tabella 4.6: Risultati del fit, in tutte le regioni di controllo e validazione, per una luminosità integrata di 13.3 fb^{-1} . I risultati sono ottenuti dalle regioni di controllo utilizzando il *background-only fit*. I risultati sono comparati alle predizioni MC non riscalate. La categoria “others” include contributi di fondi sotto-dominanti come diboson, $t\bar{t}$ e produzione multi-jet.

Sono prese in considerazione anche le incertezze teoriche relative alla modellizzazione dei processi di fondo Standard Model nelle simulazioni Monte Carlo e le incertezze sulle sezioni d’urto. L’incertezza dominante deriva dalla modellizzazione Monte Carlo Z+jet. Le incertezze per la modellizzazione V+jet sono stimate utilizzando campioni alternativi generati variando le scale di normalizzazione e fattorizzazione. Questo porta ad un’ incertezza di circa il 10% ed ammonta a circa il 55% dell’incertezza totale nella regione di segnale. E’ assegnata un’ incertezza addizionale al 28% al contributo heavy-flavour jet in W+jet, per tener conto delle differenti richieste sui b-jet tra regione CRW1b e SR [94]. Incertezze relative alla modellizzazione dei fondi $t\bar{t}$ e top singolo sono sotto-dominanti. Tali contributi sono stimati comparando i campioni nominali con campioni addizionali con variazioni sistematiche. Le incertezze sulle predizioni nominali per la produzione $t\bar{t}$ e top singolo in canale s/t sono circa il 15%. Le incertezze sulla produzione di top singolo in canale Wt sono il 40%. Un’ incertezza al 50% è assegnata alla stima del contributo diboson. Poiché questo fondo è trascurabile nell’analisi, questa incertezza non ha impatto sul risultato finale.

Per i processi di segnale WIMP sono considerate incertezze statistiche, sperimentali e teoriche sul numero di eventi di segnale aspettati. Le incertezze statistiche del Monte Carlo variano tra il 10% e il 50%, in base al campione

di segnale. Le incertezze sperimentali, che si trovano essere tra il 15% e il 35%, sono dominate dall'incertezza sull'energia di risoluzione del jet e sull'efficienza di b-tagging. Per tutti i modelli di segnale, sono stimate incertezze teoriche provenienti dalla variazione di scale di fattorizzazione e normalizzazione. L'impatto sull'accettanza è stimato essere circa 10% per tutti i campioni.

4.6 Risultati

I risultati ottenuti sono compatibili con le previsioni del Modello Standard e pertanto sono stati interpretati come limiti di esclusione al 95% del Confidence Level (CL) per i tre principali modelli di fisica oltre il Modello Standard considerati in questo lavoro.

Regione di segnale	IM1	IM2	IM3	IM4	IM5	IM6	IM7
Eventi Osservati	21447	11975	6433	3494	1170	423	185
Predizioni SM	21730 ± 940	12340 ± 570	6570 ± 340	3390 ± 200	1125 ± 77	441 ± 39	167 ± 20
Regione di segnale	EM1	EM2	EM3	EM4	EM5	EM6	
Eventi Osservati	9472	5542	2939	2324	747	238	
Predizioni SM	9400 ± 410	5770 ± 260	3210 ± 170	2260 ± 140	686 ± 50	271 ± 28	

Tabella 4.7: Dati e predizioni Standard Model nelle differenti regioni di segnale, per una luminosità di 3.2 fb^{-1} . Per le predizioni Standard Model sono incluse sia le incertezze statistiche che sistematiche.

4.6.1 Risultati inclusivi

Large extra spatial dimensions

I risultati ottenuti con la selezione descritta nel paragrafo 4.4 consentono di porre dei limiti al 95% CL sul valore di M_D al variare del numero di dimensioni extra. A tal fine è stato utilizzato un fit di likelihood simultaneo per regione di segnale e controllo nei vari bin esclusivi di E_T^{miss} , riportati in tabella 4.1. Si osserva che solo la regione con $E_T^{miss} > 400 \text{ GeV}$ contribuisce sensibilmente ai limiti di esclusione in quanto in tale regione la shape del segnale si diversifica da quella dei principali fondi del Modello Standard.

In figura 4.11 sono presentati i risultati nel caso del modello ADD. Valori di M_D inferiori a 6.58 TeV per $n = 2$ ed inferiori a 4.31 TeV per $n = 6$ sono esclusi al 95% CL. Tali risultati migliorano i precedenti limiti di esclusione ottenuti dai dati a 8 TeV [97].

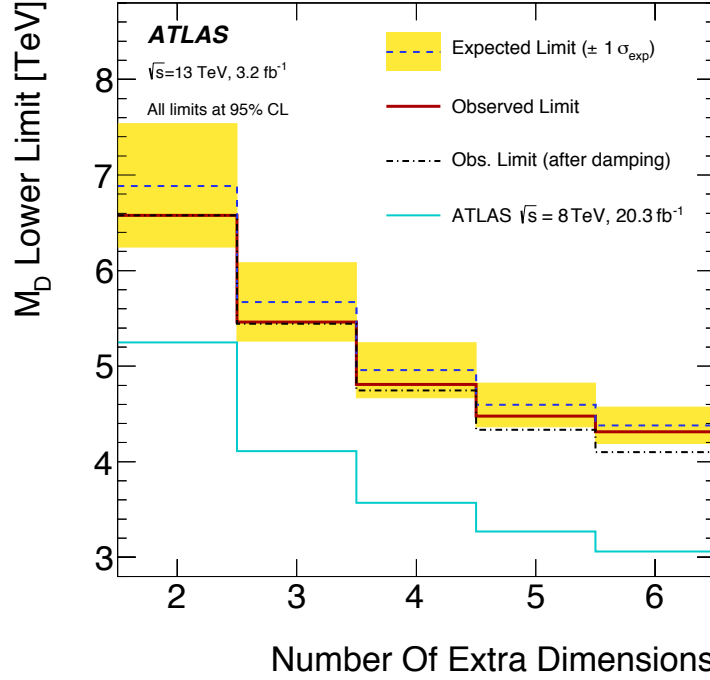


Figura 4.11: Limiti inferiori osservati ed aspettati al 95% CL per la scala fondamentale di Plank in $4 + n$ dimensioni M_D , in funzione del numero n di dimensioni extra. I risultati di quest'analisi sono comparati con i risultati precedenti ottenuti dalla collaborazione ATLAS a $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Limiti sulla Supersimmetria

I risultati ottenuti sono stati interpretati in termini di limiti di esclusione per modelli SUSY. Tali limiti sono stati calcolati separatamente per la produzione di coppie di stop, con $\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$, e per produzione di coppie di sbottom, con $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$, in funzione della massa degli squark per differenti ipotesi di massa del neutralino. Limiti di esclusione osservati e attesi al 95% CL sono stimati utilizzando fit simultanei alle regioni di segnale e controllo, come nel caso del modello ADD.

In figura 4.12 sono riportati i risultati per il caso del decadimento $\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$. In figura è anche riportato il limite di esclusione precedentemente ottenuto dalla collaborazione ATLAS [98]. Come atteso, questa analisi è particolarmente sensibile a piccoli valori di Δm (scenario compresso). Difatti, con la massa dello stop e del neutralino quasi coincidenti, il limite di esclusione pone un limite inferiore alla massa dello stop pari a 323 GeV. La regione

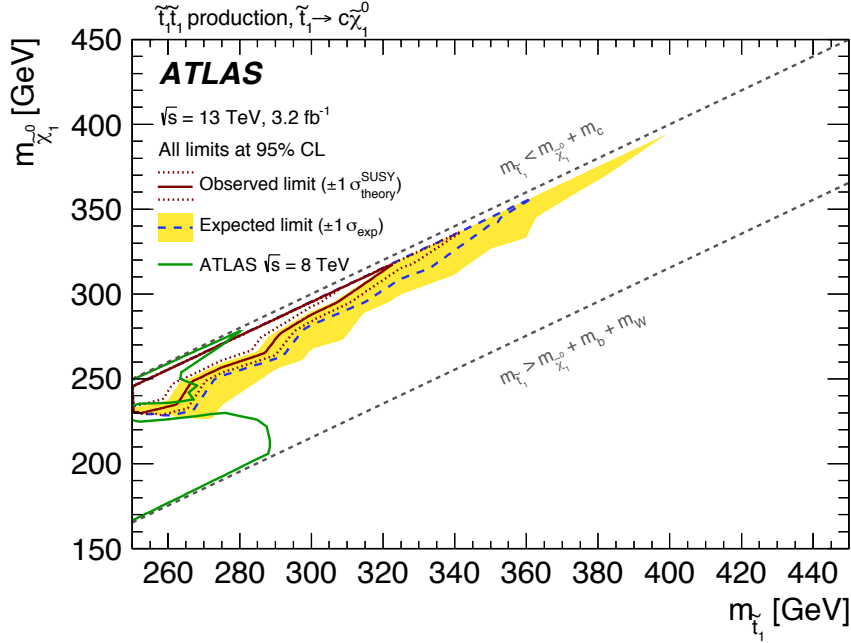


Figura 4.12: Regione esclusa al 95% CL nel piano $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}^0})$ per il canale di decadimento $t \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$ (BR = 100%). Le linee tratteggiate attorno al limite osservato indicano il range di limiti osservati corrispondenti a variazioni di $\pm 1\sigma$ delle predizioni di sezione d'urto NLO SUSY. L'area evidenziata attorno al limite atteso indica il range atteso $\pm 1\sigma$ in assenza di segnale. I risultati di quest'analisi sono comparati con i risultati precedenti ottenuti dalla collaborazione ATLAS a $\sqrt{s} = 8$ TeV.

con $\Delta m < 5$ GeV non è considerata nell'esclusione poiché in questo regime lo stop può diventare una particella a lunga vita media. In figura 4.13 sono presentati i limiti di esclusione attesi ed osservati al 95% CL, in funzione della massa dello sbottom e della differenza di massa tra sbottom e neutralino, per il canale di decadimento $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$. Nell'ipotesi $m_{\tilde{b}} - m_{\tilde{\chi}^0} \simeq m_b$ questa analisi estende il limite di esclusione al 95% CL al di sopra di una massa per lo sbottom pari a circa 300 GeV.

Weakly interacting massive particles

I risultati sono tradotti in termini di limiti di esclusione per produzione di coppie di WIMPs, assumendo lo scambio di un mediatore assiale in processi di canale s.

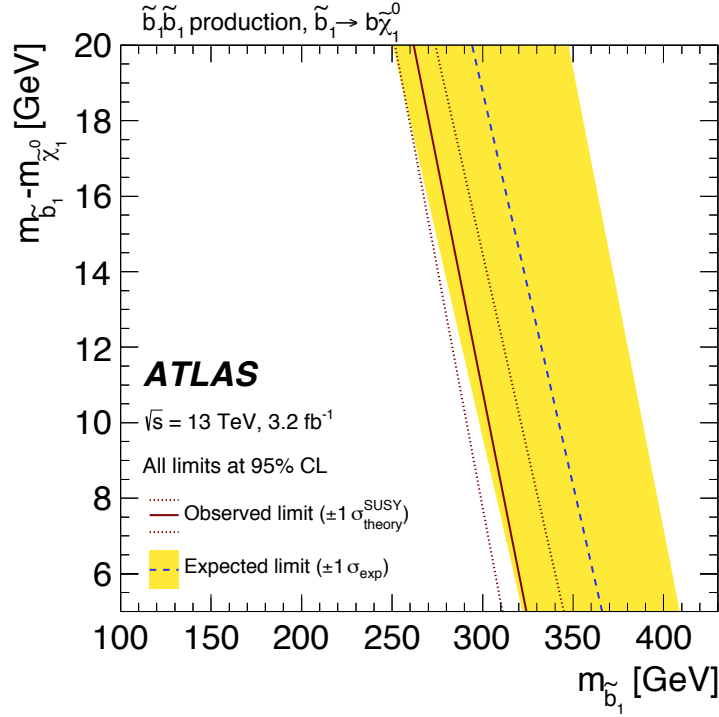


Figura 4.13: Regione di esclusione al 95% in funzione della massa dello sbottom e della differenza di massa tra sbottom e neutralino, per il canale di decadimento $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$. Le linee tratteggiate attorno al limite osservato indicano il range di limiti osservati corrispondenti a variazioni di $\pm 1\sigma$ delle predizioni di sezione d'urto NLO SUSY. L'area evidenziata attorno al limite atteso indica il range atteso $\pm 1\sigma$ in assenza di segnale.

La figura 4.14 mostra i limiti di esclusione osservati ed attesi al 95% CL nel piano (m_χ, m_A) per un modello semplificato con un mediatore assiale, WIMPs assunte fermioni di Dirac ed accoppiamenti $g_q = 1/4$ e $g_\chi = 1$. In regime on-shell i modelli con masse del mediatore fino al TeV sono esclusi. Questa analisi perde in sensibilità per modelli nel regime off-shell, in cui il decadimento in coppie di WIMPs è cinematicamente soppresso.

4.6.2 Analisi b-tagata

La tabella 4.8 riporta i numeri osservati di eventi e le predizioni del Modello Standard dopo il background-only fit nella regione di segnale. Il contributo di fondo più rilevante proviene dal decadimento $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, prodotto in associazione con b-jet.

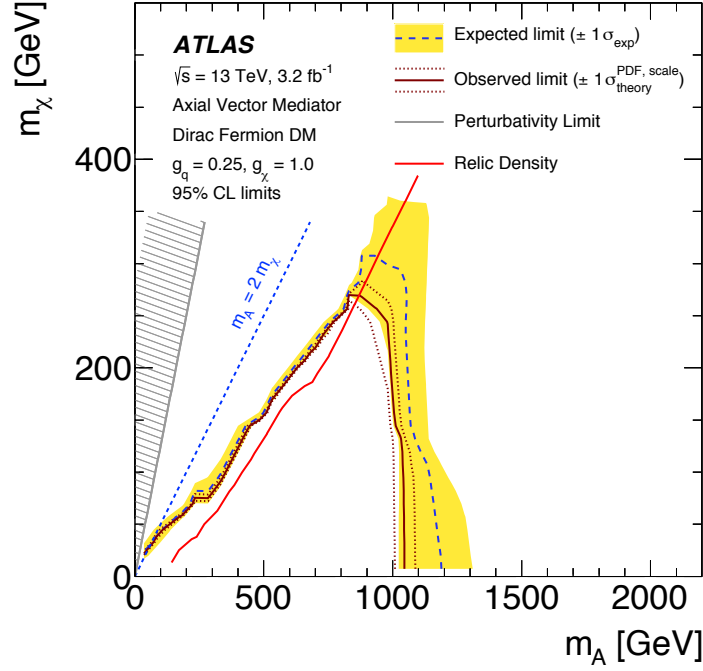


Figura 4.14: Regione di esclusione al 95% CL nel piano (m_χ, m_A) . Le linee continue (tratteggiate) mostrano il limite osservato (atteso) mentre le bande indicano le incertezze teoriche a $\pm 1\sigma$ nel limite osservato ed il range $\pm 1\sigma$ del limite atteso in assenza di segnale. La curva rossa corrisponde ai valori di massa consistenti con la *relic density* misurata dai satelliti Planck e WMAP, in assenza di ogni altra interazione oltre quella considerata.

In figura 4.15 è mostrato il confronto tra le predizioni del Modello Standard e i dati osservati, per alcune rilevanti distribuzioni cinematiche nella regione di segnale, in cui sono applicate tutte le selezioni meno quella della variabile mostrata. In assenza di un'evidenza di un eccesso di eventi sui fondi attesi, i risultati vengono tradotti in limite al 95% C.L di esclusione su contributi di nuova fisica oltre il Modello Standard per la regione di segnale. Questi risultati sono utilizzati per porre limiti sulla sezione d'urto di produzione di mediatori scalari e pseudoscalari che decadono in particelle WIMPs. Un test statistico basato sul likelihood ratio è utilizzato per escludere l'ipotesi di segnale+fondo per specifici modelli di segnale.

Limiti superiori sul *signal strength* $\sigma_{obs}/\sigma(g = 1.0)$, definito come il fattore di scala che dovrebbe essere applicato alla sezione d'urto teorica per escludere il modello considerato per un accoppiamento $g = 1.0$ al 95% C.L, sono ottenuti in funzione della massa del mediatore, con il mediatore che decade

	SR
Osservati	33
Fondo totale	31.0 ± 6.2
$W + jet$	1.2 ± 0.8
$Z + jet$	22.6 ± 5.7
$t\bar{t}$	4.7 ± 1.4
<i>topsingolo</i>	2.6 ± 1.1
<i>others</i>	-
pre-fit $W + jet$	1.2 ± 0.8
pre-fit $Z + jet$	20.1 ± 6.0
pre-fit $t\bar{t}$	5.8 ± 1.5
pre-fit <i>topsingolo</i>	2.7 ± 1.1
pre-fit <i>others</i>	-

Tabella 4.8: Risultati del fit nella regione di segnale, per una luminosità integrata di 13.3 fb^{-1} . I risultati sono ottenuti dalle regioni di controllo utilizzando il *background-only fit*. I risultati sono comparati alle predizioni MC non riscalate.

in una coppia WIMPs, assumendo una massa specifica della WIMPs pari ad 1 GeV e con il mediatore scalare (fig. 4.16) o pseudoscalare (fig. 4.17). Le incertezze sperimentali sistematiche sul segnale sono prese in considerazione per questo calcolo e sono assunte essere completamente correlate con quelle per il fondo Standard Model. Il miglior limite superiore osservato sul signal strenght è trovato per la massa del mediatore a 20 GeV. La statistica raccolta non consente di escludere ancora nessun punto sperimentale, tuttavia i risultati mostrati sono i primi ottenuti dalla collaborazione ATLAS nell'ambito dei modelli semplificati.

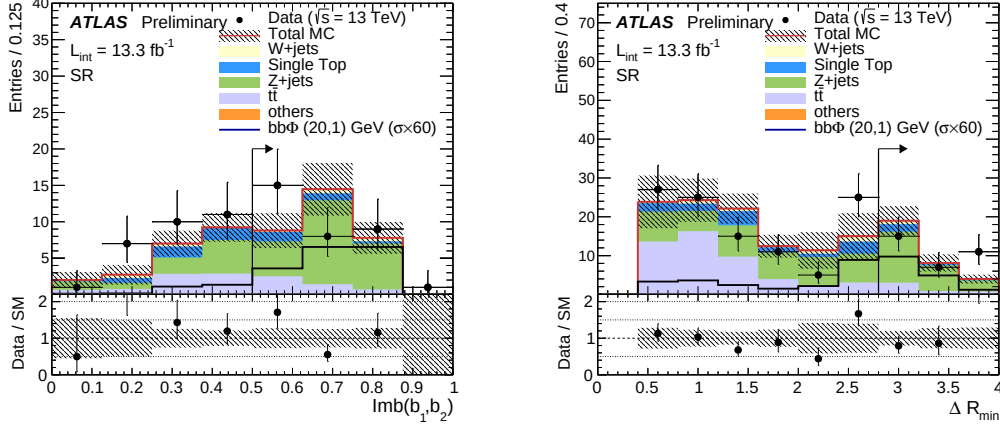


Figura 4.15: Sbilanciamento nel momento trasverso (sinistra) e ΔR_{min} nella regione di segnale con tutte le selezioni applicate meno quella della variabile mostrata. La selezione per la variabile in ogni caso è indicata dalla freccia. I fondi SM sono normalizzati ai risultati del fit. E' riportata anche la distribuzione attesa per un modello di segnale. La banda ombreggiata include incertezze statistiche, così come incertezze legate al rivelatore e incertezze sistematiche teoriche.

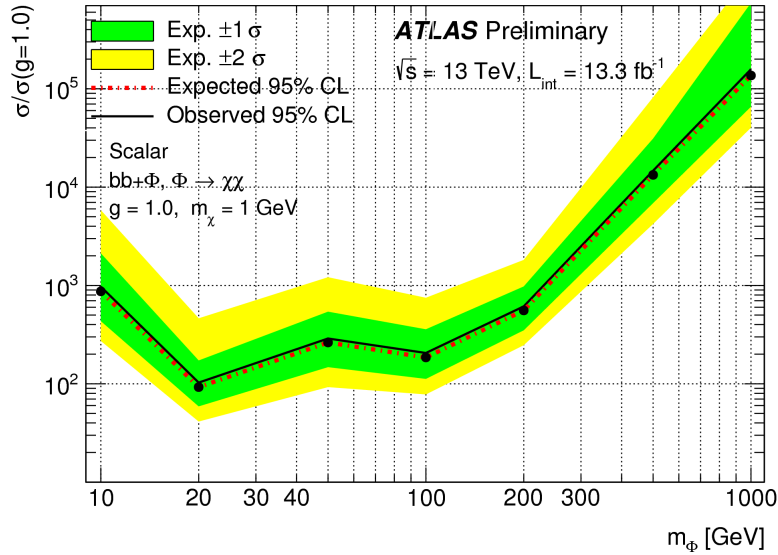


Figura 4.16: Limite di esclusione per mediatore scalare DM, con una massa della DM pari a 1 GeV, a 13.3 fb^{-1} .

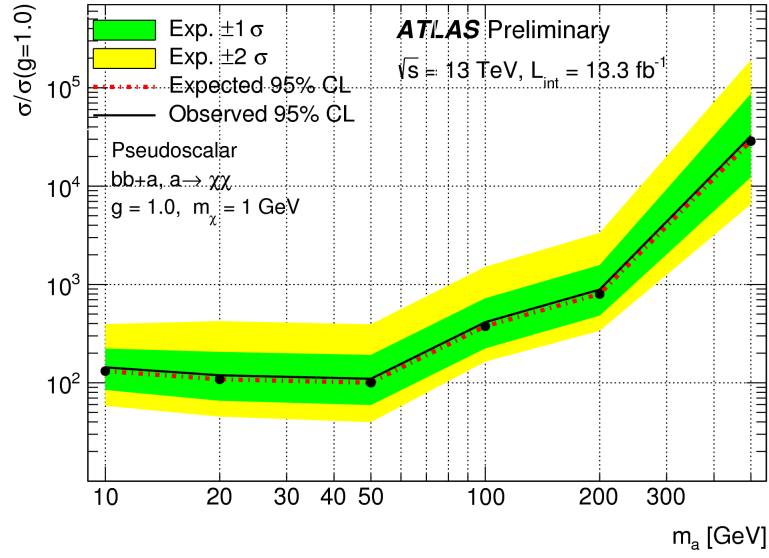


Figura 4.17: Limite di esclusione per mediatore pseudoscalare DM, con una massa della DM pari a 1 GeV, a 13.3 fb^{-1} .

Conclusioni

Questo lavoro di tesi è stato dedicato alla ricerca di segnali di nuova fisica nello studio di eventi da collisione protone-protone con jet ed energia mancante nello stato finale. Sono stati utilizzati dati raccolti nel periodo 2015-2016 dall'apparato sperimentale ATLAS ad LHC ad un'energia $\sqrt{s} = 13$ TeV, corrispondenti ad una luminosità integrata compresa tra 3.2 e 13.3 fb^{-1} .

I risultati ottenuti sono compatibili con le previsioni del Modello Standard e pertanto sono stati interpretati come limiti di esclusione al 95% del Confidence Level (CL) per i tre principali modelli di fisica oltre il Modello Standard considerati in questo lavoro.

Nel caso di ricerca inclusiva in stati finali con jet ed energia mancante i risultati consentono di porre limiti per il modello extra-dimension (LED) espressi nel piano che comprende la massa fondamentale di Planck M_D ed il numero di dimensioni extra. In particolare valori di $M_D < 6.58$ TeV con $n = 2$ e $M_D < 4.3$ TeV con $n = 6$ sono esclusi al 95% del Confidence Level.

Analogamente, nel caso della Supersimmetria, è possibile escludere la produzione di coppie di stop, con $\tilde{t} \rightarrow c + \tilde{\chi}^0$ e coppie di sbottom, con $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}^0$. I limiti ottenuti con quest'analisi migliorano sensibilmente i precedenti risultati ottenuti dalla collaborazione ATLAS nella regione in cui la massa dello stop (sbottom) è vicina alla massa del neutralino (compressed SUSY). Ad esempio, in questo scenario è possibile porre un limite inferiore alla massa dello stop pari a 323 GeV.

In ultimo, i risultati possono essere interpretati in termini di limiti superiori per la sezione d'urto di produzione di coppie di WIMPs, utilizzando modelli semplificati con un mediatore vettoriale-assiale. Masse del mediatore inferiori al TeV sono escluse al 95% del Confidence Level per masse delle WIMPs inferiori a 250 GeV.

Nel caso di stati finali con jet identificati come provenienti da quark di tipo bottom è stato possibile porre un limite alla sezione d'urto di produzione di un nuovo mediatore massivo con spin-0 che decade in coppie di WIMPs, in funzione della massa del mediatore stesso, per valori della massa delle WIMPs pari a 1 GeV.

Parte del lavoro di tesi è stato dedicato alla ottimizzazione della procedura di selezione al fine di massimizzare la significatività nella regione cinematica caratterizzata da valori della massa del mediatore < 200 GeV. Questa regione presenta un valore della sezione d'urto attesa relativamente elevato ($\sigma \simeq 5$ pb per $M_{med} = 20\text{GeV}$, $\sigma \simeq 2 \times 10^{-3}$ pb per $M_{med} = 500\text{GeV}$) ma anche una maggiore similitudine topologica con il processo di fondo dominante costituito dalla produzione di un bosone Z che decade in coppie di neutrini e jet adronici. Le diverse caratteristiche angolari del sistema composto da due b-jet tra il segnale ed il fondo sperimentale sono stati alla base della procedura di selezione degli eventi.

Tutti i risultati ottenuti migliorano i precedenti limiti di esclusione ottenuti nella prima fase di presa dati ad $\sqrt{s} = 7, 8$ TeV e nel caso dei modelli semplificati di produzione di nuovi mediatori massivi rappresentano i primi risultati sperimentali ottenuti dalla collaborazione ATLAS.

Bibliografia

- [1] S.L. Glashow. *Partial-symmetry of weak interactions*. Nucl. Phys. 22 no. 4, (1961) 579.
- [2] S. Weinberg. *A model of leptons*. Phys. Rev. Lett. 19, (1967) 1264.
- [3] A. Salam. *Weak and electromagnetic interactions, in Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity*. NN. Svartholm, ed., p.367, Almquist & Wiksell, 1968, Proceeding of the eighth Nobel Symposium.
- [4] J.Wess and B. Zumino, *A Lagrangian Model Invariant Under Supergauge Transformations*, Phys. Lett. B 49 (1974) 52.
- [5] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. B 429 (1998) 263.
- [6] G. Steigman and M. S. Turner, *Cosmological Constraints on the Properties of Weakly Interacting Massive Particles*, Nucl. Phys. B 253 (1985) 375.
- [7] P.W. Higgs. *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Physical Review Letters 13 (1964).
- [8] F. Englert, R. Brout. *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Physical Review Letters 13 (1964).
- [9] P. Dirac. *The Quantum Theory of the Electron*. Proc. Royal. Soc. A117 (1928) 610624.
- [10] C.N. Yang and R.L. Mills. *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*. Phys. Rev. 96 (1954) 191-195
- [11] F. Halzen, A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, (1984) 11.

- [12] P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508; *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [13] ATLAS Collaboration *Phys. Lett. B* 716 (2012) 1-29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [14] CMS Collaboration *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30-61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [15] Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura et al., Review of particle physics, *J. Phys. G* 37 (2010) 075021. 10, 54, 58, 101.
- [16] CMS Collaboration, *Search for New Physics with a Mono-Jet and Missing Transverse Energy in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 201804.
- [17] H. Georgi e S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 32 (438) 1974.
- [18] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos e G. R. Dvali. *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*. *Phys. Lett. B* 429 (1998) 263, arXiv:9803315 [hep-ph].
- [19] H. Miyazawa, *Baryon Number Changing Currents*, *Prog. Theor. Phys.* 36 (6) (1966) 1266.
- [20] P. Ramond, *Dual Theory for Free Fermions*, *Phys. Rev. D* 3 (1971) 2415.
- [21] F. Arneodo. *Dark Matter Searches*. arXiv:1301.0441 [astro-ph.IM].
- [22] R. Bernabei et al. [DAMA-LIBRA Collaboration]. *Model independent result on possible diurnal effect in DAMA/LIBRA-phase1*. *Eur. Phys. J. C* 74 (2014) 3, 2827, arXiv:1403.4733 [astro-ph.GA].
- [23] C. E. Aalseth et al. [CoGeNT Collaboration]. *Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data*. arXiv:1401.3295 [astro-ph.CO].
- [24] F. A. Davide [XENON Collaboration]. *Direct WIMP searches with XENON100 and XENON1T*. *EPJ Web Conf.* 95 (2015) 04019.
- [25] M. Horn et al. [LUX Collaboration]. *Results from the LUX dark matter experiment*. *Nucl. Instrum. Meth. A* 784 (2015) 504.

- [26] L. Accardo et al. [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 (2014) 121101.
- [27] O. Adriani et al. [PAMELA Collaboration]. *New Upper Limit on Strange Quark Matter Abundance in Cosmic Rays with the PAMELA Space Experiment*. Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 11, 111101.
- [28] R. López-Coto et al. [E. de Ona Wilhelmi for the MAGIC and E. Hays for the Fermi Collaborations]. *Very high energy gamma-ray follow-up observations of novae and dwarf novae with the MAGIC telescopes*. arXiv:1509.09170 [astro-ph.HE].
- [29] The Large Hadron Collider, homepage: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [30] L. Evans, P. Bryant. *LHC Machine*. JINST, 3:S08001, 2008.
- [31] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003.
- [32] S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, W. Adam, T. Bauer, T. Bergauer, H. Bergauer, M. Dragicevic, J. Ero, et al. *The CMS experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3 (2008) S08004.
- [33] R. LHCb, *Technical Design Report*. CERN/LHCC 37 (2000) 2000.
- [34] K. Aamodt, A. Quintana, R. Achenbach, S. Acounis, D. Adamova, C. Adler, M. Aggarwal, F. Agnese, G. Rinella, Z. Ahammed, et al. *The ALICE experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3 (2008) S08002.
- [35] ATLAS Collaboration. *The ATLAS Technical Design Report*. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>.
- [36] ATLAS Collaboration. *Inner Detector Technical Design Report, Vol.1 e Vol.2*, CERN/LHCC 97-16 (1997).
- [37] ATLAS Collaboration. *Calorimeter Performances Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40 (1996).
- [38] ATLAS Collaboration. *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997).

- [39] ATLAS Trigger and DAQ Home Page, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/daqtrig.html>.
- [40] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration]. *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*. Eur. Phys. J. C 74 (2014) 7, 2941, arXiv:arXiv:1404.2240 [hep-ex].
- [41] *Electron identification measurements in ATLAS using $\sqrt{s} = 13$ TeV data with 50 ns bunch spacing*. CERN, Geneva, ATL-PHYS-PUB-2015-041, September 2015, <https://cds.cern.ch/record/2048202>.
- [42] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration]. *Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2010*. Eur. Phys. J. C 74 (2014) 9, 3034, arXiv:1404.4562 [hep-ex].
- [43] *Muon reconstruction performance in early $\sqrt{s} = 13$ TeV data*. CERN, Geneva, ATL-PHYS-PUB-2015-037, August 2015, <https://cds.cern.ch/record/2047831>.
- [44] W. Lampl et al. *Calorimeter clustering algorithms: Description and performance*. ATL-LARG-PUB-2008-002, ATL-COM-LARG-2008-003.
- [45] M. Cacciari, G. P. Salam e G. Soyez. *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*. JHEP 0804 (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [46] The ATLAS collaboration [ATLAS Collaboration]. *Tagging and suppression of pileup jets*. ATLAS-CONF-2014-018.
- [47] The ATLAS collaboration [ATLAS Collaboration]. *Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS*. ATLAS-CONF-2013-083.
- [48] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration]. *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. Eur. Phys. J. C 73 (2013) 3, 2304, arXiv:1112.6426 [hep-ex].
- [49] ATLAS Collaboration. *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, ATLAS-CONF-2011-102. <http://cds.cern.ch/record/1369219>.
- [50] ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment – Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020, December, 2008. <http://arxiv.org/abs/0901.0512>.

- [51] ATLAS Collaboration. *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*. Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1844, arXiv:1108.5602 [hep-ex].
- [52] ATLAS Collaboration. *Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. CERN, Geneva, ATL-PHYS-PUB-2015-027, July 2015, <https://cds.cern.ch/record/2037904>.
- [53] G Aad et al., *Search for pair-produced third-generation squarks decaying via charm quarks or in compressed supersymmetric scenarios in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D. 90 (2014) 052008, arXiv: 1407.0608 [hep-ex].
- [54] ATLAS Collaboration, *Search for pair-produced third-generation squarks decaying via charm quarks or in compressed supersymmetric scenarios in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C 75 () 299.
- [55] D. Abercrombie et al., *Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum* (2015), ed. by A. Boveia et al., arXiv: 1507.00966 [hep-ex].
- [56] G. Busoni, A. De Simone, E. Morgante and A. Riotto. *On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC*. Phys. Lett. B 728 (2014) 412, arXiv:1307.2253 [hep-ph].
- [57] G. Busoni, A. De Simone, J. Gramling, E. Morgante and A. Riotto. *On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC, Part II: Complete Analysis for the s-channel*. JCAP 1406 (2014) 060, arXiv:1402.1275 [hep-ph].
- [58] G. Busoni, A. De Simone, T. Jacques, E. Morgante and A. Riotto. *On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC Part III: Analysis for the t-channel*. JCAP 1409 (2014) 022, arXiv:1405.3101 [hep-ph].
- [59] J. Abdallah et al. *Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC*. arXiv:1506.03116 [hep-ph].
- [60] D. Abercrombie et al. *Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum* arXiv:1507.00966 [hep-ex].

- [61] ATLAS Collaboration *The ATLAS Simulation Infrastructure*. Eur. Phys. J. C 70 (2010) 823, arXiv:1005.4568 [hep-ex].
- [62] S. Agostinelli et al., *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250–303.
- [63] ATLAS Collaboration, *The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim*, ATL-PHYS-PUB-2010-013, 2010, url: <http://cds.cern.ch/record/1300517>.
- [64] T. Gleisberg et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP 02 (2009) 007, arXiv:0811.4622 [hep-ph].
- [65] T. Gleisberg and S. Höche, *Comix, a new matrix element generator*, JHEP 0812 (2008) 039, arXiv:0808.3674 [hep-ph].
- [66] F. Cascioli, P. Maierhofer and S. Pozzorini, *Scattering Amplitudes with Open Loops*, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 111601, arXiv:1111.5206 [hep-ph].
- [67] S. Schumann and F. Krauss, *A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation*, JHEP 0803 (2008) 038, arXiv:0709.1027 [hep-ph].
- [68] S. Hoche et al., *QCD matrix elements + parton showers: The NLO case*, JHEP 04 (2013) 027, arXiv:1207.5030 [hep-ph].
- [69] R. Gavin et al., *FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, 2010, arXiv:1011.3540 [hep-ph].
- [70] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852–867, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [71] S. Alioli et al., *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX*, JHEP 1006 (2010) 043, arXiv:1002.2581 [hep-ph].
- [72] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 0605 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [73] M. Czakon and A. Mitov, *Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders*, Top++ version 2.0., 2011, arXiv:1112.5675 [hep-ph].

- [74] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t -channel single top quark production*, Phys. Rev. D83 (2011) 091503, arXiv:1103.2792 [hep-ph].
- [75] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s -channel single top quark production*, Phys. Rev. D81 (2010) 054028, arXiv:1001.5034 [hep-ph].
- [76] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W - or H -*, Phys.Rev. D 82 (2010) 054018, arXiv:1005.4451 [hep-ph].
- [77] J. Alwall et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP 1407 (2014) 079, arXiv:1405.0301 [hep-ph].
- [78] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. A462 (2001) 152.
- [79] R. D. Ball et al., *Parton distributions with LHC data*, Nucl. Phys. B 867 (2013) 244.
- [80] J. Alwall et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP 07 (2014) 079.
- [81] ATLAS Collaboration, *ATLAS Run 1 Pythia8 tunes*, ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014, url: <http://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [82] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP 11 (2007) 070.
- [83] P. Nason, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, JHEP 11 (2004) 040.
- [84] R. D. Ball et al., *Parton distributions for the LHC Run II*, JHEP 04 (2015) 040.
- [85] A. Buckley et al., *LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era*, Eur. Phys. J. C75 (2015) 132, arXiv:1412.7420 [hep-ph].
- [86] ATLAS Collaboration, *Selection of jets produced in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2015-029, 2015, url: <http://cdsweb.cern.ch/record/2037702>.

- [87] ATLAS Collaboration, *Characterisation and mitigation of beam-induced backgrounds observed in the ATLAS detector during the 2011 proton-proton run*, JINST 8 (2013) P07004.
- [88] ATLAS Collaboration, *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2014-018, 2014, url: <http://cdsweb.cern.ch/record/1700870>.
- [89] ATLAS Collaboration, *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATL-PHYS-PUB-2015-015, 2015, url: <http://cds.cern.ch/record/2037613>.
- [90] M. Baak et al., *HistFitter software framework for statistical data analysis*, Eur. Phys. J. C 75 (2015) 153, arXiv:1410.1280 [hep-ex].
- [91] G. Cowan et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1554, arXiv:1007.1727 [physics.data-an].
- [92] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collision data*, Phys. Rev. D 87 (2013) 012008, arXiv:1208.0949 [hep-ex].
- [93] ATLAS Collaboration, *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*, ATL-PHYS-PUB-2016-012, 2016, url: <http://cds.cern.ch/record/2160731>.
- [94] ATLAS Collaboration, *Measurement of the cross section for the production of a W boson in association with b -jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B 707 (2012) 418, arXiv:1109.1470 [hep-ex].
- [95] T. Junk, *Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics*, Nucl. Instrum. Meth. A 434 (1999) 435–443, arXiv:hep-ex/9902006.
- [96] A. L. Read, *Presentation of search results: The $CL(s)$ technique*, J. Phys. G 28 (2002) 2693–2704.
- [97] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C 75 (2015) 299, [Erratum: Eur. Phys. J. C 75, no. 9, 408 (2015)].

- [98] ATLAS Collaboration, *Search for pair-produced third-generation squarks decaying via charm quarks or in compressed supersymmetric scenarios in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D 90 (2014) 052008.