

UNIVERSITÀ DEL SALENTO



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

POSSIBILITÀ DI SCOPERTA DELLA SUPERSIMMETRIA
ALL'ESPERIMENTO ATLAS A 10 TeV
MEDIANTE RICERCHE INCLUSIVE A 4 GETTI, DILEPTONI E
ENERGIA MANCANTE

Tesi di Laurea Triennale

Relatore:
PROF. EDOARDO GORINI
Corelatore:
DOTT. ANDREA VENTURA

Candidato:
LUIGI LONGO

Sessione autunnale
Anno Accademico 2008/2009

Indice

Introduzione	5
1 Modello Standard e Supersimmetria	7
1.1 Modello Standard	8
1.1.1 I leptoni	9
1.1.2 I quark	9
1.1.3 Le interazioni	10
1.1.4 Il campo di Higgs	11
1.2 La Supersimmetria	12
1.2.1 MSSM e mSUGRA	13
1.2.2 Parametri	15
2 ATLAS a LHC	17
2.1 L'esperimento ATLAS	19
2.1.1 Tracking Detector	20
2.1.2 Electromagnetic Calorimeter	22
2.1.3 Hadronic Calorimeter	24
2.1.4 Muon Detector	25
2.2 Variabili utilizzate in ATLAS	27
3 Simulazione e Ricostruzione ad ATLAS	29
3.1 Generazione degli eventi	30
3.2 Simulazioni delle risposte dei rivelatori	30
3.2.1 Fast e Full Simulation	31
3.3 Ricostruzione e identificazione degli oggetti	31
3.3.1 Ricostruzione e identificazione di elettroni	31
3.3.2 Ricostruzione e identificazione dei muoni	32
3.3.3 Ricostruzione dei jet	33
3.3.4 Ricostruzione dell'energia trasversa mancante	34
4 Analisi degli eventi	35
4.1 Dettagli sulle simulazioni	36
4.2 Overlap removal	37
4.3 Analisi degli eventi	38

4.3.1	Tagli di selezione	40
4.3.2	Confronto con l'analisi di Friburgo	51
4.4	Z_n	51
Conclusione		53
Bibliografia		54

Introduzione

L'esistenza di sole tre famiglie di quark e di leptoni, la prevalenza della materia sull'antimateria, l'incapacità di spiegare la fisica dell'Higgs e soprattutto il problema dell'unificazione della forza debole, forte e elettromagnetica sono alcuni dei motivi che, nell'ambito della Fisica delle Particelle Elementari, hanno incoraggiato la nascita di un nuovo modello teorico basato sulla simmetria fra bosoni e fermioni ed in grado di migliorare e inglobare l'ormai noto Modello Standard: la *Supersimmetria* o SUSY. Tuttavia, poiché fino ad ora non è stato mai possibile osservare le nuove particelle previste da questa nuova simmetria (in accordo col fatto che SUSY dovrebbe essere una simmetria rotta), non si può essere ancora certi che la teoria proposta rispecchi la realtà: è per questo motivo che sono nati esperimenti di grandi dimensioni, come l'esperimento ATLAS ad LHC, che hanno nella scoperta della Supersimmetria uno degli obbiettivi principali.

In questo lavoro di tesi, dopo aver descritto la teoria e l'apparato sperimentale ATLAS (rispettivamente primo e secondo capitolo), si cercherà di illustrare le possibilità di scoperta della Supersimmetria ad ATLAS sfruttando una serie di simulazioni Monte Carlo, generate mediante i software stessi dell'esperimento (brevemente descritti nel terzo capitolo), ed analizzandone i risultati nel canale di ricerca ad almeno quattro jet e a due leptoni di segno opposto (quarto ed ultimo capitolo) mediante la richiesta di un'elevata energia mancante.

Capitolo 1

Modello Standard e Supersimmetria

La ricerca dei costituenti fondamentali della materia ha portato nel XX secolo alla scoperta di entità via via più minute che hanno consentito di rivelare una natura composita nell'ambito del Modello Standard (MS) delle particelle elementari. Nonostante quest'ultimo sia stato ampiamente testato sperimentalmente, ricevendo forti conferme della sua validità, lascia irrisolti diversi problemi che spingono a cercare estensioni della teoria fino ad oggi solo ipotizzate: la comparsa *ad hoc* del campo di Higgs, il cosiddetto *hierarchy problem*, la violazione della parità nelle interazioni deboli, la presenza della materia oscura e l'unificazione delle interazioni fondamentali rappresentano alcune delle questioni ancora aperte del Modello Standard.

È in questo contesto che nasce l'idea di un modello supersimmetrico (SUSY), ipotizzato per la prima volta negli anni settanta nel tentativo di spiegare la violazione della parità nelle interazioni deboli, ma rimasto sconosciuto finché non fu riproposta da Zumino e Wess [1] che ne formularono il primo modello in teoria dei campi consistente in una simmetria che lega fra loro particelle che hanno stessa massa e stessi numeri quantici, eccezion fatta per lo spin, che differisce di un valore $1/2$.

1.1 Modello Standard

Nella fisica delle particelle elementari il Modello Standard [2] è in grado di descrivere i costituenti fondamentali della materia e i loro possibili modi di interazione basandosi sull'esistenza di tre tipi fondamentali di particelle: i *leptoni*, i *quark* ed i *bosoni vettoriali*.

La materia ordinaria è costituita da leptoni e quark. Questi sono fermioni di spin $1/2$ (oggetti la cui funzione d'onda è antisimmetrica e che obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac) e sono raggruppati, a seconda delle loro masse, in tre famiglie o generazioni (Tab. 1.1).

Fermioni	Famiglia 1 2 3	Carica elettrica	Colore	Spin
Leptoni	$\nu_e \ \nu_\mu \ \nu_\tau$	0		$1/2$
	$e \ \mu \ \tau$	-1		$1/2$
Quark	$u \ c \ t$	$2/3$	r,b,g	$1/2$
	$d \ s \ b$	$-1/3$	r,b,g	$1/2$

Tabella 1.1: generazioni di quark e leptoni.

Ad ogni fermione è associato un antifermione; esso possiede la stessa massa del fermione, ma carica elettrica e colore opposti: è possibile passare dalle particelle alle antiparticelle e viceversa mediante l'operatore di coniugazione di carica C .

Per quel che riguarda i possibili modi di interazione, invece, è noto che in natura questi sono quattro e possono essere identificati nell'interazione gravitazionale, in quella elettromagnetica, quella forte e quella debole. Ad ognuna di queste interazioni è possibile associare un mediatore, o bosone vettore (oggetti la cui funzione d'onda è simmetrica e che obbediscono alla statistica di Bose), che corrisponde ad una particella che viene scambiata nell'interazione. Tra queste interazioni la gravitazionale risulta troppo debole per giocare un ruolo significativo a livello subatomico e per tale motivo viene solitamente trascurata (Tab. 1.2).

Interazione	si accoppia	Particella(e) scambiata(e)	Massa (GeV/c ²)	J^P
forte	carica di colore	8 gluoni (g)	0	1^-
elettromagnetica	carica elettrica	fotone (γ)	0	1^-
debole	carica debole	$W^\pm \ Z^0$	$\sim 80 \sim 91$	1

Tabella 1.2: bosoni vettoriali.

1.1.1 I leptoni

In ogni famiglia di leptoni si ha un leptone carico negativamente (e, μ, τ) e un leptone neutro, il corrispondente neutrino: l'elettrone e il muone sono le particelle cariche più leggere, con masse rispettivamente di 0.511 MeV e di 105.7 MeV, mentre il τ , molto più massivo, ha una massa di circa 1776.84 MeV¹; per i corrispondenti neutrini, invece, esistono sperimentalmente solo limiti superiori al valore delle masse.

A differenza dell'elettrone il muone e il tau, a causa della loro massa, risultano essere instabili ed avere rispettivamente tempi di vita media pari a 2 μ s e 0.3 ps. In particolare il decadimento del muone avviene, di solito, secondo la trasformazione

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

mentre per quel che riguarda il leptone τ si ha, essendo molto più massivo del muone così come di molti adroni (particelle composte da quark), la possibilità di avere sia decadimenti leptonici sia decadimenti semileptonici. Un possibile esempio di decadimento semileptonico è quello in un pione e in un neutrino

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau.$$

Poiché allo stato attuale delle conoscenze, in tutti i processi in cui si ha la creazione o l'annichilazione di un leptone, si è verificata sempre la creazione o l'annichilazione di un antileptone della stessa famiglia, è stato possibile formulare una legge di conservazione secondo la quale, associando ad ogni leptone un numero, detto *numero leptonico* L , pari a 1 per le particelle e a -1 per le antiparticelle, si ha che, per ogni famiglia, la somma dei numeri leptonici del membro a sinistra di una reazione è uguale a quella del membro a destra.

1.1.2 I quark

Mentre sulla base del numero quantico di *sapore* è possibile distinguere i quark in u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charm*), b (*bottom*) e t (*top*), in base al rispettivo valore della massa si è nella possibilità, invece, di raggrupparli in tre famiglie (Tab. 1.1):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

I quark della riga superiore hanno tutti carica $+2/3$, mentre quelli della riga inferiore hanno carica $-1/3$.

¹Poiché in questa tesi sono state utilizzate le unità di misura naturali ($\hbar = c = 1$) i valori dei momenti e delle masse delle singole particelle risulteranno essere espressi in elettronvolt.

Oltre al sapore i quark hanno un'altra proprietà importante: il *colore*, una sorta di “carica” dei quark, necessaria per assicurare che i quark all'interno degli adroni rispettino il principio di esclusione di Pauli e per mezzo della quale i gluoni si accoppiano. Questo nuovo numero quantico assume tre valori, che sono convenzionalmente chiamati *rosso*, *blu* e *verde*² (r,b,g).

Nonostante il fatto che la carica di colore comporti un grado di libertà in più, esiste un solo tipo di particella per ogni adrone indipendentemente dal colore dei quark. Tutto ciò implica che soltanto particelle di colore neutro, cioè senza colore (combinazioni di colore e anticolore o di tutti e tre i colori o di tutti e tre gli anticolori), possono esistere come particelle libere e spiega anche perché non sono mai stati osservati quark liberi: si può pertanto parlare di *confinamento* dei quark.

Infine, così come per i leptoni, anche per i quark, per tener conto del fatto che fino ad ora, in tutte le reazioni fra particelle osservate, la produzione di un certo numero di barioni (adroni costituiti da tre quark) comportava la presenza di un ugual numero di antibarioni, è stato introdotto un nuovo numero quantico, il *numero quantico barionico* B : ai quark si assegna il numero barionico $1/3$ mentre agli antiquark esso vale $-1/3$. Conseguenza di tale assegnazione risulta essere il fatto che i barioni hanno numero barionico $B=1$ mentre i mesoni (adroni costituiti da un quark e da un antiquark) hanno numero barionico $B=0$. È da sottolineare tuttavia che, a differenza del numero leptonico, il numero barionico si conserva non necessariamente famiglia per famiglia.

1.1.3 Le interazioni

Dalla Tab. 1.2 si può vedere come le particelle responsabili dell'interazione forte e elettromagnetica siano rispettivamente i gluoni e il fotone mentre per la debole $W^\pm$ e Z^0 ; in tutti i casi, comunque, si tratta sempre di bosoni con spin pari ad 1.

L'interazione elettromagnetica si esercita tra particelle dotate di carica elettrica ed ha un raggio d'azione infinito essendo il fotone privo di massa³.

L'interazione forte, invece, agisce tra particelle dotate di carica di colore e, a differenza dell'interazione elettromagnetica, pur essendo i gluoni privi di massa, ha un raggio d'azione finito essendo i gluoni stessi dotati di colore e di conseguenza interagenti gli uni con gli altri: risulta notevole, inoltre, come l'energia associata al campo di colore cresca all'aumentare della distanza a

²Per gli antiquark, invece, si parla di anticolore e, quindi, di *antiroso*, *antiblu* e *antiverde* ($\bar{r}, \bar{b}, \bar{g}$).

³Una semplice conseguenza del principio di indeterminazione è che il raggio di azione della forza deve essere inversamente proporzionale alla massa della particella scambiata nell'interazione: il fotone avendo massa nulla comporta una incertezza sulla quantità di moto nulla e conseguentemente un errore sulla posizione che tende ad infinito.

tal punto da produrre, ad una distanza grossomodo pari a 1 fm, coppie di quark-antiquark neutre dal punto di vista del colore.

Infine per quel che riguarda l'interazione debole è possibile asserire che ha un raggio di azione di circa 10^{-3} fm a causa del fatto che i bosoni $W^\pm$ e Z^0 hanno rispettivamente masse pari a circa 80.398 GeV e 91.1876 GeV; inoltre, in contraddizione con le interazioni precedentemente trattate, quest'ultima non presenta stati aggregati, perché poco intensa, ma è alla base di fenomeni quali la violazione della parità e di CP (P è l'operatore parità) e del cambiamento di sapore dei quark in determinati decadimenti.

Per tutte e tre le interazioni appena descritte è comunque possibile associare una costante di accoppiamento, legata all'intensità dell'interazione stessa e che varia a seconda delle energie in gioco: la più intensa è la forte, seguita dall'elettromagnetica e dalla debole.

1.1.4 Il campo di Higgs

Sulla base delle teorie sviluppate da Salam e Weinberg [2, 3], l'interazione debole e quella elettromagnetica sono viste come manifestazioni di un'unica interazione: *l'interazione elettrodebole*. Tale teoria, tuttavia, prevede che i bosoni mediatori debbano essere privi di massa, in contraddizione col fatto che i bosoni $W^\pm$ e Z^0 , a differenza del fotone, hanno masse molto elevate.

Per ovviare a tale problema, in un modello teorico proposto da Higgs le masse di questi due bosoni sono spiegate postulando l'esistenza dei cosiddetti *campi di Higgs*: questi sono campi scalari e devono essere 4, uno per ciascun bosone della teoria elettrodebole⁴. Mentre ad alte energie i bosoni $W^\pm$ e Z^0 risultano privi di massa, al di sotto di una certa energia essi acquisiscono massa a causa dell'interazione con i campi di Higgs: al diminuire dell'energia, cioè, tre bosoni di Higgs, ossia i quanti del campo, vengono assorbiti dal $W^\pm$ e dallo Z^0 e si ha la generazione delle masse di queste particelle.

Consegue, inoltre, che deve esistere ancora un bosone di Higgs libero essendo il fotone privo di massa⁵.

⁴Solitamente si preferisce riscrivere i 4 campi in un doppietto complesso [3] come il seguente:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{ con } \begin{aligned} \phi^+ &= (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 &= (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{aligned}$$

dove $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ sono i 4 campi scalari di Higgs.

⁵I campi di Higgs, pur essendo stati introdotti in questo contesto per giustificare la teoria elettrodebole, sono utilizzati in tutto il Modello Standard per giustificare le masse di tutte le particelle.

1.2 La Supersimmetria

Attraverso quark, leptoni e bosoni il Modello Standard è stato in grado di descrivere in maniera accurata numerosi fenomeni senza mai entrare in conflitto con le diverse prove sperimentali. Tuttavia tale modello non riesce a giustificare determinati aspetti della teoria stessa né a dare spiegazione di alcune evidenze sperimentali: l'esistenza di solo tre famiglie di quark e di leptoni, la prevalenza della materia sull'antimateria, la natura della materia oscura dell'universo o l'incapacità di spiegare la fisica dell'Higgs sono alcuni degli aspetti di cui la teoria non dà spiegazioni.

Un punto cruciale del Modello Standard che porta alla ricerca di una nuova teoria è il problema dell'unificazione delle forze. L'idea nasce dal fatto che se si esaminano le forze debole, elettromagnetica e forte ad energie via via più elevate, esse appaiono via via più simili; tuttavia, se si confrontano le costanti di accoppiamento di queste tre interazioni, si può notare come queste all'aumentare dell'energia non si intersecano perfettamente, comportando così un'impossibilità all'unificazione (Fig. 1.1).

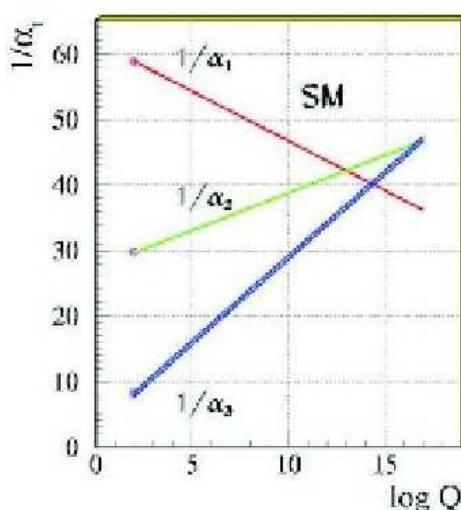


Figura 1.1: Costanti d'accoppiamento forte, debole e elettromagnetica in funzione della scala di energia nel Modello Standard: l'andamento sembra indicare un'unificazione attorno alla scala dei 10^{15} GeV, che però non si verifica per tutte e tre le forze.

È sulla base di tali argomentazioni che nasce la necessità di introdurre una nuova teoria che vada oltre il Modello Standard e che possa portare all'unificazione delle forze, compresa anche quella gravitazionale che nel Modello Standard non trova spazio.

Una risposta a tali richieste è fornita da una particolare proprietà osser-

vata per la prima volta in determinati modelli con meno di 3 dimensioni: la *Supersimmetria* (o SUSY). Questa teoria, infatti, prevede l'unificazione delle forze debole, forte e elettromagnetica (come si può osservare in Fig. 1.2) ed è in grado di dare spiegazioni sugli aspetti fenomenologici che mettono in crisi il Modello Standard: un esempio è la materia oscura fredda dell'universo la cui esistenza sarebbe giustificata dalla particella supersimmetrica più leggera.

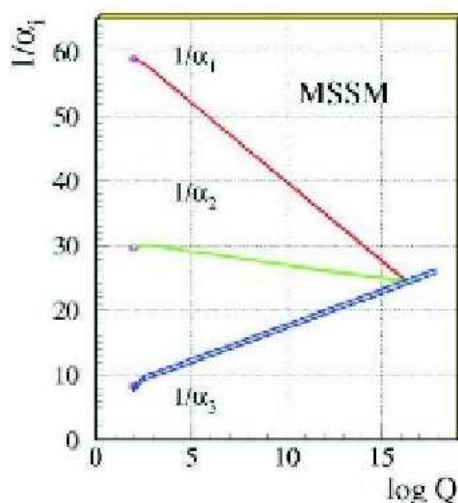


Figura 1.2: Costanti d'accoppiamento forte, debole e elettromagnetica in funzione della scala di energia nei modelli supersimmetrici: si noti l'unificazione delle tre costanti a circa 10^{15} GeV ed il cambio di pendenza presente alla scala del TeV, energia alla quale si pensa che si possa avere la produzione di particelle supersimmetriche.

1.2.1 MSSM e mSUGRA

La Supersimmetria può essere concepita come una simmetria che lega fra loro particelle che hanno la stessa massa e gli stessi numeri quantici, tranne lo spin, che differisce di un valore $1/2$. Vengono ad essere introdotte, così, nuove particelle, accanto a quelle già previste dal Modello Standard, ciascuna associata ad una delle particelle note, in modo che ad ogni fermione sia associato un bosone e viceversa (Tab. 1.3); si predice, inoltre, l'esistenza di due doppietti complessi di Higgs⁶. Si parla in questo caso di Modello

⁶I due doppietti conducono, dopo la rottura della simmetria elettrodebole, alla formazione di cinque bosoni di Higgs di cui tre neutri (h , H^0 , A) e due carichi ($H^\pm$).

Standard Supersimmetrico Minimale [4] (MSSM)⁷.

Particelle MS	spin	partner supersimmetrici	spin
elettrone muone tau, $e \mu \tau$	1/2	selettrone smuone stau, $\tilde{e} \tilde{\mu} \tilde{\tau}$	0
quark, q	1/2	squark, $\tilde{q}$	0
neutrino, ν	1/2	sneutrino, $\tilde{\nu}$	0
gluone, g	1	gluino, $\tilde{g}$	1/2
W	1	wino, $\tilde{W}$	1/2
Z^0	1	zino, $\tilde{Z}^0$	1/2
fotone, γ	1	fotino, $\tilde{\gamma}$	1/2

Tabella 1.3: Particelle e loro superpartner: il nome dei partner dei fermioni si ottiene per anteposizione di una s- (sfermioni, sleptoni...) mentre il nome dei partner dei bosoni si ottiene posponendo il suffisso -ino (fotino, gluino...).

Una particolarità importante, presente nel MSSM, è la conservazione della *R-parità* nei decadimenti. La R-parità di una particella è un numero quantico moltiplicativo definito come:

$$R_p = (-1)^{2J+3B+L}$$

dove J, B ed L sono lo spin, il numero barionico e il numero leptonico. Si ha che tutte le particelle del Modello Standard hanno R_p pari a 1, mentre tutti i loro superpartner hanno R_p uguale a -1.

Una volta ipotizzati, i modelli supersimmetrici devono necessariamente manifestarsi in maniera non perfettamente simmetrica al fine di giustificare la configurazione delle particelle del MS attualmente osservabile: si è, pertanto, in presenza di una “rottura” della simmetria. Esistono diversi modelli teorici che cercano di descrivere il meccanismo con cui avviene tale rottura. Uno dei più significativi è quello secondo cui la rottura della Supersimmetria avviene tramite l’interazione con la gravità: nascono in questo modo i modelli di supergravità (SUGRA). In particolare nel modello SUGRA minimale (mSUGRA), tutti gli squark, gli sleptoni e i bosoni di Higgs hanno massa m_0 mentre tutti i gaugini massa $m_{1/2}$ all’energia di Planck⁸; solo successivamente al diminuire dell’energia vi è la differenziazione delle masse che porta ad avere dei partner supersimmetrici molto più pesanti della materia ordinaria e, quindi, in generale altamente instabili. Ora, proprio per tale instabilità, si ha che le particelle supersimmetriche decadono velocemente fino a quando

⁷Esistono diversi modelli supersimmetrici, tra questi il più semplice è il MSSM, che rappresenta l’estensione minimale alla Supersimmetria del Modello Standard.

⁸L’energia di Planck corrisponde a circa $1.22 \cdot 10^{19}$ GeV e risulta, sfruttando la relazione fra massa e energia, pari a $2.17645 \cdot 10^{-8}$ kg: a questa energia gli effetti quantistici della gravità diventano molto evidenti.

non si raggiunge come ultimo prodotto delle reazioni, in concomitanza ad una possibile presenza di materia ordinaria, la particella supersimmetrica più leggera, che è stabile (la LSP⁹, *Lightest Supersymmetric Particle*): è importante sottolineare che tale particella, poiché interagisce solo debolmente, non può essere osservata negli esperimenti di fisica delle alte energie e pertanto la caratteristica principale di un segnale in cui si ha produzione di sparticelle è l'osservazione di energia mancante [5].

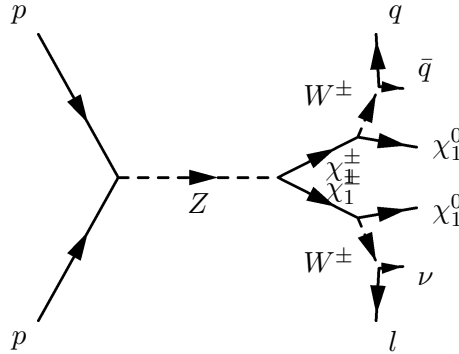


Figura 1.3: Possibile esempio di produzione di chargini e loro decadimento in neutralini [6].

Un altro aspetto importante del MSSM risiede nel fatto che i superpartner illustrati in Tab. 1.3 possono non essere gli autostati della teoria [4, 7]: può accadere infatti che, a causa della rottura della simmetria elettrodebole e della Supersimmetria, vi siano degli stati di mixing tra gli higgsini e i gaugini dell'interazione elettrodebole (fotino, wino, zino) o all'interno dei set degli squark e degli sleptoni che hanno la stessa carica elettrica; l'unica eccezione è il gluino, che è un fermione colorato e pertanto non ha appropriati numeri quantici per combinarsi con qualsiasi altra particella. I chargini e i neutralini sono alcuni esempi di questi possibili stati di mixing: mentre i primi sono in un numero di 2 ($\tilde{\chi}_1^\pm$ e $\tilde{\chi}_2^\pm$, con $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq M_{\tilde{\chi}_2^\pm}$) e possono essere espressi in termini di gaugini e higgsini carichi, i secondi sono 4 ($\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$ con $M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq M_{\tilde{\chi}_2^0} \leq M_{\tilde{\chi}_3^0} \leq M_{\tilde{\chi}_4^0}$) e nascono dalle combinazioni lineari di zini, fotini ed higgsini neutri. Insieme allo sneutrino, proprio il neutralino più leggero è uno dei candidati per la LSP nel modello mSUGRA.

1.2.2 Parametri

Nel modello mSUGRA sono presenti altri parametri oltre alle masse m_0 e $m_{1/2}$: A_0 , B , μ . Questi parametri rappresentano rispettivamente, sempre alla

⁹Nel MSSM è necessario, per i decadimenti di tutte le altre sparticelle, che vi sia un numero dispari di LSP al fine di garantire la conservazione di R_p .

scala di Planck, il valore del termine di accoppiamento trilineare di Higgs-sfermione-sfermione, il termine bilineare di rottura di SUSY e la massa dell'Higgs. Generalmente al posto di B e di μ si usano come parametri $\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$, rapporto dei valori di aspettazione nel vuoto dei due doppietti di Higgs, e il segno di μ .

Sulla base dei possibili valori associabili a tali parametri nascono diversi scenari che si potrebbero presentare nel momento in cui si procederà all'esperimento. In particolare, basandosi sull'ipotesi che la densità cosmologica residua dei neutralini sia consistente con la densità di materia oscura fredda, nascono i modelli [5]:

SU1 $m_0 = 70$ GeV, $m_{1/2} = 350$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\tan\beta = 10$,
 $\mu > 0$;

SU2 $m_0 = 3550$ GeV, $m_{1/2} = 300$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\tan\beta = 10$,
 $\mu > 0$;

SU3 $m_0 = 100$ GeV, $m_{1/2} = 300$ GeV, $A_0 = -300$ GeV, $\tan\beta = 6$,
 $\mu > 0$;

SU4 $m_0 = 200$ GeV, $m_{1/2} = 160$ GeV, $A_0 = -400$ GeV, $\tan\beta = 10$,
 $\mu > 0$;

SU6 $m_0 = 320$ GeV, $m_{1/2} = 375$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\tan\beta = 50$,
 $\mu > 0$;

SU8.1 $m_0 = 210$ GeV, $m_{1/2} = 360$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\tan\beta = 40$,
 $\mu > 0$;

SU9 $m_0 = 300$ GeV, $m_{1/2} = 425$ GeV, $A_0 = 20$ GeV, $\tan\beta = 20$,
 $\mu > 0$.

In particolare è da sottolineare come SU4 risulti il modello più vicino ai limiti sperimentali raggiunti al Tevatron di Chicago [8].

Capitolo 2

ATLAS a LHC

La necessità di dare spiegazione alle diverse lacune esistenti nel Modello Standard e la possibilità di verificare le diverse teorie che cercano di colmarle (Supersimmetria *in primis*) hanno portato alla realizzazione dell'acceleratore *LHC* (*Large Hadron Collider*) [9]: costruito nei pressi del CERN (Fig. 2.1) di Ginevra, ad una profondità che oscilla fra i 50 m e i 175 m, occupa una galleria ad anello di 27 km, precedentemente utilizzata da LEP, ed è caratterizzato da 8 sezioni rettilinee e da 8 archi (Fig. 2.2); a regime tale apparato dovrebbe essere in grado di accelerare due fasci di protoni o di ioni pesanti e di farli scontrare con un'energia di 14 TeV nel centro di massa. Per ottenere tali energie, i due fasci dovranno viaggiare in direzioni opposte in due canali differenti, mantenuti in ultra-alto vuoto, ed essere guidati da forti campi magnetici generati mediante l'utilizzo di superconduttori mantenuti a temperature prossime ai 2 K attraverso un sistema criostatico. I punti d'impatto previsti sono quattro e ad ognuno di essi è associato uno dei seguenti apparati sperimentali: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb.

Per descrivere quantitativamente la possibilità di presa dati degli esperimenti ad LHC, è possibile utilizzare la luminosità:

$$L = f \frac{N n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

dove f è la frequenza di rivoluzione dei fasci, n_1 e n_2 il numero di particelle nei pacchetti collidenti, N il numero di pacchetti e σ_x e σ_y le dimensioni trasverse dei fasci.

Tramite questa grandezza, infatti, il numero di eventi, relativi ad un dato processo, prodotti nell'unità di tempo può essere ricavato dalla seguente relazione:

$$N_{eventi} = L\sigma$$

dove con σ si intende la sezione d'urto del processo in questione. In particolare nel caso di LHC, la luminosità prevista a regime è di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il

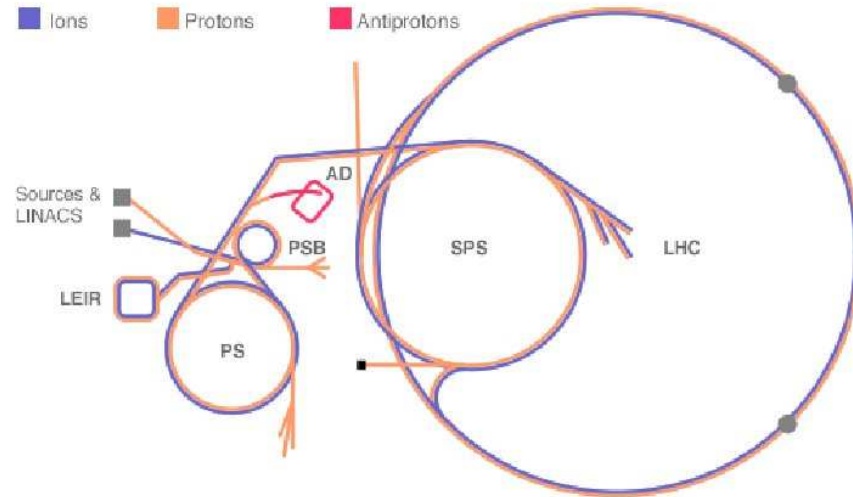


Figura 2.1: Complesso di acceleratori al CERN: PS accelera protoni fino a 26 GeV e li inietta nell'SpS, che li accelera fino a 450 GeV e poi li inietta nell'LHC.

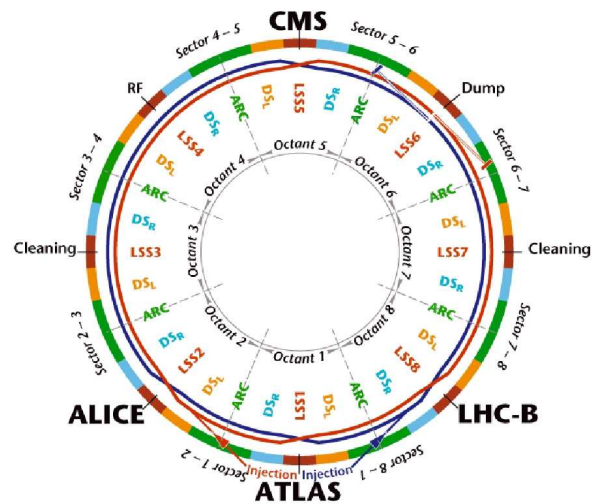


Figura 2.2: Schema dell'anello LHC: 8 archi (o settori) e 8 sezioni rettilinee

tempo previsto fra due scontri è di 25 ns e sono previste 23 interazioni per collisione.

Tuttavia, a seguito dell'incidente del 19 Settembre 2008, il consiglio del CERN ha approvato l'attivazione di LHC, nel Novembre di questo anno, ad una energia di 3.5 TeV per fascio: si dovrà pertanto ancora aspettare per vedere l'apparato in funzione al massimo delle sue potenzialità [10].

Di tutta la struttura appena descritta, verrà illustrato con maggior dettaglio, nella sezione successiva, l'esperimento ATLAS, dal momento che l'analisi dati condotta nei capitoli successivi è riferita alla simulazione di eventi supersimmetrici nell'apparato di quest'ultimo.

2.1 L'esperimento ATLAS

L'apparato sperimentale ATLAS (o *A Toroidal LHC ApparatuS*) [11], raffigurato in Fig. 2.3, può essere considerato un rivelatore "general purpose" dato che, oltre per la ricerca del bosone di Higgs, risulterà essere un valido strumento anche per la ricerca di particelle supersimmetriche, lo studio della fisica del top e la violazione di CP nel decadimento dei mesoni B.

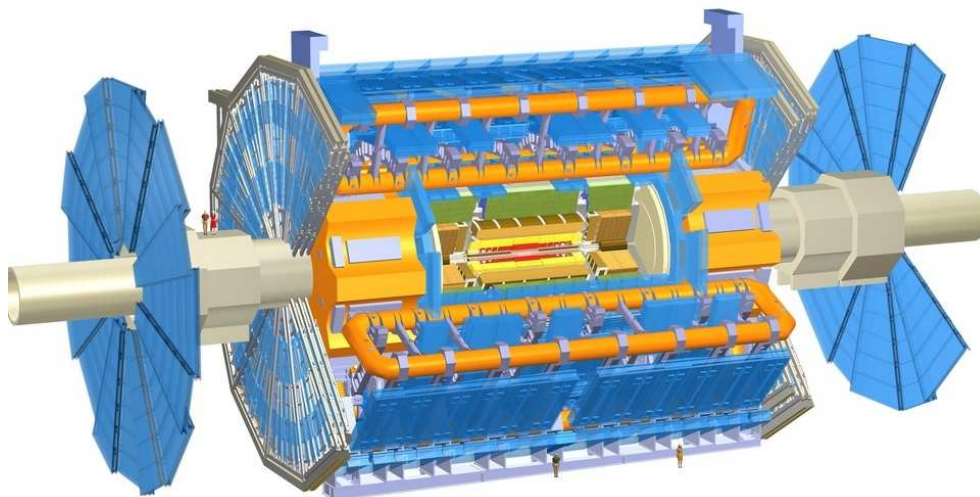


Figura 2.3: ATLAS.

Organizzata in una serie di rivelatori (*Tracking Detector*, *Hadron Calorimeter*, *Electromagnetic Calorimeter* e *Muon Detector*) progettati per rispondere a differenti proprietà particellari, la struttura toroidale di ATLAS costringe le particelle prodotte durante una collisione ad attraversare sequenzialmente i diversi rivelatori e ad interagire solo con alcuni di quest'ultimi, portando così alla loro individuazione (Fig. 2.4). I processi che entrano in gioco per la rivelazione sono identificabili nell'**interazione elettromagnetica** con gli elettroni atomici dei mezzi attraversati per le particelle cariche, nell'**effetto fotoelettrico** o nella **diffusione Compton** o nella **produzione di coppie** per i fotoni e nell'**interazione forte** con i nuclei dei materiali, con conseguente produzione di particelle secondarie, per le particelle adroniche. Le uniche particelle, almeno relative al Modello Standard, che sfuggono al detector sono i neutrini a causa della scarsissima interazione che questi hanno con la materia: si ha così che l'unico modo per verificarne la possibile presenza è attraverso l'analisi dell'energia mancante.

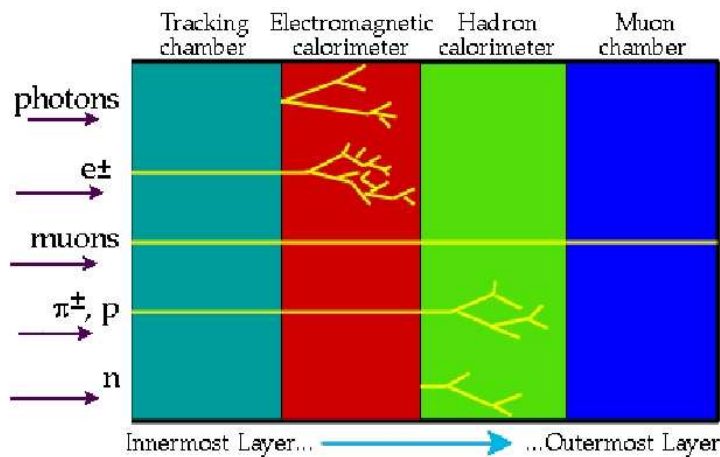


Figura 2.4: Interazione delle varie particelle con i differenti componenti di un detector.

Un altro importante aspetto è costituito dalla possibilità di misurare la carica e il momento della particella analizzandone la direzione e la curvatura della traiettoria mentre attraversa i campi magnetici prodotti dal *Solenoidal Magnet* o per i muoni dai *Muon Toroidal Magnets*.

2.1.1 Tracking Detector

Completamente immerso in un campo magnetico parallelo all'asse dei fasci collisori (generato dal Solenoidal Magnet), il Tracking Detector (Fig. 2.5) è il rivelatore più interno di ATLAS ed è predisposto alla misura della direzione, del momento e della carica delle particelle cariche prodotte, grazie alla

rielaborazione delle informazioni provenienti dai seguenti sistemi di sensori:

Pixel Detectors : sono i dispositivi più vicini al punto di collisione e sono disposti o in base a una simmetria cilindrica attorno all'asse di collisione dei due fasci (*Pixel Detector Barrel*) o su un disco con centro sempre sull'asse di collisione (*Pixel Detector Disks*). Questi dispositivi sono costituiti da un sottile strato di silicio suddiviso in regioni rettangolari¹ (i pixel per l'appunto) di dimensioni comprese fra i 50 e i 300 micron: ogni volta che una particella carica attraversa un pixel è prodotto un segnale che lo identifica fornendo in questo modo una misura piuttosto precisa della posizione della particella.

Strip Detectors : sono strati addizionali di silicio suddivisi in fasce sottili, larghe circa 80 micron e lunghe anche alcuni centimetri, che svolgono la stessa funzione dei Pixel Detectors, seguendone anche coerentemente la disposizione attorno all'asse di collisione, ma in una regione leggermente più lontana dal punto di collisione. Ogni strato ha due serie di strisce disposte ad un angolo di 2.3° l'una dall'altra che consentono di effettuare delle misure stereografiche.

Transition Radiation Tracker : poiché sarebbe troppo costoso coprire grandi superfici con detector di silicio e per contenere lo spessore di materiale davanti ai calorimetri, al di fuori del volume occupato dagli Strip Detectors e dai Pixel Detectors si preferisce utilizzare una serie di tubi sottili in materiale plastico, dal diametro di 4 mm, attraversati da un sottile filo elettrico nella parte centrale e riempiti con una particolare miscela gassosa a base di Xenon.

Allo stesso tempo un sottile radiatore in polipropilene posto tra i tubi è usato nel TRT per generare la radiazione di transizione che si produce quando una particella attraversa la superficie di separazione tra due materiali con diversa costante dielettrica. Siccome la probabilità di produrre la radiazione dipende dal fattore di Lorentz ($\gamma = E/m$) della particella e dato che l'effetto diventa significativo solo per $\gamma > 1000$, si può dire che la radiazione è di fatto generata solo dagli elettroni e può essere quindi utilizzata per identificarli: nel TRT, infatti, i fotoni della radiazione di transizione sono assorbiti nei tubi generando impulsi di intensità maggiore rispetto ai rilasci di energia di ionizzazione.

¹Il rivelatore a pixel ha approssimativamente 80 milioni di canali di lettura.

Anche in questo caso, così come per i detector precedenti, sulla base della disposizione dei tubi, si parla di *TRT Barrel*, per quelli paralleli all'asse di collisione, e di *TRT Endcap*, per quelli disposti radialmente attorno all'asse.

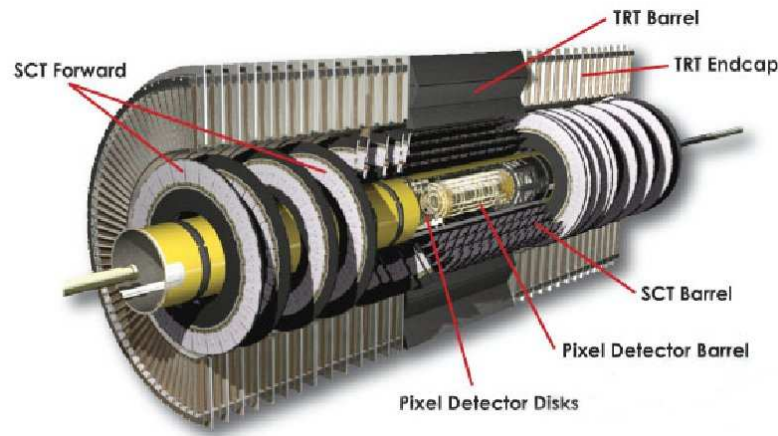


Figura 2.5: Tracking Detector e sue componenti.

2.1.2 Electromagnetic Calorimeter

L'Electromagnetic Calorimeter (o calorimetro elettromagnetico in Fig. 2.6), posto al di fuori del Solenoid Magnet, è costituito da una serie di sottili placche di piombo, di circa 1.5 mm di spessore, funzionali per uno *sciame elettromagnetico*² che consente una produzione di elettroni e positroni il cui numero è proporzionale all'energia incidente.

Allo scopo di individuare la presenza di questi elettroni e positroni, le placche di piombo formano delle strutture a fisarmonica (Fig. 2.7) poste ad una distanza di qualche millimetro riempita con dell'argon liquido che funge da mezzo attivo e che risente di un forte campo elettrico generato per mezzo di elettrodi anch'essi posti nell'intermezzo.

Per identificare, invece, lungo quale direzione l'energia elettromagnetica è rilasciata, gli elettrodi sono suddivisi in piccole regioni rettangolari che vengono collegate fra loro per formare agglomerati, detti *towers*, estesi in

²In uno sciame elettromagnetico vengono prodotte una serie di particelle secondarie dall'interazione di fotoni, elettroni o positroni energetici con un materiale ad alto numero atomico. In particolare si ha che, mentre i fotoni interagiscono con la materia attraverso la produzione di coppie elettroni-positroni, i positroni e gli elettroni emettono prima una radiazione di bremsstrahlung che successivamente interagisce con il materiale.

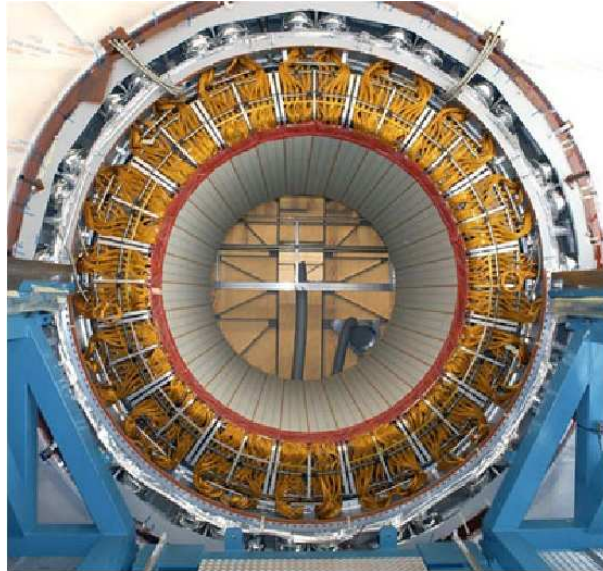


Figura 2.6: Electromagnetic Calorimeter.

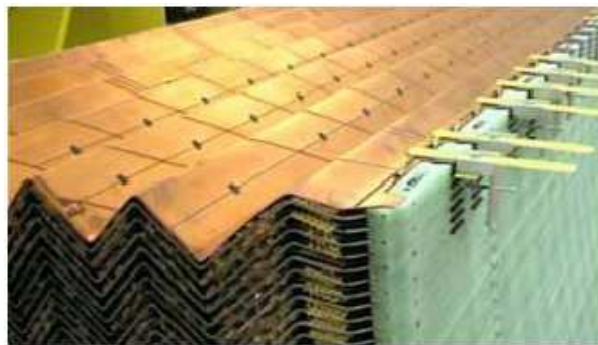


Figura 2.7: Struttura a fisarmonica delle placche di piombo nel calorimetro elettromagnetico: tale struttura è disposta radialmente nella “barrel region” e ortogonalmente all’asse di collisione nella “endcap region”.

profondità lungo il calorimetro, che puntano verso il punto di interazione, come illustrato in Fig. 2.8. I segnali di corrente vengono letti e da questi si ha una misura dell'energia nel range di direzioni associate agli agglomerati corrispondenti.

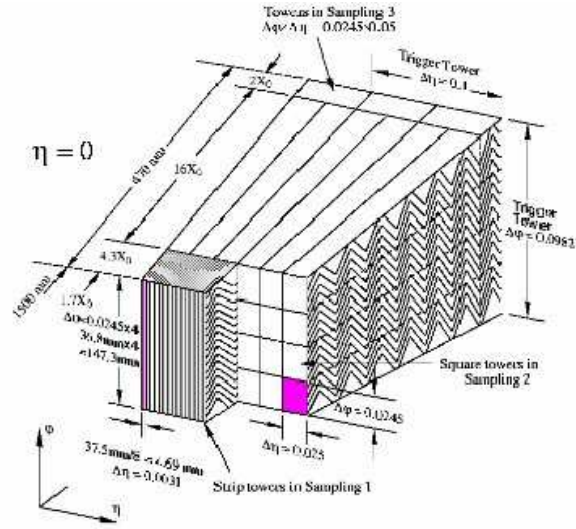


Figura 2.8: Disposizione delle “towers” all’interno del calorimetro elettromagnetico.

2.1.3 Hadronic Calorimeter

L’Hadronic Calorimeter (o calorimetro adronico), rappresentato in Fig. 2.9, circonda quello elettromagnetico ed è impiegato per la misura dell’energia degli adroni. Esso è costituito da placche di metallo, solitamente di rame o di alluminio, che, in modo simile a ciò che accade per il calorimetro elettromagnetico, consentono, quando un adrone energetico le attraversa, la produzione di uno *sciame adronico* le cui particelle possono essere individuate dal mezzo attivo interposto fra le lastre: anche in questo caso il segnale che si ottiene risulta proporzionale all’energia incidente sul metallo.

La struttura di questo rivelatore non è uniforme ma varia sulla base della posizione angolare, calcolata rispetto all’asse di collisione. In particolare è possibile individuare 3 regioni: una, ad un angolo superiore ai 25° , costituita da *tiles* (“mattonelle”) di scintillatori dello spessore di 3 mm, interposte fra placche di alluminio, che producono un segnale proporzionale al numero di particelle collidenti e, conseguentemente, all’energia iniziale ed in grado anche di identificare la dipendenza direzionale dell’energia grazie ai collegamenti fra i vari strati delle lastre; un’altra, fra i 5° e i 25° , molto

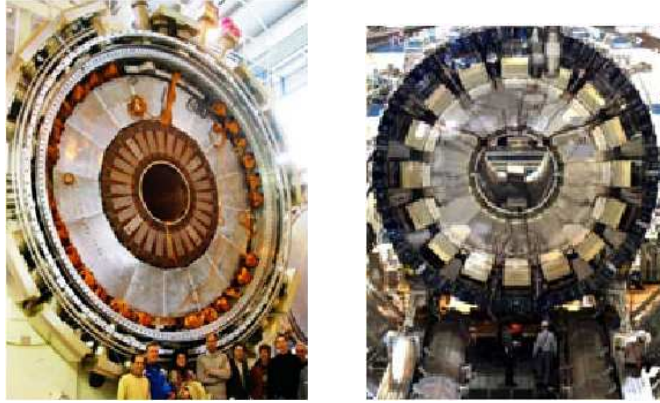


Figura 2.9: Hadronic Calorimeter.

simile al calorimetro elettromagnetico se non per le placche di piombo, che vengono sostituite da quelle di rame, e per lo spessore dello strato di argon liquido, in questo caso di qualche millimetro più grande; ed un'ultima, compresa fra 1° e 5° , nella quale le placche di metallo sono sostituite da un blocco, sempre in metallo, nel quale sono presenti fori dal diametro di 5 mm colmati con bacchette in metallo, centrate nei fori e dal diametro di 4.5 mm, e con dell'argon liquido che si interpone fra la parete dei fori ed i tubi tra i quali, inoltre, è applicato un voltaggio di qualche centinaio di Volt. Mentre la prima regione è relativa alla “barrel region”, le altre due sono relative alla “endcap region”.

2.1.4 Muon Detector

I muoni interagiscono con la materia quasi interamente per mezzo della loro carica elettrica ma, a causa della loro massa circa 200 volte più grande di quella di un elettrone, subiscono molto meno l'effetto della forza elettrica dei nuclei atomici che incontrano lungo il loro cammino: non si ha così la produzione di sciami elettromagnetici e si può dire che le particelle energetiche che si presentano al di fuori del calorimetro adronico, oltre ai neutrini che risultano irrilabili, sono essenzialmente muoni. I sistemi predisposti al loro rilevamento sono principalmente i *Monitored Drift Tubes* e le *Cathode Strip Chambers*.

I Monitored Drift Tubes (Fig. 2.11) sono delle camere in cui si alternano strati di vuoto a strati composti da una serie di piani di tubi, dal diametro di 3 cm, riempiti con del gas ad alta pressione ed attraversati lungo il loro asse da un filo sottile posto ad una differenza di potenziale con la loro superficie: si è in grado in questo modo di determinare, sulla base del segnale prodotto dall'eventuale presenza di un muone, a che distanza dal filo la particella è passata e, conseguentemente, di misurarne la posizione lungo

η con un'accuratezza di 0.1 mm; per quel che riguarda momento e carica, invece, è possibile la loro determinazione attraverso una ricostruzione del cammino. Tuttavia, poiché per le misure di muoni a piccoli angoli rispetto all'asse di collisione i tubi di drift, appena presentati, non risultano essere funzionali, si utilizzano anche le Cathode Strip Chambers. Queste ultime sono delle strutture a strati, riempite con del gas che funge da mezzo attivo, in cui si alternano, ad una certa distanza l'uno dall'altro, strati di fili conduttori, disposti parallelamente fra loro, a strati di fascette metalliche che fungono da catodo, disposte ortogonalmente alla direzione dei fili dello strato sottostante.

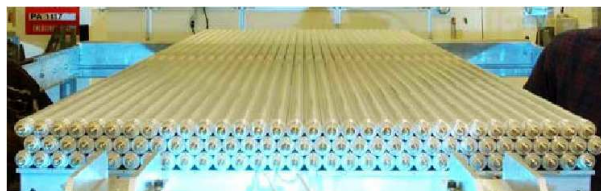


Figura 2.10: Monitored Drift Tubes.

Altri rivelatori presenti all'interno del detector di muoni sono le *Resistive Plate Chambers* o *RPC* e le *Thin Gap Chambers* o *TGC*: entrambi i detector hanno il compito di misurare la seconda coordinata (ϕ) e di fornire il segnale di consenso all'acquisizione dati dei muoni (svolgendo di fatto anche la funzione di trigger) ma, mentre il primo è installato nella regione di barrel, il secondo è presente nella regione di endcap (Fig. 2.11).

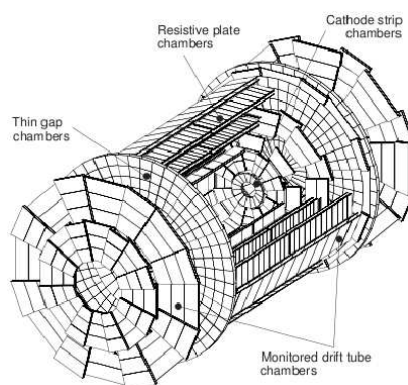


Figura 2.11: Visione tridimensionale dello spettrometro a muoni nella quale sono indicati le aree ricoperte dalle quattro differenti tecnologie a camera.

Allo stesso modo del Tracking Detector, anche il Muon Detector risulta immerso in un campo magnetico: al di fuori della regione occupata dai calorimetri, infatti, è presente il Muon Toroidal Magnets (Fig. 2.12) in grado di generare un campo le cui linee di forza possono essere rappresentate da cerchi centrati sull'asse di collisione (campo toroidale). Tuttavia, proprio perché si è in presenza di un campo toroidale, i Monitored Drift Tubes, a differenza dei TRT nel Tracking Detector, devono essere disposti ortogonalmente all'asse di collisione.

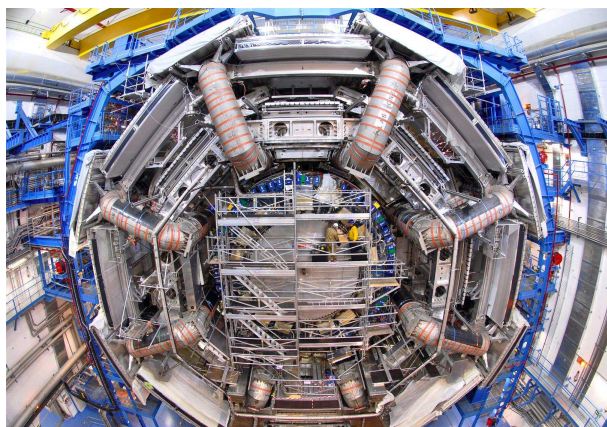


Figura 2.12: Foto di ATLAS: l'immagine mostra le camere dello spettrometro a muoni fra le bobine del Muon Toroidal Magnets.

2.2 Variabili utilizzate in ATLAS

Il sistema di assi cartesiani che caratterizza ATLAS pone come asse z l'asse di collisione e come piano $x - y$ il piano ortogonale alla direzione dei fasci in maniera tale che l'asse positivo delle x sia definito dal punto di collisione al centro dell'anello di LHC e l'asse y sia diretto verso l'alto. Per gli angoli, invece, si ha che l'angolo azimutale ϕ è misurato attorno all'asse del fascio mentre quello polare θ a partire dall'asse. Al posto di θ , tuttavia, si preferisce utilizzare una nuova variabile, la *pseudorapidità*, definita nel seguente modo:

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

Siccome la struttura dell'esperimento non consente una presa dati omogenea su tutti e tre gli assi (lungo l'asse z possono essere perduti molti dati a causa dei fori necessari per l'entrata dei fasci nell'apparato), si preferisce considerare le informazioni relative alle singole particelle lungo il piano trasverso $x - y$. Tuttavia, pur essendo possibile parlare di *momento trasverso* o

$\vec{P}_t$ per le particelle cariche, la cosa non risulta più tanto ovvia per le particelle neutre essendo nell'impossibilità di una misura diretta del loro momento. È per questo motivo che nasce la necessità di caratterizzare l'energia di queste particelle mediante la direzione e il verso della loro traiettoria (identificata dalla direzioni del cluster di tower lungo cui si ha il rilascio di energia nei calorimetri) in maniera tale da poter avere una forma vettoriale di energia della quale è possibile definire la proiezione sul piano trasverso $\vec{E}_t$ (o *energia trasversa*): in realtà, se si considera il fatto che si è in presenza di particelle relativistiche, si può considerare questa forma vettoriale di energia come un'approssimazione del momento della singola particella e si può pensare, pertanto, di applicare il principio di conservazione del momento sul piano trasverso per ottenere il momento trasverso mancante, che va sotto il nome di *energia trasversa mancante* o $\vec{E}_t^{miss}$, associabile a quelle particelle che, interagendo debolmente, non possono essere rivelate dai detector e che soddisfa la seguente equazione vettoriale:

$$\sum_i \vec{E}_{t,i} + \sum_i \vec{P}_{t,i} + \vec{E}_t^{miss} = 0.$$

Oltre a queste variabili ed alla molteplicità di elettroni, muoni o jet presenti in un evento, ne esistono delle altre utili in fase di selezione degli eventi: la *massa effettiva* e la *sfericità*.

La massa effettiva M_{eff} [5] è definita nel seguente modo:

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^{N_{jet}} P_{t,i}^{jet} + \sum_{i=1}^{N_{lep}} P_{t,i}^{lep} + E_t^{miss}$$

dove, sulla base del canale di ricerca scelto, N_{jet} è il numero minimo di jet richiesti e N_{lep} il numero di leptoni richiesti.

La sfericità trasversa S_t [5], invece, è definita come:

$$S_t = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

dove λ_1 e λ_2 sono gli autovalori della matrice 2×2 del tensore sferico $S_{ij} = \sum_k p_{ki} p_{kj}$ calcolata dai dati relativi ai jet ed ai leptoni.

Capitolo 3

Simulazione e Ricostruzione ad ATLAS

Al fine di studiare l'efficienza dei diversi detector presenti nell'apparato ATLAS, è stata implementata una catena di “simulazioni Monte Carlo” [12] basata essenzialmente su un algoritmo che genera una serie di numeri incorrelati fra loro, ma che seguono le distribuzioni di probabilità che si suppone abbiano i fenomeni in gioco, ed in grado di generare gli eventi fisici in esame e di simulare le loro interazioni con i vari detector.

Sebbene possa essere considerata un unico processo, tale catena di simulazioni Monte Carlo può essere suddivisa in due fasi:

generazione degli eventi : si utilizzano generatori di eventi Monte Carlo con lo scopo di generare tutte le particelle che compaiono nello stato finale della collisione protone-protone ed i possibili jet che da queste si possono formare per adronizzazione o processi di decadimento.

simulazione delle risposte dei rivelatori : viene simulato il passaggio delle particelle attraverso il rivelatore, simulando la loro interazione con la materia che lo costituisce.

Questo software di simulazione sfrutta diversi linguaggi di programmazione ed è integrato all'interno del framework *ATHENA*, software responsabile della gestione di vari codici nell'esperimento ATLAS, compresi anche quelli relativi alla ricostruzione e identificazione delle particelle.

3.1 Generazione degli eventi

Per poter essere il più possibile indipendente da ogni eventuale modifica del software di simulazione della risposta del rivelatore, la fase di generazione degli eventi è esterna al resto della simulazione e costituisce una sorta di “verità Monte Carlo”, ossia l’evento fisico reale previsto dalla teoria all’interno del processo di simulazione.

Per ogni processo simulato ($pp \rightarrow SUSY$, $pp \rightarrow t\bar{t}$, etc.) tutti i diagrammi di Feynman, fino all’ordine perturbativo scelto, devono essere presi in considerazione nel calcolo delle ampiezze di transizione: anche se a livello elementare l’interazione avviene tra un quark o un gluone di un protone con quelli di un altro protone, il generatore deve calcolare l’ampiezza associata a tutti i diagrammi di Feynman che contribuiscono e, data la dipendenza dall’energia, farne una convoluzione con le distribuzioni degli impulsi¹ del quark o del gluone in esame nel protone. In questo modo, una volta ottenute tutte le ampiezze, il generatore può produrre una serie di eventi sulla base delle distribuzioni di probabilità ottenute. Solo in una fase successiva si passa alla simulazione dei decadimenti e dei jet adronici a partire dai quark e dai gluoni, sfruttando modelli ricavati da dati sperimentali.

Per quel che riguarda la generazione di eventi, appena descritta, sono stati utilizzati, per l’analisi condotta in questa tesi, i seguenti software di produzione:

ISAJET per la generazione, sulla base dei parametri del modello SUSY scelto, delle masse e delle probabilità di decadimento delle particelle supersimmetriche [13].

MC@NLO per la generazione di eventi $t\bar{t}$ ed in grado di implementare i risultati dei calcoli al NLO (*Next to Leading Order*) [14].

HERWIG per la produzione di eventi supersimmetrici e la simulazione di fenomeni di adronizzazione [15, 16].

JIMMY per la generazione degli eventi che fanno da fondo ai fenomeni di adronizzazione [17].

3.2 Simulazioni delle risposte dei rivelatori

La seconda fase della catena di simulazioni Monte Carlo è effettuata tramite l’impiego del programma GEANT4 [12]: a partire dalla descrizione della geometria di ATLAS e delle linee di forza del campo magnetico, questo software è in grado di tracciare tutte le particelle nel rivelatore simulandone e registrandone i segnali che lasciano.

¹Le distribuzioni degli impulsi del quark o del gluone vengono determinate mediante l’extrapolazione alle energie di LHC dei dati raccolti in altri esperimenti.

I dati provenienti da GEANT4 vengono convertiti inizialmente in voltaggi e, solo successivamente, in codice macchina o in un formato identico al formato di acquisizione dati di ATLAS in maniera tale che sia i dati Monte Carlo che i dati reali possano essere processati attraverso gli stessi algoritmi di ricostruzione.

3.2.1 Fast e Full Simulation

La simulazione presentata fino ad ora è una procedura che va sotto il nome di *full simulation*. Essa, pur comportando una simulazione completa e dettagliata, non è sempre utilizzata a causa del dispendio di tempo che richiede: è in questo contesto che nasce la necessità di avere una simulazione più veloce, detta *fast simulation* [18].

Due possibili esempi di fast simulation sono i software “ATLFAST (2)” e “Fast G4 Simulation” [12]: mentre il primo è in grado di simulare il comportamento dei rivelatori mediante parametrizzazioni messe a punto sulla base di dati ottenuti da una full simulation, il secondo, basandosi sul fatto che quasi il 75% del tempo è speso per simulare l’attraversamento di particelle elettromagnetiche nel calorimetro, prevede la sostituzione della simulazione di quelle particelle elettromagnetiche aventi bassa energia con una presimulazione caricata in memoria, riducendo fortemente il tempo di computazione.

3.3 Ricostruzione e identificazione degli oggetti

Affinché sia possibile un’analisi degli eventi è necessario, una volta ottenute le informazioni provenienti dai vari detector, effettuare sia una ricostruzione delle particelle che una loro identificazione: a tale scopo esistono numerosi codici, anch’essi raggruppati nell’ambiente di lavoro ATHENA, nei quali sono presenti algoritmi in grado di individuare non solo elettroni, fotoni, muoni e jet presenti all’interno di un evento ma anche di ricostruire l’energia trasversa mancante.

Poiché funzionale all’analisi che verrà condotta nel capitolo successivo, verranno discusse in questa sessione la ricostruzione e l’identificazione di elettroni, muoni, jet e energia trasversa mancante.

3.3.1 Ricostruzione e identificazione di elettroni

Per gli elettroni gli algoritmi di ricostruzione si basano sulla ricerca di cluster elettromagnetici tipicamente rettangolari, dalle dimensioni di tre celle in η e cinque in ϕ^2 [5].

²Le dimensioni dei cluster non sono fisse ma possono essere aumentate nel caso in cui vi sia la necessità.

Per l'identificazione, invece, si ricercano all'interno del Tracking Detector le possibili tracce e le si combinano con il rapporto E/p . È possibile in questo modo discernere gli elettroni da altre particelle cariche che si originano nei primi decadimenti: a causa delle energie in gioco, infatti, mentre per i primi si ha un rapporto E/p prossimo ad 1 trattandosi di particelle ultrarelativistiche, per i secondi si ha un rapporto E/p diverso da 1. Se si considerano, inoltre, anche le informazioni fornite dalla radiazione di transizione, si è in grado di raggiungere una reiezione complessiva di quasi 0.001% per un'efficienza³ totale del 70%.

La trattazione fatta fino ad ora sull'identificazione, tuttavia, non tiene conto degli elettroni con basso P_t ($P_t < 7$ GeV): per questi ultimi infatti, a differenza di quanto accade per gli elettroni con alto momento trasverso, si considerano solo quelle tracce alle quali è associabile una radiazione di transizione e da queste si estrapolano i possibili cammini verso il calorimetro, in maniera tale da poter testare sotto l'ipotesi di sciame elettromagnetico l'energia depositata attorno all'ipotetico punto d'impatto.

3.3.2 Ricostruzione e identificazione dei muoni

Lo spettrometro a muoni provvede, in maniera autonoma, sia all'identificazione che alla misura dei momenti e della posizione dei muoni stessi [5]. Principalmente a causa della presenza dei supporti dei detector, che impediscono una copertura completa lungo l'angolo ϕ , l'efficienza è tipicamente del 90%. Esistono, tuttavia, due situazioni limite in cui si ha un brusco calo dell'efficienza: la presenza di muoni con un momento trasverso superiore ai 500 GeV e quella in cui il P_t risulta inferiore a 6 GeV. In entrambi i casi il calo è spiegabile con la perdita di energia che si verifica nel calorimetro: ora, mentre nel primo caso la considerevole perdita è tale da indurre uno sciame elettromagnetico in grado di disturbare il riconoscimento del campione, nel secondo caso si è nell'impossibilità di seguire la particella nel campo toroidale essendo la perdita di energia comparabile a quella iniziale.

La ricostruzione dei muoni si basa sulla ricostruzione della traiettoria del muone nello spettrometro e, successivamente, sulla combinazione delle misure fatte nel rivelatore a muoni con quelle dell'Inner Detector in maniera tale da rigettare le eventuali particelle provenienti da interazione secondarie o decadimenti in volo: mentre per il primo step la misura della traiettoria delle particelle nello spettrometro avviene combinando i vari segmenti di traiettoria ricostruiti all'interno degli strati di tubi delle MDT (Fig. 3.1), per il secondo step sono stati implementati una serie di algoritmi in grado, una volta calcolata l'energia persa dal muone nel calorimetro, di ricombinare

³I termini efficienza e reiezione vengono utilizzati per indicare la percentuale di eventi rimasti, dopo una selezione, rispettivamente per il segnale e per il fondo: è naturale pertanto attendersi, se applicata una buona selezione, una percentuale alta per l'efficienza e bassa per la reiezione.

la traiettoria presente nello spettrometro con quella evidenziata dall'Inner Detector.

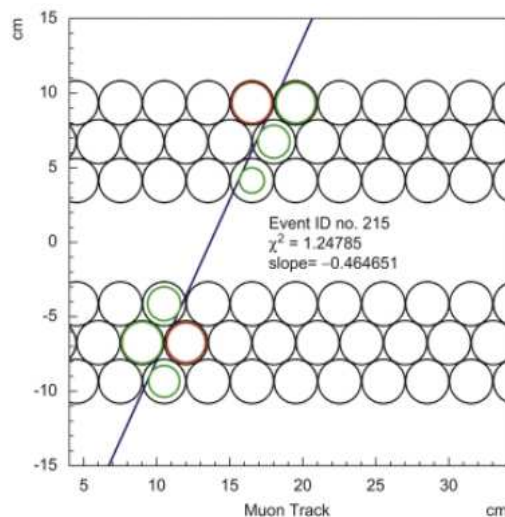


Figura 3.1: Schema della ricostruzione della traccia dei muoni nello spettrometro.

Approcci complementari sotto studio, per la seconda parte della ricostruzione dei muoni, riguardano l'estrapolazione della traiettoria dall'Inner Detector verso lo spettrometro a muoni o lo studio dell'energia depositata nel calorimetro.

3.3.3 Ricostruzione dei jet

Sulla base delle informazioni provenienti dai calorimetri è possibile ricostruire i jet relativi ad un evento mediante l'utilizzo degli algoritmi "Cone" o "Kt" [5]. In questo paragrafo, tuttavia, illustreremo solo l'algoritmo Cone, essendo stato quest'ultimo il solo algoritmo utilizzato per la ricostruzione dei jet in questa tesi.

Cone algorithm

Nell'algoritmo "Cone" tutti i possibili input provenienti dai calorimetri sono ordinati in maniera decrescente rispetto al momento trasverso così da poter individuare nell'oggetto con il P_t più alto e superiore ad una certa soglia il "seme" da cui far partire la ricostruzione del jet. Vengono combinati con il seme tutti gli oggetti presenti all'interno del cono, centrato lungo la direzione del momento dell'oggetto scelto e tale da ricoprire un angolo solido avente $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < R_{cone}$ (essendo R_{cone} fissato prima

dell'analisi): una nuova direzione è calcolata dai momenti presenti nel cono iniziale e un nuovo cono è centrato attorno a questa nuova direzione. Gli oggetti possono così essere ricollocati nel nuovo cono e una nuova direzione può essere ricalcolata. Si è in presenza, in questo modo, di un processo iterativo che continua fino a quando non si raggiunge una certa stabilità nella direzione: solo a questo punto il cono è considerato stabile e si può dire di essere in presenza di un jet. Successivamente un nuovo seme è preso dalla lista di input e si crea un nuovo jet con lo stesso processo iterativo: il processo continua fino a quando l'algoritmo è in grado di individuare oggetti con momenti trasversi che rispondono alle esigenze richieste.

3.3.4 Ricostruzione dell'energia trasversa mancante

L'energia trasversa mancante viene ricostruita in ATLAS tenendo conto della conservazione del momento nel piano trasverso e considerando l'energia trasversa, depositata nelle varie zone dell'apparato, ed i momenti trasversi delle particelle cariche (Par. 2.2): proprio perché è possibile risalire al momento trasverso delle particelle cariche mediante il raggio di curvatura della traiettoria, si può concretizzare il problema della ricostruzione dell' E_t^{miss} in quello dell' E_t . È proprio per questo motivo che ad ATLAS sono stati sviluppati diversi algoritmi finalizzati esclusivamente alla ricostruzione dell'energia trasversa come ad esempio il "Cell-based" [5].

Cell-based

La ricostruzione, mediante l'algoritmo Cell-based, tiene conto dell'energia depositata nelle celle del calorimetro, di quella dei muoni ricostruiti nello spettrometro, in maniera tale da non considerare due volte la stessa energia, e di quella persa nel criostato che può raggiungere quasi il 5% in presenza di jet con $P_t > 500$ GeV.

Capitolo 4

Analisi degli eventi

I vantaggi offerti dalle simulazioni Monte Carlo, nell'ambito del software di ATLAS, non si ripercuotono solamente sulla messa a punto dell'apparato sperimentale ma possono essere sfruttati anche per lo studio dei vari canali di ricerca: proprio grazie alle informazioni fornite da queste simulazioni, è stato infatti possibile, per un'équipe di ricercatori di Friburgo, analizzare i possibili scenari di SU4 che si potranno presentare nello studio di canali con zero, uno o due leptoni applicando per ognuno di essi più tecniche di selezione [19].

In questo capitolo invece, sfruttando i dati provenienti da una full simulation, saranno illustrate le possibilità di scoperta di SU3 e di SU4 ad ATLAS analizzando il canale di ricerca dileptonico OS (“opposed sign”) ad almeno quattro jet ed applicando una delle tecniche di selezione utilizzate a Friburgo in maniera tale da poter avere, almeno per quel che riguarda l'analisi relativa a SU4, un confronto.

4.1 Dettagli sulle simulazioni

Pur avendo utilizzato nell'analisi una delle selezioni utilizzate a Friburgo, le simulazioni che sono state condotte a Lecce si discostano per alcuni aspetti: infatti, a differenza di quanto si riporta nella nota [19], si è pensato di considerare come background esclusivamente i processi di decadimento semileptonici o leptonici del $t\bar{t}$ illustrati in Fig. 4.1, sulla base del fatto che rappresenta più del 90% del possibile fondo, escludendo di fatto altri possibili processi come la produzione di W +jet, di Z +jet, di single top o di QCD jet; tuttavia il fatto stesso che a Friburgo si sia utilizzato GEANT4 per i decadimenti leptonici del $t\bar{t}$ e ATLFAST2 per i restanti processi di background (eccezion fatta per il single top nel cui caso si è utilizzato AcerMC come generatore e GEANT4 come simulatore), sottolinea l'importanza statistica riversata nel top-antitop e potrebbe essere considerato, in un certo modo, la nostra stessa scelta.

Proprio sulla base della scelta appena effettuata, in maniera tale da non incombere in errore, d'ora in poi indicheremo con T1 l'unione dei decadimenti semileptonici e leptonici del $t\bar{t}$.

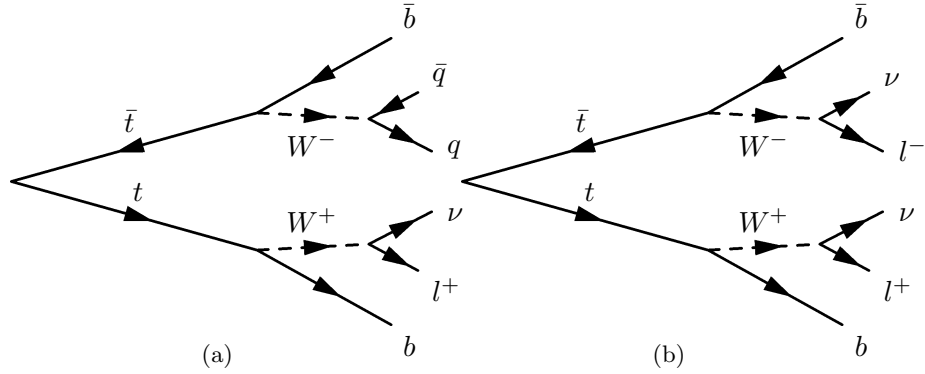


Figura 4.1: Decadimento semileptonico (a) e leptonico (b) del canale $t\bar{t}$.

Sempre riconducibile al campo delle simulazioni esiste un'ulteriore differenza dovuta al fatto d'aver utilizzato una full simulation, al posto di una fast simulation, per quel che riguarda la simulazione del comportamento dell'apparato in presenza di eventi supersimmetrici (Tab. 4.1).

Per quel che riguarda invece l'identificazione degli oggetti, in entrambi gli studi sono state utilizzate delle richieste più restrittive in grado di ridurre gli eventuali oggetti provenienti da fenomeni di QCD (caratterizzati da oggetti a basso momento trasverso e grandi η) e che possono essere riassunte nelle seguenti:

Jet : $P_t > 20$ GeV e $|\eta| < 2.5$.

	LECCE		FRIBURGO	
	Generazione	Simulazione	Generazione	Simulazione
$t\bar{t} \rightarrow l\nu q\bar{q}$ o $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$	MC@NLO + HERWIG/JIMMY	GEANT4	MC@NLO + HERWIG/JIMMY	GEANT4
SUSY	ISAJET + HERWIG	GEANT4	ISAJET + HERWIG	ATLFAST2

Tabella 4.1: Confronto fra i software di generazione e simulazione utilizzati nei due studi.

Elettroni : $P_t > 10$ GeV e $|\eta| < 2.5$.

Muoni : $P_t > 10$ GeV, $|\eta| < 2.5$ ed un'energia depositata nel calorimetro minore di 10 GeV all'interno di un cono con $\Delta R < 0.2$.

4.2 Overlap removal

Nel momento in cui gli oggetti appena ricostruiti si presentano sovrapposti gli uni con gli altri, vi è la necessità di criteri, detti di *overlapping*, che consentano di migliorare la ricostruzione e l'identificazione degli oggetti stessi [19]. Tutti questi criteri si basano sull'utilizzo della variabile geometrica ΔR e vengono applicati sempre nel seguente ordine e modo:

1. se un elettrone e un jet si trovano all'interno di un cono con $\Delta R < 0.2$, si mantiene l'elettrone e si rigetta il jet;
2. se un muone ed un jet si trovano all'interno di un cono con $\Delta R < 0.4$, si mantiene il jet e si rigetta il muone;
3. se un elettrone e un jet si trovano all'interno di un cono con ΔR compreso fra 0.2 e 0.4, si mantiene il jet e si rifiuta l'elettrone.

Anche nella nostra analisi, così come in quella di Friburgo, è stata applicata la procedura di "overlap removal", appena descritta, che ha portato ai tagli illustrati in Tab. 4.2.

	% di jet eliminati	% di elettroni eliminati	% di muoni eliminati
SU4	0.0%	7.3%	18.8%
SU3	0.0%	5.2%	11.1%
T1	0.0%	4.1%	12.8%

Tabella 4.2: Percentuale dei jet, elettroni e muoni eliminati una volta applicato l'overlap removal.

In particolare si può notare, dai tagli di Tab. 4.2, come i criteri di overlapping siano ottimizzati per non perdere jet anche se risultano comunque mantenere una buona efficienza per quel che riguarda il taglio sugli elettroni.

Normalizzazione

La statistica dei campioni considerati corrisponde a 9999 eventi per SU3, 49217 per SU4 e 100327 per T1. Sulla base del fatto che le sezioni d'urto in gioco, per un'energia del centro di massa pari a 10 TeV, sono pari a 8.15 pb per SU3, 107.7 pb per SU4 e 202.9 pb per T1 le luminosità integrate corrispondenti per i diversi campioni sono state rispettivamente 1230 pb^{-1} , 457.0 pb^{-1} e 494.5 pb^{-1} .

Si è reso così necessario, per l'analisi dei tagli di selezione che verrà illustrata nel paragrafo successivo, normalizzare i dati alla stessa luminosità integrata: in particolare, dal momento che ci si aspetta nei primi anni di effettivo funzionamento di LHC di raccogliere una luminosità di 200 pb^{-1} , si è deciso di normalizzare i dati a quest'ultimo valore.

4.3 Analisi degli eventi

L'analisi degli eventi si focalizzerà, così come indicato all'inizio di questo capitolo, sul canale di ricerca dileptonico OS ad almeno 4 jet e cercherà di illustrare le possibilità di scoperta della Supersimmetria sfruttando le variabili che più di tutte risultano correlate con il tipo di fenomeno che si osserva in una collisione: la massa effettiva e l'energia trasversa mancante. Per ogni passo della selezione, infatti, verranno riportati gli istogrammi relativi alla distribuzione della massa effettiva o dell' E_t^{miss} di tutto l'evento (segnale più fondo) sovrapposti a quelli relativi alla sola distribuzione del fondo così da porre in evidenza l'evoluzione del rapporto segnale-fondo al variare dei tagli.

Canale di ricerca dileptonico OS ad almeno quattro jet

La scelta del canale dileptonico OS ad almeno 4 jet si è resa funzionale solo a circoscrivere l'analisi su una piccola parte degli eventi (Fig. 4.2). I dati riportati in Tab. 4.3 sottolineano, infatti, come vi sia stata solo una diminuzione del numero di eventi proveniente dai vari campioni e non un reale miglioramento del rapporto segnale-fondo: l'efficienza complessiva, infatti, vale 1.92% per SU4 e 1.9% per SU3 con una reiezione del fondo pari all'1.1%.

In realtà, se si fossero considerati altri fondi, si sarebbe potuto notare come la scelta del canale dileptonico a quattro jet sia funzionale a limitare il background principalmente al $t\bar{t}$ e a diminuire fortemente la presenza di

altri processi come ad esempio i fenomeni di QCD che raramente contengono dileptoni OS di grande P_t e di una tale molteplicità di jet.

	SU4		SU3		T1	
eventi iniziali	21539		1630		55220	
richieste	eventi eliminati	efficienza	eventi eliminati	efficienza	eventi eliminati	reiezione
dileptoni	20653	4.11%	1553	4.71%	51533	6.68%
dileptoni OS	193	78.2%	12	85.1%	339	90.8%
# di jet ≥ 4	279	59.7%	34	46.9%	2758	17.6%
Totale	21125	1.92%	1599	1.9%	54630	1.1%

Tabella 4.3: Numero di eventi eliminati per taglio con corrispondente efficienza e reiezione relativi al precedente livello di selezione.

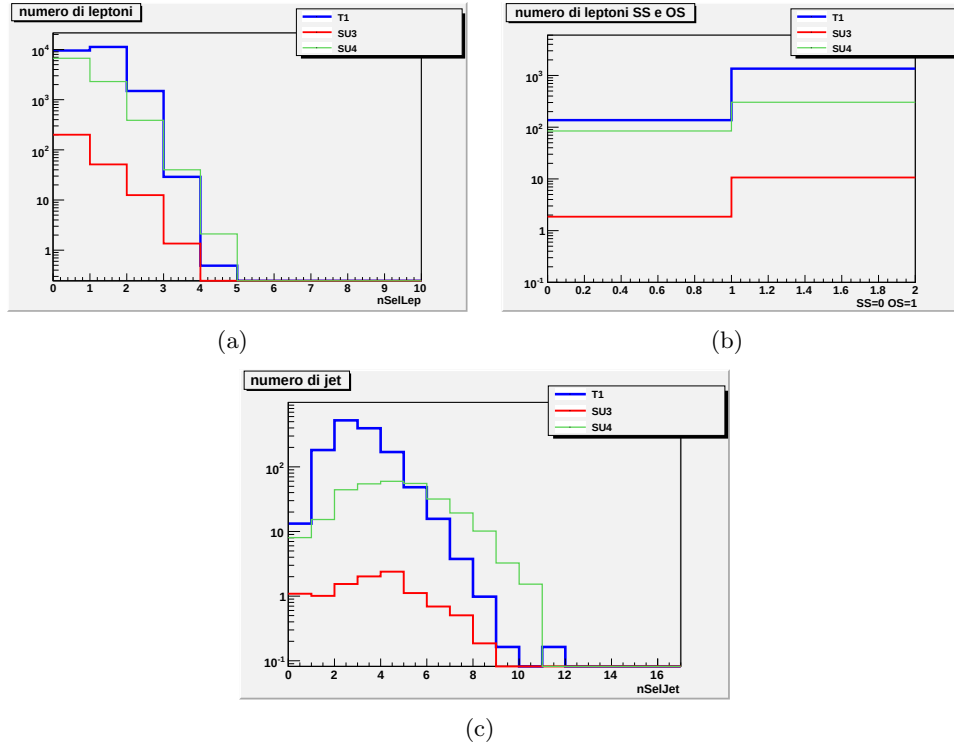


Figura 4.2: Distribuzione del numero di leptoni per evento (a) e del numero di coppie OS (segno opposto) e SS (stesso segno) presenti nel canale dileptonico (b) e distribuzione del numero di jet per evento (c).

4.3.1 Tagli di selezione

La sequenza di tagli applicata sui dati analizzata può essere riassunta, in ordine di esecuzione, nei seguenti punti:

1. il momento trasverso per il primo jet energetico maggiore di 100 GeV, per il secondo, terzo e quarto jet, invece, maggiore di 40 GeV;
2. l'energia trasversa mancante superiore a 80 GeV;
3. gli angoli compresi fra l'energia trasversa mancante ed ognuno dei primi tre jet energetici maggiori di 0.2 radianti;
4. l'energia trasversa mancante superiore al 20% della massa effettiva;
5. la sfericità maggiore di 0.2.

Per ognuno dei tagli sulla base della rispettiva efficienza e reiezione (Tab. 4.4), così come dalla purezza (rapporto fra numero di eventi di segnale su numero di eventi totali) di Tab. 4.5, è possibile comprendere il ruolo svolto nella selezione e si può capire, di conseguenza, quale ne sia la reale efficacia: sarà possibile individuare in questo modo, per qualsiasi modello, quali siano i tagli utili e quali, invece, risultino essenzialmente ininfluenti ai fini della selezione.

Tagli	efficienza SU4	efficienza SU3	reiezione T1
Jet energetici	45.6%	53%	16.5%
$E_t^{miss} > 80 \text{ GeV}$	67.5%	86%	43%
$\Delta\phi > 0.2$	92.1%	93%	91%
$E_t^{miss} > 0.2M_{eff}$	59%	69%	36%
$S_t > 0.2$	82%	84%	88%

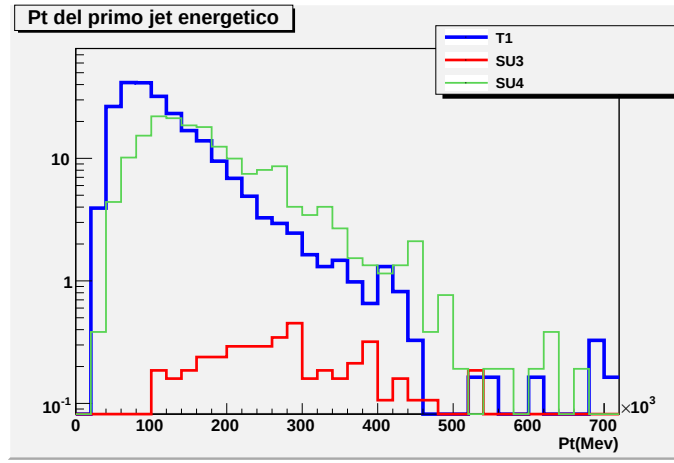
Tabella 4.4: Efficienza e reiezione corrispondenti a ciascun taglio.

tagli	T1	SU4	SU4/(SU4+T1)	SU3	SU3/(SU3+T1)
iniziali	590	414	0.41	31	0.05
jet energetici	97	189	0.66	16	0.14
$E_t^{miss} > 80 \text{ GeV}$	42	127	0.75	14	0.25
$\Delta\phi > 0.2$	38	117	0.76	13	0.26
$E_t^{miss} > 0.2M_{eff}$	14	69	0.83	9	0.39
$S_t > 0.2$	12	56	0.82	7	0.38

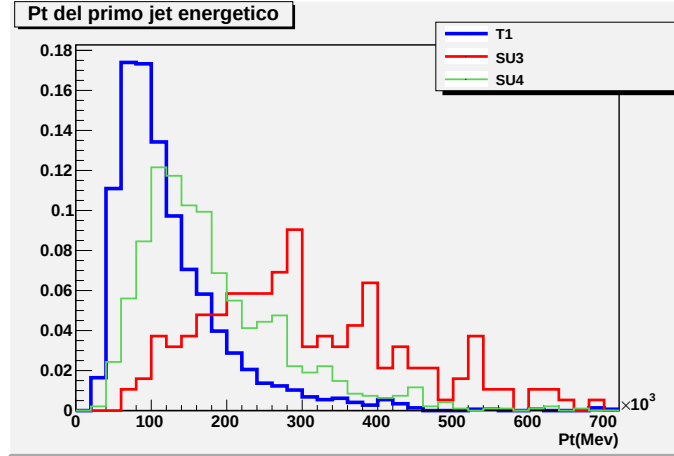
Tabella 4.5: Numero di eventi rimasti dopo ogni taglio per ogni campione con associata la relativa purezza del segnale ($\frac{SU4}{SU4+T1}$ o $\frac{SU3}{SU3+T1}$) calcolata sull'intero sample.

Taglio sul P_t dei jet più energetici

La richiesta che i momenti trasversi dei primi quattro jet energetici siano superiori ai 40 GeV e che il primo jet energetico superi anche i 100 GeV di P_t è solitamente utilizzata per eliminare il possibile background rimanente proveniente da processi di cromodinamica quantistica: il taglio imposto sui primi quattro jet energetici, infatti, è strettamente correlato col fatto che i fenomeni di QCD sono solitamente processi “back to back” e tendono a svilupparsi non sul piano trasverso ma lungo l’asse z , rendendo di fatto rara la possibilità che un jet prodotto da processi cromodinamici abbia un momento trasverso elevato.

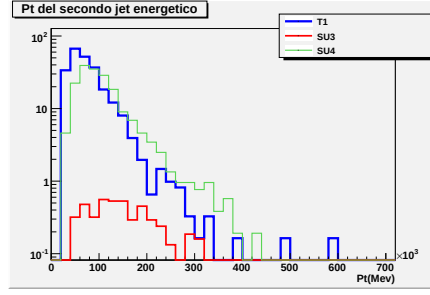


(a)

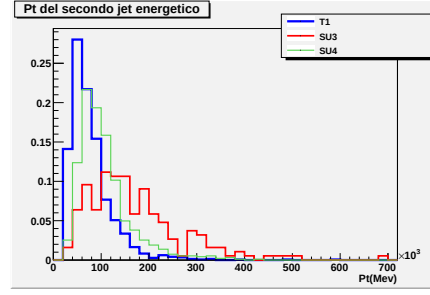


(b)

Figura 4.3: Distribuzione del P_t del 1° jet (a) con relativa distribuzione normalizzata all’unità (b).

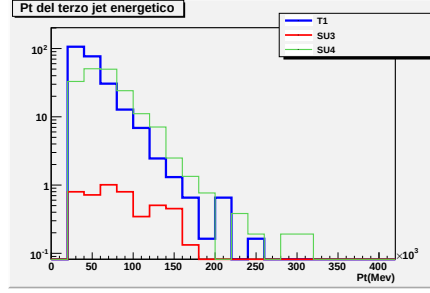


(a)

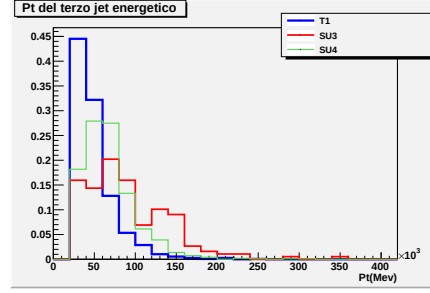


(b)

Figura 4.4: Distribuzione del P_t del 2° jet (a) con relativa distribuzione normalizzata all'unità (b).

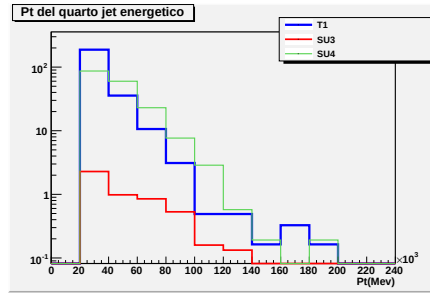


(a)

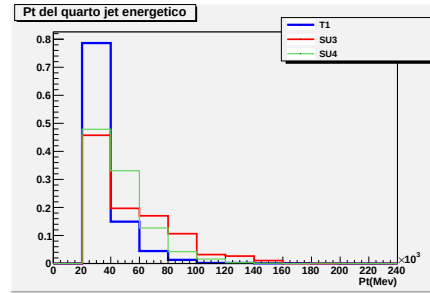


(b)

Figura 4.5: Distribuzione del P_t del 3° jet (a) con relativa distribuzione normalizzata all'unità (b).



(a)



(b)

Figura 4.6: Distribuzione del P_t del 4° jet (a) con relativa distribuzione normalizzata all'unità (b).

Tuttavia, a differenza di quanto ci si potrebbe aspettare da un taglio che focalizza la propria attenzione sul fondo di QCD, se osserviamo le distribuzioni dei momenti trasversi dei quattro jet più energetici (Figg. 4.3-4.6), sia senza che con normalizzazione all'unità, sembrerebbe che i tagli apportati risultino realmente efficaci per la selezione: non a caso con un valore della reiezione dell'16.5% si ottiene un'efficienza del 45.6% per SU4 e del 53% per SU3. Anche se si analizzano i grafici relativi all'energia trasversa mancante (Fig. 4.7) o alla massa effettiva (Fig. 4.8) si può notare come il background di T1 inizi a non essere più la componente dominante della distribuzione: la purezza del segnale, infatti, passa da 0.41 a 0.66 per SU4 (ben oltre quindi il 50% della distribuzione) e da 0.05 a 0.14 per SU3.

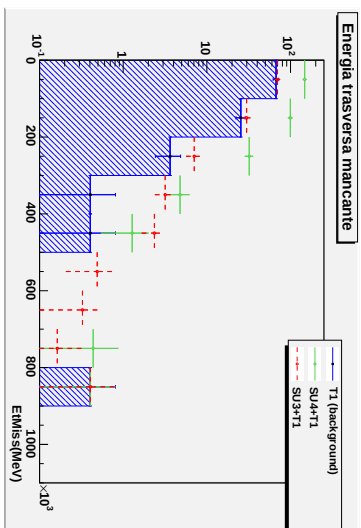


Figura 4.7: Distribuzione dell' E_t^{miss} dopo il taglio sul P_t dei jet più energetici.

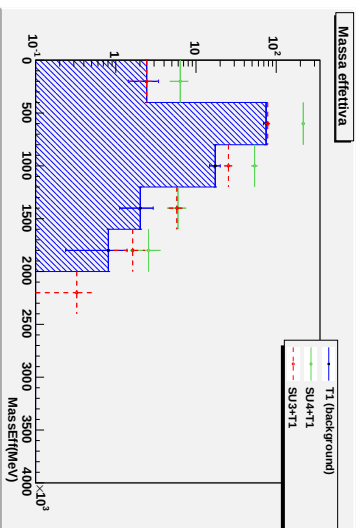


Figura 4.8: Distribuzione sulla massa effettiva dopo il taglio sul P_t dei jet più energetici.

1° taglio sull'energia trasversa mancante

La richiesta che l' E_t^{miss} sia superiore agli 80 GeV è congrua con lo scopo che si prefigge l'analisi che si sta conducendo poiché pone alla base l'idea che la LSP non interagisce con l'apparato e può essere rilevata solo mediante la quantificazione dell'energia trasversa mancante. In più, grazie agli 80 GeV richiesti, questa risulta uno dei tagli più efficienti poiché è in grado di eliminare sia tutti quei processi di fondo che non presentano neutrini che quei processi in cui vi è la presenza di neutrini non sufficientemente energetici: non a caso se consideriamo l'efficienza del taglio otteniamo valori pari al 67.5% per SU4 ed all' 86% per SU3 mentre si ha per la selezione del background un 43%, valore più alto di quello precedente ma comunque non oltre il 50%.

Così come si evince dalle distribuzioni di E_t^{miss} (Fig. 4.9) e della massa effettiva (Fig. 4.10), è possibile affermare inoltre, in accordo con i valori dell'efficienza e della selezione, che vi è un miglioramento del segnale: si passa, infatti, da 0.66 a 0.75 per SU4 e da 0.14 a 0.25 per SU3.

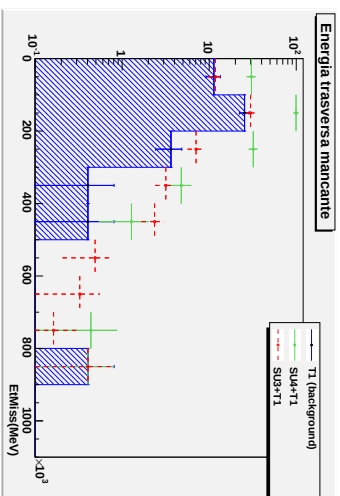


Figura 4.9: Distribuzione sull' E_t^{miss} dopo il 2° taglio.

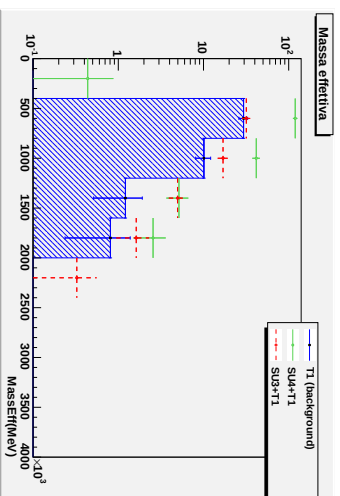


Figura 4.10: Distribuzione sulla massa effettiva dopo il 2° taglio.

Taglio sugli angoli compresi fra l'energia trasversa mancante ed i primi tre jet energetici

Richiedere che gli angoli compresi fra l'energia trasversa mancante ed i primi tre jet energetici siano maggiori di 0.2 radianti è dettata dalla necessità di eliminare quegli eventi in cui la misura incorretta dell'energia del jet o la sua ricostruzione incompleta abbia portato all'individuazione di una consistente energia trasversa mancante. Tuttavia, il fatto di essere in presenza di una reiezione del fondo del 91% e di un'efficienza per SU3 del 93% e per SU4 del 92.1% rende la richiesta sostanzialmente inutile ai fini dell'analisi almeno per quel che riguarda il fondo considerato.

A dimostrazione dell'inutilità del taglio si possono considerare gli istogrammi relativi agli angoli in questione (Fig. 4.11) in cui si nota che, in tutti e tre i casi, la quasi totalità degli eventi è oltre 0.2 radianti.

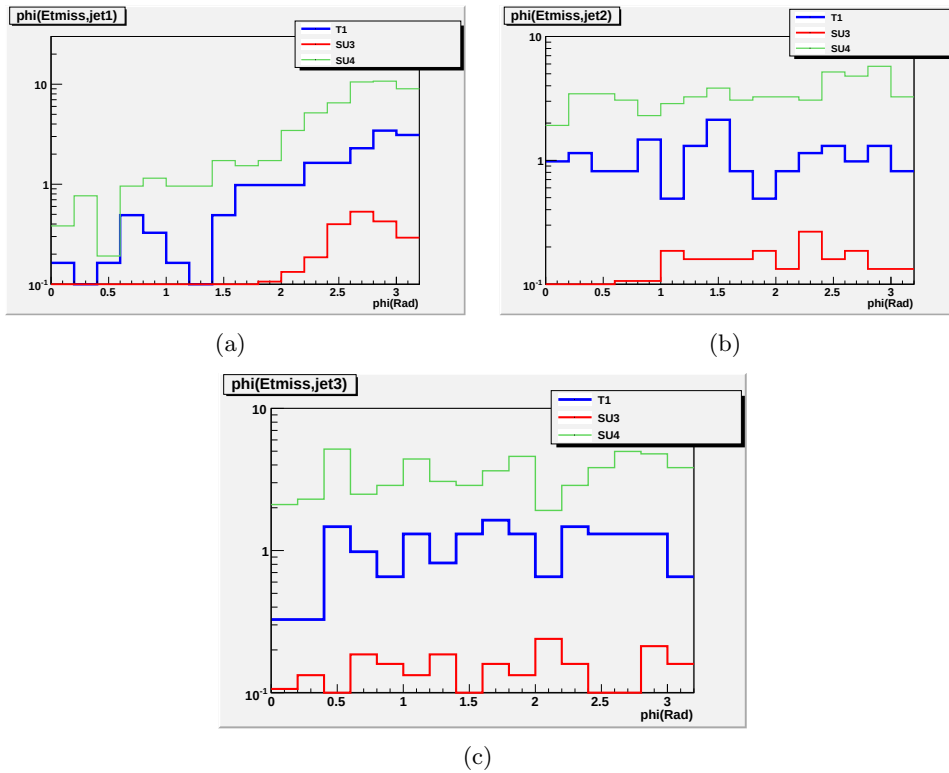


Figura 4.11: Distribuzione dell'angolo compreso fra E_t^{miss} ed il 1° jet (a), il 2° jet (b) ed il 3° jet (c)

Una ulteriore prova a favore dell'infruttuosità di tale metodo si trova anche negli istogrammi relativi all' E_t^{miss} (Fig. 4.12) ed alla massa effettiva (Fig. 4.13) poiché , se non per minime differenze, essi sono uguali ai rispettivi istogrammi del taglio precedente così come lo è la purezza del segnale (Tab. 4.5).

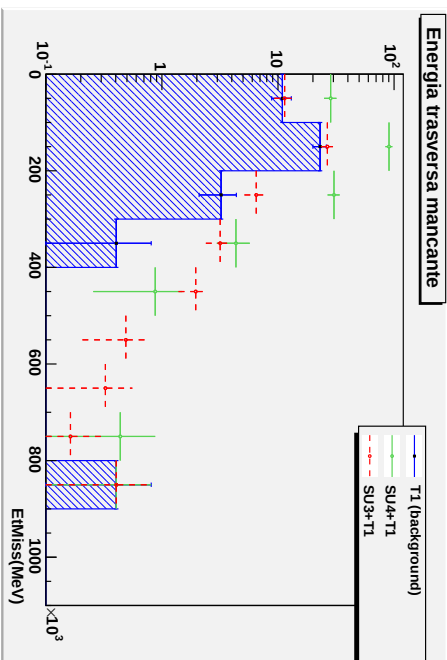


Figura 4.12: Distribuzione dell' E_t^{miss} dopo il taglio sull'angolo fra E_t^{miss} e i primi tre jet energetici.

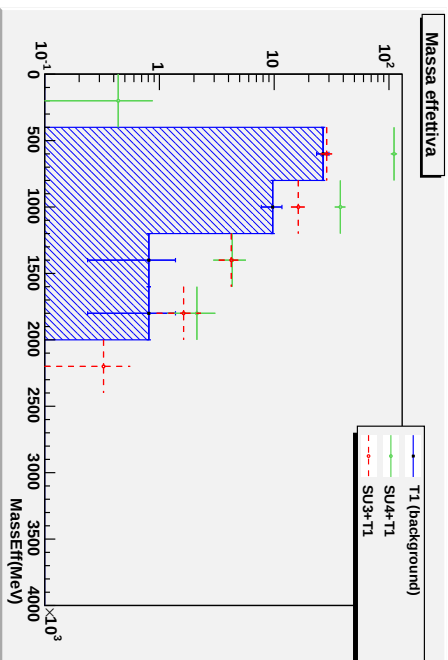


Figura 4.13: Distribuzione della massa effettiva dopo il taglio sull'angolo fra E_t^{miss} e i primi tre jet energetici.

2° taglio sull'energia trasversa mancante

La richiesta di avere una E_t^{miss} maggiore del 20% della massa effettiva è relazionata, se si considera la stretta correlazione di quest'ultima con le masse delle particelle in gioco, con l'esigenza di avere un quantitativo considerevole di particelle non rivelabili. Affinché si possano comprendere più facilmente le conseguenze dell'applicazione di questo taglio, sono stati riportati degli istogrammi bidimensionali massa effettiva-energia trasversa mancante prima e dopo l'applicazione del taglio, rispettivamente Fig. 4.14 e Fig. 4.15.

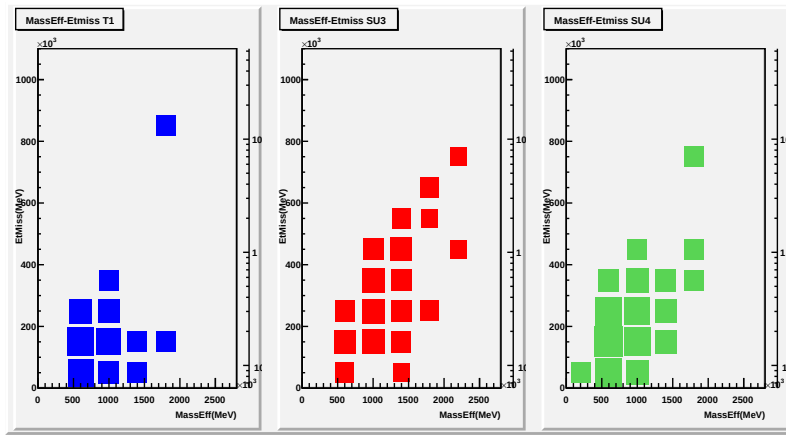


Figura 4.14: Distribuzione bidimensionale di $E_t^{miss} - M_{eff}$ prima del 2° taglio sull'energia trasversa mancante.

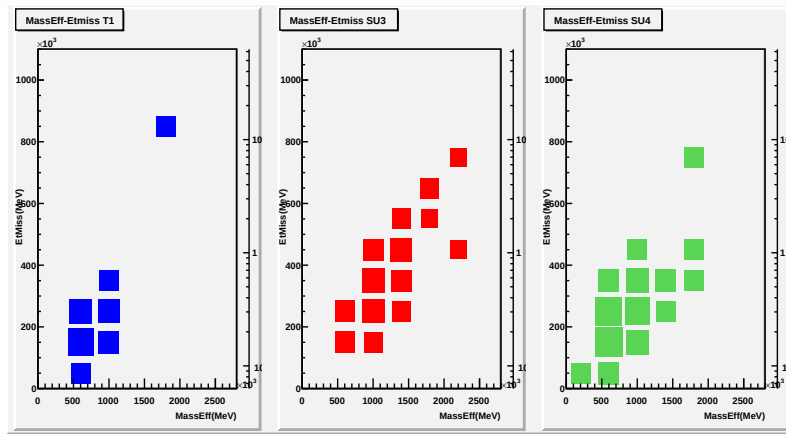


Figura 4.15: Distribuzione bidimensionale di $E_t^{miss} - M_{eff}$ dopo il 2° taglio sull'energia trasversa mancante.

Rispetto al primo taglio relativo all'energia trasversa mancante, si hanno dei valori di efficienza per SU3 e SU4 più bassi, rispettivamente 69% e 59%, anche se vi è stato la diminuzione della reiezione del fondo che raggiunge il 36%.

Oltre alla reiezione del fondo, migliora significativamente anche la purezza del segnale che passa da 0.76 a 0.83 per SU4 e da 0.26 a 0.39 per SU3 così come appare dalle distribuzioni dell'energia trasversa mancante (Fig. 4.16) e della massa effettiva (Fig. 4.17).

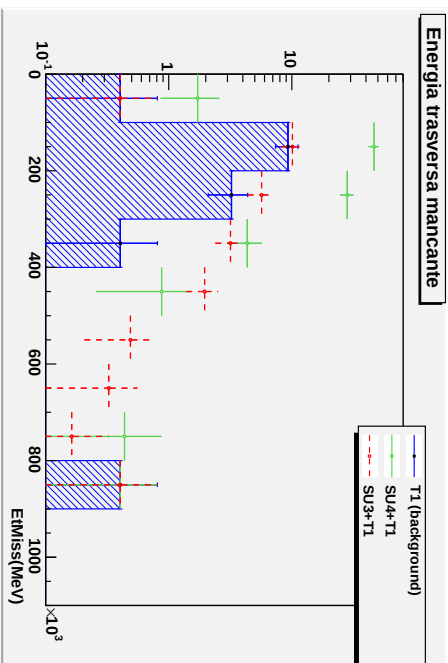


Figura 4.16: Distribuzione dell' E_T^{miss} dopo il 2° taglio sull'energia trasversa mancante.

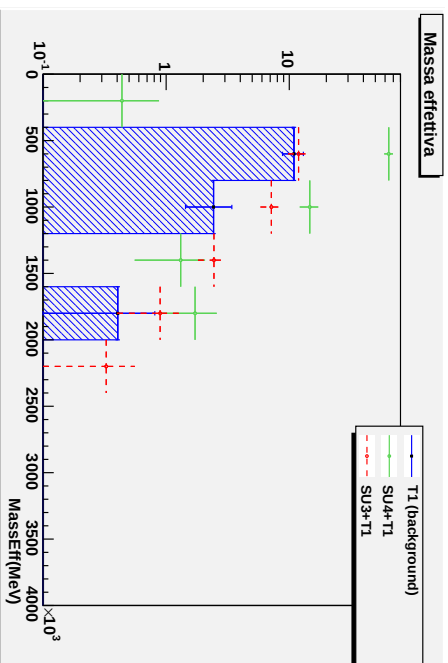
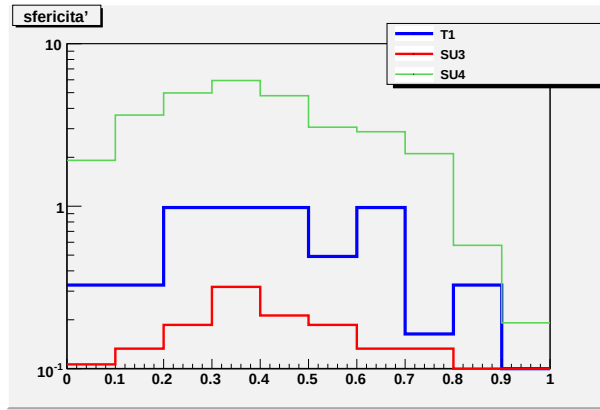


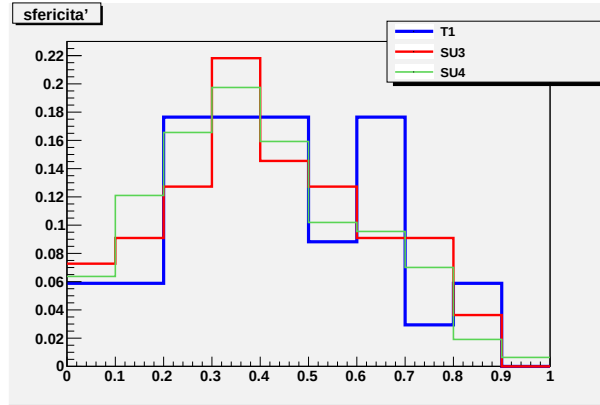
Figura 4.17: Distribuzione della massa effettiva dopo il 2° taglio sull'energia trasversa mancante.

Taglio sulla sfericità trasversa

Così come è avvenuto per la selezione precedente, anche la richiesta che la sfericità S_t sia maggiore di 0.2 risulta essenzialmente ininfluyente per l'analisi: infatti, se si considerano i due istogrammi relativi alla sfericità (Fig. 4.18), si può vedere come la maggior parte degli eventi si trovi al di sopra del limite inferiore scelto per l'analisi. Tuttavia si può capire l'inefficienza del taglio anche dall'efficienza dei segnali e dalla reiezione del fondo, che valgono rispettivamente circa l'80% ed il 90% (Tab. 4.4).



(a)



(b)

Figura 4.18: Distribuzione della sfericità (a) con relativa distribuzione normalizzata all'unità (b).

Una possibile spiegazione dell'inefficienza del taglio potrebbe essere data dal fatto che le simulazioni effettuate riguardano processi che si distribuiscono abbastanza uniformemente nel piano trasverso: infatti, nel caso in cui si fosse simulato anche il background di QCD, tale taglio su quest'ultimo

fondo sarebbe risultato molto più efficace essendo i processi di QCD processi prevalentemente sviluppati lungo l'asse di collisione.

È da sottolineare, inoltre, come anche il rapporto segnale-eventi totali rimanga invariato rispetto al taglio precedente (Tab. 4.5) così come le distribuzioni di E_{ℓ}^{miss} (Fig. 4.19) e M_{eff} (Fig. 4.20).

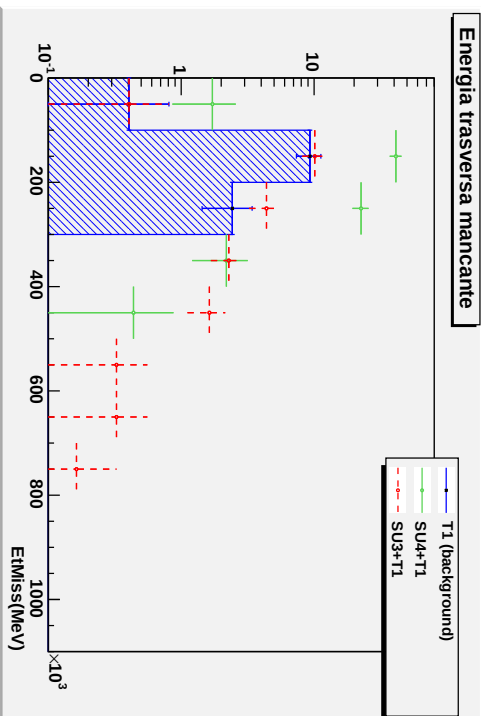


Figura 4.19: Distribuzione dell' E_{ℓ}^{miss} alla fine della selezione.

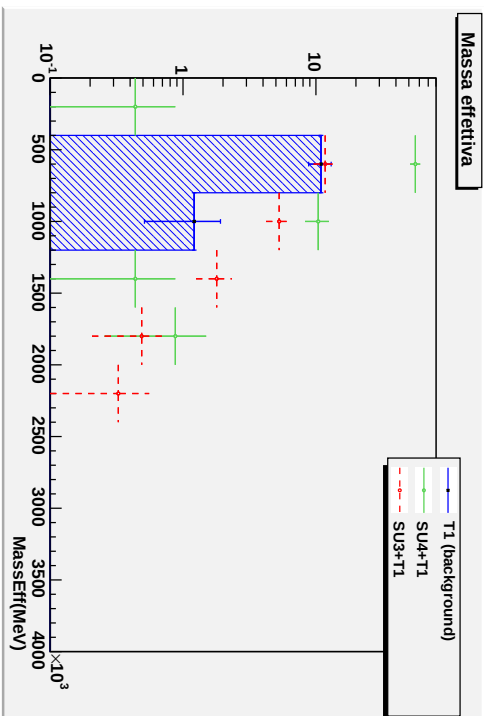


Figura 4.20: Distribuzione della massa effettiva alla fine della selezione.

4.3.2 Confronto con l'analisi di Friburgo

A questo punto è possibile effettuare un confronto fra la distribuzione di massa effettiva relativa ad SU4 di Fig. 4.20 e quella dell'analisi di Friburgo alla fine della serie di tagli richiesti (Fig. 4.21), si può notare come, nei limiti degli errori statistici, le due distribuzioni risultino compatibili bin per bin.

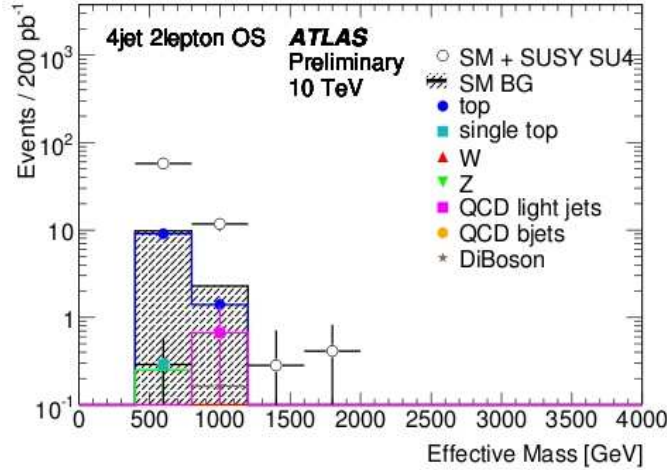


Figura 4.21: Distribuzione della massa effettiva nell'analisi di Friburgo alla fine della selezione.

Si può pertanto affermare come la scelta di considerare come unico fondo il $t\bar{t}$ non sia stata particolarmente vincolante ai fini dell'analisi: gli altri background presenti nella distribuzione relativa all'analisi di Friburgo (single top e QCD light jets), infatti, non raggiungono neppure un singolo evento su 200 pb^{-1} e potrebbero essere trascurati.

Inoltre, grazie ai differenti approcci utilizzati per la simulazione degli eventi supersimmetrici, è stato anche possibile verificare come l'utilizzo di una full simulation al posto di una fast simulation non comporti grandi differenze per la simulazione.

4.4 Z_n

Al fine di concludere che la selezione applicata è in grado di dimostrare l'esistenza di particelle supersimmetriche, vi è la necessità di utilizzare la *significanza statistica* o Z_n [5] in modo tale da tenere conto delle possibili fluttuazioni del fondo ed avere la certezza che si è nell'impossibilità che il background possa essere responsabile di ciò che si potrebbe intendere come segnale: con questo metodo, infatti, è possibile tenere presente delle incertezze sia sistematiche che statistiche del fondo operando la convoluzione

fra una densità di probabilità poissoniana ed una densità di probabilità gaussiana che abbia come media il numero di eventi di background N_b e come deviazione standard σ_b l'incertezza sistematica sul fondo; inoltre, una volta calcolata la probabilità p che il background fluttui fino a raggiungere il numero di eventi osservati $N_{obs} = N_{signal} + N_b$ mediante la seguente formula

$$p = A \int_0^\infty db \cdot Gauss(N_b, \sigma_b) \sum_{i=N_{obs}}^\infty \frac{e^{-b} b^i}{i!},$$

dove A è il fattore di normalizzazione che assume la seguente forma

$$A = \left[\int_0^\infty db \cdot Gauss(N_b, \sigma_b) \sum_{i=0}^\infty \frac{e^{-b} b^i}{i!} \right]^{-1},$$

è possibile calcolare la significanza statistica, sfruttando la funzione errore (erf), nel seguente modo

$$Z_n = \sqrt{2} erf^{-1}(1 - 2p)$$

ed asserire che si è in presenza di un reale segnale supersimmetrico solo nel momento in cui Z_n risulti superiore a 5 sigma (pratica comune nella fisica delle alte energie).

Calcolo della Z_n

Se calcoliamo la significanza statistica sui dati ottenuti una volta applicati tutti i tagli della selezione, si ottiene un valore di Z_n pari a 6.6 sigma per SU4 ed a 1.6 sigma per SU3: si può pertanto affermare che, a differenza di ciò che avviene per SU4, la selezione utilizzata non risulta sufficiente nell'ipotesi di SU3 alla luminosità integrata di 200 pb⁻¹ qui considerata. Inoltre, per confermare la validità del metodo di ricerca per SU4 anche nel caso in cui si fossero considerati altri possibili fondi, si è voluto ricalcolare Z_n aumentando del 10% il numero di eventi di background¹: anche in questo caso tuttavia si è ottenuto un elevato valore di Z_n pari a 6.4 sigma. Si può quindi concludere che il metodo di ricerca utilizzato è significativo per la ricerca di conferme del modello supersimmetrico nello scenario SU4 alla luminosità integrata presa in considerazione.

¹La scelta del 10% si è basata sul fatto che il $t\bar{t}$ rappresenta più del 90% del fondo atteso nel canale di ricerca dileptonico OS [19].

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è voluto investigare sulle possibilità di scoperta della Supersimmetria nei modelli SU4 e SU3 ad ATLAS, con una statistica limitata a 200 pb^{-1} , soffermandosi sul canale di ricerca dileptonico OS ad almeno quattro jet ed utilizzando una serie di tagli che erano già stati implementati da un'équipe di Friburgo per SU4 in maniera tale da rendere possibile un confronto fra le diverse modalità di lavoro che si sono utilizzate nelle due analisi: mentre per lo studio dei colleghi di ATLAS si è in presenza di una fast simulation per i fenomeni fisici supersimmetrici e di una full simulation del background (decadimenti del $t\bar{t}$, produzione di W+jet, Z+jet, single top, QCD jets ...), per quel che riguarda questo lavoro si è convenuto considerare una full simulation sia per i fenomeni supersimmetrici sia per il background, considerato come costituito esclusivamente dai decadimenti semileptonici o leptonici del $t\bar{t}$ (i quali rappresentano da soli più del 90% del fondo).

Nonostante le sostanziali differenze, operando un confronto fra le distribuzioni di massa effettiva che si sono ottenute alla fine della selezione, si è potuto verificare come le due indagini, entro i limiti degli errori statistici, risultassero compatibili: ciò ha permesso di concludere che l'utilizzo di una full simulation al posto di una fast simulation non comporta significative differenze nello studio ed inoltre l'idea di considerare come unico fondo il $t\bar{t}$ si è rivelata un'approssimazione valida.

Per quel che riguarda, invece, il potenziale di scoperta di processi supersimmetrici mediante l'utilizzo della significanza statistica, ci si è potuti rendere conto di come la selezione utilizzata e la statistica ipotizzata non siano sufficienti per il modello SU3. Viceversa si può pensare per SU4 che l'analisi qui presentata, anche se non ottimizzata per un modello specifico, potrebbe garantire la scoperta della Supersimmetria anche con questa statistica limitata.

Bibliografia

- [1] J. Wess, B. Zumino; *Nucl. Phys.*; 1974.
- [2] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche; *Particelle e Nuclei, Un'introduzione ai concetti fisici*; Bollati Boringheri, Torino, 2006.
- [3] F. Halzen, A. D. Martin; *Quarks & Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics* ; 1983.
- [4] I. J. R. Aitchison, *Supersymmetry and MSSM: An Elementary Introduction*; hep-ph/0505105, 2005.
- [5] G. Aad et al., (The ATLAS Collaboration), *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics*; CERN-OPEN-2008-020, December 2008.
- [6] G. Kane; *Supersimmetria, Squark, fotini, sparticelle: svelare le leggi ultime della natura*; Bollati Boringheri, Torino, 2005.
- [7] S. P. Martin; *A Supersymmetry Primer*; hep-ph/9709356v5, 2008.
- [8] *Tevatron-for-LHC report: Preparation for Discoveries*; FERMILAB-CONF-06-284-T, 2008.
- [9] <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/HowLHC-en.html>.
- [10] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2009/PR13.09E.html>.
- [11] G. Aad et al. (The ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*; Journal of Instrumentation 3:S08003 (2008) 437.
- [12] K. Assamagan et al., *The ATLAS Monte Carlo Project*; ATL-COM-SOFT-2008-024.
- [13] E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, *ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for pp , $\bar{p}p$, and e^+e^- reactions*; hep-ph/0312045, 2003.

- [14] S. Frixione and B. R. Webber, *The MC@NLO 3.2 event generator*; hep-ph/0601192, 2006.
- [15] G. Corcella et al., *HERWIG 6.5 release note*; hep-ph/0210213, 2002.
- [16] G. Corcella et al., *Herwig 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetry processes)*; JHEP 0101:010, 2001.
- [17] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw and M. H. Seymour, *Multiparton Interaction in Photoproduction at HERA*; Z. Phys. C72:637, 1996.
- [18] Marshall Z., for the ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Software*; ATL-SOFT-PROC-2008-001, 2008.
- [19] R. M. Bianchi et al., *Prospects for Supersymmetry and Universal Extra Dimensions discovery based on inclusive searches at a 10 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector*; ATL-PHYS-INT-2009-060, luglio 2009.