

UNIVERSITÀ DEL SALENTO



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

Esperimento ATLAS:
prospettive di scoperta della Supersimmetria
in topologie a 2 getti, 2 leptoni ed energia mancante
nel primo anno di presa dati

Tesi di Laurea Triennale

Relatore:
PROF. EDOARDO GORINI
Corelatore:
DOTT.SSA MARGHERITA PRIMAVERA

Candidato:
MARILEA REALE

Sessione autunnale
Anno Accademico 2008/2009

*“I think physicists are
the Peter Pans of the human race.
They never grow up
and they keep their curiosity.”*
Isidor Isaac Rabi

Indice

Introduzione	v
1 La Supersimmetria	1
1.1 La fisica delle particelle degli ultimi 100 anni: da Rutherford alla Supersimmetria	1
1.2 Il Modello Standard	2
1.3 Limiti del Modello Standard	4
1.4 La Supersimmetria	6
2 Il Large Hadron Collider e ATLAS	11
2.1 Il Large Hadron Collider al CERN	11
2.2 L'esperimento ATLAS	14
2.2.1 Inner detector	16
2.2.2 Calorimetri	18
2.2.3 Spettrometro a muoni	20
2.2.4 Magneti	22
2.2.5 Trigger	23
3 Simulazione degli eventi e analisi off-line	25
3.1 Monte Carlo: simulazione del segnale e del fondo	26
3.2 Simulazione della risposta dei rivelatori	30
3.3 <i>Full simulation</i> e <i>fast simulation</i>	30
3.4 Ricostruzione e identificazione degli oggetti	31
3.4.1 Algoritmi di ricostruzione delle tracce interne	31
3.4.2 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione di elettroni	32
3.4.3 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione di jet	33
3.4.4 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione dei muoni	34
3.4.5 Definizione ed algoritmi di ricostruzione della E_T^{MISS}	35
3.5 Overlap Removal	35
3.6 Definizione delle variabili	36
4 Analisi e selezione degli eventi di SUSY	39
4.1 Ricapitolazione delle condizioni di simulazione degli eventi e dei tagli	39
4.2 Selezioni di overlap removal	41
4.3 Selezione sul numero di leptoni	41
4.4 Selezione sul segno della carica di leptoni	42

4.5	Selezione sul numero di jet	43
4.6	Taglio sul p_T dei jet più energetici	43
4.7	Taglio sul valore della E_T^{MISS}	46
4.8	Taglio sul valore dei $\Delta\phi_i$	47
4.9	Taglio sul rapporto fra E_T^{MISS} e M_{eff}	48
4.10	Taglio sulla sfericità trasversa	49
4.11	Sintesi dei tagli e dei risultati	53
4.12	Confronto con i risultati di Friburgo	56
	Conclusione	57
	Bibliografia	58

Introduzione

La Supersimmetria (SUSY) nasce all'inizio degli anni settanta come introduzione di una nuova simmetria nella teoria relativistica dei campi quantizzati che prevede per ogni bosone (fermione) un partner supersimmetrico fermionico (bosonico).

La SUSY si presenta inoltre come una simmetria che deve essere rotta per permettere ai superpartner di avere una massa nettamente superiore rispetto alle particelle ordinarie del Modello Standard.

Se la SUSY esiste le superparticelle fino ad ora mai osservate, ma solo ipotizzate, saranno molto probabilmente prodotte presso l'acceleratore Large Hadron Collider (LHC) del CERN a Ginevra non appena questo sarà messo in funzione.

Nel primo capitolo di questa tesi è presentata la Supersimmetria come immediata soluzione ai limiti del MS e naturale candidata alla fisica *oltre il Modello Standard*: vengono descritti i concetti teorici alla base della nuova simmetria, analizzati i principali modelli teorici e vengono presentate le superparticelle teorizzate ed il loro ipotetico comportamento in caso di produzione all'LHC.

Nel secondo capitolo è invece analizzato il campo della ricerca sperimentale per la SUSY: è descritto il funzionamento del collider LHC, l'apparato sperimentale ATLAS e i principali obiettivi dell'esperimento.

Nel terzo capitolo si presentano i fondamentali concetti alla base della simulazione Monte Carlo e dell'analisi off-line dei dati: algoritmi di ricostruzione degli eventi e criteri di identificazione degli oggetti prodotti dalla collisione. Infine nel quarto capitolo si passa all'analisi sperimentale di alcuni campioni simulati MC relativi ad alcuni modelli di SUSY (SU3, SU4) e a processi di $pp \rightarrow t\bar{t}$ con decadimento semileptonico come fondo. L'obiettivo di questa tesi è la riproduzione dei risultati sperimentali ottenuti da un gruppo di ricerca sulla SUSY a Friburgo pubblicati in una Nota ATLAS [1]. In tal senso è stato sviluppato un programma di analisi che agendo sui campioni ripropone l'analisi in un particolare canale di ricerca di SUSY riproducendo gli stessi tagli applicati a Friburgo.

A proposito di questa fase di analisi sperimentale degli eventi MC si ringraziano la Dott.ssa Iris Borjanovic ed il Dott. Andrea Ventura per aver messo a disposizione la loro competenza.

Capitolo 1

La Supersimmetria

1.1 La fisica delle particelle degli ultimi 100 anni: da Rutherford alla Supersimmetria

Si può pensare che l'interesse per la natura della materia, per la sua struttura più intima e, quindi, per la fisica delle particelle abbia avuto origine all'inizio del ventesimo secolo quando, come risultato degli esperimenti di Rutherford, nasce il moderno concetto di atomo, provvisto di nucleo e composto, appunto, dalle cosiddette particelle elementari.

Da allora, per quasi cent'anni, sul palcoscenico della fisica, la comprensione dei fenomeni fisici e della materia ha subito continui mutamenti e colpi di scena.

In particolare negli ultimi cinquant'anni si sono susseguite una lunga serie di scoperte e sorprese, come l'esistenza di simmetrie e contemporaneamente la loro rottura, l'esistenza dell'antimateria e dei neutrini, l'esistenza di un gran numero di particelle, di cui i nucleoni non sono che dei rappresentanti e il conseguente abbandono dell'idea semplicistica di una materia costituita da sole quattro "particelle elementari" (protone, neutrone, elettrone e neutrino) e l'introduzione di nuovi componenti più intimi della materia: i quark. Con l'introduzione dei quark si assiste ad una vera e propria "esplosione demografica" di adroni fino a poter parlare di uno "zoo adronico".

Nasce in questo panorama il Modello Standard (MS): una modellizzazione della fisica delle particelle elementari che si fonda sui concetti della cromodinamica quantistica (QCD) e sull'idea di unificazione della forza elettrodebole. Il MS raccoglie così gran parte delle conoscenze disponibili in fisica e descrive in un unico contesto elegante e armonioso la forze forte, ed elettrodebole senza tuttavia prevedere alcun tipo di unificazione fisica fra di esse. Pur spiegando con grande dettaglio e precisione tutti i processi fisici conosciuti rimangono ancora tanti gli interrogativi a cui il MS non fornisce risposta, tante le incongruenze ancora non risolte e i fenomeni che ancora non trovano una spiegazione. Perciò è più che lecito chiedersi se il MS sia una teoria completa o, più probabilmente, sia solo parte di una teoria che ancora deve trovare sviluppo, cioè un'approssimazione a basse energie di una teoria più completa.

Fra le tante proposte, una probabile estensione al MS potrebbe essere la Su-

persimmetria (SUSY). La SUSY potrebbe avere la risposta per tante delle domande irrisolte, e fra queste potrebbe dare una spiegazione alla massa delle particelle e probabilmente una prima interpretazione della materia oscura; potrebbe inoltre entrare a far parte della teoria di grande unificazione delle quattro forze fondamentali, GUT ¹, essendo in effetti, la SUSY, una delle fondamentali condizioni poste dalla “teoria delle stringhe”, la cornice entro la quale sono stati raggiunti i primi risultati in materia di unificazione della forza di gravità con le altre forze agenti sulle particelle elementari.

L’esistenza della Supersimmetria dovrebbe aprire la porta ad una nuova pletera di particelle elementari, per ora mai osservate, ma, secondo la teoria, abitualmente prodotte da collisioni di raggi cosmici ai confini dell’atmosfera terrestre e che hanno, secondo le previsioni, una molto alta probabilità di poter essere prodotte nei prossimi esperimenti di collisione nell’acceleratore LHC presso il CERN di Ginevra, dove fisici e scienziati se ne stanno già occupando nell’ambito degli esperimenti ATLAS e CMS.

1.2 Il Modello Standard

Il MS [2] è per ora la più completa forma di modellizzazione della fisica delle particelle, basato su un gruppo di simmetria di Gauge. Esso, in modo chiaro e soddisfacente, riesce a rispondere a quesiti, a spiegare fenomeni ed esperimenti e persino a intuire e prevedere eventi e comportamenti che nel tempo hanno avuto fenomenali conferme. Raccoglie tutte le conoscenze al momento disponibili riguardo la struttura della materia, le forze che agiscono fra le particelle elementari e le equazioni che ne regolano l’interazione e descrive in una unica cornice, in modo elegante e simmetrico, la forza forte ed elettrodebole (senza però unificarle).

Per il MS la materia può essere descritta in modo esaustivo e soddisfacente da una sola manciata di particelle elementari.

Le particelle elementari si dividono in quark, leptoni e bosoni mediatori delle forze di interazione.

I quark sono 6, e si dice che abbiano 6 diversi sapori o *flavour*, divisi in 3 famiglie: up e down, charm e strange, top e bottom. Per ogni famiglia il primo ha carica $+\frac{2}{3}$ mentre il secondo ha carica $-\frac{1}{3}$. Tutti i quark hanno spin $\frac{1}{2}$ essendo dei fermioni e ad ognuno di essi si associa un numero quantico detto barionico di valore $\frac{1}{3}$ che assume invece valore nullo per i leptoni e i bosoni mediatori. In ogni tipo di reazione la somma dei numeri barionici di tutte le particelle si conserva non necessariamente famiglia per famiglia.

Oltre al sapore ogni quark è caratterizzato anche dal colore, o meglio dalla

¹L’ipotesi alla base della teoria di Grande Unificazione (GUT) è che la simmetria di Gauge aumenti con l’energia. Dunque le diverse interazioni conosciute deriverebbero da un’unica interazione associata un gruppo di Gauge semplice, che è valida ad energie elevate. Il punto cruciale risiede nel fatto che le costanti di accoppiamento non sono affatto costanti, ma variano in funzione dell’energia alla quale vengono misurate.

“carica di colore” (per analogia con la carica elettrica) che rende i quark sensibili all’interazione forte. Dato che soltanto i quark possiedono carica di colore sono gli unici a poter interagire fortemente.

Anche i leptoni sono 6 e sono divisi in 3 famiglie: elettrone e neutrino elettronico, muone e neutrino muonico, tauone e neutrino tauonico. Per ogni famiglia il primo leptone ha carica -1 mentre il secondo ha carica nulla e tutti i leptoni, anche in questo caso, essendo dei fermioni hanno spin $\frac{1}{2}$.

Ad ogni leptone è associato un numero leptonico +1 e che assume invece valore nullo per le altre particelle elementari. Anche in questo caso per ogni reazione si deve necessariamente avere la conservazione del numero leptonico, ma in questo caso deve avvenire famiglia per famiglia.

Appare evidente ed interessante che i neutrini, non essendo dotati di carica di colore né di carica elettrica, interagiscono solo debolmente, e per cui passano inosservati attraverso tutti i rivelatori manifestandosi come energia mancante nelle diverse reazioni, ovvero come uno squilibrio di energia fra lo stato iniziale della collisione e lo stato finale di produzione particellare: questa fu la prova indiretta della loro esistenza e fu anche l’unica prova per circa trent’anni, prima che si potesse osservare la loro presenza in modo diretto nel 1958 [3].

Accanto ad ognuna delle particelle appena descritte, poi, il MS prevede anche un’antiparticella partner che conserva il modulo della carica, del numero barionico e del numero leptonico cambiandone però il segno e mantiene immutate tutte le altre caratteristiche.

Infine importanti per il MS sono i bosoni mediatori: il fotone per la forza elettromagnetica, 8 gluoni per l’interazione forte, la quale permette ai quark di essere legati in adroni (barioni fermionici o mesoni bosonici) e i bosoni Z, W^+ , W^- , unici mediatori ad avere una massa non nulla, per l’interazione debole.

La teoria di unificazione elettrodebole descrive in modo simmetrico la forza elettromagnetica e la forza debole: secondo tale simmetria, sopra l’energia di unificazione, dell’ordine di 10^2 GeV, la forza elettromagnetica e la forza debole diventano una singola interazione elettrodebole e i corrispondenti bosoni di Gauge hanno tutti massa nulla. Per energie più basse si ha la rottura spontanea della simmetria per il meccanismo di Higgs e i bosoni vettori dell’interazione debole diventano molto massivi mentre il fotone rimane privo di massa.

Come già detto il MS è stato capace di predire eventi e fenomeni che nel tempo hanno trovato conferme sperimentali. Tra le tante forse la più significativa è stata proprio la scoperta dei tre bosoni vettori Z, W^+ e W^- , al CERN nel 1983 [5], ma altrettanto importanti sono le misure di precisione delle loro masse o anche la conferma stessa dell’esistenza di tre famiglie di particelle.

Un’altra particella degna di nota è il bosone di Higgs, particella del tutto diversa da quelle già note; ancora mai osservato sperimentalmente, ma per ora solo ipotizzata, la scoperta della sua esistenza potrebbe ulteriormente avvalorare il MS e fornire delle buone basi per i suoi ulteriori sviluppi ed estensioni. Stando alla teoria sarebbe proprio l’interazione con il bosone di Higgs a garantire a tutte le particelle una massa; infatti fotoni e gluoni non

interagendo con esso non sono provvisti di massa.

Nella teoria dell'unificazione elettrodebole [2] per mantenere il numero dei gradi di libertà necessari, uno per ognuno dei quattro bosoni vettori (tre bosoni deboli massivi ed un fotone), è necessario un doppietto complesso di campi scalari che dia luogo a quattro ($2 \times 2 = 4$) gradi di libertà: ad energie basse tre dei gradi di libertà vengono assorbiti dai bosoni vettori deboli che acquistano così massa, mentre l'ultimo restante grado di libertà, che non viene assorbito dal fotone, che invece rimane privo di massa, dà luogo al rimanente bosone di Higgs, unica particella reale della teoria.

1.3 Limiti del Modello Standard

Come esposto nel paragrafo precedente sono molte le conoscenze raccolte nel MS e molti i fenomeni che in esso trovano una chiara ed esaustiva interpretazione.

Ciononostante però rimangono comunque tanti i quesiti che nel MS non trovano risposta e tanti i comportamenti che nel MS non trovano spazio. Per gran parte dei casi, lì dove il MS comincia a mostrare i propri limiti, la miglior candidata alla sua estensione e al suo completamento risulta essere proprio la teoria supersimmetrica [6]. Infatti, anche là dove non sembri avere risposte chiare e complete, sembra comunque avere tutte le idee chiare necessarie per indirizzare fisici e scienziati verso la giusta comprensione dei fenomeni.

Una delle questioni lasciate aperte dal MS è la massa delle particelle, quale sia la sua origine e quali sono i motivi delle differenze di massa fra le differenti particelle. La risposta che il MS riesce a dare a questi quesiti è basata sull'introduzione ad hoc di un campo scalare elettricamente neutro detto di Higgs a cui è naturalmente associata una particella bosonica di cui prima accennato, il Bosone di Higgs, l'interazione con la quale dovrebbe garantire ad ogni particella una massa. Quello che è notevole è che il campo di Higgs viene introdotto nel MS con dei postulati ad hoc (seguendo la falsa riga dell'introduzione dei postulati di Pauli nella meccanica quantistica per descrivere lo spin degli elettroni, che risulterà poi del tutto naturale e spontaneo con lo studio quantistico relativistico delle particelle), mentre esso viene fuori in modo immediato dalla SUSY.

Un altro dei principali filoni di ricerca che porta fisici a guardare sempre più in direzione della SUSY è il tentativo di unificazione delle quattro forze fondamentali, cioè riuscire ad avere una descrizione unificata e simmetrica dei meccanismi che governano la materia in cui trovi posto anche la gravità. Il MS per ora offre solo l'unificazione della forza debole e della forza elettromagnetica nella forza chiamata elettrodebole.

Secondo la teoria l'unificazione delle due forze si manifesta solo ad energie estremamente elevate. A queste energie le due interazioni sono equivalenti

infatti anche le masse dei bosoni che le mediano risultano tutte nulle e quindi può venire alla luce in modo chiaro la completa simmetria. Una prima idea di unificazione della forza forte con quella elettrodebole trova conferma nel fatto che dall'osservazione di tali forze a piccole distanze (ovvero ad alte energie) esse siano risultate sempre più simili, sebbene le ragioni di tale comportamento non siano ancora chiare.

Nell'estensione supersimmetrica del MS le forze divengono essenzialmente identiche a distanze sufficientemente piccole. Quindi quello che ci si augura seguendo la via della SUSY è di trovare un modo, oltre che per unificare la forza forte, debole ed elettromagnetica, anche per far posto in questa cornice alla gravità, descritta, per analogia, da un bosone non massivo e di spin 2, il gravitone, in modo da riuscire a raggiungere un'immagine unitaria dell'universo governato da una sola forza fondamentale, che su grandi distanze assume sfumature diverse a causa dei diversi meccanismi di rottura (vedi Fig. 1.1).

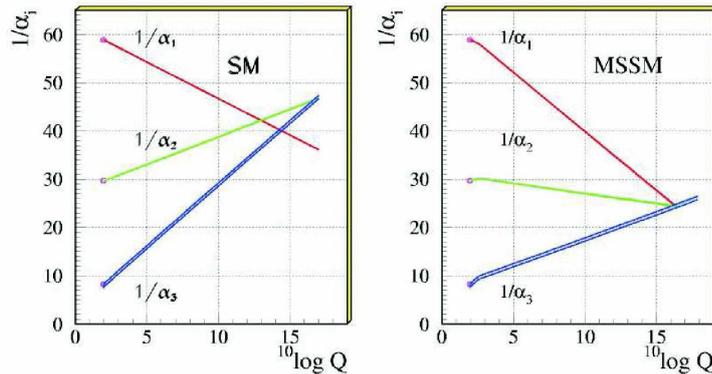


Figura 1.1: *Evoluzione dell'inverso delle tre costanti d'accoppiamento al variare dell'energia nel Modello Standard (a sinistra) e nell'estensione minimale supersimmetrica del MS (MSSM) (a destra). Solo nel secondo caso si ottiene l'unificazione voluta (Q rappresenta il quadrimpulso scambiato).*

Un altro dei misteri su cui la SUSY potrebbe far luce è la materia oscura: infatti se non si postulasse la presenza di una certa quantità di materia invisibile nell'universo quest'ultimo non sarebbe così come noi oggi lo vediamo. Il MS, sulla base delle conoscenze da esso raccolte, può solo giustificarne una parte, mentre la SUSY riesce in qualche modo a prevedere e spiegare la grande quantità di materia oscura, che secondo tale teoria dovrebbe essere costituita dalle particelle più leggere fra quelle previste dalla SUSY, e come tali stabili e non suscettibili di alcun decadimento.

Infine la SUSY potrebbe dare anche spunti di riflessione riguardo la questione delle masse dei neutrini: infatti il MS non fornisce alcuna risposta, essendo la teoria consistente sia nell'ipotesi che i neutrini abbiano una massa sia nell'ipotesi che non ne abbiano. Ormai gli scienziati sembrano essere d'accordo sull'improbabilità dell'eventualità dei neutrini come particelle non

massive e la SUSY sembra proporre ottime idee e intuizioni da sviluppare al riguardo.

Numerosi e comunque interessanti sono infine gli interrogativi di carattere teorico circa il MS a cui la SUSY potrebbe dare risposta: perché abbiamo solo 3 famiglie di leptoni e quark? Esiste qualcosa di più elementare rispetto ai leptoni e ai quark? Perché il MS è ancora consistente scambiando due leptoni o due quark della stessa famiglia ma non lo è per particelle di famiglie differenti?

1.4 La Supersimmetria

Agli inizi degli anni settanta, in modo del tutto indipendente, una serie di lavori dovuti a fisici russi introdussero un nuovo tipo di simmetria nella teoria relativistica dei campi quantizzati: la Supersimmetria, attualmente il candidato più promettente per una teoria che estenda il Modello Standard oltre la scala d'energia elettrodebole.

Esistono molte estensioni supersimmetriche del MS, ma quella più studiata per la sua semplicità, coerenza e compatibilità con le conferme sperimentali del MS è il modello standard supersimmetrico minimale (MSSM), che assume come gruppo di simmetria di Gauge lo stesso gruppo del MS.

Il tratto più importante di questa nuova teoria è la simmetria della Lagrangiana per lo scambio di fermioni e bosoni, che si riflette dunque nell'ipotesi dell'esistenza di un superpartner bosonico per ogni fermione noto nel MS e di un superpartner fermionico per ogni bosone del MS. Per la precisione ogni superpartner di una particella con spin s ha spin $s - \frac{1}{2}$.

Il nome dei partner supersimmetrici dei fermioni (sfermioni) si ottiene anteponendo una s - al nome d'origine (sfermione, seletttrone, squark,...) e per i partner dei bosoni (gaugini) posponendo il suffisso -ino (fotino, gravitino, higgsino,...) mentre per il simbolo basta aggiungere una tilde sul simbolo della particella. Nella Tab. 1.1 sono riportate alcune particelle e le rispettive superparticelle.

Nel passaggio dal MS al MSSM si introducono due doppietti complessi di campi scalari di Higgs (invece di uno) che danno luogo a 8 gradi di libertà ($2 \times 4 = 8$) dei quali, nel meccanismo di rottura della simmetria, 3 vengono assorbiti dai tre bosoni vettori deboli massivi, lasciandone liberi 5 e dando così luogo a 5 bosoni di Higgs: H^+ , H^- , H^0 , A , h .

Tra le particelle previste dal MSSM ci sono 2 neutralini e 2 chargini [7]. Dal momento che i superpartner del bosone Z (zino), del fotone (fotino) e dei bosoni di Higgs neutri (higgsini) hanno gli stessi numeri quantici, si può pensare che essi si possano combinare tra loro formando quattro autostati dell'operatore massa chiamati appunto neutralini.

Il simbolo per il neutralino è χ_i^0 , dove l'indice i scorre da 1 a 4. Le esatte proprietà di ogni neutralino dipendono dai dettagli dello stato di mixing.

particella	spin	sparticella	spin
elettrone	$\frac{1}{2}$	selettrone	0
quark	$\frac{1}{2}$	squark	0
neutrino	$\frac{1}{2}$	sneutrino	0
gluone	1	gluino	$\frac{1}{2}$
fotone	1	fotino	$\frac{1}{2}$
bosone W	1	Wino	$\frac{1}{2}$
bosone Z	1	Zino	$\frac{1}{2}$

Tabella 1.1: Alcune coppie di particelle e rispettive superparticelle.

Fenomenologicamente essi somigliano molto ai neutrini e quindi non sono direttamente osservabili negli acceleratori e nei rivelatori di particelle, ma si presentano anch'essi come energia mancante e discrepanza di momento fra gli stati iniziale e finale.

Allo stesso modo si può pensare il chargino come combinazione lineare di Wini carichi e di Higgsini carichi.

Secondo la teoria le particelle supersimmetriche dovrebbero essere degenerate in massa con le particelle note del MS di cui sono superpartners, ma questo renderebbe tali sparticelle riproducibili in acceleratori con la stessa probabilità e frequenza con la quale vengono prodotte le particelle ordinarie, contrariamente a quanto sinora è stato osservato negli acceleratori.

Appare dunque opportuno prendere in considerazione l'idea di una rottura della simmetria ad energie maggiori di quelle fino ad oggi esplorate, il cui meccanismo è ancora tuttora ignoto, che porti ad avere superparticelle con masse di molto maggiori rispetto quelle delle corrispondenti particelle note. Un comune approccio, dunque, allo studio fenomenologico della SUSY consiste nel puntare all'introduzione del minor numero possibile di nuove particelle e nell'aggiungere nella Lagrangiana globale di SUSY dei termini espliciti di rottura della simmetria parametrizzabili² di tipo "soft"³

$$L_{MSSM} = L_{SUSY} + L_{ROTTURA}$$

Comunque il problema di dover introdurre dei termini espliciti di rottura della SUSY nella Lagrangiana può essere superato attraverso la reinterpretazione di tali termini come dovuti ad effetti di una rottura spontanea della SUSY ad opera di particolari campi che interagiscono con le particelle che conosciamo: se si assume che tale interazione sia unicamente di tipo gravitazionale allora la SUSY viene a contenere automaticamente la gravità e assume il nome di modello SUGRA o mSUGRA qualora il modello sia minimale (ovvero una forma più ristretta della teoria).

²Il MSSM è caratterizzato da un numero molto alto di parametri (più di 100).

³Il termine $L_{ROTTURA}$ contiene elementi chiaramente non SUSY-invarianti (ad esempio coinvolge solamente campi scalari senza i loro partners fermionici), senza però introdurre divergenze quadratiche (non rinormalizzabili): per questo è detto anche termine di rottura debole (soft).

L'ipotesi più accreditata è che le masse delle particelle supersimmetriche siano dell'ordine del TeV, quindi molto più massive delle particelle "ordinarie", e ciò le renderebbe estremamente instabili. Imponendo inoltre la conservazione, in produzioni e decadimenti, di un nuovo numero quantico detto R-parità⁴ [9]:

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

si giungerebbe a delle cruciali implicazioni fenomenologiche: innanzitutto le sparticelle possono essere prodotte solo in coppia e nei decadimenti ogni superparticella deve decadere in un'altra superparticella più leggera e in una particella ordinaria ed infine ogni catena di decadimenti deve necessariamente trovare conclusione nella particella supersimmetrica più leggera (LSP) che in tal caso risulta essere assolutamente stabile e diventa il candidato più accreditato per la materia oscura fredda non barionica. Per avere consistenza con i dati cosmologici, questa LSP stabile deve anche essere elettricamente neutra, non risentire dell'interazione di colore ed interagire solo debolmente con la materia ordinaria. Tali caratteristiche, simili a quelle che potrebbe avere un neutrino pesante stabile, la rendono non osservabile in modo diretto agli acceleratori. L'unico elemento che potrebbe rivelarne la presenza è una consistente energia mancante.

In molti modelli il ruolo di LSP è ricoperto dal neutralino più leggero χ_1^0 . Nel modello mSUGRA la riduzione della scelta dei parametri è legata all'ipotesi fondamentale che esistano gruppi di parametri collegati fra loro dal fatto di avere lo stesso valore ad energie dell'ordine dell'energia di unificazione (energia di Planck 1.22×10^{19} GeV), riducendo i parametri necessari alla definizione del modello mSUGRA solo a 5:

$$m_0 \quad m_{\frac{1}{2}} \quad A_0 \quad \tan\beta \quad \text{sgn}\mu$$

dove:

- m_0 è il valore comune della massa dei gaugini alla scala di energia GUT
- $m_{\frac{1}{2}}$ è il valore comune della massa degli sleptoni, degli squark e degli Higgs alla scala di energia GUT
- A_0 è il coefficiente del termine di accoppiamento trilineare di Higgs-sfermione-sfermione
- $\tan\beta$ è la tangente del rapporto dei valori di aspettazione nel vuoto dei due doppietti di Higgs
- $\text{sgn}\mu$ è il segno del parametro di mixing dell'Higgsino

⁴R vale +1 per le particelle del MS e -1 per quelle supersimmetriche.

Di seguito sono riportati alcuni dei possibili valori dei parametri che definiscono così diverse modellizzazioni su cui si è lavorato nell'ambito dell'esperimento ATLAS:

SU1	$m_0 = 70 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 350 \text{ GeV}, A_0 = 0 \text{ GeV}, \tan\beta = 10, \mu > 0.$
SU2	$m_0 = 3550 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 300 \text{ GeV}, A_0 = 0 \text{ GeV}, \tan\beta = 10, \mu > 0.$
SU3	$m_0 = 100 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 300 \text{ GeV}, A_0 = -300 \text{ GeV}, \tan\beta = 6, \mu > 0.$
SU4	$m_0 = 200 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 160 \text{ GeV}, A_0 = -400 \text{ GeV}, \tan\beta = 10, \mu > 0.$
SU6	$m_0 = 320 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 375 \text{ GeV}, A_0 = 0 \text{ GeV}, \tan\beta = 50, \mu > 0.$
SU8.1	$m_0 = 210 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 360 \text{ GeV}, A_0 = 0 \text{ GeV}, \tan\beta = 40, \mu > 0.$
SU9	$m_0 = 300 \text{ GeV}, m_{\frac{1}{2}} = 425 \text{ GeV}, A_0 = 20 \text{ GeV}, \tan\beta = 20, \mu > 0.$

Fra i più accreditati si distinguono SU3 ed SU4 che sono i modelli utilizzati in questa tesi. È bene anche ricordare che SU4 è il modello più vicino ai limiti attuali sperimentali [8].

Capitolo 2

Il Large Hadron Collider e ATLAS

Il principale obiettivo attuale della ricerca in fisica delle Alte Energie è quello di riuscire a dimostrare con osservazioni dirette l'esistenza dell'Higgs oppure che esiste una fisica oltre il MS.

L'approccio usato per questo tipo di studi è l'analisi dei prodotti delle collisioni di particelle accelerate ad energie elevate.

L'uso degli acceleratori di particelle nella storia della fisica nucleare e sub-nucleare è stato senza dubbio di fondamentale importanza per studiare sempre più in profondità la materia. Per riuscire ad effettuare studi sempre più approfonditi è stato necessario, come è ben noto, lavorare ad energie sempre più elevate. Come accennato nel capitolo precedente, le energie al momento disponibili negli acceleratori (~ 1 TeV) non hanno prodotto risultati significativi per quanto riguarda la presenza di fisica oltre il MS. Ciò ha portato ad ipotizzare che le particelle abbiano masse superiori a quelle disponibili e quindi a spingersi oltre con le energie. È per questo motivo che negli ultimi quasi 20 anni più di 10000 scienziati ed ingegneri provenienti da più di 100 nazioni, con la collaborazione di centinaia di Università e laboratori di ricerca, si sono impegnati nella progettazione, nella costruzione, nel collaudo del più grande e più potente acceleratore di particelle fin'ora esistente, il Large Hadron Collider a Ginevra, in Svizzera. Questo progetto, insieme agli esperimenti che riveleranno i prodotti della collisione in LHC, sarà senza dubbio il "protagonista" della futura ricerca e dell'eventuale scoperta dell'Higgs e della SUSY.

2.1 Il Large Hadron Collider al CERN

Il CERN nasce a Ginevra nel 1952 e attualmente raggruppa circa una ventina di membri, tra cui l'Italia. Sotto l'etichetta CERN hanno preso forma

tante delle pietre miliari della fisica delle particelle, sino ad arrivare alla costruzione di LEP (Large Electron-Positron collider, 1981), un acceleratore circolare con una circonferenza di 27 Km: il più grande apparato scientifico sino ad allora mai costruito.

Oggi la comunità dei fisici associati al CERN è impegnata nella costruzione di LHC (Large Hadron Collider): un acceleratore protone-protone costruito proprio nella galleria in precedenza usata per ospitare LEP. La sua costruzione fu approvata nel 1994 e i fisici avevano la speranza di poterlo veder funzionare già a partire dal 2005, ma per ritardi e intoppi vari l'inaugurazione è stata rimandata al 10 settembre 2008 quando si è potuto assistere ai primi fasci in LHC [10].

Sfortunatamente, solo pochi giorni dopo, un incidente in seguito ad un difetto nelle connessioni elettriche fra due magneti ha causato una consistente fuoriuscita di elio e quindi la conseguente sospensione degli esperimenti per un periodo di riparazione. Ora la speranza è di vedere LHC riaccendersi per metà novembre 2009, ma ad energie molto minori di quelle attese (3.5 TeV per fascio contro i 7 TeV per fascio, e cioè 14 TeV nel centro di massa, del progetto iniziale) per poter poi raggiungere l'energia di progetto per la fine del 2010 [11].

L'LHC è stato installato ad una profondità variabile di 50-150 m. È composto da due canali differenti, tenuti entrambi sotto vuoto, che permettono ai due fasci di protoni di viaggiare in direzioni opposte contemporaneamente e senza interazione, permettendo loro però di incrociarsi in 4 punti particolari dell'anello in cui i due canali si intrecciano e in cui si trovano i rivelatori dei quattro esperimenti che lavorano sui dati rivelati dalle collisioni: ALICE, ATLAS, CMS ed LHCb. Noi ci occuperemo solo dell'esperimento ATLAS.



Figura 2.1: Veduta dell'area di Ginevra su cui è stato costruito l'LHC.

I fasci sono mantenuti sull'orbita circolare da 1232 dipoli magnetici mentre altri 392 quadrupoli magnetici contribuiscono alla loro focalizzazione per massimizzare la probabilità di collisione delle particelle nei quattro punti di

intersezione dove i due fasci dovranno incrociarsi. I magneti sono superconduttori e lavorano alla temperatura operativa di 1.9 K.

A 14 TeV i protoni nei fasci raggiungono una velocità di circa il 99.9999991% della velocità della luce, impiegando così meno di 90 μs per compiere un giro completo nel tunnel. I fasci non sono continui, ma si presentano in pacchetti “*bunch*” da 10^{11} protoni separati ad intervalli regolari di circa 25 ns.

I fasci vengono accelerati, fino all’energia finale di 7 TeV per fascio in vari stadi attraverso un complesso sistema di acceleratori rappresentato in Fig. 2.2.

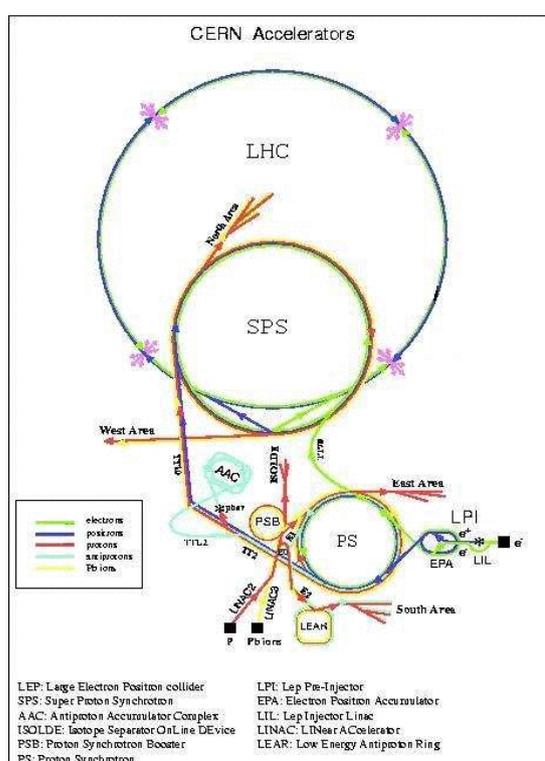


Figura 2.2: *Complesso di acceleratori del CERN.*

La *luminosità istantanea* di regime prevista per LHC è di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ anche se è previsto un primo periodo di funzionamento a bassa luminosità ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

A regime i rivelatori dovranno sostenere circa 10^9 collisioni protone-protone al secondo cercando tra tutti gli eventi solo i dati relativi ad eventi molto rari come la produzione di particelle supersimmetriche e di Higgs (~ 1 su $10^9 - 10^{15}$ eventi). Per descrivere quantitativamente la possibilità di presa dati degli esperimenti, si definisce la luminosità come

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

dove σ_x e σ_y sono le dimensioni orizzontale e verticale del fascio supponendo gaussiana la distribuzione del fascio, f è la frequenza delle collisioni ed n le

particelle di ciascuno dei due fasci che si incrociano. Dalla luminosità si può ricavare il numero atteso di eventi prodotti per secondo

$$N_{ev.prod.} = \sigma L$$

(con σ sezione d'urto dipendente dal processo scelto) e da qui il numero atteso degli eventi osservati per secondo

$$N_{ev.oss.} = N_{ev.prod.}\varepsilon = \sigma L\varepsilon$$

(con ε efficienza dell'apparato). Se si vuole passare alle quantità di eventi prodotti o osservati in un lasso di tempo bisogna considerare le *luminosità integrate* che assumono quindi unità di misura cm^{-2} oppure b^{-1} (*barn inversi*) se si considera l'equivalenza $1\text{b}=10^{-24}\text{cm}^2$.

2.2 L'esperimento ATLAS

L'apparato sperimentale ATLAS (acronimo di A Toroidal LHC ApparatuS) è il più imponente fra i rivelatori di LHC: ha la forma cilindrica di 46 m di lunghezza ed un diametro di circa 22 m per un peso totale di 7000 tonnellate. Una foto dell'apparato in fase di costruzione è in Fig. 2.3 .

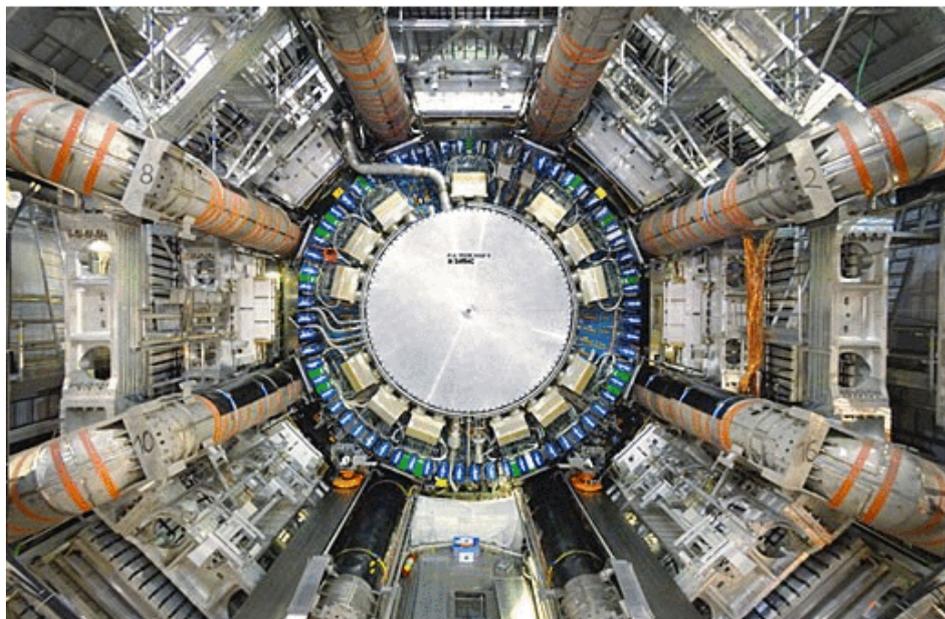


Figura 2.3: Foto dell'apparato ATLAS all'inizio della sua installazione. Sono visibili le bobine del toroide, i supporti ed il calorimetro.

Questo esperimento può contare su rivelatori capaci di rivelare molte informazioni sulle particelle prodotte e in grado di registrarne la traiettoria con

la precisione di pochi millesimi di millimetro e l'energia con grande risoluzione.

Tanti sono gli obiettivi dell'esperimento ATLAS che viene quindi definito un esperimento multi-purpose: cercherà di studiare l'origine della massa ricercando il bosone di Higgs, di vagliare la possibilità di una struttura interna per quark e leptoni oggi ritenuti puntiformi, di dare una spiegazione alla violazione CP, di studiare più a fondo il quark top e fra altri obiettivi, naturalmente, si distingue lo studio della SUSY. Se la SUSY esiste alla scala dei TeV allora LHC potrà sicuramente determinare le caratteristiche delle particelle supersimmetriche prodotte al fine di selezionare i modelli supersimmetrici compatibili con esse .

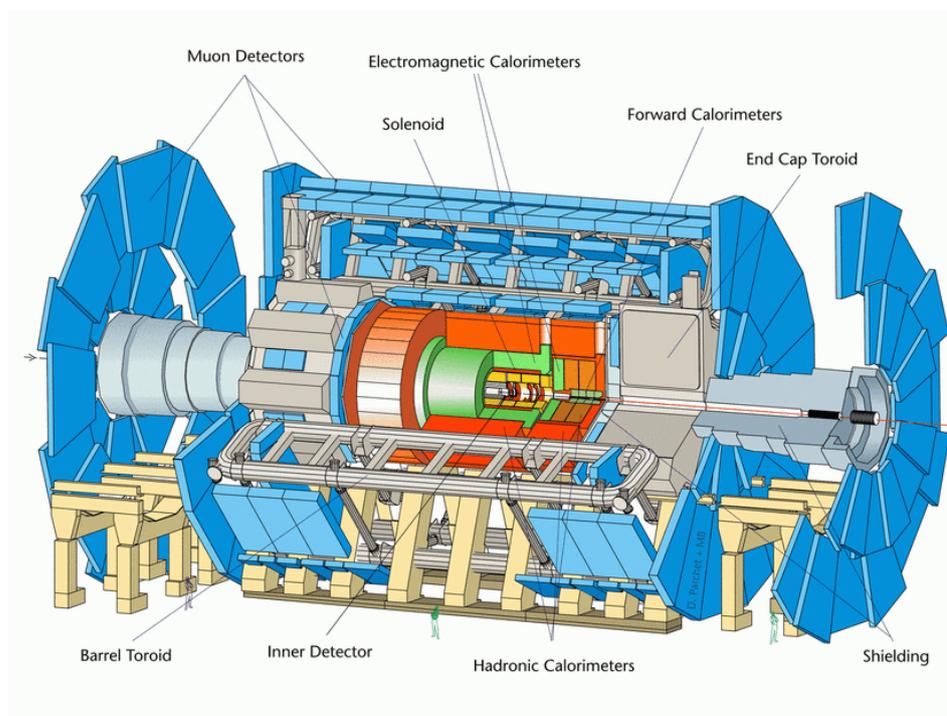


Figura 2.4: *Schema dell'apparato ATLAS.*

La struttura dell'apparato ATLAS [14, 15] è riportata nella Fig. 2.4: nelle vicinanze del punto di interazione dei fasci c'è un rivelatore di tracciamento di precisione, e via via, verso l'esterno si trovano un calorimetro elettromagnetico, un calorimetro adronico e un rivelatore di muoni, tutti immersi in un campo magnetico prodotto da due sistemi magnetici distinti realizzato per poter curvare le particelle cariche e poterne identificare la natura e studiarne le caratteristiche cinematiche. Il rivelatore è progettato per coprire il maggior angolo solido possibile attorno al punto di collisione dei fasci: la direzione del fascio definisce l'asse z , mentre il piano xy è il piano trasverso, ortogonale alla direzione del fascio, con l'asse x diretto verso il centro dell'acceleratore. L'angolo azimutale ϕ nel piano xy è misurato a partire dall'asse x , mentre l'angolo polare è misurato a partire dall'asse z . Una

variabile molto utile è

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

detta pseudorapidità¹. L'intero apparato ATLAS può essere suddiviso in varie zone in riferimento ai range di tale variabile: si chiama barrel la zona centrale, lunga circa 24m caratterizzata da $|\eta| < 1$ ed end-caps le zone laterali con $|\eta| > 1$.

2.2.1 Inner detector

Il rivelatore più interno è detto *Inner Detector*: è un rivelatore di forma cilindrica che “avvolge” la zona in cui avviene la collisione dei fasci; è lungo circa 7 m ed ha un raggio di circa 2 m ed è immerso in un campo magnetico diretto parallelamente all'asse del fascio, di intensità 2 T generato da un solenoide superconduttore. Il compito principale di questo apparato è una ricostruzione di elevata precisione delle tracce e la misura di impulsi di particelle cariche, e quindi dei vertici di produzione e di decadimento.

Misure così accurate sono possibili grazie all'uso complementare di due tipi fondamentali di tecnologie: detector a semiconduttore (silicio) di natura finemente granulata e detector a transizione di radiazione (TRT) (o detti anche detector a tubi) le cui rivelazioni sono invece di tipo continuo.

Per l'Inner Detector la limitazione angolare per la tracciatura è per $|\eta| < 2.5$. Inoltre importante è considerare la particolarmente alta resistenza all'esposizione alle radiazioni di cui devono essere dotati questi moduli dell'apparato ATLAS a causa della loro vicinanza al punto di collisione.

Nello spazio occupato dall'Inner Detector, avendo un campo magnetico diretto parallelamente all'asse del fascio, la traiettoria di una particella uscente subisce una curvatura solo in un piano trasversale all'asse e quindi è su tale piano che risulta necessario avere delle informazioni dettagliate: questo è il motivo per cui nella costruzione si è scelto di porre i sensori (strips o fili a seconda della tipologia di rivelatore) con il lato più lungo disposto parallelamente al fascio misurando con maggiore precisione quindi la coordinata ϕ , cioè quella in cui avviene la deflessione. La Fig. 2.5 mostra uno schema della struttura globale dell'Inner Detector.

I rivelatori a semiconduttore sono di due tipi:

- A *pixel*: sono i rivelatori più vicini al punto di collisione. I pixel sono sottili regioni rettangolari di silicio delle dimensioni di $50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ e sono disposti su superfici cilindriche attorno all'asse del fascio e su dischi in ognuna delle regioni di end-cap: l'alta granularità dei componenti garantisce un'elevata risoluzione, necessaria per questo modulo dell'apparato a causa dell'elevata densità di tracce da rivelare nella zona in cui si trova a lavorare, molto vicina al punto di collisione.

¹L'uso di questa variabile invece di θ è dettata dal fatto che la produzione di particelle è aspettata essere uniforme in ogni unità di η .

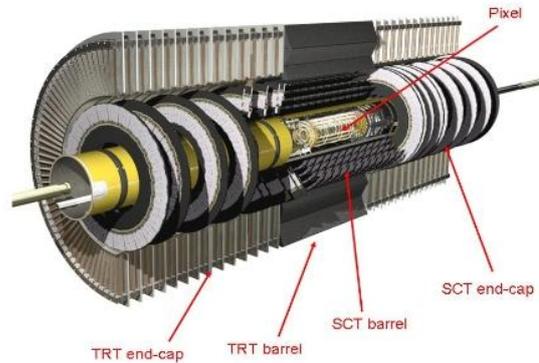


Figura 2.5: *Schema della struttura dell'Inner Detector. Sono visibili le tre principali tecnologie di rilevazione: rivelatore a pixel, SCT ed il TRT*

- A *microstrips*: detti anche *SemiConductor Tracker* SCT, sono rivelatori simili ai rivelatori a pixel, ma i cui elementi sensibili al passaggio di particelle cariche sono, stavolta, strisce (strip) di silicio della larghezza di $80\mu\text{m}$, allineate, su piani alterni, o con il lato più lungo diretto parallelamente all'asse z o in direzione ruotata di 40 milliradiani rispetto alla precedente: questa geometria permette di avere delle misure stereografiche, ovvero di determinare la posizione tridimensionale della particella, seppur con un errore lungo z molto maggiore rispetto a quello che si ha lungo la direzione ϕ ; in totale si hanno otto superfici cilindriche di strip nella zona barrel, quattro per ognuno dei due diversi allineamenti, e nove dischi nella zona end-cap.

Il modulo più esterno dell'Inner Detector è il *rivelatore a transizione di radiazione* (TRT, Transition Radiation Tracker): è composto da tubi (straws) di metallo del diametro di 4 mm e lunghi fino a 144 cm disposti parallelamente all'asse del fascio nella regione di barrel e radialmente nella regione di end-cap.

Il TRT è capace di identificazione degli elettroni sfruttando quella che viene chiamata radiazione di transizione. Infatti quando una particella ultrarelativistica carica attraversa l'interfaccia fra due materiali con diverso indice di rifrazione emette delle radiazioni X. Fra tutte le particelle gli elettroni in particolare, avendo una piccola massa, riescono a raggiungere velocità vicine a quelle della luce con le energie a disposizione in LHC. Perciò aggiungendo polipropilene fra i tubi, per creare le interfacce, e Xenon, gas particolarmente sensibile ai raggi X, nelle miscele, è possibile avere una prima identificazione degli elettroni poiché solo questi forniscono un segnale di soglia alto.

2.2.2 Calorimetri

Un calorimetro è un rivelatore in grado di misurare l'energia di adroni, elettroni e fotoni incidenti, assorbendola completamente. Le particelle attraversando i calorimetri vi depositano la loro energia sotto forma di “cascata” elettromagnetica o adronica tanto più abbondante quanto maggiore è l'energia della particella iniziale. Le particelle neutre (fotoni e adroni neutri) sono rivelabili solo da un calorimetro.

I calorimetri sono costruiti in un modo tale da contenere completamente gli sciami che si formano evitando che essi sfiorino nel successivo detector, lo spettrometro a muoni, per permettere una misura corretta dell'energia: i calorimetri, insieme allo spettrometro a muoni, sono fondamentali per la misura dell'energia mancante dell'evento, come vedremo nei prossimi capitoli.

I calorimetri sono essenzialmente di due tipi:

- *Calorimetro elettromagnetico*: è progettato specificatamente per misurare, tutta o in parte, l'energia delle particelle che interagiscono elettromagneticamente, principalmente elettroni e fotoni, sfruttando in generale tre effetti: Compton, fotoelettrico e di bremsstrahlung. Lo sviluppo in profondità di uno sciame elettromagnetico in un materiale è caratterizzato da una quantità chiamata *lunghezza di radiazione* X_0 del materiale. Dal momento che la lunghezza di radiazione è inversamente proporzionale al quadrato del numero atomico e che uno sciame elettromagnetico prodotto da elettroni o fotoni di alta energia è assorbito in circa $25X_0$, nel realizzare un calorimetro elettromagnetico, al fine di limitare le dimensioni dell'apparato, è necessario utilizzare dispositivi con piccola lunghezza di radiazione. In ATLAS il calorimetro elettromagnetico è un calorimetro a campionamento che utilizza lastre di piombo ($Z=82$) come mezzo assorbente intervallate dai dispositivi rivelatori e da Argon liquido come mezzo attivo: la lunghezza di radiazione del Pb per elettroni è di 0.56 cm il che implica uno spessore totale di almeno 14 cm di materiale passivo e, per garantire una buona misura dell'energia, un spessore comparabile per il mezzo attivo. L'utilizzo dell'Argon liquido richiede inoltre la presenza di un criostato per mantenere le temperature di funzionamento.

Il calorimetro elettromagnetico è organizzato in una geometria a fisarmonica, ben visibile nella Fig 2.6, in cui piani “ondulati” sono disposti radialmente all'asse dei fasci: questo rende il rivelatore altamente ermetico, ovvero garantisce una copertura azimutale senza zone morte. Inoltre esso è anche organizzato in una sorta di torrette, la cui sezione aumenta all'aumentare della distanza radiale, in modo da coprire, per diversi raggi, sempre la stessa porzione di angolo solido, come è evidente in Fig. 2.7: questo tipo di organizzazione ottimizza la rivelazione di particelle che partono dall'origine e dunque tendono a muoversi in direzione pressapoco radiale.

Il calorimetro elettromagnetico risulta avere un'ottima risoluzione in energia ma una scarsa risoluzione in posizione perché risulta diffi-

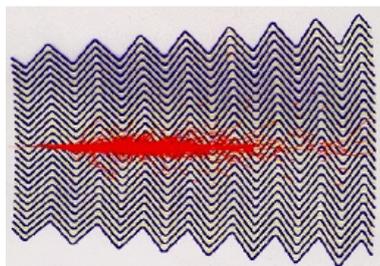


Figura 2.6: *Schema della struttura interna del calorimetro elettromagnetico.*

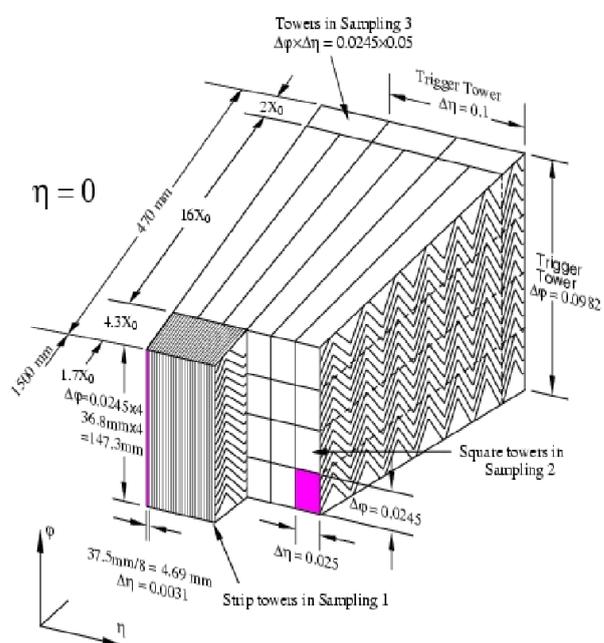


Figura 2.7: *Schema della struttura interna del calorimetro elettromagnetico: è evidente soprattutto la struttura a fisarmonica.*

cile costruire dei sensori più piccoli che diano al detector una alta granularità.

- *Calorimetro adronico*: ha un ruolo fondamentale nella determinazione del momento e dell'energia di quark o gluoni prodotti nella collisione protone-protone; infatti tali quark o gluoni, come ben noto, non sono osservabili in modo diretto, in quanto subito dopo esser prodotti generano molto velocemente coppie quark-antiquark che danno origine a processi di adronizzazione e che di fatto “trasformano” un quark o un gluone in un “jet”, ovvero un “getto” di adroni che si muovono coerentemente all'interno di un cono. Ora attraverso il calorimetro adronico si può ottenere la misura del momento e dell'energia di tutti gli adroni del jet che, presi singolarmente risultano privi di significato, ma possono essere sfruttati per calcolare il momento totale e l'energia totale del jet che sono, di fatto, il momento e l'energia del quark o del gluone che ha generato il jet.

Il calorimetro adronico è un calorimetro a campionamento: il materiale assorbente è l'acciaio intervallato da lastre scintillatrici. L'interazione delle particelle incidenti con gli strati assorbenti trasforma l'energia della particella iniziale in una cascata adronica, *hadronic shower*, di adroni meno energetici (l'energia iniziale viene trasformata nella massa di nuovi adroni e inoltre gli adroni formati contribuiscono strappando via protoni o neutroni ai nuclei del materiale che stanno attraversando) che nell'attraversare le lastre scintillatrici causano emissione di radiazione elettromagnetica in quantità proporzionale alla loro energia.

Lo sviluppo longitudinale dello sciame adronico scala con la *lunghezza di interazione* λ_0 , ma $\lambda_0 \gg X_0$ quindi le dimensioni dei calorimetri adronici sono molto più grandi ed inoltre gli adroni cominciano lo sviluppo dello sciame già nel calorimetro elettromagnetico.

Il calorimetro adronico risulta però avere una peggiore risoluzione in energia rispetto a quello elettromagnetico perché a volte negli sciami si producono processi nucleari con generazione di particelle neutre poco energetiche non rivelabili, per cui non tutta l'energia viene misurata.

2.2.3 Spettrometro a muoni

I muoni non depositano la loro energia sotto forma di cascata di particelle a causa della loro grande massa che non gli permette di interagire con i nuclei che incontrano così come fanno gli elettroni, per cui attraversano i calorimetri senza problemi rilasciando parte della loro energia in ionizzazione. Lo spettrometro a muoni, ultimo rivelatore, in termini di distanza dal punto di collisione, dell'apparato ATLAS serve appunto a rivelare i muoni.

Estremamente voluminoso, lo spettrometro a muoni si estende, attorno al

calorimetro, per tutto lo spazio compreso fra un raggio di ~ 4 m e il raggio totale dell'apparato ATLAS ~ 12 m; le uniche particelle capaci di raggiungere tali distanze dal punto di collisione sono muoni o neutrini, quindi, dato che i neutrini non lasciano traccia nel rivelatore muonico, la rivelazione di una particella a tale distanza automaticamente può identificare un muone. Lo spettrometro muonico è composto da tre strati a simmetria ottagonale che avvolgono tutta la struttura (nella zona di barrel): lo strato più interno (inner layer) è costituito solo da camere per la misura della posizione, mentre negli altri due strati (middle e outer layer) alle camere di posizione sono aggiunti i rivelatori di trigger, sistemi di rivelazione atti a selezionare velocemente i muoni. Le camere per la misura della posizione (MDT: Monitored Drift Tubes) sono composte a strati ed ogni strato è composto da diversi piani di tubi attraversati assialmente da fili; la misura della traiettoria delle particelle cariche avviene combinando i segmenti ricostruiti dagli *hits* lungo ognuno dei tre strati (si ha uno schema della tecnica nella Fig. 2.8). Nelle

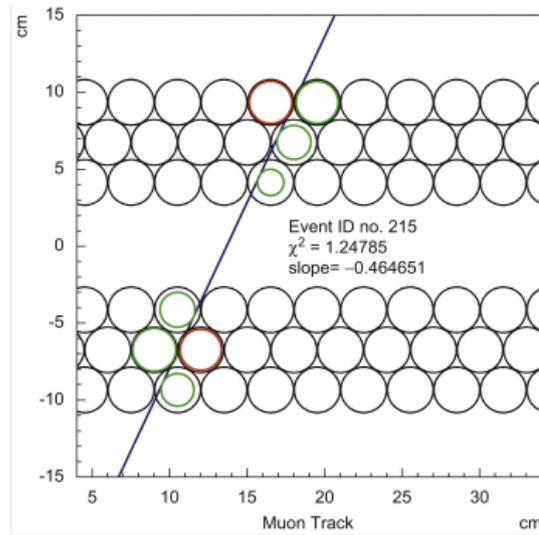


Figura 2.8: *Schema della rivelazione di traccia nello spettrometro a muoni.*

zone laterali dove il flusso di particelle e di radiazione di fondo è più elevato, le camere MDT sono sostituite con camere a fili a lettura catodica (CSC: Cathode Strip Chambers).

Il momento dei muoni, poi, viene ricavato dalla loro curvatura ottenuta attraverso un campo magnetico di tipo toroidale in cui lo spettrometro è immerso. Le linee di forza del campo hanno una direzione perpendicolare all'asse del fascio: per questo motivo, in questa regione, contrariamente a quanto succede nella zona dell'Inner Detector, le particelle subiscono delle deviazioni nella direzione di η , per cui, per considerazioni simili a quelle fatte per l'Inner Detector circa la risoluzione delle misure, in questa regione risulta più opportuno avere grande precisione in direzione perpendicolare all'asse del fascio e per questo i tubi a deriva descritti sono disposti in modo da misurare η con precisione (0.1 mm).

Per la misura della coordinata ϕ e per il trigger degli eventi con muoni di

alta energia nel barrel sono usate camere RPC (Resistive Plate Chamber). Una camera RPC è un rivelatore a ionizzazione nel quale il gas è contenuto tra due lastre resistive di bachelite, mantenute alla distanza di 2 mm da piccoli dischi isolanti di separazione. La ionizzazione primaria generata dal passaggio di una particella carica è amplificata nel gas dall'elevato campo elettrico (circa 4.5 kV/mm) presente tra le lastre di bachelite. Le 1116 camere RPC di trigger che equipaggiano il rivelatore di muoni di ATLAS sono state costruite e provate anche presso le Sezioni dell'INFN nell'Università di Lecce. Nelle zone in avanti dell'esperimento, a causa del flusso di radiazione più elevato, le camere RPC sono sostituite da tre camere a fili con una piccola gap (TGC: Thin Gap Chamber), distribuite intorno alla camera di misura della posizione.

Si può osservare una suggestiva panoramica dell'apparato ATLAS, in cui, fra l'altro, sono ben visibili le camere a muoni di barrel, nelle Fig. 2.9.

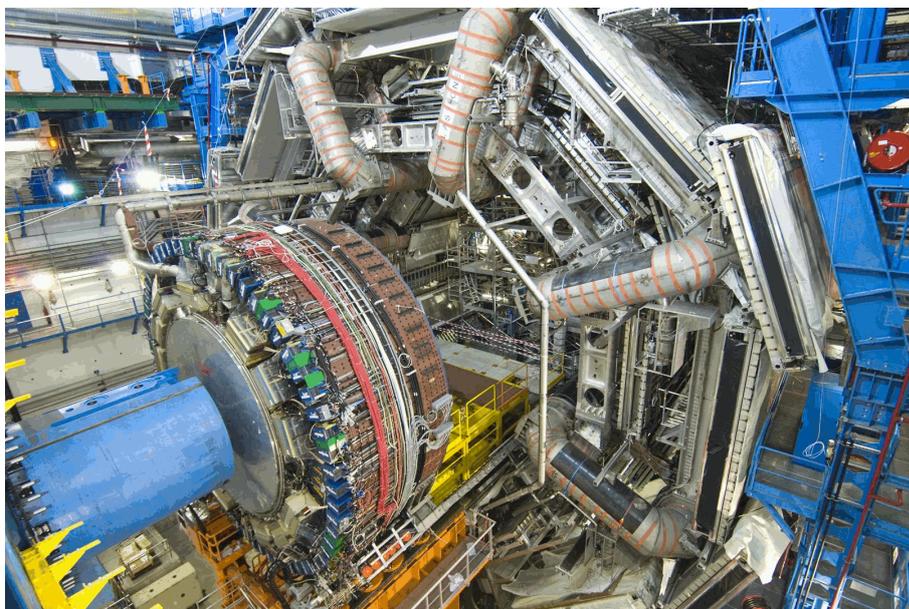


Figura 2.9: Foto dell'apparato ATLAS: sono ben visibili le camere dello spettrometro a muoni posizionate fra le bobine generatrici del campo toroidale ed il calorimetro in avanti.

2.2.4 Magneti

Nei paragrafi precedenti si è accennato a due diversi campi magnetici sfruttati per indurre una curvatura nelle tracce delle particelle per ricavarne poi la carica e il momento:

- Un campo magnetico di 2 T diretto parallelamente all'asse dei fasci in cui è immerso l'Inner Detector generato da un solenoide superconduttore situato intorno all'Inner Detector e mantenuto alla temperatura operativa di 1.9 K da elio liquido.
- Un campo magnetico che magnetizza una porzione di spazio di forma toroidale (spazio occupato dalla camera a muoni) di intensità variabile dai 3 ai 6T generato da una serie di spire a simmetria ottagonale in materiale superconduttore mantenuto anch'esso alla temperatura di 4.5 K tramite elio liquido.

2.2.5 Trigger

Il detector genera un'inimmaginabile quantità di dati al secondo, quasi un petabyte al secondo, ed inoltre è chiaro che degli eventi prodotti alcuni possono essere interessanti ed altri essere invece dei comuni eventi, quelli che in gergo vengono detti background; statisticamente la quantità di eventi interessanti prodotti dovrebbe essere di circa 1 su 10 milioni di *background*.

Sorge quindi la necessità di una prima selezione dei dati, che permetta di risparmiare tempo e memoria evitando di lavorare sui dati derivanti da eventi poco interessanti; tale compito viene affidato al sistema di *trigger*.

Il sistema di trigger è sviluppato su tre livelli: il primo livello riceve i dati esclusivamente dal rivelatore, mentre ognuno degli altri due livelli elabora i dati dell'evento e le informazioni raccolte al livello precedente.

Il trigger di primo livello deve identificare, senza ambiguità, l'evento interessante, utilizzando solo i dati provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro, ed usa moduli elettronici ad hoc che lavorano alla frequenza delle collisioni. Solo in presenza di un segnale di trigger di primo livello i dati vengono trasferiti al secondo livello di trigger e così anche per il terzo. Mentre il trigger di primo livello utilizza un hardware appositamente progettato, il trigger di livello 2 usa processori industriali e quello di livello 3, detto anche Event Filter, utilizza processori commerciali.

Dopo il primo livello di trigger vengono selezionati circa 100000 eventi per secondo dai 40 milioni di eventi prodotti (collisioni a 25 ns), che diventano solo qualche centinaio per secondo al livello 3 di trigger da memorizzare. Una tale quantità di dati si riduce solo a qualche centinaia di megabyte per secondo, ovvero al massimo un petabyte per anno (un anno viene approssimato con 10^7 secondi, considerando ~ 100 eventi al secondo con dimensione $\sim 10^6$ byte per evento, risultano $\sim 10^{15}$ byte all'anno).

Capitolo 3

Simulazione degli eventi e analisi off-line

Uno dei passi fondamentali nell'ambito di ogni esperimento in fisica particellare è la produzione di eventi simulati: non a caso negli ultimi 15 anni di studi nell'ambito dell'esperimento ATLAS sono stati prodotti milioni e milioni di eventi, che hanno permesso ai fisici impegnati nell'esperimento non solo di capire meglio la fisica che si cercava di studiare, ma anche di perfezionare la struttura dell'esperimento stesso, come ad esempio correggerne l'accettanza, ottimizzare la geometria dell'apparato, testare la ricostruzione, stimare l'efficienza nell'identificazione degli oggetti, studiare effetti sistematici.

La produzione degli eventi si compone essenzialmente di due tappe:

- *generazione degli eventi;*
- *simulazione della risposta dei rivelatori;*

Il passo successivo alla simulazione degli eventi è la *ricostruzione e identificazione degli oggetti*: fase necessaria sia nell'analisi dei dati simulati sia nell'analisi dei dati sperimentali e di cui ci occuperemo più avanti.

Tutti i singoli software di analisi off-line o di simulazione usati in ATLAS sono inglobati in un'unico grande ambiente di lavoro software chiamato ATHENA. L'immensa quantità di dati, la necessità di velocità nell'analisi e soprattutto la necessità di condividere le risorse ma anche risultati in una comunità di fisici sparsa per tutto il mondo comportano enormi richieste in termini di CPU, storage e network che possono essere gestite solo attraverso una razionalizzazione del lavoro.

In questo e nel prossimo capitolo i passaggi appena citati verranno dettagliatamente trattati nell'ambito della descrizione dell'analisi su eventi simulati svolta per questo lavoro di tesi.

3.1 Monte Carlo: simulazione del segnale e del fondo

Il metodo Monte Carlo in generale è un metodo statistico usato per trarre stime attraverso simulazioni. Si basa sulla generazione di una serie di numeri casuali, che seguono la distribuzione di probabilità che si suppone abbia il fenomeno da indagare. La simulazione Monte Carlo calcola una serie di realizzazioni possibili del fenomeno in esame, con il peso proprio della probabilità di tale evenienza, cercando di esplorare tutto lo spazio dei parametri del fenomeno.

La fase di generazione degli eventi [16] risulta usualmente separata dal resto della simulazione in modo da non dover essere ripetuta ad ogni modifica del software di simulazione della risposta del rivelatore e viceversa.

Data la definizione di simulazione Monte Carlo appare evidente che l'unica protagonista di questa prima fase della produzione di eventi è la fisica: infatti i generatori di eventi Monte Carlo hanno il solo scopo di generare, secondo i modelli scelti, le interazioni delle particelle incidenti e tutte le particelle che compaiono nello stato finale della collisione protone-protone in LHC insieme a tutte le relative catene di decadimenti con i branching ratio (BR, probabilità di decadimento secondo un certo canale piuttosto che un altro) e le vite medie previste. Per ogni processo simulato devono essere presi in considerazione i diagrammi di Feynman di ogni possibile contributo nel calcolo delle ampiezze di transizione all'ordine perturbativo voluto. L'evento così generato costituisce perciò l'evento fisico reale esattamente come previsto dalla teoria.

Gli eventi su cui si è svolto il lavoro di analisi e selezione per questa tesi sono stati forniti dal Gruppo ATLAS Lecce dell'INFN.

Per quanto riguarda gli eventi di SUSY si è lavorato su campioni di dati simulati SU3 ed SU4 prodotti con l'ipotesi di conservazione della R-parità. Come già accennato nei capitoli precedenti una strategia generale di ricerca per la SUSY, cioè per eventi del tipo " $pp \rightarrow \text{SUSY}$ ", è la selezione di eventi con grande energia trasversa mancante (cioè, fra l'altro, con la presenza di neutrini e particelle LSP) e particelle ricostruite con grande momento trasverso, tra cui anche leptoni. All'LHC gli oggetti interessanti prodotti dalla SUSY sono predominantemente jet, infatti l'elevata costante di accoppiamento dell'interazione forte comporterebbe come produzione di collisione un'abbondanza di squark e gluini, i quali però essendo particolarmente pesanti immediatamente decadono a cascata in leptoni o fotoni o altre particelle supersimmetriche (Fig. 3.1) e, appunto, in diversi quark che producono jet per processi di adronizzazione, e in una grande quantità di energia trasversa mancante dovuta alla presenza di neutrini e di LSP.

I processi designati come fondo sono invece caratterizzati da alte sezioni d'urto e da signature nello stato finale che in qualche modo riproducono quelle di un evento di Supersimmetria.

Ad esempio dai processi " $pp \rightarrow Z + \text{produzione di jet}$ " e " $pp \rightarrow W + \text{produzione di jet}$ " si può avere nello stato finale, secondo i canali di decadimento permessi per la Z e i W , signature in 2 leptoni (e dunque si ha lo spettro da 0 a 2 leptoni), diversi jet ed energia mancante dovuta alla presenza di neutrini.

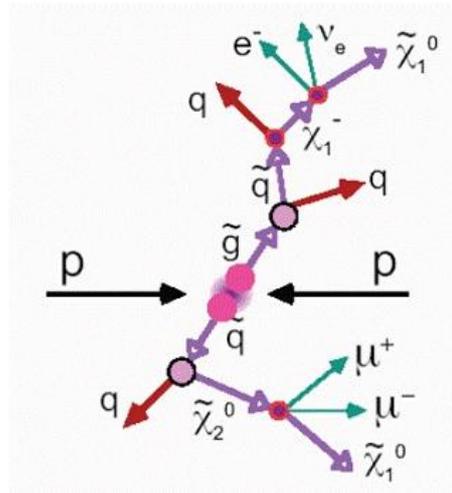


Figura 3.1: Possibile generica catena di decadimento da collisione protone-protone con produzione di particelle supersimmetriche.

Un altro esempio può essere dato dal processo “ $pp \rightarrow$ produzione di jet QCD” le cui signature nello stato finale sono caratterizzate dalla presenza di jet e risultano particolarmente importanti per il canale di ricerca a 0 leptoni: infatti questo tipo di fondo risulta facilmente eliminabile tramite richieste di presenza di leptoni ad alto p_T o presenza di consistente energia mancante. Altri due eventi di fondo per il segnale supersimmetrico sono il processo $pp \rightarrow t\bar{t}$ ed il processo di *single top*, principali concorrenti alla produzione di quark top. Il primo, dovuto alle interazioni forti, è il più frequente e il meglio studiato, mentre il secondo, dovuto all’interazione debole, è circa due ordini di grandezza più raro del precedente ed è più difficile da osservare a causa della presenza di molti altri processi che mimano la stessa signature. La produzione di coppie $t\bar{t}$ in collisioni protone-protone è possibile per fusione gluone-gluone o quark-antiquark (vedi Fig. 3.2). Tuttavia, nella collisione protone-protone non è possibile fondere $q\bar{q}$ perché non ci sono i quark di valenza corrispondenti e dunque la fusione quark-antiquark è depressa dovendo in tal caso utilizzare dei quark del mare. Pertanto a LHC il processo dominante risulta la fusione gluone-gluone (90%), laddove la fusione sarebbe dominante in un collisionatore protone-antiprotone. All’interno del Modello Standard il quark top decade praticamente sempre ($BR \sim 1$) in una coppia W e b per interazione debole che è l’unica a poter violare la conservazione del sapore. A sua volta, il W prodotto può decadere in modo leptonic, cioè in una coppia leptone carico-neutrino ($BR(W \rightarrow l\nu_l) \sim 0.33$), o in modo adronico, cioè in una coppia di quark leggeri ($BR(W \rightarrow qq) \sim 0.67$). Pertanto, una coppia $t\bar{t}$ prodotta in un collisionatore produce due jet adronici (originati da un b e un \bar{b}) e due W (un W^+ e un W^-), e, a seconda dei decadimenti dei due bosoni W , il decadimento complessivo può risultare:

decadimento completamente adronico: entrambi i W decadono in coppie di quark leggeri producendo, nello stato finale, almeno 6 jet di cui 2 di

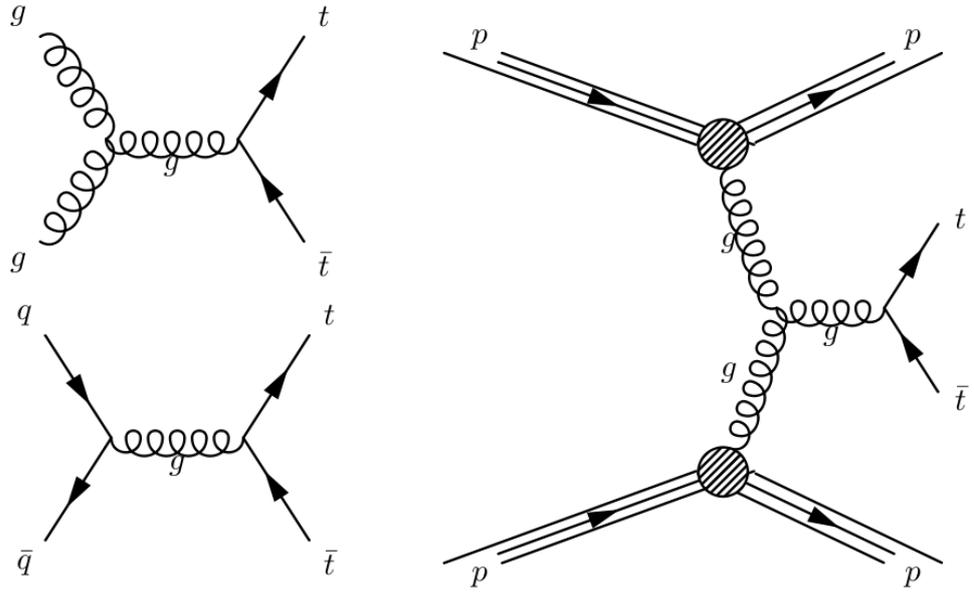


Figura 3.2: *A sinistra: diagrammi di produzione di coppie $t\bar{t}$ da fusione di gluoni e da fusione quark-antiquark. A destra: diagramma di produzione di coppie $t\bar{t}$ per fusione gluone-gluone in una collisione protone-protone.*

tipo b , nessun leptone ed assenza di energia mancante;

decadimento di-leptonico: entrambi i W decadono in coppie leptone carico-neutrino producendo, nello stato finale, almeno 2 jet di tipo b , 2 leptoni con cariche di segno opposto e presenza di energia mancante;

decadimento semileptonico: uno dei W decade in modo adronico e l'altro in modo leptonico, e dunque nello stato finale si hanno un leptone carico, un neutrino e quattro jet (o più, nel caso di produzione secondaria), di cui due di tipo b .

Per la produzione del campione di fondo per il lavoro di tesi si è scelto di considerare solamente il processo di background di produzione della coppia $t\bar{t}$ trascurando i processi di fondo di

single top,

$pp \rightarrow Z + \text{produzione di jet}$,

$pp \rightarrow W + \text{produzione di jet}$,

$pp \rightarrow \text{dibosone}$,

$pp \rightarrow \text{produzione di jet QCD}$

che, come accennato appena prima, nello stato finale mimano sostanzialmente la segnatura caratteristica degli eventi di SUSY, ma come si vedrà

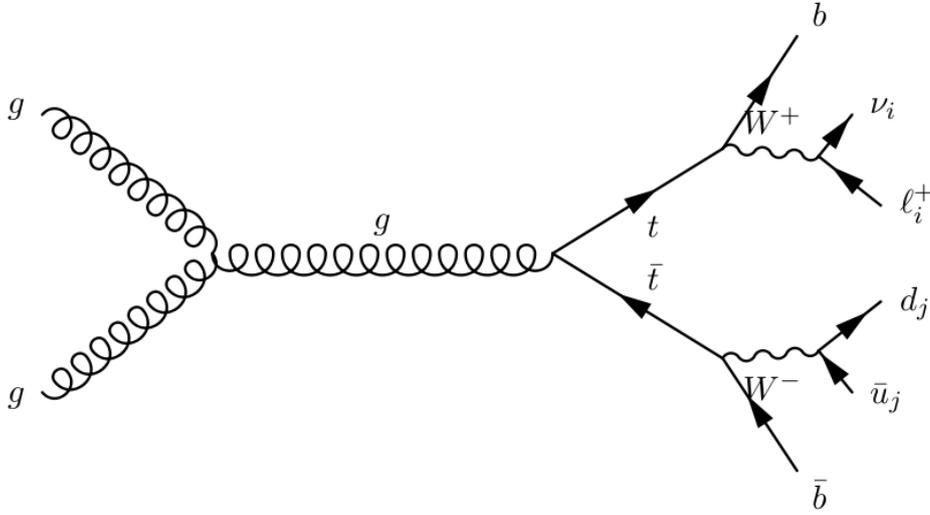


Figura 3.3: *Diagramma di produzione di coppia $t\bar{t}$ da fusione gluone-gluone seguita da una delle possibili configurazioni di decadimento semileptonico.*
 $pp \rightarrow$ produzione di jet QCD

dai risultati ottenuti dai fisici a Friburgo, nella fase finale dell'analisi sui dati andranno a rappresentare solo il 10% del fondo principale che sarà invece dato, appunto, dal processo $pp \rightarrow t\bar{t}$. Inoltre, sempre riguardo la simulazione degli eventi di fondo, si è fatta l'ulteriore ipotesi di avere, per il processo di produzione di coppie $t\bar{t}$, almeno un decadimento semileptonico in leptoni leggeri, cioè elettroni e muoni escludendo i tau (un esempio è dato nello schema in Fig. 3.3), per evitare di produrre inutilmente eventi con decadimento completamente adronico che non sarebbero stati funzionali alla nostra analisi non presentando neanche un leptone contro la richiesta dal canale di ricerca scelto che ricordiamo essere caratterizzato dalla presenza di due leptoni con cariche di segno opposto.

Il campione di eventi di fondo prodotti secondo queste ipotesi è detto T1.

La generazione dei campioni utilizzati in questa tesi è avvenuta sulle linee guida degli eventi generati dai fisici a Friburgo e con l'utilizzo degli stessi generatori. Per la produzione dei campioni di SUSY è stato utilizzato il generatore ISAJET [17] per il calcolo delle masse e dei decadimenti che sono poi state immesse nel generatore HERWIG [18, 19] per il calcolo al *leading order* (LO, cioè al primo ordine perturbativo) delle sezioni d'urto, per la produzione degli eventi con ipotesi di conservazione della R-parità e per la simulazione dei processi di adronizzazione. Per la produzione del campione T1 invece è stato usato il generatore MC@NLO [20] che include le correzioni QCD al *next to leading order* (NLO, ovvero al secondo ordine perturbativo) per la simulazione delle interazioni forti. Per i processi di adronizzazione in T1 è stato usato il generatore HERWIG+JIMMY [21].

3.2 Simulazione della risposta dei rivelatori

Il secondo passo dopo la generazione tramite Monte Carlo degli eventi è la simulazione della risposta del rivelatore: a partire dalle informazioni sulla geometria del rivelatore ATLAS, dalle caratteristiche dei materiali che lo costituiscono, dalle mappe del campo magnetico e naturalmente dalle conoscenze fisiche dei fenomeni di interazione particella-materia (multiple scattering, bremsstrahlung, effetto Compton, effetto fotoelettrico,...) questo software è in grado di tracciare tutte le particelle nel rivelatore e simulare e registrare i segnali da esse lasciati.

In ATLAS il pacchetto di simulazione usato è GEANT4 [22]. La descrizione geometrica di ATLAS fornita a GEANT4 è costruita ad hoc e viene implementata dall'esterno grazie ad una serie di classi scritte in C++. Ciò rende possibile l'uso della stessa descrizione geometrica anche per lo fase di ricostruzione assicurando un totale accordo fra la simulazione e l'analisi.

La simulazione del detector è senz'altro la parte più lunga in termini di tempo e più critica: il simulatore deve essere molto versatile e flessibile, in grado di lavorare con diverse condizioni iniziali su uno stesso campione di dati per capire l'impatto di una variazione tecnica sulla performance fisica. La simulazione deve essere così precisa e scrupolosa che, oltre ai vari sensori, bisogna anche tener conto delle tante parti inattive come i criostati, i piedi di supporto stessi o semplicemente le intercapedini fra i vari moduli: è anche importante conoscere la quantità di energia persa in queste parti "morte" per una esatta ricostruzione dell'evento.

Il secondo livello della simulazione del rivelatore è la digitizzazione: un processo solitamente molto rapido, posizionato all'interfaccia con il programma di ricostruzione, in cui le informazioni fisiche registrate vengono raccolte e riproccessate per simulare l'output del detector ed eventualmente per poter essere "scritte" in una forma "leggibile" dai programmi di ricostruzione in modo da poter usare su di essi gli stessi programmi che vengono usati nella ricostruzione degli eventi reali.

3.3 *Full simulation e fast simulation*

Le simulazioni possono essere eseguite tramite una procedura dettagliata e completa, detta *full simulation*, che tiene conto di ogni aspetto della fisica in gioco, di una descrizione scrupolosa della geometria del rivelatore e di tutte le leggi di interazione particella-materia con la conseguente crescita del tempo e della potenza di calcolo necessari e pertanto più adatta a lavorare in modo approfondito su un numero esiguo di eventi, oppure tramite la *fast simulation*, procedura più veloce che, partendo dalle particelle generate, simula il loro comportamento nel rivelatore mediante parametrizzazioni

messe a punto sulla base dei dati ottenuti dalla full simulation e pertanto adatta per effettuare in tempi ragionevoli studi approssimati di segnale e fondo ad alta statistica.

I campioni su cui è stato svolto il lavoro di tesi sono stati prodotti con simulazioni di tipo *full*, laddove il lavoro a cui ci si riferisce per il confronto [1] è stato effettuato con simulazione di tipo *fast*.

3.4 Ricostruzione e identificazione degli oggetti

Attraverso una serie di complessi algoritmi si cerca di ricostruire particelle e altri oggetti fisici partendo dai segnali depositati nei singoli rivelatori che compongono l'apparato. La ricostruzione degli oggetti parte con la fase di inizializzazione. In questa fase si ha il caricamento delle informazioni riguardanti la geometria del rivelatore oltre che della mappa dei campi magnetici. Dopo l'inizializzazione si procede all'identificazione e alla ricostruzione degli oggetti che avviene principalmente in due passi: nel primo passo i dati da ciascun rivelatore vengono ricostruiti in modo indipendente, successivamente nella seconda fase le informazioni da ciascun rivelatore vengono combinate per ottenere delle misure e delle identificazioni quanto più accurate possibile degli oggetti fisici finali in analisi come fotoni, elettroni, muoni, leptone τ , jet, *b*-jet, energia mancante, vertici primari e altri.

3.4.1 Algoritmi di ricostruzione delle tracce interne

Il software di ricostruzione delle tracce nell'Inner Detector ha un'implementazione flessibile e modulata tale da permettere il suo utilizzo sia nell'Inner Detector sia nel rivelatore di muoni. Le informazioni estrapolate da tale software interessano principalmente l'estrapolazione ed il fit sia della traccia che dei vertici.

La ricostruzione della traccia [14] è divisa in tre passi:

- Un passo preliminare in cui i dati provenienti dai tracciatori interni, in formato *raw*, vengono convertiti prima in gruppi di segnali adiacenti (cluster) e successivamente in posizioni tridimensionali mentre i dati di tipo temporale (*drift time*) del TRT detector vengono convertiti attraverso una funzione di calibrazione in circonferenze tangenti alla traiettoria della particella (*drift circle*).
- Il passo successivo, l'identificazione della traccia, avviene attraverso differenti strategie di tracciamento (*pattern recognition*): in genera-

le viene fatto un fit su dei punti candidati ad appartenere alla traccia, vengono eliminati i punti fuori traccia e rigettate le *tracce false*. Successivamente la traccia rivelata viene estesa nel TRT e confrontata con le informazioni sui *drift circle*. Infine la traccia estesa viene nuovamente fittata con tutte le informazioni dei tre detector.

- Infine, dopo aver ricostruito la traccia, si procede alla ricostruzione dei vertici primari e secondari.

3.4.2 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione di elettroni

Una prima forma di identificazione degli elettroni si può avere nel tracciatore interno dal confronto delle tracce con gli sciami elettromagnetici del calorimetro elettromagnetico: si può distinguere un elettrone da un fotone se, rispettivamente, esiste o meno una traccia che si ricolleggi allo sciame e inoltre è anche possibile identificare direttamente un elettrone, o meglio rigettare un pione, tramite i fotoni della radiazione di transizione nel TRT come già accennato nel Par. 2.2.1. Per poter sfruttare pienamente le potenzialità di LHC è necessario però avere un'efficiente identificazione di elettroni in un largo range di energie e misurare le loro energie con ottima precisione. L'algoritmo di ricostruzione [14] per gli elettroni prevede la ricerca e la ricostruzione dei cluster elettromagnetici: tale algoritmo organizza dei cluster rettangolari con una dimensione fissata, posizionati in modo tale da massimizzare la quantità di energia nel cluster stesso. Per ogni cluster ricostruito si cerca di associare una traccia con momento compatibile con l'energia del cluster. Se viene trovato un cluster accordabile con una traccia il software vaglia poi, al fine di distinguere un elettrone da un fotone, la presenza o meno di una conversione associata, per poter applicare differenti successive correzioni, basata principalmente sulla forma dello sciame, per candidati elettroni e fotoni.

La procedura di identificazione, per gli elettroni ad alto p_T , si basa su molti tagli che possono essere applicati in modo indipendentemente; in generale sono stati definiti tre set di tagli noti

Loose cut: produce l'identificazione di un semplice elettrone basata solo su limitate informazioni dal calorimetro. I tagli sono applicati sui parametri relativi alla forma dello sciame ed inoltre devono annullare la probabilità che lo sciame non termini nel calorimetro elettromagnetico invadendo quello adronico. Questo set di tagli assicura un'eccellente efficienza di identificazione ma anche una alta efficienza sul background.

Medium cut: migliora invece la qualità aggiungendo dei tagli sulle strip del primo piano del calorimetro elettromagnetico e sulle variabili di tracciamento. Questo set di tagli diminuisce l'efficienza sul background di un fattore 3-4 rispetto al loose cut, ma riduce l'efficienza di identificazione del $\sim 10\%$.

Tight cut: aggiunge dei tagli sul numero di vertici per rigettare gli elettroni provenienti da conversioni, sulla compatibilità fra il cluster e la traccia e sul valore del rapporto E/p .

Infine si possono avere altre due ulteriori categorie di selezione ottimizzate rispettivamente per elettroni isolati e non isolati:

Tight (isol): viene applicata un'ulteriore limitazione all'energia contenuta nel cono di $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$ intorno al candidato elettrone per avere una più accurata identificazione di un elettrone isolato e la più alta reiezione di jet.

Tight (TRT): non include un taglio addizionale esplicito sull'energia ma invece applica tagli più restrittivi sulle informazioni del TRT per distinguere in modo più accentuato gli elettroni dagli adroni carichi.

Per la ricostruzione degli elettroni in questo lavoro sono stati imposti i tagli *medium cut* ed inoltre è stato imposto $p_T > 10$ GeV per assicurarsi che il leptone provenga dal decadimento di un oggetto massivo (ad esempio un W) e $|\eta| < 2.5$ per eliminare i problemi derivanti da un maggiore rumore presente a grandi angoli.

3.4.3 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione di jet

Il più importante detector per la ricostruzione dei jet è il calorimetro adronico sulle cui informazioni lavora un algoritmo, detto *metodo a cono*, usato nell'identificazione dei jet nei campioni analizzati in questa tesi, che identifica i jet con un cono di dimensioni fissate: l'energia nelle torri viene proiettata in una matrice di granularità $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. La torre contenente il più alto valore di energia che superi comunque una certa soglia viene selezionata come seme per l'algoritmo e intorno ad esso viene costruito un cono di raggio fissato $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.4$. I parametri su cui si gioca sono la soglia energetica del seme E^{seed} , l'energia minima totale del jet (cioè quella contenuta dal cono) ed il raggio del cono. Delle varianti migliorative all'approccio prevedono il calcolo di una nuova direzione a partire dai quadrimomenti di tutti gli oggetti compresi nel cono iniziale e la successiva costruzione di un nuovo cono attorno alla nuova direzione in un processo iterativo autoconsistente che trova fine quando la direzione calcolata varia da quella precedente entro un certo margine di errore: in tal caso il cono viene considerato *stabile* e viene identificato come jet. Questo processo viene svolto per ogni torre che abbia un'energia sopra la soglia e che non sia già stata inclusa di un altro cono. I jet così ricostruiti possono evidentemente condividere qualche costituente e questo può essere in parte risolto introducendo delle ulteriori selezioni successive alla ricostruzione dei coni: i jet che condividono delle particelle costituenti con un'ammontare di energia

maggiore di una certa frazione dell'energia totale del jet meno energetico vengono aggregati fra loro mentre essi vengono scissi nel caso opposto (vedi Fig. 3.4) .

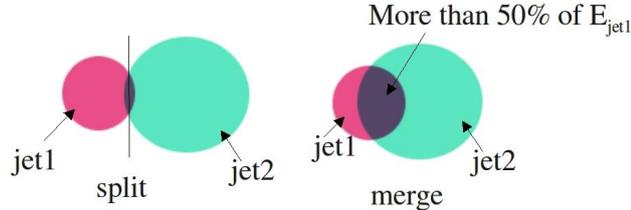


Figura 3.4: Schematizzazione del processo di aggregazione o scissione di due jet sulla base della frazione di energia condivisa.

Inoltre per gli stessi motivi menzionati nel Par 3.4.2 riguardo l'identificazione di elettroni, si impone $p_T > 20$ GeV e $|\eta| < 2.5$.

3.4.4 Algoritmi di ricostruzione ed identificazione dei muoni

La ricostruzione dei muoni si avvale in genere di due fasi: una prima fase di tracciamento nello spettrometro a muoni e successivamente una fase di combinazione delle misure fatte nel rivelatore a muoni con quelle fatte nell'Inner Detector: questa procedura permette di rigettare i muoni provenienti da interazioni secondarie o da decadimenti in volo di π o K .

Il tracciamento nello spettrometro a muoni, così come viene descritto nel Par. 2.2.3, avviene effettuando un fit con i segmenti costruiti su ogni layer attraversato dai muoni, mentre la ricombinazione può avvenire essenzialmente in due maniere: la prima si basa su una combinazione statistica delle tracce indipendenti usando la loro matrice di covarianza; la seconda invece crea un fit della traccia globale del muone usando tutti i punti (*hits*) rivelati dai due subdetector.

Nell'analisi svolta sugli eventi usati in questo lavoro sono stati applicati i tagli $p_T > 10$ GeV e $|\eta| < 2.5$ per le stesse ragioni per le quali tali tagli vengono effettuati su elettroni e jet. Inoltre allo scopo di individuare muoni isolati è stato imposto il limite superiore di 10 GeV all'energia contenuta nel cono di $\Delta R < 0.2$: questo taglio permette di eliminare muoni falsi che provengono da jet, cioè μ secondari.

3.4.5 Definizione ed algoritmi di ricostruzione della E_T^{MISS}

Dal momento che la collisione fra due identici protoni, egualmente accelerati, avviene frontalmente, si può dedurre che la somma vettoriale dei momenti p di tutte le particelle prodotte, per la conservazione del momento totale, deve essere nulla. Purtroppo la non ermeticità dei detector soprattutto lungo la direzione dell'asse dei fasci non rende questa condizione sufficiente per ricavare informazioni utili circa l'evento. Quello che però può essere sfruttato è il momento trasverso totale della collisione p_T , cioè la proiezione del momento totale sul piano trasverso che come conseguenza dev'essere anch'esso pressapoco nullo, se si trascura una quantità dell'ordine dei GeV dovuta al momento trasverso contenuto nei protoni.

A questo punto, però, potendo calcolare il p_T solo per particelle cariche, si ricorre, per le particelle neutre, all'*energia trasversa*: cioè si associa all'energia della particella neutra un angolo θ ed un angolo ϕ che corrispondono agli angoli che determinano la direzione lungo la quale viene depositata l'energia nel calorimetro dalla particella stessa; a questo punto si può considerare l'energia alla stregua di un vettore e quindi calcolare l'energia trasversa E_T . Alla luce delle definizioni appena date è possibile definire l'energia trasversa mancante E_T^{MISS} come la quantità che soddisfa l'equazione vettoriale

$$\sum_{jet,\gamma,elettroni} \vec{E}_T + \sum_{leptoni} \vec{p}_T + \vec{E}_T^{MISS} = 0.$$

La quantità E_T^{MISS} alla quale successivamente ci si riferirà è definita come

$$E_T^{MISS} = |\vec{E}_T^{MISS}|.$$

Un importante requisito per una buona misura di E_T^{MISS} è minimizzare gli errori sulla misura dovuti alle imperfezioni nella copertura del rivelatore o nella risposta del rivelatore.

L'energia trasversa mancante viene ricostruita in ATLAS sulla base di tre contributi: il primo è dato da jet ed elettroni, e dunque legato alle informazioni derivanti dai due calorimetri, il secondo dato dai muoni, ma legato solo alle informazioni circa i muoni derivanti dallo spettrometro muonico per evitare di considerare due volte l'eventuale energia persa dai muoni nei calorimetri, ed infine il terzo termine è dato da un contributo criostatico per tener conto dell'energia persa nei materiali non attivi di cui sono costruiti i criostati.

3.5 Overlap Removal

Una volta ricostruiti gli oggetti di ogni evento si può presentare l'eventualità di una sovrapposizione; in tal caso risulta necessaria una classificazione [1] per definire quale dei due oggetti sovrapposti deve essere conservato e quale

invece rigettato. I tagli di overlap removal imposti sugli eventi di questa analisi, nell'ordine di applicazione, sono:

- se un elettrone ed un jet si trovano ad una distanza $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$ allora si conserva l'elettrone e si rigetta il jet;
- se un muone ed un jet si trovano ad una distanza $\Delta R < 0.4$ allora si conserva il jet e si rigetta il muone;
- se un elettrone ed un jet si trovano ad una distanza tale che $0.2 < \Delta R < 0.4$ allora si conserva il jet e si rigetta l'elettrone.

L'ordine di applicazione risulta necessaria per l'ottimizzazione della reiezione dei falsi e dell'efficienza per ognuna delle particelle (ogni singolo oggetto fisico può talvolta essere ricostruito da diversi algoritmi, ad esempio un elettrone può essere anche ricostruito come jet) .

Nella Fig. 3.5 è possibile osservare la ricostruzione di un evento simulato di produzione e successivo decadimento in due elettroni e due muoni di un bosone di Higgs.

3.6 Definizione delle variabili

Prima di passare al capitolo successivo in cui verrà descritta l'analisi svolta sui dati ed i vari tagli applicati risulta necessaria la definizione di alcune variabili in aggiunta a quelle già definite nel corso di questi primi capitoli.

- *Massa effettiva* M_{eff} :

$$M_{eff} = E_T^{MISS} + \sum_{i=1}^{N_{jet}} p_T^{jet,i} + \sum_{i=1}^{N_{lep}} p_T^{lep,i}$$

ricordando che in questa tesi si studia il canale di decadimento in 2 leptoni (in cui si comprendono solo elettroni e muoni) e almeno 2 jet energetici ed energia mancante, le somme dei momenti trasversi vanno eseguite su tutti i leptoni dell'evento (che quindi per i tagli eseguiti saranno sempre 2 in totale fra elettroni e muoni) e solo sui primi 2 jet più energetici selezionati per ogni evento, escludendo dalla somma tutti gli altri jet presenti.

Questa variabile risulta fortemente correlata alle masse delle particelle prodotte nell'interazione originale, per cui risulta più o meno grande a seconda del modello SUSY scelto ed in generale più piccola per i fondi di T1.

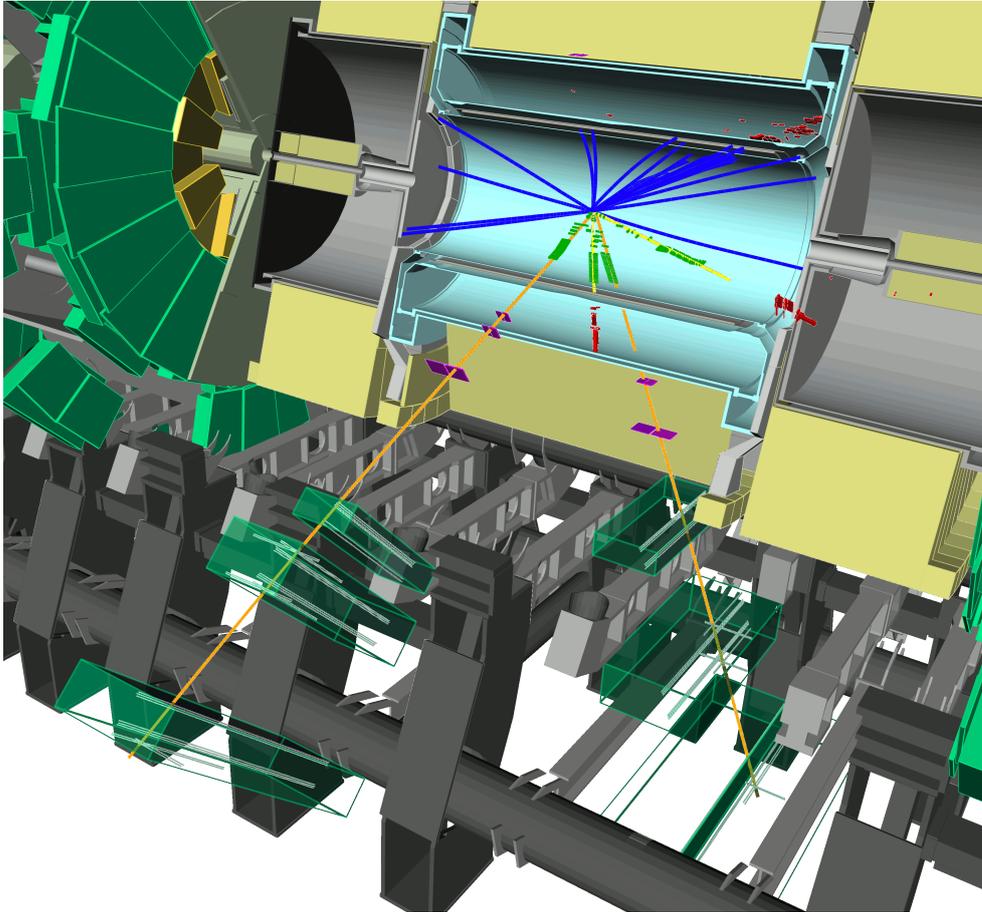


Figura 3.5: Nell'immagine viene riportato, così come ricostruito dai detector ATLAS, un evento simulato in cui si ha la produzione del bosone di Higgs ed il successivo decadimento secondo il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow ee\mu\mu$. I quattro leptoni ed i jet sono chiaramente visibili. Nell'Inner Detector sono evidenziati gli hits dei quattro leptoni in verde, sia nel tracciatore interno di precisione (rivelatore a pixel e a strip) sia nel TRT. Le altre tracce ricostruite nell'Inner Detector sono invece riportate in blu. Le tracce ricostruite dei due elettroni sono evidenziate in giallo e l'energia da loro depositata nel calorimetro elettromagnetico è riportata in rosso. Le tracce dei due muoni invece sono riportate in arancione e sono evidenziate in bianco, nella zona di barrel, sia gli hits sulle RPC sia i tubi delle MDT colpiti. I depositi di energia dei muoni nella zona di barrel del calorimetro adronico sono evidenziati in viola.

- Sfericità trasversa S_T

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

dove λ_1 e λ_2 sono gli autovalori del tensore sfericità 2x2

$$S_{ij} = \sum_k p_{ki} p^{kj}$$

dove la somma è svolta sempre sugli stessi leptoni e jet della massa effettiva. La variabile è definita in modo tale da assumere valori tendenti ad uno per una distribuzione delle particelle a simmetria sferica o a zero per eventi *back-to-back* (come succede per gli eventi di tipo “ $pp \rightarrow$ produzione di jet QCD” in cui si può avere ad esempio la produzione di soli due jet).

Capitolo 4

Analisi e selezione degli eventi di SUSY

Lo scopo principale del lavoro svolto per questa tesi è quello di riuscire a riprodurre i risultati ottenuti da un gruppo di fisici di ATLAS a Friburgo e pubblicati in una Nota Atlas dello scorso 20 luglio [1]. In tali studi sono state effettuate delle selezioni su campioni di eventi simulati SU4 e di vari tipi di processi di background nella speranza, taglio dopo taglio, di riuscire ad isolare il segnale di Supersimmetria dal background e massimizzare la significanza statistica Z_N . A questo scopo è stata creata una macro di ROOT [23] il cui obiettivo è quello di lavorare sugli eventi, effettuare i tagli (riproducendo i tagli effettuati a Friburgo) necessari sulle diverse variabili e produrre gli istogrammi che permettano, eventualmente, di evidenziare la scoperta di Supersimmetria.

In questo capitolo verranno prima analizzati i tagli eseguiti e la loro efficacia, andando a considerare gli istogrammi delle grandezze su cui si impone il taglio e alcuni degli istogrammi della E_T^{MISS} e della M_{eff} , e infine verranno riassunti i risultati di ogni taglio e dell'analisi globale.

4.1 Ricapitolazione delle condizioni di simulazione degli eventi e dei tagli

Il lavoro del gruppo di studio di Friburgo è stato svolto su campioni di eventi simulati per collisioni protone-protone con energia nel centro di massa di 10 TeV per il modello di SU4 e di vari tipi di processi di background, tra cui anche $pp \rightarrow t\bar{t}$ in almeno un decadimento semileptonico in leptoni leggeri (T1), ottenuti tutti con *fast simulation* ad eccezione del campione T1 ottenuto con *full simulation*. Il lavoro svolto in questa tesi, invece, vede analizzati dei campioni di eventi sempre simulati per collisioni protone-protone con energia nel centro di massa di 10 TeV, ma con risultati di SU4 ed SU3 e di processi T1 presi per ipotesi come unici processi di background, essendo il più

probabile, e inoltre tutti simulati con procedure di tipo *full*. I dati, per ogni differente processo corrispondono a luminosità integrate diverse riportate in Tab. 4.1, ma per ovvi motivi di analisi e confronto tutti i risultati sono stati poi rinormalizzati alla stessa luminosità integrata usata a Friburgo, ovvero 200 pb^{-1}

	SU3	SU4	T1
n. eventi	9999	49217	100327
σ (pb)	8.15	107.7	202.9
L (pb ⁻¹)	1230	457.0	494.5

Tabella 4.1: Numero degli eventi, sezione d'urto σ e luminosità integrata L dei campioni analizzati.

Dopo aver effettuato i tagli di overlap, necessari per le ragioni citate nel Par. 3.5, e i cui risultati sono riportati nelle Tab: 4.2 verranno imposte le condizioni caratteristiche del canale di ricerca scelto:

- 2 leptoni leggeri (si considerano solo elettroni e muoni);
- cariche dei due leptoni di segno opposto;
- almeno 2 jet.

In questa fase, inoltre, sarebbe necessario controllare che tutti gli oggetti selezionati rispettino le condizioni di identificazione, ovvero $p_T > 10 \text{ GeV}$ per i leptoni e $p_T > 20 \text{ GeV}$ per i jet, ma in questo caso tale controllo si rivela inutile perché i campioni forniti hanno già passato questi controlli. Nel passo successivo si effettueranno gli stessi tagli adottati dai fisici a Friburgo per cercare di riprodurne i risultati riportati nella Fig. 4.22; i tagli, nel preciso ordine, sono:

- pt del primo jet energetico $>180 \text{ GeV}$,
pt del secondo jet energetico $>50 \text{ GeV}$;
- $E_T^{MISS} > 80 \text{ GeV}$;
- $\Delta\phi_i = |\phi_{jet,i} - \phi_{E_T^{MISS}}| > 0.2 \text{ rad}$ per i primi due jet energetici¹;
- $E_T^{MISS} > 0.3 * M_{eff}$;
- sfericità trasversa $S_T > 0.2$.

Per ogni taglio, come già detto, verranno riportati gli istogrammi delle distribuzioni degli eventi rispetto alle grandezze su cui si impone il taglio e, a partire dal taglio sul p_T dei jet, per ogni livello di selezione successivo, verranno riportati anche gli istogrammi rispetto alla E_T^{MISS} ed alla M_{eff} dato che dagli studi MC condotti sull'argomento è risultata una correlazione fra questa ultima grandezza e le masse delle particelle supersimmetriche in

¹L'angolo ϕ viene associato alla E_T^{MISS} secondo la definizione data nel Par. 3.4.5.

gioco nell'evento. Per alcuni tagli si è preferito avere sia un istogramma delle distribuzioni dei tre campioni normalizzati² a luminosità 200 pb^{-1} , sia un istogramma delle distribuzioni normalizzate a 1 che permettono un confronto più diretto tra le diverse “forme” delle distribuzioni.

Prima di passare all'analisi dei tagli diamo la definizione di efficienza come la percentuale del numero di eventi selezionati dal taglio rispetto al numero degli eventi totali presenti prima di effettuare tale taglio: tale grandezza è di fondamentale utilità per classificare la qualità dei tagli.

4.2 Selezioni di overlap removal

Le selezioni di overlap removal sono state effettuate secondo i criteri riportati nel Par. 3.5.

	effic. elettroni	effic. muoni	effic. jet
SU3	94.8%	88.9%	100.0%
SU4	92.7%	81.2%	100.0%
T1	95.9%	87.2%	100.0%

Tabella 4.2: *Percentuale di elettroni, muoni e jet selezionati dai tagli di overlap removal calcolate sui campioni in esame.*

Nella Tab. 4.2 vengono riportate le percentuali di elettroni, muoni e jet selezionati dall'overlap removal: è evidente che i tagli sono piuttosto efficienti soprattutto per i jet dal momento che non viene eliminato neanche un jet in nessuno dei tre campioni.

4.3 Selezione sul numero di leptoni

In questa selezione si richiede la presenza di esattamente 2 leptoni, in cui si includono solo elettroni e muoni; questo non è propriamente un taglio pensato allo scopo di isolare il segnale dal fondo, ma definisce semplicemente la scelta di un particolare canale di ricerca, e come tale è naturale che tagli indistintamente su segnale e fondo, lasciando alquanto invariato il rapporto fra di essi.

A sostegno di quanto detto sopra dalla Fig. 4.1 si può vedere che il taglio comporta l'eliminazione di gran parte del fondo (efficienza su T1 6.68%) ma anche l'eliminazione di molto segnale (efficienza su SU3 4.7% e efficienza su SU4 4.11%).

²Gli errori statistici, laddove riportati, sono stati scalati proporzionalmente alla rinormalizzazione.

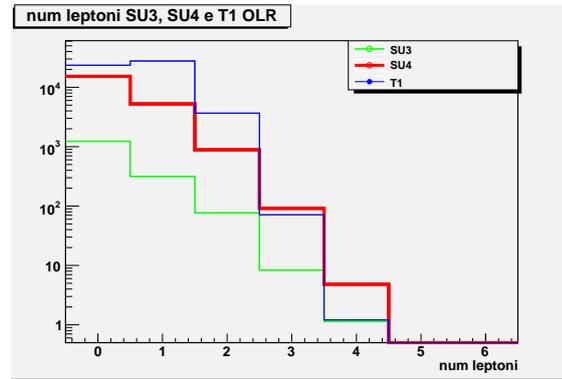


Figura 4.1: Distribuzione rispetto al numero di leptoni degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

4.4 Selezione sul segno della carica di leptoni

Come per il livello di selezione precedente, anche questo taglio, in cui si richiede che i due leptoni selezionati abbiano segno opposto, definisce semplicemente un canale di ricerca e quindi anche in questo caso non ci si aspetta una discriminazione del segnale rispetto al fondo.

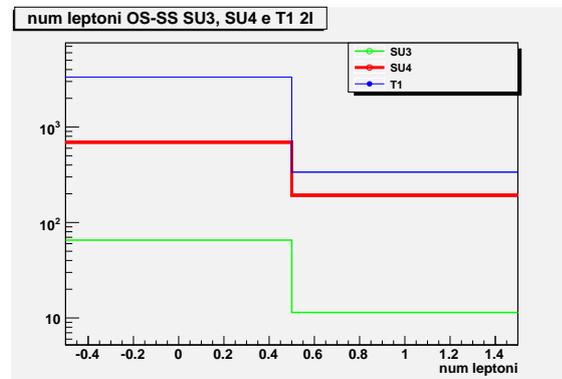


Figura 4.2: Distribuzione rispetto al segno delle cariche dei 2 leptoni degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde il segnale di SU3 e in rosso il segnale di SU4. In 0 è centrato il bin dei leptoni di segno opposto mentre in 1 gli eventi con leptoni di segno uguale.

Dalla Fig. 4.2 si evidenzia che i campioni di T1, SU3 ed SU4 rispettivamente contengono sempre meno eventi con 2 leptoni di segno opposto e inoltre si può vedere che la scelta del canale a 2 leptoni di segno opposto è probabilmente dettata dall'esigenza di avere una maggiore statistica rispetto alla scelta complementare. In generale la selezione elimina in modo omogeneo sia gli eventi di segnale sia quelli di fondo (efficienza su SU3 85.1%, efficienza su SU4 78.2% ed efficienza su T1 90.8%).

4.5 Selezione sul numero di jet

Sebbene la richiesta di un numero di jet maggiore o uguale a 2 rientri nella definizione del canale di ricerca scelto, esso è stato effettuato, nell'ambito degli studi svolti a Friburgo, anche con l'obiettivo di limitare i processi di fondo del tipo “ $pp \rightarrow$ produzione di jet QCD” in quanto la fisica prevede che in tali processi raramente si superi la produzione di 2 jet contrariamente ai processi di tipo “ $pp \rightarrow t\bar{t}$ ” in cui la produzione di jet può variare fra 2 e 6 a seconda del decadimento leptonic, semileptonico o completamente adronico. Dal momento che nella nostra analisi sono presenti come fondo solo processi di tipo “ $pp \rightarrow t\bar{t}$ ” ci si aspetta che questo taglio si riveli poco utile.

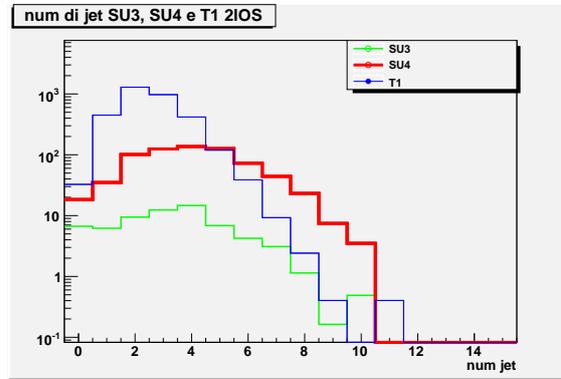


Figura 4.3: Distribuzione rispetto al numero di jet per gli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

Dalla Fig. 4.3 si può osservare, come prova di quanto asserito, che il taglio avviene in modo indiscriminato su fondo e segnale (efficienza per SU3 80%, efficienza per SU4 92.3% ed efficienza per T1 85.6%).

A questo punto, dopo aver effettuato tutte le selezioni che caratterizzano il canale di ricerca scelto, i nostri campioni sono pronti per i tagli di analisi e selezione degli eventi di SUSY.

4.6 Taglio sul p_T dei jet più energetici

Anche questo taglio, definito per un $p_T > 180$ GeV per il primo jet più energetico e $p_T > 50$ GeV per il secondo, come il precedente, in un certo senso è stato pensato per ridurre il fondo dato da processi di tipo “ $pp \rightarrow$ produzione

di jet QCD” dato che i jet prodotti da questo tipo di processo sono in genere poco energetici. Dal momento che nella nostra analisi questo tipo di processi non è presente come fondo, ci si aspetta che questo taglio non sia tanto funzionale alla nostra analisi.

Come si evince dalle Fig. 4.4 e 4.6 i valori scelti per il taglio sono proprio i valori sotto i quali, all’incirca, si ha un’abbondanza di fondo rispetto al segnale di SUSY (efficienza è di 74% per SU3 e di 35.4% per SU4 e l’efficienza per T1 è di 7.2%). La distribuzione di T1 risulta meno energetica rispetto a quella di SU3 ed SU4 come si può vedere nelle Fig. 4.5 e 4.7. Nelle Fig. 4.8 e 4.9 si possono vedere anche le distribuzioni rispetto alla E_T^{MISS} ed alla M_{eff} .

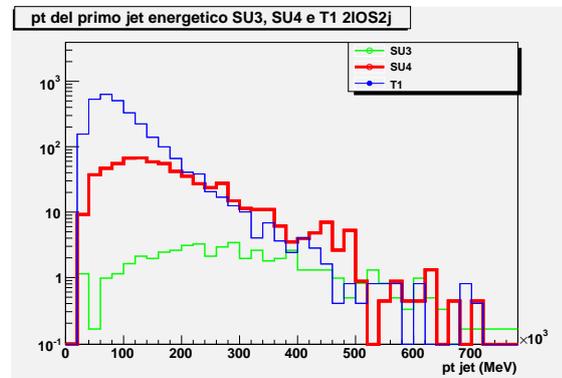


Figura 4.4: Distribuzione rispetto al p_T del primo jet energetico degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

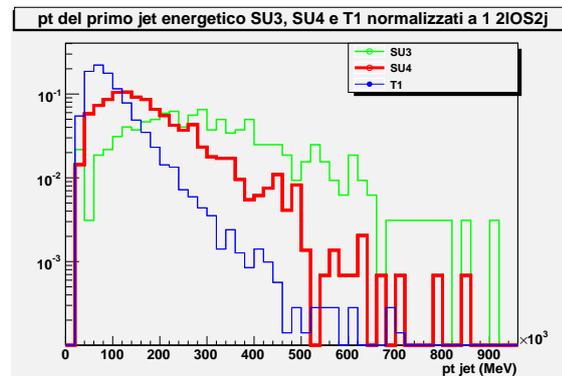


Figura 4.5: Distribuzione rispetto al p_T del primo jet energetico, rinormalizzata a 1, degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

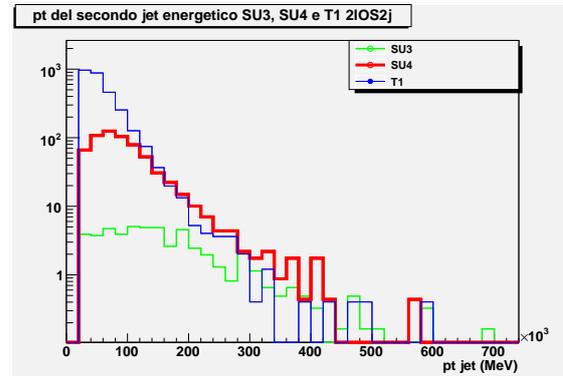


Figura 4.6: Distribuzione rispetto al p_T del secondo jet energetico degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

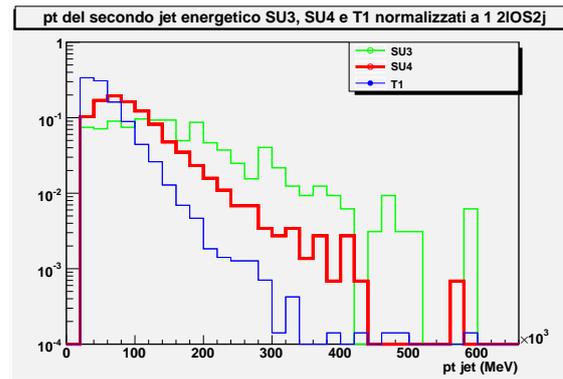


Figura 4.7: Distribuzione rispetto al p_T del secondo jet energetico, rinormalizzata a 1, degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

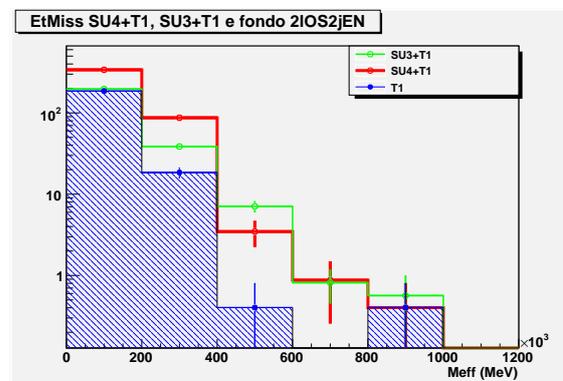


Figura 4.8: Distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale SU3+T1 e in rosso si ha il segnale SU4+T1.

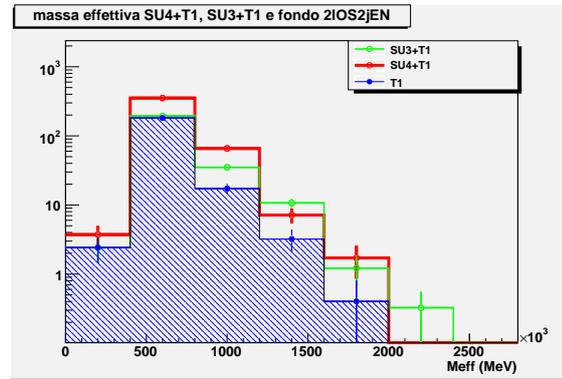


Figura 4.9: Distribuzione rispetto alla M_{eff} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background ($T1$), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.

4.7 Taglio sul valore della E_T^{MISS}

Il motivo della della condizione imposta da questo taglio sul valore della $E_T^{MISS} > 80$ GeV è legato alla relazione esistente fra E_T^{MISS} e la presenza di particelle supersimmetriche LSP coinvolte nel processo in analisi; richiedendo un valore consistente dell'energia mancante trasversa si sta di fatto richiedendo la presenza di particelle LSP oltre alla presenza di neutrini.

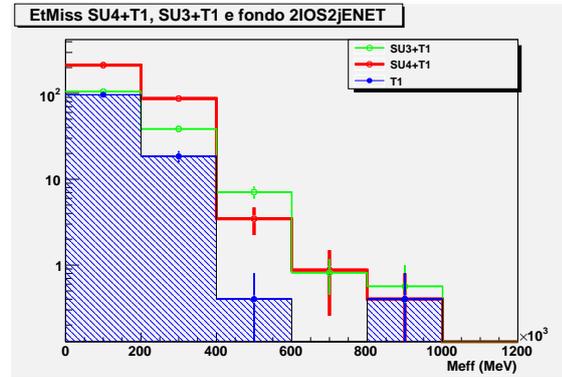


Figura 4.10: Istogramma della distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background ($T1$), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.

Osservando la Fig. 4.8 si può notare che il taglio della $E_T^{MISS} > 80$ GeV coincide con l'eliminare parte degli eventi contenuti nel primo bin, ovvero la regione della distribuzione in cui è concentrata la percentuale maggiore di fondo (circa 185 eventi su 204 totali). Osservando invece la Fig. 4.10 in cui viene riportata la distribuzione della E_T^{MISS} dopo il taglio, si può vedere come il fondo sia diminuito lasciando fondamentalmente poco variato il segnale (efficienza di SU3 93.7%, efficienza di SU4 83.9% ed efficienza di

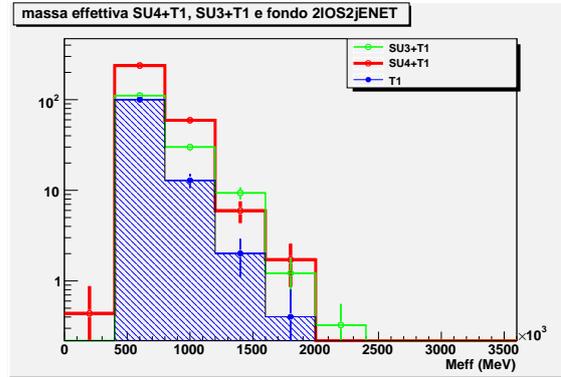


Figura 4.11: *Istogramma della distribuzione rispetto alla M_{eff} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.*

T1 56%). Nella Fig. 4.11 si ha la distribuzione della M_{eff} dopo il taglio.

4.8 Taglio sul valore dei $\Delta\phi_i$

La richiesta di un valore di $\Delta\phi_i > 0.2$ rad, dove $\Delta\phi_i = |\phi_{jet,i} - \phi_{E_T^{MISS}}|$ per i primi due jet energetici, è dettato dall'esigenza di rigettare quegli eventi in cui erroneamente è stata individuata una consistente E_T^{MISS} dovuta alla incorretta misura dell'energia di un jet o alla perdita di una o più particelle appartenenti a tale jet: per questo motivo si richiede che la distanza, in termini di $\Delta\phi$, fra il jet e l'energia trasversa mancante da prevenire tali situazioni.

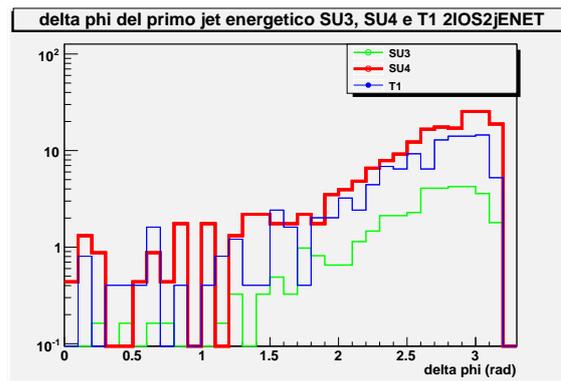


Figura 4.12: *Distribuzione rispetto al $\Delta\phi_i$ del primo jet energetico per gli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di $SU3$ e in rosso si ha il segnale di $SU4$.*

Dalla Fig. 4.12 risulta che rispetto al $\Delta\phi$ del primo jet le distribuzioni di $SU3$, $SU4$ e $T1$ hanno tutte e tre una forma simile, leggermente piccata per valori alti del range di $\Delta\phi$ ($\Delta\phi$ varia fra 0 e π) mentre per il secondo jet (Fig. 4.13)

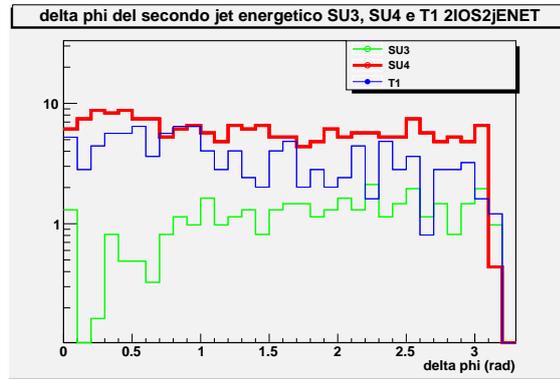


Figura 4.13: Distribuzione rispetto al $\Delta\phi$ del secondo jet energetico per gli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

risulta che le distribuzioni hanno fondamentalmente la stessa forma quasi uniforme rispetto al valore di $\Delta\phi$: come conseguenza in realtà nessun taglio sembra di fatto risultare particolarmente efficace date le distribuzioni. Dal momento che l'obiettivo di questa tesi è la riproduzione del lavoro svolto a Friburgo, viene ugualmente effettuato il taglio sul valore dei $\Delta\phi$ che, però, a sostegno di quanto osservato, risulta poco utile, essendo caratterizzato da efficienze alte per i segnali di SU3 (96.4%) ed SU4 (91.9%) ed efficienza molto elevata per T1 (92.3%). Le distribuzioni della E_T^{MISS} e della M_{eff} riportate nelle Fig. 4.14 e 4.15 risultano, come conseguenza, poco variate.

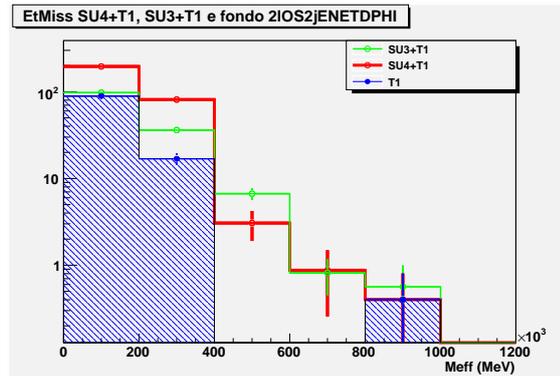


Figura 4.14: Istogramma della distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale SU3+T1 e in rosso si ha il segnale SU4+T1.

4.9 Taglio sul rapporto fra E_T^{MISS} e M_{eff}

Ricordando la definizione della M_{eff} e il suo legame con le masse delle particelle in gioco nel processo si può comprendere che il senso del taglio sul

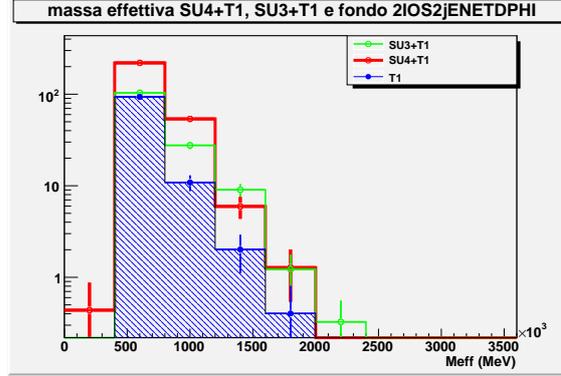


Figura 4.15: *Istogramma della distribuzione rispetto alla M_{eff} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale SU3+T1 e in rosso si ha il segnale SU4+T1.*

valore di $E_T^{MISS} > 0.3 * M_{eff}$ è richiedere che negli eventi selezionati una parte consistente dell'energia legata alle masse delle particelle prodotte sia data dalla E_T^{MISS} e quindi dalla presenza di particelle LSP.

Dal momento che dalla definizione del taglio non risulta immediato capire quale parte delle distribuzioni viene eliminata si è convenuto di inserire gli istogrammi con le distribuzioni di SU3, SU4 e T1 sia prima (istogrammi sulla sinistra nella Fig. 4.16) che dopo il taglio (istogrammi sulla destra nella Fig. 4.16). Dalle immagini risulta quindi evidente quale sia la regione di piano tagliata: in particolare il taglio va ad agire nella zona in cui T1 ha un picco della distribuzione (infatti la efficienza di T1 è di 19%); in questa zona però anche i segnali SU3 ed SU4 subiscono tagli non trascurabili (efficienza di SU3 56% e efficienza di SU4 35%), quindi in totale il taglio non è particolarmente efficace. Nelle Fig. 4.17 e 4.18 sono riportate le distribuzioni della E_T^{MISS} e della M_{eff} .

4.10 Taglio sulla sfericità trasversa

Gli eventi di Supersimmetria così come gli eventi di $t\bar{t}$, tendono ad essere distribuiti con simmetria sferica ($S_T \sim 1$) dal momento che le particelle pesanti iniziali vengono prodotte approssimativamente in modo casuale nel detector e nelle catene di decadimento vengono emesse molte particelle in molte differenti direzioni. Contrariamente, altri tipi di processi, come la produzione di jet QCD, hanno predominantemente una configurazione back-to-back ($S_T \sim 0$). Dal momento che nella nostra analisi sono stati simulati solo tipi di processi che generalmente hanno simmetria sferica il taglio in analisi non sarà molto efficiente nel nostro caso (ma lo sarebbe stato su altri tipi di fondo). Si può osservare dalla Fig. 4.19 che il taglio della $S_T > 0.2$ coincide con l'eliminare i primi due bin, ovvero la regione della distribuzione in cui è concentrata più della metà degli eventi di fondo (infatti si ha efficienza di T1 di 33%) e poco meno della metà degli eventi di SU3 (efficienza di SU3 57%), ma sfortunatamente anche più della metà degli eventi di SU4 (efficienza di

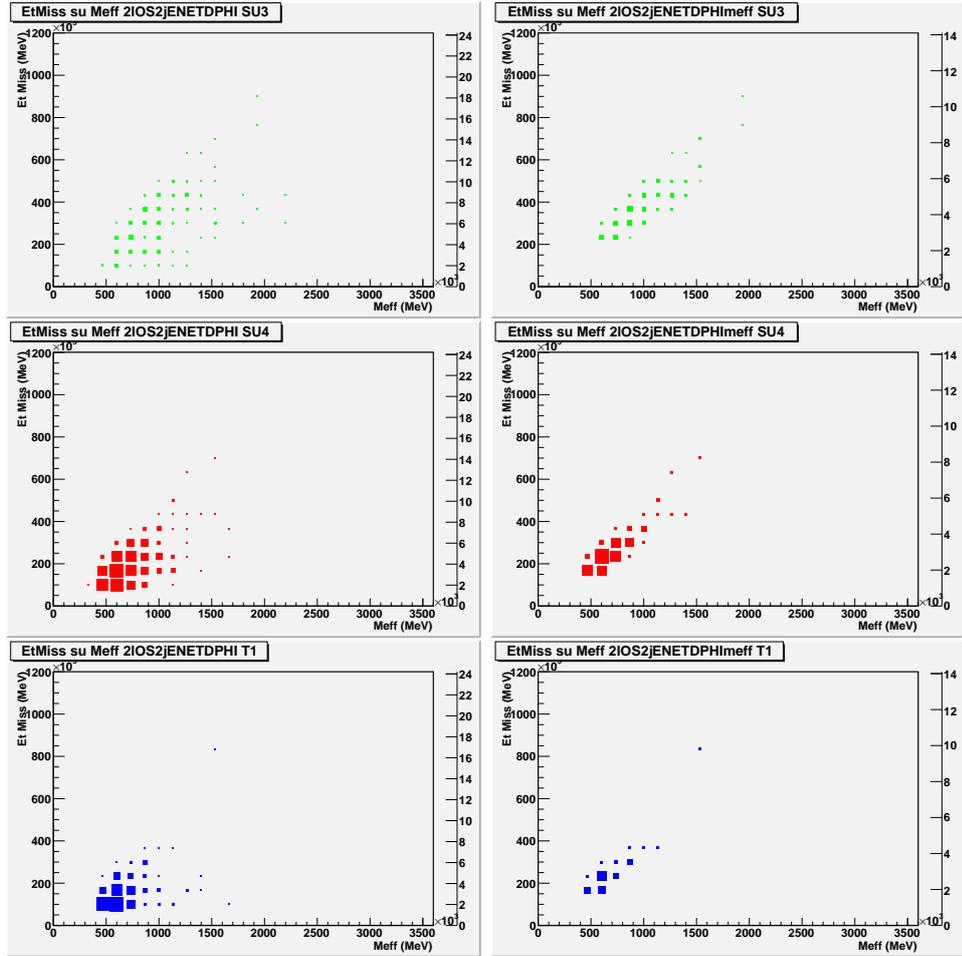


Figura 4.16: Distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} e alla M_{eff} per gli eventi, dall'alto in basso, di SU_3 (verde), SU_4 (rosso) e $T1$ (blu), prima (a sinistra) e dopo (a destra) del taglio. Ogni quadratino ha un'area proporzionale all'altezza del bin che rappresenta.

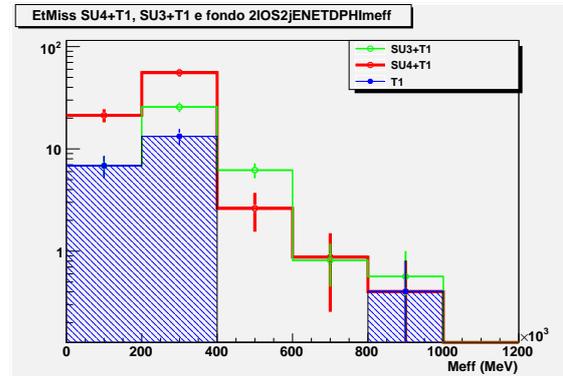


Figura 4.17: Istogramma della distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.

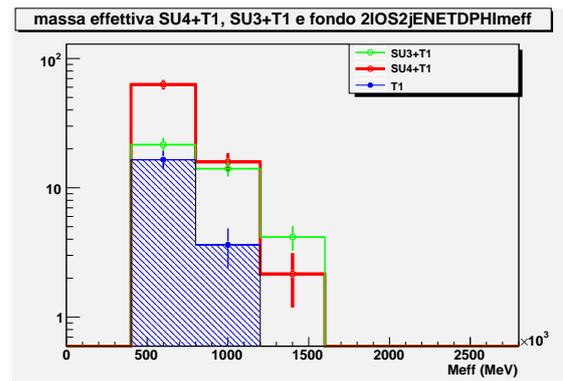


Figura 4.18: Istogramma della distribuzione rispetto alla M_{eff} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.

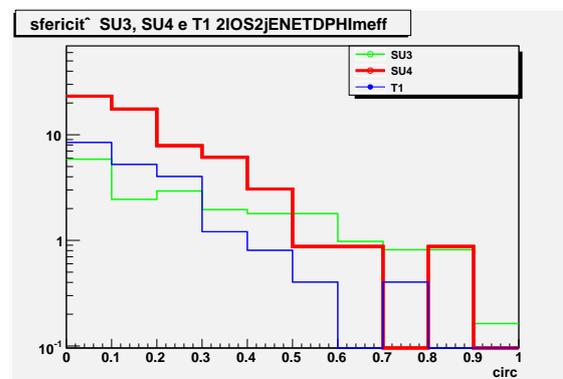


Figura 4.19: Distribuzione rispetto alla S_T degli eventi prima del taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale di SU3 e in rosso si ha il segnale di SU4.

SU4 30%): di conseguenza questo taglio risulta più indicato per l'analisi del segnale di SU3 piuttosto che per SU4. Nella Fig. 4.20 e 4.21 si ha la distribuzione della E_T^{MISS} e della M_{eff} dopo il taglio.

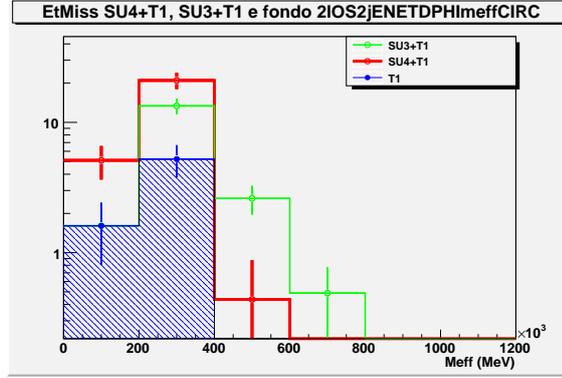


Figura 4.20: *Istogramma della distribuzione rispetto alla E_T^{MISS} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.*

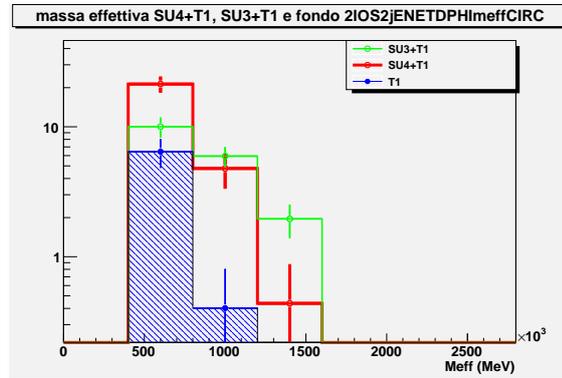


Figura 4.21: *Istogramma della distribuzione rispetto alla M_{eff} degli eventi dopo il taglio: in blu si ha il background (T1), in verde si ha il segnale $SU3+T1$ e in rosso si ha il segnale $SU4+T1$.*

4.11 Sintesi dei tagli e dei risultati

Una visione riassuntiva dei tagli si può avere analizzando la Tab. 4.3.

	eventi SU3	eventi SU4	eventi T1
all	1630	21539	55220
2l	77	886	3687
2IOS	65	693	3348
2j	52	640	2865
2jEN	39	226	206
ET	37	190	116
DPHI	35	175	107
m_{eff}	20	60	21
CIRC	11	20	7

Tabella 4.3: Numeri di eventi per SU3, SU4 e T1 che superano di volta in volta ogni taglio (i numeri degli eventi sono sempre normalizzati a 200 pb^{-1} ed approssimati all'intero).

Le efficienze su SU3, SU4 e T1 sono riportate invece nella Tab. 4.4.

	effic. per SU3	effic. per SU4	effic. per T1
2l	4.7%	4.11%	6.68%
2IOS	85.1%	78.2%	90.8%
2j	80%	92.3%	85.6%
2jEN	74%	35.4%	7.2%
ET	93.7%	83.9%	56%
DPHI	96.4%	91.9%	92.3%
m_{eff}	56%	35%	19%
CIRC	57%	30%	33%

Tabella 4.4: Efficienza di ogni taglio per SU3 ed SU4 e T1.

Per una buona analisi ci si dovrebbe aspettare, per ogni taglio, di avere efficienze alte per i segnali e basse per il fondo. Come si può vedere dai valori riportati nella Tab. 4.4 non sempre si ottiene il risultato aspettato. Nonostante questo, essendosi posti l'obiettivo di emulare l'analisi svolta dal gruppo di ricerca a Friburgo si è scelto di effettuare ugualmente anche i tagli meno efficienti, che probabilmente, i fisici di Friburgo hanno effettuato perché più efficienti su altri tipi di background che in questa tesi non sono stati analizzati. I tagli in questione, inoltre, vanno presi comunque in considerazione dal momento che nessuno fra i modelli SUSY in ricerca è mai stato teoricamente dimostrato e quindi allo stato dei fatti vanno considerati tutti egualmente probabili.

Per poter meglio classificare l'efficacia di ogni taglio, naturalmente a partire dal taglio sul valore dei p_T dei jet, si può, in prima analisi, calcolare la purezza dei tagli, ovvero il rapporto segnale rumore, definita come $\frac{SU3}{SU3+T1}$

o egualmente $\frac{SU4}{SU4+T1}$ che rende una prima idea di quanto ogni taglio migliori l'evidenza del segnale sul background.

	purezza per SU3	purezza per SU4
2jEN	0.16	0.52
ET	0.24	0.62
DPHI	0.25	0.62
meff	0.49	0.74
CIRC	0.62	0.74

Tabella 4.5: *Purezze per i segnali SU3 e SU4 calcolate, sui dati originali non ancora normalizzati a 200 pb^{-1} per ogni taglio effettuato.*

Si può osservare dalla Tab. 4.5 che le purezze dei tagli diventano man mano sempre più alte denotando così una sempre maggiore evidenza del segnale di Supersimmetria sul fondo $t\bar{t}$ anche se si può osservare che, sia per SU3 che per SU4, come si era previsto, il taglio sui valori dei $\Delta\phi$ è risultato alquanto inutile. Però per poter vagliare in modo corretto il potenziale di scoperta della SUSY è necessario tener conto dell'impossibilità di conoscere in modo esatto il background e di introdurre quindi le incertezze sistematiche e statistiche sul fondo nel calcolo della *significanza statistica* Z_N [14], data dalla convoluzione fra la densità di probabilità Poissoniana e la densità di probabilità Gaussiana caratterizzata dal numero di eventi di background N_b come media e da δ_b (incertezza sistematica) come deviazione standard. La probabilità dunque che il fondo fluttui fino al numero di eventi osservato (N_{s+b} , dove s è in generale il segnale SU3 o SU4) o oltre è data da

$$p = A \int db \cdot \text{Gauss}(N_b, \delta_b) \sum_{i=N_{s+b}}^{\infty} \frac{e^{-b} b^i}{i!}$$

dove A è costante di normalizzazione dell'integrale. La significanza statistica si calcola conseguentemente come³

$$Z_N = \sqrt{2} \text{erf}^{-1}(1 - 2p).$$

La significanza calcolata sul numero finale di eventi, dopo tutti i tagli, è riportata nella Tab. 4.6 ed è stata calcolata assumendo come δ_b il 50% di N_b così come riportato nella Nota di Friburgo. Inoltre se si considera che

	Z_N per SU3	Z_N per SU4
CIRC	2.1	5.6

Tabella 4.6: *Valori finali di Z_N misurati in sigma per i segnali SU3 e SU4 calcolati sul numero di eventi risultanti da tutti i tagli.*

in questo lavoro di analisi sono stati trascurati un buon numero di processi

³Nella definizione di p compare la funzione $\text{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ nota in statistica.

che nello stadio finale delle selezioni sarebbero stati presenti in una quantità stimata, sulla base dei risultati di Friburgo, come circa il 10% della presenza del fondo $t\bar{t}$, allora è possibile, al fine di stimare una più esatta significanza statistica, aumentare in numero N_b del 10% per meglio simulare la distribuzione ottenuta a Friburgo. I risultati di questo in termini di significanza statistica sono riportati nelle Tab. 4.7 Dai risultati ottenuti in termini di Z_N

	Z_N per SU3	Z_N per SU4
CIRC	2.1	3.6

Tabella 4.7: Valori finali di Z_N misurati in sigma per i segnali SU3 e SU4 calcolati per l'ultimo taglio effettuato considerando il fondo $t\bar{t}$ aumentato del 10% per simulare la presenza dei fondi trascurati nell'analisi.

è evidente che entrambi i modelli non sono rivelabili con la statistica che si prevede sarà a disposizione nel prossimo anno, per cui per questo canale di ricerca bisognerà aspettare una maggiore luminosità.

4.12 Confronto con i risultati di Friburgo

A questo punto non rimane che confrontare i risultati raggiunti in questa tesi (Fig. 4.21) con quelli ottenuti dal gruppo di studio di Friburgo (Fig. 4.22) espressi nella Nota ATLAS [1] attraverso l'istogramma della distribuzione del segnale SU4 a dei vari processi di fondo rispetto alla M_{eff} : per quanto riguarda il segnale SU4+T1, entro i limiti di errore, le distribuzioni risultano pienamente compatibili, per cui si può affermare che le simulazioni *fast* e *full* sono ragionevolmente compatibili. Inoltre per l'analisi svolta a Friburgo si può osservare, come già accennato, che tutti gli altri tipi di fondi considerati, nel livello finale di selezione, rappresentano solo il 10% della presenza del $t\bar{t}$, il che giustifica l'approccio minimale adottato in cui si è scelto di non spendere energie ulteriori nella produzione di fondi facilmente eliminabili.

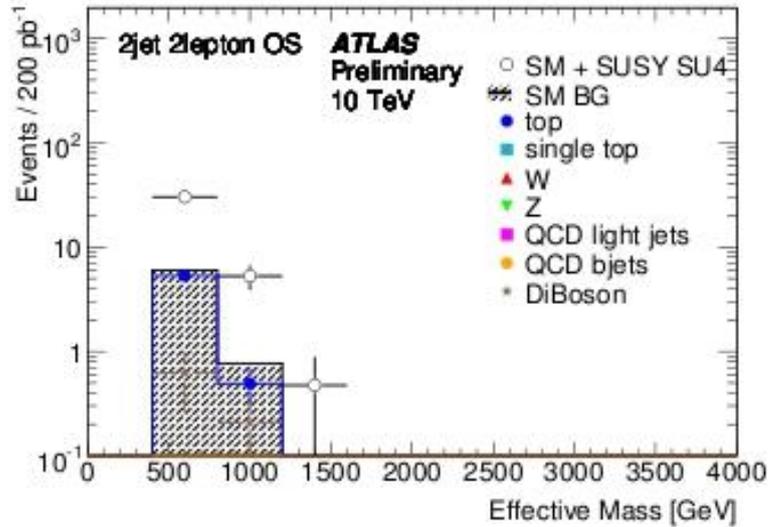


Figura 4.22: Risultati ottenuti dagli studi svolti a Friburgo.

Conclusione

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito dell'esperimento ATLAS, situato presso una delle intersezioni dell'acceleratore LHC e che molto probabilmente comincerà a prendere dati quest'anno. Una delle scoperte che ci si attende da questo esperimento è la presenza di particelle predette dalle teorie supersimmetriche. Per il lavoro considerato in questa tesi si è scelto di sfruttare il canale di ricerca in topologie a 2 leptoni (elettroni o muoni) con cariche di segno opposto, almeno due jet e consistente energia mancante e di svolgere un programma di analisi che possa simulare l'analisi svolta su campioni di eventi di processi $pp \rightarrow SU4$ e vari tipi di processi di fondo, tutti simulati in modalità *fast* tranne il processo $pp \rightarrow t\bar{t}$ prodotto in modalità *full*, ad opera di un gruppo di ricerca a Friburgo e pubblicata in una Nota ATLAS [1] lo scorso 20 luglio. Al fine dell'analisi sono stati prodotti, dal Gruppo I Lecce dell'INFN che si occupa di Fisica delle Alte Energie, con simulatori MC in modalità *full simulation* dei campioni di eventi riproducenti processi del tipo $pp \rightarrow SU3$ e $pp \rightarrow SU4$ per il segnale e $pp \rightarrow t\bar{t}$ con almeno un decadimento semileptonico come unico evento di fondo. La scelta di considerare come fondo soltanto il processo di $t\bar{t}$ è stata giustificata dai risultati finali: infatti dai risultati ottenuti a Friburgo è stato estrapolato che nella fase finale di selezione gli altri fondi sono presenti complessivamente in una percentuale pari al 10% rispetto alla presenza del top e per cui trascurabili. Invece la scelta di avere il fondo $t\bar{t}$ con almeno un decadimento semileptonico è stato giustificato con l'intenzione di eliminare a priori gli eventi di $t\bar{t}$ con decadimento completamente adronico nelle cui signature non compare nessun leptone contrariamente alle caratteristiche del canale scelto.

In un primo momento, dopo aver effettuato le selezioni di overlap removal e le selezioni dettate dalla scelta del canale di ricerca, sono stati riprodotti, alla stregua del lavoro svolto a Friburgo, i criteri di selezione per isolare il segnale supersimmetrico dal fondo: i tagli non sempre sono risultati ottimali ma si è preso in considerazione il fatto che gli stessi tagli erano stati fissati a Friburgo per agire su diversi tipi di background. In un secondo momento, dopo aver effettuato tutte le selezioni si è passati prima ad una fase di analisi e di vaglio dei vari tagli effettuati tramite il calcolo dei valori dell'efficienza su SU3, SU4 e T1, della purezza del segnale, ed infine della significanza statistica per i dati finali: la purezza è andata sempre aumentando di taglio in taglio nonostante le efficienze non siano state sempre ottimali ma i risultati in termini di significanza statistica hanno dimostato che entrambi i modelli (SU3 ed SU4) non sono rivelabili con la statistica usata e che si prevede sarà a disposizione nel prossimo anno di presa dati. Per cui per lo studio di que-

sto canale di ricerca risulta necessario attendere una maggiore luminosità. Infine nell'ultima parte dell'analisi sono stati svolti i confronti fra i risultati di Friburgo ed i risultati ottenuti nell'ambito di questa tesi: dal punto di vista statistico si è avuta un sostanziale accordo fra i due risultati confermando così una ragionevole compatibilità fra i due tipi di simulazioni usate nelle due analisi (*fast* e *full*) e giustificando in pieno la scelta di conservare solo il processo di $t\bar{t}$ come fondo.

Il tipo di analisi qui sperimentato con dati simulati MC potrà essere utilizzato sugli eventi prodotti all'LHC quando questo entrerà in funzione a luminosità sufficiente: se la Supersimmetria esiste alla scala del TeV, LHC avrà la possibilità di determinare le caratteristiche delle particelle supersimmetriche prodotte al fine di selezionare i modelli supersimmetrici compatibili con esse, o nella peggiore delle ipotesi, qualora la Supersimmetria non dovesse esistere, ad LHC si avranno le informazioni sufficienti per rigettarne la teoria.

Bibliografia

- [1] R. M. Bianchi et al., ATLAS Collaboration, *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, July 2009.
- [2] B. Povh, K. Rith, C. Sholz, F. Zetsche, *Particelle e Nuclei. Un'introduzione ai concetti fisici*; Bollati Boringheri, Torino, 2006.
- [3] G. Fogli, E. Lisi, *La lunga caccia al neutrino*; Asimmetrie, Rivista dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, anno II, Num 3, dicembre 2006.
- [4] S. D'Agostino, *Dirac: la ragionevole potenza della matematica (La matematizzazione della fisica nell'opera di Dirac)*.
- [5] *Achievements with Antimatter*; CERN Courier, November 1983.
- [6] G. Kane, *Supersimmetria, Squark, fotini, sparticelle: svelare le leggi ultime della natura*; Bollati Boringheri, Torino, 2005.
- [7] S. P. Martin, *A Supersimmetry Primer*; hep-ph/9709356v5, 2008.
- [8] *Tevatron-for-LHC Report: Preparations for Discoveries*; FERMILAB-CONF-06-284-T, February , 2008.
- [9] I. J. R. Aitchison, *Supersimmetry and MSSM: An Elementary Introduction*; hep-ph/0505105v1, May 12, 2005.
- [10] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR08.08E.html>.
- [11] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2009/PR13.09E.html>.
- [12] <http://cern.ch/lhc-machine-outreach/>.
- [13] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [14] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics*; CERN-OPEN-2008-020 December 2008.
- [15] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*; Journal of Instrumentation 3:S08003 (2008) 437.

- [16] K. Assamagan et al., *The ATLAS Monte Carlo Project*, ATL-COM-SOFT-2008-024.
- [17] E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, *ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for pp , $p\bar{p}$, and e^+e^- reactions*; hep-ph/0312045, 2003.
- [18] G. Corcella et al., *HERWIG 6.5 release note*; hep-ph/0210213, 2002.
- [19] G. Corcella et al., *Herwig 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetry processes)*; JHEP 0101:010, 2001.
- [20] S. Frixione and B. R. Webber, *The MC@NLO 3.2 event generator*; hep-ph/0601192, 2006.
- [21] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw and M. H. Seymour, *Multiparton Interaction in Photoproduction at HERA*; Z. Phys. C72:637, 1996.
- [22] Marshall Z., for the ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Software*; ATL-SOFT-PROC-2008-001, 2008.
- [23] <http://root.cern.ch/>.