

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO



Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche Naturali
Corso di Laurea in Fisica

RICERCA DI PARTICELLE
SUPERSIMMETRICHE
NELL'AMBITO
DELL'ESPERIMENTO ATLAS

Relatore: Prof. Francesco Ragusa

Correlatore: Dott. Tommaso Lari

Tesi di Laurea di:
Simone Montesano
Matricola 618918
Cod. PACS: 14.80.-j

Anno Accademico 2004–2005



*Dos'eri quand'io ponevo le fondamenta della terra?
Dillo, se hai tanta intelligenza!
Chi ha fissato le sue dimensioni, se lo sai,
o chi ha teso su di essa la sua misura?
Dove sono fissate le sue basi
o chi ha posto la sua pietra angolare,
mentre gioivano in coro le stelle del mattino
e plaudivano tutti i figli di Dio?*

Giobbe 38, 4-7.

INDICE

Riassunto	vii
1 SUSY: la Supersimmetria	1
1.1 La materia e le forze: il Modello Standard	1
1.1.1 I fermioni, componenti fondamentali della materia	2
1.1.2 Simmetrie di gauge e bosoni mediatori dell'interazione	3
1.1.3 L'origine delle masse: il bosone di Higgs	4
1.1.4 Le Teorie di Grande Unificazione: GUT	6
1.1.5 Limiti di validità del Modello Standard	6
1.2 Oltre la fisica conosciuta: la Supersimmetria	9
1.2.1 Validità della Supersimmetria	11
1.2.2 Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale	12
1.2.3 Il modello mSUGRA	14
1.2.4 Classificazione delle s-particelle	16
1.2.5 Ricerche sperimentali di Supersimmetria	19
1.3 Qualche considerazione cosmologica	21
1.3.1 Il problema della materia oscura	21
1.3.2 L'esperimento WMAP e i suoi risultati	25
1.4 Materia oscura & mSUGRA: il Focus Point	25
1.4.1 Limiti di WMAP sullo spazio dei parametri	25
1.4.2 Il Focus Point	28
2 L'esperimento ATLAS	31
2.1 Il CERN e LHC	31
2.1.1 CMS & ATLAS	35
2.1.2 LHCb	35
2.1.3 ALICE	35
2.1.4 TOTEM	36
2.2 Il programma di ricerca ad ATLAS	36
2.2.1 Fisica del Modello Standard	36
2.2.2 Oltre il Modello Standard	39
2.3 Descrizione del rivelatore di ATLAS	42
2.3.1 Inner detector	44

2.3.2	Calorimetro	47
2.3.3	Magneti	48
2.3.4	Camera a muoni	48
2.3.5	Acquisizione e Trattamento dei dati	49
3	Software utilizzato nel lavoro di tesi	51
3.1	Soluzione delle equazioni di rinormalizzazione	52
3.2	Calcolo della densità di materia oscura	52
3.3	Generazione degli eventi Montecarlo	54
3.4	Simulazione della risposta del rivelatore	55
3.5	Software per l'analisi dati	57
4	Il decadimento $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 l \bar{l}$	59
4.1	Il settore dei neutralini nel MSSM	59
4.1.1	Decadimento dei neutralini in una coppia di leptoni	60
4.2	Dall'elemento di matrice alla distribuzione di massa invariante	62
4.3	Confronto con la simulazione Montecarlo	65
4.3.1	I tagli di accettazione imposti dal rivelatore	65
5	Analisi delle distribuzioni di massa invariante	71
5.1	Alta statistica e bassa statistica	71
5.2	Tagli per la selezione degli eventi	72
5.3	La flavour-subtraction	75
5.4	Analisi dei dati a bassa statistica	77
5.5	Analisi dati ad alta statistica	79
5.5.1	Risoluzione sperimentale	79
5.5.2	Descrizione del fit	80
5.5.3	Valutazione degli errori	82
5.5.4	Calcolo dei branching ratio del gluino in neutralini	84
6	Limiti sullo spazio dei parametri del MSSM	87
6.1	Matrice di massa per il settore dei neutralini	87
6.2	Scan sullo spazio dei parametri	89
6.3	Compatibilità dei parametri con i fit	91
6.4	La catena gluino-gluino	93
6.4.1	Importanza della catena	93
6.4.2	Stima dei branching ratio del gluino	94
6.5	Compatibilità dei parametri con la stima dei branching ratio	95
6.6	Densità di materia oscura	96
7	Conclusioni	99

A	Distribuzione di massa invariante per il decadimento $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \bar{l}$	101
A.1	Limiti sulle variabili	103
A.2	Funzione di distribuzione della massa invariante	105
Bibliografia		107
Ringraziamenti		113

RICERCA DI PARTICELLE SUPERSIMMETRICHE NELL'AMBITO DELL'ESPERIMENTO ATLAS

Simone Montesano MATR. 618918

RIASSUNTO

L'obiettivo di questa tesi è la ricerca e l'analisi dei segnali riconducibili alla produzione e decadimento delle particelle supersimmetriche più leggere tramite la simulazione delle risposte del rivelatore ATLAS al Large Hadron Collider (LHC) situato al CERN di Ginevra, con particolare attenzione alla possibilità di determinare le masse dei neutralini.

Le teorie supersimmetriche nascono negli anni '70 come costruzione teorica che estende il Modello Standard ad energie superiori alla scala elettrodebole, compatibilmente con le teorie di grande unificazione (GUT) delle interazioni forte, elettrodebole e gravitazionale.

In particolare la teoria più semplice (Minimal Supersymmetric Standard Model) associa ad ogni bosone (fermione) fondamentale del Modello Standard un super-partner fermionico (bosonico), formando dei multipletti. Ovviamente nel mondo reale questa simmetria deve essere rotta dal momento che non sono mai stati osservati i partner supersimmetrici delle particelle del modello standard. Poiché non si conoscono i dettagli del meccanismo di rottura della supersimmetria, il MSSM risulta dipendente da un centinaio di parametri ma, attribuendo all'interazione gravitazionale la rottura di supersimmetria ad alte energie ($\approx 10^{10}$ GeV), ed imponendo altre ipotesi ragionevolmente compatibili con i dati sperimentali, possiamo restringere il nostro interesse al modello detto mSUGRA. In questo caso abbiamo solo 5 parametri liberi che determinano le masse e i tassi di decadimento delle particelle supersimmetriche ed un nuovo numero quantico conservato (R-parità). Questo scenario risulta particolarmente interessante perché permette di concludere che la particella supersimmetrica più leggera (LSP) è stabile e deve essersi accumulata nell'universo durante il big-bang. Il modello mSUGRA è particolarmente stimolante anche perché prevede che questa super-particella (neutralino, $\tilde{\chi}_1^0$) sia elettricamente neutra, con spin $\frac{1}{2}$ e debolmente interagente. Tale modello fornisce pertanto una potente segnatura sperimentale (l'energia mancante) per la ricerca di particelle supersimmetriche ed inoltre fornisce un candidato ideale per descrivere la materia oscura dell'universo.

I dati analizzati in questa tesi sono perciò basati sulla scelta di un punto nello spazio dei parametri di mSUGRA appartenente alla regione di Focus Point cioè che implica una densità residua di neutralini compatibile con le ultime misure sulla densità di materia oscura dell'universo fornite dal satellite WMAP. Per questa scelta di parametri i super-partner bosonici dei fermioni risultano pesanti (≈ 3000 GeV), mentre quelli fermionici dei bosoni leggeri (centinaia di GeV). Si è deciso di

analizzare i decadimenti $\tilde{\chi}_{2/3}^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^- e^+$ e $\tilde{\chi}_{2/3}^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^- \mu^+$ in quanto ATLAS è in grado di misurare con grande precisione il quadrimpulso dei due leptoni nello stato finale e in quanto questo decadimento fornisce importanti informazioni sulle masse dei neutralini.

Il primo passo di questo lavoro è perciò il calcolo esplicito della forma della distribuzione di massa invariante dei due leptoni, a partire dall'elemento di matrice previsto dalla teoria: il $\tilde{\chi}_1^0$ non può essere infatti rivelato con gli strumenti disponibili ad ATLAS. In particolare, potendo trascurare i contributi dei s-fermioni ($m_{\tilde{f}} \approx 3000$ GeV) all'ampiezza di probabilità del decadimento, possiamo parametrizzare la funzione che descrive l'istogramma di massa invariante usando solo la somma e la differenza delle masse dei neutralini coinvolti, oltre ad un fattore di normalizzazione. Il risultato trovato descrive con ottimo accordo i dati ottenuti con il programma di simulazione Montecarlo HERWIG.

È stata poi studiata sui dati della simulazione di ATLAS la possibilità di isolare con una statistica significativa il segnale dal fondo dovuto agli eventi di Modello Standard che si stima di molto superiore al segnale atteso. La richiesta di almeno 6 getti ad alta energia (provenienti dal decadimento del gluino) e lo studio della variabile $M_{\text{eff}} = E_{T\text{miss}} + \sum_{\text{jets}} P_{T\text{jet}}$ danno però la possibilità di discriminare il segnale dal fondo con un rapporto accettabile anche con soli 3 anni di presa dati a bassa statistica (30 fb^{-1}).

Si è quindi proceduto all'analisi dei dati della simulazione di entrambi i decadimenti con la funzione calcolata in precedenza. Per entrambi gli studi si ottiene una differenza di massa per i neutralini coinvolti corredata da un errore di circa l'1% ad una luminosità di 300 fb^{-1} (tre anni di presa dati ad alta luminosità), compatibile entro una deviazione standard con il valore teorico. Si riscontra invece una maggiore imprecisione nella valutazione delle somme delle masse. Tale imprecisione è dovuta principalmente alla debole dipendenza della distribuzione da questo parametro. Sono stati perciò studiati sia la correlazione tra i parametri sia i limiti di variazione al 95% C.L. degli stessi. All'interno dei limiti imposti dal 95% C.L. è stato inoltre analizzato l'andamento del rapporto tra i branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$.

Con i dati ottenuti dai fit descritti in precedenza si sono determinate le informazioni che si possono ottenere sui parametri che descrivono il modello mSUGRA. Si è perciò studiata la dipendenza teorica delle masse dei neutralini e dei branching ratio del gluino dai parametri mSUGRA: si è "campionato" lo spazio dei parametri con l'ausilio del programma ISAJET, individuandone la sola parte compatibile al 95% C.L. con i valori misurati delle differenze di massa e dei branching ratio e con i limiti attualmente accettati per i dati sperimentali relativi al Modello Standard (LEP e TEVATRON). Infine è stata evidenziata la compatibilità di tale spazio ristretto con le misure di WMAP relative alla densità residua di materia oscura nell'universo.

· CAPITOLO 1 ·

SUSY: LA SUPERSIMMETRIA

Per introdurre l'argomento specifico di questo lavoro, bisogna dare un quadro generale delle problematiche attualmente legate alla fisica delle particelle, che permetta di apprezzare la scelta di studiare le conseguenze della teoria supersimmetrica, non ancora accertata sperimentalmente. Vedremo perciò una panoramica del Modello Standard, correntemente accettato come vero, dei suoi limiti e delle sue possibili generalizzazioni.

Tra queste generalizzazioni, la supersimmetria si presenta sicuramente come una delle più semplici e nello stesso tempo più complete, in particolare per l'elegante soluzione del problema gerarchico. Allo stesso tempo, sotto ipotesi molto generali si può ipotizzare che la particella più leggera tra le nuove previste dalla teoria supersimmetrica sia stabile e si comporti come un perfetto candidato per la materia oscura prevista da moltissime teorie cosmologiche.

1.1 La materia e le forze: il Modello Standard

Alla fine degli anni '70 i dati sperimentali disponibili permettevano di individuare quattro forze fondamentali (elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale) ed un ampio spettro di particelle, elementari e non, che interagivano tra loro mediante alcune o tutte queste forze. Fu costruendo la teoria oggi conosciuta come Modello Standard (MS) [1,2] che si riuscì a descrivere in modo unitario tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione forte, l'interazione debole e quella elettromagnetica. Nello stesso tempo fu possibile individuare le classi di particelle fondamentali, cioè senza struttura interna, che costituiscono la materia: i *leptoni*, che non hanno interazione forte, ed i *quark* che interagiscono secondo tutte le forze conosciute.

Questo modello lascia quindi da parte gli effetti dovuti alla forza di gravità poiché, alla scala di energia a cui il Modello Standard è stato studiato, i suoi effetti sono del tutto trascurabili rispetto a quelli legati alle altre tre forze. Inoltre la descrizione delle tre interazioni comprese nel MS è realizzata con delle teorie di gauge locali che prevedono la presenza di campi di gauge bosonici (massivi e non) come mediatori

delle stesse: per il campo gravitazionale non è ancora stata elaborata una descrizione di questo tipo universalmente accettata!

Il gruppo di gauge del Modello Standard è costruito come prodotto diretto tra tre gruppi di simmetria:

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \quad (1.1)$$

La prima simmetria ($SU(3)_C$, simmetria di *colore*) prevede 8 particelle vettoriali senza massa (i *gluoni*, g), mediatori dell'interazione forte. La seconda simmetria ($SU(2)_L$) riguarda doppietti costituiti da particelle di elicità definita ed è caratterizzata da tre bosoni vettoriali intermedi W^+ , W^- e W^0 . Il terzo gruppo ($U(1)_Y$) è legato all'ipercarica di ciascuna particella ed è mediato dal bosone B . In realtà in natura non si osserva l'interazione basata sull'ipercarica: i bosoni B e W^0 si osservano sempre "mmescolati", sotto forma di *fotone* (portatore dell'interazione elettromagnetica) o di Z^0 . Il fatto che la simmetria fondamentale sia costituita dal prodotto di simmetrie più piccole significa che il MS, pur descrivendo in modo unitario le forze, non prevede alcun tipo di unificazione fisica tra le tre interazioni rappresentate.

L'ultimo tassello del modello è il *bosone di Higgs*: si tratta in realtà di un doppietto complesso di campi scalari. La simmetria globale del Modello Standard non permette infatti che le particelle abbiano una massa: è l'interazione con il campo di Higgs che consente a tutte le particelle del MS di acquisire una massa, secondo un processo noto come *rottura spontanea di simmetria elettrodebole*.

1.1.1 I fermioni, componenti fondamentali della materia

Secondo il MS, la materia è costituita da particelle ritenute elementari (cioè prive di struttura interna) di spin $\frac{1}{2}$. Questi fermioni si suddividono in tre generazioni di quark e tre di leptoni. Siccome il gruppo $SU(2)_L$ riguarda solo le particelle con elicità "left", tutto il Modello Standard risulta chirale cioè non rispetta la simmetria destra-sinistra (L-R). I fermioni destrorsi hanno perciò numeri quantici diversi di quelli sinistrorsi rispetto alla simmetria G_{MS} .

La classificazione è perciò strutturata come mostrato in tabella 1.1:

- Leptoni: si dividono in tre doppietti sinistrorsi di isospin debole $L_{\alpha L}$ (con $\alpha = 1, 2, 3$) costituiti rispettivamente da un leptone carico negativamente (e_L^- , μ_L^- , τ_L^-) e dal corrispondente neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ), e in tre singoletti destrorsi $L_{\alpha R}$ costituiti solo dai leptoni carichi delle tre generazioni (e_R^- , μ_R^- , τ_R^-). Non esistono perciò neutrini di elicità destrorsa.¹ Tutti i leptoni sono sensibili all'interazione debole ma non a quella forte, solo le particelle dotate di carica sono sottoposte alla forza elettromagnetica .

¹Nel 1998 la collaborazione SuperKamiokande [62] ha annunciato l'evidenza di oscillazioni dei neutrini: ciò significa che i neutrini sono dotati di massa. Le implicazioni di tale scoperta sono ancora oggetto di ricerche teoriche e sperimentali. In questa tesi assumeremo comunque che il neutrino sia privo di massa e che non esista una sua componente right-handed.

- Quark: si dividono anch'essi in tre doppietti sinistrorsi di isospin debole $Q_{\alpha L}^i$ (con $\alpha = 1, 2, 3$ e $i = 1, 2, 3$ indice di colore) e in sei singoletti destrorsi $Q_{\alpha R}^i$ (uno per ogni quark). I quark hanno carica elettrica frazionaria ($\frac{2}{3}$ e $-\frac{1}{3}$ rispettivamente all'interno dello stesso doppietto) e sono sensibili sia all'interazione forte che a quella debole ed elettromagnetica. A causa delle caratteristiche dell'interazione forte, non è possibile osservare quark liberi, ma soltanto stati legati che risultino complessivamente privi di colore. Gli autostati di massa dei quark a carica $-\frac{1}{3}$ non sono gli autostati che compaiono nei doppietti definiti dalla simmetria elettro-debole. La matrice che permette di collegare gli autostati dell'interazione debole e gli autostati di massa è detta matrice CKM (dai nomi dei fisici Cabibbo, Kowasaki e Maskawa).

Possiamo ritrovare la carica elettrica di ciascuno di questi fermioni tramite la formula di Gell-Mann e Nijshima:

$$Q = I_{3L} + \frac{Y}{2} \quad (1.2)$$

una volta noti i numeri quantici di ipercarica Y e della terza componente dell'isospin debole I_{3L} .

A ciascun fermione corrisponde poi un antifermione, caratterizzato da numeri quantici opposti.

Leptoni		Quark	
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}$	e_R^-	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$u_R \quad d_R'$
$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L^- \end{pmatrix}$	μ_R^-	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$	$c_R \quad s_R'$
$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$	τ_R^-	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$	$t_R \quad b_R'$

Tabella 1.1 - La classificazione dei fermioni secondo il Modello Standard dell'interazione elettrodebole. Solo le componenti *left* dei fermioni sono raccolte in doppietti e rispettano la simmetria $SU(2)_L$. Inoltre non esistono componenti *right* per i neutrini. Per quanto riguarda i quark, la seconda componente del doppietto non è uno stato fisico, ma un mix dei tre stati fisici *down*, secondo la matrice di Cabibbo-Kowasaki-Maskawa.

1.1.2 Simmetrie di gauge e bosoni mediatori dell'interazione

Come abbiamo accennato, nel MS le forze sono descritte tramite teorie di gauge locali [3, 4]: possiamo dire che si ricava l'interazione tra i fermioni imponendo che la lagrangiana che li descrive sia invariante sotto ciascuno dei gruppi di simmetria indicati nella formula 1.1. Tale lagrangiana, interpretata secondo la teoria quantistica dei campi, risulta contenere, oltre alla descrizione dei fermioni costituenti la

materia, anche quella dei bosoni di spin-parità $J^P = 1^-$ che rappresentano i quanti dell'interazione associata a ciascun gruppo.

A seconda del tipo di interazione possiamo classificare i bosoni di gauge come:

- Gluoni G^a : sono i mediatori dell'interazione forte, rispondono alla simmetria di gauge di colore $SU(3)_C$ e non sono massivi. La simmetria di colore distingue i quark in base ad una carica (il colore) che può assumere tre diversi valori. Esistono perciò 8 diversi gluoni, ciascuno caratterizzato da una diversa carica di colore non nulla: questo consente l'interazione tra loro stessi oltre che con i quark.
- Bosoni vettori W^j e B : sono i 4 intermediari dell'interazione elettrodebole, rispondono rispettivamente alla simmetria di gauge $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, due di loro (W^\pm), sono elettricamente carichi mentre gli altri due (W^0 e B) sono neutri. Senza considerare la rottura spontanea di simmetria elettrodebole (paragrafo 1.1.3), tutti e quattro sono privi di massa. Gli stati fisici osservabili prevedono un mixing tra i due bosoni neutri W^0 e B secondo un parametro che è l'angolo di Weinberg θ_W : si definisce così il fotone γ , mediatore dell'interazione elettromagnetica, e lo Z^0 , mediatore neutro dell'interazione debole.

1.1.3 L'origine delle masse: il bosone di Higgs

Dedichiamo infine spazio all'origine delle masse per le particelle del MS. Si tratta di un argomento molto importante, in parte perché è l'unico settore della teoria che ancora manca di riscontri sperimentali diretti (ad oggi non è mai stato osservato il bosone di Higgs) ed inoltre ad esso sono legati molti degli aspetti "insoddisfacenti" del modello approfonditi nel paragrafo 1.1.5.

Per motivi di conservazione della simmetria chirale dell'interazione debole, non si possono inserire nella lagrangiana termini di massa classici per i fermioni, del tipo:

$$m(\psi_L^\dagger \psi_R + \psi_R^\dagger \psi_L) \quad (1.3)$$

Tali termini sarebbero evidentemente non gauge-invariante sotto $SU(2)_L$! Il problema si ripropone in modo analogo per i bosoni vettoriali, che non possono avere termini di massa espliciti per preservare la rinormalizzabilità della teoria. Si rende perciò necessario un meccanismo alternativo per spiegare le masse di tutte le particelle normalmente rivelate.

Il meccanismo del MS prevede l'esistenza di un solo doppietto di campi scalari complessi (doppietto di Higgs):

$$\phi = (\phi^+, \phi^0) \quad (1.4)$$

La massa dei bosoni W_μ^j e B_μ nasce grazie ad un meccanismo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, mentre quella dei fermioni a causa dell'accoppiamento di tipo Yukawa di questo doppietto con i fermioni stessi.

In pratica si definisce la lagrangiana del campo scalare di Higgs come:

$$L = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (1.5)$$

Se il parametro solitamente interpretato come massa μ^2 assume un valore negativo, il potenziale non presenta più un unico minimo per $\phi = 0$, ma un “anello” di minimi nel piano complesso per $|\phi| = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$.

La rottura di simmetria si manifesta proprio nel fatto che la realtà fisica sceglie uno di questi minimi (in teoria tutti equivalenti) in particolare, individuando quindi una fase ben precisa nel piano complesso. Questo fa sì che la simmetria G_{MS} sia rotta e si riduca alla simmetria apparente $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$ e che i bosoni intermedi acquistino una massa.

Risulta allora utile definire $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$, valore di aspettazione di vuoto del campo di Higgs, e sviluppare in serie perturbativa il campo di Higgs attorno a questo minimo. Dal modello di Glashow-Weinberg-Salam si deducono poi i mixing tra i bosoni W^j e B a formare i tre bosoni vettori fisici W^\pm , Z^0 e il fotone γ :

$$W^\pm = \frac{(W^1 \pm W^2)}{\sqrt{2}} \quad (1.6)$$

$$Z^0 = \sin\theta_W B - \cos\theta_W W^3 \quad (1.7)$$

$$\gamma = \cos\theta_W B + \sin\theta_W W^3 \quad (1.8)$$

Le rispettive masse risultano allora

$$m_W = \frac{g_2 v}{\sqrt{2}} \quad (1.9)$$

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \quad (1.10)$$

dove $\tan\theta_W = \frac{g_1}{g_2}$ rappresenta il rapporto tra le costanti di accoppiamento rispettivamente dei bosoni B e W^j . Da questo mixing risulta inoltre correttamente che il fotone γ non ha massa.

Il valore della massa del bosone di Higgs risulta essere, al primo ordine dello sviluppo perturbativo, $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$, mentre il suo accoppiamento di Yukawa con i fermioni dà loro una massa proporzionale al valore di aspettazione di vuoto del campo di Higgs v e alla loro costante di accoppiamento col campo di Higgs stesso.

Il Modello Standard risulta allora essere dipendente da ben 19 parametri arbitrari:

- Le 3 costanti di accoppiamento g_1 , g_2 (o $\sin\theta_W$) e g_3 , una per ciascuna delle forze in gioco;
- Le 9 costanti di accoppiamento di Yukawa che determinano la massa dei fermioni;

- I 2 parametri del potenziale scalare: μ^2 (o m_H , o v) e λ ;
- I 3 angoli della matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) e la fase che parametrizza la violazione di CP nel Modello Standard;
- Il parametro θ_{QCD} di violazione di CP nella lagrangiana gluonica dell'interazione forte [61].

1.1.4 Le Teorie di Grande Unificazione: GUT

Le teorie di grande unificazione partono dall'esigenza di definire una teoria più fondamentale che consenta l'effettiva unificazione delle tre forze descritte nel MS, identificando una unica costante di accoppiamento ed un unico gruppo di simmetria di cui il Modello Standard diventi il limite a basse energie.

Un indizio per l'idea di unificazione si ricava dai dati di LEP: estrapolando tramite le equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RGE) [63, 64] nell'ambito di alcuni modelli di estensione del MS (ad esempio la SUSY) i valori delle tre costanti di accoppiamento a partire dalla scala elettrodebole (convenzionalmente fissata a $m_Z = 90$ GeV) fino a scale di energia più elevate, si è evidenziato il corretto andamento asintotico per la convergenza ad un valore simile per energie nell'ordine di $10^{15\sim 16}$ GeV (vedi figura 1.1). Tale scala di energia viene detta scala di grande unificazione Λ_{GUT} e per le tre costanti di accoppiamento vale:

$$\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3}\alpha_1 = \alpha_{GUT} \quad (1.11)$$

I gruppi di gauge candidati per per la descrizione unitaria delle forze sono molteplici: il più semplice (nonché il primo ad essere proposto nel 1974 da Glashow e Georgi [5]) è $SU(5)$. La teoria che si ottiene è perfettamente coerente, ma le sue previsioni fenomenologiche per $\sin \theta_W$ e per la vita media del protone sono incompatibili con i dati sperimentali [6].

Altri gruppi possibili sono $SO(10)$ e E_6 (ispirato alla teoria delle superstringhe): le previsioni sui dati sperimentali possono essere più o meno distanti da quelle di $SU(5)$ a seconda del modo di descrivere la rottura di simmetria e di inserire il gruppo di gauge del MS. L'interesse per queste generalizzazioni è dovuta anche al fatto che esse potrebbero prevedere l'esistenza di neutrini destrorsi e massivi (come pare necessario per giustificare le oscillazioni di neutrini confermate dalle ricerche degli ultimi anni).

1.1.5 Limiti di validità del Modello Standard

La teoria del MS ha dato risultati molto soddisfacenti e precisi nel descrivere le evidenze sperimentali fino agli ultimi anni. Oggi l'evoluzione tecnologica ha dato la possibilità di costruire acceleratori per raggiungere scale di energia sempre maggiori e ha permesso misure molto precise in campo astrofisico e cosmologico. È innanzitutto

a partire da questi dati che si evidenziano delle discrepanze o dei fenomeni, pur intimamente collegati alla fisica delle particelle, che esulano dal Modello Standard. Nasce quindi la necessità di superare la teoria attuale o quanto meno di estenderla per descrivere nuovi fenomeni:

- il problema della materia oscura, per il quale il MS non prevede alcuna soluzione. Una delle teorie più accreditate ne spiega la presenza nell'universo ipotizzando l'esistenza di una particella neutra stabile ma molto massiva (almeno dell'ordine della massa della Z^0) che interagisca solo debolmente con la materia.
- L'asimmetria materia-antimateria nell'universo, che non risulta numericamente spiegata dalle fonti di violazione di CP proposte dal MS (matrice CKM);
- l'esistenza di una massa non nulla per i neutrini, richiesta dall'evidenza che essi compiono oscillazioni di sapore nella propagazione. Nel MS infatti non è possibile assegnare una massa ai neutrini tramite l'accoppiamento di Yukawa senza prevedere l'esistenza di neutrini destrorsi.

A queste incompatibilità si aggiunge la necessità di capire in modo più profondo gli aspetti del modello, per farne una teoria più generale:

- l'elevato numero di parametri liberi (19) rende la teoria determinata da troppe variabili arbitrarie per pensare che si tratti di una teoria fondamentale,
- il confronto contemporaneo di tutte le quantità osservabili misurate del MS con le previsioni teoriche (il cosiddetto "fit elettrodebole globale") prevede che le tre costanti di accoppiamento fondamentali non convergano ad un valore comune al crescere dell'energia, come invece previsto dalle teorie di grande unificazione (teorie GUT).
- La teoria del MS non giustifica in alcun modo l'esistenza di sole tre famiglie di leptoni e quark, né le differenze di massa tra le stesse.
- Nel calcolo delle correzioni radiative la massa di Higgs tende ad assumere il valore della scala di energia più alta considerata (problema gerarchico).

Il problema gerarchico

Abbiamo visto che uno dei parametri che determinano il MS, ed in particolare la scala per tutte le masse del modello elettrodebole, è scelto tra μ^2 , m_H , o v . La particolarità di questo parametro è che esso ha le dimensioni di un'energia. Ricordiamo che nel meccanismo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole, è essenziale che il termine $-\mu^2 = -\frac{v^2\lambda}{4}$ risulti negativo, assicurando la presenza di un "anello" di minimi nel piano complesso per il valore di aspettazione del campo di Higgs sul vuoto $|\phi| = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$ (paragrafo 1.1.3).

Quello che abbiamo detto è valido per sviluppi al primo ordine (tree-level). Quando passiamo ad ordini successivi ed iniziamo ad includere i contributi provenienti dai *loop* dobbiamo applicare la rinormalizzabilità del Modello Standard, che permette di ridefinire le costanti teoriche che determinano il modello, in modo da riassorbire le divergenze ed ottenere una teoria ben definita ed estendibile fino ad energia infinita.

Il problema nasce nel momento in cui non vogliamo considerare il MS una teoria valida a qualunque scala di energia fino all'infinito, ma vogliamo prendere in considerazione nuova fenomenologia (ad esempio la GUT o l'unificazione con la forza gravitazionale) che si manifesta al di sopra di una certa soglia. In questo caso gli integrali di *loop* sono del tipo

$$\int^{\Lambda} d^4k f(k, \text{ext. mom.}) \quad (1.12)$$

dove Λ *non* è un *cut-off* che tende all'infinito, ma la scala di energia a cui diviene manifesta la nuova fenomenologia fisica (Λ_{GUT} o m_{PL}).

Se infatti calcoliamo le correzioni al termine $-\mu^2\phi^\dagger\phi$ della lagrangiana del campo di Higgs, ed in particolare il contributo di self-interazione di 4 bosoni, esse corrispondono ad un integrale [14]

$$\delta\mu^2 = \lambda \int^{\Lambda} d^4k \frac{1}{k^2 - m_H^2} \quad (1.13)$$

che diverge quadraticamente, e risulta assumere valore *positivo* dell'ordine di $\lambda\Lambda^2\phi^\dagger\phi$. Quando assumiamo $\Lambda \equiv \Lambda_{GUT}$ (o peggio $\Lambda \equiv m_{PL}$), la correzione al valore di $-\mu$ risulta essere dell'ordine di 10^{11} (o 10^{19}) GeV e soprattutto risulta positiva! L'unica soluzione "interna" al MS è ammettere che si realizzi un aggiustamento molto fine (*fine tuning*) tra μ_0^2 e $\delta\mu^2$ a tutti gli ordini dello sviluppo perturbativo. Questa eventualità è decisamente remota e l'aggiustamento risulta oltremodo artificioso: alla scala GUT richiederebbe ad esempio un accordo su 28 decimali! Inoltre difficilmente il valore di $\mu = \frac{v^2\lambda}{4}$ può essere maggiore di qualche centinaio di GeV, a meno che il valore di λ non sia maggiore dell'unità (il che comunque non permetterebbe di trattare la teoria in regime perturbativo e quindi la renderebbe priva di strumenti di calcolo).

L'unica soluzione che si prospetta ad oggi è che esista una scala di energia a cui si verificano nuovi fenomeni fisici intermedia tra Λ_{GUT} e la scala del MS. I migliori candidati a fornire la scala cercata risultano i modelli supersimmetrici, che ipotizzano una simmetria tra campi bosonici e fermionici ad energie dell'ordine di $\Lambda_{SUSY} \approx 1$ TeV (vedi paragrafo 1.2.1).

Il Modello Standard come teoria efficace

Appare quindi chiaro che il MS sia da considerare una sorta di teoria efficace che descrive correttamente la fenomenologia alla scala di energia della rottura di simmetria

elettrodebole (fino a circa 1 TeV); oltre a questa scala sarebbe auspicabile elaborare una teoria alternativa ad una semplice estensione del modello, una teoria più fondamentale che però contenga il MS come limite di bassa energia. La situazione non è dissimile a quella che condusse, alla fine degli anni '60, alla costruzione della teoria elettrodebole, ed anche in questo caso la possibilità potrebbe essere quella di unificare le diverse interazioni, cercando di includere nel modello anche la gravità.

1.2 Oltre la fisica conosciuta: la Supersimmetria

La supersimmetria [7] è una simmetria che associa ad ogni bosone un fermione e viceversa. I suoi generatori risultano essere spinori di Majorana Q_α ($\alpha = 1, \dots, 4$) che agiscono sugli stati fisici cambiandone lo spin di $\pm\frac{1}{2}$. L'idea di una simmetria che unisse i diversi multipletti di spin nacque negli anni '60 sull'onda dei successi ottenuti dal modello a quark per mesoni e barioni, ma fu inizialmente scartata, perché in base al teorema di Coleman-Mandula [8] prevederebbe uno spettro infinito di particelle. Nel 1975 Haag-Lopuszanski-Sohnius [9] proposero una via per aggirare il teorema di Coleman-Mandula, imponendo ai generatori della SUSY le regole di anticommutazione proprie di un'algebra di Lie:

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta \quad (1.14)$$

$$[Q_\alpha, P^\mu] = 0 \quad (1.15)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} P^\mu \quad (1.16)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0 \quad (1.17)$$

dove le γ_μ sono le usuali matrici di Dirac e vale $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, P^μ è il tetra-vettore energia-impulso e $M^{\mu\nu}$ è il generatore del gruppo di Lorentz. La relazione (1.14) mostra la natura spinoriale dei Q_α , mentre dalla relazione (1.15) si deduce che $[Q_\alpha, P^2] = 0$, ovvero che ogni trasformazione supersimmetrica conserva il tetra-vettore energia-impulso. Infine la relazione (1.16) dimostra che l'applicazione consecutiva di due trasformazioni supersimmetriche (ad esempio $Q_\alpha \bar{Q}_\alpha$) si traduce in una traslazione nello spazio-tempo P^μ . La gravitazione risulta quindi inevitabilmente coinvolta nella supersimmetria, originando modelli a SUSY locale detti di supergravità (modelli SUGRA) [10] che fondono le simmetrie di gauge interne del campo (quelle del MS per esempio) con l'invarianza per trasformazioni di coordinate nello spazio-tempo (relatività generale), costituendo un ottimo punto di partenza per una totale unificazione delle forze della natura.

Le particelle che hanno origine da questo modello sono raggruppate in supermultipletti con un ugual numero di gradi di libertà bosonici e fermionici:

- supermultipletti chirali di fermioni e sfermioni (partner supersimmetrici dei fermioni) di spin rispettivamente $(\frac{1}{2}, 0)$;
- supermultipletti vettoriali di bosoni di gauge e gaugini (partner supersimmetrici dei bosoni di gauge) di spin rispettivamente $(1, \frac{1}{2})$;

- supermultipletto gravitazionale (nei modelli SUGRA) con gravitone (ipotetico bosone di gauge mediatore della gravità) e gravitino (suo partner supersimmetrico) di spin rispettivamente $(2, \frac{3}{2})$.

Tutte le particelle di questi multipletti sono senza massa finché sia SUSY che la simmetria elettrodebole sono rispettate. Chiaramente la realtà fisica, almeno per le particelle, è profondamente diversa! Si associa quindi alla teoria un meccanismo di rottura di simmetria (prima di SUSY, poi ad energie inferiori di $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) che fa acquisire una massa a tutte le particelle.

La rottura di SUSY deve avere allora come conseguenza la perdita della degenerazione delle masse all'interno dei super-multipletti. I primi tentativi furono orientati alla rottura di SUSY spontanea sulla falsa riga del meccanismo di Higgs nel MS, ma incontrarono molti problemi poiché prevedono la violazione della conservazione della carica elettrica e di colore o l'attribuzione di una massa non nulla per il fotone. L'attenzione fu allora posta su una rottura di SUSY locale [6] che includesse la supergravità. Si tratta però teoria non rinormalizzabile, quindi deve essere considerata a sua volta come una teoria efficace a bassa energia derivante ad esempio dalla teoria delle superstringhe. Il meccanismo di rottura di SUSY è quindi necessario ma sostanzialmente ignoto ed esistono svariate ipotesi in attesa di dati sperimentali ad energie più elevate. In ogni caso lo spettro delle particelle è diviso in tre settori:

- un settore visibile a SUSY globale contenente tutte le particelle standard e i loro super-partner,
- un settore nascosto che comprenda tutte le particelle molto massive (tra i 10^{10} GeV e i 10^{16} GeV della scala GUT) che sia responsabile della rottura di SUSY e la trasmetta al settore visibile tramite l'interazione gravitazionale.
- un terzo settore alle energie della scala di Planck $\Lambda_{Pl} \approx 10^{19} GeV$ in cui si ipotizza un'unificazione totale delle quattro forze fondamentali.

Lo studio della teoria è quindi ancora aperto dal punto di vista teorico e non abbiamo la possibilità di verificarne i possibili effetti a livello sperimentale. L'accettabilità della teoria è quindi basata solo sul fatto che il formalismo sia coerente, elegante, senza anomalie e che conduca al MS nel suo limite di bassa energia. Di sicuro, però, LHC fornirà dati fondamentali per queste teorie: se non si dovesse trovare traccia di particelle supersimmetriche, come di Higgs, si dovrebbe cambiare radicalmente punto di partenza per estendere il MS. È difficile infatti pensare di poter riadattare in qualche modo la supersimmetria in caso di assenza di segnali ad LHC o nei futuri esperimenti, perché bisognerebbe spostare la scala della SUSY ad energie molto più alte, che non permetterebbero più di soddisfare la richiesta dell'equazione 1.18, lasciando di fatto irrisolto il problema gerarchico.

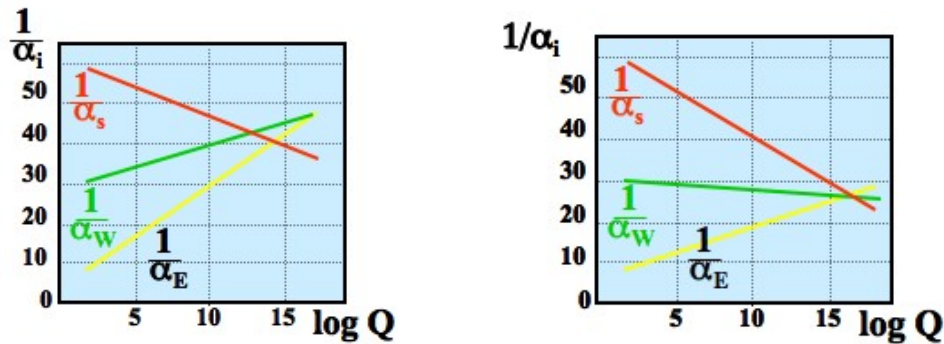


Figura 1.1 - L'evoluzione delle costanti di accoppiamento forte, debole ed elettromagnetica in funzione dell'energia. A sinistra la previsione del MS, in cui i valori delle tre costanti diventano simili, senza tuttavia convergere allo stesso valore; a destra la teoria del MSSM, che prevede l'effettiva convergenza delle costanti verso lo stesso valore.

1.2.1 Validità della Supersimmetria

Nonostante le difficoltà nel descrivere la rottura di simmetria e nell'includere la supergravità, la SUSY è una teoria abbastanza accreditata e deve il suo successo alla capacità di risolvere molti problemi aperti del MS.

- Risolve il problema gerarchico (paragrafo 1.1.5). Infatti i suoi teoremi di non rinormalizzazione dimostrano che nelle correzioni in loop a tutti gli ordini perturbativi i contributi di fermioni e bosoni sono di segno opposto e sono proporzionali a $\Lambda^2 + m_{BOS/FERM}^2$. Finché SUSY è una simmetria esatta ogni loop deve allora comprendere una particella e una s-particella, annullando qualsiasi divergenza nella somma dei contributi. Tale proprietà può comunque essere estrapolata anche ad energie più basse. In particolare se proviamo a calcolare le correzioni radiative alla massa di Higgs, risulta necessario comunque un fine-tuning (paragrafo 1.1.5), ma dell'ordine della m_W , il che significa:

$$|m_{BOS}^2 - m_{FERM}^2| \leq O(1 \text{ TeV}) \quad (1.18)$$

È questa la condizione su cui si fondano le speranze di trovare segnali di particelle supersimmetriche al dominio di energia accessibile ad LHC.

- Estrapolando le previsioni del MS con le equazioni del gruppo di rinormalizzazione per cercare la scala di grande unificazione, le tre costanti di accoppiamento arrivano a valori simili; estendendo lo studio includendo la supersimmetria, invece, le tre costanti convergono ad un unico valore attorno ai $2 \cdot 10^{16}$ GeV (figura 1.1). Inoltre le previsioni della SUSY per i parametri di $\sin^2_{\theta_w}$ alla scala della Z^0 e per la vita media del protone sono compatibili con quelli sperimentali, contrariamente a molti modelli (i.e. il modello di GUT basato su $SU(5)$).

- Una caratteristica dei modelli supersimmetrici che prevedono la conservazione del numero barionico e leptonico è la conservazione della cosiddetta R-parità. Si tratta di un nuovo numero quantico moltiplicativo definito come $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$: in tal modo si associa a tutte le particelle del MS un valore di R pari, mentre a quelle supersimmetriche un valore di R dispari.

La conservazione della R parità richiede la produzione di coppie di particelle supersimmetriche a partire da una particella standard, ed obbliga ad avere un numero dispari di particelle supersimmetriche nello stato finale dei decadimenti di particelle supersimmetriche. Viene allora garantita l'esistenza di una particella stabile come prodotto finale di decadimento di ogni catena di particelle supersimmetriche: la LSP (Lightest Supersymmetric Particle), candidata a costituire la materia oscura.

Per avere consistenza con i dati cosmologici, la LSP deve essere stabile, elettricamente neutra e non risentire dell'interazione di colore. Essa può interagire solo debolmente con la materia ordinaria comportandosi sostanzialmente come un neutrino pesante e stabile che può essere rivelato negli acceleratori solo tramite l'energia mancante.

1.2.2 Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale

Esistono molte estensioni supersimmetriche del MS, ma quella sulla quale vogliamo concentrare la nostra attenzione è il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM), data la sua semplicità, coerenza e compatibilità con i dati sperimentali finora raccolti. Si tratta di un modello che prevede lo stesso gruppo di simmetria del Modello Standard ($G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) ed un solo un generatore supersimmetrico.

Il contenuto minimale in campi per un modello supersimmetrico che preveda una rottura di simmetria di $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e di SUSY e un numero di fermioni pari a quello dei bosoni è il seguente:

- un supermultipletto chirale quark-squark $q_{L,R}, \tilde{q}_{L,R}$.
- un supermultipletto chirale leptone-sleptone $l_{L,R}, \tilde{l}_{L,R}$.
- 2 supermultipletti chirali Higgs-Higgsino $\tilde{\Phi}_1, \tilde{\Phi}_2$ e Φ_1, Φ_2 .
- 3 supermultipletti vettoriali g, \tilde{g} ; B, \tilde{B} ; W^i, \tilde{W}^i .
- un supermultipletto gravitazionale (nei modelli SUGRA) $G_{\mu\nu}, \tilde{G}_{\mu\nu}$.

In particolare i due doppietti di Higgs: $\Phi_1 = (\Phi_1^+, \Phi_1^0)$ e $\Phi_2 = (\Phi_2^0, \Phi_2^-)$ di ipercarica opposta ($Y = -\frac{1}{2}$ e $\frac{1}{2}$) sono tali che Φ_1 si accoppia ai leptoni carichi e ai quark d , s e b , mentre Φ_2 solo ai quark u , c e t . L'introduzione di due doppietti permette di eliminare le anomalie chirali che un solo higgsino avrebbe portato e di dare una massa a tutti i quark e ai leptoni carichi [11].

Questo modello risulta di per sé consistente con la conservazione globale del numero barionico B e del numero leptonico L , anche se non descrive correttamente l'oscillazione di neutrini.

Effetti della rottura di SUSY

Abbiamo già notato che per riprodurre i dati sperimentali a basse energie, la supersimmetria deve essere rotta: tutte le proprietà delle particelle vengono allora a dipendere dal meccanismo di rottura, che è però ignoto! Consideriamo allora il limite in cui $m_{PL} \rightarrow \infty$, rendendo il settore visibile e quello nascosto già disaccoppiati, e cerchiamo di descrivere la lagrangiana supersimmetrica introducendo dei parametri ad hoc:

$$L_{MSSM} = L_{SUSY} + L_{ROTTURA} \quad (1.19)$$

Il termine L_{SUSY} è costituito da una lagrangiana rinormalizzabile, globalmente supersimmetrica contenente termini cinetici standard e un termine di superpotenziale W [12] costituito dagli accoppiamenti di tipo Yukawa supersimmetrici (che descrivono le interazioni dei supermultipletti chirali nel MSSM con i doppietti di Higgs) e da quelli di tipo $\mu\Phi_1\Phi_2$ tra i campi scalari. Al momento della rottura di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ i due doppietti di Higgs Φ_1 e Φ_2 acquistano un valore di aspettazione di vuoto non nullo fornendo masse a quark e leptoni tramite gli accoppiamenti suddetti.

Il termine $L_{ROTTURA}$ è detto di rottura “soffice” perché contiene termini manifestamente non SUSY-invarianti (coinvolge ad esempio solo campi scalari senza i loro partner fermionici) ma senza introdurre divergenze quadratiche. In generale:

$$\begin{aligned} L_{ROTTURA} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + c.c. \\ & -(\tilde{u}a_u\tilde{q}\Phi_1 - \tilde{d}a_d\tilde{q}\Phi_2 - \tilde{e}a_e\tilde{l}\Phi_2) + c.c. \\ & -\tilde{q}^\dagger m_q^2 \tilde{q} - \tilde{l}^\dagger m_l^2 \tilde{l} - \tilde{u}m_u^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d}m_d^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e}m_e^2 \tilde{e}^\dagger \\ & -m_{\Phi_1}^2 \Phi_1^* \Phi_1 - m_{\Phi_2}^2 \Phi_2^* \Phi_2 - (\mu B_0 \Phi_1 \Phi_2 + c.c.). \end{aligned} \quad (1.20)$$

dove a_u , a_d e a_e sono matrici complesse 3×3 nello spazio delle famiglie di sapori e ognuno dei termini m_q^2 , m_l^2 , m_u^2 , m_d^2 , m_e^2 è a sua volta una matrice nello spazio delle famiglie di sapori che può avere valori complessi, ma deve essere hermitiana affinché la lagrangiana sia reale. Il termine nell'ultima riga rappresenta il contributo di rottura di SUSY al superpotenziale di Higgs, con il termine bilineare $\mu B_0 \Phi_1 \Phi_2$. Senza ulteriori semplificazioni, essa contiene addirittura 124 parametri liberi [65]. Si rende allora necessario utilizzare considerazioni di carattere teorico e fenomenologico per eliminare alcuni di questi parametri e rendere predittiva la teoria: scegliamo ad esempio il modello detto mSUGRA.

1.2.3 Il modello mSUGRA

In questa tesi abbiamo studiato le conseguenze del modello mSUGRA [17–19], caratterizzato dalla trasmissione della rottura di supersimmetria dal settore nascosto a quello visibile tramite l'interazione gravitazionale.

Normalmente si descrive questa rottura di SUSY tramite un meccanismo di super-Higgs che compare nel settore nascosto alla scala di energia $M_S = \sqrt{m_W m_{PL}}$. Questo meccanismo genera un goldstino (fermione di Goldstone di spin $\frac{1}{2}$) che viene assorbito dal gravitino $\tilde{G}_{\mu\nu}$ (di spin $\frac{3}{2}$) dandogli i due gradi di libertà necessari a renderlo massivo. Il gravitino trasmette poi al settore visibile questa rottura di SUSY in modo proporzionale all'intensità dell'interazione gravitazionale. Le differenze di massa introdotte nei supermultipletti a causa di questo meccanismo di rottura sono tutto sommato piccole rispetto alla differenza tra la scala a cui avviene la rottura e quella a cui essa si manifesta (si dimostra che, ad esempio per $M_S = 10^{11}$ GeV, questa differenza è dell'ordine del TeV), per via della debolezza dell'interazione gravitazionale. La massa del gravitino diventa dell'ordine della scala di rottura elettrodebole, mentre la sua costante di accoppiamento risulta sostanzialmente dell'ordine della forza gravitazionale: il gravitino non dovrebbe quindi avere grossa importanza nella fenomenologia visibile ai colliders.

Possiamo poi introdurre tre ipotesi che semplificano enormemente il modello:

1. tutti i campi scalari Φ_l hanno una massa universale m_0 , visto che la rottura di SUSY viene mediata dall'interazione gravitazionale, che è indipendente dai sapori, dalla carica elettrica e di colore;
2. tutti i gaugini hanno una massa universale $m_{\frac{1}{2}}$;
3. esistono degli accoppiamenti bilineari B_0 e trilineari (che in (1.20) sono rappresentati dalle matrici a_u , a_d e a_e) che sono universali per tutti i campi scalari, e che indichiamo nel limite di bassa energia con B_0 e A_0 .

Abbiamo allora ridotto a cinque il numero di parametri liberi: m_0 , $m_{\frac{1}{2}}$, A_0 , μ e $\mu \cdot B_0$. A questo punto assumiamo che la scala di unificazione delle tre costanti di accoppiamento ($\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3}\alpha_1$) costituisca il limite superiore di validità della lagrangiana efficace L_{MSSM} .

Sfruttando l'ipotesi sulla massa dei gaugini ($m_{\frac{1}{2}} = M_3 = M_2 = M_1$) si possono usare le equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RGE) [20] per determinare i valori di queste masse e dei parametri a bassa energia: nel nostro caso si tratta di un sistema di 26 equazioni alle derivate parziali con condizioni al contorno fissate dalle 3 ipotesi iniziali. Queste equazioni si risolvono iterativamente calcolando le masse e determinando ad ogni iterazione il valore limite della scala di energia per il calcolo dei parametri. All'iterazione successiva si usano i valori appena calcolati come dati iniziali e si continua con questo procedimento fino alla scala elettrodebole (vedi anche paragrafo 3.1).

L'andamento delle masse segue l'andamento delle costanti di accoppiamento che interessano ciascuna particella, perciò, al diminuire dell'energia, le masse degli squarks $m_{\tilde{q}}$ crescono come α_3 , mentre le masse degli sleptoni $m_{\tilde{l}}$ restano sostanzialmente costanti, come α_2 . La massa del secondo doppietto di Higgs, invece, decresce fortemente con l'energia a causa dei contributi dei loop del top, e si può dimostrare [13] che per una massa del top oltre i 60 GeV, m_{Φ_2} diventa negativa per energie dell'ordine di 100 GeV. Questo processo di rottura dinamica di simmetria viene detto EWRSB (ElectroWeak Radiative Symmetry Breaking) e costituisce una fortissima motivazione a favore dei modelli supersimmetrici, poiché rende conto in modo dinamico della rottura di simmetria, invece di introdurla come pura giustificazione dei dati sperimentali come nel MS.

Il processo di rinormalizzazione porta a ridefinire i 5 parametri in modo leggermente diverso per poterli confrontare con altri dati sperimentali del MS. In particolare si sceglie di sostituire il parametro $\mu \cdot B_0$ con $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ (rapporto tra i valori di aspettazione dei due doppietti di Higgs) per consentire di ritrovare il valore misurato di m_{Z^0} . È quindi conveniente assumere come parametri del modello

$$m_0, \quad m_{\frac{1}{2}}, \quad A_0, \quad \text{sign } \mu \quad \text{e} \quad \tan \beta. \quad (1.21)$$

Siccome la fenomenologia dal modello può subire variazioni sensibili in base alla precisione con cui sono noti alcuni parametri del MS, è comodo usare come sesto parametro la massa del top m_{top} . Infatti gli ultimi dati del TEVATRON (2004) indicano $m_t = 174.3 \pm 2.0 \pm 2.8$ GeV [21], mentre per la massa della Z^0 si ha $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [22]. La precisione sulla seconda massa è tale da non provocare cambiamenti nelle previsioni del modello se ci si muove all'interno dei limiti sperimentali, mentre con la massa del top queste differenze potrebbero diventare molto significative.

Diamo uno sguardo agli effetti del modello mSUGRA sui parametri del MS che sperimentalmente si misurano: alcuni limiti sperimentali all'esistenza della supersimmetria sono legati infatti alle correzioni sui parametri del MS dovute ai contributi per scambio di particelle supersimmetriche virtuali. Eseguendo il fit elettrodebole globale del MS e confrontandolo con i risultati che darebbe il MSSM nel suo limite alla scala elettrodebole, possiamo concludere che:

- Se le masse di tutte le particelle supersimmetriche sono significativamente superiori a quella della Z^0 (almeno 300 GeV), gli effetti dovuti alla loro presenza si risentono solo nelle correzioni a più loop dei parametri elettrodeboli ed i due modelli danno risultati simili.
- Se le masse delle particelle supersimmetriche sono più leggere (ai limiti della portata degli acceleratori odierni), gli effetti dovuti alla loro presenza diventano più marcati, provocando un peggioramento del fit elettrodebole la cui entità dipende dalla scelta dei parametri del MSSM.
- Esistono altri parametri di bassa energia particolarmente sensibili alla presenza di scambi virtuali di particelle supersimmetriche. Tra essi i principali sono

l'anomalia del momento magnetico del muone $a_\mu = \frac{1}{2}(g - 2)_\mu$ e il contributo al decadimento debole $b \rightarrow s\gamma$. Per il primo gli ultimi risultati teorici danno discostamenti di non più di due deviazioni standard dai valori misurati, mentre per il secondo c'è accordo entro una deviazione standard. Le correzioni del MSSM non stravolgono quindi i risultati del MS, ma permettono di fissare ulteriori limiti ai parametri supersimmetrici di bassa energia.

Per l'analisi dello spazio dei parametri si può procedere fissando i valori di m_{top} , A_0 , $\tan\beta$ e il $\text{sgn}\mu$, facendo variare solo i parametri $m_{\frac{1}{2}}$ e m_0 all'interno di uno spazio bidimensionale come vediamo in figura 1.2. Le regioni consentite all'interno dello spazio sono determinate da limitazioni di carattere teorico (non risolubilità delle RGE) o sperimentale (limiti inferiori o superiori alle masse o ai tassi di certi processi soppressi tra cui FCNC o decadimento del protone). Buona parte delle regioni accessibili dello spazio dei parametri implicano il neutralino χ_1^0 come LSP e le limitazioni cosmologiche riguardo la densità di materia oscura individuano una regione precisa in cui le previsioni sono compatibili con i dati sperimentali.

Questo modello è quindi basato su un numero di parametri molto limitato, il cui spazio è ben determinato da limiti sperimentali e teorici: è possibile condurre un'analisi non eccessivamente complicata per stimare l'esistenza delle particelle supersimmetriche ai futuri colliders, innanzitutto LHC.

1.2.4 Classificazione delle s-particelle

Avendo elaborato un meccanismo che provoca la rottura della supersimmetria, possiamo considerare separatamente le particelle del MS (descritte nel paragrafo 1.1) e quelle supersimmetriche, che vengono di conseguenza classificate in tre settori.

I gaugini

In questo settore si catalogano i partners fermionici dei bosoni di gauge:

- I *gluini* \tilde{g} sono 8 fermioni di Majorana, partner degli 8 gluoni, con massa $m_{\tilde{g}} = M_3$ acquisita direttamente dalla rottura di SUSY.
- I *gaugini* propriamente detti e l'*higgsino* sono i fermioni partner rispettivamente dei bosoni di gauge elettrodeboli e del bosone di Higgs. In particolare distinguiamo tra i primi i *Wini* (partner dei W^\pm), il *Bino* (partner del bosone abeliano neutro B) e lo *Zino* (partner del bosone neutro W^3).

La previsione del MSSM è che questi *gaugini* non siano autostati di massa, ma si mescolino tra di loro secondo una ben determinata matrice di massa dando massa ai veri autostati fisici, che sono i 4 *Chargini* carichi ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$) (dovuti al mixing tra i \tilde{W}^\pm e gli *higgsini* $\tilde{\Phi}_1^+$ e $\tilde{\Phi}_2^-$) e i 4 *Neutralini* ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$) (dovuti al mixing di *Zino* \tilde{W}_3^0 , *Bino* \tilde{B}^0 e gli *higgsini* neutri $\tilde{\Phi}_1^0$ e $\tilde{\Phi}_2^0$).

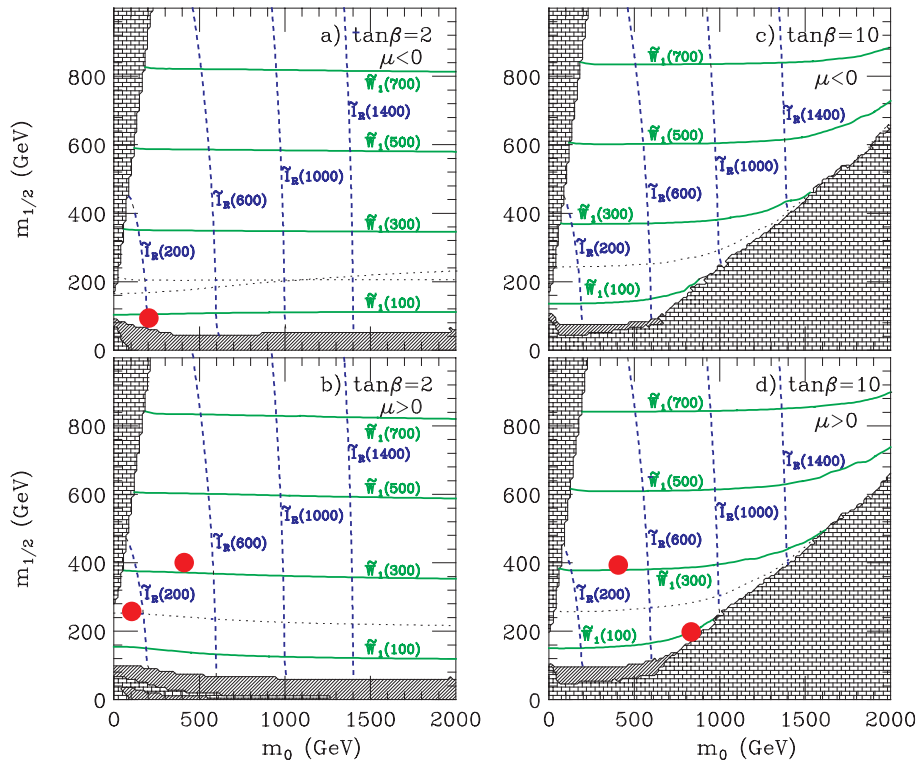


Figura 1.2 - Le linee continue e tratteggiate mostrano le masse di gaugini e sleptoni per fissati valori di $\tan\beta$, $\text{sgn}\mu$ e $A_0 = 0$ nello spazio dei parametri $m_0, m_{\frac{1}{2}}$. La regione a mattonelle a basso m_0 è esclusa dalla richiesta che il χ_1^0 sia la LSP, mentre la regione a mattonelle ad alti m_0 e $\tan\beta$ è esclusa dal generatore che non ha trovato rottura di simmetria elettrodebole risolvendo le RGE in quella regione. La regione striata è stata esclusa dai dati sperimentali al momento della redazione della referenza (1998). I punti rossi sono i 5 punti caratteristici scelti da LHCC (LHC Committee) per studi di supersimmetria nel modello mSUGRA. Fonte: *ATLAS detector and physics performance Technical Design Report volume II cap.20 fig 20.1*.

Per i gaugini carichi (fermioni di Dirac) la matrice di massa dipende dai parametri M_2 , μ , $\tan\beta$ e m_W e una volta diagonalizzata dà come autostati proprio i *chargini*, con i relativi autovalori come masse. Per i *neutralini* (fermioni di Majorana) la matrice di massa dipende da M_1 , M_2 , μ , $\tan\beta$, m_Z e dall'angolo di mixing debole θ_W (vedi paragrafo 6.1). La composizione dei neutralini in funzione dei campi della lagrangiana può essere molto diversa a seconda del valore dei parametri, ma nella maggior parte delle regioni dello spazio dei parametri il $\tilde{\chi}_1^0$ risulta essere la LSP.

Gli sfermioni

Appartengono a questa categoria gli sleptoni carichi $\tilde{l}_{R,L}^\pm$, gli s-quarks $\tilde{q}_{R,L}$ e gli s-neutrini $\tilde{\nu}_L$ (nel MSSM non esistono sneutrini destrorsi $\tilde{\nu}_R$), partner scalari dei fermioni del MS.

In generale \tilde{f}_L e \tilde{f}_R non sono autostati di massa, ma esiste un mixing \tilde{f}_L - \tilde{f}_R proporzionale ad un elemento di matrice

$$M_{L,R}^2 = m_{d,u}(A_{d,u} - \mu \tan\beta) \quad (1.22)$$

che distingue leptoni e quark di tipo up o down. Dato che nella forma dell'elemento di matrice compare la massa dei fermioni, ci si attende che questo mixing sia piccolo rispetto ai termini di massa diagonali. L'unica eccezione possibile, per $\tan\beta \gg 1$, è per lo s-top, lo s-bottom e lo s-tau, dato che le masse dei loro partner sono decisamente superiori a quelle degli altri quark o leptoni.

Il settore di Higgs

Nel MSSM esistono due doppietti scalari complessi, rappresentanti ciascuno quattro gradi di libertà. A causa della rottura di simmetria elettrodebole, tre di questi gradi di libertà vengono assorbiti da W^\pm e Z^0 per fornire loro una massa; ne restano quindi cinque, che costituiscono gli Higgs fisici previsti dal modello:

- due scalari neutri h^0 e H^0 che sono autostati di CP con autovalore +1;
- uno pseudo-scalare A^0 autostato di CP con autovalore -1;
- due scalari carichi H^\pm .

Le proprietà fisiche di questi campi sono al solito deducibili dalla minimizzazione del potenziale supersimmetrico di Higgs, che nella sua versione più generale contiene sia potenze quadratiche e del quarto ordine nei campi (come nel caso classico) ma anche termini supersimmetrici di accoppiamento con i campi di gauge, i cui coefficienti sono proporzionali ai corrispondenti accoppiamenti di gauge. Nel MSSM si può dimostrare che il settore di Higgs dipende solo da $\tan\beta$ e da una massa, usualmente m_A .

A partire da queste due quantità si possono predire le masse rimanenti, le costanti di autointerazioni e l'angolo α di mixing che misura le componenti dei due doppietti originali con $Y = \pm 1$ negli stati fisici scalari H^0 e h^0 . Le masse previste diventano:

$$\begin{cases} m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \\ m_{h^0/H^0}^2 = \frac{1}{2}[m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_{A^0}^2 \cos(2\beta)}] \end{cases} \quad (1.23)$$

da cui si può ricavare una gerarchia delle masse tramite le seguenti disuguaglianze:

$$\begin{cases} m_W \leq m_{H^\pm} \\ m_Z \leq m_{H^0} \\ 0 \leq m_{h^0} \leq m_{Z^0} \mid \cos(2\beta) \mid \\ m_h^0 \leq m_A \leq m_{H^0} \end{cases} \quad (1.24)$$

La disuguaglianza più interessante è quella che prevederebbe l'higgsino h^0 più leggero della Z^0 : ciò è in netto contrasto con i dati di LEP II. Bisogna perciò tener conto delle correzioni radiative dovute alla non compensazione dei loop virtuali di top e s-top. Con sufficiente precisione, per $m_t = 175$ GeV e $m_0 \leq 2$ TeV si stima un limite superiore $m_h \leq 130$ GeV, poco al di sopra del limite fissato da LEP. A causa delle correzioni ad un loop si attende una violazione di CP in nel settore di Higgs: anche se le previsioni variano da modello a modello, di sicuro si tratta di un fattore importante per le future ricerche di supersimmetria.

1.2.5 Ricerche sperimentali di Supersimmetria

La caratteristica generale che permette l'identificazione di segnali supersimmetrici riguarda la previsione dell'esistenza della LSP, che si traduce in una grossa quantità di energia mancante dell'ordine almeno di qualche decina di GeV, solitamente non associabile ai processi elettrodeboli che coinvolgono i neutrini. Nei modelli che prevedono la conservazione della R-parità, le particelle supersimmetriche sono infatti prodotte in coppie e decadono tramite cascate contenenti un numero dispari di particelle SUSY più leggere fino a quella finale, la LSP, che è stabile e nella maggior parte dei modelli (tra cui mSUGRA) è il χ_1^0 . Quest'ultimo, interagendo solo debolmente con la materia sfugge completamente al rivelatore giustificando la segnatura. Altre utili segnature riguardano leptoni isolati o getti abbastanza energetici, oltre a considerazioni cinematiche che variano da canale a canale.

Nei modelli che invece prevedono la violazione di R-parità (modelli RPV) la segnatura in energia mancante è chiaramente inutilizzabile per l'assenza di una LSP stabile; si utilizza quindi di una caratterizzazione tramite l'eccesso di leptoni o getti adronici per garantire una buona reiezione del fondo di MS.

Limiti sperimentali

La ricerca di segnali a LEP (collider e^+e^-) ed al TEVATRON ($p\bar{p}$) ha portato a fissate alcuni limiti sperimentali sui parametri dei modelli supersimmetrici.

Particle	Condition	Limit (Gev/c ²)	Source
χ_1^\pm	$m_{\tilde{\nu}} > 200 \text{ GeV}/c^2$	103	LEP2
	$m_{\tilde{\nu}} > m_{\tilde{\chi}^\pm}$	85	LEP2
	any $m_{\tilde{\nu}}$	45	Z Width
	$M_2 < 1 \text{ TeV}/c^2$	99	LEP2
	RPV	88	LEP2
χ_1^0	any $\tan\beta, m_{\tilde{\nu}} > 500 \text{ GeV}/c^2$	39	LEP2
	any $\tan\beta, \text{ any } m_0$	36	LEP2
	GMSB	93	LEP2 combined
	RPV	23	LEP2
\tilde{e}_R	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	99	LEP2 combined
$\tilde{\mu}_R$	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP2 combined
$\tilde{\tau}_R$	$M_{\chi_0^1} > 10 \text{ GeV}/c^2$	80	LEP2 combined
$\tilde{\nu}$		43	Z Width
$\tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$	stable	86	LEP2 combined
\tilde{t}_1	any $\theta_{mix}, \Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP2 combined
	any $\theta_{mix}, \text{ any } \Delta M$	59	ALEPH
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$	any $\theta_{mix}, \Delta M > 7 \text{ GeV}/c^2$	96	LEP2 combined

Tabella 1.2 - Limiti inferiori alle masse delle particelle supersimmetriche al LEP. Con GMSB si intendono i risultati nell'ambito dei modelli con rottura di simmetria mediata da un'interazione di gauge, mentre con RPV si intendono quelli nell'ambito di modelli che prevedono la violazione della R-parità. Tutti gli altri risultati sono da intendersi per il modello MSSM. [22]

Al LEP, sono stati raccolti 180 pb^{-1} a $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}/c^2$ e successivamente 220 pb^{-1} di cui 80 pb^{-1} ad energia inferiore ai $206 \text{ GeV}/c^2$ e 140 pb^{-1} tra $\sqrt{s} = 206 \text{ GeV}/c^2$ e $\sqrt{s} = 209 \text{ GeV}/c^2$ (energia massima raggiunta). Nei running alla massa della Z^0 , la ricerca di eventi di supersimmetria, è stata effettuata cercando contributi aggiuntivi alla larghezza Γ della Z^0 rispetto a quelli attesi per il MS: tali contributi non sono stati osservati ed è stato solo possibile fissare dei limiti inferiori per le masse delle particelle SUSY.

Ad energie superiori sono stati cercati processi di decadimento di particelle SUSY in particelle di MS e in LSP, analizzando la combinazione di leptoni e getti isolati con energia mancante. Le sorgenti di fondo sono sostanzialmente due:

- le cosiddette interazioni a due fotoni. In tal caso i fotoni vengono emessi dagli elettroni del fascio e interagiscono formando un sistema leptonico o adronico di piccola massa invariante: la maggior parte delle particelle è prodotta nella direzione dei fasci e non viene rivelata, costituendo energia interpretata come mancante.
- la produzione di 4 fermioni attraverso le risonanze di uno o due bosoni W o Z . Il decadimento coinvolge allora neutrini ed elettroni persi dal rivelatore e quindi interpretati energia mancante.

Particle	Condition	Limit (Gev/c ²)	Source
χ_1^\pm	GMSB	150	DØ isolated photons
\tilde{t}_1	any θ_{mix} , $M_{\tilde{\chi}_1^0} \approx \frac{1}{2}M_{\tilde{t}}$	115	CDF
\tilde{g}	any $M_{\tilde{q}}$	195	CDF jets + E_{MISS}^T
\tilde{q}	$M_{\tilde{q}} \approx M_{\tilde{g}}$	300	CDF jets + E_{MISS}^T

Tabella 1.3 - Limiti inferiori alle masse delle particelle supersimmetriche al TEVATRON. Nuovamente con GMSB si intendono i risultati nell'ambito dei modelli con rottura di simmetria mediata da un'interazione di gauge. Tutti gli altri si riferiscono al modello MSSM [22].

I limiti imposti da LEP nei vari settori del MSSM sono riportati nella tabella 1.2.5.

Gli esperimenti del TEVATRON (CDF e DØ) possono godere di sezioni d'urto maggiori per particelle supersimmetriche vista l'interazione di colore e l'accoppiamento forte di $p\bar{p}$. Ciascun esperimento ha analizzato nel RUN I dati a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV ed a $\sqrt{s} = 2$ TeV nel RUN II.

I segnali principali, contrariamente al LEP, vengono dalla produzione di squarks e gluini; si ha infatti produzione di coppie di squarks o gluini che decadono direttamente o via cascate in almeno due neutralini χ_1^0 . Inoltre la distribuzione di energia e momento dei due partoni che interagiscono non assume un valore fissato, ma segue una distribuzione (funzione di distribuzione partonica) su cui esiste un'incertezza significativa. Anche i fondi sarebbero molto maggiori che al LEP, vista la grandissima quantità di adroni prodotti, ma in realtà i tipi di fondo che disturbano le analisi di SUSY sono riconducibili a processi piuttosto rari che coinvolgono neutrini. I contributi sono stimati con calcoli teorici delle sezioni d'urto. In tabella 1.3 è proposto il riassunto dei limiti imposti dai risultati degli esperimenti CDF e DØ.

1.3 Qualche considerazione cosmologica

1.3.1 Il problema della materia oscura

L'esistenza della materia oscura [22] è ormai considerata un'evidenza sperimentale, anche se non esiste ancora una ipotesi definitiva sulla sua composizione. La prima prova dell'esistenza della materia oscura consiste nell'osservazione che molti oggetti luminosi nell'universo (stelle, ammassi globulari, nuvole di gas e galassie stesse) si muovono più velocemente di quanto la legge della gravitazione universale prevederebbe se essi fossero sottoposti solo all'attrazione gravitazionale degli altri oggetti visibili. Una delle misure fondamentali riguarda le curve di rotazione delle galassie a spirale: la velocità di rotazione di un oggetto su un'orbita kepleriana stabile attorno ad una galassia manifesta una dipendenza dal raggio del tipo $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$, dove $M(r)$ è la massa contenuta all'interno dell'orbita. Se dunque r giace all'esterno della parte visibile di galassia, è lecito attendersi che $v \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$. Al contrario in molte galassie si trova che v segue un andamento quasi costante per grandi distanze

dal centro. L'unica spiegazione plausibile ipotizza l'esistenza di una distribuzione di materia non visibile, con una densità di massa $\rho(r) \propto 1/r^2$, tale da fornire l'andamento $M(r) \propto r$ che renda v quasi costante. Queste considerazioni conducono ad un limite inferiore per il valore della densità di materia oscura $\Omega_{DM} = \frac{\rho_{DM}}{\rho_{TOT}} \gtrsim 0.1$. Tale densità risulta quindi piccola rispetto alla densità totale dell'universo $\Omega_{tot} = 1$, come ci si attende per universi piatti.

Dall'osservazione degli ammassi di galassie e delle loro velocità caratteristiche, oltre che da altri parametri (temperatura dei gas caldi nell'ammasso e lensing gravitazionale) si stima che Ω_{DM} vari tra 0.2 e 0.3. Di recente altre misure più accurate in merito arrivano dal fit globale delle costanti cosmologiche, ottenuto attraverso numerosissime osservazioni in diversi ambiti, per esempio dalla misura dell'anisotropia della radiazione cosmica di fondo (CMB) e della distribuzione spaziale delle galassie. Si può fissare così la densità della parte non barionica di materia oscura fredda a [32]

$$\Omega_{nbm}h^2 = 0.1126_{-0.0091}^{+0.0081} \quad (1.25)$$

mentre la densità di quella barionica a

$$\Omega_b h^2 = 0.023 \pm 0.001, \quad (1.26)$$

dove $h = 0.71_{-0.03}^{+0.004}$ è la costante di Hubble in unità di 100 km/(s·Mpc).

Un'ultima misura interessante riguarda la densità di materia oscura nelle vicinanze del nostro sistema solare: la misura fu effettuata per la prima volta nel 1922 da J.H.Jeans, a partire dal moto di stelle vicine trasversalmente al piano della galassia. Le sue conclusioni portarono ad una densità media di materia oscura all'incirca uguale a quella della materia luminosa, cioè di circa 0.3 GeV/cm^3 .

Candidati per la materia oscura

Le analisi sulla formazione dell'universo indicano che la maggior parte di materia oscura dovrebbe essere fredda, cioè non relativistica al tempo della formazione della galassia: ciò è in accordo con i limiti superiori imposti dalle misure sul contributo alla materia oscura dei neutrini leggeri

$$\Omega_\nu h^2 \leq 0.0076 \pm 0.001 \quad 95\% \text{ C.L.} \quad (1.27)$$

I candidati per la materia oscura non barionica devono perciò avere alcune caratteristiche ben definite:

- essere stabili alle scale temporali cosmologiche;
- interagire solo debolmente con la radiazione elettromagnetica;
- avere la corretta densità residua.

I candidati che soddisfano ciò sono sostanzialmente tre: buchi neri, assioni [22] e WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Queste ultime sono particelle con massa nell'intervallo tra 10 GeV e qualche TeV e con sezioni d'urto tipiche dell'interazione debole. La loro densità residua presente può essere calcolata ipotizzando che fossero in equilibrio chimico e termodinamico con il “brodo” in cui si trovavano le altre particelle del MS dopo l'inflazione. In tali ipotesi la loro densità risulta soppressa esponenzialmente seguendo la legge di Boltzmann per $T < m_{WIMP}$. Durante la formazione dell'universo, quando il tasso di annichilazione delle WIMP in particelle del MS e viceversa diventò inferiore alla variazione di densità dovuta al tasso di Hubble di espansione dell'universo, esse uscirono dall'equilibrio termico e la loro densità rimase sostanzialmente costante. Possiamo quindi valutare la densità residua presente come:

$$\Omega_{WIMP} \simeq \frac{0.1 \text{ pb} \cdot c}{\langle \sigma_A v \rangle} \quad (1.28)$$

dove si manifesta la dipendenza del tasso di reazione $WIMP \leftrightarrow MS$ dalla media del prodotto tra la sezione d'urto di annichilazione tra WIMP (σ_A) e la velocità relativa nel centro di massa [22]. Il disaccoppiamento dal plasma termico avvenne ad una temperatura $T_F \approx \frac{m_{WIMP}}{20}$ indipendentemente dalle proprietà delle particelle coinvolte e provocò il congelamento di ogni interazione, consentendo dunque alla densità di rimanere circa costante, a parte fenomeni di annichilazione (sempre più rari al decrescere della temperatura).

Il primo candidato ad essere una WIMP è un neutrino pesante, ma, all'interno del MS, tale particella non può né essere in un doppietto di $SU(2)$, né nascere come mixing tra un doppietto pesante di $SU(2)$ e un singoletto di $SU(2) \otimes U(1)_Y$: nel primo caso i dati di LEP gli assegnerebbero $m > \frac{M_Z}{2}$, che renderebbe troppo bassa la sua densità residua, nel secondo non esisterebbe motivo per cui questa particella dovrebbe essere stabile e non decadere in altre particelle del MS.

La supersimmetria, al contrario, propone la LSP come candidato naturale alla materia oscura, se assumiamo la R-parità che ne garantisca la stabilità. Siccome questa LSP deve essere elettricamente neutra, il campo si restringe a due possibilità: neutralini $\tilde{\chi}_1^0$ o s-neutrini $\tilde{\nu}_{R,L}$. Per gli s-neutrini si stima una sezione d'urto di annichilazione troppo elevata, tale da implicare una massa di svariate centinaia di GeV, perciò la WIMP più accreditata è il neutralino: il suo valore di densità residua è compatibile con quanto riportato nell'equazione 1.25 in almeno quattro regioni dello spazio dei parametri e per diversi mixing di bino, fotino e higgsino (paragrafo 1.4.1).

Tutti questi candidati fanno parte della categoria dei candidati “rintracciabili”, poiché facilmente gli esperimenti di questi o dei prossimi anni ne potranno confermare la validità. Esistono altri candidati (tra cui segnaliamo il gravitino dei modelli GMSB) che al momento sembrano al di fuori di qualsiasi possibilità sperimentale di verifica.

Ricerche dirette

I primi esperimenti sulla materia oscura si basavano sulla ricerca di materia barionica nascosta, stimabile dall'osservazione degli effetti di microlensing su milioni di stelle nelle nubi di Magellano. Gli esperimenti EROS, MACHO e OGLE conclusero che questa materia barionica sotto forma di oggetti compatti massivi (MACHO) contribuiva solo tra il 20% e il 40% alla materia oscura presente in tutto l'alone della nostra galassia [23].

Le ricerche sulle WIMP invece si basano sul fatto che esse devono essere intrappolate nelle galassie per effetto gravitazionale e devono manifestare la corretta dipendenza della densità da r . Supponendo che la loro velocità media nella nostra galassia sia simile a quella delle stelle attorno al centro della galassia (qualche centinaio di km/s), l'interazione con la materia è limitata allo scattering elastico sui nuclei. Ponendo allora la massa delle WIMP's tra i 10 GeV e i 10 TeV si stima un'energia di rinculo per il nucleo compresa tra 1 e 100 KeV. Dato il range di energia del rinculo la difficoltà principale è la costruzione di rivelatori sensibili a soglie così basse.

Siccome il tasso di interazione dipende dal prodotto del flusso locale di WIMP (fissato dalla densità locale di materia oscura, dalla velocità e dalla massa) e dalla loro sezione d'urto di interazione col nucleo, i parametri incogniti sono due: la massa delle WIMP e la loro sezione d'urto, almeno in prima approssimazione. La sezione d'urto dipende dal fatto che le WIMP abbiano o meno uno spin: se non esiste un'interazione di spin con i nucleoni, la sezione d'urto è direttamente proporzionale al quadrato della massa nucleare, favorendo quindi la loro ricerca per grossi nuclei (di solito da Ge a Xe), se al contrario essa dipende dallo spin del nucleo, sono favoriti nuclei tipo ^{19}F e ^{127}I ad alto spin. In generale è favorita la ricerca di WIMP con masse dell'ordine della massa dei nuclei con cui hanno processi di scattering, per WIMP leggere le soglie strumentali richieste devono essere troppo basse, mentre il flusso risulta troppo debole per WIMP pesanti.

I primi esperimenti che cercavano WIMP furono IGEX, COSME II, HDMS [24–27] tutti basati su semiconduttori iper-puri installati su sostegni di piombo e rame e isolati dall'ambiente esterno, che contribuirono all'esclusione dei s-neutrini come principali componenti degli aloni galattici.

Negli ultimi anni l'attenzione si è invece spostata sulla corretta valutazione del fondo dovuto al rumore elettronico ed ai neutrini stellari. Questo si ottiene grazie ai moderni rivelatori criogenici. Alla luce di questi risultati altri esperimenti quali DAMA (al Gran Sasso) [28] ed EDELWEISS [29] sono riusciti a portare significativi contributi a riguardo: il primo ha identificato segnali di WIMP con una significanza di 6.7σ e ne ha valutato la massa intorno ai 50 GeV e la sezione d'urto con un picco attorno ai $7 \cdot 10^{-6}$ pb, mentre il secondo ha fissato un limite inferiore a 30 GeV per la massa ed ha mostrato una sensibilità nel determinare la sezione d'urto dell'ordine di circa 10^{-6} pb. Per motivi tecnici e strumentali, però, questi due risultati si escludono l'un l'altro al 99.8% C.L. e quindi rendono necessarie altre misure. L'evoluzione della

tecnologia permette di avvicinarsi in sensibilità a valori che consentirebbero l'analisi di gran parte delle regioni dello spazio dei parametri del MSSM utilizzando una quantità di materiale sensibile dell'ordine di qualche tonnellata.

1.3.2 L'esperimento WMAP e i suoi risultati

L'acronimo WMAP [30–32] (Wilkinson Microwave Asymmetry Probe) indica un satellite lanciato in orbita dalla NASA, in grado di misurare con grande precisione le anisotropie della radiazione cosmica di fondo (CMB) [22]. Il suo studio è uno dei pilastri fondamentali del modello del big-bang caldo per i primi momenti di vita dell'universo. La CMB fu scoperta nel 1965 da A.A. Penzias e R. Wilson e consiste in una radiazione di corpo nero a $T=2.725$ K che permea tutto l'universo. La precisione con cui la si conosce è elevatissima, e quindi è facile vedere dal suo spettro in frequenza se essa si discosta o meno dall'andamento teoricamente previsto dalla ben nota distribuzione di Planck di corpo nero. I dati sperimentali mostrano una anisotropia nella distribuzione angolare dell'ordine di 10^{-5} . L'analisi standard della CMB è la decomposizione dello spettro in armoniche sferiche, che consente di separare i vari contributi che hanno origini fisiche differenti.

Il contributo principale (≈ 34 mK) è dovuto a termini di dipolo ($l=2$), attribuibili all'effetto Doppler causato dal moto delle galassie e quindi facilmente eliminabili, mentre i termini di multipolo ($l \geq 2$) implicano perturbazioni nella densità di energia dell'universo primigenio.

Osservando l'andamento dello spettro decomposto in onde parziali in figura 1.3 fino a $l \approx 1000$, si possono avere informazioni sui parametri cosmologici: in particolare le sue misure richiedono inequivocabilmente la presenza nell'universo di materia ed energia oscura [66].

Il 73% della densità di energia dell'universo sembra costituita da energia oscura, mentre il 27% da materia (in gran parte oscura e non barionica, ma solo nel 3% circa costituita da neutrini). Quello che WMAP ha previsto per la densità di materia oscura fredda (CDM) è, entro un intervallo di 2σ :

$$\Omega_{CDM} h^2 = 0.1126_{-0.0181}^{+0.0161} \quad (1.29)$$

valore perfettamente in linea con le osservazioni precedenti, ma significativamente più preciso.

1.4 Materia oscura & mSUGRA: il Focus Point

1.4.1 Limiti di WMAP sullo spazio dei parametri

Il dato ottenuto da WMAP (equazione 1.29) pone dei limiti sulle regioni dello spazio dei parametri nel modello mSUGRA: dal calcolo della massa, dei decadimenti e delle sezioni d'urto delle particelle supersimmetriche è possibile quantificare l'abbondanza

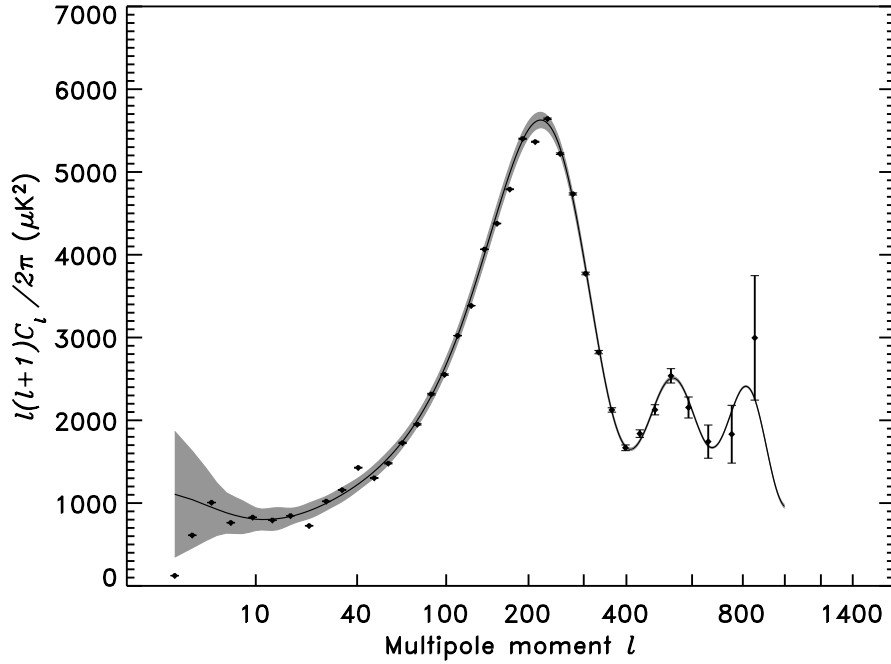


Figura 1.3 - Spettro di potenza angolare della radiazione cosmica di fondo misurata da WMAP. La linea continua mostra il miglior fit ottenuto con il modello Λ CDM [32], mentre le barre di errore indicano gli errori di osservazione. La regione grigia indica infine l'incertezza statistica con la quale siamo in grado di osservare la varianza cosmica, incertezza dominante per grandi scale angolari.

di LSP nell'universo attuale secondo il modello del Big Bang. Sono ammissibili quelle regioni dello spazio dei parametri in cui la densità residua di LSP è minore del valore misurato di densità di materia oscura, perché non sappiamo se esistono altri componenti per la materia oscura oltre alla LSP.

In figura 1.4 sono evidenziate le regioni permesse nello spazio dei parametri dei modelli CMSSM (Constrained MSSM) per valori fissati di $\tan\beta$ (10 o 35) e μ (> 0 o < 0), con $m_{top} = 175$ GeV e $A_0 = 0$. La grande precisione di WMAP permette la riduzione della regione compatibile con la densità di materia oscura (in blu) rispetto a quelle permesse dalle misure precedenti (in verde chiaro). I limiti sperimentali sulla massa del chargino χ_1^\pm a 104 GeV e dell'Higgs h a 114 GeV restringono ulteriormente le regioni permesse.

Possiamo allora classificare le regioni interessanti in tre zone:

1. la cosiddetta regione di *bulk* che si trova a bassi valori di m_0 e $m_{1/2}$, ed è molto ristretta a causa dei limiti sperimentali sulle s-particelle;
2. la regione detta di *coannichilazione*, in cui la massa di due particelle supersimmetriche distinte è tale da consentirne l'annichilazione in particelle del MS attraverso Z^0 o W^\pm virtuali, costituita dalla sottile striscia blu del grafico a destra (piccolo m_0 e valori crescenti di $m_{1/2}$).

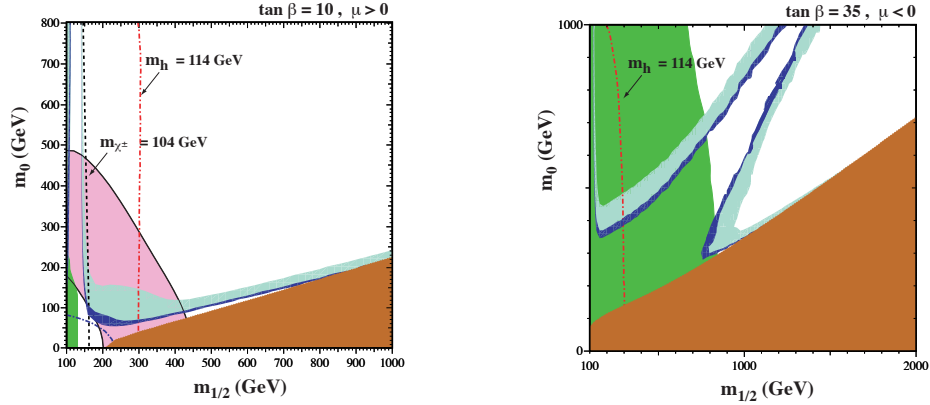


Figura 1.4 - In questi grafici, la regione permessa dalla precedente valutazione della densità di materia oscura $0.1 \leq \Omega_{CDM} h^2 \leq 0.3$ è evidenziata da una colorazione in tono medio, mentre quella permessa dalla valutazione di WMAP $0.094 \leq \Omega_{CDM} h^2 \leq 0.129$ da una colorazione in toni più marcati. Le regioni in rosso scuro in basso sono escluse dal fatto che $m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\chi}$. Le regioni escluse dai limiti sperimentali al decadimento $b \rightarrow s\gamma$ sono evidenziate in verde, mentre in rosa ci sono quelle favorite dalle misure su $g_\mu - 2$ entro 2σ . I limiti imposti dalle misure del LEP sulle masse di \tilde{e} sono rappresentati dalle linee con tratto e punto; quelli su $m_h = 114$ GeV sono rappresentati dalle linee con tratto e punto in rosso, mentre quelli su $m_{\chi^\pm} = 104$ GeV con linee tratteggiate nere quasi verticali (nel primo grafico). Fonte: J.Ellis et al. Phys. Lett. B 565 (2003) 176-182.

3. Infine nel grafico a sinistra si vede la regione detta di *rapid-annihilation funnels* (in cui due neutralini con massa circa la metà di quella di uno dei bosoni di Higgs si annichilano costituendo una risonanza), delimitata dalle due sottili strisce blu scuro che costituiscono le regioni compatibili con i dati di WMAP.

Esiste infine una quarta regione particolare, detta di *Focuspoint*: essa non è visibile dai due grafici di figura 1.4, poiché esclusa dai limiti sperimentali di LEP per bassi valori di m_0 ; tuttavia, se spingiamo la scala di m_0 a valori maggiori come mostrato in figura 1.6 possiamo rintracciarla nella striscia rossa che parte da $m_0 \approx 3000$ GeV e sale lungo la regione esclusa da LEP e dalla non-risolubilità delle RGE. La caratteristica peculiare di questa regione è di avere un valore di μ molto piccolo, vicino a quello della massa della Z^0 : questo fa sì che il neutralino più leggero (LSP) abbia una maggiore componente di higgsino piuttosto che di Bino. La differente composizione aumenta la sezione d'urto di annichilazione di due neutralini in una Z^0 virtuale, diminuendo la densità residua di LSP in modo da renderla cosmologicamente accettabile (vedi paragrafo 6.1).

Infine figura 1.5 mostra il valore di m_0 minimo compatibile con una densità di materia oscura inferiore o al limite pari a quella misurata da WMAP ed evidenzia la fortissima dipendenza anche da piccoli spostamenti nel valore di m_{top} . Questo è dovuto ai contributi del top nei loop virtuali per il calcolo delle matrici di massa degli s-fermioni e soprattutto dei gaugini.

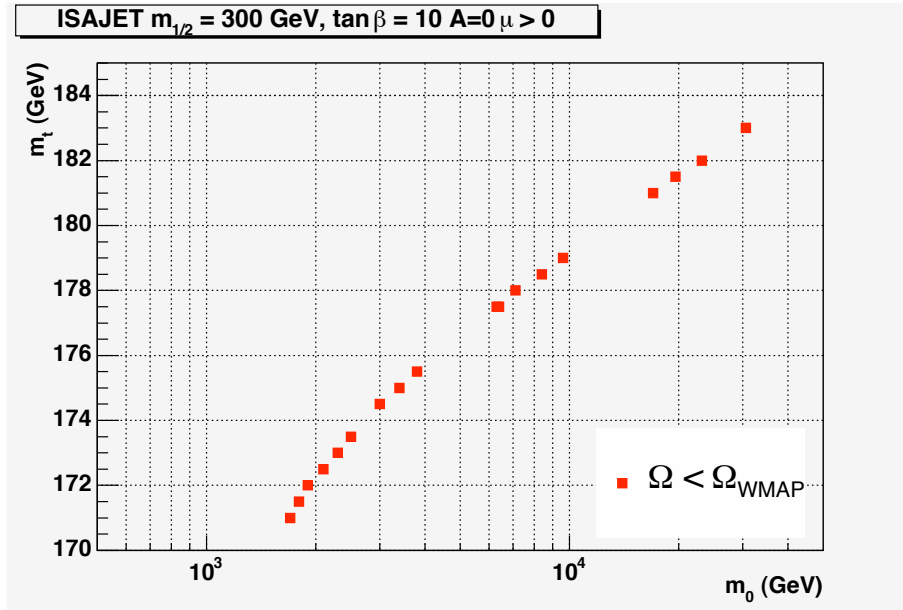


Figura 1.5 - I punti rossi mostrano al variare del valore della massa del top i valori di m_0 compatibili con i dati sperimentali raccolti da WMAP.

1.4.2 Il Focus Point

Utilizzando un programma di risoluzione delle RGE (paragrafo 3.1), possiamo scegliere un punto preciso nello spazio dei parametri all'interno della regione di Focuspoint, su cui si baseranno tutte le simulazioni utilizzate in questa tesi. I parametri selezionati sono riportati di seguito:

$$\begin{array}{cccccc}
 m_0 & m_{1/2} & \tan \beta & \mu & A_0 & m_{top} \\
 3550 \text{ GeV} & 300 \text{ GeV} & 10 & > 0 & 0 & 175 \text{ GeV}
 \end{array}$$

Nella tabella 1.4 sono riportate le masse delle particelle supersimmetriche collegate alla nostra scelta dei parametri mSUGRA:

- il χ_1^0 risulta essere la LSP.
- Le masse di squarks e sleptoni di prima e seconda generazione risultano maggiori di quelle di terza generazione, come atteso a causa delle correzioni radiative. Inoltre non sono riportati sfermioni sinistrorsi o destrorsi della terza generazione perché il loro mixing è tale da creare autostati di massa che sono indicati con \tilde{b}_1 e \tilde{b}_2 .
- La massa del gluino risulta molto più leggera di quella degli squark. Questo fatto favorisce decisamente la produzione di coppie $\tilde{g}\tilde{g}$ piuttosto che di coppie $\tilde{q}\tilde{q}$ o $\tilde{g}\tilde{q}$ nella collisione pp (vedi tabella 1.5).
- Infine notiamo che la massa dell'Higgs più leggero è di circa 5 GeV maggiore del limite fissato da LEP.

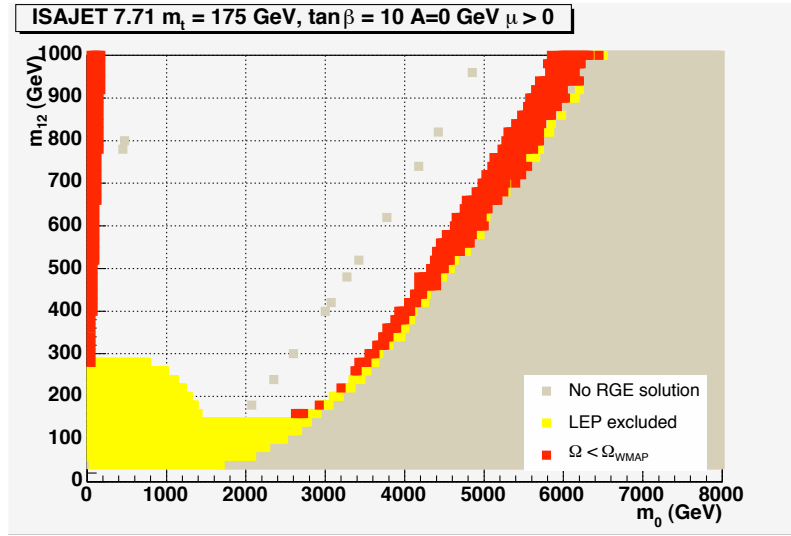


Figura 1.6 - Analisi dello spazio dei parametri per valori fissati di $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$, $\mu > 0$ e $m_{top} = 175$ GeV realizzato con il programma di risoluzione delle RGE ISAJET7.71. La zona grigia rappresenta la regione esclusa dall'impossibilit  di risoluzione delle RGE; quella gialla la regione esclusa dai limiti superiori di LEP e infine quella rossa rappresenta la regione di Focuspoint (a valori elevati di m_0) e di coannichilazione (a valori elevati di $m_{\frac{1}{2}}$). Come si vede il punto scelto nel paragrafo 1.4 appartiene nella sottile striscia permessa a bassi valori di $m_{\frac{1}{2}}$.

Squarks	Sleptoni	Glupro	Higgs	Chargini	Neutralini
$\tilde{u}_L = 3563$	$\tilde{e}_L = 3547$	$\tilde{g} = 857$	$h^0 = 119$	$\chi_1^\pm = 149$	$\chi_1^0 = 103$
$\tilde{u}_R = 3574$	$\tilde{e}_R = 3547$		$H^+ = 3531$	$\chi_2^\pm = 287$	$\chi_2^0 = 160$
$\tilde{d}_L = 3564$	$\tilde{\nu}_{eL} = 3546$		$H^- = 3531$		$\chi_3^0 = 180$
$\tilde{d}_R = 3576$	$\tilde{\tau}_1 = 3520$		$H^0 = 3530$		$\chi_4^0 = 295$
$\tilde{b}_1 = 2925$	$\tilde{\tau}_2 = 3534$		$A^0 = 3507$		
$\tilde{b}_2 = 3500$	$\tilde{\nu}_{\tau L} = 3532$				
$\tilde{t}_1 = 2131$					
$\tilde{t}_2 = 2935$					

Tabella 1.4 - Masse in GeV delle particelle SUSY nel modello mSUGRA per il punto scelto. Realizzato con ISAJET 7.71.

In tabella 1.5 vengono invece riportate le principali sezioni d'urto per le particelle supersimmetriche in un urto pp , come quello che si osserver  a LHC.

La segnatura caratteristica dei decadimenti provenienti da gluino   senza dubbio la combinazione di energia mancante (dovuta ovviamente in massima parte alla LSP) con un elevato numero di getti. Infatti il coinvolgimento di quark pesanti (top e bottom sono presenti in circa l'80% dei decadimenti diretti da gluino) assicura da un minimo di quattro getti (decadimento di entrambi i gluini tipo $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}^0$ con q delle prime due generazioni) ad un massimo di dodici getti (decadimento di entrambi i gluini tipo $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}^0$ con entrambi i top ricostruiti nel canale adronico

Particelle	Sez. urto
$\tilde{g}\tilde{g}$	580 fb
$\tilde{g}\tilde{q}$	3 fb
$\tilde{g}\chi^\pm$	2 fb
$\tilde{g}\chi^0$	1 fb
$\chi^\pm\chi^\pm$	1063 fb
$\chi^0\chi^\pm$	3014 fb
$\chi^0\chi^0$	194 fb

Tabella 1.5 - Sezioni d'urto in fb di produzione di gluini, squarks, chargini e neutralini. Si riferiscono ad una sezione d'urto totale $pp \rightarrow \text{SUSY}$ di 4.91 pb.

$t \rightarrow bW$). Almeno due di questi getti risultano essere b-getti e possono quindi essere identificati attraverso la tecnica del b-tagging con un'efficienza di circa il 50%.

Un'altra segnatura importante riguarda il decadimento dei neutralini e dei chargini. Per i primi risulta di particolare interesse il canale $\chi_{2,3}^0 \rightarrow \chi_1^0 l^+ l^-$: si tratta di un canale molto pulito, perché è caratterizzato dalla produzione di due leptoni di segno opposto, con una massa invariante che evidenzia la differenza di massa tra $\chi_{2,3}^0$ e χ_1^0 e una grossa quantità di energia mancante dovuta alla LSP. Sarà infatti questo il canale utilizzato per lo studio riportato in questa tesi.

· CAPITOLO 2 ·

L'ESPERIMENTO ATLAS

L'analisi descritta in questa tesi si riferisce alla simulazione di eventi supersimmetrici nel rivelatore ATLAS. Questo rivelatore è in fase di costruzione in una intersezione dell'acceleratore LHC realizzato presso le strutture dell'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare (CERN). È perciò doveroso introdurre brevemente quali sono le principali caratteristiche di LHC e specialmente di ATLAS. In questo modo sarà più semplice inquadrare le problematiche legate alla simulazione degli eventi così come sono rivelati dall'esperimento, per poter valutare il loro impatto sullo studio dei decadimenti supersimmetrici analizzati.

2.1 Il CERN e LHC

Nel 1952, 11 Stati europei si accordarono per formare un “Consiglio Europeo per la Ricerca Nucleare” (CERN) che iniziasse provvisoriamente a sviluppare la ricerca europea nel campo della fisica nucleare. Fu deciso che la sede del nuovo centro sorgesse nei pressi di Ginevra. Nel 1954 fu definitivamente ratificata la nascita dell'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare e venne destituito il vecchio CERN. Rimase però l'acronimo, che ancora oggi identifica l'organizzazione. Gli attuali stati membri del CERN sono: Austria, Belgio, Bulgaria, Repubblica Ceca, Danimarca, Finlandia, Francia, Germania, Grecia, Ungheria, Italia, Olanda, Norvegia, Polonia, Portogallo, Repubblica Slovacca, Spagna, Svezia, Svizzera e Inghilterra. Sono inoltre coinvolti nei programmi molti altri stati ed organizzazioni tra cui l'UNESCO.

La ricerca nel nuovo centro iniziò con la costruzione di sincrotroni e ciclotroni: nel 1957 si poté osservare il decadimento del pione in elettrone e neutrino, nel 1963 si costruì la prima camera a bolle per la rivelazione del neutrino. Nel 1965 infine fu costruito il primo collisionatore a protoni: l'Intersecting Storage Rings (ISR).

Nel 1981 fu approvata la costruzione di LEP (Large Electron-Positron collider), un acceleratore ad anello di 27 Km di circonferenza. Si trattava del più grande strumento scientifico mai costruito ed ancora oggi l'anello di LHC sarà costruito nello stesso tunnel realizzato per LEP. L'energia iniziale di LEP doveva arrivare a 50 GeV per ciascun fascio, ma fu raddoppiata nella seconda parte dell'esperimento,

per permettere la creazione di coppie di W^\pm . Intanto infatti, nel 1983 si assisteva alla scoperta dei bosoni W^\pm e Z^0 , confermando la teoria dell'unificazione delle forze elettromagnetica e debole. LEP fu inaugurato nel 1989 e prese negli anni seguenti (fino al 2000) una grandissima quantità di dati che confermavano la quasi totalità degli elementi del Modello Standard e che ancora oggi pongono limiti abbastanza importanti per la ricerca di nuovi fenomeni fisici.

Nel 1990 il CERN fu anche protagonista della nascita del "World-Wide Web", proposto inizialmente come un sistema di informazioni distribuite per la collaborazione degli scienziati, basata sull'"ipertesto" per collegare le informazioni residenti su computer diversi.

Nel 1991 invece il consiglio del CERN decise la realizzazione del Large Hadron Collider (LHC) [34] nel tunnel di LEP, una volta che fosse smantellato il vecchio esperimento, come il naturale sviluppo delle ricerche iniziate a LEP. Nel 1994 il consiglio approvò la costruzione, che è attualmente ancora in corso.

L'acceleratore viene costruito in una galleria ad anello dal diametro di 27 km, in precedenza usata per ospitare LEP. Il tunnel si trova ad una profondità variabile di 50–150 metri, nei pressi di Ginevra, in Svizzera. Quando inizierà l'esperimento, si tratterà del più grande acceleratore al mondo e sarà in grado di accelerare due fasci di protoni e di farli scontrare con una energia di 14 TeV nel centro di massa. I fasci saranno costituiti da "pacchetti" contenenti ciascuno miliardi di protoni, accelerati tramite magneti superconduttori. Per la maggior parte dell'anello i fasci viaggeranno in due canali differenti, tenuti sotto vuoto, ma si incontreranno in 4 punti, dove scontrandosi forniranno i dati ai quattro esperimenti principali: ALICE, ATLAS, CMS, e LHCb. Dalla foto in figura 2.1 possiamo farci un'idea dell'estensione di LHC, mentre dallo schema in basso possiamo vedere come saranno disposti gli esperimenti lungo il percorso della beam-pipe.

I rivelatori potranno vedere fino a 600 milioni di collisioni al secondo, cercando tra tutti gli eventi solo i dati relativi ad eventi molto rari, come la produzione di bosoni di Higgs. Per descrivere quantitativamente la possibilità di presa dati degli esperimenti, si definisce la luminosità come

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

avendo indicato con σ_x e σ_y la dimensione del fascio orizzontale e verticale (la distribuzione delle particelle nel fascio è supposta gaussiana), con f la frequenza delle collisioni e con n le particelle appartenenti a ciascuno dei due fasci che collidono.

Per aumentare la luminosità si aumenta la collimazione del fascio, si diminuisce l'angolo di incidenza e si aumenta il numero di particelle presenti nel fascio: in tal modo il numero di eventi aumenta, a scapito di una risoluzione peggiore. Data l'elevata intensità dei fasci è possibile che in ciascuna collisione dei pacchetti più coppie di protoni interagiscano: avviene pertanto la registrazione contemporanea di più interazioni. Nel caso in cui una delle interazioni produca particelle interessanti, le altre interazioni costituiscono fondo (pile-up) che ovviamente risulta maggiore

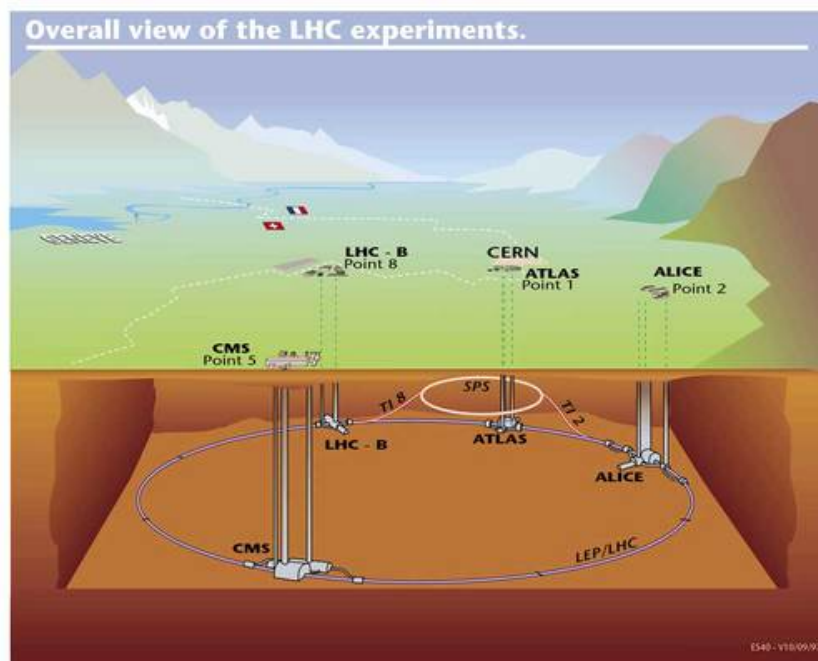


Figura 2.1 - Nella foto è indicato il percorso sotterraneo del tubo che convoglia le particelle accelerate nell'esperimento LHC (beam-pipe). Nello schema sono riportati i principali esperimenti lungo il percorso dell'acceleratore. Tutte le immagini che rappresentano il rivelatore sono prese dal sito web del CERN [33].



Figura 2.2 - Foto del tunnel sotterraneo che ospita la beam-pipe di LHC durante i lavori di installazione.

quanto più alta è la luminosità. Il peggioramento della risoluzione energetica è perciò dato principalmente dall'aumento dei getti di bassa energia che vanno ad influenzare l'efficienza del calorimetro elettromagnetico. Anche il b-tagging risulta meno efficiente rispetto ad una situazione di bassa luminosità.

Per LHC sono previsti due periodi di funzionamento, con luminosità diverse: la luminosità prevista a regime è di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, inizialmente però ci sarà un periodo di presa dati ad una luminosità inferiore di $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. I fasci di protoni si scontreranno ogni 25 ns e alla luminosità prevista a regime ci saranno 23 interazioni per collisione.

Le opportunità di ricerca fisica offerte da LHC sono molteplici, e molte saranno descritte in dettaglio assieme al programma di ATLAS nel paragrafo 2.2, ma i campi principali di indagine riguardano:

- la ricerca dell'Higgs e lo studio dei meccanismi che originano la massa nel Modello Standard
- la ricerca di particelle supersimmetriche e la composizione della materia oscura
- le proprietà del plasma primordiale
- lo studio della violazione di CP, che dovrebbe chiarire le motivazioni e l'entità precisa della asimmetria materia-antimateria
- il numero di generazioni di leptoni e quark
- la ricerca di dati che confermino la possibile unificazione delle forze ad alte energie.

Gli esperimenti realizzati per sfruttare le potenzialità di LHC sono brevemente discussi nel seguito.

2.1.1 CMS & ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid) sono i due esperimenti più “completi” e sono progettati e costruiti per sfruttare al massimo le possibilità di scoperta del Large Hadron Collider. L’obiettivo principale è comunque la ricerca del bosone di Higgs, che spiegherebbe l’origine delle masse nel Modello Standard. Altri importanti obiettivi riguardano la ricerca di particelle supersimmetriche, la conferma della natura fondamentale dei fermioni, lo studio dettagliato della fisica del top e della violazione di CP nel decadimento dei mesoni B .

I due esperimenti differiscono principalmente nella struttura del rivelatore: CMS usa un unico campo magnetico per tutti i rivelatori. Il campo è generato da un’unica bobina in ferro che costituisce anche il materiale inattivo del calorimetro. Le dimensioni di CMS risultano perciò decisamente inferiori ed il rivelatore verrà montato interamente prima di essere installato lungo la beam-pipe. Il calorimetro elettromagnetico risulta molto più preciso di quello di ATLAS, mentre sono inferiori le prestazioni nella misura dell’energia dei getti. L’inner detector infine è costituito soltanto da moduli in silicio, mentre ATLAS sfrutta anche il tracciamento dato dal TRT (vedi paragrafo 2.3.1).

2.1.2 LHCb

Il detector di LHCb, al contrario, è specializzato per facilitare lo studio del mesone B . Questo fa sì che l’esperimento sia molto meno complesso di ATLAS o CMS: per esempio la copertura del rivelatore è concentrata solo verso la direzione del fascio, dove è massima la probabilità di osservare i decadimenti del B . L’importanza del mesone B risiede nel fatto che tramite il suo studio è possibile ricostruire le proprietà del quark b ed in particolare i parametri della matrice CKM che descrivono la violazione di CP.

2.1.3 ALICE

La collaborazione di ALICE (A Large Ion Collider Experiment) si occupa di un rivelatore dedicato allo studio delle collisioni di ioni pesanti, per scoprire le proprietà dell’interazione tra nuclei alle energie raggiungibili solo grazie ad LHC. Lo scopo è di studiare le proprietà della materia fortemente interagente a densità estremamente alte, dove ci si aspetta la formazione di una nuova fase: il plasma di quark e gluoni.

L’esistenza di questo stato e le sue proprietà sono problemi chiave della QCD per comprendere il confinamento dei quark e la simmetria chirale. Per questo si studieranno adroni, elettroni, muoni e fotoni prodotti dalla collisione di nuclei di

piombo. ALICE studierà anche le collisioni protone protone per confronto con quelle tra nuclei pesanti e per completare le informazioni provenienti dagli altri esperimenti.

2.1.4 TOTEM

TOTEM è un esperimento dedicato alla misura della sezione d'urto totale, dello scattering elastico e dei processi di diffrazione ad LHC.

La sezione d'urto totale sarà misurata usando il metodo della luminosità indipendente che si basa sulla misura simultanea dello scattering elastico a basso momento trasferito e dell'interazione anelastica. Questo metodo permette anche la calibrazione della luminosità assoluta di LHC.

2.2 Il programma di ricerca ad ATLAS

L'esperimento più direttamente collegato a questo lavoro di tesi è ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS). Si tratta di un rivelatore general purpose, anche se la ricerca di maggior interesse è senza dubbio l'origine della massa alla scala elettrodebole, tant'è che il rivelatore è stato ottimizzato affinché avesse sensibilità maggiore possibile all'intervallo di massa dell'Higgs più accreditato. A tal proposito le misure di elettroni, fotoni e muoni sono ad alta risoluzione, come lo è la determinazione dell'energia trasversa mancante e dell'energia dei getti nel calorimetro elettromagnetico. Particolare precisione è dedicata anche all'identificazione di quark b e leptoni τ .

La maggior parte delle problematiche fisiche ad LHC richiede una presa dati ad alta luminosità, e quindi l'obiettivo primario è la capacità del rivelatore di registrare correttamente la grande quantità di dati che si produrrà ad una frequenza così elevata di collisione tra i fasci. Altrettanto importante è però concentrarsi sulle prestazioni del rivelatore alla bassa luminosità iniziale che, sebbene caratterizzata da una minore statistica, ha il vantaggio di avere una maggior pulizia di segnale poichè le interazioni primarie pp sono circa due per ogni collisione. Operando ad alta luminosità il rivelatore richiede una grandissima resistenza alla radiazione, caratteristica principale e imprescindibile di tutti i componenti del rivelatore.

2.2.1 Fisica del Modello Standard

Le opportunità di nuove scoperte per ATLAS sono moltissime, vista la grande energia e luminosità raggiungibili. Una prima fase di calibrazione delle apparecchiature verrà effettuata utilizzando i dati raccolti su misure note di Modello Standard, solo in seguito si passerà alla ricerca vera e propria di nuovi fenomeni fisici concentrandosi su scale di energia superiori.

Durante la fase iniziale a bassa luminosità, l'esperimento potrà effettuare misure precise sui processi di QCD e sulla produzione di bosoni di gauge, grazie ad una statistica comunque molto elevata rispetto agli acceleratori precedenti. Ciò permetterà



Figura 2.3 - A sinistra: il simbolo dell'esperimento ATLAS. A destra: un evento simulato e ricostruito con il software che controllerà il rivelatore di ATLAS.

di verificare con grandissima precisione le previsioni del MS e soprattutto determinare gli errori con cui vengono misurati questi parametri: deviazioni significative dalle previsioni del MS sono segnale di nuova fisica.

Inoltre una misura precisa dei processi di MS è fondamentale per la corretta stima dei fondi presenti nelle ricerche di nuovi fenomeni fisici.

Il bosone di Higgs

Il gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ del MS, che descrive le interazioni elettrodeboli, rappresenta una simmetria che è rotta spontaneamente dall'esistenza di un campo di Higgs scalare complesso. Ciò comporta il fatto che le suddette interazioni siano mediate da tre bosoni vettori massivi (W^\pm e Z^0) e da uno (il fotone) che invece resta privo di massa. Rimane dunque un grado di libertà nel settore di Higgs, che si dovrebbe manifestare con l'esistenza di un bosone scalare neutro H^0 finora mai osservato (vedi paragrafo 1.1.3).

Sebbene nel Modello Standard non ci sia indicazione sulla massa dell'Higgs, qualche limite può essere posto dal calcolo perturbativo che impone agli accoppiamenti di Higgs con i campi del MS di rimanere finiti e positivi fino ad una certa scala di energia. Se ad esempio la massa fosse compresa tra i 160 e i 170 GeV, allora il comportamento del gruppo di rinormalizzazione del MS risulterebbe perturbativo ed evolverebbe correttamente fino ad energie dell'ordine della scala di Planck ($\Lambda_P \approx 10^{19}$ GeV); altrimenti si dovrebbe ipotizzare nuova fisica ad una scala inferiore. Al crescere della massa di Higgs, cresce anche l'entità della sua autointerazione e del suo accoppiamento con i bosoni di gauge W e Z ; il limite al valore di questa massa è fissato a circa 800 GeV, oltre il quale sarebbe possibile rivelare nuovi fenomeni dalle interazioni WW e ZZ con circa 1 TeV di energia nel centro di massa: è questa la scala di energia alla quale lavorare per avere informazioni sulla natura della rottura di simmetria elettrodebole.

I limiti più precisi finora ottenuti provengono dai dati di LEP combinati sui 4

esperimenti effettuati e risalgono al 2000; con 209 GeV nel centro di massa e al 95% di livello di confidenza si ha $m_H > 114$ GeV [35–39]. Un segnale di Higgs con $m_H = 115$ GeV forse fu visto, ma la probabilità del 3.5% [35] che fosse una fluttuazione del fondo non fu sufficiente a dichiarare vera la scoperta. Effettuando un fit elettrodebole globale con l'ultimo valore stimato per la massa del top [40], si ottiene una massa dell'Higgs di $m_H = 98_{-36}^{+52}$ GeV ($m_H < 208$ GeV al 95% C.L.).

Le strategie di rivelazione sono varie, a seconda del valore della massa. Per Higgs leggeri ($M_H < 120$ GeV), il canale di decadimento dominante è $H \rightarrow b\bar{b}$ e si richiede dunque un'ottimizzazione del b-tagging. In particolare, data la presenza di un grande fondo di QCD, le signature di particolare interesse saranno: $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow l\nu jj\bar{b}\bar{b}\bar{b}\bar{b}$ (4 b-getti e leptone ad alto P_T) e $pp \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ (2 b-getti e leptone ad alto P_T): la massa dell'Higgs sarà ricostruibile dalla massa invariante della coppia o delle coppie $b\bar{b}$ individuate. L'ottima capacità di ricostruzione della massa invariante di coppie di fotoni da parte del calorimetro elettromagnetico consentono anche di cercare il decadimento raro (ad 1-loop) di Higgs in due fotoni per $M_H < 150$ GeV.

Se invece $120 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ i canali più accreditati diventano $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ e $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, che diventano ancora più facilmente ricostruibili se $m_H > 2m_Z$ rendendo entrambe le Z reali. Se infine $m_H > 700$ GeV questi canali diventano troppo rari e bisogna ricorrere alla ricerca di canali tipo $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ e $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$.

Studi di QCD

Il calcolo della sezione d'urto di produzione ad LHC, importante sia per il segnale che per il fondo, dovrebbe partire da una conoscenza precisa della distribuzione partonica del momento all'interno del protone. Purtroppo, date le alte energie in gioco, le informazioni finora utilizzate a tal proposito negli altri acceleratori non sono sufficientemente accurate; si dovranno perciò utilizzare i dati stessi di ATLAS riguardo alla produzione di top, getti e fotoni diretti. La sezione d'urto di produzione dei getti sarà altresì misurata per verificare le previsioni di QCD e misurare la dipendenza della costante di accoppiamento forte α_S fino alla scala di qualche TeV.

Bosoni di gauge

Una delle sfide di ATLAS sarà capire le sue possibilità in relazione alla precisione della misura della massa della W . Il valore attuale di LEP e Tevatron è di 38 MeV [22]. In ATLAS l'incertezza statistica attesa [20] dovrebbe essere di qualche MeV: l'obiettivo, decisamente ambizioso, è quello di ridurre a tal punto gli errori sistematici da consentire una precisione sulla determinazione della massa della W a circa 20 MeV.

Inoltre la grande produzione di bosoni di gauge, consentirà ad ATLAS la possibilità di effettuare importanti test sull'accoppiamento triplo tra i bosoni. Uno dei maggiori successi del Modello Standard è infatti la cancellazione delle anomalie che

può essere verificata proprio tramite questi tipi di accoppiamento. Un qualsiasi discostamento dalla teoria sarebbe indice della necessità di generalizzare il Modello Standard.

Fisica del quark b

Ad ATLAS è attesa una produzione di 10^{12} coppie $b\bar{b}$ per anno e la limitazione è data principalmente dalla possibilità di registrare i dati ad una così alta frequenza di collisioni. Il programma di fisica del b è perciò molto vasto, e si pone come obiettivo quello di migliorare ulteriormente la precisione sui parametri della matrice CKM e quindi sulla violazione di CP. Le misure si baseranno soprattutto sull'analisi dei decadimenti dei mesoni B . È prevista inoltre una misurazione molto precisa delle oscillazioni di sapore nei mesoni B_S^0 e B_d^0 oltre che dei decadimenti altamente soppressi dal MS, campo probabile per segnali di nuova fisica.

Fisica del top

LHC ha le potenzialità per effettuare misure di alta precisione sulle proprietà del top, grazie alla produzione attesa di circa 8 milioni di coppie $t\bar{t}$ alla luminosità integrata di 10 fb^{-1} (pari ad un anno di presa dati a bassa luminosità). Questa statistica dovrebbe consentire una precisione sulla misura della massa di $\approx 2 \text{ GeV}$, decisamente migliore di quella odierna. Ciò consentirebbe un considerevole aumento di precisione nella determinazione di molti parametri del MS, su tutti la massa del bosone di Higgs.

2.2.2 Oltre il Modello Standard

Data l'altissima energia raggiunta dall'acceleratore LHC è prevedibile che nel corso del funzionamento di ATLAS si assisterà a segnali fisici che esulano dalle spiegazioni del Modello Standard. In questo senso riportiamo un accenno ai segnali attesi dalle teorie più accreditate al momento, ed in particolare presentiamo i segnali supersimmetrici, di cui si occupa nel seguito anche questa tesi.

Ricerche di supersimmetria

Come mostrato nel capitolo 1.2.1, una delle forti motivazioni a favore della teoria supersimmetrica è il fatto che essa è in grado di risolvere il problema del “fine tuning” dei parametri del MS per evitare che le correzioni radiative rendano la massa dell'Higgs dell'ordine della scala GUT o di Planck (vedi paragrafo 1.1.5).

I modi di risolvere questo problema sono sostanzialmente due ed entrambi sono testimonianza di nuova fisica alla scala del TeV: l'esistenza di una nuova dinamica che giustifichi la massa di Z^0 e W^\pm alla scala elettrodebole, o la comparsa di nuove particelle che portino alla cancellazione delle divergenze nelle correzioni radiative.

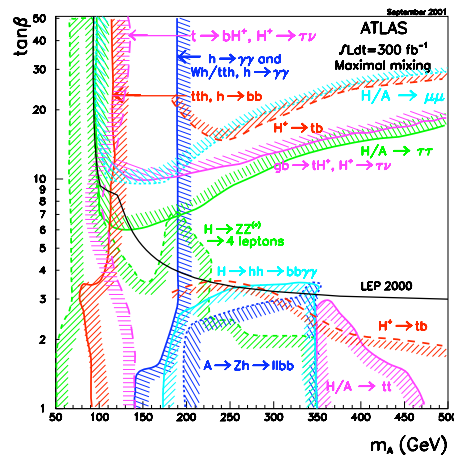


Figura 2.4 - Capacità di scoperta in ATLAS dei bosoni di Higgs nel MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) nel caso di grande mixing. I contorni delle curve di scoperta a 5σ sono mostrate nel piano $(\tan \beta, m_A)$ e rappresentano i vari canali di decadimento dei bosoni di Higgs ad una luminosità integrata di 300 fb^{-1} . Le regioni situate oltre le linee dal lato delle striature ad esse adiacenti rappresentano le regioni accessibili nel piano $(\tan \beta, m_A)$ per il decadimento a cui si riferiscono. Anche i limiti di LEP sono presi in considerazione.

La supersimmetria [41] offre la sola via nota per incorporare la gravità come teoria quantistica e cancellare in modo elegante queste divergenze, evitando così ogni “fine-tuning” (paragrafo 1.1.5). Il Modello Supersimmetrico Minimale postula l’esistenza di un superpartner per tutte le particelle finora osservate: un superpartner bosonico per i fermioni (squark e sleptoni) e uno fermionico per i bosoni (gluini e gaugini). Esistono inoltre due doppietti complessi di Higgs, con otto gradi di libertà: tre vengono assorbiti dai bosoni di gauge W e Z , mentre i cinque restanti originano cinque bosoni di Higgs (tre neutri h , H e A e due carichi H^\pm). Secondo questo modello esiste quindi tutta una serie di particelle, finora mai osservate, con masse e tassi di decadimento calcolabili in base ai parametri della teoria. Sfortunatamente questi parametri non sono noti, ma se qualcosa lega la supersimmetria alla scala elettrodebole, queste masse devono essere dell’ordine al massimo di 1 TeV (paragrafi 1.2.4 e 1.2.5).

Ad LHC la scoperta di supersimmetria è praticamente sicura, se essa esiste alla scala elettrodebole, poiché si prevede che sia molto grande la produzione di gluini e squarks con masse dell’ordine del TeV (qualche pb di sezione d’urto totale $pp \rightarrow \text{SUSY}$, come descritto anche al paragrafo 1.4.2.) Come vedremo le signature caratteristiche di supersimmetria coinvolgono una quantità di getti adronici energetici e di energia mancante molto più elevata rispetto agli eventi di MS , che, unita alla produzione di leptoni, rende alcuni segnali supersimmetrici molto puliti già a bassa luminosità e con una statistica di pochi fb^{-1} .

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. Come visto infatti nel capitolo 1.2.3, uno dei modelli più analizzati al momento è mSUGRA che, pur dipendendo da soli

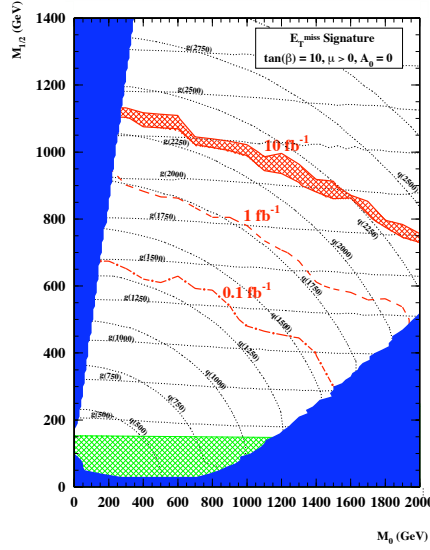


Figura 2.5 - Grafico di scoperta di supersimmetria con la segnatura di energia mancante E_{MISS}^T nel piano $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$ e con valori fissati degli altri parametri di mSUGRA $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$ e $A_0 = 0$. Le regioni colorate di blu sono quelle escluse dalla mancanza di rottura di simmetria elettrodebole (quella a grandi valori di m_0) o dal fatto che il neutralino non è la LSP (quella a grandi valori di $m_{\frac{1}{2}}$). Mentre la regione a “piastrelle” in verde è quella esclusa dai limiti sperimentali ad oggi disponibili. Le linee tratteggiate grigie uniscono punti dello spazio dei parametri con lo stesso valore di massa di gluini o squarks. Infine in rosso è evidenziata la luminosità integrata necessaria per scoprire la supersimmetria se, con questi valori dei parametri $\tan\beta$, μ e A_0 , essa si trova nella regione sottostante la linea stessa. Per 10 fb^{-1} le due linee che sottendono la regione in rosso rappresentano i due risultati ottenuti facendo variare il fondo di MS di un fattore due. *D.R. Tovey SN-ATLAS-2002-020 16/07/2002*

cinque parametri liberi, ha bisogno di misure sui valori di aspettazione di vuoto dei bosoni di Higgs. Se poi consideriamo in questo spazio di parametri mSUGRA la regione di Focuspoint (paragrafo 1.4) è necessaria anche una misura molto più precisa di quella attuale della massa del top per stabilire quale punto dello spazio dei parametri è effettivamente accessibile in natura.

Il grafico in figura 2.4 mostra le regioni nel piano $(\tan\beta, m_A)$ accessibili ai vari decadimenti possibili per i cinque bosoni di Higgs del MSSM. Tra questi decadimenti segnaliamo ad esempio la regione delimitata dalla linea rossa che mostra come il decadimento principale per l’Higgs leggero sia $h \rightarrow b\bar{b}$; per un Higgs attorno ai 200 GeV sia il canale $h \rightarrow \gamma\gamma$ (linea blu) assieme a quello a 4 leptoni (linea verde); mentre per un Higgs più pesante (attorno a circa 400 GeV) siano privilegiati i decadimenti in quarks della terza generazione $H/A \rightarrow t\bar{t}$ (in violetto) o $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$ (in rosso tratteggiato) se $\tan\beta$ è piccolo, altrimenti in leptoni della seconda e terza generazione $H/A \rightarrow \mu\mu$ (in azzurro) o $H/A \rightarrow \tau\tau$ (in verde) per valori grandi di $\tan\beta$.

Nel grafico di figura 2.5 [42] invece vediamo nel piano $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$, per valori di $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ e $\mu > 0$, le regioni in cui si posiziona il limite di scoperta $\frac{S}{\sqrt{B}} > 5$ in relazione a diversi valori della luminosità integrata, per la segnatura in $E_{T\text{miss}}$.

Essa costituisce una delle principali segnature rivelatrici di eventi di supersimmetria, ed è basata sulla richiesta che vi siano molti getti adronici energetici e una grande quantità di energia mancante nel piano trasverso $E_{T\text{miss}}$ dovuta alla LSP non rivelata. Se la supersimmetria esiste, possiamo vedere che già con una luminosità integrata di 10 fb^{-1} (pari a circa un anno di presa dati ad LHC alla luminosità di $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) essa potrà essere rivelata se situata in questo piano ($m_0, m_{\frac{1}{2}}$) al di sotto della fascia “a piastrelle” in rosso. Ricordiamo infine che le regioni in blu sono escluse per la mancanza di rottura della simmetria elettrodebole (a destra) o perchè il neutralino non è la LSP del modello (a sinistra), mentre quella in verde lo è in base ai dati sperimentali ad oggi in nostro possesso.

Altre ricerche

Anche nel caso non si osservino segnali di supersimmetria ad ATLAS, le alte energie raggiunte da LHC potrebbero molto probabilmente dare origine ad altri fenomeni fisici di cui si sta cercando l'esistenza. In particolare potrebbero essere trovati:

- fenomeni collegati alla rottura di simmetrie più ampie del MS, tipo la produzione di particelle previste dai modelli Technicolor,
- segnali riconducibili all'esistenza di nuovi bosoni di gauge,
- evidenze sulla presenza di struttura interna per leptoni e quark.

Esiste anche la possibilità, evidentemente inattesa e considerata molto remota, in cui ATLAS ed LHC non osservino alcun segnale riconducibile alle teorie attualmente studiate. In tal caso la fisica delle particelle si troverebbe ad un punto cruciale, in cui non esistono teorie in grado di ipotizzare una spiegazione per i punti oscuri del MS (vedi paragrafo 1.1.5). Bisognerebbe allora cambiare totalmente punto di vista sull'estensione del modello attuale ed i dati di LHC sarebbero l'unico punto di partenza ragionevole per questo tentativo.

2.3 Descrizione del rivelatore di ATLAS

La configurazione generale del rivelatore è mostrata in figura 2.6 [20], insieme ad una foto dell'attuale progresso dei lavori di montaggio che mostra la complessità e le dimensioni dell'esperimento.

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 $x - y$ è il piano trasverso, ortogonale alla direzione del fascio. L'angolo azimutale ϕ è misurato attorno all'asse del fascio, mentre l'angolo polare θ è l'angolo dall'asse del fascio.

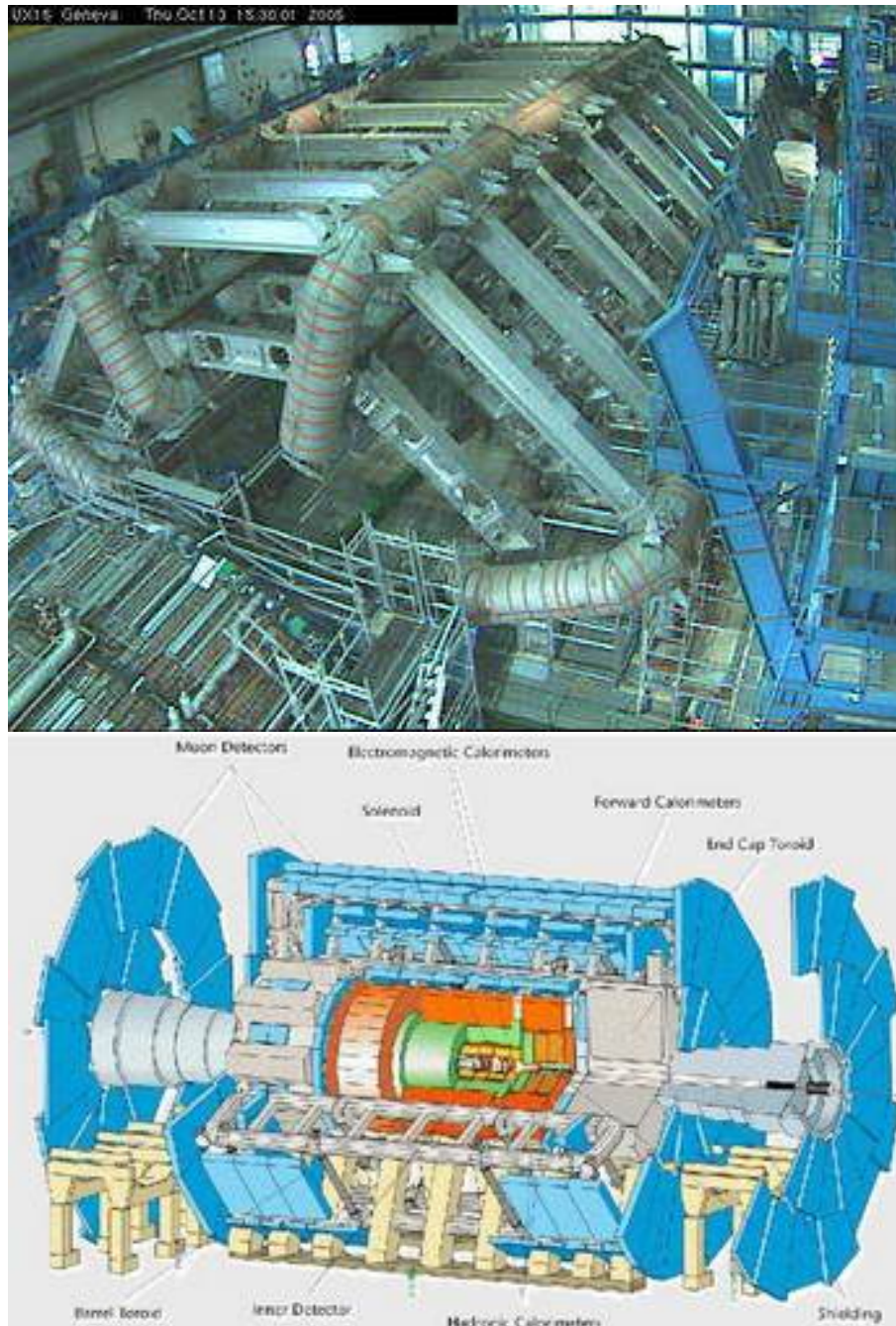


Figura 2.6 - Il rivelatore di ATLAS completo e la foto di quanto è stato montato fino ad ora. Sono ben visibili i magneti superconduttori e la parte esterna del calorimetro (arancione nello schema) che deve essere inserita all'interno della struttura già montata.

La grandezza di riferimento per le misure angolari è la cosiddetta pseudorapidità η definita come

$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2)$$

Il momento trasverso p_T e l'energia trasversa E_T , così come l'energia mancante trasversa $E_{T\text{miss}}$ sono definite tutte nel piano xy . La distanza angolare a cui normalmente si fa riferimento è quella definita, nello spazio pseudorapidità-angolo azimutale (η, ϕ) , come $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Possiamo dire che la copertura angolare totale per le tracce rivelate è limitata dall'accettanza dell'inner detector a $|\eta| < 2.5$. Per la misura dell'energia dei getti, invece, il calorimetro è in grado di raccogliere particelle fino a $|\eta| < 4.9$.

Per la risoluzione con cui è possibile misurare l'energia ed i momenti delle particelle, possiamo stimare nel nostro caso un limite inferiore di 10 GeV. Infatti per i muoni il limite fisico per attraversare il calorimetro è di 5 GeV ma l'efficienza di ricostruzione è bassa. Per questo nella simulazione veloce si considerano solo per $p_T > 10$ GeV (paragrafo 3.4). Nel caso degli elettroni, invece, il limite alla risoluzione è dato dall'efficienza del calorimetro elettromagnetico nello stimare l'energia rilasciata negli sciami.

2.3.1 Inner detector

Il rivelatore interno è contenuto in un cilindro della lunghezza di 7 m e un raggio di 1.15 m, in un campo magnetico solenoidale di 2 T. Esso consente grande efficienza di tracciamento per tutte le particelle cariche, consentendo la misura del loro impulso e la ricostruzione di vertici secondari nei getti provenienti dai quark pesanti. Insieme al calorimetro consente di identificare elettroni, fotoni e leptoni τ . Ciò è possibile grazie alla combinazione dei segnali provenienti dal rivelatore interno a pixel e strip e dal rivelatore sensibile alla radiazione di transizione posto all'esterno.

La risoluzione richiesta sui vertici e sul momento è molto esigente e può essere soddisfatta solo con rivelatori caratterizzati da un'alta granularità, visto il gran numero di tracce che si produrranno nelle collisioni ad alta luminosità ad LHC.

La struttura del rivelatore interno è mostrata in figura 2.7, dove sono indicati i diversi tipi di tecnologie utilizzati. I rivelatori traccianti a semiconduttore, ovvero microstrip (SCT) [20] e pixel [43] in silicio, sono in grado di offrire la granularità richiesta. In particolare la risoluzione maggiore è offerta dal rivelatore a pixel, che viene infatti posizionato in più strati attorno alla regione del vertice del decadimento con la limitazione però dello spazio a disposizione e degli alti costi necessari per la sua realizzazione. Si tratta in questo caso di tre strati di pixel e otto di microstrip (quattro per misurare la posizione azimutale e quattro per misurare la posizione lungo la direzione del fascio z) che vengono attraversate dalle particelle prodotte. Combinando queste tracce con quelle rilevate da un rivelatore a transizione di radiazione (TRT) [20] che garantisce la continuazione del tracciamento con una precisione minore ma con un numero maggiore di misure e costi decisamente più bassi si arriva

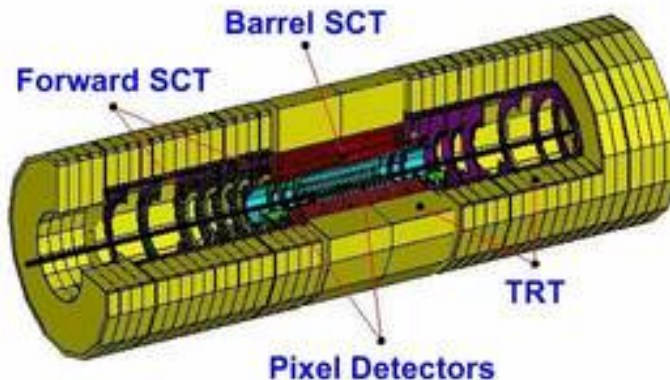


Figura 2.7 - L'inner detector: la sua posizione all'interno della struttura di ATLAS e lo schema che ne rappresenta i componenti fondamentali.

alla determinazione della posizione e del momento della particella incidente tramite il suo raggio di curvatura nel campo magnetico solenoidale in cui tutta l'apparecchiatura è immersa. Ovviamente, mano a mano che ci si allontana verso l'esterno si hanno risoluzioni peggiori (perchè provenienti dal TRT), ma si compensa ciò con l'acquisizione di un maggior numero di punti di tracciatura. Le misure sono combinate in modo che il contributo dei diversi rivelatori all'errore sull'impulso sia simile, conferendo al rivelatore un'ottima capacità di ricostruzione globale delle tracce.

Questa alta densità di punti di tracciatura esterni consente inoltre di avere informazioni sulla conversione di fotoni o sul decadimento di particelle neutre; in particolare quindi è in grado di fornire informazioni ad esempio sui sistemi dei mesoni B , candidati a fornire dati sulla violazione di CP. La capacità di identificazione di vertici secondari di decadimento, necessaria per il b-tagging, è infatti compito del rivelatore interno a pixel, il più vicino al vertice di interazione. Il posizionamento dei singoli elementi di questo rivelatore deve essere noto con una precisione maggiore di quella intrinseca di risoluzione del rivelatore stesso, in modo da non introdurre un errore superiore al 20% sui parametri di tracciatura. Per tutti i rivelatori la limitazione angolare per la tracciatura è per $|\eta| < 2.5$.

Il rivelatore a pixel

In figura 2.8 possiamo vedere una sezione del segmento più interno del rivelatore. Esso è progettato per dare tre punti per traccia ad altissima risoluzione, più vicini possibili al punto di interazione (il diametro dello strato più interno è di 5 cm). Dalla sua capacità di risoluzione (ciascun pixel è grande solo $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$) dipende il tracciamento e la conseguente ricostruzione dei vertici secondari riconducibili a particelle a vita media corta, come appunto i mesoni B e i leptoni τ (entrambi non percorrono più di $300 \mu\text{m}$ prima di decadere!). Inoltre esso è in grado di aiu-

tare nella separazione e nella ricostruzione delle tracce grazie alla segmentazione bidimensionale dei sensori [44].

Essendo il rivelatore più vicino al punto di interazione, è inoltre richiesta una straordinaria resistenza alla radiazione.

SCT (SemiConductor Tracker)

Progettato per fornire 4 punti di traccia ad una distanza intermedia dal punto di interazione per contribuire alla misura del momento e del parametro d'impatto. Rispetto ai precedenti rivelatori a semiconduttore (ad esempio quelli di LEP), esso ha una superficie maggiore e un grado di resistenza alla radiazione decisamente superiore. La risoluzione spaziale è di $16 \mu\text{m}$ nel piano ortogonale al fascio e di $580 \mu\text{m}$ lungo l'asse del fascio.

TRT (Transition Radiation Tracker)

La struttura sensibile è fatta da sottili fili metallici, ciascuno dei quali ha un diametro di $30 \mu\text{m}$ ed è realizzato in W-Re. Attorno a ciascun filo c'è una sorta di cilindro del diametro di 4 mm, riempito di una miscela non infiammabile di gas (70% Xe, 20% CO₂ e 10% CF₄), che fornisce al rivelatore anche la capacità di identificare elettroni tramite la formazione di una radiazione di transizione al momento dell'attraversamento della regione tra i fili.

Una particella carica che attraversa un tubo, produce nel gas una ionizzazione: gli elettroni così prodotti viaggiano verso il filo per effetto del campo elettrico. Quando raggiungono il filo, il segnale viene amplificato prima di essere misurato. Il tempo che intercorre tra l'istante in cui la particella attraversa il tubo e l'istante in cui il segnale è rivelato (tempo di drift) permette di misurare le coordinate del punto in cui la particella ha attraversato il tubo.

Ogni filo è isolato dagli altri e quindi in grado di rispondere in modo preciso anche



Figura 2.8 - Schema della struttura del rivelatore a pixel.

all'altissimo tasso di produzione di particelle previsto ad LHC. Il vantaggio di una struttura di questo tipo è la naturale resistenza alla radiazione, e che consente un altissimo numero di misure per traccia (circa 36) ad un costo abbastanza contenuto.

2.3.2 Calorimetro

I calorimetri di ATLAS sono stati progettati per misurare l'energia totale di adroni, elettroni e fotoni incidenti. Le particelle neutre poi (fotoni e adroni neutri) sono rivelabili solo dal calorimetro. I tipi di calorimetri sono due: il calorimetro elettromagnetico che identifica fotoni ed elettroni e ne misura con grande precisione l'energia, e il calorimetro adronico che misura l'energia dei getti. Inoltre i calorimetri misurano l'energia mancante nel piano trasverso $E_{T\text{miss}}$.

Il tutto è contenuto in un cilindro di 2.25 m di raggio esterno, e si estende in lunghezza per 6,65 m in ambo le direzioni attorno all'asse del fascio. Il calorimetro adronico consente un'accurata misurazione di energia mancante e getti adronici nel piano trasverso, ed è costituito da un grande cilindro di 4.25 m di raggio e 6.10 m di lunghezza in cui è alloggiato uno scintillatore, il vero materiale sensibile del calorimetro adronico.

Uno schema dei calorimetri di ATLAS è mostrata in figura 2.9: come vediamo la struttura consta del calorimetro elettromagnetico che copre una regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$, di un calorimetro adronico in senso stretto, di un calorimetro adronico a tappo e dei calorimetri posti alle estremità della struttura all'altezza dell'asse del fascio.

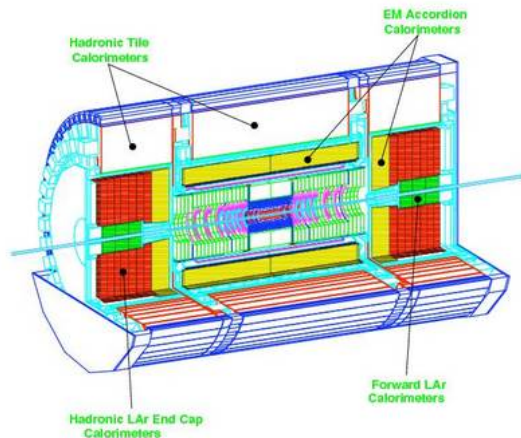


Figura 2.9 - Schema che riproduce il sistema dei calorimetri di ATLAS.

Il calorimetro elettromagnetico

Questo rivelatore è diviso in una parte a forma di barile che circonda la zona dove è ospitato il rivelatore interno e in due tappi posti alle estremità del barile. Il materiale

sensibile è l'argon liquido (LAr) dentro il quale sono immersi gli elettrodi posizionati su listelli arrangiati a loro volta a costituire una struttura a forma di fisarmonica. Questa struttura consente di coprire tutto l'angolo azimutale ϕ senza lasciare zone vuote. Il calorimetro è segmentato in η e ϕ per un totale di circa 190000 celle atte alla misura della posizione degli sciami elettromagnetici che si formano. Tutto questo materiale consente di avere circa 23 lunghezze di radiazione a basso angolo e ancora di più a mano a mano che cresce l'angolo formato dalle particelle con l'asse del fascio.

Il calorimetro adronico

Esso copre un angolo in pseudorapidità per $|\eta| < 4.9$ utilizzando vari accorgimenti tecnici per poter arrivare alla copertura di un angolo così grande. Anch'esso è costituito da una zona centrale a forma di barile suddivisa in tre parti e da due tappi alle estremità.

La zona a forma di barile è un calorimetro a campionamento utilizzando del ferro come materiale assorbente e degli scintillatori come materiale sensibile. Questi scintillatori sono a forma di piastrelle e sono collegate a dei fotomoltiplicatori per la lettura dei segnali. La granularità è $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ e i canali totali sono circa 10000.

Ognuno dei due calorimetri che fungono da tappi alle estremità consiste di due ruote indipendenti che alternano piatti in rame e strati sensibili di Argon liquido. È grazie a questi tappi che si riesce ad estendere la copertura angolare in pseudorapidità fino al valore di $|\eta| < 4.9$.

La sua lunghezza totale è pari a 11 lunghezze di interazione nucleare per $\eta = 0$ in modo da fornire sia un'ottima risoluzione sull'energia dei getti che sulla misura dell'energia mancante nel piano trasverso $E_{T\text{miss}}$ (fondamentale per la ricerca di eventi di supersimmetria) e soprattutto contenendo quasi completamente tutti gli sciami adronici evitando che essi terminino nello spettrometro a muoni (che sta ancora più all'esterno) disturbandone le prestazioni.

2.3.3 Magneti

Il campo magnetico è generato da un solenoide superconduttore che avvolge la cavità dove è alloggiato il rivelatore interno e da un grandissimo magnete toroidale superconduttore a simmetria ottagonale che sta attorno al calorimetro. Il campo magnetico permette di misurare il momento trasverso p_T delle particelle cariche tramite la curvatura delle tracce.

2.3.4 Camera a muoni

Lo spettrometro a muoni avvolge tutto il complesso del calorimetro, e consente alta precisione nella misura del momento dei muoni anche ad alta luminosità. Nella

strumentazione è compresa anche una camera di trigger con una grande velocità di risposta. Questo spettrometro a muoni è costituito da tre strati che avvolgono tutta la parte centrale del rivelatore a simmetria ottagonale, ma sono altresì posizionati in un'altra struttura sempre a tre strati nella parte centrale anteriore e posteriore del rivelatore, oltre il tappo del calorimetro, a circa 23 m dal punto di interazione dei fasci. La misura avviene ricostruendo le traiettorie delle particelle cariche (dette tracce) combinando le coordinate dei punti in cui i muoni attraversano ciascuno di questi tre strati. Tale traccia può poi essere combinata con quella misurata dal tracciatore interno per una misura più precisa.

Esso definisce quindi le dimensioni generali del rivelatore ATLAS: circa 11 m di raggio, 25 m di lunghezza totale e 7000 tonnellate di peso.

I muoni sono le uniche particelle cariche in grado di attraversare i calorimetri rilasciando pochissima energia al loro interno. La loro misura all'esterno dei calorimetri costituisce pertanto un efficace metodo di identificazione.

ATLAS ha deciso di combinare l'identificazione dei muoni con una misura di precisione del loro impulso. A questo scopo serve lo spettrometro a muoni costituito da camere disposte su tre piani sia attorno alla zona a forma di barile che oltre i tappi dei due calorimetri, che consentono il tracciamento dei muoni, mentre il momento si misura grazie alla curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico in cui lo spettrometro è immerso. A causa dell'altissima frequenza di collisioni, questo rivelatore deve avere rapidità di risposta e resistenza alla radiazione oltre alla capacità di reiezione del fondo dovuto alla penetrazione in queste regioni di prodotti della collisione primaria, in particolare neutroni e fotoni di bassa energia (qualche MeV) prodotti dalle interazioni secondarie.

Nella zona del barile il campo magnetico genera una forza di Lorentz diretta lungo l'asse z e le tre camere sono posizionate a simmetria cilindrica attorno all'asse del fascio, mentre nella zona esterna ai tappi dei calorimetri, dove la forza di Lorentz è diretta radialmente, le camere sono poste in quattro dischi concentrici attorno all'asse del fascio. La copertura angolare così ottenuta arriva fino a $|\eta| < 2.7$.

Sono presenti anche camere a multifili e tubi ad alta risoluzione (con risoluzione di circa $80 \mu\text{m}$ per ciascun filo) per garantire precisione nella misura nella direzione degli avvolgimenti del solenoide toroidale.

Il sistema di trigger è costituito da camere a piatti resisivi nel barile e da camere proporzionali a multifili nella regione dei tappi; questi apparecchi consentono l'identificazione del pacchetto incidente con una risoluzione temporale inferiore ai 25 ns (che è l'intervallo di tempo che intercorre tra due collisioni ad LHC) e forniscono anche misure di posizione con una risoluzione tipica dell'ordine di 5–10 mm.

2.3.5 Acquisizione e Trattamento dei dati

La frequenza iniziale di collisioni nel rivelatore è di 40 MHz (e 23 interazioni pp per collisione alla luminosità di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), ma per rendere possibile la memorizzazione dei dati essa deve essere ridotta ad una frequenza dell'ordine di 100 Hz circa. Ciò

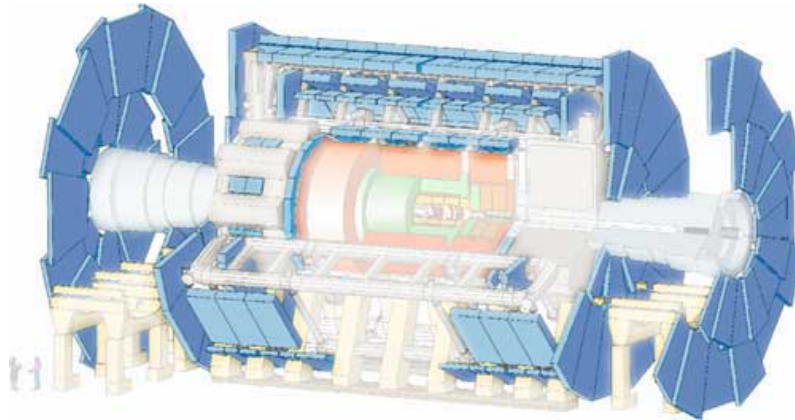


Figura 2.10 - In figura è indicata la posizione dello spettrometro per muoni di ATLAS.

significa scartare un gran numero di eventi non interessanti prima di memorizzare i dati (circa 10^7) e quindi dover stabilire in tempi brevissimi se il segnale ha o meno le caratteristiche richieste. Il sistema di ATLAS detto Trigger and Data Acquisition è realizzato con questo scopo: è costituito da tre livelli, ognuno dei quali ha una frequenza di analisi inferiore a quella del livello precedente e quindi un tempo maggiore per decidere (necessario data la complicazione via via crescente degli algoritmi da utilizzare per la selezione dell'evento).

Il primo livello di trigger opera una selezione degli eventi basata sulle risposte del rivelatore per i muoni riguardo a muoni ad alto p_T e del calorimetro su elettroni, fotoni e getti ad alto p_T , su leptoni τ decaduti in adroni e su grandi quantità di energia mancante nel piano trasverso $E_{T\text{miss}}$. Questi segnali arrivano con una frequenza di 75 KHz e durante il periodo di latenza tutti i dati sono memorizzati grazie all'elettronica integrata presente sul rivelatore. Quando il trigger ha deciso riguardo all'evento in questione svuota la memoria se la decisione è negativa, altrimenti attiva la lettura dei dati in memoria da parte dell'elettronica di front-end e li memorizza su appositi buffer.

Il secondo livello di trigger analizza i dati provenienti dai buffer limitatamente alle informazioni su posizione e momento trasverso dei candidati che hanno fatto scattare il trigger al livello precedente e somma tutte le energie relative. Esso prende le sue decisioni con una frequenza di circa 1 KHz (e quindi con una latenza di circa 1 ms) e invia tutti i dati all'ultimo livello di selezione, il cosiddetto Event Filter.

Questo filtro utilizza algoritmi e metodi per effettuare l'ultimo grado di selezione con una frequenza di circa 100 Hz, frequenza compatibile con la velocità di memorizzazione dei dati del sistema, che è di circa 100 MB/s.

· CAPITOLO 3 ·

SOFTWARE UTILIZZATO NEL LAVORO DI TESI

Per poter effettuare lo studio presentato in questa tesi, sono stati utilizzati svariati strumenti di analisi e simulazione dei dati che saranno disponibili una volta che LHC sarà acceso ed ATLAS attivo. Possiamo raggruppare il software di simulazione in tre categorie principali:

- Il software che partendo dal valore dei parametri che differenziano i diversi modelli supersimmetrici è in grado di fornire le informazioni relative a ciascuna particella (massa, branching ratio ...) prevista dal modello scelto (paragrafo 3.1).
- I generatori Montecarlo, in grado di simulare l'interazione tra le particelle del fascio che verranno accelerate nell'esperimento e di descrivere i prodotti di tutti i decadimenti successivi (paragrafo 3.3)
- I programmi che simulano la risposta del rivelatore alle particelle prodotte dalle interazioni precedentemente calcolate tramite i generatori Montecarlo (paragrafo 3.4)

Tramite questi tre passaggi è possibile ricostruire quale sarebbero i dati forniti dal rivelatore di ATLAS nel caso si riveli corretto un certo modello teorico attualmente non verificato. Nel nostro caso ad esempio l'analisi si basa principalmente sui dati generati per la scelta di parametri della SUSY detta di Focus Point (paragrafo 1.4). Questa scelta è particolarmente significativa per la connessione che ha con le teorie cosmologiche: descriveremo nel paragrafo 3.2 come abbiamo verificato la compatibilità del nostro modello con i dati cosmologici relativi alla densità di materia oscura.

Per concludere la panoramica del software usato, parleremo degli strumenti utilizzati per effettuare l'analisi dei dati: affronteremo in dettaglio questo argomento nel paragrafo 3.5.

3.1 Soluzione delle equazioni di rinormalizzazione

Come visto nel capitolo teorico introduttivo, le equazioni del gruppo di rinormalizzazione [45] sono alla base della determinazione dei parametri compatibili con i dati sperimentali del MS alla scala elettrodebole (paragrafo 1.2.3).

Per questo i parametri di input per tutti i programmi che risolvono le equazioni del gruppo di rinormalizzazione sono i valori degli accoppiamenti di gauge e di Yukawa misurati alla scala elettrodebole. Questi valori vengono inseriti alla stregua di parametri liberi con valori iniziali fittizi per poter consentire al programma di iniziare il calcolo. Il valore dei parametri viene quindi estrapolato a differenti scale di energia (Λ_{GUT} e Λ_{SUSY}), in modo da poter applicare le correzioni imposte dalle condizioni al contorno ricavabili dal modello scelto. Infine come controllo del procedimento si fanno evolvere nuovamente i parametri fino alla scala elettrodebole di partenza. Il procedimento viene quindi iterato fino a che non si raggiunga una soluzione stabile, da cui si ricavano le masse e gli accoppiamenti di tutte le particelle.

In generale i programmi che si occupano di questo calcolo differiscono tra loro per il numero di loop utilizzati nel calcolo delle correzioni radiative e per le correzioni alle masse delle particelle SUSY. Il software utilizzato in questo lavoro di tesi è stato ISAJET 7.71 [46], che ha le seguenti caratteristiche:

- le correzioni radiative alle masse delle s-particelle sono state tutte calcolate ad un loop,
- le RGEs sono state modificate per includere le variazioni delle VEVs campo di Higgs,
- le correzioni radiative alla massa del top sono state realizzate a due loop,
- le soluzioni numeriche di queste RGEs sono state tutte effettuate in doppia precisione.

Considerando i parametri di input, bisogna notare che per grandi valori di m_0 , la massa $m_{H_i}^2$ $i = 1, 2$ dipende fortemente all'accoppiamento di Yukawa del quark top e ciò comporta grosse differenze nel parametro μ specie per grandi valori di m_0 . È allora pratico considerare anche m_{top} alla stregua di un sesto parametro del modello mSUGRA alla scala elettrodebole, perché le sue variazioni anche piccole mutano radicalmente la fenomenologia di chargini e neutralini, che risentono del differente mixing tra masse di higgsino, Wino, Zino e Bino (vedi paragrafo 6.1).

3.2 Calcolo della densità di materia oscura

Il calcolo della densità di materia oscura a partire da un modello mSUGRA consente di determinare le regioni dello spazio dei parametri compatibili con le misure provenienti dal satellite WMAP (vedi paragrafo 1.4.1) e da altre misure sperimentali

effettuate agli acceleratori. Il programma utilizzato in questo lavoro è stato micrOMEGAs [52], in grado di stimare la densità residua della LSP a partire dai modelli MSSM.

Il contributo dei neutralini alla densità residua varia di molto sia a seconda del modello scelto che della regione dello spazio dei parametri di MSSM in cui ci si pone. In generale la stima dipende sia dalla massa dei neutralini che dalla sezione d'urto $\sigma(\text{SM} \rightarrow \text{SUSY})$ e $\sigma(\text{SUSY} \rightarrow \text{SM})$. La seconda sezione d'urto in particolare comprende le reazioni di annichilazione e coannichilazione descritte nel paragrafo 1.4.1. Gran parte dello spazio dei parametri risulta così esclusa dai limiti di WMAP, pur essendo caratterizzata dalla presenza di neutralini pesanti, perché prevede una sezione d'urto di annichilazione troppo bassa e quindi una densità residua di LSP troppo elevata per essere compatibile con i dati sperimentali.

Risulta quindi di fondamentale importanza migliorare al massimo la precisione nel calcolo delle sezioni d'urto di annichilazione, specialmente nelle regioni in cui si prevedono poli o risonanze (Higgs o Z^0 ad esempio); micrOMEGAs effettua i calcoli con le seguenti tecniche:

- calcolo completo al tree-level degli elementi di matrice per tutti i processi;
- inclusione nel calcolo di tutti i canali di coannichilazione che coinvolgono chargini, neutralini, s-leptoni, squarks e gluini;
- calcolo delle masse e delle ampiezze di transizione di Higgs includendo le correzioni radiative ad un loop

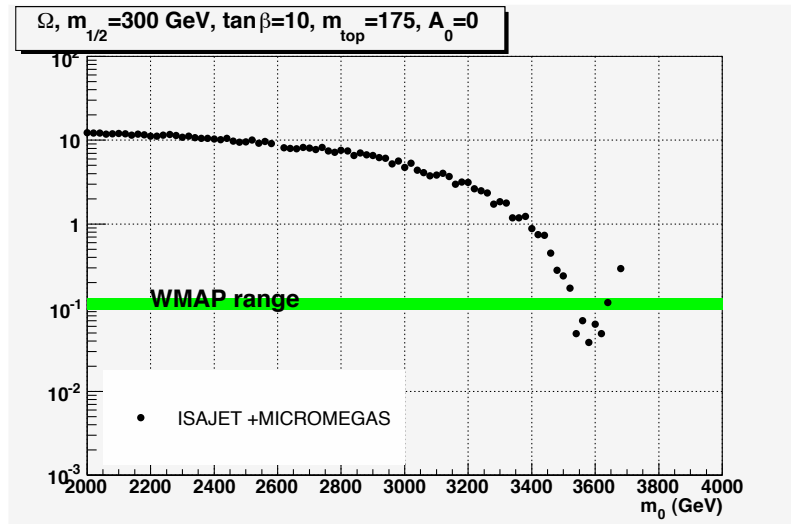


Figura 3.1 - In questo grafico è indicata la densità di materia oscura per unità di densità critica in funzione di m_0 prevista da micrOMEGAs 1.3.1, interfacciato a ISAJET 7.71 per la risoluzione delle RGE. Gli altri parametri di mSUGRA sono fissati ai valori $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$, $\mu > 0$, $m_{\frac{1}{2}} = 300$ GeV e $m_{top} = 175$ GeV. La banda in verde rappresenta il valore di densità di materia oscura sperimentalmente misurato da WMAP.

In realtà micrOMEGAs sfrutta il programma *CompHEP* [53, 54] per il calcolo di tutti i possibili diagrammi di Feynmann all'ordine principale, dopodichè valuta in modo approssimato la soluzione delle equazioni che calcolano la densità residua e la temperatura di “congelamento” (alla quale i neutralini si disaccoppiano dalla materia). In tal modo si ottiene un notevole risparmio di tempo nell'effettuare i calcoli.

Concludiamo commentando il grafico in figura 3.1, che mostra l'andamento della densità di materia oscura per unità di densità critica in funzione di m_0 per valori fissati degli altri parametri di mSUGRA. Il calcolo della densità di materia oscura è realizzato con micrOMEGAs 1.3.1, interfacciato ad ISAJET 7.71. Possiamo notare la brusca diminuzione della densità residua di LSP per $m_0 \gtrsim 3700$ GeV, limite della regione in cui le RGE hanno soluzione: è proprio in questa zona che si definisce la regione di Focuspoint come regione compatibile con il valore sperimentale di circa 0.1 per Ω_{DM} e caratterizzata da $m_0 \approx 3500$ GeV per $m_{\frac{1}{2}}$ fissato a 300 GeV.

3.3 Generazione degli eventi Montecarlo

La fase in cui vengono generati gli eventi è eseguita in genere all'esterno del resto della simulazione, in modo da non doverla ripetere ogni volta che si introducono migliorie nel software che descrive la risposta del rivelatore.

Si tratta in generale di un calcolo molto complesso poiché deve simulare l'evento di collisione pp e tutte le catene di decadimento che si producono tenendo conto dei branching-ratios e delle vite medie previste. I dati ottenuti da questa prima fase di simulazione costituiscono la cosiddetta *verità Montecarlo*, cioè rappresentano gli eventi fisici all'interno del processo di simulazione, esattamente come sono previsti dalla teoria.

Per ogni processo che si vuol simulare (nel nostro caso ad esempio $pp \rightarrow SUSY$ o $pp \rightarrow t\bar{t}$) bisogna considerare tutti i diagrammi di Feynmann che contribuiscono all'ampiezza di transizione. A livello elementare ogni interazione possibile avviene tra un quark o un gluone del primo protone ed un quark o un gluone del secondo protone. Per ogni tipo di particella dello stato iniziale e finale il generatore deve considerare la dipendenza dall'energia di tutte le ampiezze calcolate e quindi farne la convoluzione con le funzioni di distribuzione degli impulsi (pdf) del quark o del gluone all'interno del protone in esame. Queste pdf sono determinate dall'analisi dei dati presi fino ad oggi agli acceleratori, che raggiungono energie sensibilmente inferiori a quelle di LHC. Le distribuzioni devono perciò essere estrapolate all'energia dell'urto in analisi, introducendo un'incertezza che può essere molto significativa.

Una volta calcolate le sezioni d'urto e la distribuzione degli impulsi delle particelle prodotte, il generatore “produce” gli eventi campionando le distribuzioni di probabilità che ha calcolato. Vengono simulati i processi radiativi nello stato finale, e in particolare quelli di QCD ($q \rightarrow qg$ o $g \rightarrow qq$), che richiedono particolare attenzione e precisione di calcolo, visto il carattere non perturbativo della teoria a

bassa energia e la presenza di divergenze nel limite infrarosso e collineare. Infine si passa alla simulazione della produzione di getti adronici, a partire da quark e gluoni: anche questo processo non è calcolabile analiticamente ma richiede l'uso di modelli ricavati dai dati sperimentali provenienti dagli acceleratori esistenti.

Oltre a questo procedimento standard bisogna tener conto di altri processi importanti, per esempio il fatto che il top non adronizza a causa della massa troppo elevata, ma decade subito in altri quark o leptoni; oppure che gli adroni formati non sono stabili ma decadono a loro volta in adroni più leggeri con determinati branching ratio.

Nel caso della produzione di particelle supersimmetriche bisogna considerare che nei successivi decadimenti possono essere coinvolte particelle del modello standard (soprattutto quark) per le quali occorre ripetere la procedura appena esposta.

Tutte queste informazioni serviranno come parametri di ingresso per la simulazione successiva, che riguarda la risposta del rivelatore. A tal proposito, sono stati quindi creati ed ottimizzati programmi che favoriscano l'interfacciarsi di queste due strutture fondamentali della simulazione.

Nelle simulazioni di questa tesi sono stati utilizzati sostanzialmente tre programmi:

- MC@NLO 2.31 [47] è servito per il calcolo dei diagrammi di Feynman degli eventi che costituiscono il fondo di *top* per la nostra analisi. Come si può intuire dal nome, questo programma ha la particolarità di includere nei calcoli anche i contributi al *next to leading order* in QCD.
- HERWIG 6.55 [48] è stato usato per generare il segnale di supersimmetria e per ricostruire la struttura dei getti derivanti dagli eventi già studiati con MC@NLO.
- PYTHIA 6.222 [49] invece ha generato i fondi costituiti da eventi di tipo $W^\pm + jets$ o $Z^0 + jets$.

3.4 Simulazione della risposta del rivelatore

La simulazione dettagliata del rivelatore è divisa in due fasi. Inizialmente, tramite il pacchetto di simulazione GEANT [50], sono ricostruite a partire dai dati provenienti dal generatore tutte le traiettorie delle particelle prodotte. Viene così calcolata la loro interazione con la materia di cui è costituito il rivelatore e si registra istante per istante l'evoluzione dello stato di ciascuna particella.

Nella seconda fase viene invece simulata la risposta di ogni singolo elemento e canale di elettronica del rivelatore ai depositi di energia lasciati dal passaggio delle particelle. In questo modo si ottengono i “dati grezzi” (*raw data*) in un formato simile a quello dei dati che verranno realmente acquisiti nel corso dell'esperimento. Questi dati sono quindi processati dai programmi di ricostruzione di ATLAS, gli stessi che verranno poi utilizzati nella presa dati vera e propria.

Nel caso della nostra analisi non abbiamo considerato la simulazione dettagliata del rivelatore, ma ci siamo serviti del programma ATLFAST [20, 51], che provvede alla *fast simulation* del rivelatore: il livello di verosimiglianza è intermedio tra la semplice analisi partonica dell'evento e la *full reconstruction*, che richiede grandi quantità di tempo e di potenza di calcolo. Questo tipo di simulazione è infatti adatta per effettuare in tempi ragionevolmente brevi lo studio approssimato di segnale e fondo anche complessi ad alta statistica per poter sviluppare strategie di analisi significative.

Tutti gli aspetti fondamentali del rivelatore vengono comunque presi in considerazione: la ricostruzione dei getti nel calorimetro, gli effetti del campo magnetico, la ricostruzione dell'energia mancante e la valutazione di energia e momento di leptoni e fotoni con tutte le incertezze sperimentali di misura che la riguardano. Sono invece ignorati i fenomeni più particolari, come la possibilità di scattering multiplo e la forma precisa dei segnali lasciati nel calorimetro. Anche i dati sulla geometria del rivelatore sono piuttosto essenziali e comprendono solo l'accettanza angolare per poter ricostruire una traccia, la granularità del calorimetro adronico e la dimensione del "tappo" che chiude il calorimetro elettromagnetico.

Facciamo dunque una breve carrellata delle tecniche usate da ATLFAST per stimare le grandezze fondamentali per la nostra analisi:

- le energie raccolte dai cluster del calorimetro vengono stimate sommando all'interno di ogni cella del calorimetro le energie di tutte le particelle non decadute (tranne neutrini, muoni e LSP). La posizione di ogni cella è calcolata a partire dalla direzione della particella fornita dal generatore, corretta per tenere conto del campo magnetico solenoidale.
- Elettroni, muoni e fotoni isolati sono individuati all'interno della lista delle particelle prodotte grazie al loro isolamento rispetto all'attività adronica. Il loro posizionamento angolare, l'energia ed il momento sono determinati tenendo conto dei parametri di risoluzione sperimentale provenienti dalla "full simulation".
- La ricostruzione dei getti viene effettuata utilizzando i dati provenienti dalle celle del calorimetro adronico opportunamente modificati dalla parametrizzazione sulla risoluzione sperimentale del calorimetro stesso. Esistono inoltre due diverse opzioni per bassa e alta luminosità: la seconda tiene conto anche degli effetti di pile-up (cioè il disturbo proveniente da eventi secondari sovrapposti all'evento di interesse che ha fatto scattare il trigger) attraverso una parametrizzazione esterna.
- Il b-tagging consente l'identificazione dei getti provenienti da un quark b . L'efficienza è stimata a partire dai dati provenienti dalla full simulation, e dipende dal momento trasverso del getto in questione. In linea di principio, è possibile aumentare a piacere l'efficienza, perdendo però la purezza del campione, poiché altri getti provenienti da quark più leggeri possono essere identificati come

b-getti. Esistono pertanto varie possibilità di parametrizzazione, ognuna delle quali consente un rapporto efficienza/purezza diverso, a seconda dell'analisi da effettuare.

- L'energia trasversa mancante viene calcolata sommando i momenti trasversi di fotoni, muoni, elettroni isolati, getti e b-getti ricostruiti e di muoni non isolati ma nemmeno associati a qualche getto. Viene anche inclusa l'energia trasversa depositata nel calorimetro ma non usata nella ricostruzione dei clusters. Siccome la conservazione di energia e momento impone che sul piano trasverso la somma vettoriale dei momenti sia nulla, abbiamo $P_{x\text{miss}} = -P_{x\text{oss}}$ e $P_{y\text{miss}} = -P_{y\text{oss}}$, da cui segue $E_{T\text{miss}} = |P_{T\text{oss}}|$.

3.5 Software per l'analisi dati

Per l'analisi dati descritta in questa tesi ci siamo serviti del software ROOT [55]. Questo programma fornisce una serie di framework Object Oriented con tutte le funzionalità necessarie per gestire ed analizzare una grande quantità di dati in modo efficiente.

I dati sono definiti nel programma come gruppi di oggetti e vengono quindi usati metodi specifici di salvataggio per permettere l'accesso diretto ai diversi attributi di ciascun oggetto. In particolare sono definiti i metodi degli istogrammi fino a tre dimensioni, delle curve di fit e della valutazione delle funzioni; è definita la possibilità di effettuare minimizzazioni e di visualizzare grafici ed oggetti attraverso le classi di visualizzazione, che permettono la facile impostazione di sistemi di analisi dati interattivi o automatici.

Grazie all'interprete CINT C++, incluso nel pacchetto, il linguaggio usato per i comandi, gli script e le macro è il C++. La presenza dell'interprete rende veloce l'evoluzione delle macro, perché rimuove i cicli di compilazione e di linking. Nel momento in cui è necessaria una maggiore velocità di esecuzione infine le macro già sviluppate possono essere compilate con un compilatore standard.

· CAPITOLO 4 ·

IL DECADIMENTO $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 l \bar{l}$

Ora che abbiamo dato un inquadramento teorico degli argomenti trattati in questa tesi, abbiamo descritto l'esperimento nell'ambito del quale si effettueranno le misure ad abbiamo analizzato il software utilizzato, possiamo entrare nel vivo del lavoro svolto. In questo capitolo presenteremo il decadimento che abbiamo deciso di studiare, spiegheremo la sua importanza nell'ambito della supersimmetria e discuteremo tutti i passaggi che sono stati affrontati prima di poter eseguire l'analisi statistica vera e propria (capitolo 5).

4.1 Il settore dei neutralini nel MSSM

Come abbiamo visto (paragrafo 1.2.2), il MSSM prevede un settore di *gaugini*, fermioni che sono i partner supersimmetrici dei bosoni di gauge e del bosone di Higgs. Nella formulazione più generale del modello, però, queste particelle non sono autostati di massa, ma si “mescolano” (vedi paragrafo 6.1) formando autostati fisici detti *chargini* e *neutralini*.

In particolare i chargini risultano 4 particelle cariche $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, nate dal mixing tra i \tilde{W}^\pm e gli *higgsini* carichi, mentre i neutralini sono quattro particelle neutre $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ che derivano dai partner di W_3^0, B^0 e degli *higgsini* neutri. Nei modelli supersimmetrici che prevedono la conservazione della R-parità, ogni sequenza di decadimenti di particelle supersimmetriche deve terminare con la produzione della particella supersimmetrica più leggera (LSP), che risulta stabile. L'importanza del settore dei neutralini diventa di conseguenza notevole in tutti quei modelli che prevedono che la LSP sia il $\tilde{\chi}_1^0$ (paragrafo 1.2.1).

Per capire il meccanismo con cui è rotta la supersimmetria (paragrafo 1.2) è importante misurare le masse delle singole particelle ed analizzare i canali attraverso cui decadono. Non è però possibile trovare la massa delle particelle supersimmetriche calcolando semplicemente la massa invariante dei prodotti di decadimento, in quanto in ciascun evento ci sono almeno due particelle (LSP) non rivelate e di cui è impossibile ricostruire separatamente il quadrimpulso. Tuttavia, se si riesce ad identificare una lunga catena di decadimento, le distribuzioni delle masse invarianti

delle particelle rivelate e misurate (leptoni e getti) presentano massimi e minimi cinematici da cui è possibile ricavare in casi favorevoli la massa delle particelle che formano la catena di decadimento.

Il punto di partenza per una analisi di questo tipo è l'individuazione di un modo di decadimento che stia alla fine della catena. Nello scenario dei modelli supersimmetrici con rottura della simmetria mediata da supergravità (mSUGRA) la sezione d'urto di produzione di eventi supersimmetrici ad LHC è dominata dalla produzione di *gluini* e *squarks* (paragrafo 1.4.2) che decadono principalmente nei *chargini* più leggeri e nei *neutralini*. I decadimenti dei chargini sono più difficili da trattare perché prevedono un neutrino (che non può essere rivelato) o dei getti soffici. Per i neutralini, invece i decadimenti più interessanti sono del tipo

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_A^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_B^0 f f^{\bar{}} \\ \tilde{\chi}_A^0 &\rightarrow \tilde{f}^{\pm} f^{\mp} \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 f^+ f^- \\ \tilde{\chi}_A^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_B^0 h \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 b \bar{b} \end{aligned}$$

dove con f si indica il generico fermione.

4.1.1 Decadimento dei neutralini in una coppia di leptoni

Il decadimento di cui ci occupiamo in questo capitolo prevede perciò che un neutralino "pesante" ($\tilde{\chi}_2^0$ o $\tilde{\chi}_3^0$) decada in uno più leggero ($\tilde{\chi}_1^0$) secondo il processo illustrato in figura 4.1:

$$\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l} \quad (4.1)$$

dove i leptoni possono essere indifferentemente elettroni o muoni. Chiaramente i due leptoni devono avere stesso sapore e carica opposta per la conservazione del numero leptonico e della carica.

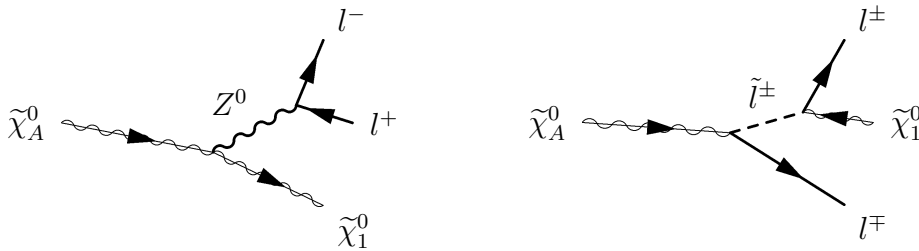


Figura 4.1 - I diagrammi che contribuiscono all'ampiezza del decadimento analizzato in questo lavoro. Scegliendo i parametri del modello mSUGRA nella regione di Focus Point solo il primo processo risulta significativo per il decadimento in leptoni.

La distribuzione della massa invariante della coppia di leptoni contiene informazioni sulla massa dei neutralini. Per avere una idea della forma di questa distribuzione scegliamo il modello mSUGRA (capitolo 1.2.3) ed i valori dei parametri del Focus Point (capitolo 1.4) e ci rifacciamo alla verità Montecarlo ottenuta con il generatore HERWIG (capitolo 3.3). Con questi parametri, i tassi di decadimento di questi

processi sono pari a:

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+ \quad 6.65\% \quad (4.2)$$

$$\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+ \quad 6.58\% \quad (4.3)$$

Si tratta perciò di decadimenti minoritari perché in entrambi i casi i decadimenti dominanti sono adronici ($\sim 60\%$), con l'esclusione del top per motivi energetici, o in $\nu\bar{\nu}$ ($\sim 20\%$). Tuttavia i decadimenti in adroni sono difficilmente isolabili dal fondo del Modello Standard o degli altri decadimenti della catena, mentre quelli in neutrini non permettono di ricostruire la massa invariante del processo. Per questo il candidato migliore per lo studio del decadimento del neutralino si dimostra il decadimento in leptoni che analizzeremo in questo lavoro di tesi.

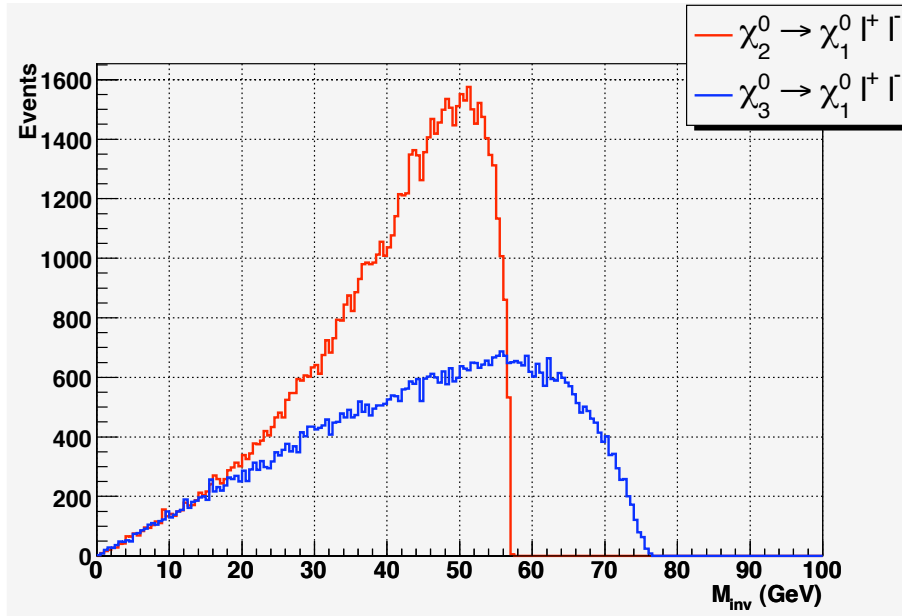


Figura 4.2 - I grafici di massa invariante della coppia di leptoni per entrambi i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$. I dati sono simulati utilizzando Herwig (paragrafo 3.3).

Vediamo in figura 4.2 che la distribuzione relativa al decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ presenta un edge molto pronunciato ed ha un limite superiore pari alla differenza tra le masse dei neutralini. Per il $\tilde{\chi}_3^0$ la forma della distribuzione è molto meno piccata, ma esiste in ogni caso il limite superiore, sempre pari alla differenza tra le masse. La differenza evidente nella forma delle distribuzioni è da imputarsi ai diversi accoppiamenti a cui sono sottoposti i due neutralini, determinati dal segno dei loro autovalori associati nella matrice di mixing (paragrafi 4.2 e 6.1). Tali autovalori possono essere in generale sia positivi che negativi ed il loro valore assoluto rappresenta la massa della particella a cui sono associati.

L'obiettivo della nostra analisi è di ricostruire la massa invariante della coppia di leptoni con segno opposto e stesso sapore, per cercare di ricavare i valori delle masse dei neutralini. Il parametro più semplice da fittare è la differenza di massa

tra i due neutralini che partecipano al decadimento, in quanto definisce l'end-point della distribuzione, che è molto marcato. Per le due differenze di massa vale nella regione di Focus Point:

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 57.03 \text{ GeV} \quad (4.4)$$

$$m_{\tilde{\chi}_3^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 76.41 \text{ GeV} \quad (4.5)$$

Durante il fit gli altri due parametri che useremo saranno la somma delle masse dei neutralini presenti nel decadimento ed un fattore di normalizzazione. Per quanto riguarda la somma delle masse citiamo i valori nella regione di Focus Point:

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0} = 263.72 \text{ GeV} \quad (4.6)$$

$$m_{\tilde{\chi}_3^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0} = 283.11 \text{ GeV} \quad (4.7)$$

Saranno quindi questi i “valori veri” da cui partiremo per eseguire i fit e con cui confronteremo i risultati ottenuti.

4.2 Dall'elemento di matrice alla distribuzione di massa invariante

Il decadimento $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 l\bar{l}$ è già stato studiato in un precedente lavoro di tesi [56]. In quel caso lo studio era stato effettuato approssimando la forma della distribuzione di massa invariante del decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ con un polinomio e quella del $\tilde{\chi}_3^0$ con il solo spazio delle fasi. In questo lavoro ci proponiamo come primo obiettivo di utilizzare per lo studio di questo processo la distribuzione di massa invariante ottenuta analiticamente dall'elemento di matrice del decadimento (il calcolo dettagliato è riportato in appendice A).

Assumiamo perciò di conoscere la larghezza parziale di decadimento del $\tilde{\chi}_A^0$ (come riportato in [57]):

$$\frac{d\Gamma}{dz dy} (\tilde{\chi}_A^0(p) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0(\bar{p}) f(q) \bar{f}(\bar{q})) = \frac{N_C}{256\pi} m_{\tilde{\chi}_A^0} |\mathcal{M}|^2(x, y, z) \quad (4.8)$$

dove x , y e z rappresentano tre variabili cinematiche e N_C la molteplicità di colore. Riportiamo, sempre dallo stesso articolo, l'espressione più generale per l'elemento di matrice \mathcal{M} , che si potrà semplificare notevolmente nel caso di nostro interesse.

$$|\mathcal{M}|^2 = 2(A_{LL}^2 + A_{RR}^2)(1-y)(y - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + 2(A_{LR}^2 + A_{RL}^2)(1-x)(x - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + \pm 4(A_{LL}A_{RL} + A_{RR}A_{LR})r_{\tilde{\chi}_1^0}z. \quad (4.9)$$

Innanzitutto notiamo che nella seconda riga dell'espressione è contenuto il termine responsabile della differenza tra le ampiezze di decadimento per i due neutralini. Il termine

$$\pm 4(A_{LL}A_{RL} + A_{RR}A_{LR})r_{\tilde{\chi}_1^0}z, \quad (4.10)$$

proporzionale al rapporto tra le masse $r_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{\chi}_2^0}}$, risulta infatti sommato o sottratto dall'elemento di matrice a seconda dei segni che assumono gli autovalori associati ai neutralini nella matrice di mixing (paragrafo 6.1). In particolare per il decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ i segni degli autovalori di entrambe le particelle sono negativi: in questo caso il termine è *sottratto* dall'ampiezza. Per il decadimento del $\tilde{\chi}_3^0$, al contrario, i segni degli autovalori sono discordi ed il termine perciò viene *sommato*: in questo caso la distribuzione di massa invariante è molto meno piccata e risulta molto simile a quella del solo spazio delle fasi (figura 4.3).

Passiamo poi allo studio dei coefficienti

$$A_{LL} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_L^{(f)}}{z - r_z^2} - \sum_X \frac{1}{2}g_2^2 \frac{a_{AX}^{(f)} a_{BX}^{(f)}}{y - r_{fX}^2}, \quad (4.11)$$

$$A_{RL} = -A_{LL}(y \leftrightarrow x), \quad (4.12)$$

$$A_{LR} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_R^{(f)}}{z - r_z^2} + \sum_X \frac{1}{2}g_2^2 \frac{b_{AX}^{(f)} b_{BX}^{(f)}}{x - r_{fX}^2}, \quad (4.13)$$

$$A_{RR} = -A_{LR}(y \leftrightarrow x) \quad (4.14)$$

che includono le costanti di accoppiamento dello Z^0 con i fermioni left e right ($z_L^{(f)}$ e $z_R^{(f)}$) e dei neutralini con lo Z_0 e con gli sfermioni ($z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)}$ e $a_{AX}^{(f)}, b_{AX}^{(f)}$). Tali costanti sono tutte dell'ordine dell'unità. L'osservazione che permette di semplificare i nostri calcoli riguarda la massa degli sfermioni: nel Focus Point (vedi paragrafo 1.4) la massa dei partner supersimmetrici dei fermioni è molto elevata e perciò risultano trascurabili i termini delle sommatorie in 4.11 e per i coefficienti si ottiene:

$$A_{LL} = -A_{RL} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_L^{(f)}}{z - r_z^2} \quad (4.15)$$

$$A_{LR} = -A_{RR} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_R^{(f)}}{z - r_z^2}. \quad (4.16)$$

Possiamo allora riscrivere l'espressione 4.9 tenendo conto di 4.15 e 4.16 e sostituendo il valore di x compatibile con la conservazione dell'energia (nei decadimenti a tre corpi abbiamo solo due variabili cinetiche indipendenti). Si ottiene così a meno di una costante:

$$\frac{d\Gamma}{dz dy} \propto \frac{-2y^2 + 2y(r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 1 - z) + (z + zr_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - z^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \pm 2zr_{\tilde{\chi}_1^0})}{(z - r_z^2)^2}. \quad (4.17)$$

Nel calcolo vogliamo esplicitare l'ampiezza di decadimento in funzione delle masse dei neutralini e della massa invariante della coppia di leptoni, in modo da poter ricavare le masse dei neutralini stessi da un fit dei dati simulati tramite fast simulation. Dal momento che la variabile z rappresenta il rapporto tra i quadrati della

massa invariante dei due leptoni e della massa del neutralino più pesante, si tratterà di integrare la larghezza di decadimento su tutte le possibili y . Indicando con $M_{\text{inv}} = |q + \bar{q}|$ la massa invariante dei due leptoni e trascurando un termine costante possiamo concludere che:

$$\frac{d\Gamma}{2M_{\text{inv}}dM_{\text{inv}}} \propto \frac{\sqrt{M_{\text{inv}}^4 - 2M_{\text{inv}}^2(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + m_{\tilde{\chi}_A^0}^2) + (m_{\tilde{\chi}_A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2}}{(M^2 - m_Z^2)^2} \cdot \left[-2M_{\text{inv}}^4 + M_{\text{inv}}^2(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \pm 6m_{\tilde{\chi}_1^0}m_{\tilde{\chi}_A^0} + m_{\tilde{\chi}_A^0}^2) + (m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_A^0}^2)^2 \right]. \quad (4.18)$$

In questa espressione è ancora presente una scelta di segno, determinata dal segno relativo degli autovalori associati ai due neutralini coinvolti. Possiamo però notare che tale segno riguarda l'unico termine lineare in ciascuna delle due masse. Possiamo perciò riassorbire il segno nella definizione dei parametri che descrivono la distribuzione. Definiamo

$$M = \begin{cases} -(m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0}) & \text{per autovalori concordi } (\tilde{\chi}_2^0) \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} & \text{per autovalori discordi } (\tilde{\chi}_3^0) \end{cases} \quad (4.19)$$

$$\mu = \begin{cases} -(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) & \text{per autovalori concordi } (\tilde{\chi}_2^0) \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0} & \text{per autovalori discordi } (\tilde{\chi}_3^0) \end{cases} \quad (4.20)$$

e sostituiamoli nell'espressione della distribuzione, ottenendo:

$$\frac{d\Gamma}{dM_{\text{inv}}} \propto M_{\text{inv}} \frac{\sqrt{M_{\text{inv}}^4 - M_{\text{inv}}^2(\mu^2 + M^2) + (\mu M)^2}}{(M_{\text{inv}}^2 - m_Z^2)^2} \cdot \left[-2M_{\text{inv}}^4 + M_{\text{inv}}^2(2M^2 + \mu^2) + (\mu M)^2 \right]. \quad (4.21)$$

Il segno negativo usato nelle definizioni 4.19 e 4.20 per il caso di autovalori concordi risulta comodo nel seguito dell'analisi, in quanto tiene traccia del fatto che nel Focus Point l'autovalore relativo al $\tilde{\chi}_1^0$ ha segno negativo.

Per poter utilizzare la funzione ricavata nei fit bisogna definire la costante di normalizzazione. Scegliamo per comodità di normalizzare la distribuzione al valore che assume la curva ad energia pari ad un mezzo dell'end-point. Calcoliamo perciò il valore $N_{e.p.} = \frac{d\Gamma}{dM_{\text{inv}}}(\frac{1}{2}E_{e.p.})$ e definiamo la funzione del fit come:

$$f(M_{\text{inv}}) = \frac{N}{N_{e.p.}} M_{\text{inv}} \frac{\sqrt{M_{\text{inv}}^4 - M_{\text{inv}}^2(\mu^2 + M^2) + (\mu M)^2}}{(M_{\text{inv}}^2 - m_Z^2)^2} \cdot \left[-2M_{\text{inv}}^4 + M_{\text{inv}}^2(2M^2 + \mu^2) + (\mu M)^2 \right]. \quad (4.22)$$

Per la nostra definizione dei parametri $E_{e.p.}$ risulta pari a $|\mu|$ nel caso di masse dei neutralini concordi, a $|M|$ altrimenti.

I tre parametri che vengono ricavati dai fit risultano perciò la differenza (con segno!) degli autovalori associati ai neutralini presenti nel decadimento (μ), la somma degli autovalori (M) ed il valore della distribuzione ad energia pari a metà dell'end-point (N).

4.3 Confronto con la simulazione Montecarlo

Dopo aver calcolato analiticamente la distribuzione che descrive la massa invariante dei leptoni nel decadimento, vogliamo verificare che i dati creati dal generatore Montecarlo siano effettivamente compatibili con la teoria. Le distribuzioni che andiamo ad analizzare sono ottenute considerando oltre 120000 eventi di neutralino: ovviamente tale statistica è molto superiore alle possibilità sperimentali, ma è adeguata alla verifica della precisione raggiungibile con la funzione ricavata teoricamente.

In figura 4.3 sono riportate separatamente le due distribuzioni di massa invariante con i relativi fit. Entrambi i fit si adeguano egregiamente ai dati (χ^2 ridotto rispettivamente 1.05 e 0.81 e probabilità del fit 33% e 96%). I parametri ricavati nel fit sono invece riportati in tabella 4.1.

$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+$		
Parametro	Valore fit	Valore atteso
N	578.9 ± 3.6	-
M	-285.5 ± 34.3	-263.723
μ	-57.01 ± 0.02	-57.026

$\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+$		
Parametro	Valore fit	Valore atteso
N	121.4 ± 2.2	-
M	76.44 ± 0.05	76.409
μ	330.3 ± 47.5	283.107

Tabella 4.1 - Valori dei parametri ottenuti dal fit eseguito sulla distribuzione di massa invariante dei due leptoni provenienti dalla simulazione Montecarlo dei decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$. Tutti i parametri sono compatibili con il valore atteso entro una deviazione standard!

Tutti i valori dei parametri calcolati dal fit sono in buon accordo con quelli attesi, entro l'errore calcolato. Ovviamente l'errore statistico potrebbe essere reso piccolo a piacere aumentando il numero di eventi generati. Pertanto, per stabilire l'adeguatezza della nostra formula, valuteremo se le differenze tra i valori calcolati dal fit ed i valori impostati nel generatore sono compatibili entro gli errori statistici previsti in LHC: per quanto riguarda le differenze delle masse l'errore calcolato è molto piccolo, sicuramente minore della risoluzione sperimentale, mentre risulta relativamente elevato per la somma delle masse, indicando che la distribuzione della massa invariante non è molto sensibile alla somma delle masse dei due neutralini.

4.3.1 I tagli di accettazione imposti dal rivelatore

I fit precedenti sono stati eseguiti su tutti gli eventi generati con la simulazione Montecarlo del decadimento in esame. Bisogna però considerare che il rivelatore ha una forma particolare ed una risoluzione finita!

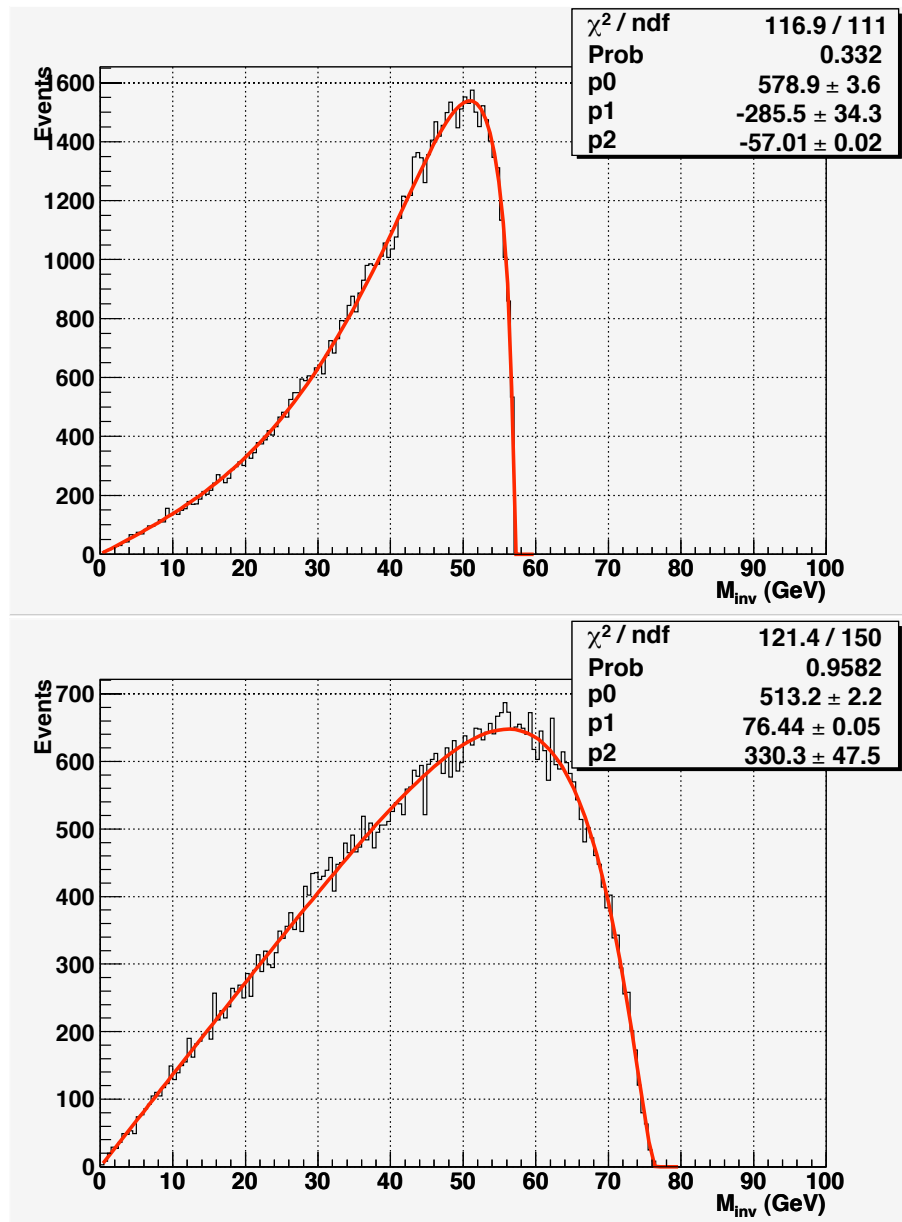


Figura 4.3 - I grafici di massa invariante della coppia di leptoni per entrambi i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ (in alto) e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ (in basso). I dati simulati sono ottenuti tramite Herwig, la funzione del fit è quella calcolata in precedenza (formula 4.22). L'accordo con i dati è molto buono, come testimoniano anche i valori del χ^2 . Si può inoltre notare che il segno relativo degli autovalori associati ai neutralini che partecipano al processo determina fortemente la forma della distribuzione.

La prima valutazione che bisogna affrontare riguarda perciò i tagli sugli eventi imposti dall'accettanza del rivelatore (paragrafo 2.3). Ricordiamo che i rivelatori di ATLAS sono in grado di ricostruire con efficienza elevata solo elettroni e muoni che abbiano pseudorapidità $\eta < 2.5$ e momento trasverso $p_T > 10$ GeV.

Dobbiamo perciò ripetere i fit precedenti per verificare che i tagli non modifichino sostanzialmente la forma della distribuzione e valutare la necessità di introdurre un errore sistematico dovuto all'accettanza del rivelatore o dei fattori correttivi che permettano di tenere conto di questo effetto.

Per stimare l'incidenza dei tagli di accettanza, partiamo dai dati simulati in precedenza con Herwig ed eseguiamo il fit prima considerando solo gli eventi che presentano $p_T > 10$ GeV e $\eta < 2.5$ e poi restringendo ulteriormente agli eventi con $p_T > 20$ GeV. Il risultato dei fit per entrambi i decadimenti è riportato in figura 4.4, mentre i valori ottenuti per i parametri sono in tabella 4.2.

$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+$				
Parametro	senza tagli	Valore fit		Valore atteso
		$p_T > 10$ GeV	$p_T > 20$ GeV	
N	578.93 ± 3.44	426.55 ± 1.10	209.28 ± 1.24	-
M	-285.52 ± 34.28	$-6 \times 10^5 \pm 1.41$	$-5 \times 10^5 \pm 4 \times 10^7$	-263.723
μ	-57.01 ± 0.02	-57.20 ± 0.01	-57.22 ± 0.01	-57.026
χ^2	1.05	3.81	3.78	-
Prob.	33.2%	0%	0%	-

$\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+$				
Parametro	senza tagli	Valore fit		Valore atteso
		$p_T > 10$ GeV	$p_T > 20$ GeV	
N	513.22 ± 2.17	434.07 ± 2.30	275.27 ± 1.93	-
M	76.44 ± 0.05	76.42 ± 0.04	76.71 ± 0.04	76.409
μ	330.4 ± 47.49	130.57 ± 6.86	109.39 ± 4.26	283.107
χ^2	0.81	0.88	1.25	-
Prob.	95.81%	85.66%	0.02%	-

Tabella 4.2 - I valori dei parametri ottenuti dal fit del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- l^+$ per tre differenti tipi di taglio. Il parametro relativo alla somma delle masse è quello che risente maggiormente della variazione di forma. Il valore dell'end point, al contrario, non subisce grosse variazioni.

È subito evidente che i valori delle differenze di massa (end-point delle distribuzioni) sono modificati soltanto leggermente (nell'ordine di decimi di GeV) dai tagli in accettanza. Questo risultato era atteso dal momento che la differenza delle masse determina sostanzialmente l'end-point della distribuzione, dove le diverse curve in figura 4.4 si sovrappongono.

Per cercare di gestire gli errori introdotti dai tagli di accettanza abbiamo calcolato e riportato in figura (grafico blu) una possibile "correzione" alla distribuzione fornita dal rivelatore. Supponiamo infatti che il rivelatore fornisca la distribuzione

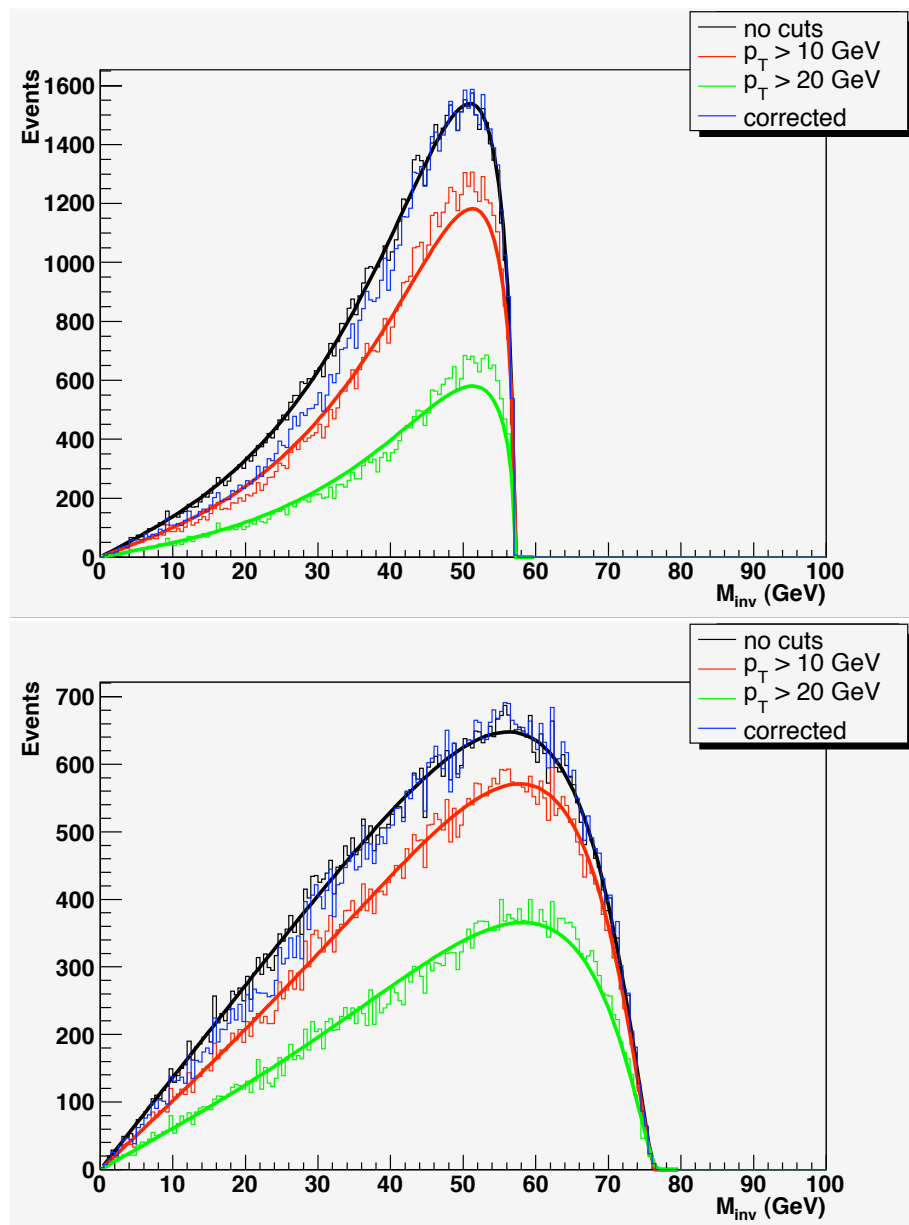


Figura 4.4 - I grafici di massa invariante della coppia di leptoni per entrambi i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l\bar{l}$ (in alto) e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l\bar{l}$ (in basso) per diversi valori del taglio in p_T . I valori dei parametri ricavati sono riportati nella tabella 4.2. In figura è anche riportata una possibile funzione "corretta" utilizzando la differenza tra la funzione con taglio a 10 e quella con taglio a 20 GeV. Purtroppo non è possibile ripristinare in modo semplice l'andamento della funzione originale.

con taglio a 10 GeV ($f_{10}(M_{\text{inv}})$, disegnata in rosso). Possiamo ricavare sempre dai dati forniti la distribuzione con taglio a 20 GeV ($f_{20}(M_{\text{inv}})$ in verde). Abbiamo allora calcolato che la “ricostruzione” migliore della forma della distribuzione senza tagli ($f_0(M_{\text{inv}})$ in nero) si può ottenere con la somma

$$f_{\text{corr}}(M_{\text{inv}}) = f_{10}(M_{\text{inv}}) + 0.45 \times (f_{10}(M_{\text{inv}}) - f_{20}(M_{\text{inv}})) \quad (4.23)$$

Purtroppo la distribuzione ricostruita non riproduce correttamente la distribuzione tra 0 e 40 GeV. Tuttavia vedremo nel prossimo capitolo che la funzione teorica qui utilizzata permette di misurare adeguatamente la differenza delle masse con piccoli errori sistematici. Inoltre è possibile che ulteriori indagini sulla funzione permettano di trovare un metodo analitico o semi-analitico per includere l'effetto del taglio in p_T e recuperare la sensibilità alla somma delle masse.

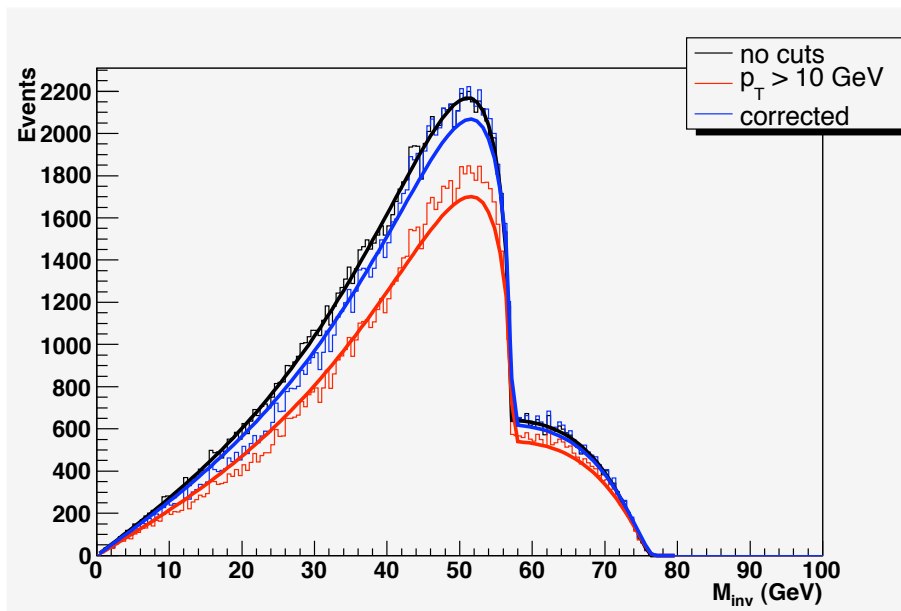


Figura 4.5 - La somma dei grafici di massa invariante della coppia di leptoni per i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ per tutti gli eventi (in nero), per eventi che passano il taglio di accettazione in $p_T > 10$ GeV (in rosso) e per una possibile ricostruzione della forma originale a partire dagli eventi che passano il taglio (in blu). L'accordo del fit con le distribuzioni è buono. I valori dei parametri ricavati sono riportati nella tabella 4.3.

L'ultimo aspetto che dobbiamo prendere in considerazione prima di passare all'analisi dei dati simulati per il rivelatore, riguarda l'impossibilità di distinguere i due decadimenti una volta che si sostituisce la verità montecarlo, in cui tutte le particelle sono identificate, con i dati della simulazione. Cerchiamo allora di capire come possiamo fittare una distribuzione che comprende entrambi i decadimenti. Ci serviremo per questo della somma di due funzioni come quella considerata fino ad ora. I parametri necessari per il nuovo fit sono 6 (tre per ciascuna funzione), ma è subito evidente che solo cinque di essi sono effettivamente indipendenti. I cinque

parametri che scegliamo per il fit sono riportati in tabella 4.3 e hanno il significato seguente:

- N_2 indica la normalizzazione della prima funzione (che dovrebbe fittare il decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$)
- N_3 indica la normalizzazione della seconda funzione
- $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ parametrizza la massa del $\tilde{\chi}_1^0$
- μ_2 indica la differenza di massa tra i primi due neutralini (end point della prima distribuzione)
- M_3 rappresenta la differenza di massa tra $\tilde{\chi}_3^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ (end point della seconda distribuzione).

Da questi parametri è possibile ricostruire i due parametri originari che indicano la somma tra le masse del $\tilde{\chi}_2^0$ e del $\tilde{\chi}_1^0$ (M_2) e quella tra le masse del $\tilde{\chi}_3^0$ e del $\tilde{\chi}_1^0$ (μ_3).

In figura 4.5 è riportato il fit in esame, che abbiamo eseguito sulla distribuzione senza tagli, su quella con taglio a 10 GeV e sulla distribuzione corretta citata in precedenza. I valori ottenuti per i parametri sono invece in tabella 4.3.

Parametro	Valore fit			Valore atteso
	senza tagli	$p_T > 10$ GeV	correzione	
N_2	597.20 ± 12.88	429.57 ± 4.53	534.07 ± 5.05	-
N_3	502.01 ± 7.37	428.55 ± 4.28	491.34 ± 4.66	-
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	-81.48 ± 18.68	-185.02 ± 48.23	-205.69 ± 58.83	-103.3485
μ_2	57.04 ± 0.04	-57.25 ± 0.01	-57.25 ± 0.01	-57.026
M_3	76.44 ± 0.04	76.72 ± 0.04	76.69 ± 0.04	76.409
χ^2	1.09	4.39	4.97	-
Prob.	20.62%	0%	0%	-

Tabella 4.3 - Parametri calcolati nei fit della distribuzione di massa invariante per il grafico somma dei due decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \bar{l}l$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \bar{l}l$ al variare del taglio in p_T e per una possibile correzione. Anche se i parametri sono in linea generale compatibili con i valori attesi, si evidenzia l'inutilità dell'applicare la correzione (l'accordo con i valori attesi non migliora). Gli errori calcolati sulle differenze di massa si confermano di molto inferiori all'incertezza sperimentale attesa.

Possiamo notare subito come la determinazione della massa del $\tilde{\chi}_1^0$ riproduca i limiti già trovati nella stima della somma delle masse durante i fit precedenti, mentre i valori ricavati per le differenze di massa presentano al solito un errore sistematico minore dell'errore che ci aspettiamo dai dati sperimentali.

La nostra ipotesi di distribuzione "corretta" non sembra invece rendere il fit più aderente ai dati. Decidiamo perciò di non applicare fattori correttivi alle distribuzioni simulate per il rivelatore e ci accontentiamo di considerare la presenza di un errore sistematico introdotto dai tagli di accettazione. Tale errore si dimostra sempre inferiore all'errore statistico presente sui dati provenienti dal rivelatore e può perciò essere trascurato per il proseguimento della nostra analisi.

· CAPITOLO 5 ·

ANALISI DELLE DISTRIBUZIONI DI MASSA
INVARIANTE

Nel capitolo precedente abbiamo ricavato analiticamente a partire dall'ampiezza di decadimento una funzione che potesse descrivere la distribuzione di massa invariante dei leptoni nel processo $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_B^0 l \bar{l}$. Ora si tratta di analizzare i dati forniti dalla Fast Simulation del rivelatore ATLAS (vedi paragrafo 3.4) per stimare i valori delle masse dei diversi neutralini ed il rapporto tra i branching-ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$.

Nei primi paragrafi è descritto brevemente il campione di dati utilizzato (5.1) e gli accorgimenti usati per eliminare il fondo (5.2 e 5.3). Si passa poi alla descrizione del fit vero e proprio e dei risultati ottenuti (5.5). Nell'ultimo paragrafo, infine, si cerca di dare una stima realistica degli errori commessi nella valutazione dei parametri, per capire l'effettiva validità dei risultati ottenuti (5.5.3). Nel corso della realizzazione di questa tesi i dati citati in questo capitolo sono stati pubblicati in una nota interna di ATLAS [58].

5.1 Alta statistica e bassa statistica

Durante il funzionamento di LHC sono previste due fasi diverse di presa dati: a bassa luminosità e ad alta luminosità (vedi anche paragrafo 2.1).

Nella nostra analisi ci serviremo perciò di due diversi campioni di dati. Inizieremo infatti valutando sul campione a bassa luminosità (30 fb^{-1}) la possibilità di applicare dei tagli che permettano di distinguere gli eventi del fondo dagli eventi relativi al decadimento in analisi. Valutata l'efficienza dei tagli e quindi la possibilità di ricavare dai dati del rivelatore un campione abbastanza "puro" di eventi da analizzare, ci sposteremo sul campione di dati simulati per la statistica ad alta luminosità (300 fb^{-1} pari a circa 3 anni di presa dati ad alta luminosità). Si tratterà perciò di un numero maggiore di eventi rispetto ai campioni di dati a bassa luminosità, ma la risoluzione energetica sarà peggiore. La maggiore statistica ci permetterà però di ricostruire con più precisione la distribuzione da studiare.

	$\tilde{g}\tilde{g}$ segnale	$\tilde{g}\tilde{g}$ fondo	$\chi\chi$	Fondo $t\bar{t}$	W+getti $W \rightarrow l\nu$	Z+getti $Z \rightarrow l^+l^-$ $Z \rightarrow \nu\nu$
Luminosità	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}
Eventi iniziali	350	5105	44548	7600000	3000000	1200000
Tagli selezione	69	119	3	31	0	20
$M_{\text{inv}} < 80\text{GeV}$	52	69	3	13	0	10
Efficienza	15.29%	1.35%	0.007%	0.0003%	0%	0.001%

Tabella 5.1 - Efficienza dei vari tagli applicati sugli eventi $\tilde{g}\tilde{g}$ di segnale (l'evento corrispondente nel MC presenta il decadimento cercato), $\tilde{g}\tilde{g}$ di fondo (che non presentano il decadimento cercato), di produzione diretta di neutralino e di fondo da MS. La terza riga contiene il numero di eventi per ciascuna tipologia che ha superato l'insieme dei tagli effettuati. La penultima riga riguarda la richiesta che la massa invariante ricostruita per la coppia leptonica sia nella regione in cui ci aspettiamo il segnale, cioè inferiore a 80 GeV. Le percentuali contenute nell'ultima riga rappresentano l'efficienza complessiva dei tagli effettuati, calcolata come il rapporto tra il numero di eventi che hanno passato tutti i tagli e il numero di eventi iniziali. Questo studio è anche in corso di pubblicazione in [58]

5.2 Tagli per la selezione degli eventi

Per selezionare gli eventi che corrispondono al decadimento voluto, ci basiamo sulla procedura tagli proposta in [56] e cerchiamo di definire i tagli per ottimizzare il rapporto segnale/fondo servendoci anche dei nuovi dati relativi alla produzione di coppie $t\bar{t}$. In particolare i dati relativi agli eventi di supersimmetria (sia segnale sia fondo) appartengono ad un campione generato con una luminosità di 30 fb^{-1} , i dati relativi a $t\bar{t}$ hanno luminosità pari a 22 fb^{-1} , mentre gli altri fondi del modello standard si riferiscono a 10 fb^{-1} .¹

La nostra analisi si basa sul decadimento finale della catena gluino gluino (vedi paragrafo 6.4) che prevede la produzione nell'urto iniziale di una coppia di gluini $\tilde{g}\tilde{g}$. Ciascuno dei due gluini decade a sua volta in neutralini ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}^0 q\bar{q}$) o chargini ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}^\pm q\bar{q}$). A questo punto il chargino può ancora decadere in neutralino, arrivando in entrambi i casi al decadimento $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$ che rappresenta la fine della catena dal momento che porta alla LSP. In questa serie di eventi esistono perciò da 4 a 12 getti adronici (vedi paragrafo 1.4.2) ed una buona quantità di energia mancante oltre alla presenza dei due leptoni di sapore uguale e carica opposta nello stato finale.

¹L'utilizzo di una diversa statistica per le differenti tipologie di eventi è data dalla disponibilità dei dati generati al momento dell'analisi.

In un esperimento come LHC, dove i decadimenti sono innescati da un urto protone-protone, i fondi più importanti sono quelli provenienti dai decadimenti del *top* (data l'elevata sezione d'urto per la produzione di coppie $t\bar{t}$) e dei bosoni W e Z^0 . A questi fondi provenienti da eventi descritti dal Modello Standard bisogna poi aggiungere tutti gli eventi supersimmetrici che prevedono segnature simili a quella del nostro decadimento, ma non contengono il decadimento stesso. Questi eventi possono riguardare sia la produzione diretta di neutralini sia la produzione di gluini che decadono secondo altre vie fino al $\tilde{\chi}_1^0$.

Passiamo dunque alla descrizione dei tagli con l'aiuto della tabella 5.1 (in cui tutti i dati sono stati rinormalizzati a 10 fb^{-1}), da cui è possibile valutare l'impatto delle richieste che andiamo ora a descrivere sugli eventi presenti nel campione analizzato. Vedremo che i nostri tagli riescono effettivamente a selezionare un set abbastanza puro di eventi.

- La prima richiesta è, evidentemente, che ci sia almeno una coppia di leptoni isolati (non all'interno dei getti): devono essere leptoni dello stesso flavour, ma di carica opposta. Data la sensibilità e la geometria del rivelatore, per avere una corretta identificazione dei leptoni con una accettabile probabilità di errore occorre richiedere che i leptoni abbiano un momento trasverso $P_T > 10 \text{ GeV}$ ed una pseudorapidità $|\eta| < 2.5$ (vedi anche paragrafo 2.3).
- La seconda richiesta riguarda una prima discriminazione degli eventi supersimmetrici. Si chiede quindi che ci siano almeno sei getti adronici, che rispettino:

$$\begin{aligned} p_{T\text{max}} &> 80 \text{ GeV}, \\ p_{T4^\circ\text{getto}} &> 60 \text{ GeV e} \\ p_{T6^\circ\text{getto}} &> 40 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Sappiamo infatti che dal decadimento dei due gluini abbiamo sempre come minimo 4 getti, mentre la richiesta di ulteriori due getti permette di discriminare meglio il segnale dal fondo dei *top*.

- La terza richiesta punta invece sull'energia mancante: $E_{T\text{miss}} > 80 \text{ GeV}$.
- Per accentuare ancora di più le precedenti richieste su energia mancante e getti, definiamo

$$M_{\text{eff}} = E_{T\text{miss}} + \sum_{\text{jets}} P_{T\text{jet}} \quad (5.1)$$

ed imponiamo che valga $M_{\text{eff}} > 1200 \text{ GeV}$.

- Per l'ultima richiesta definiamo

$$s = \frac{E_{T\text{miss}}}{M_{\text{eff}}} : \quad (5.2)$$

questa nuova variabile aiuta a valutare il contributo di $E_{T\text{miss}}$ al valore della massa efficace. Per riconoscere un evento supersimmetrico il taglio standard

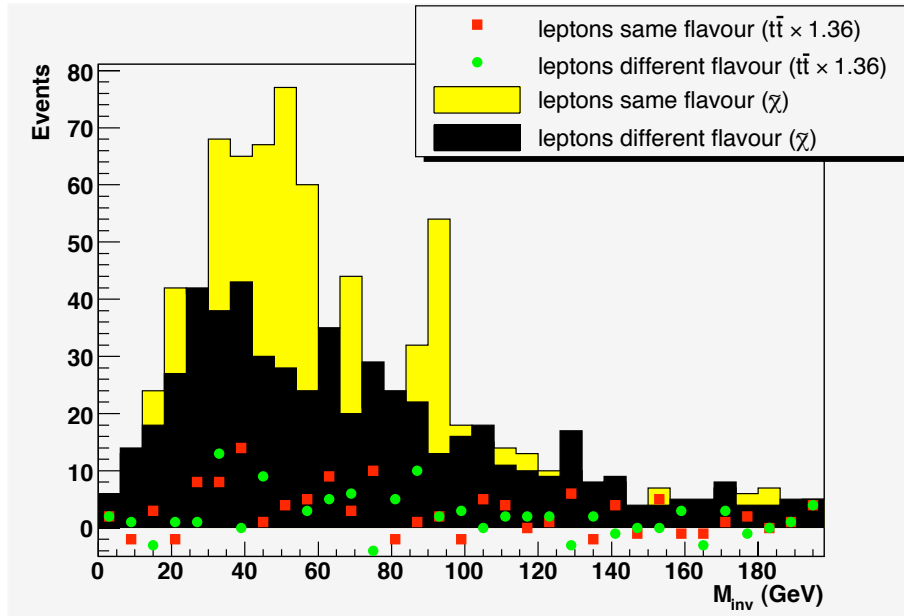


Figura 5.1 - Grafici della massa invariante dei due leptoni: in giallo è indicato il contributo del segnale, in nero quello del fondo SUSY stimato con la tecnica del paragrafo 5.3 ed in rosso quello del fondo di *top*. Anche per questo fondo è riportata una stima basata sulle coppie di leptoni di diverso sapore (in verde). Il grafico è normalizzato ad una luminosità di 30 fb^{-1} .

impone che valga $s < 0.35$. Nel nostro caso possiamo eliminare parte del fondo di *top* semplicemente chiedendo che valga anche $s > 0.06$.

Non ci resta che valutare l'efficacia dei tagli effettuati utilizzando i numeri in tabella 5.1, in cui la produzione diretta di neutralini, comunque trascurabile, è considerata come fondo ai fini dello studio dei tassi di decadimento dei gluini. Nella penultima riga della tabella è riportata una ulteriore richiesta che non è propriamente un taglio: sappiamo infatti che gli end-point delle nostre distribuzioni sono minori di 80 GeV e possiamo perciò considerare scartati tutti gli eventi che non rispettano questo limite quando calcoliamo l'efficienza dei tagli. Notiamo innanzi tutto che la procedura di selezione descritta ha un elevato potenziale di scoperta della supersimmetria. Infatti il rapporto eventi SUSY/fondo di MS è pari a $\frac{S}{\sqrt{B}} \approx 24$ per una luminosità di 10 fb^{-1} .

Il nostro interesse principale una volta scoperto il segnale di supersimmetria, è di estrarre informazioni relative alle masse dei neutralini. Il fondo più importante si rivela quindi quello dato da eventi $\tilde{g}\tilde{g}$ che non presentano il decadimento cercato. Tale fondo si rivela comparabile con il segnale! Saremo perciò costretti nel paragrafo 5.3 a studiare un metodo che permette di ottenere una stima di questo fondo direttamente dai dati analizzati. In tal modo potremo sottrarre la stima effettuata dal campione prima di procedere con l'analisi vera e propria.

Per rendersi conto dell'influenza dei fondi sul campione, riportiamo in figura 5.1 la sovrapposizione cumulativa dei tre fondi principali. Anche dalla figura è evidente

come il fondo maggiormente incidente sia quello di SUSY. Per il fondo di MS è riportata in verde anche una stima ricavabile con il procedimento analogo a quello descritto nel paragrafo 5.3. Riteniamo in tal modo giustificata la nostra procedura che da qui in poi trascurerà totalmente i fondi provenienti dal Modello Standard.

5.3 La flavour-subtraction

Abbiamo visto nel precedente paragrafo che per il nostro studio il fondo principale dopo i tagli rimane quello dovuto ad eventi di Supersimmetria estranei al decadimento in esame, ma con segnatura simile. La figura 5.2 mostra la distribuzione di massa invariante per il campione di eventi di segnale e per la somma dei campioni di eventi di segnale e di fondo SUSY. Il confronto tra le due distribuzioni evidenzia la necessità di stimare in modo affidabile la distribuzione degli eventi di fondo dopo i tagli descritti in precedenza.

In questo paragrafo elaboriamo perciò una tecnica per stimare questo fondo utilizzando i dati e sottrarlo dalla distribuzione di eventi prima dello studio del segnale. Tale tecnica prende il nome di *flavour subtraction* e consiste nel considerare gli eventi che presentano coppie di leptoni di diverso sapore e carica (μ^+e^- oppure $e^+\mu^-$); infatti nei decadimenti dei gluini che non portano agli stati finali con i neutralini di nostro interesse, la produzione di coppie di leptoni dello stesso tipo è puramente casuale e del tutto analoga alla produzione di coppie di leptoni di tipo diverso. Pertanto, una volta applicati alla distribuzione di massa invariante di questi leptoni “spaiati” i tagli già descritti in precedenza, si ipotizza che tale distribuzione sia sostanzialmente simile a quella degli eventi di supersimmetria estranei al segnale ma che presentano leptoni dello stesso sapore appaiati.²

Vediamo in figura 5.3 che in effetti la nostra considerazione è realistica per quanto riguarda i dati ottenuti dalla simulazione a bassa luminosità. La forma delle distribuzioni si sovrappone infatti quasi completamente in tutto l’intervallo di massa invariante interessato dalla nostra analisi. L’unico punto di discordo tra i due grafici riguarda il picco della Z^0 attorno a 90 GeV, che risulta però ben oltre il secondo end-point che stiamo cercando.

Possiamo perciò approssimare il fondo con le coppie di leptoni di sapore diverso. Questo permette di avere una stima del fondo presente nel nostro campione senza dover ricorrere all’analisi di dati simulati, servendoci esclusivamente delle informazioni contenute nel campione stesso! Per rendere minore l’effetto delle fluttuazioni statistiche decidiamo di non sottrarre direttamente l’istogramma ricostruito dai dati, ma di determinare una funzione empirica. La funzione scelta per ricostruire il fondo è del tipo

$$f(M_{\text{inv}}) = N \cdot M_{\text{inv}}^\alpha \cdot e^{-\beta M_{\text{inv}}} \quad (5.3)$$

²Ovviamente il metodo proposto è verificato per il momento utilizzando i dati delle simulazioni Montecarlo. Nell’analisi che si farà quando saranno disponibili i dati reali, questo metodo permetterà di stimare la forma del fondo senza l’incertezza introdotta dai generatori Montecarlo.

ed utilizziamo i dati in figura 5.3 per ricavare nell'ordine i parametri N , α e β . Ottenuti i parametri della funzione possiamo calcolare il valore che essa assume in corrispondenza di ogni bin dell'istogramma contenente gli eventi che passano i tagli e possiamo quindi sottrarre da ciascun bin il numero di eventi di fondo atteso in

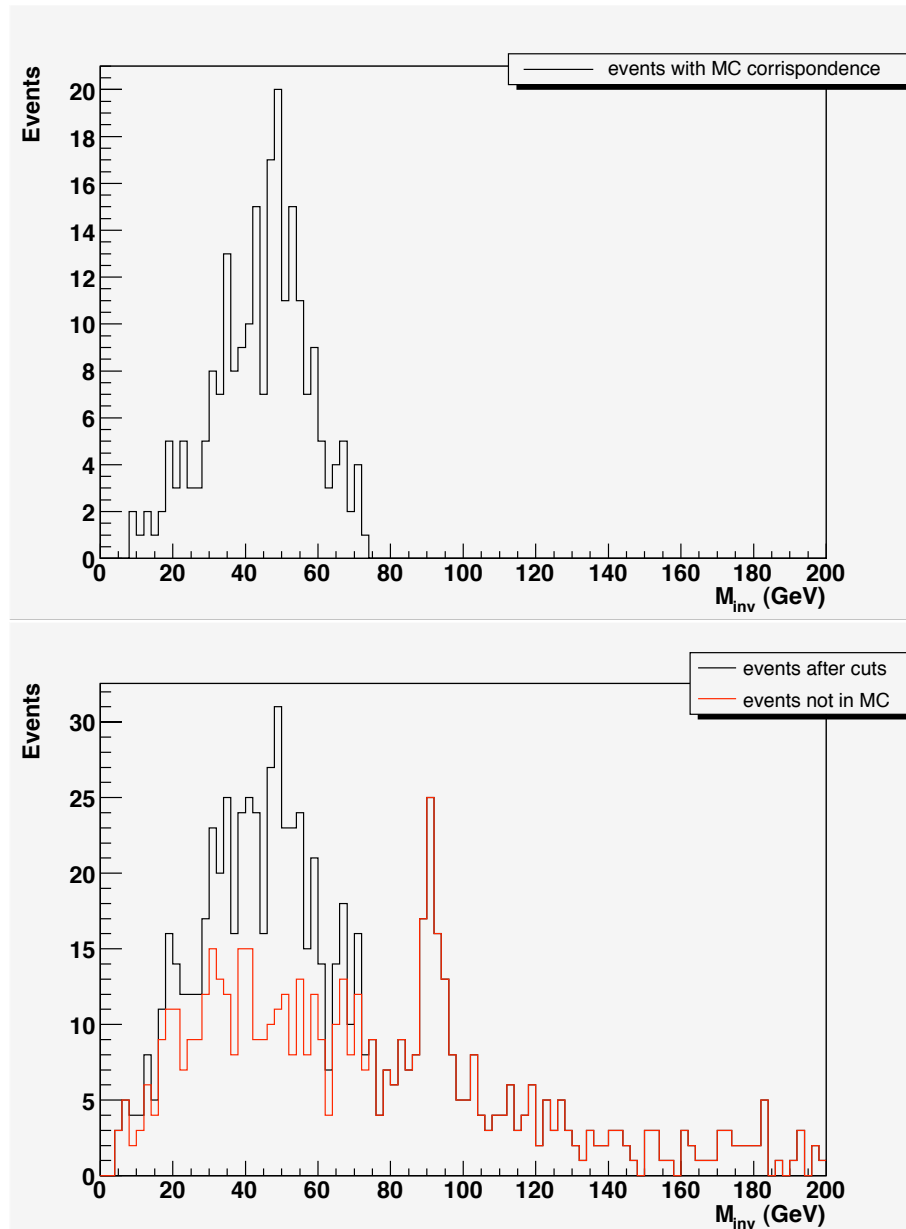


Figura 5.2 - Grafici realizzati a partire dalla simulazione a bassa statistica. In alto: distribuzione degli eventi che passano i nostri tagli e corrispondono nella simulazione Montecarlo ad uno dei decadimenti in analisi. In basso: distribuzione degli eventi che passano i nostri tagli. In rosso viene sovrapposta la distribuzione degli eventi del fondo (non corrispondenti nel Montecarlo ad uno dei decadimenti in analisi). Dal confronto tra i due grafici si evidenzia la necessità di stimare e sottrarre dai dati il fondo SUSY prima di poter effettuare l'analisi.

quell'intervallo, ottenendo il numero degli effettivi eventi di segnale.

Il metodo della Flavour-Subtraction si dimostra quindi un metodo particolarmente semplice ed efficace per l'eliminazione degli eventi di fondo SUSY che superano i tagli imposti al campione di dati simulati, ma che non corrispondono a decadimenti di neutralini in una coppia di leptoni. La forza di questo procedimento è nel fatto che permette di stimare il fondo che vogliamo eliminare direttamente dai dati forniti dal rivelatore, senza basarci su di una simulazione Montecarlo.

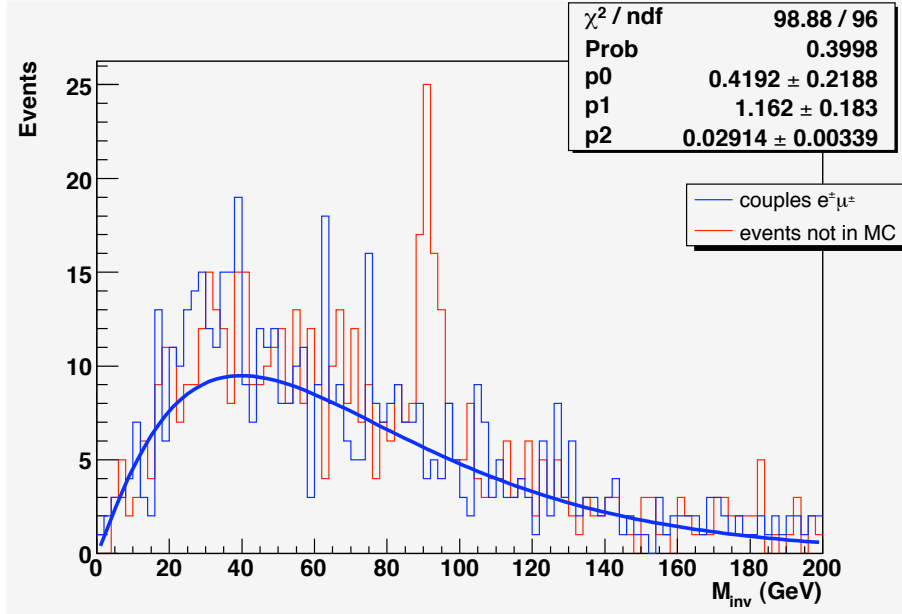


Figura 5.3 - Distribuzione della massa invariante di coppie di leptoni dello stesso tipo (istogramma rosso) e di tipo diverso (in blu) per gli eventi di fondo. È evidente la corrispondenza tra i due istogrammi, fatta eccezione per il picco della Z^0 , che cade comunque all'esterno dell'intervallo interessato dalla nostra analisi.

5.4 Analisi dei dati a bassa statistica

Abbiamo descritto un metodo che ci permette di isolare in modo abbastanza efficiente gli eventi corrispondenti ai decadimenti dei neutralini in due leptoni e $\tilde{\chi}_1^0$. Si tratta ora di iniziare l'analisi vera e propria di questi dati. Partiamo allora dal set di dati a bassa statistica e descriviamo brevemente il programma scritto per effettuare il fit. I dati da analizzare sono ottenuti partendo dalla figura 5.2 (in alto), alla quale è stato sottratto il fondo con la procedura descritta nel paragrafo precedente.

In questo caso, dato il campione molto ridotto di eventi, cercheremo solo di stimare il valore dell'end-point della distribuzione relativa al decadimento

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^- \quad (5.4)$$

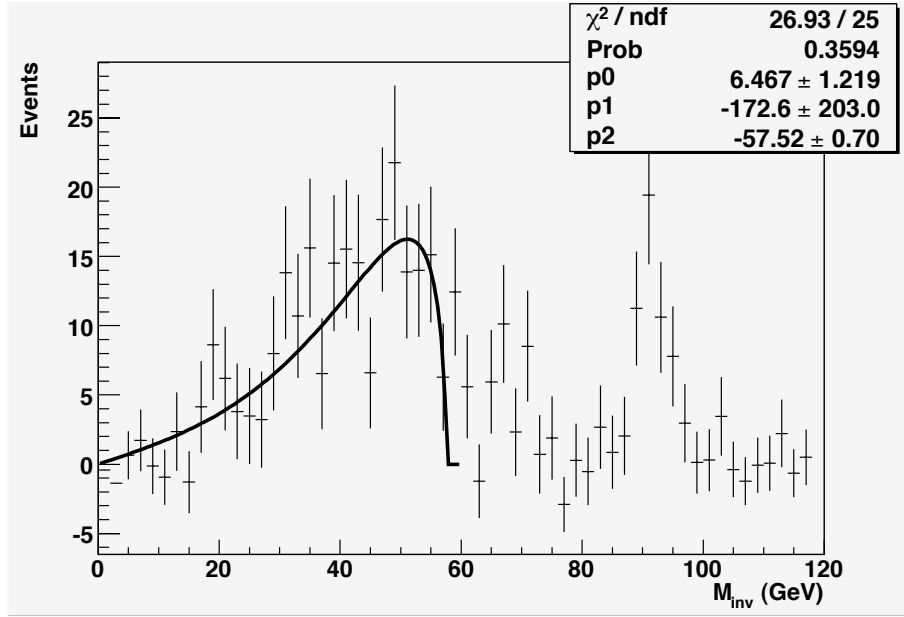


Figura 5.4 - Distribuzione degli eventi selezionati a bassa luminosità dopo la sottrazione del fondo per ricavare l'end-point (p2) della distribuzione di massa invariante del decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$. Il valore ottenuto (pari alla differenza $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$) è compatibile con il valore atteso entro una sola σ . Anche per quanto riguarda la somma delle masse (p1) il valore risulta compatibile con il valore teorico. Nonostante siano state totalmente trascurate sia la risoluzione sperimentale, sia la presenza nell'istogramma di eventi riconducibili al decadimento del $\tilde{\chi}_3^0$, la funzione sembra descrivere con precisione i dati, come testimoniato dalla probabilità del fit intorno al 36%.

che dovrebbe assumere il valore

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 57.03 \text{ GeV}. \quad (5.5)$$

Il risultato è mostrato in figura 5.4. Possiamo anche stimare un errore statistico sul numero di eventi in ciascun bin ipotizzando una distribuzione Poissoniana degli eventi. In tal caso ciascun intervallo conterrà n_i eventi con una incertezza sul numero pari a $\sqrt{n_i}$.

Dobbiamo quindi effettuare un fit dell'istogramma ottenuto con la funzione che descrive l'andamento della distribuzione di massa invariante per il decadimento citato (equazione 4.22). Il fit viene eseguito solo nell'intervallo di dati significativo per il decadimento ($M_{\text{inv.}}$) ed il risultato è riportato in figura 5.4.

Possiamo vedere dalla figura che il fit descrive con precisione i dati (probabilità 35.94%), nonostante si sia totalmente trascurato il fatto che l'istogramma raccoglie anche dati relativi al decadimento del $\tilde{\chi}_3^0$. Probabilmente con una statistica così limitata, l'influenza di questo decadimento è paragonabile all'incertezza statistica sui dati. Parimenti non abbiamo tenuto in nessun conto il fatto che il rivelatore ha una risoluzione sperimentale finita, che introduce una dispersione degli eventi nella distribuzione di massa invariante.

Per quanto riguarda i parametri possiamo constatare che sia per quanto riguarda

la differenza $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (parametro p2 del fit), che per la somma $m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (p1), i valori calcolati sono compatibili entro una sola σ con i valori teorici.

5.5 Analisi dati ad alta statistica

Passiamo ora all'analisi dati sfruttando il set di dati simulati per il run ad alta luminosità (300 fb^{-1}). Rispetto all'analisi a bassa statistica cercheremo qui di determinare tutti i parametri relativi ai due decadimenti, in modo da fornire una stima delle masse di tutti e tre i neutralini coinvolti, nonché del rapporto tra i branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$.

Per effettuare il nostro fit dobbiamo però costruire una funzione che descriva la distribuzione di massa invariante della somma di entrambi i decadimenti e che tenga conto della risoluzione sperimentale intrinseca al set di dati.

Per l'eliminazione del fondo SUSY ci serviamo come in precedenza della *flavour subtraction* (paragrafo 5.3). La valutazione dell'errore statistico sui dati è calcolato come specificato per l'analisi a bassa statistica (paragrafo 5.4).

5.5.1 Risoluzione sperimentale

Descriviamo l'effetto della risoluzione del rivelatore facendo una convoluzione della funzione ricavata nel capitolo 4.3.1 con una gaussiana. Per valutare la larghezza della gaussiana da utilizzare, ci serviamo dei dati della nostra distribuzione per massa invariante maggiore di 80 GeV. In tale intervallo, infatti, i dati riproducono il picco di massa invariante dovuto al decadimento della Z^0 in coppie di leptoni. Sappiamo che per il decadimento di una particella fisica tale picco dovrebbe essere descritto con buona approssimazione da una distribuzione di Breit-Wigner:

$$N f_{\text{BW}}(M_{\text{inv}}) = N \frac{\Gamma^2}{(M_{\text{inv.}} - M_{Z^0})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (5.6)$$

Nel nostro caso per la Z^0 sono note sia la massa ($M_{Z^0} = 91.190 \text{ GeV}$) sia la larghezza della distribuzione ($\Gamma = 2.49 \text{ GeV}$). Per trovare la risoluzione gaussiana effettuiamo perciò un fit utilizzando la convoluzione tra la funzione di Breit-Wigner ed una gaussiana di σ ignota.

La convoluzione viene realizzata discretizzando l'integrale su intervalli larghi un centesimo della larghezza della gaussiana e sommando su un intervallo largo tre volte l'incertezza stessa:

$$f(M_{\text{inv}}) = \sum_{i=1}^{600} p_0 \cdot f_{\text{BW}}(M_{\text{inv}} + \Delta E_i) \cdot e^{-\frac{(\Delta E_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.7)$$

con $\Delta E_i = \frac{\sigma}{100} i \sigma$. Parametri del fit risultano la σ della gaussiana (p1) ed un fattore di normalizzazione (p0) irrilevante per il nostro studio. Il risultato del fit è riportato in figura 5.5.

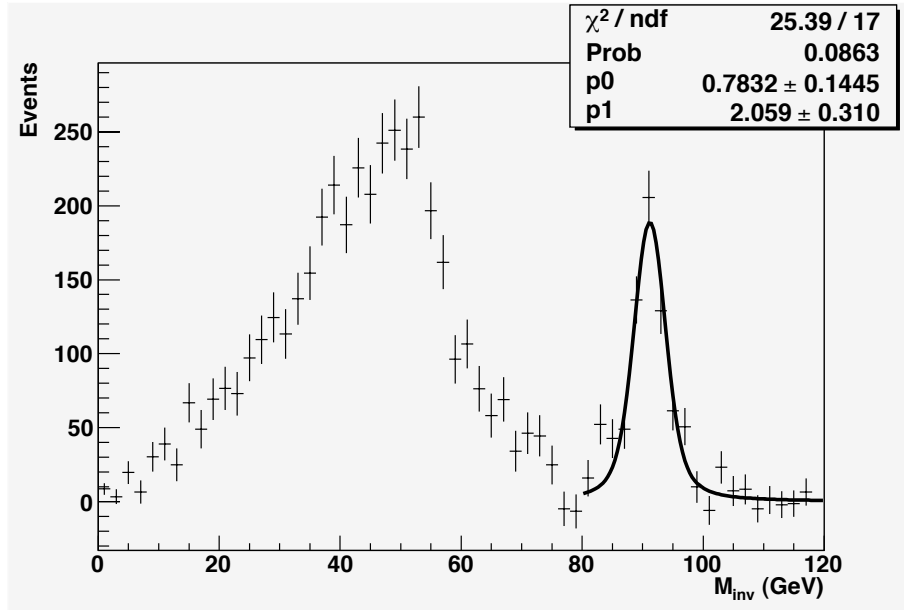


Figura 5.5 - Fit del picco di massa invariante del decadimento della Z^0 in una coppia di leptoni. Il fit, eseguito con una funzione di Breit-Wigner convoluta con una gaussiana che simula la risoluzione sperimentale, permette di ricavare la larghezza della gaussiana stessa (p1). Tale parametro servirà nel seguito per descrivere la funzione che fitta i decadimenti dei neutralini. L'altro parametro riportato in figura (p0) rappresenta il fattore di normalizzazione della funzione usata nel fit.

Possiamo vedere che il parametro relativo alla risoluzione ricavato dal fit è pari a $\sigma = 2.06$. Tale parametro sarà quindi utilizzato nel fit seguente per costruire la convoluzione della funzione che descrive il plot di massa invariante con la gaussiana che permette di tener conto dell'incertezza sperimentale.

5.5.2 Descrizione del fit

Una volta ottenuto la distribuzione della massa invariante con il fondo sottratto ed il relativo errore e conoscendo l'incertezza sperimentale introdotta dal rivelatore, possiamo procedere con il fit vero e proprio dei dati. La funzione che descrive la distribuzione per entrambi i decadimenti è ottenuta come descritto nel paragrafo 4.3.1, con l'aggiunta della convoluzione con una gaussiana normalizzata di σ pari al valore ricavato nel paragrafo precedente.

Il significato assunto dai parametri elencati in figura 5.6 e ripresi in tabella 5.2, dove abbiamo riportato il risultato del programma che esegue il fit è pertanto il seguente:

- p0 indica la normalizzazione della prima funzione, riportata in rosso in figura, che descrive il decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$. Nel seguito sarà indicato come N_2 .
- p1 (N_3) indica la normalizzazione della seconda funzione, riportata in verde in figura, che descrive il decadimento del $\tilde{\chi}_3^0$.

Parametro	Valore fit	Valore atteso
N_2	53.89 ± 7.56	-
N_3	43.63 ± 6.61	-
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	74.51 ± 91.87	103.3485
μ_2	56.99 ± 0.49	57.026
M_3	77.27 ± 1.15	76.409
$\frac{\text{BR}_{\tilde{\chi}_2^0}}{\text{BR}_{\tilde{\chi}_3^0}}$	1.37	1.19

Tabella 5.2 - Parametri calcolati nei fit della distribuzione di massa invariante per il grafico somma dei due decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ simulati nella presa dati ad alta luminosità. Tutti i parametri sono in linea generale compatibili con i valori attesi entro una deviazione standard. Sostituendo i parametri ricavati nelle funzioni che descrivono singolarmente i due decadimenti, è possibile stimare il rapporto tra i due branching ratio per i gluini.

- p2 parametrizza la massa del $\tilde{\chi}_1^0$ (essendo pari a $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ in valore assoluto).
- p3 indica in valore assoluto la differenza di massa (μ_2) tra i primi due neutralini (end point della prima distribuzione).
- p4 rappresenta la differenza di massa (M_3) tra $\tilde{\chi}_3^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ (end point della seconda distribuzione).

Le somme delle masse relative ai due diversi decadimenti, necessarie per ricostruire separatamente le due funzioni riportate in rosso ed in blu, è ottenuta come:

$$M_2 = p3 + 2 p2 \quad (5.8)$$

$$\mu_3 = p4 - 2 p2. \quad (5.9)$$

Possiamo vedere dalla tabella 5.2 che i valori ottenuti per i parametri del fit sono perfettamente compatibili con i valori utilizzati per la simulazione, entro una sola deviazione standard. Gli errori sulle differenze di massa poi sono comparabili con la risoluzione sperimentale. Al contrario, per la massa del $\tilde{\chi}_1^0$, otteniamo un errore molto grande, probabilmente amplificato dagli effetti dei tagli, descritti anche nel paragrafo 4.3.1. La funzione descrive però in modo corretto i dati, come testimoniano il χ^2 pari a 1.1 e la probabilità del fit (0,31).

Dai parametri ricavati possiamo ricostruire le distribuzioni relative al singolo decadimento, che possiamo osservare anche in figura 5.6. Valutando il rapporto tra gli integrali delle due distribuzioni possiamo stimare il rapporto tra i branching ratio del nostro campione iniziale in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$. Vista l'efficacia dei nostri tagli (vedi tabella 5.1), possiamo concludere che quello che ricaviamo è sostanzialmente relativo ai branching ratio dei soli gluini (vedi anche paragrafo 6.4). Anche quest'ultimo valore è riportato in tabella 5.2 insieme al valore atteso.

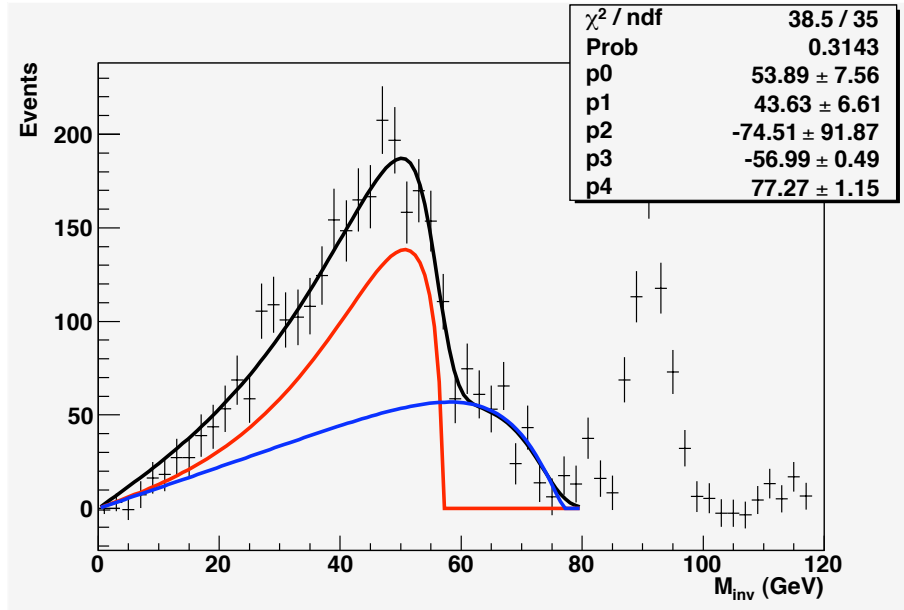


Figura 5.6 - Fit dei dati ad alta statistica per i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$. Il fit descrive in modo ottimale i dati, come si evince dal χ^2 e dalla probabilità del fit. La funzione in nero è quella utilizzata per il calcolo dei parametri, in rosso è riportata la distribuzione per il decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ corrispondente ai parametri calcolati. In blu viene riportata la funzione per il $\tilde{\chi}_3^0$. La discussione dei parametri ricavati è in tabella 5.2.

5.5.3 Valutazione degli errori

Per completare l'analisi effettuata con il fit del paragrafo precedente vogliamo verificare se i parametri utilizzati sono correlati, per poter ottenere una migliore stima dell'intervallo di variazione degli stessi.

Decidiamo perciò di effettuare uno scan nello spazio dei 5 parametri del fit, facendo variare ciascuno di loro in un intervallo dato dal valore ricavato dall'analisi incrementato e ridotto di 5 volte l'errore calcolato dal fit. I set di parametri sono calcolati ad intervalli regolari e vengono sostituiti nella funzione del fit per ottenere la probabilità che descrivano correttamente i dati. Selezioniamo quindi le combinazioni di parametri che superano il 5% di probabilità, individuando le zone compatibili con la distribuzione di massa invariante al 95% di confidence level. I grafici più significativi ottenuti con questo studio sono riportati in figura 5.7 e permettono di visualizzare le correlazioni che esistono tra i diversi parametri, mentre in figura 5.8 vediamo che la probabilità del fit risulta assolutamente insensibile a $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Il nostro studio ci permette inoltre di concludere che tale parametro non è correlato a nessuno degli altri utilizzati nel fit.

Dallo studio di figura 5.7 si scopre una forte correlazione tra le due normalizzazioni (riquadro D) e tra l'end point e la normalizzazione della terza funzione (grafico B). Una lieve correlazione si osserva anche tra questo end point e la normalizzazione della prima distribuzione (riquadro A).

Dalle stesse figure possiamo dedurre i limiti per i parametri della nostra analisi

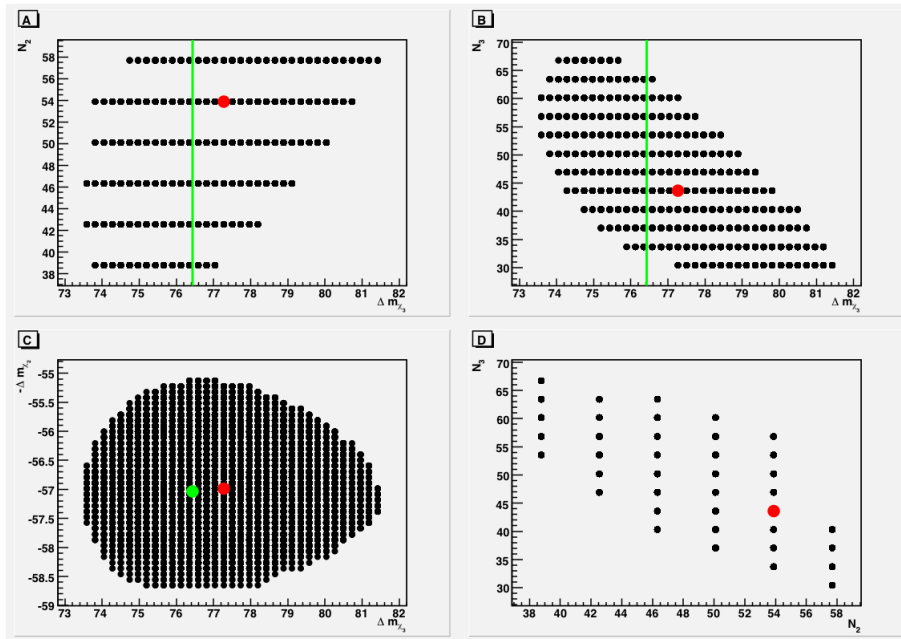


Figura 5.7 - In figura è rappresentato lo spazio dei parametri compatibile al 95% C.L. con il fit dei dati ad alta statistica. Possiamo notare nel riquadro A una lieve correlazione tra l'end point della seconda distribuzione e la normalizzazione della prima. Molto più correlati sembrano invece l'end point della seconda distribuzione e la normalizzazione della stessa (riquadro B) e le due normalizzazioni (riquadro D). Non sono invece correlate le due differenze di massa (grafico C). Analogamente non abbiamo riportato i grafici che includono $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, perché non si osserva correlazione con nessuno degli altri parametri. In rosso è indicato il punto ottenuto dal nostro fit ed in verde il punto atteso in base ai valori del Focus Point.

e confrontarli con gli errori calcolati in precedenza dal programma di fit. I risultati sono riportati in tabella 5.3 insieme alla variazione usata nello scan. Per confronto abbiamo indicato anche i valori calcolati dal fit (punti rossi nei grafici) e quelli attesi per la regione di Focus Point (in verde nelle figure). Possiamo notare come tutti i valori attesi non distino dal valore del fit più di una σ .

Per quanto riguarda i limiti imposti dal 95% di confidence level, ricordiamo che tale discriminazione dovrebbe corrispondere ad un intervallo largo 2σ da entrambi i lati del valore calcolato. Vediamo che il nostro studio dettagliato dell'evolversi dei parametri è utile, in quanto solo la normalizzazione della distribuzione relativa al decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ rispetta tali limiti! La normalizzazione N_3 li oltrepassa di circa una unità di σ , mentre le differenze di massa, nonostante siano corredate da un errore stimato molto piccolo, possono oscillare di più di 3σ da entrambi i lati del valore calcolato, senza uscire dall'intervallo di confidenza del 95%.

Un discorso particolare merita l'autovalore relativo al $\tilde{\chi}_1^0$, che presenta come migliore stima un valore molto minore (in modulo) di quello atteso, ma presenta un errore molto grande. Considerato poi che le zone fisicamente significative dello spazio dei parametri impongono segno negativo a questo parametro, è evidente che il suo intervallo di variazione sarà fortemente asimmetrico. Purtroppo l'unico limite

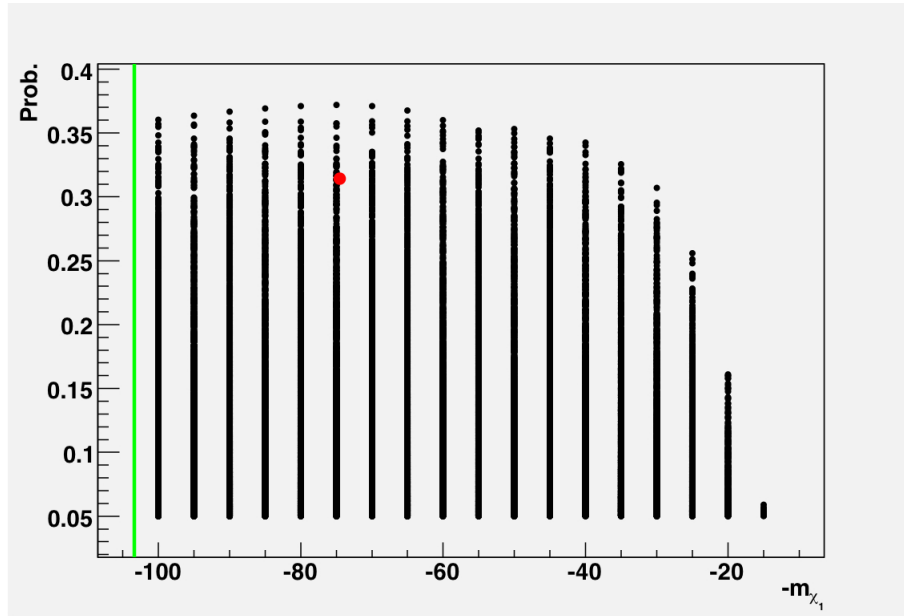


Figura 5.8 - Andamento della probabilità del fit descritto al paragrafo 5.5.2 in funzione della variazione dell'autovalore relativo al neutralino più leggero. La probabilità del fit risulta praticamente insensibile al parametro per masse maggiori di una quarantina di GeV. I dati sono relativi a masse minori di 100 GeV, ma abbiamo verificato la compatibilità del fit per valori di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ fino a oltre 500 GeV. Non sono invece compatibili al 95% di C.L. masse inferiori a 15 ± 5 GeV. Sono riportati come riferimento i valori ottenuti dal fit (punto rosso) e quelli attesi per la regione di Focus Point (in verde).

inferiore che riusciamo a dare alla massa è di circa 15 GeV, valore già largamente escluso in forza degli esperimenti attuali (vedi paragrafo 1.2.5). Al crescere della massa non siamo più fortunati: come richiamato a commento della figura 5.8, il fit si rivela del tutto insensibile al parametro non appena questo diventa maggiore di una quarantina di GeV.

5.5.4 Calcolo dei branching ratio del gluino in neutralini

Come ultimo passo possiamo valutare l'errore da associare al rapporto dei branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$. I parametri significativi sono quelli che permettono di ricostruire separatamente le distribuzioni di massa invariante relative ai due diversi neutralini:

- N_2 ed N_3 , che rappresentano le normalizzazioni delle due funzioni
- $\Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}$ e $\Delta m_{\tilde{\chi}_3^0}$ che individuano l'end point delle due distribuzioni
- le due somme di massa ($M_3 = m_{\tilde{\chi}_3^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ e $M_2 = m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$).

Come abbiamo visto nel paragrafo precedente, la nostra analisi non è in grado di fornire un limite superiore alla massa del $\tilde{\chi}_1^0$: il comportamento di questo parametro

Parametro	Valore fit	Minimo 95% C.L.	Massimo 95% C.L.	Valore teorico
N_2	53.89 ± 7.56	38.77 ± 3.78 (-2σ)	61.46 ± 3.78 ($+1\sigma$)	-
N_3	43.63 ± 6.61	27.11 ± 3.30 (-2.5σ)	66.75 ± 3.30 ($+3.5\sigma$)	-
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	74.51 ± 91.87	15 ± 5 (-0.65σ)	533.76 ± 45.94 ($> 5\sigma$)	103.35 ($+0.31\sigma$)
$\Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}$	56.99 ± 0.49	55.27 ± 0.24 (-3.5σ)	58.94 ± 0.24 ($+4\sigma$)	57.03 ($+0.08\sigma$)
$\Delta m_{\tilde{\chi}_3^0}$	77.27 ± 1.15	73.82 ± 0.58 (-3σ)	81.30 ± 0.58 ($+3.5\sigma$)	76.41 ($+0.75\sigma$)

Tabella 5.3 - I risultati dello studio sugli errori associati ai parametri del fit descritto al paragrafo 5.5.2. Per ciascuno dei valori è indicata anche la distanza in σ dal valore calcolato dal programma di fit. Si può notare come nessun parametro disti più di una σ dal valore teorico. Per quanto riguarda i massimi ed i minimi di ciascun parametro compatibili con la richiesta del 95% di C.L. vediamo che i parametri dipendenti dalla massa del $\tilde{\chi}_1^0$ non hanno di fatto limite superiore (in valore assoluto), mentre hanno limite inferiore che dista solo una σ dal valore calcolato. A fronte di un errore molto piccolo indicato dal fit, le due differenze di massa presentano limiti al 95% di C.L. che vanno ben oltre le 2σ dalla migliore stima, come ci si attenderebbe se non esistesse correlazione.

influenza evidentemente anche le due somme delle masse, che risultano entrambe sfornite di un limite superiore. L'intero studio dell'evolversi del rapporto tra i branching ratio è riportato in figura 5.9, dove viene indicato il valore relativo alla stima del fit (in rosso) ed il valore calcolato teoricamente per la regione di Focus Point (in verde). Concludiamo che il valore massimo assunto dal rapporto tra i branching ratio risulta di 2.20, quello minimo di 0.66. Si tratta di un intervallo abbastanza ampio, che varia soprattutto in funzione della normalizzazione delle due distribuzioni.

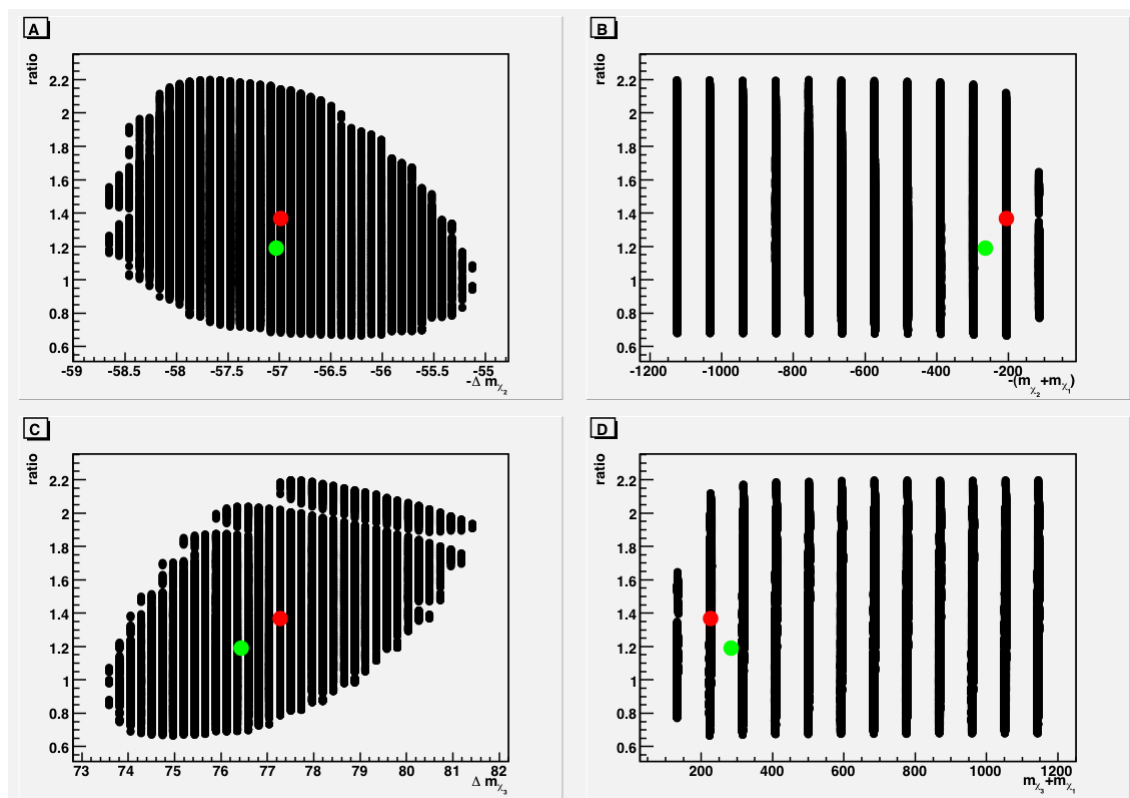


Figura 5.9 - Andamento del rapporto dei branching ratio del \tilde{g} in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$ in funzione dei parametri che individuano le distribuzioni di massa invariante dei decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ e $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$. I limiti entro cui variano i parametri sono quelli imposti dal livello del 95% di confidenza per il fit descritto nel paragrafo 5.5.2. Fanno eccezione le somme delle masse, per cui il limite imposto alla massa del $\tilde{\chi}_1^0$ è di circa 500 GeV. Il fit risulta infatti totalmente indipendente da tale parametro per valori maggiori. Come riferimento sono riportati in rosso i punti individuati dal fit ed in verde quelli ettesi per la regione di Focus Point.

· CAPITOLO 6 ·

LIMITI SULLO SPAZIO DEI PARAMETRI DEL
MSSM

Nei capitoli precedenti abbiamo eseguito il fit della massa invariante del decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ e del $\tilde{\chi}_3^0$ in una coppia di leptoni. I parametri utilizzati per il fit sono stati, in pratica, le masse dei tre neutralini più leggeri e le normalizzazioni delle distribuzioni per i due diversi decadimenti. In questo capitolo vogliamo dare una interpretazione dei risultati ottenuti, capendo quale scelta dei parametri del modello mSUGRA è compatibile con quanto misurato in precedenza.

Per prima cosa studieremo perciò il meccanismo con cui i neutralini acquisiscono massa e cercheremo di commentare i limiti imponibili sui parametri che fanno parte di questo meccanismo.

Nel paragrafo 6.4, invece, cercheremo di ricostruire il rapporto tra i branching ratio dei gluini nei differenti neutralini. Giustificeremo in questo modo il calcolo già eseguito nel paragrafo 5.5.3 ed il successivo studio per individuare i limiti a questo valore e cercheremo di rendere più stringenti le richieste sui parametri del modello supersimmetrico, aggiungendo la compatibilità con la normalizzazione ricavata per le distribuzioni di massa invariante.

Nell'ultima parte del capitolo, infine, confronteremo lo spazio dei parametri compatibile con l'analisi fin qui svolta con le attese teoriche riguardo alla densità di materia oscura nell'universo. I decadimenti sono stati infatti studiati per la scelta di parametri del MSSM detta di Focus Point: tale scelta è significativa soprattutto perché permette di identificare il $\tilde{\chi}_1^0$ con la LSP e ne prevede una densità nell'universo tale da essere compatibile con la richiesta della materia oscura ipotizzata dalle attuali teorie cosmologiche.

6.1 Matrice di massa per il settore dei neutralini

Sappiamo dal capitolo 1.2.2 che la rottura della supersimmetria e della simmetria elettrodebole fa sì che le particelle con numeri quantici uguali si mescolino, acquistando nello stesso tempo una massa. Così i gaugini carichi (\tilde{W}^\pm) si mescolano con

il doppietto carico di higgsini \tilde{H}^\pm formando due spinori ($s = \frac{1}{2}$) per ciascuna carica, detti chargini ($\tilde{\chi}_i^\pm$), mentre quelli neutri (\tilde{B} e \tilde{W}^0) vanno a formare con gli higgsini neutri quattro neutralini $\tilde{\chi}_i^0$ (paragrafo 1.2.4).

Abbiamo analizzato nel capitolo precedente due decadimenti che ci hanno permesso di ricavare la massa dei tre neutralini piú leggeri: vogliamo ora capire piú in profondit  in che modo la massa di queste particelle viene determinata dalla teoria supersimmetrica, in modo da poter stabilire dei vincoli per i parametri della teoria a partire dalle misure ricavate dall'analisi precedente.

Descriviamo perci  il mixing dei gaugini neutri utilizzando la base (B , W^0 , H_d , H_u) ed introducendo la matrice di massa

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{bmatrix} M_1 & 0 & -M_Z c_\beta s_{\theta_W} & M_Z s_\beta s_{\theta_W} \\ 0 & M_2 & M_Z c_\beta c_{\theta_W} & -M_Z s_\beta c_{\theta_W} \\ -M_Z c_\beta s_{\theta_W} & M_Z c_\beta c_{\theta_W} & 0 & -\mu \\ M_Z s_\beta s_{\theta_W} & -M_Z s_\beta c_{\theta_W} & -\mu & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.1)$$

dove per comodit  abbiamo abbreviato la notazione per le funzioni trigonometriche (es. $s_\beta c_{\theta_W} \equiv \sin \beta \cos \theta_W$) [60].

I parametri M_1 e M_2 derivano direttamente dalla lagrangiana del MSSM (paragrafo 1.2.2), mentre il termine $-\mu$ individua la massa dell'higgsino supersimmetrico. Con β , invece abbiamo indicato l'angolo che determina il rapporto tra i VEV delle due componenti dell'higgsino:

$$\tan \beta \equiv \frac{v_1}{v_2} \quad (6.2)$$

Se ora assumiamo che la massa della Z^0 (M_Z) sia nota dalle misure effettuate per il Modello Standard, come pure l'angolo di Weinberg θ_W   evidente che i parametri incogniti che vanno a determinare il mixing delle sparticelle neutre e quindi la massa dei neutralini sono soltanto quattro:

$$M_1 \quad M_2 \quad \beta \quad \mu. \quad (6.3)$$

In generale ciascuno di questi parametri (escluso β) pu  avere una fase complessa arbitraria, ma per tutti i modelli di tipo mSUGRA (paragrafo 1.2.3), la fase di M_1 e M_2 risulta la medesima. In tal caso essi possono essere assunti reali e positivi, lasciando come unica fase quella di μ . Se per  μ non fosse reale, provocherebbe effetti di violazione di CP molto vistosi nella fisica a basse energie (ad esempio un momento di dipolo elettrico per elettrone e neutrone. . .). Possiamo perci  assumere con abbastanza confidenza che anche μ sia reale.

Se poi limitiamo il nostro studio ai modelli che prevedono l'unificazione delle interazioni ad alta scala di energia, dobbiamo rispettare la condizione

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2}. \quad (6.4)$$

Questo impone che il rapporto tra M_1 ed M_2 sia fisso e valga

$$M_1 \approx \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W \approx 0.5 M_2. \quad (6.5)$$

Se è così il mixing che dà origine ai neutralini viene a dipendere da soltanto 3 parametri ed è ragionevole pensare di effettuare uno scan nello spazio individuato da questi tre parametri, per capire a quali limiti devono sottostare perché le masse che si ottengono dalla matrice 6.1 siano compatibili con i risultati dell'analisi precedente.

Per ottenere gli stati fisici dei neutralini bisogna diagonalizzare la matrice di massa introdotta nell'equazione 6.1: si otterranno nel nostro caso quattro autovalori reali che possono essere positivi o negativi. A ciascuno di questi quattro autovalori corrisponderà un autostato fisico (che chiamiamo *neutralino*) caratterizzato da una massa pari al valore assoluto dell'autovalore corrispondente. Per convenzione si sceglie di ordinare le particelle ottenute in modo che la prima ($\tilde{\chi}_1^0$) sia quella di massa minore.

Si possono in generale distinguere 4 casi in base all'entità del mixing tra il gaugino e l'higgsino coinvolti:

1. Se M_1 e M_2 sono piccoli rispetto a M_Z e μ , allora il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$ sarà quasi un puro *photino* (partner supersimmetrico del fotone);
2. Se M_1 e M_Z sono piccoli rispetto a M_2 e μ , allora il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$ sarà quasi un puro *Bino* (partner del bosone di gauge della simmetria di ipercarica debole $U(1)_Y$);
3. Se M_2 e M_Z sono piccoli rispetto a M_1 e μ , allora il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$ sarà quasi un puro *Zino*, così come la coppia di chargini più leggeri $\tilde{\chi}_1^\pm$ saranno quasi dei *Wini*, formando così i partners supersimmetrici dei tre bosoni di gauge della simmetria di isospin debole $SU(2)_L$ e tutti con circa la stessa massa;
4. Se infine $|\mu|$ e M_Z sono piccoli rispetto a M_1 e M_2 , allora il neutralino più leggero $\tilde{\chi}_1^0$ sarà quasi un puro *higgsino* (partner supersimmetrico del bosone di Higgs);

Nel caso del Focus Point tutti e quattro i parametri sono dello stesso ordine, dando origine al massimo mixing possibile e portando ad un valore di sezione d'urto di annichilazione compatibile con l'identificazione del neutralino con uno dei componenti principali della materia oscura.

6.2 Scan sullo spazio dei parametri

Per questo studio ci serviamo del software ISAJET, in grado di ricostruire le masse ed i branching ratio per tutte le particelle, nell'ambito di una qualunque scelta di parametri del modello mSUGRA (vedi anche il paragrafo 3.1).

Abbiamo per prima cosa modificato il codice in modo da ottenere il calcolo delle masse dei neutralini al variare di M_2 , μ e $\tan\beta$ nello spazio dei parametri del modello mSUGRA e da poter salvare in un file i risultati per ciascun punto.

Abbiamo poi individuato dei limiti ragionevoli entro cui far variare i parametri del nostro scan e la scelta finale, giustificata nel paragrafo seguente, è stata:

$$90 \text{ GeV} < M_2 < 1000 \text{ GeV} \quad (6.6)$$

$$45 \text{ GeV} < \mu < 1000 \text{ GeV} \quad (6.7)$$

$$1 < \tan \beta < 65. \quad (6.8)$$

Lo scan è stato eseguito su intervalli di 4 GeV per M_2 (che significa circa 2 GeV per M_1) e di 2 GeV per μ . Per quanto riguarda l'incremento di $\tan \beta$, abbiamo scelto di aumentare progressivamente l'intervallo tra i punti, prevedendo che la dipendenza delle masse fosse più marcata per bassi valori del parametro. Partiamo perciò da un passo di 0.5 e lo moltiplichiamo per il numero dell'iterazione ad ogni passo successivo.

Per quanto riguarda l'angolo β , dal momento che i valori di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs devono essere positivi (equazione 6.2), deduciamo che il valore di $\tan \beta$ deve essere maggiore di 0. Possiamo poi ricavare la dipendenza delle masse dei quark da $\tan \beta$: questo permette di escludere tutti i valori inferiori a 1 e superiori a circa 65 per la tangente (per ulteriori dettagli vedi [60]).

Per limitare M_1 (a cui è legato M_2) e μ , possiamo scrivere le dipendenze per le masse dei neutralini da questi parametri [60] nel caso che valga

$$M_Z \ll |\mu \pm M_1|. \quad (6.9)$$

In tal caso le masse dei quattro neutralini sono in prima approssimazione pari a M_1 , M_2 oppure al valore assoluto di μ . Possiamo quindi escludere che questi parametri possano essere inferiori a circa 45 GeV, altrimenti si sarebbero osservati decadimenti del tipo $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{X}$, con sostanziali variazioni nei branching ratio attualmente misurati per la Z^0 . Possiamo anche escludere con sufficiente certezza che le masse dei neutralini siano superiori a 1000 GeV, riportando tale limite anche sui parametri dello scan: in caso contrario tutta l'analisi svolta finora non avrebbe alcun senso.

Abbiamo quindi sottoposto lo scan al nostro programma, facendo in modo che oltre al calcolo delle masse, venissero verificati i principali limiti sperimentali correntemente accettati prima di salvare i dati nel file. In particolare ciascun valore dei parametri è accompagnato da un numero di controllo che identifica le seguenti situazioni:

- Il $\tilde{\chi}_1^0$ non risulta la particella supersimmetrica più leggera per quella scelta di parametri.
- Il branching ratio del processo $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ è maggiore del limite superiore permesso dagli esperimenti attuali.
- È permesso il decadimento della Z^0 in chargini.
- Il branching ratio per $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ è troppo alto per il limite accettato in base ai risultati sperimentali correnti.

- È permesso il decadimento dello Z^0 in squark o leptoni.
- Vengono violati i limiti accertati per il decadimento dello Z^0 nel bosone di Higgs.
- Risulta permesso il decadimento $Z^0 \rightarrow hA$.
- La massa del chargino risulta inferiore ai limiti accettati per la produzione diretta in base ai dati raccolti a LEP.

6.3 Compatibilità dei parametri con i fit

Una volta ottenuto il file di dati contenente per ciascun punto dello spazio dei parametri i valori dei parametri stessi, le masse dei neutralini ed il controllo per sapere se viene violato qualcuno dei limiti sperimentali accettati, dobbiamo discriminare quali sono i punti compatibili con l'analisi compiuta in precedenza.

In figura 6.1 sono riportati i grafici ottenuti con questo studio. Vengono considerati accettabili i punti che danno per le differenze di massa $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ e $m_{\tilde{\chi}_3^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ valori compatibili al 95% di C.L. con i dati ottenuti dal fit delle distribuzioni di massa invariante (i limiti sono riportati in tabella 5.3) e che non violano alcuno dei risultati sperimentali già citati.

Non abbiamo invece incluso la compatibilità con il valore ricavato per la massa del $\tilde{\chi}_1^0$ né con il rapporto dei branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$: il problema dei branching ratio verrà affrontato in un paragrafo successivo (6.5), mentre i limiti sulla massa della LSP sono troppo larghi per risultare significativi in questo studio. Vedremo al contrario che è proprio lo studio dei parametri che stiamo descrivendo che ci permette di stringere i limiti imposti su questa massa.

Osservando la figura 6.1, possiamo vedere partendo da in alto a sinistra il rapporto fisso tra M_1 e M_2 . In alto a destra abbiamo invece il risultato forse più significativo di questo studio: i valori accettabili per M_1 e μ sono estremamente correlati. I due parametri, inoltre risultano dello stesso ordine di grandezza. Per stimare meglio queste due osservazioni citiamo dalla tabella 6.1 i limiti:

$$97.26 \text{ GeV} < M_1 < 144.86 \text{ GeV} \quad (6.10)$$

$$132.00 \text{ GeV} < \mu < 190.00 \text{ GeV} \quad (6.11)$$

e calcoliamo il rapporto tra i valori dei due parametri per ciascun punto per scrivere in tabella il minimo ed il massimo ottenuti. È significativo che il rapporto possa oscillare soltanto tra 0.69 e 0.77!

Si può dimostrare a partire dalla matrice di massa (equazione 6.1) che quando questi parametri assumono valori simili, risulta massimo il mixing tra le particelle che vanno a formare i neutralini. La presenza di questo mixing è una delle caratteristiche peculiari della regione di Focus-Point, in quanto permette di ottenere che

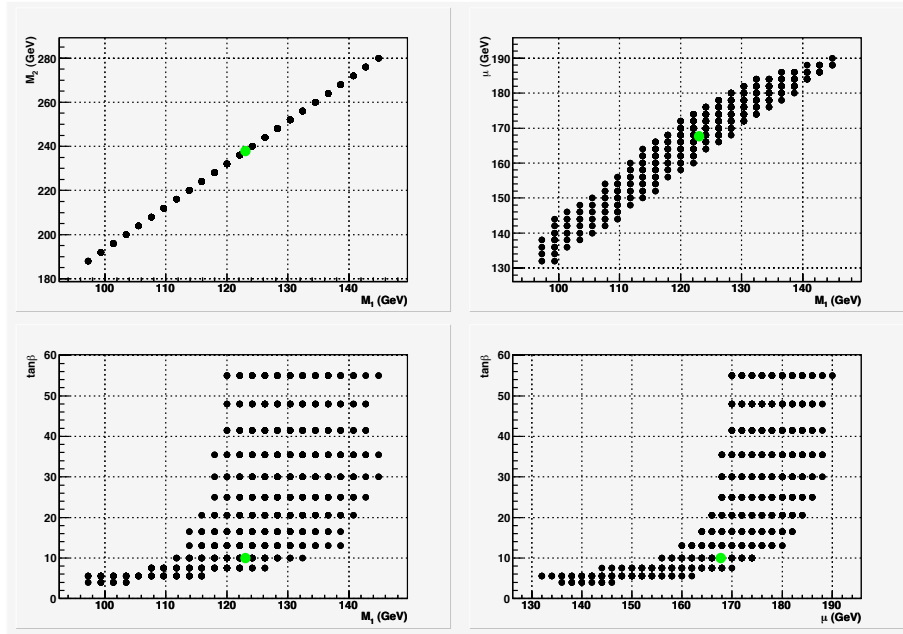


Figura 6.1 - Spazio dei parametri del modello mSUGRA compatibile al 95% con il fit descritto nel paragrafo 5.5. Il grafico in alto a sinistra mostra il rapporto costante che abbiamo assunto tra M_1 e M_2 . A destra si può notare che M_1 e μ risultano sempre dello stesso ordine di grandezza, con un rapporto ben determinato. In basso vediamo invece i plot di $\tan \beta$ rispetto a M_1 e μ . Tutti i valori per $\tan \beta > 3$ risultano accettabili: per valori minori di 10 otteniamo valori più piccoli per M_1 e μ , per valori maggiori sparisce ogni correlazione con gli altri parametri. I valori precisi per i limiti dei parametri ricavati sono riportati in tabella 6.1. Il punto verde indica i valori teorici del Focus Point.

la densità della LSP nell'universo sia compatibile con la densità di materia oscura (vedi paragrafo 1.2.1 e 6.6).

Per avere una densità adeguata per identificare il $\tilde{\chi}_1^0$ con la materia oscura deve esserci infatti un alto rate di annichilazione tra i neutralini: la componente di Higgsino è quella che più facilita l'annichilazione. La scelta di parametri del Focus Point è quella che massimizza tale componente nell'ambito dei modelli mSUGRA, per ottenere un modello supersimmetrico cosmologicamente compatibile.

Per quanto riguarda i valori di $\tan \beta$, il nostro studio non riesce a stabilire limiti stringenti: vediamo sia dalla figura che dalla tabella che i valori accettati sono sostanzialmente tutti quelli maggiori di 3! Solo in base ai limiti sperimentali ricavati da altre misure possiamo limitare superiormente a circa 60 il valore del parametro. Osserviamo comunque una dipendenza degli altri due parametri dalla tangente per i valori più bassi: considerando $\tan \beta < 20$ vediamo che i valori di μ ed M_1 permessi crescono in modo circa parabolico all'aumentare di $\tan \beta$. Per valori maggiori di 20, invece, il parametro diventa sostanzialmente scorrelato dagli altri.

Per confrontare più agevolmente i limiti ottenuti con il nostro studio con i valori dei parametri propri del Focus Point, abbiamo riportato questi ultimi sia in tabella, sia nella figura, sotto forma di un punto verde. Come ci aspettiamo, tali valori sono

Parametro	Valore minimo	Valore massimo	Valore teorico
M_1	97.26 GeV	144.89 GeV	123.01 GeV
M_2	188.0 GeV	280.06 GeV	237.77 GeV
μ	132 GeV	190 GeV	167.70 GeV
$\frac{M_1}{\mu}$	0.69	0.77	0.73
$\tan \beta$	3	60	10
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	67.43 GeV	128.70 GeV	103.35 GeV

Tabella 6.1 - Parametri del modello mSUGRA compatibili al 95% di C.L. con i dati. Oltre ai limiti per i parametri che determinano la matrice di massa dei neutralini, abbiamo indicato il rapporto tra M_1 e μ , che viene fissato abbastanza precisamente dalla nostra analisi. L'ultima riga riporta il range di massa permesso per il $\tilde{\chi}_1^0$ dati i limiti appena calcolati per i parametri del modello. Tutti i valori sono ampiamente compatibili con i valori attesi per la regione di Focus Point.

sempre pienamente compatibili con i limiti ottenuti al 95% C.L. con i risultati del fit.

Per concludere questa prima parte di studio, vogliamo prendere in considerazione la massa del $\tilde{\chi}_1^0$, che nel nostro modello supersimmetrico risulta la LSP ed assume perciò grande importanza. Dallo studio del decadimento non abbiamo ricavato limiti sufficientemente stringenti da costringere ulteriormente i parametri studiati in questo paragrafo. Possiamo però rovesciare il procedimento (a costo di diventare dipendenti dal modello mSUGRA), dal momento che i parametri sembrano ben determinati anche dai soli end-point dei fit.

Sfruttiamo quindi i valori calcolati da ISASUY per la massa in esame e riportiamo in tabella l'intervallo di oscillazione permesso: è subito evidente che il range di valori è molto più stretto rispetto a quanto ricavato dal semplice fit! In particolare è significativo il fatto che si riesca a definire un limite superiore di poco superiore ai 100 GeV!

6.4 La catena gluino-gluino

Il secondo passo del nostro studio consiste nel cercare di collegare il branching ratio del gluino nei diversi neutralini alle grandezze sin qui misurate. In tal modo si cercherà di introdurre nuovi limiti per i parametri del modello supersimmetrico imponendo le nostre condizioni sui branching ratio.

6.4.1 Importanza della catena

Innanzitutto bisogna chiarire in che modo il decadimento del gluino è collegato al nostro studio dei neutralini e perché si tratta di uno studio così importante nell'ambito dei modelli supersimmetrici.

La sezione d'urto per particelle supersimmetriche a LHC sarà dominata dalla produzione di gluini e squark, create tramite la fusione di gluoni e di gluoni e quark,

a meno che essi non siano più pesanti di 1 TeV (vedi paragrafo 1.4.2). Nella regione di focus point che stiamo studiando, la massa degli squark è in tutti i casi superiore ai 2 TeV, quindi possiamo stimare che la gran parte delle particelle supersimmetriche prodotte sarà effettivamente composta da gluini.

In realtà quando neutralino e chargino sono leggeri [58] la sezione d'urto per la produzione di coppie di neutralini o di chargini è molto maggiore di quella per i gluini (può arrivare a 10 pb^{-1}). Dal momento che la massa di queste particelle è molto piccola i loro decadimenti non daranno i soliti getti energetici, né una gran quantità di energia mancante. In questo modo è molto difficile distinguere tali eventi da fondo di modello standard e l'analisi degli eventi supersimmetrici deve per forza partire dai decadimenti dei gluini!

Nella regione di Focus Point il decadimento avviene tipicamente attraverso una coppia di quark ed un gaugino ($\tilde{\chi}^0$ oppure $\tilde{\chi}^\pm$). A loro volta i gaugini possono decadere, ma alla fine della catena, se assumiamo conservata la R-parità, si troverà sempre un $\tilde{\chi}_1^0$.

Vengono quindi ad assumere grande importanza i decadimenti come quelli analizzati nei capitoli precedenti, perché costituiscono il punto terminale della maggior parte delle catene di decadimento.

6.4.2 Stima dei branching ratio del gluino

Per stimare il branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$, iniziamo a calcolare teoricamente il valore, individuando tutte le possibili catene che portano al neutralino voluto. Per questo ci serviamo del programma ISAJET (paragrafo 3.1), in grado di ricavare tutti i possibili decadimenti delle particelle supersimmetriche con il relativo branching ratio ricevendo come input i parametri del modello mSUGRA. In tabella 6.2 sono riportati i decadimenti significativi per i nostri scopi con relativo branching ratio.

Decadimento del gluino	Altro decadimento	Probabilità totale
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X$ (13.52%)		13.52%
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_4^0 + X$ (10.25%)	$\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X$ (6.94%)	0.71%
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm + X$ (26.39%)	$\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X$ (37.83%)	9.99%
$\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X$		24.22%
Decadimento del gluino	Altro decadimento	Probabilità totale
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X$ (14.44%)		14.44%
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_4^0 + X$ (10.25%)	$\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X$ (11.33%)	1.16%
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm + X$ (26.39%)	$\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X$ (18.47%)	4.88%
$\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X$		20.47%

Tabella 6.2 - Calcolo teorico del branching ratio previsto per i decadimenti del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$. I dati sono stati calcolati con il programma ISAJET per i parametri che identificano il Focus Point.

In conclusione otteniamo come valori teorici per i branching ratio del gluino:

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X \quad 24.22\% \quad (6.12)$$

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X \quad 20.47\%. \quad (6.13)$$

Per poter confrontare questi dati con lo studio eseguito in precedenza, bisogna considerare solo i $\tilde{\chi}_{2,3}^0$ che decadono in $\tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-$: moltiplicando i valori per i branching ratio opportuni otteniamo come valore teorico per il rapporto tra i decadimenti in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$:

$$\left. \frac{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)}{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)} \right|_{TEO} = 1.19. \quad (6.14)$$

Ricordiamo infine il valore ottenuto in precedenza nel paragrafo 5.5.2: una volta fittata la distribuzione di massa invariante dei due decadimenti abbiamo individuato i parametri che permettono di separare le due distribuzioni. Ricordando che grazie ai tagli effettuati (paragrafo 5.2), il campione di eventi comprende quasi esclusivamente neutralini provenienti dal decadimento dei gluini, possiamo stimare che il branching ratio del gluino in ciascuno dei due neutralini sia proporzionale all'integrale della distribuzione di massa invariante.

Calcolando i due integrali e trovando il rapporto stimiamo così esattamente il rapporto tra i due branching ratio:

$$\left. \frac{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)}{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)} \right|_{SPER} = 1.33. \quad (6.15)$$

Il valore stimato non è molto discosto da quello atteso. Per capire però l'errore che ci possiamo aspettare sulla nostra stima, rimandiamo al paragrafo 5.5.4, dove descriviamo la ricerca dei limiti su questo valore. Il risultato al 95% di C.L. è:

$$0.66 < \left. \frac{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)}{BR(\tilde{g} \rightarrow \dots \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 + X \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+l^-)} \right|_{SPER} < 2.2. \quad (6.16)$$

6.5 Compatibilità dei parametri con la stima dei branching ratio

Ottenuti i limiti entro cui può variare il rapporto tra i branching ratio del gluino nei due diversi neutralini, vogliamo imporre sui parametri del modello mSUGRA questa ulteriore condizione, per capire se è possibile restringere l'intervallo permesso dalla nostra analisi. Rispetto allo scan descritto nel paragrafo 6.2 dobbiamo includere un ulteriore parametro: i branching ratio considerati dipendono, oltre che dalle masse dei neutralini e dei chargini anche dalla massa del gluino stesso!

Decidiamo di capire quanto la massa del gluino determina il rapporto tra i valori dei branching ratio scegliendo inizialmente solo tre possibili situazioni: $m_{\tilde{g}} = 600, 800,$

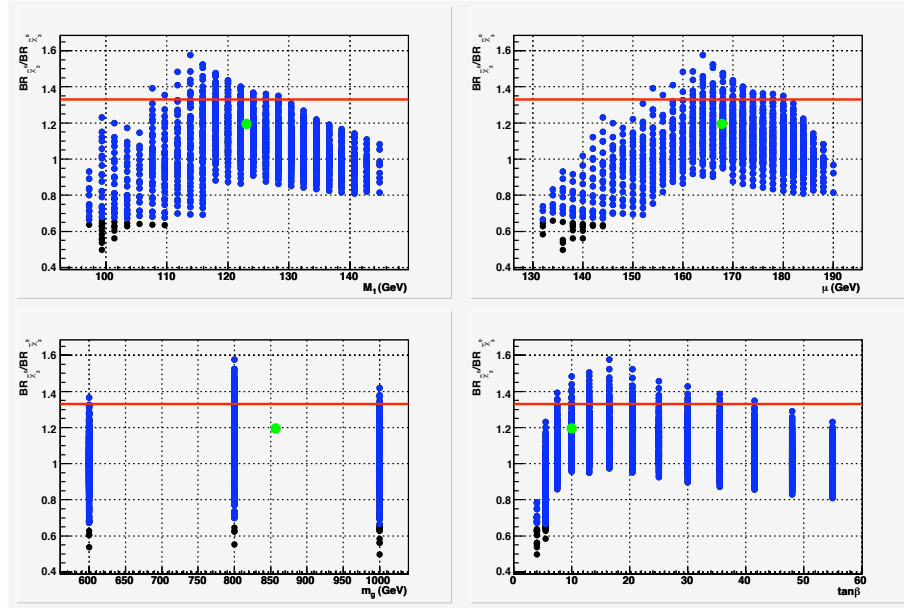


Figura 6.2 - Studio dei parametri del modello mSUGRA in funzione dei limiti imposti dal fit descritto nel capitolo 5.5. Sono riportati nei grafici i punti compatibili al 95% di C.L. con le differenze di massa tra i neutralini ricavate dalla misura dell'end-point delle distribuzioni di massa invariante dei decadimenti in due leptoni. In blu sono evidenziati i limiti calcolati per ottenere un rapporto tra i branching ratio del gluino in $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ compatibile al 95% di C.L. con i valori fittati. Come si può vedere le informazioni sui branching ratio non modificano sensibilmente lo spazio dei parametri compatibile con la nostra analisi. In verde sono indicati i punti teorici del Focus Point, in rosso il valore fittato per il rapporto tra i branching ratio.

1000 GeV. Nel Focus Point il valore calcolato per questa massa sarebbe $m_{\tilde{g}} = 856.59$ GeV: possiamo così avere una idea delle eventuali variazioni nei branching ratio sia all'aumentare che al diminuire della massa.

I risultati per questo studio sono riportati in figura 6.2, ma non mostrano un grande vantaggio rispetto a quanto ricavato in precedenza. Sono riportati tutti i punti che soddisfano i requisiti imposti dalle misure degli end-point, mentre in blu sono evidenziati i punti che soddisfano i nuovi limiti ricavabili dalla misura dei branching ratio: rimangono esclusi da questo nuovo studio soltanto i punti con contemporaneamente $\tan\beta < 7$, $M_1 < 110$ e $\mu < 150$! Per quanto riguarda la massa del gluino, essa non sembra in realtà incidere in maniera sensibile sul rapporto dei due branching ratio.

Come sempre in figura sono stati riportati i punti teorici del Focus Point (in verde) ed il valore misurato dal fit per il rapporto dei branching ratio (in rosso.)

6.6 Densità di materia oscura

Uno dei maggiori successi della Supersimmetria è il fatto che una LSP elettricamente neutra è un ottimo candidato per la spiegazione della materia oscura. La prospettiva

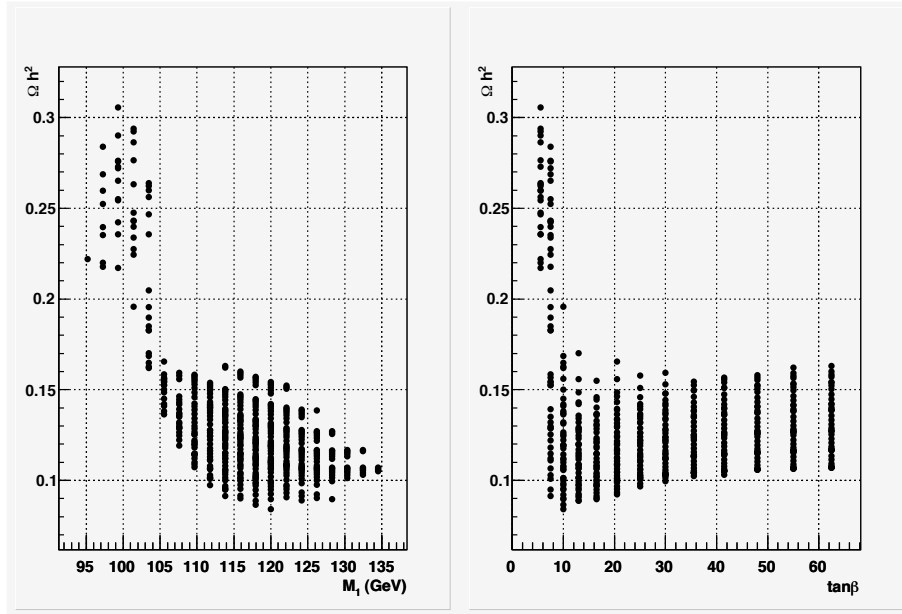


Figura 6.3 - La densità di materia oscura in funzione di M_1 e di $\tan\beta$.

più attraente da questo punto di vista è che tale particella sia il $\tilde{\chi}_1^0$. Questo si verifica abbastanza naturalmente in tutti i modelli mSUGRA (paragrafo 1.2.3).

Secondo questa interpretazione, nell'universo primordiale le sparticelle esistevano in equilibrio termico con le particelle ordinarie del modello standard. Con l'espansione ed il raffreddamento dell'universo, le sparticelle non poterono più essere prodotte e decaddeero via via nel $\tilde{\chi}_1^0$. I neutralini rimasti possono annichilirsi attraverso processi $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow f\bar{f}$ o, a seconda della loro massa in bosoni vettori o in scalari di higgs. Man mano che la loro densità decresce, però, diventerà molto piccolo anche il rate di distruzione e la densità residua di $\tilde{\chi}_1^0$. Si può calcolare la densità residua dei neutralini nell'universo misurando questo piccolo rate di disintegrazione e la corrispondente diminuzione di densità dovuta all'espansione dell'universo.

È una coincidenza notevole il fatto che per un neutralino leggero composto principalmente da \tilde{B} e da higgsino, la densità che si ottiene attraverso i calcoli è nel range adatto per fornire una frazione significativa della densità critica dell'universo e forse spiegare anche la curva di rotazione delle galassie! Bisogna poi richiedere che la densità residua di $\tilde{\chi}_1^0$ non sia troppo grande perché l'universo ha raggiunto le sue dimensioni attuali in circa 10^{10} anni.

Nel nostro caso ci siamo concentrati sulla scelta detta di Focus-Point (paragrafo 1.4) che permette di soddisfare tutte le richieste cosmologiche dei recenti esperimenti, permettendo un largo mixing nel settore dei neutralini e definendo perciò il neutralino più leggero composto soprattutto da higgsino. Il valore fornito per la densità di materia oscura da questa scelta di parametri è compatibile con i dati sperimentali di WMAP (vedi paragrafo 1.3), che richiedono un valore $\Omega_{DM}h^2 = 0.1126^{+0.0161}_{-0.0181}$. Bisogna comunque ricordare che questa misura costituisce solo un limite superiore

alla densità della LSP, perché potrebbero esserci altre particelle che contribuiscono alla densità totale di materia oscura.

Vogliamo quindi aggiungere allo studio dello spazio dei parametri portato avanti fino ad ora alcune considerazioni sulla densità residua del $\tilde{\chi}_1^0$ che si può ottenere compatibilmente con i valori fissati nella nostra analisi.

Per questa stima ci serviamo del software *micrOmegas* descritto in dettaglio al paragrafo 3.2, in grado di calcolare la densità residua della LSP nei diversi modelli MSSM: anche in questo caso il codice è stato modificato per ottenere un file di testo dove fossero raccolti tutti i parametri significativi ed il valore calcolato per la densità residua. Lo scan eseguito è esattamente analogo a quello già descritto al paragrafo 6.2 ed il risultato per la densità di materia oscura in funzione di M_1 e di $\tan\beta$ è riportato in figura 6.3, dove si evidenzia la compatibilità dei valori permessi dalla nostra analisi con i dati di WMAP per tutti i valori di $\tan\beta$ maggiori di 10 e per quelli di M_1 maggiori di 105 GeV.

· CAPITOLO 7 ·

CONCLUSIONI

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito delle simulazioni che permettono di studiare le capacità di scoperta dell'esperimento ATLAS, situato presso una delle intersezioni dell'acceleratore LHC ed attualmente in fase di costruzione.

Una delle scoperte che ci si attende da questo esperimento, è la presenza di particelle predette dalle teorie supersimmetriche. Il lavoro svolto si occupa di analizzare un possibile canale su cui effettuare lo studio della supersimmetria una volta avvenuta la scoperta, con particolare attenzione alla possibilità di misurare le masse delle particelle coinvolte nel decadimento. Per la scelta del canale è stata anche considerata la sua connessione con le teorie cosmologiche: si prevede infatti che la LSP (la particella supersimmetrica più leggera) possa essere stabile e costituire la materia oscura, la cui presenza viene ormai considerata evidenza sperimentale.

Abbiamo perciò scelto di studiare i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ e $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$, nell'ambito del modello supersimmetrico mSUGRA, fissando i parametri nella così detta regione di "Focus Point", in modo che il $\tilde{\chi}_1^0$ fosse la LSP. Partendo dall'espressione esplicita della larghezza di decadimento dei due processi abbiamo calcolato analiticamente la funzione che descrive la distribuzione di massa invariante della coppia di leptoni (capitolo 4).

In seguito abbiamo studiato dei tagli e delle tecniche che permettessero di isolare il segnale relativo ai decadimenti in esame dal fondo, sia dato dagli eventi di Modello Standard, che dagli eventi supersimmetrici. Dal fit delle distribuzioni ripulite dal fondo (effettuato su circa 300 fb^{-1} di segnale e fondo supersimmetrico) siamo riusciti a ricavare le differenze tra le masse delle particelle supersimmetriche coinvolte (endpoint delle distribuzioni) con errori tra l'1 ed il 2%. È stata invece più imprecisa la determinazione della massa del $\tilde{\chi}_1^0$, dal momento che la distribuzione sembra insensibile al parametro (capitolo 5).

Nell'ultima parte del lavoro infine abbiamo cercato di interpretare i dati ricavati, evidenziando i limiti possono essere imposti sui parametri del MSSM a partire dai risultati dell'analisi (capitolo 6).

Notiamo inoltre che l'analisi della massa invariante delle coppie di leptoni dello stesso sapore e di segno opposto si presenta come un canale privilegiato per la ricerca della supersimmetria, in quanto risulta soltanto minimamente contaminato

da segnali riconducibili al Modello Standard una volta specificate alcune richieste sul numero minimo di getti presenti nell'evento e sull'energia mancante. Per quanto riguarda il decadimento dei neutralini, il suo studio è particolarmente fruttuoso perché la ricostruzione del fondo può avvenire a partire dai dati stessi (senza ricorrere alla simulazione Montecarlo) grazie al metodo della "flavour subtraction". In tal modo l'analisi può essere svolta senza introdurre assunzioni specifiche del modello teorico che si cerca di verificare.

· APPENDICE A ·

DISTRIBUZIONE DI MASSA INVARIANTE PER IL
DECADIMENTO $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$

In questa appendice sono riportati calcoli espliciti per ricavare la forma della distribuzione di massa invariante dei due leptoni nel decadimento $\tilde{\chi}_A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \bar{l}$ a partire dalla larghezza parziale di decadimento del $\tilde{\chi}_A^0$ (come riportato in [57]):

$$\frac{d\Gamma}{dz dy} (\tilde{\chi}_A^0(p) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0(\bar{p}) f(q) \bar{f}(\bar{q})) = \frac{N_C}{256\pi} m_{\tilde{\chi}_A^0}^2 |\mathcal{M}|^2 (x = 1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - y - z, y, z). \quad (\text{A.1})$$

dove N_C indica la molteplicità di colore e si intende:

$$x = \frac{(\bar{p} + q)^2}{m_{\tilde{\chi}_A^0}^2}, \quad y = \frac{(\bar{p} + \bar{q})^2}{m_{\tilde{\chi}_A^0}^2}, \quad z = \frac{(q + \bar{q})^2}{m_{\tilde{\chi}_A^0}^2}, \quad (\text{A.2})$$

$$r_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{\chi}_A^0}}, \quad r_z = \frac{m_Z}{m_{\tilde{\chi}_A^0}}, \quad r_{\tilde{f}_X} = \frac{m_{\tilde{f}_X}}{m_{\tilde{\chi}_A^0}}; \quad (\text{A.3})$$

Ovviamente, in un decadimento a tre corpi, soltanto 2 variabili cinematiche risultano indipendenti e perciò abbiamo scelto sin dall'equazione A.1 le variabili x e y come indipendenti, indicando per x l'unico valore compatibile con la conservazione dell'energia. Le tre variabili cinematiche citate sono inoltre sottoposte alle seguenti condizioni (ovviamente si trascurano le masse dei leptoni):

$$z(xy - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \geq 0, \quad r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \leq x \leq 1, \quad r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \leq y \leq 1. \quad (\text{A.4})$$

Riportiamo, sempre dallo stesso articolo, l'espressione più generale per l'elemento di matrice \mathcal{M} , che si potrà semplificare notevolmente nel caso di nostro interesse.

$$|\mathcal{M}|^2 = 2(A_{LL}^2 + A_{RR}^2)(1 - y)(y - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + 2(A_{LR}^2 + A_{RL}^2)(1 - x)(x - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + \pm 4(A_{LL}A_{RL} + A_{RR}A_{LR})r_{\tilde{\chi}_1^0}z. \quad (\text{A.5})$$

Innanzitutto notiamo che nella seconda riga dell'espressione è contenuto il termine responsabile della differenza tra le ampiezze di decadimento per i due neutralini. Il termine

$$\pm 4(A_{LL}A_{RL} + A_{RR}A_{LR})r_{\tilde{\chi}_1^0}z, \quad (\text{A.6})$$

risulta infatti sommato o sottratto dall'elemento di matrice a seconda dei segni relativi che assumono gli autovalori associati ai neutralini $\tilde{\chi}_A^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ nella matrice di mixing (paragrafo 6.1).

Passiamo poi allo studio dei coefficienti

$$A_{LL} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_L^{(f)}}{z - r_z^2} - \sum_X \frac{1}{2}g_2^2 \frac{a_{AX}^{(f)} a_{BX}^{(f)}}{y - r_{fX}^2}, \quad (\text{A.7})$$

$$A_{RL} = -A_{LL}(y \leftrightarrow x), \quad (\text{A.8})$$

$$A_{LR} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_R^{(f)}}{z - r_z^2} + \sum_X \frac{1}{2}g_2^2 \frac{b_{AX}^{(f)} b_{BX}^{(f)}}{x - r_{fX}^2}, \quad (\text{A.9})$$

$$A_{RR} = -A_{LR}(y \leftrightarrow x) \quad (\text{A.10})$$

In queste espressioni abbiamo definito le costanti di accoppiamento dello Z^0 con i fermioni left e right come $z_L^{(f)} = T_{3_{fL}} - Q_f \sin^2 \theta_W$ e $z_R^{(f)} = -Q_f \sin^2 \theta_W$. La forma esplicita dei coefficienti di forma dell'accoppiamento dei neutralini con lo Z_0 e con gli sfermioni (rispettivamente $z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)}$ e $a_{AX}^{(f)}, b_{AX}^{(f)}$) non è invece riportata, perché tali coefficienti non sono mai usati esplicitamente nei calcoli svolti.

Nel calcolo vogliamo esplicitare l'ampiezza di decadimento in funzione delle masse dei neutralini e della massa invariante della coppia di leptoni, in modo da poter ricavare le masse dei neutralini stessi da un fit dei dati simulati tramite fast simulation. Come si vede dalle formule A.2, la variabile z rappresenta il rapporto tra i quadrati della massa invariante dei due leptoni e della massa del neutralino più pesante. Si tratterà quindi di sostituire il valore di x indicato nella A.1 e di integrare la larghezza di decadimento su tutte le possibili y . A questo punto con un cambio di variabili, si otterrà la larghezza di decadimento in funzione della massa invariante e dei parametri voluti.

La prima osservazione riguarda la massa degli sfermioni: nel Focus Point (vedi paragrafo 1.4) la massa dei partner supersimmetrici dei fermioni è molto elevata, mentre le costanti $a_{AX}^{(f)}$ e $b_{AX}^{(f)}$ si mantengono nell'ordine al massimo dell'unità, rendendo perciò trascurabili i termini delle sommatorie in A.7. Possiamo quindi semplificare le espressioni dei coefficienti:

$$A_{LL} = -A_{RL} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_L^{(f)}}{z - r_z^2} \quad (\text{A.11})$$

$$A_{LR} = -A_{RR} = \frac{1}{2}g_Z^2 \frac{z_{BA}^{(\tilde{\chi}^0)} z_R^{(f)}}{z - r_z^2}. \quad (\text{A.12})$$

Sfruttiamo questa uguaglianza per ottenere (a meno di una costante di normalizzazione) l'espressione di $\frac{d\Gamma}{dz dy}$ da cui partiremo per il nostro calcolo:

$$\frac{d\Gamma}{dz dy} \propto (A_{LL}^2 + A_{RR}^2) \left[(1-y)(y - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + (1-x)(x - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \pm 2r_{\tilde{\chi}_1^0} z \right]. \quad (\text{A.13})$$

Esplicitiamo ora l'andamento di A_{LL} e A_{RR} in funzione di z e riassorbiamo il resto nella costante di normalizzazione. Infine effettuiamo la banale sostituzione $x = 1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - y - z$:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dz dy} &\propto \frac{(1-y)(y - r_{\tilde{\chi}_1}^2) + (1-x)(x - r_{\tilde{\chi}_1}^2) \pm 2r_{\tilde{\chi}_1} z}{(z - r_z^2)^2} = \\ &= \frac{(1-y)(y - r_{\tilde{\chi}_1}^2) + (y+z - r_{\tilde{\chi}_1}^2)(1-y-z) \pm 2r_{\tilde{\chi}_1} z}{(z - r_z^2)^2} = \\ &= \frac{-2y^2 + 2y(r_{\tilde{\chi}_1}^2 + 1 - z) + (z + zr_{\tilde{\chi}_1}^2 - z^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1}^2 \pm 2zr_{\tilde{\chi}_1})}{(z - r_z^2)^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

A questo punto chiamiamo per futura comodità

$$C_1 = r_{\tilde{\chi}_1}^2 + 1 - z \quad (\text{A.15})$$

$$C_2 = z + zr_{\tilde{\chi}_1}^2 - z^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1}^2 \pm 2zr_{\tilde{\chi}_1} = \quad (\text{A.16})$$

$$= -z^2 + z(1 \pm r_{\tilde{\chi}_1}^2) - 2r_{\tilde{\chi}_1}^2. \quad (\text{A.17})$$

ed iniziamo a studiare i limiti di variabilità di y e z per poter ricavare la nostra formula finale.

A.1 Limiti sulle variabili

Possiamo calcolare ora i limiti che sono imposti sulle nostre variabili, in modo da poter poi, nel prossimo paragrafo, calcolare l'integrale in y della larghezza di decadimento. Iniziamo da (A.4) e sostituiamo il valore $x = 1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - y - z$:

$$\begin{cases} y(1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - y - z) - r_{\tilde{\chi}_1}^2 \geq 0 \\ r_{\tilde{\chi}_1}^2 \leq 1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - y - z \leq 1 \\ r_{\tilde{\chi}_1}^2 \leq y \leq 1 \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

Dalla seconda ricaviamo subito

$$r_{\tilde{\chi}_1}^2 - z \leq y \leq 1 - z, \quad (\text{A.19})$$

e dalla prima

$$\begin{aligned} y(1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - y - z) - r_{\tilde{\chi}_1}^2 &= y + yr_{\tilde{\chi}_1}^2 - y^2 - zy - r_{\tilde{\chi}_1}^2 = \\ &= -y^2 + (1 + r_{\tilde{\chi}_1}^2 - z) - r_{\tilde{\chi}_1}^2 \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

da qui, risolvendo l'equazione di secondo grado associata:

$$\alpha - \beta \leq y \leq \alpha + \beta \quad (\text{A.21})$$

avendo indicato rispettivamente

$$\alpha = \frac{1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - z}{2} \quad (\text{A.22})$$

$$\beta = \frac{\sqrt{1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^4 + z^2 - 2z - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 z}}{2}. \quad (\text{A.23})$$

Bisogna ora confrontare (A.19) e (A.21) e (A.18) per ricavare gli estremi di integrazione per la y ed i limiti per la z . Iniziamo studiando

$$\begin{aligned} r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 &\leq \alpha - \beta \\ 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 &\leq 1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - z - \sqrt{1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^4 + z^2 - 2z - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 z} \\ 1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - z &\geq \sqrt{1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^4 + z^2 - 2z - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 z} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

che si traduce nello studio del sistema

$$\begin{cases} 1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - z \geq 0 \\ 1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^4 + z^2 - 2z - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - 2r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 z \geq 0 \\ 4zr_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

Le condizioni che si ricavano per verificare $r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \leq \alpha - \beta$ sono:

$$\begin{cases} 0 \leq z \leq 1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \\ z \leq (1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2 \\ z \geq (1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2 \end{cases} \quad (\text{A.26})$$

equivalenti a:

$$0 \leq z \leq (1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2. \quad (\text{A.27})$$

Si ottiene perciò in conclusione:

$$\begin{cases} 0 \leq z \leq (1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2 \\ \alpha - \beta \leq y \leq \alpha + \beta. \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

A.2 Funzione di distribuzione della massa invariante

A questo punto abbiamo i limiti che ci servono e possiamo eseguire l'integrale sulla y e successivamente sostituire le espressioni per α , β , C_1 e C_2 :

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dz} &\propto \frac{1}{(z - r_z^2)^2} \int_{\alpha-\beta}^{\alpha+\beta} (-2y^2 + 2C_1y + C_2) dy = \\
&= \frac{1}{(z - r_z^2)^2} \left[-\frac{2}{3}y^3 + C_1y^2 + C_2y \right]_{\alpha-\beta}^{\alpha+\beta} = \\
&= \frac{1}{(z - r_z^2)^2} \left[\frac{1}{3}\beta (-4\beta^2 - 12\alpha^2 + 12C_1\alpha + 6C_2) \right] = \\
&= \frac{2}{3} \frac{\sqrt{z^2 - 2z(1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2) + (1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2}}{(z - r_z^2)^2} \left[-2z^2 - z(1 + r_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \pm 6r_{\tilde{\chi}_1^0}) + (1 - r_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2 \right].
\end{aligned} \tag{A.29}$$

Sostituiamo le espressioni di z ed $r_{\tilde{\chi}_1^0}$ definite in (A.2), indicando con $M_{\text{inv}} = |q + \bar{q}|$ la massa invariante dei due leptoni e riassorbendo tutte le costanti in C :

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{2M_{\text{inv}}dM_{\text{inv}}} &= C \frac{\sqrt{M_{\text{inv}}^4 - 2M_{\text{inv}}^2(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + m_{\tilde{\chi}_A^0}^2) + (m_{\tilde{\chi}_A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2}}{(M^2 - m_Z^2)^2} \\
&\cdot \left[-2M_{\text{inv}}^4 + M_{\text{inv}}^2(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \pm 6m_{\tilde{\chi}_1^0}m_{\tilde{\chi}_A^0} + m_{\tilde{\chi}_A^0}^2) + (m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_A^0}^2)^2 \right]
\end{aligned} \tag{A.30}$$

In questa espressione è ancora presente una scelta di segno, determinata dal segno relativo degli autovalori associati ai due neutralini coinvolti. Possiamo però notare che tale segno riguarda l'unico termine lineare in ciascuna delle due masse. Possiamo perciò riassorbire il segno nella definizione dei parametri che descrivono la distribuzione. Definiamo

$$M = \begin{cases} -(m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0}) & \text{per autovalori concordi } (\tilde{\chi}_2^0) \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} & \text{per autovalori discordi } (\tilde{\chi}_3^0) \end{cases} \tag{A.31}$$

$$\mu = \begin{cases} -(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) & \text{per autovalori concordi } (\tilde{\chi}_2^0) \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0} & \text{per autovalori discordi } (\tilde{\chi}_3^0) \end{cases} \tag{A.32}$$

e sostituiamoli nell'espressione della distribuzione, ottenendo la funzione cercata:

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dM_{\text{inv}}} &= 2CM_{\text{inv}} \frac{\sqrt{M_{\text{inv}}^4 - M_{\text{inv}}^2(\mu^2 + M^2) + (\mu M)^2}}{(M_{\text{inv}}^2 - m_Z^2)^2} \\
&\cdot \left[-2M_{\text{inv}}^4 + M_{\text{inv}}^2(2M^2 + \mu^2) + (\mu M)^2 \right].
\end{aligned} \tag{A.33}$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] Michio Kaku: *Quantum field theory*
OXFORD PRESS UNIVERSITY (1993).
- [2] D. H. Perkins: *Introduction to high energy physics*,
CAMBRIDGE PRESS UNIVERSITY (1999).
- [3] F. Mandl, G. Shaw: *Quantum Field Theory (Revised Edition)*,
JOHN WILEY & SONS.
- [4] M. E. Peskin, D. V. Schroeder: *An Introduction to Quantum Field Theory*,
WESTVIEW PRESS.
- [5] H. Georgi, S. Glashow: PHYS. REV. LETT. 32 (1974) 32;
J. Pati, A. Salam: PHYS. REV. D10 (1974) 275;
H. Quinn, S. Weinberg: PHYS. REV. LETT. 33 (1974) 451.
- [6] S. Dimopoulos *Supersymmetric Unification*,
CERN-TH 7531/94.
- [7] Y. Gol'fand, E. Likhtman: JETP LETT. 13 (1971) 323;
D. Volkov, V. Akulov: PHYS. LETT. 46B (1973) 109;
J. Wess, B. Zumino: NUCL. PHYS. B70 (1974) E B78 (1975) 1.
- [8] S. Coleman, J. Mandula: PHYS. REV. 159 (1967) 1251.
- [9] R. Haag, I. Lopuszanski, M. Sohnius: NUCL. PHYS. B88 (1975) 257.
- [10] D. Freedman et al.: PHYS. REV. B62 (1976) 3214;
S. Deser, B. Zumino: PHYS. LETT. D13 (1976) 335.
- [11] C. Savoy: *Aide Mémoire des Symétries Brisées du Modèle Standard*
ECOLE DE GIF 1989
- [12] R. Arnowitt, P. Nath: *'Supersymmetry and Supergravity Phenomenology and Grand Unification*
CTP-TAMU-52/93, NUB-TH-3073-92, SSCL PREPRINT-503.

- [13] L. Ibanez, C. Lopez:
PHYS. LETT. B126 (1983) 54 e NUCL. PHYS. B233 (1984) 511
- [14] I. Aitchinson:
HEP-PH 0505105
- [15] A. Marchetti: *Materia oscura nelle galassie a spirale*,
TESI DI LAUREA TRIENNALE A.A. 2003–2004, PACS 95.35.+D
- [16] H. Arason et al.: PHYS. REV. D46, 3945 (1992);
V. Barger, M. S. Berger e P. Ohmann: PHYS. REV. D47, 1093 (1993);
M. Carena, S. Pokorski e C. E. M. Wagner: NUCL. PHYS. B406, 59 (1993);
P. Langacker e N. Polonsky: PHYS. REV. D49, 1454 (1994).
- [17] H. P. Niles:
PHYS REPORTS 110, 1 (1984).
- [18] P. Nath, R. Arnowitt e A. H. Chamseddine: *Applied N=1 Supergravity*,
ED. WORLD SCIENTIFIC, SINGAPORE 1984.
- [19] S. P. Martin: *Perspectives on Supersymmetry*
ED. G. L. KANE (WORLD SCIENTIFIC, SINGAPORE 1998).
- [20] H. Baer, C. H. Chen, F. E. Paige e X. Tata:
PHS. REV. D52 (1995) 2746 e *ibid.* PHYS. REV. D53(1996) 6241.
- [21] A. Suste:
[HEP-EX/0511025] 2005.
- [22] *Particle Data Group (PDG)*,
PHYSICAL LETTERS B REVIEW OF PARTICLE PHYSICS VOL592 (2004)
Disponibile online sul sito [www. sciencedirect.com](http://pdg.lbl.gov) o <http://pdg.lbl.gov>
- [23] MACHO Collab. C. Alcock et al.: ASTROPHYS. J. 542, 257 M(2000);
EROS Collab.: AA 355, 39 (2000);
OGLE Collab.: AA 343, 10 (1999).
- [24] A. Morales: *Proceedings of IFMP2002*,
JACA (SPAIN) [ASTRO-PH/0211446].
- [25] A. Morales: *Proceedings of Topics in Astroparticle and Underground Physics
TAUP 2001*
NUCL. PHYS. B (PROC. SUPPL.) VOL.11 (2002).
- [26] N. Spooner, V. Kudryavtsev: *Proceedings of identification of Dark Matter
IDM 2000*, WORLD SCIENTIFIC (YORK, UK 2000).

- [27] TAUP 2003 Conference site: <http://int.phys.washington.edu/taup2003>;
IDM 2002 Conference site: <http://www.shef.ac.uk/phys/taup2002.html>.
- [28] DAMA Collab., R. Bernabei et al.: *PHYS. LETT. B* 480, 23 (2000);
DAMA Collab., R. Bernabei et al.: *NUOVO CIMENTO* 26, 1 (2003).
- [29] EDELWEISS Collab., A. Benoit et al.:
PHYS. LETT. B 545, 43 (2002).
- [30] J. Ellis et al.:
PHYS. LETT. B 565 (2003) 176-182.
- [31] C. L. Bennet et al.:
ASTROPHYS. J. SUPP. 148 1 (2003).
- [32] D. N. Spergel et al.:
ASTROPHYS. J. SUPP. 148 175 (2003).
- [33] Il sito web del CERN: www.cern.ch.
- [34] *LHC White Book*, CERN/AC/93-03;
LHC conceptual design report, CERN/AC/93-05.
- [35] The LEP Collaboration ALEPH, DEPLHI, L3, OPAL and the LEP Higgs working group: *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*,
HEP-EX/0107029 AND LHWG-NOTE-2001-03 (2001).
- [36] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration):
PHYS. LETT. B 499 (2001) 23.
- [37] G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration):
PHYS. LETT. B 499 (2001) 38.
- [38] R. Barate et al. (ALPEH Collaboration):
PHYS. LETT. B 499 (2001) 53.
- [39] P. Achard et al. (L3 Collaboration):
PHYS. LETT. B 517 (2001) 319.
- [40] P. Azzi et al.:
[HEP-PH 0404010] (2004).
- [41] J. Wess, B. Zumino:
NUCL. PHYS. B 70 (1974) 39.
- [42] I. Fleck: *Early physics reach of the ATLAS Detector*,
EUR. PHYS. JOURNAL, C34 (2004) S185-S195.

- [43] The ATLAS Pixel Collaboration: *Pixel Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-13.
- [44] T.Lari: *Study of silicon pixel sensors for the ATLAS Detector*, TESI DI DOTTORATO MILANO (2001) CERN-THESIS 2001-028.
- [45] B. C. Allanach, S. Krami, W. Porod: *Theoretical uncertainties in sparticle mass prediction from computational tools*, ARXIV:HEP-PH/0302102v4 22 JUL 2003.
- [46] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu, X. Tata: *ISAJET 7.69: A Montecarlo event generator for pp , $\bar{p}\bar{p}$, e^+e^- reactions*, [HEP-PH/0312045].
- [47] S. Frexcone, P. Webber: JHEP 0206 (2002) 029 [HEP-PH/0204 244];
S. Frexcone, P. Nason, P. Webber: JHEP 0308 (2003) 007 [HEP-PH/0305 252].
- [48] G. Corcella et al.: JHEP 0101-010(2001);
S. Moretti et al.: JHEP 0204-028(2002);
G. Corcella et al.: [HEP-PH/0210213].
- [49] T .Sjörstrand et al.: [HEP-PH/0108264];
T .Sjörstrand et al.: COMP. PHYS. COMM. 135 (2001) 238.
- [50] R. Brun et al.:
GEANT3, CERN/DD/EE/84-1(1999).
- [51] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli: *ATLFAST 1.0 A package for particle-level analysis*, ATLAS INTERNAL NOTES ATL-PHYS-96-079(1996) e ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [52] G. Bèlanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov: *micrOMEGAs version 1.3: A program for calculating the relic density in the MSSM*, [hep-ph/0405253].
- [53] E. Boes et al.: *New Computing Techniques in Physics Research*, ED. BY D. PERRET-GALLIX AND W. WOJCIK, EDITIONS CNRS(1990) 573.
- [54] A. Pukhov et al.:
PREPRINT INP MSU 98-41/542 [HEP-PH/9908288],
disponibile su <http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/calchep.html>
- [55] Il sito web di ROOT: root.cern.ch.
- [56] U. De Sanctis: *Ricerca di particelle supersimmetriche con il rivelatore ATLAS ad LHC*, TESI DI LAUREA A.A. 2003–2004, PACS 14.80.

- [57] Mihihoko M. Nojiri, Youichi Yamada: *Neutralino decays at CERN LHC*,
PHYS. REV. D 60, 015006 (1999)
- [58] U. De Sanctis, T. Lari, S. Montesano, C. Troncon: *Reconstruction of supersimmetry particles for a model in the Focus-Point region of m-SUGRA*,
ATLAS INTERNAL NOTE IN CORSO DI PUBBLICAZIONE
- [59] U. De Sanctis, T. Lari, S. Montesano, C. Troncon: *Focus Point studies with the ATLAS detector*,
ATL-COM-PHYS-2006-006
- [60] S. P. Martin: *A Supersymmetry Primer*,
HEP-PH/9709356
- [61] R. J. Crewther et al.:
PHYS. LETT. B88, 123 (1979) [ERRATUM IBID. B91, 487 (1979)].
- [62] Y. Fukuda et al:
PHYS. REV. LETT. 81 (1998) 1562 HEP-EX/9807003.
- [63] L. V. Adveev, M. Y. Kalmykov: *Pole masses of quarks in dimensional reduction*,
NUCL.PHYS. B502 (1997) 419-435 , [HEP-PH/9701308].
- [64] H. Baer, J. Ferrandis, K. Melnikov, X. Tata: *Relating bottom quark mass in $d\bar{r}$ -bar and $m\bar{s}$ -bar regularisation schemes*,
PHYS. REV. D66(2002) 074007 [HEP-PH/0207126].
- [65] Y. Nir: *CP Violation*,
HEP-PH/0109090.
- [66] G. Hinshaw et al:
ASTROPHYS. J. SUPP. 148,135 (2003).
- [67] T. Lari: *SUSY studies with ATLAS: hadronic signatures and focus point*,
CZECH. J. PHYS. 55 (2005), SUPPL. A.
- [68] M. Veltman: *Reflections on the Higgs System*,
ACADEMIC TRAINING PROGRAMME OF CERN 1996-1997.

RINGRAZIAMENTI

Arriva per tutti il momento di laurearsi e quindi il momento di scrivere i ringraziamenti e quindi il momento di pensare a tutte le persone che hai conosciuto (e non) e che hanno assunto, volenti o nolenti, una importanza inizialmente non immaginabile nella tua vita.

Ringrazio innanzitutto il prof. Ragusa ed il dott. Tommaso Lari che mi hanno proposto questa tesi e che ne hanno permesso la realizzazione seguendomi passo passo e dimostrandomi ancora una volta che la fisica è bella. Ringrazio anche tutte le altre persone che ho conosciuto a Ginevra ed al quarto piano, in particolare la dott.ssa Troncon, il dott. Andreazza e la dott.ssa Chiara Meroni.

Tra i professori che ho incontrato in questi anni, sono grato in particolare a Prelz (anche se ho abbandonato subito C per C++), Vignati, Menasce, Reatto (ed i suoi lucidi...), Lanz

(per avermi dato la lode in Teorica...), Camin, Forte (sperando che in commissione non vada come all'esame...), Ragusa & Mandelli (per Particelle: Fisica I è stato veramente pesante!).

Non si può però dimenticare che la fisica è difficile e l'uomo in mezzo alle difficoltà si perde subito, se non incontra qualcuno con cui condividere tutti i giorni una passione: a questo sono serviti i caffè con Caggio e le molte domande a Diego per tutto il primo anno. A proposito di domande, come non citare P. Bolzoni et Al., l'uomo che sa tutto? Memorabile poi la spiegazione di Mario della giunzione p-n. Aggiungo che un peso notevole nella scelta dell'indirizzo di particelle l'ha avuto l'amicizia con la Mari.

Sulla scia di queste persone, voglio ringraziare tutti quelli con cui ho condiviso lo studio degli svariati esami. Partendo dall'inizio cito la Francy, (che ho avuto modo di salutare negli ultimi tempi grazie a

Google): devo dire che, tutto considerato, studiare insieme è stato bello e divertente per noi e per gli altri. Magari ce ne fossero oggi di coppie di studio così... Ringrazio Ninja per avermi fatto studiare l'ultimo compito di Geometria in circa 5 ore e Jack per aver dilatato a circa 5 mesi l'esame di programmazione II di una intera classe di matricole (scherzo! non è stata certo colpa tua!).

Ricordo con piacere la tirata di Struttura (2 mesi e mezzo!) con Chapeau, anche se per lui è stata più lunga e meno piacevole.

Ringrazio Yoyo per non avermi lasciato solo ad Elettronica e la Betta Chierici per avermi fatto ripetere Nucleare.

Per l'ultimo esame è stato fondamentale lo strappo iniziale dato con la Cate e, per la seconda parte, l'aiuto della Lidia e di Delo: di lui mi stupisce sempre che, anche se non sa la risposta, non ha paura di pensarci!

Infine ringrazio Alida [15] per il supporto che ha fornito nella comprensione

della parte di astrofisica e cosmologia di questa tesi. La ringrazio anche per la compagnia degli ultimi tempi e perché è bionda: una bionda fa sempre piacere!

A proposito di bionde, come non parlare della Maria, la donna coi criceti da corsa? Non si può dire che sei stata una amicizia costante tutti i giorni di questi anni, ma le volte che ti ho cercato c'eri (soprattutto in questi ultimi giorni!). Grazie!

Voglio ricordare ora anche gli altri che hanno iniziato insieme a me questa avventura: oltre ai tre già citati, la Betta, Ave, Moscato ed il Parra, la Chiara, Chicco e Fava (ma per loro c'è spazio anche dopo!).

Come avrete capito sin dai paragrafi precedenti, chi arriva a Fisica non può ignorare che lì trova un popolo. Le prime persone di questo popolo che mi sono trovato davanti sono stati Nicola e Caggio, che un giorno (mentre "studenti" nel corridoio davanti alla CUSL con un tale Fava) sono venuti a chiedermi di approfondire l'amicizia con loro. Lì ho detto sì e, grazie a Dio, a questa amicizia sono rimasto fedele fino ad ora, no-

nostante nel tempo siano cambiate quasi tutte le facce che si incontrano in dipartimento!

Negli anni la fedeltà alla proposta di allora ha voluto dire inizialmente seguire Fava, Jack e Ninja in giro per tutta la Lombardia e oltre (ringrazio a proposito la Mari, che ha detto che tentava di essere qui oggi) e riconoscere la preferenza per una certa Cristina (che con Fisica centra poco) che mi ha accompagnato fino a pochi mesi fa. Intanto nascevano via via i rapporti che ancora oggi segnano la mia vita: prima Mario Salerno, Maria Elena e Don Beppe e poi Emilio, Marta, Ben e Chicco, fino ad arrivare alla Vale Matricola. Potrei raccontare mille indizi del loro volermi bene, ma sono sicuro che capiscono anche senza leggerli qui.

Questi nomi introducono anche tre grandissime esperienze di questi anni: l'appa, i politici ed il viaggio in the USA.

Partiamo dagli USA: è capitato quasi a caso (la vita è sempre imprevedibile) su invito del prof. Palombo e con il supporto di Alfio, ma è lì che mi è stata ridestata una freschezza che avevo quasi dimenticato. Partecipi di questa av-

ventura sono stati Chiara, Mario ed Anna e Moto, che ho modo di vedere quando voglio in Italia (la Chiara per poco ancora, finché non raggiungerà Mere in mezzo ai cactus...).

In California sono rimasti (ad aspettarmi?) mio zio Bruno, Kristi ed il resto della famiglia, ma anche Matt (non so se verrò alla tua festa di laurea) e Damian.

Per quanto riguarda l'appa ho già detto di Ben e Chicco. L'apparato digerente ringrazia l'arrosto di lonza ripieno di salsiccia di Chapeau, nonché i salumi del piccolo Bòcchi (e anche MaRia ChiaRa, sua sorella, per aver spalmato il cioccolato sui baci di dama), e non può dimenticare il whisky offerto da Pier quando ha trovato la morosa. A completare la formazione mancano Pippo l'informatico pazzo, Martino e Africa (che è evidentemente il peggiore). Indietro nel tempo meritano una citazione Angelo, Rover ed Emilio, Drugo e Ivan, Comazzi e Lozzo(?), Napo e Jackie. (Tralasciamo il Vampiro!) Ospiti d'onore degli ultimi tempi sono Vic Mackey e David Aceveda.

I politici. Partiamo dal

passato: grazie Mario, grazie Mari e grazie Ben per avermi fatto iniziare e continuare. Piano piano l'interesse debolmente intravisto è diventato un impegno sempre più pressante e sempre più soddisfacente, nonostante i momenti di apparente tabula rasa. Ringrazio Jack e la Miri (se per me ha nevicato...) per i due anni di responsabilità condivisa sul CDF e ringrazio tutti quelli dell'ultima formazione in Facoltà ed in particolare a Fisica: Banzo, Vale, Alida, Lidia, Carmen e Marmo(?).

Il grazie per Carmen va oltre il lavoro dei politici ed è innanzitutto per una amicizia che misteriosamente e fuori da qualsiasi schema ha accompagnato questi anni.

Banzo lo ringrazio per essersi finalmente preso a cuore a questo lavoro e per il sostegno nel mese di Dicembre.

La Vale perché è talmente mia amica che non teme di contraddirmi (e talvolta ha ragione).

Un discorso particolare merita il CLDS, che mi ha permesso di diventare veramente amico di Lollo, di Moro e della Vale, oltre che di perdere le elezioni universitarie (ma solo per un soffio!): dite che è poco?

Rileggendo questi ringraziamenti e ripensando a tutta questa storia è evidente una cosa: che non è a caso! Bisogna riconoscerlo e ringraziare don Giuss che ha generato tutto questo e molto di più. Chiedo a don Giuss di ringraziare a sua volta di persona, e da parte di tutti noi, Colui che lo ha scelto per dettare il metodo con cui Egli si fa presente oggi nelle nostre vite!

Per me "molto di più" significa innanzitutto la storia dei miei genitori, della mia famiglia e dei miei primi amici di Brescia: Marco, Matteo, Filippo (che non è molto di BS) e Maddalena dovrebbero, o vorrebbero, essere qui. E' grazie a loro se ho potuto ri-conoscere il fascino dell'amicizia che mi è venuta incontro a Fisica!

Della mia famiglia ringrazio papà perché mi sento stimato e trattato da uomo. Ringrazio la mamma per la tenerezza (e la pasta fresca, che in parte coincidono) e perché è sempre pronta a rinunciare a vedermi e non smette mai di lavorare per me. Ringrazio Titti per avermi fatto notare (all'età di 5 anni e mezzo) che in figura 4.5 "i numeri non sono in ordine... anzi no, vanno di dieci in dieci"

(forse ha capito di questa tesi più di quanto capiranno alcuni di voi...), e perché quando sono a casa mi viene sempre a svegliare con una carezza. Infine ringrazio Lorenzo (detto inespiegabilmente SK) perché è anche un amico e mi porta sempre in giro a BS.

Già che sono qui saluto la Silvia di Brescia, che in realtà sta a Milano e che ho conosciuto a Parigi andando a trovare la Mari che è di San Pellegrino e attualmente risiede a NY (anche questo intreccio non può essere a caso!). Da NY torniamo a Milano per salutare gli amici della Mari (ormai anche miei, chi più chi meno), che ho imparato ad apprezzare: innanzitutto la Gio (quando la prossima brioche?), Cheba, la Machi ma anche la Ire e Pinki.

Di quell'anno, voglio salutare Bonzo (dove sei finito le ultime settimane?), la Sofia, Polpo, Putty, il Frasa ed Enzo.

E' il turno delle matricole e dirò tutti nomi che mi ricordo (sono bravissimo): Lucia (quella degli sbalzi d'umore e del cioccolato), Silvia (quella intelligente ma ignorante perché ha fatto il linguistico), Giulia (detta Ciubecca? perché?),

Chiara, Marta, Ando, Franci (una menzione particolare perché ha cucinato per me e Paolina dopo uno degli ultimi durissimi giorni di scrittura). Ce ne sono altre? Ci sono degli uomini? Ah, quasi dimenticavo la donna delle gaffe, ne ha una per ogni occasione, signori e signore ecco a voi la Frabbo! Mi raccomando non fatela parlare né con i miei nonni né con gli zii (che per inciso ringrazio di essere venuti a sentirmi e a festeggiare con i miei amici) prima che combini disastri.

Prima tornare agli altri anni, voglio dedicare due righe all'appa Grossich, che negli anni mi ha ospitato in diverse occasioni. Grazie alla Paolina per la condivisione di tensione delle ultime settimane e ad Anna per una cena che in realtà non ho mai fatto. Giulia non mi sovviene per cosa ringraziarla e quindi la saluto e basta. Delle altre ne ho già parlato.

Ho quasi finito e spero di non lasciar indietro nessuno. Il terzo anno: ringrazio Carlo Motta perché almeno lui di quell'anno studia e la Maddi perché quando

la vedo a messa alle 8 tutte le mattine, capisco che posso farcela ad andare anche la mattina dopo! Grazie alla Franci per il passaggio di venerdì scorso, a Ghimli per le interminabili diatribe sui computer e per avermi portato i panni puliti da BS e ad Asta perché farà suonare i CCR e i Rolling Stones stasera.

Del quarto anno non posso scordare Stea o dell'ottimismo, Cula con la sua posata passione per la fisica e specialmente la Cristina, perché è sempre gentile e disponibile.

Infine il quinto anno: un grazie al capo Ivan soprattutto per la pacatezza e la delicatezza. In realtà la tua decisione è veramente incredibile: è raro vedere qualcuno così attaccato a Qualcuno!

Già che ho inaugurato una vena polemica con Ivan, mi sovviene la Chiaretta, e quindi anche nonno Mules (e quindi anche 2, 3 e 4). Manca da ringraziare la Perelli (che è finita inspiegabilmente lontana dalle altre bionde) per la camera singola (vero!) e per lo scippo del posto macchina (polemica!) all'ultima vacanza studio. Tanto la

macchina da cui mi hanno scippato si è schiantata e quindi meglio così...

Per ultimi (così si abitua, visto i corsi di indirizzo) ho lasciato il trio della teorica Mario, Gino e Drugo. Drugo non l'ho testato, ma gli altri due sono caduti miseramente alle mie domande sulla rinormalizzabilità delle teorie di gauge non abeliane...

Adesso che pensavo di aver finito mi vengono in mente mille altre persone tra cui quelli con cui ho fatto le ultime vacanze (Catta, Melo, Taborro, Cristina...) e quelli dei frizzi (Buzz etc...), ma sono le 2:30 di notte, per cui staccherò ed andrò a letto.

A partire da dopo l'abbuffet della laurea inizierà un nuovo capitolo della mia vita: sono certo che sarà ancora più appassionante dei precedenti e soprattutto che non verrà meno la compagnia che ha guidato fino ad oggi la mia vita verso il Destino.

Simone