



UNIVERSITA' DEGLI STUDI
DI MILANO

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

RICERCHE DI SUPERSIMMETRIA CON IL RIVELATORE ATLAS

Relatore: Prof. Francesco RAGUSA

Correlatore: Dott. Attilio ANDREAZZA

Relatore esterno: Dott. Tommaso LARI

Tesi di Laurea di:

Massimiliano USLENGHI

Matr. n. 686783

Codice P.A.C.S.: 14.80.-j

Anno Accademico 2006-2007



Ai miei amatissimi genitori

Indice

1	Introduzione teorica	11
1.1	Il Modello Standard	11
1.1.1	I fermioni	12
1.1.2	Simmetrie di gauge e bosoni vettori	14
1.1.3	L'origine delle masse: il bosone di Higgs	15
1.1.4	Le teorie di Grande Unificazione: GUT	19
1.1.5	Limiti di validità del Modello Standard	20
1.2	La fisica del top	24
1.2.1	Produzione	27
1.2.2	Decadimento	29
1.2.3	Proprietà	34
1.3	La supersimmetria	51
1.3.1	Validità della supersimmetria	54
1.3.2	Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale	59
1.3.3	Il modello mSUGRA	67
1.3.4	Ricerche sperimentali di supersimmetria	69
1.4	Cosmologia	74
1.4.1	Il problema della materia oscura	74
1.4.2	Ricerche dirette	76
1.4.3	L'esperimento WMAP	78
1.4.4	Bariogenesi	79
1.5	Lo stop leggero	83
1.5.1	La bariogenesi elettrodebole	83
1.5.2	Benchmark points: lo stop	91
1.5.3	Massa	95
2	L'esperimento ATLAS	97
2.1	Il CERN e LHC	97
2.1.1	CMS & ATLAS	101
2.1.2	LHCb	102
2.1.3	ALICE	102

2.1.4	TOTEM	102
2.2	Il programma di ricerca ad ATLAS	103
2.2.1	Fisica del Modello Standard	103
2.2.2	Oltre il Modello Standard	106
2.3	Descrizione del rivelatore di ATLAS	111
2.3.1	Inner detector	111
2.3.2	Calorimetro	115
2.3.3	Magneti	117
2.3.4	Camera a muoni	117
2.3.5	Acquisizione e trattamento dei dati	118
3	Il software dell'analisi	123
3.1	Generazione degli eventi	124
3.2	Simulazione dettagliata della risposta del rivelatore	125
3.2.1	GEANT4	125
3.2.2	Digitizzazione	127
3.3	Ricostruzione completa	128
3.3.1	E_T^{MISS}	129
3.3.2	b -tagging	130
3.4	Simulazione veloce	133
4	Fast simulation	137
4.1	Analogie con il top	137
4.2	I tagli	142
4.3	Distribuzioni di massa invariante	147
4.4	La sottrazione del fondo	151
4.4.1	Il primo campione di top	152
4.4.2	Il secondo campione di top	157
4.4.3	Ulteriori campioni	160
4.4.4	L'analisi "cut"	168
4.4.5	L'analisi "4"	176
4.5	Conclusioni	184
5	Full simulation	191
5.1	Identificazione di particelle	191
5.1.1	I leptoni	192
5.1.2	I getti	194
5.2	L'analisi normale	196
5.2.1	I tagli	197
5.2.2	Distribuzioni di massa invariante	203
5.2.3	La sottrazione del fondo	207

<i>INDICE</i>	7
5.3 L'analisi cut	216
5.4 L'analisi 4	220
5.5 Conclusioni	226
6 Conclusioni	229

RICERCHE DI SUPERSIMMETRIA CON IL RIVELATORE ATLAS

Massimiliano Uslenghi, matricola: 686783

RIASSUNTO

L'obiettivo di questa tesi è la ricerca di segnali riconducibili al decadimento di coppie di light stop ed antistop $\tilde{t}_1\tilde{\bar{t}}_1$ (ipotetiche particelle previste dalle teorie supersimmetriche) grazie ad una tecnica in grado di separarli dal fondo predominante del Modello Standard, costituito principalmente da coppie di top antitop $t\bar{t}$. Lo studio di questa tecnica è effettuato mediante la simulazione al calcolatore delle risposte del rivelatore ATLAS ad LHC.

La supersimmetria nasce negli anni '70 come costruzione teorica che permetta di estendere il Modello Standard (MS) ad energie superiori alla scala elettrodebole, in un modo compatibile con le teorie di grande unificazione (GUT) delle interazioni fondamentali (forte, elettrodebole e gravitazionale).

La novità principale attorno a cui ruota la teoria è l'introduzione di una nuova simmetria che associa ad ogni bosone (fermione) fondamentale del Modello Standard un super-partner fermionico (bosonico), formando così dei super-multipletti.

Poiché finora non sono ancora stati trovati segnali riconducibili alla produzione ed al decadimento di particelle supersimmetriche, dobbiamo supporre una rottura della simmetria ad energie maggiori di quelle fino ad oggi esplorate con masse molto differenti tra i partner dello stesso multipletto. L'ipotesi più probabile è che le masse delle particelle supersimmetriche siano dell'ordine del TeV.

Inoltre, imponendo la conservazione di un nuovo numero quantico detto R-parità (che vale +1 per le particelle del MS e -1 per quelle supersimmetriche) in produzioni e decadimenti, si giunge alla conclusione che la particella supersimmetrica più leggera (LSP) è stabile. In molti modelli, questa è il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, particella elettricamente neutra, con spin $\frac{1}{2}$ e debolmente interagente con la materia: tali caratteristiche la rendono un ottimo candidato per costituire la materia oscura dell'universo.

La materia oscura e l'asimmetria osservata tra materia ed antimateria sono due tra i fenomeni non spiegabili all'interno del MS. In particolare, l'entità dell'asimmetria barionica non può essere generata dalle troppo esigue

fonti di violazione di CP contenute nella matrice CKM. Il problema può essere risolto, però, nell'ambito della teoria supersimmetrica e, specialmente, in quello dell'estensione supersimmetrica minimale del MS (MSSM): alcuni modelli assumono che l'asimmetria barionica sia generata dalla bariogenesi elettrodebole. Nella sua forma minimale tale assunzione porta ad un quark top scalare leggero (light stop) con massa $100 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{t}_1} \leq m_t$. La scoperta del light stop ad LHC fornirebbe un'importante conferma sperimentale di un modello che, grazie anche alle maggiori fonti di violazione di CP rispetto al MS, riesce a spiegare simultaneamente la presenza di materia oscura e dell'asimmetria materia-antimateria osservata nell'universo. Inoltre, l'evidenza della presenza di uno stop relativamente leggero permetterebbe la costruzione di un modello naturale in cui lo stop stesso può cancellare in modo efficace le correzioni radiative alla massa dell'Higgs dovute al quark top.

Nello regione dello spazio dei parametri da me studiata il light stop ha una massa di 137 GeV e decade mediante il processo $\tilde{t}_1 \rightarrow W^* b \tilde{\chi}_1^0$ (dove W^* rappresenta un W virtuale). La difficoltà della sua rivelazione ed identificazione risiede nell'estrema somiglianza tra i suoi prodotti di decadimento e quelli del top ($t \rightarrow Wb$). Nella mia tesi ho studiato il canale semileptonico di decadimento di $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$, più facile da rivelare grazie alla presenza di un leptone ad alto momento trasverso.

Dopo l'applicazione di tagli analoghi a quelli di un'analisi di top (data l'analogia tra i due decadimenti), ho studiato la distribuzione delle masse invarianti per entrambe le gambe del decadimento (quella leptonica e quella adronica). La richiesta di massa invariante minima dovrebbe permettermi di considerare i corretti accoppiamenti tra i getti finali registrati ed i quark prodotti dal decadimento studiato; il b -tagging, inoltre, facilita tale compito, riducendo il numero totale di possibili combinazioni getto-quark. Le distribuzioni ottenute consentono di avere un eccesso significativo di eventi di segnale anche con meno di un anno di presa dati di LHC alla luminosità iniziale nominale e di misurarne i massimi cinematici che forniscono relazioni tra le masse delle particelle SUSY; tuttavia, poiché l'isolamento del segnale dipende in modo critico dalla conoscenza della forma delle distribuzioni del fondo $t\bar{t}$, ho sviluppato una tecnica per misurare quest'ultimo dai dati: la tecnica di "sottrazione del fondo". Applicando separatamente su ciascuna delle due gambe del decadimento dei tagli stringenti, riesco a selezionare nell'altra gamba due campioni di puri top caratterizzati da un minimo contributo di stop. L'assunzione su cui si basa tale procedimento è che i tagli su una gamba non influiscano sulle distribuzioni di massa invariante ottenute dall'altra che vengono usate per misurare la forma della distribuzione del fondo. Dopo aver riscaldato i campioni di top per ottenere un numero di

eventi analogo a quello precedente i tagli stringenti, li sottraggo alla totalità degli eventi che avevano superato i tagli iniziali: gli eventi rimasti dovrebbero costituire il segnale supersimmetrico di stop. Il confronto con gli eventi di segnale simulati mi permette di valutare la bontà del metodo. Ho applicato tale tecnica sia ai dati ottenuti mediante simulazione veloce che a quelli ottenuti mediante simulazione dettagliata, studiando in quest'ultimo caso anche le efficienze di trigger; in entrambi i casi la sottrazione del fondo è afflitta da un errore sistematico legato alla differenza di forma tra la distribuzione del segnale e quella ottenuta dalla tecnica di sottrazione del fondo.

Nonostante questo errore sarebbe possibile comunque estrarre il segnale considerato con una statistica moderata, corrispondente a meno di un anno di presa dati alla luminosità iniziale nominale della macchina. Tale analisi è quindi una via molto promettente per la scoperta di fisica oltre il MS.

Capitolo 1

Introduzione teorica

1.1 Il Modello Standard

Alla fine degli anni '70 i dati sperimentali disponibili permettevano l'individuazione di un gran numero di particelle, elementari e non, interagenti tra di loro mediante quattro forze fondamentali: elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale. La costruzione della teoria oggi nota come Modello Standard (MS) [1] [2] permise una descrizione unitaria ed organica di tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione forte, l'interazione debole e quella elettromagnetica. Nello stesso tempo si determinarono due classi di particelle fondamentali, cioè senza struttura interna, costituenti la materia: i *quarks*, che interagiscono secondo tutte le forze conosciute, ed i *leptoni*, che, invece, non hanno interazione forte.

Questo modello tralascia quindi gli effetti dovuti alla forza di gravità poiché, alla scala di energia a cui il Modello Standard è stato studiato, i suoi effetti sono completamente trascurabili rispetto a quelli delle altre tre forze. La descrizione delle tre interazioni comprese nel Modello Standard è realizzata mediante teorie di gauge locali che prevedono la presenza di campi di gauge bosonici (massivi e non) come mediatori delle stesse. Per il campo gravitazionale, invece, nessuna descrizione universalmente accettata di questo tipo è stata proposta.

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 i doppietti costituiti da particelle di elicità

definita (*left handed*, sinistrorsa) ed è caratterizzata da tre bosoni vettoriali intermedi W^+ , W^- e W^0 ; il terzo gruppo di simmetria ($U(1)_Y$) è legato all'ipercarica Y di ciascuna particella ed è mediato dal bosone vettore B . In realtà in natura non si osserva l'interazione basata sull'ipercarica: i bosoni B e W^0 appaiono sempre “mescolati” dando vita al *fotone* (γ , mediatore dell'interazione elettromagnetica) ed allo Z^0 . È interessante notare come, per il fatto che la simmetria fondamentale è costituita dal prodotto diretto di simmetrie minori, il Modello Standard non preveda alcun tipo di unificazione fisica tra le tre interazioni fondamentali, pur dandone una descrizione unitaria.

L'ultimo protagonista del modello è il *bosone di Higgs*, un doppietto complesso di campi scalari. La simmetria globale del Modello Standard non permette infatti che le particelle abbiano massa: per spiegare la realtà è necessario, perciò, introdurre il campo di Higgs che, interagendo con le particelle del Modello Standard, consente loro di acquisire la massa osservata, secondo il processo noto come *rottura spontanea di simmetria elettrodebole*.

1.1.1 I fermioni

Secondo il MS i componenti fondamentali della materia sono i *fermioni*, particelle ritenute elementari (cioè prive di struttura interna) di spin $\frac{1}{2}$. Questi si suddividono in tre generazioni di quarks e tre di leptoni. Siccome il gruppo $SU(2)_L$ riguarda solo le particelle con elicità *left* (sinistrorse), il MS risulta chirale cioè non rispetta la simmetria destra-sinistra (R-L). Perciò, i fermioni destrorsi possiedono numeri quantici diversi da quelli sinistrorsi rispetto alla simmetria globale G_{MS} .

Possiamo quindi classificare i fermioni come mostrato in tabella 1.1 in:

- **Leptoni:** si suddividono in tre doppietti sinistrorsi di isospin debole $L_{\alpha L}$ (con $\alpha = 1, 2, 3$, indicante le tre diverse generazioni fermioniche) costituiti da un leptone carico negativamente (elettrone, muone e tau rispettivamente) e dal corrispondente neutrino, ed in tre singoletti destrorsi $L_{\alpha R}$ costituiti dai soli leptoni carichi delle tre generazioni; non esistono, invece, neutrini di elicità destrorsa¹. Tutti i leptoni sono sen-

¹Già dal 1998, però, si hanno evidenze di oscillazioni neutriniche: questo significa che i neutrini hanno una massa non nulla. Le prime prove sperimentali sono frutto della collaborazione SuperKamiokande [3] che ha provato l'oscillazione dei neutrini atmosferici, dimostrando che il numero di neutrini elettronici e muonici provenienti dall'interazione della radiazione cosmica con l'atmosfera rilevava una mancanza dei secondi. La dipendenza del flusso dei neutrini dalla loro energia e direzione dà un'ulteriore conferma dell'ipotesi che i neutrini muonici atmosferici oscillino in una specie di neutrini non rivelata (presu-

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: Classificazione dei fermioni secondo il Modello Standard dell'interazione elettrodebole, suddivisi nelle tre generazioni. Solo le componenti left-handed sono raccolte in doppietti e rispettano la simmetria $SU(2)_L$. I quarks di carica $-\frac{1}{3}$ non sono gli stati fisici (autostati di massa: d , s e b), ma un mixing di questi secondo la matrice CKM.

sibili all'interazione debole, ma non a quella forte, mentre solo quelli carichi risentono dell'interazione elettromagnetica.

- **Quarks:** si suddividono 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) ed in sei singoletti destrorsi $Q_{\alpha R}^i$ (uno per ogni quark). I quarks 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. Oltre al numero quantico di *sapore*, che permette di suddividerli in sei tipi diversi (u , d , c , s , t e b come rappresentato nella tabella 1.1), i quarks possiedono anche una carica di *colore*. Ogni quark compare così in tre versioni o colori degeneri tra loro in massa:

mibilmente tau). Il flusso troppo basso di neutrini elettronici solari è conosciuto da molto più tempo; la conferma che tale mancanza è effettivamente dovuta ad oscillazione è venuta però da SNO solo alcuni anni fa, grazie alla misura contemporanea del flusso di neutrini elettronici e di neutrini di tutti e tre i tipi. Ulteriori conferme si sono poi avute con antineutrini da reattore e fasci di neutrini prodotti dagli acceleratori. Le implicazioni di tale importante scoperta sono ancora oggetto di ricerche teoriche e sperimentali. In questa tesi assumerò comunque che i neutrini siano privi di massa e che esista solo la componente left-handed.

r (rosso), b (blu) e g (verde). A causa delle caratteristiche dell'interazione forte che permette l'esistenza fisica solo di stati privi di colore, i quarks sono confinati in stati legati; i quarks liberi (colorati), invece, sono impossibili da osservare. Gli autostati di massa dei quarks di carica $-\frac{1}{3}$ non sono gli autostati che compaiono nei doppietti definiti dalla simmetria elettrodebole; quest'ultimi, rappresentati dalle seconde componenti dei doppietti (e dai corrispondenti singoletti right-handed) sono un mixing degli autostati di massa d , s e b con coefficienti dati dalla matrice unitaria CKM [4] (dai nomi dei fisici Cabibbo, Kobayashi e Maskawa).

Possiamo ritrovare la carica elettrica di ciascun fermione tramite la formula di Gell-Mann e Nishijima:

$$Q = I_{3L} + \frac{Y}{2}$$

dove Y è il numero quantico di ipercarica e I_{3L} quello della terza componente dell'isospin debole.

A ciascun fermione corrisponde un antifermione, caratterizzato da numeri quantici e cariche opposte.

1.1.2 Simmetrie di gauge e bosoni vettori

Nel MS le forze sono descritte tramite teorie di gauge locali [5] [6]: possiamo ricavare l'interazione tra i fermioni imponendo che la lagrangiana che li descrive sia invariante sotto ciascuno dei gruppi di simmetria contenuti in (1.1). Tale lagrangiana, interpretata alla luce della teoria quantistica dei campi, risulta contenere, oltre alla descrizione dei fermioni costituenti la materia, anche quella dei bosoni vettori di spin-parità $J^P = 1^-$ che costituiscono i quanti dell'interazione associata ad ogni gruppo.

A seconda del tipo di interazione mediata, possiamo classificare i bosoni di gauge in:

- **Gluoni** G_μ^a : sono i mediatori dell'interazione forte, allo stesso modo in cui i fotoni mediano quella elettromagnetica. I gluoni rispettano la simmetria di gauge di colore $SU(3)_C$ e sono senza massa; sono dotati di carica di colore (come i quarks) e costituiscono un ottetto di colore, esistendo 8 diversi gluoni di differente carica di colore non nulla. Tale caratteristica permette l'interazione tra loro stessi oltre che con i quarks. Questa è la principale differenza con i fotoni, che, invece, non possiedono carica elettrica e, quindi, non interagiscono tra loro.

- **Bosoni vettori** W_μ^j e B_μ : sono i 4 mediatori dell'interazione elettrodebole e rispettano rispettivamente alle simmetrie di gauge $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$; due di loro (W_μ^1 e W_μ^2) sono elettricamente carichi, mentre gli altri due (W_μ^3 e B_μ) sono neutri. Prima della rottura spontanea di simmetria elettrodebole (vedi paragrafo 1.1.3), tutti e quattro sono privi di massa. Gli stati fisici osservabili prevedono un mixing tra i due bosoni neutri W_μ^3 e B_μ secondo un parametro che è il seno dell'angolo di Weinberg $\sin\theta_W$: in questo modo, si definiscono il fotone γ_μ , mediatore dell'interazione elettromagnetica, e lo Z_μ^0 , mediatore neutro dell'interazione debole.

1.1.3 L'origine delle masse: il bosone di Higgs

Rivolgiamo ora la nostra attenzione al meccanismo attraverso il quale le particelle del MS acquistano massa. L'origine delle masse è un argomento molto importante ed aperto, sia perché è l'unico settore della teoria che ancora manca di riscontri sperimentali diretti (il bosone di Higgs non è mai stato rivelato) sia perché ad esso sono legati molti dei limiti del MS 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:

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

perché sarebbero evidentemente non gauge-invarianti sotto $SU(2)_L$. Un problema analogo si presenta anche per i bosoni vettori che non possono avere termini di massa espliciti per preservare la rinormalizzabilità della teoria. Per spiegare le masse di tutte le particelle rivelate, è necessario introdurre un meccanismo alternativo.

Tale meccanismo prevede l'esistenza di un doppietto di campi scalari complessi (doppietto di Higgs):

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

con ϕ_i campi reali. La massa dei bosoni W_μ^j e B_μ ha origine dal *meccanismo di Higgs di rottura spontanea della simmetria elettrodebole* $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [5], mentre quella dei fermioni deriva dall'*accoppiamento di tipo Yukawa* di questo doppietto con i fermioni stessi.

Il termine della lagrangiana del Modello Standard elettrodebole contenente il termine cinetico del campo scalare di Higgs ed il suo accoppiamento con W_μ^j e B_μ è:

$$L = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.2)$$

in cui compaiono la derivata covariante di ϕ

$$D_\mu\phi = \left(\partial_\mu - \frac{ig\sigma_j W_\mu^j}{2} - ig'Y B_\mu \right) \phi$$

(dove σ_j sono le matrici di Pauli, g e g' le costanti di accoppiamento di $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ rispettivamente, associate ai corrispondenti bosoni e l'ipercarica del campo di Higgs Y vale $1/2$) e il potenziale di Higgs

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda(\phi^\dagger\phi)^2}{2} \quad (1.3)$$

con il termine di autointerazione di tipo $\lambda\phi^4$. Se il parametro di 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 spontanea di simmetria si manifesta proprio nel fatto che la realtà fisica sceglie un ben preciso minimo tra quelli possibili (in teoria tutti equivalenti), fissando quindi una fase ben precisa nel piano complesso. In questo modo la simmetria G_{MS} è rotta e si riduce alla simmetria apparente $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$ con la conseguente desiderata acquisizione di massa dei bosoni vettori intermedi.

Risulta utile allora definire il valore di aspettazione di vuoto (vev) del campo di Higgs

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \approx 247 GeV \quad (1.4)$$

e sviluppare in serie perturbativa il campo di Higgs attorno a questo minimo. Possiamo così completare la serie di tre parametri contenuti nel MS descriventi le interazioni:

1. g , costante di $SU(2)_L$
2. g' , costante di $U(1)_Y$
3. v , valore di aspettazione di vuoto del campo di Higgs

Spesso g e g' compaiono nelle due combinazioni:

$$\frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos \theta_W \quad \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \sin \theta_W \quad (1.5)$$

dove si è introdotta come quantità ausiliaria θ_W , l'angolo di Weinberg ($\sin^2 \theta_W \sim 0.231$ [7]). Tutte le osservabili sono definite in base a questi tre parametri: grazie a loro, possiamo, ad esempio, scrivere le relazioni che definiscono due importanti costanti della lagrangiana: la *costante di Fermi*

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}$$

e la *carica dell'elettrone*

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

collegata alla *costante di struttura fine* tramite la relazione

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

Dal modello di Glashow-Weinberg-Salam deduciamo i mixing tra i bosoni W_μ^j e B_μ per formare i due bosoni vettori carichi W_μ^\pm ed i due neutri Z_μ^0 e γ_μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)}{\sqrt{2}}$$

$$Z_\mu^0 = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu$$

$$\gamma_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3$$

Per ottenere le masse, consideriamo il valor medio del campo di Higgs al minimo del potenziale $V(\phi)$; come già detto, questo minimo non è unico: facciamo, però, una scelta particolare e che appare corretta del tipo:

$$\langle \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 \rangle = \langle \phi_4 \rangle = 0$$

$$\langle \phi_3 \rangle = v$$

Con questa scelta e grazie all'invarianza di gauge ed al meccanismo di Higgs, i campi ϕ_1, ϕ_2 e ϕ_4 forniscono massa a tre bosoni di gauge, mentre le fluttuazioni di ϕ_3 attorno al suo valor medio v corrispondono proprio al bosone di Higgs fisico. Ecco allora che il campo ϕ assume un valore di aspettazione di vuoto (vev) della forma

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Sostituendo nel termine di lagrangiana (1.2), compaiono gli anelati termini di massa per i bosoni W_μ e Z_μ^0 , ma non per il fotone γ_μ :

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{gv}{2} \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Al primo ordine dello sviluppo perturbativo, la massa del bosone di Higgs risulta essere:

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda}v$$

Il meccanismo che dà luogo alle masse dei fermioni è analogo: basta considerare il termine di lagrangiana che descrive l'accoppiamento di tipo Yukawa del campo di Higgs con i fermioni:

$$L = -G_f \bar{L} \cdot \phi R + h.c.$$

dove gli indici di \bar{L} e ϕ sono contratti e G_f è una nuova costante d'accoppiamento adimensionale caratteristica del fermione considerato. Sostituendovi il vev (1.6) del campo ϕ troviamo i termini di massa per i fermioni:

$$m_f = \frac{G_f v}{\sqrt{2}}$$

Il Modello Standard risulta allora dipendere da ben 19 parametri arbitrari:

- le 3 costanti di accoppiamento g , g' (o $\sin \theta_W$) e g_s , 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: v (o m_H , o μ^2) e λ ;
- i 3 angoli di mixing della matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) e la fase complessa che parametrizza la violazione di CP nel MS;
- il parametro θ_{QCD} di violazione di CP nella lagrangiana gluonica dell'interazione forte.

1.1.4 Le teorie di Grande Unificazione: GUT

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

L'ipotesi, quindi, alla base della teoria di Grande Unificazione (GUT) è che la simmetria di gauge aumenti con l'energia. Il punto cruciale risiede nel fatto che le costanti d'accoppiamento non sono affatto costanti, ma variano in funzione dell'energia alla quale vengono misurate:

$$\alpha_i = \alpha_i \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) = \alpha_i(\text{distanza})$$

Una conferma sperimentale della fondatezza dell'idea di unificazione proviene dai dati di LEP: estrapolando tramite le equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RGE) nell'ambito di alcuni modelli di estensione del MS 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, è emerso il corretto andamento asintotico per poter convergere ad uno stesso valore per energie dell'ordine di $10^{15\sim 16}$ GeV (vedi figura 1.1). Tale scala di energia viene designata come *scala di grande unificazione* Λ_{GUT} e per le tre costanti di accoppiamento vale:

$$\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3}\alpha_1 \equiv \alpha_{GUT}$$

dove le tre costanti d'accoppiamento sono definite come:

$$\alpha_1 = \frac{5g'^2}{34\pi} = \frac{5\alpha}{3\cos^2\theta_W}$$

$$\alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2\theta_W}$$

$$\alpha_3 = \frac{g_S^2}{4\pi}$$

dove g' , g e g_S sono le solite costanti d'accoppiamento di $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ e $SU(3)_C$, mentre α è la costante di struttura fine. $5/3$ è un fattore di normalizzazione.

I gruppi di gauge candidati per la descrizione unitaria delle forze sono molteplici: il più semplice ed il primo ad essere stato proposto (nel 1974 da

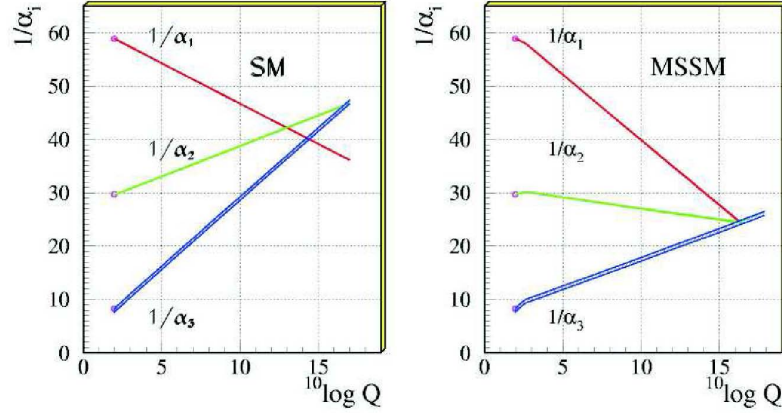


Figura 1.1: Evoluzione dell'inverso delle tre costanti d'accoppiamento al variare dell'energia nel Modello Standard (a sinistra) e nell'estensione supersimmetrica del MS (MSSM) (a destra). Solo nel secondo caso si ottiene l'unificazione voluta. Assumiamo che le particelle SUSY contribuiscano solo sopra la scala M_{SUSY} di circa 1 TeV, causando il cambiamento dell'inclinazione delle costanti d'accoppiamento [8].

Glashow e Georgi [9]) è $SU(5)$. La teoria ottenuta 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 [10].

Gli altri gruppi candidati più accreditati sono $SO(10)$ ed E_6 (ispirato alla teoria delle superstringhe): le loro previsioni sui dati sperimentali sono più o meno distanti da quelle di $SU(5)$ a seconda del modo di rompere la simmetria e di inserire il gruppo di gauge del MS. L'interesse per queste due generalizzazioni deriva dal fatto che entrambe prevedono l'esistenza di neutrini destrorsi e massivi (come pare necessario per spiegare le oscillazioni dei neutrini confermate dalle ricerche degli ultimi anni).

1.1.5 Limiti di validità del Modello Standard

La teoria elettrodebole del MS ha dato risultati molto soddisfacenti e precisi nel descrivere le evidenze sperimentali; l'evoluzione tecnologica degli ultimi decenni ha permesso di costruire acceleratori che raggiungono scale di energia sempre maggiori ed ottenere così un gran numero di osservazioni sperimentali precise per la verifica della validità e dell'autoconsistenza del MS; inoltre, ulteriori banchi di prova per il MS provengono dalle osservazioni in campo astrofisico e cosmologico. Anche se fino ad oggi non sono stati ottenuti risul-

tati non compatibili con le previsioni del MS, tuttavia ci sono dei problemi che rimangono insoluti nel Modello Standard e che suggeriscono la necessità di estendere questa teoria per descrivere nuovi fenomeni. Vediamo alcuni di questi problemi:

- *il problema della materia oscura* (vedi paragrafo 1.4.1): una delle teorie più accreditate spiega la sua presenza nell'universo ipotizzando l'esistenza di una particella neutra stabile molto massiva (almeno dell'ordine della massa della Z^0) che interagisca solo debolmente con la materia. Il MS non fornisce nessun candidato con queste caratteristiche (i neutrini, evidentemente, non sono abbastanza massivi);
- *l'asimmetria materia-antimateria* nell'universo che non risulta numericamente spiegata dalle troppo esigue fonti di violazione di CP del MS contenute nella matrice CKM;
- *la massa non nulla dei neutrini*, richiesta dall'evidenza sperimentale che essi compiono oscillazioni di sapore nella loro propagazione. Nel MS infatti non è possibile assegnare una massa ai neutrini tramite l'accoppiamento di Yukawa senza prevedere l'esistenza di neutrini destrorsi.

Accanto a questi aspetti della natura che non trovano una spiegazione nel MS, ci sono anche alcuni punti oscuri del modello che necessitano di una comprensione migliore per poter sviluppare una teoria più generale:

- *l'elevato numero di parametri liberi* (ben 19!) che rende la teoria dipendente da troppe variabili arbitrarie per pensare che si tratti di una teoria fondamentale; inoltre, la presenza di così tanti parametri da determinare ne riduce notevolmente il potere predittivo;
- *il problema delle costanti d'accoppiamento*: dal confronto contemporaneo di tutte le quantità osservabili misurate del MS con le previsioni teoriche (il cosiddetto "fit elettrodebole globale") emerge che le tre costanti d'accoppiamento fondamentali (della forza forte, debole ed elettromagnetica) non convergono ad un unico valore comune al crescere dell'energia, come invece previsto dalle teorie di Grande Unificazione (GUT) (vedi figura 1.1);
- la teoria del MS non giustifica in alcun modo perché debbano esistere proprio *tre* famiglie di leptoni e di quarks, né le *differenze di masse* tra le stesse;
- *il problema gerarchico* (vedi paragrafo successivo): nel calcolo delle correzioni radiative, la massa di Higgs tende ad assumere il valore della scala di energia più alta considerata.

Il problema gerarchico

Il problema gerarchico è probabilmente il motivo principale che ha spinto i fisici a cercare altre teorie che permettano l'estensione del MS ad energie superiori ed è per questo che lo trattiamo in modo più approfondito.

Come abbiamo già visto, uno dei parametri liberi che determinano il MS è μ^2 (o m_H o v). Tale parametro ha le dimensioni di un'energia. Come già osservato nel paragrafo 1.1.3, nel meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole è essenziale che il termine $\mu^2 = -v^2\lambda$ risulti negativo, così da assicurare la presenza di un "anello" di minimi nel piano complesso per il valore di aspettazione del campo di Higgs sul vuoto $|\phi| = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$. La massa del bosone di Higgs risulta perciò fissata a $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

Quanto detto è valido al tree-level. Ad ordini successivi dello sviluppo perturbativo, invece, la rinormalizzazione del parametro μ^2 riceve correzioni dai *loop* fermionici, da quelli bosonici e dalla sua autointerazione; detto allora μ_0^2 il suo valore non rinormalizzato e $\delta\mu^2$ la sua correzione, il parametro fisico risulta essere:

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \delta\mu^2 \quad (1.8)$$

La rinormalizzazione permette di riassorbire le divergenze ed ottenere in questo modo una teoria ben definita ed estendibile fino ad energia infinita per qualsiasi ordine dello sviluppo perturbativo. Il problema nasce quando non vogliamo considerare il MS una teoria valida anche a scale di energia infinita, ma vogliamo prendere in considerazione una nuova fenomenologia (ad esempio la GUT o l'unificazione con la forza gravitazionale) che si manifesti al di sopra di una certa soglia. In questo caso, gli integrali di loop diventano del tipo

$$\int^{\Lambda} d^4k f(k, \text{momenti esterni})$$

dove Λ non è un cut-off che tende all'infinito, ma la scala di energia a cui si manifesta la nuova fenomenologia fisica ($\Lambda_{GUT} \approx 10^{16}$ GeV o $\Lambda_{Planck} \approx 10^{19}$ GeV).

Calcolando le correzioni al primo ordine (un loop) al termine $\mu^2\phi^\dagger\phi$ del potenziale (1.3) della lagrangiana (1.2) del campo di Higgs, troviamo un contributo di autointerazione dei 4 bosoni del tipo

$$\delta\mu^2 \propto \lambda \int^{\Lambda} d^4k \frac{1}{k^2 - m_H^2}$$

che diverge quadraticamente e che assume un valore *positivo* dell'ordine di $\lambda\Lambda^2\phi^\dagger\phi$ [11]. Quando assumiamo $\Lambda \equiv \Lambda_{GUT}$ (o $\Lambda \equiv \Lambda_{Planck}$), la correzione a

μ diventa dell'ordine di 10^{16} (o 10^{19}) GeV e positiva! Questo risultato appare quantomeno sorprendente, visto che la relazione del MS

$$\mu = -v\sqrt{\lambda}$$

(con $v \approx 247$ GeV) porta a concludere che molto difficilmente $|\mu|$ possa assumere un valore molto maggiore di qualche centinaio di GeV. Una possibile via d'uscita potrebbe essere supporre un valore di λ molto maggiore dell'unità, ma non risulta percorribile in quanto non permetterebbe di trattare la teoria in regime perturbativo rendendola priva di strumenti di calcolo. Allora, l'unica soluzione all'interno del MS è ammettere che si realizzi un aggiustamento molto fine (*fine tuning*) tra μ_0^2 (negativo) e $\delta\mu^2$ (positivo) in (1.8) a tutti gli ordini perturbativi, così da ottenere per μ il previsto valore negativo dell'ordine di qualche centinaio di GeV (compatibile con la scala della rottura di simmetria elettrodebole). Tuttavia tale circostanza risulta oltremodo artificiosa, in quanto alla scala GUT richiederebbe un accordo su 28 decimali!

Incontriamo questo problema solamente quando consideriamo i campi scalari; per i campi fermionici, invece, troviamo delle correzioni radiative alla loro massa della forma

$$\delta\mu_f \propto m_f^0 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_f} \right)$$

anch'essa divergente, ma in modo logaritmico e, quindi, rinormalizzabile [12].

L'unica soluzione che si prospetta ad oggi è che esista una scala d'energia intermedia tra Λ_{GUT} e la scala del MS a cui si verificano nuovi fenomeni fisici. I migliori candidati a fornire la scala cercata sono i modelli supersimmetrici che ipotizzano una simmetria tra campi bosonici e fermionici ad energie dell'ordine di $\Lambda_{SUSY} \approx 1$ TeV (vedi paragrafo 1.3.1).

Il Modello Standard come teoria efficace

Da quanto detto, appare lapalissiano che il MS sia da considerare come una teoria efficace che descrive correttamente i fenomeni fisici alla scala di energia della rottura di simmetria elettrodebole, cioè valida fino a circa 1 TeV; oltre a questa scala sarebbe auspicabile elaborare una teoria alternativa ad una semplice estensione del MS che sia più fondamentale dello stesso e che lo contenga come limite di bassa energia. La situazione è analoga a quella che condusse alla fine degli anni '60 alla costruzione della teoria elettrodebole; oggi come allora, il grande sogno di tutti i fisici rimane quello di poter unificare tutte e tre le interazioni, magari anche con la gravità.

1.2 La fisica del top

Tra le particelle descritte dal Modello Standard vorrei soffermarmi maggiormente sul quark top, in quanto la produzione di coppie $t\bar{t}$ costituisce il fondo principale per la mia analisi.

Il quark top fu scoperto nel 1995 al Fermilab Tevatron collider dalle collaborazioni CDF e DØ in collisioni protone-antiprotone a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [13]. Tale scoperta fornì un'importante conferma sperimentale alla struttura a tre generazioni del Modello Standard rimasta incompleta dopo la scoperta nel 1977 del quark bottom (si veda tabella 1.1): infatti, il quark top è un fermione di spin 1/2 e carica (2/3)e e forma un tripletto di colore nel gruppo $SU(3)_C$ delle interazioni forti ed un doppietto di isospin debole col quark b .

Molte proprietà del quark top sono state oggetto di studio al Run I del Tevatron ed ancora oggi al Run II dello stesso: la massa, la sezione d'urto di produzione di $t\bar{t}$ e le proprietà cinematiche; inoltre, sono stati compiuti test del MS attraverso studi dell'elicità del bosone W nel decadimento del top e delle correlazioni di spin nella produzione $t\bar{t}$, ricerche sulla produzione elettrodebole di un singolo top quark, sui suoi esotici decadimenti (ad esempio in bosoni di Higgs carichi) e sulle correnti neutre cambianti il sapore. La precisione della maggior parte delle misure è limitata dall'errore statistico a causa del piccolo numero di eventi di quark top raccolti (soprattutto nel Run I). Il Run II attualmente in corso accrescerà la statistica dei dati di circa due ordini di grandezza grazie alla maggiore luminosità ed alla maggiore sezione d'urto (vedi tabella 1.2), mentre LHC sarà una vera top factory, con la produzione di oltre 8 milioni di coppie di $t\bar{t}$ all'anno a bassa luminosità (inizialmente avremo una luminosità integrata pari a 10 fb^{-1}) più qualche milione di top ed antitop nella produzione elettrodebole di singoli top ed antitop (vedi anche tabella 1.3).

I motivi che spingono a studiare in modo così approfondito il quark top sono numerosi:

- nel calcolo delle correzioni radiative alle principali osservabili del MS compaiono le masse del top, del W e del bosone di Higgs. Molte di queste sono state misurate con buona precisione a LEP, SLAC, Tevatron ed in altri esperimenti, permettendo così la stima della correzione al tree-level. In questo modo, noti i valori di due masse (nel nostro caso m_W e m_t), si ottiene una previsione sulla terza (m_H) che sarà tanto più precisa e stringente quanto più le misure delle due masse sono accurate (vedi figura 1.2). Allo stesso tempo, tali relazioni permettono anche una verifica della consistenza del MS e di alcune sue estensioni teoriche

Collider	Tevatron Run I	Tevatron Run II	LHC
Tipo	$p\bar{p}$	$p\bar{p}$	pp
Periodo run	1992-1996	2001-2009	2008-
\sqrt{s} [TeV]	1.8	1.96	14
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	10^{31}	10^{32}	$10^{33} - 10^{34}$
$\int Ldt$ [fb^{-1}]	0.125	6.5-11	~ 300
σ_{totale} [pb]	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{11}$
$\sigma(t\bar{t})(a)$ [pb]	$5.06^{+0.13}_{-0.36}$	$6.97^{+0.15}_{-0.47}$	833^{+52}_{-39}
$\sigma(t\bar{t})(b)$ [pb]	5.8 ± 0.4	8 ± 0.6	872 ± 15

Tabella 1.2: Parametri dei collider Tevatron e LHC e sezioni d'urto. Per $\sigma(t\bar{t})$: (a) è il completo calcolo NLO+NNL, mentre (b) è il parziale NNLO+NNLL. La luminosità integrata è per esperimento. [14] [15]

Processo	Tevatron Run I	Tevatron Run II	LHC(t)	LHC(\bar{t})
σ_{can-s}^{NLO}	0.380 ± 0.002	0.88 ± 0.11	$6.56^{+0.397}_{-0.395}$	$4.090^{+0.249}_{-0.247}$
σ_{can-t}^{NLO}	0.702 ± 0.003	1.98 ± 0.25	$155.9^{+5.86}_{-6.42}$	$90.7^{+3.41}_{-3.74}$
σ_{assoc}^{LL}	-	0.21	65	65

Tabella 1.3: Sezioni d'urto per produzione di singolo top quark (pb) [14] [15] [16].

(ad esempio MSSM (Modello Standard Supersimmetrico Minimale, per la teoria vedi paragrafo 1.3.2)) come in figura 1.2.

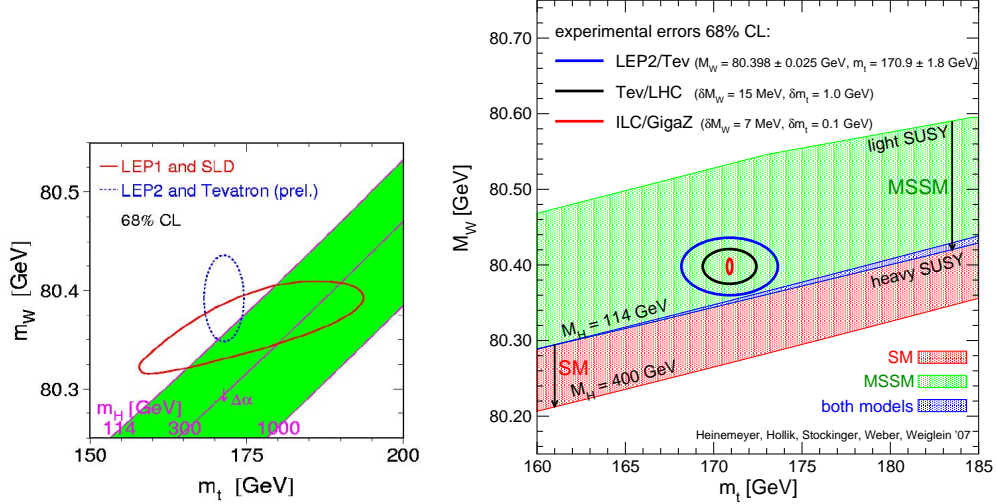


Figura 1.2: *A sinistra:* m_W in funzione della m_t . L'ellissi tratteggiata rappresenta i risultati delle misure dirette del Tevatron e di LEP2, mentre quella continua rappresenta le misure di LEP1 e SLD alla massa della Z^0 ed include il constraint proveniente dalle correzioni radiative elettrodeboli; le linee e le relative bande verdi inclinate mostrano le relazioni predette dal Modello Standard tra m_W e m_t per una m_H compresa tra 114 GeV e 1 TeV. L'area in cui può trovarsi il valore di m_H è l'intersezione tra le due ellissi: possiamo concludere che $m_H < 280$ GeV (95% CL) [17]. *A destra:* predizioni per m_W nel MSSM e nel MS in funzione di m_t confrontate con i presenti risultati sperimentali (ellissi blu) per m_W e m_t e le previste accuratèzze (usando gli attuali valori centrali) al Tevatron/LHC (ellissi nera) ed all'ILC (International Linear Collider, ellissi rossa). Le predizioni dei due modelli danno luogo a due bande nel piano $m_t - m_W$ con solamente una piccola regione in comune (punteggiata in blu): la regione permessa dal MSSM (punteggiata in verde e blu) è ottenuta facendo variare i parametri SUSY indipendentemente l'uno dall'altro in una scansione random dei parametri; la regione permessa dal MS (punteggiata in blu e rosso) è ottenuta facendo variare la massa del bosone di Higgs tra 114 GeV e 400 GeV. La regione al 68% CL dei dati sperimentali attuali rivela una preferenza per il MSSM rispetto al MS [18].

- Il top è caratterizzato da una grande massa (170.9 ± 1.8 GeV [19]), circa 35 volte maggiore di quella del secondo quark più pesante, il quark bot-

tom. La sua vicinanza alla scala della rottura di simmetria elettrodebole (EWSB) pone il top al centro di molte estensioni del MS (quali, ad esempio, il technicolor (TC) che postula una nuova interazione forte di gauge alla scala del TeV o MSSM (vedi paragrafo 1.3.2)). Il top, inoltre, potrebbe avere un ruolo molto importante e decisivo anche nel meccanismo di Higgs del MS. Il suo studio, perciò, potrebbe fornire delle preziose risposte alle molte domande inerenti l'origine delle masse delle particelle osservate ed, in particolare, di quella del top stesso e portare alla scoperta di nuova fisica.

- Eventi con produzione di top costituiscono il principale fondo in molti studi su particelle supersimmetriche (come nel caso del mio lavoro di tesi, in cui il fondo di $t\bar{t}$ copre il segnale di natura supersimmetrica costituito da coppie di stop-antistop $\tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$).

1.2.1 Produzione

Coppie $t\bar{t}$

I quarks top sono principalmente prodotti a coppie ($t\bar{t}$) in due tipi di processi governati dall'interazione forte [20].

Annichilazione di quark-antiquark $q\bar{q}$

Al Tevatron attraverso questo processo (vedi figura 1.3) viene prodotta la quasi totalità delle coppie di $t\bar{t}$ (90% al Run I e 85% al Run II); invece, ad LHC, con un'energia disponibile molto maggiore, tale processo diverrà secondario (5% del totale).

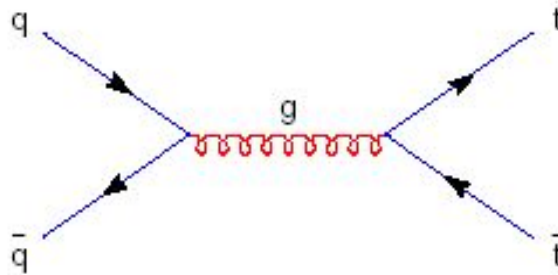


Figura 1.3: Diagramma di Feynman al leading order (LO) della produzione di coppie $t\bar{t}$ tramite annichilazione di quark-antiquark.

Fusione di gluoni

Ovviamente, la frequenza di questo secondo tipo di processo (vedi figura 1.4) è complementare a quella del primo: per Tevatron si passa dal 10% di occorrenza del Run I al 15% del Run II fino ad arrivare al 95% di LHC.

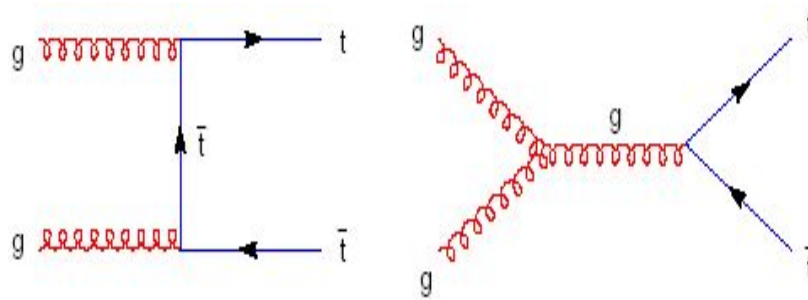


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman al leading order (LO) della produzione di coppie $t\bar{t}$ tramite fusione gluonica.

Top singoli

Oltre che in coppie $t\bar{t}$, i top (antitop) possono anche essere prodotti singolarmente (vedi anche paragrafo a pagina 50), come è stato recentemente osservato per la prima volta al Tevatron dalla collaborazione DØ [21]. Tale produzione è governata dall'interazione debole ed avviene principalmente in tre tipi di processi².

Canale t

E' caratterizzato da un bosone vettoriale di tipo spazio (cioè con $q^2 < 0$). Il bosone virtuale W colpisce un quark b del mare del protone convertendolo in un quark top (vedi figura 1.5). Il processo si riferisce anche alla fusione del W con un gluone g , qualora il quark b derivi dallo splitting di un gluone in una coppia $b\bar{b}$ (vedi diagramma di Feynman di destra in figura 1.5).

Canale s

Tale processo è ottenuto ruotando il diagramma del canale t (a sinistra in figura 1.5) in modo da trasformare il bosone vettore W da tipo spazio a tipo tempo (cioè con $q^2 > 0$) (vedi figura 1.6); la virtualità del bosone è data da $q^2 > (m_t + m_b)^2$.

²Discorsi analoghi valgono per la produzione di antitop singoli, con diagrammi di Feynman che sono i coniugati di carica di quelli rappresentati.

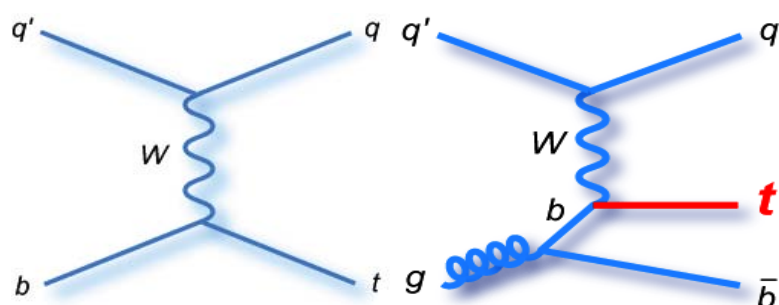


Figura 1.5: Diagrammi di Feynman al leading order (LO) della produzione di t singoli nel canale t per interazione elettrodebole.

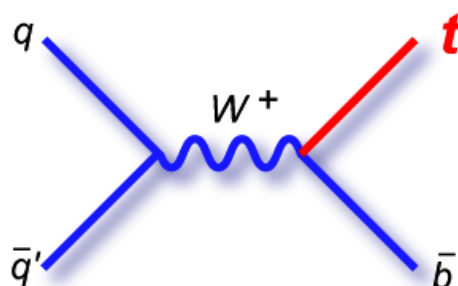


Figura 1.6: Diagramma di Feynman al leading order (LO) della produzione di t singoli nel canale s per interazione elettrodebole.

Produzione associata

Un singolo quark top può anche essere prodotto per interazione debole insieme ad un bosone *reale* W (cioè con $q^2 = m_W^2$) (vedi figura 1.7). Come già nel processo nel canale t, uno dei partoni iniziali è un quark b del mare del protone.

1.2.2 Decadimento

All'interno del MS, il quark top³ decade quasi esclusivamente in Wb ($BR > 99\%$, dato che il corrispondente elemento della matrice CKM V_{tb} è molto vicino a 1) (vedi figura 1.8). Gli altri decadimenti permessi dal MS sono

³Quanto detto rimane valido sotto charge conjugation.

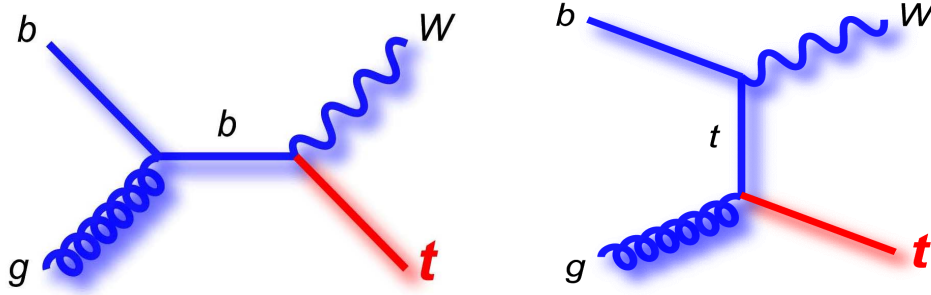


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman al leading order (LO) della produzione associata di t singoli per interazione elettrodebole.

molto rari⁴ e difficilmente distinguibili dai fondi, così che la loro osservazione in un futuro prossimo appare alquanto improbabile. E' bene, comunque, cercare di essere sensibili a tutte le segnature concepibili del decadimento, in quanto la loro frequenza potrebbe essere accresciuta di diversi ordini di grandezza in scenari oltre il MS.

Data la sua grande massa, il quark top ha un vasto spazio delle fasi disponibile per il decadimento e, di conseguenza, una grande ampiezza Γ_t : infatti, trascurando termini dell'ordine m_b^2/m_t^2 , α_s^2 e $(\alpha_s/\pi)(m_W^2/m_t^2)$, l'ampiezza prevista dal MS è [22]:

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (1.9)$$

Questa cresce con la massa: per esempio, passa da 1.02 GeV per $m_t = 160$ GeV a 1.56 GeV per $m_t = 180$ GeV (usando il valore $\alpha_s(m_Z) = 0.118$). Di conseguenza, inserendo il valore della massa del top $m_t = 170.9$ GeV, otteniamo un'ampiezza pari a circa 1.29 GeV, corrispondente ad una vita media ($\tau = 1/\Gamma_t$) molto breve di circa 4×10^{-25} s, quasi un ordine di grandezza più corta di quella caratteristica dell'adronizzazione della QCD ($\tau_{adr} \approx 28 \times 10^{-25}$ s). La mancanza di adronizzazione costituisce una preziosa opportunità per studiare i quarks liberi dagli effetti a lungo range della QCD, come il confinamento.

La topologia dello stato finale degli eventi $t\bar{t}$ dipende allora dal modo in cui il bosone W decade (vedi figura 1.9).

⁴Decadimenti permessi dal MS sono, ad esempio, $t \rightarrow Wd$ e $t \rightarrow Ws$, ma risultano fortemente soppressi a causa della piccolezza dei corrispondenti elementi di matrice CKM: $|V_{td}| = (7.4 \pm 0.8)10^{-3}$, $|V_{ts}| = (40.6 \pm 2.7)10^{-3}$ [7].

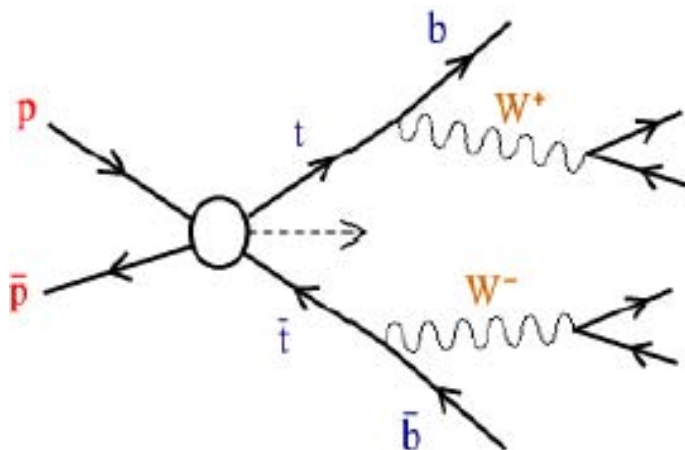


Figura 1.8: Diagramma di Feynman al leading order (LO) per il decadimento di una coppia $t\bar{t}$.

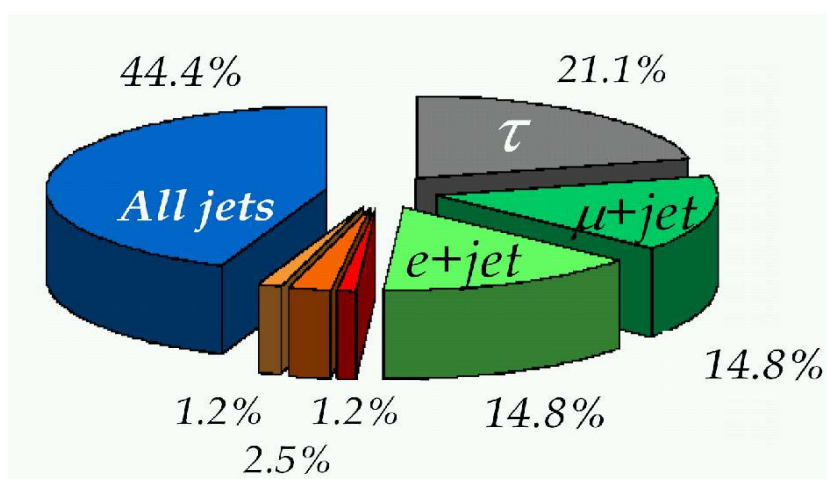


Figura 1.9: Branching ratio dei vari tipi di decadimento di una coppia $t\bar{t}$, dovuti al decadimento del W : 4.9% puramente leptonic; 29.6% semileptonico; 44.4% adronico; 21.1% con leptone τ .

Decadimento adronico ($t\bar{t} \rightarrow (jj)b(jj)\bar{b}$)

Entrambi i bosoni W decadono adronicamente in coppie di quark antiquark ($W \rightarrow q_1\bar{q}_2$ con $q_1\bar{q}_2 = u\bar{d}, u\bar{s}, u\bar{b}, c\bar{d}, c\bar{s}$ e $c\bar{b}$ e coniugati di carica)⁵; i singoli quarks (antiquarks), quindi, adronizzano velocemente dando origine ad una cascata di particelle, detta getto. Nella maggior parte dei casi, perciò, un decadimento adronico di una coppia di $t\bar{t}$ porta ad avere sei getti energetici finali (due b -getti e quattro getti leggeri); pertanto, nello stato finale non abbiamo né leptoni né energia trasversa mancante.

Il Branching Ratio (BR) si calcola facilmente ricordando che le coppie di quarks ud , us e ub hanno peso relativo $3(|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2) = 3$, dove il fattore 3 rappresenta il numero di colori e dove si è sfruttata l'universalità dei decadimenti deboli espressa dall'unitarietà della matrice CKM; dato che anche le altre tre coppie (cd , cs e cb) hanno lo stesso peso relativo, il BR in adroni per ognuno dei due W vale $6/9$. Così, nel caso di decadimento di una coppia $t\bar{t}$, il BR adronico vale $6/9 \times 6/9 = 44.4\%$.

Nonostante il BR piuttosto elevato, l'assenza di leptoni ed il gran numero di possibili combinazioni di quark rendono questi eventi difficilmente distinguibili dal grande fondo QCD di multigettti.

Decadimento semileptonico ($t\bar{t} \rightarrow (jj)b(\ell\nu_\ell)\bar{b}$)

In questo tipo di decadimento, un W decade adronicamente in getti leggeri, mentre l'altro decade leptonicamente in una coppia costituita da un leptone ℓ (e , μ o τ con ugual peso relativo pari a 1) e dal relativo neutrino ν_ℓ . Il BR in ciascun leptone è perciò pari a $1/9$ e, moltiplicato per il BR in adroni ($6/9$) dà il BR per il decadimento semileptonico: $3 \times 2 \times (1/9) \times (6/9) = 44.4\%$, dove 3 è il numero dei leptoni carichi e 2 è un fattore combinatorio. Tuttavia, il risultato non è pienamente corretto: infatti, abbiamo considerato di tipo leptonic anche il decadimento del W in $\tau\nu_\tau$; tuttavia, a causa della grande massa ($m_\tau = (1776.90 \pm 0.20)$ MeV [7]), il leptone τ decade principalmente in adroni che generano a loro volta getti facilmente confondibili con quelli prodotti nel decadimento adronico del bosone W . Proprio per questo motivo, il decadimento $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ non viene considerato leptonic o semileptonico, ma spesso viene annoverato tra i decadimenti adronici. Quando, invece, nel 35.2% circa dei casi decade in leptoni (elettroni o muoni), la sua vita media è così breve (290.6 ± 1.010^{-15} s [7]) da rendere difficile la sua identificazione: per questo, i decadimenti del W in leptoni via τ vengono spesso interpretati come decadimenti diretti in e o μ . Comunque, il BR totale effettivo in *decadi-*

⁵In realtà, il decadimento in coppie coinvolgenti il quark b è fortemente soppresso in quanto i corrispondenti elementi della matrice CKM sono trascurabili ($|V_{ub}| = (4.31 \pm 0.30)10^{-3}$, $|V_{cb}| = (41.6 \pm 0.6)10^{-3}$) [7].

menti coinvolgenti il τ è pari a $2 \times (1/9) \times (6/9) + (2+2+1) \times (1/9) \times (1/9) = 21\%$, dove il primo addendo tiene conto dei decadimenti semileptonici ed il secondo di quelli puramente leptonici. Finalmente, possiamo anche scrivere il BR corretto per il decadimento semileptonico di una coppia di $t\bar{t}$: $2 \times 2 \times (1/9) \times (6/9) = 29.6\%$.

Questo tipo di eventi (vedi figura 1.10) è caratterizzato da:

1. un leptone isolato ed energetico (e o μ);
2. 4 getti energetici di cui 2 b -getti;
3. energia trasversa mancante dovuta al neutrino.

Il fondo per questo canale di decadimento è costituito principalmente da W più getti (con il W che decade leptonicamente) e da Z^0 più getti (con il bosone Z^0 che decade in due leptoni). Tuttavia, la presenza di un leptone con alto momento trasverso (P_T) nel segnale semileptonico permette un'efficiente rivelazione del segnale stesso, con relativa soppressione dell'importanza del fondo e conseguente crescita del rapporto segnale su fondo.

L'unica fonte di energia mancante è il neutrino; possiamo allora ricostruire il P_T del neutrino sfruttando il constraint dato dalla massa del W imponendo che la massa invariante di leptone e neutrino $m_{\ell\nu}$ sia la stessa di quella del bosone W m_W . In questo modo, è possibile una ricostruzione cinematica completa dell'evento di segnale, con la felice conseguenza di poter ricavare la massa invariante del quark top sia dalla gamba adronica del decadimento che da quella leptonica, imponendo $m_{jjb} = m_{\ell\nu b} = m_t$. Altre conseguenze positive sono il poter studiare l'efficienze di trigger e di b -tagging, la calibrazione della scala di energia dei getti e la loro risoluzione. Se a queste proprietà uniamo il buon BR, ecco che capiamo perché questo canale di decadimento della coppia $t\bar{t}$ è chiamato *canale d'oro*.

Per tutti questi motivi questo canale di decadimento di $t\bar{t}$ è al centro di molti studi presenti ed anche futuri. Anche nel mio lavoro di tesi gioca un ruolo importante costituendo il principale fondo del mio segnale supersimmetrico (costituito da una coppia di stop-antistop), di cui ho cercato una possibile evidenza sperimentale studiando i suoi prodotti di decadimento nel canale semileptonico.

Decadimento dileptonico ($t\bar{t} \rightarrow (\ell\nu_\ell)b(\ell\nu_\ell)\bar{b}$)

Entrambi i bosoni W decadono leptonicamente in leptone-neutrino con un BR pari a $(2 + 1 + 1) \times (1/9) \times (1/9) = 4.9\%$ ⁶.

⁶Come già detto nel paragrafo precedente per il decadimento semileptonico, non teniamo conto del decadimento con il leptone τ .

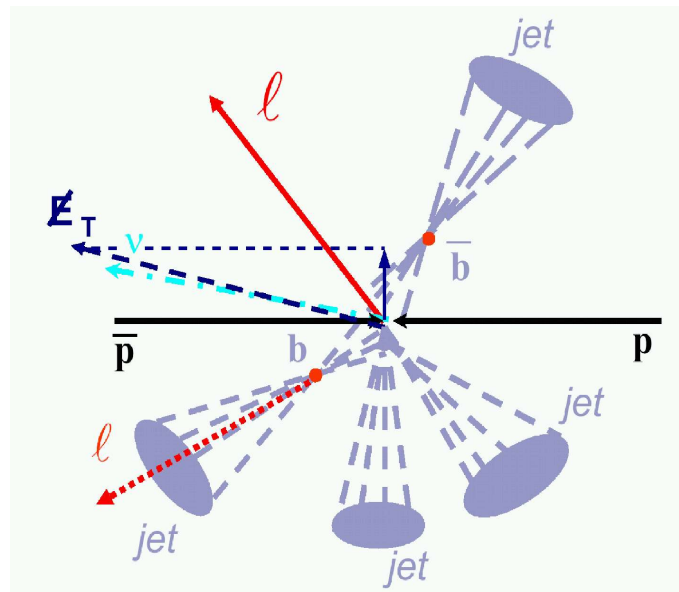


Figura 1.10: Decadimento semileptonico di una coppia di $t\bar{t}$ generata dalla collisione $p\bar{p}$ (Tevatron).

Questo tipo di eventi (vedi figura 1.11) è caratterizzato da:

1. 2 leptoni energetici ed isolati di carica opposta;
2. 2 energetici b -getti;
3. energia trasversa mancante dovuta ai due neutrini.

La presenza di due leptoni isolati con alto momento trasverso P_T permette un'alta efficienza di rivelazione dell'evento. Il fondo, inoltre, è abbastanza piccolo, specialmente nel canale $e\mu$. Ma a fare da contraltare a questi due aspetti positivi troviamo anche due aspetti negativi: il basso BR e la presenza di due neutrini non ricostruibili che rende alquanto problematica la misura della massa del top o del W .

1.2.3 Proprietà

Massa

La massa del quark top è stata misurata in tutti e tre i canali di decadimento (dileptonico, semileptonico ed adronico) da entrambi gli esperimenti CDF e DØ del Tevatron. Al momento, la misura più precisa risulta essere

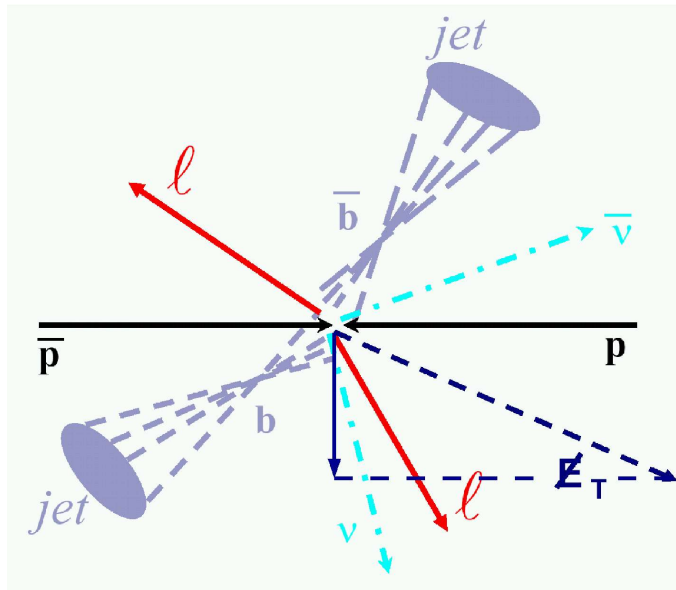


Figura 1.11: Decadimento puramente leptonic di una coppia di $t\bar{t}$ generata dalla collisione $p\bar{p}$ (Tevatron).

quella proveniente dal **canale semileptonico** (contenente, come già visto, quattro o più getti, di cui due b -getti, e grande energia trasversa mancante). I campioni per la misura della massa sono selezionati usando metodi topologici o con il b -tagging. Le principali tecniche impiegate in questo canale per estrarre la massa del top sono tre; per la grande importanza della massa del top e per la paradigmaticità di questi metodi utilizzati anche per altre particelle, le descriverò in modo più approfondito:

1. *metodo "template"* (TM) [23]: in questo metodo si utilizza un'osservabile fortemente correlata al polo della massa del top ed alla scala di energia dei getti (JES) chiamata *massa ricostruita* del top, m_t^{rico} . Questa quantità è determinata supponendo che in ogni evento ci sia una coppia $t\bar{t}$ che decade nel canale semileptonico e che i quattro getti con maggior energia trasversa E_t provengano dai quattro quarks del decadimento di $t\bar{t}$. La ricostruzione della massa è però complicata dall'ambiguità con cui si può assegnare un getto ad uno dei quarks dell'evento. Tuttavia, alcuni getti sono sperimentalmente identificati come b -getti mediante il b -tagging, riducendo così il numero di possibili assegnazioni getto-quark. Inoltre, dato che questa procedura porta ad avere un sistema sovradeterminato, si può scegliere quale getto assegnare ad ogni quark minimizzando una funzione χ^2 in un fit cinematico.

In questo fit si applicano la conservazione dell'energia e del momento, imponendo che i prodotti di decadimento del W abbiano la massa invariante del W e che gli stati Wb delle due gambe del decadimento abbiano la stessa massa. In questo modo, per ogni evento si riesce ad estrarre la massa ricostruita del top, caratterizzata da un'associazione getti-quarks con il minimo valore del χ^2 . La distribuzione della massa ricostruita per un particolare valore della massa del top e della scala di energia dei getti è chiamata *template*. Successivamente, si confronta la distribuzione delle masse ricostruite ottenuta dai dati sperimentali con le distribuzioni derivate dagli eventi templates simulati con generatore Montecarlo per vari valori della massa del top e della JES . Per una miglior qualità dei risultati, vengono simulati mediante templates anche i vari tipi di fondo. Poiché i template per il segnale (m_t^{rico} template) e per il fondo sono disponibili solo per discreti valori della massa del top e della JES , è necessario fittare i vari template mediante una forma funzionale: in questo modo, si riesce a ricavare la pdf (probability density function) (continua) per la massa ricostruita del top (vedi figura 1.12). Infine, un fit non binnato di maximum likelihood permette di determinare i valori *misurati* della massa del top e della JES che meglio descrivono la distribuzione sperimentale dei dati.

Un'importante fonte d'incertezza (sistematica) nella determinazione e risoluzione della massa del top è costituita dalla scala dell'energia dei getti, soprattutto per i due getti originati dai quarks b che sono prodotti diretti del decadimento del top; si deve, pertanto, cercare di ridurre le varie fonti d'incertezza: innanzitutto, per ottenere una miglior approssimazione dell'energia dei corrispondenti quarks, si effettuano delle correzioni sull'energia dei getti utilizzati per ricavare la massa ricostruita del top. In questo modo si limitano alcuni effetti che distorcono la loro effettiva energia, come ad esempio: risposta non lineare dei calorimetri, deposito d'energia fuori dal cono delle particelle (Out-of-Cone), interazioni multiple $p\bar{p}$, pile up, energia associata a partoni spettatori non coinvolti nell'interazione (underlying events). Inoltre, per calibrare la scala d'energia dei getti, si è sviluppata una tecnica che sfrutta il fatto che i prodotti di decadimento del W che decade adronicamente dovrebbero possedere una massa invariante consistente con la massa (ben conosciuta) del W : si confronta, quindi, la distribuzione della massa invariante delle coppie di getti osservati candidati ad essere prodotti di decadimento del W con le distribuzioni simulate (*templates*) assumendo vari shift nella JES rispetto alla scala nominale (in modo analogo a quanto fatto per la massa ricostruita del top). Così, grazie al

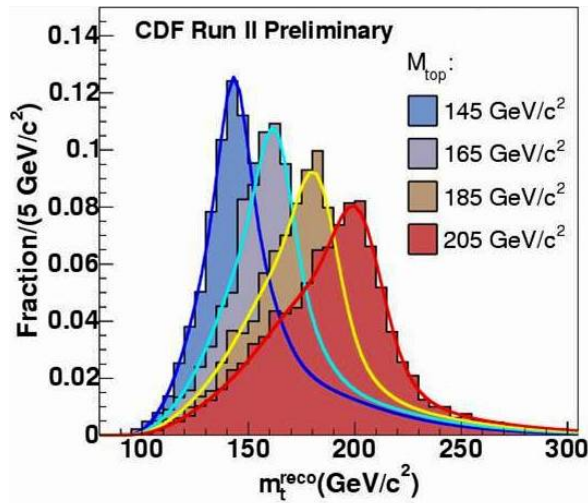


Figura 1.12: *Metodo template*: quattro templates per la massa ricostruita del top m_t^{reco} per il campione d'eventi 1-tag(T), cioè con un b -tag e taglio stringente (tight) sul quarto getto ad energia trasversa maggiore, per masse del top varianti da 145 GeV a 205 GeV e per $JES = 0$ in unità d'incertezza totale nominale σ_c per la scala d'energia dei getti. Sovrapposte sono fittate le pdf parametrizzate per ciascun valore della massa. Si noti la variazione della forma dei template (e della relativa pdf) al variare della massa del top.

constraint della massa del W , si riesce a migliorare l'informazione sulla JES in modo quasi indipendente dalla massa del top. Si è constatato che tale informazione permette di diminuire in modo significativo l'incertezza sulla massa del top.

2. *Metodo elemento di matrice o dinamica likelihood* (ME o DLM) [24]: in questo metodo si cerca di utilizzare in modo completo tutte le informazioni su ciascun evento calcolando la probabilità evento per evento che questo sia segnale o fondo. Tale probabilità risulta proporzionale alla sezione d'urto differenziale del relativo processo di produzione e, quindi, al corrispondente elemento di matrice; inoltre, contiene tutte le informazioni che si hanno sull'originario partone y . Allora, assunto un certo valore per la massa del top m_t e per la scala d'energia dei getti (JES), la probabilità di osservare un evento $t\bar{t}$ con variabili cinematiche x può essere scritta come:

$$\begin{aligned}
P_{sgn}(x; m_t, JES) = & \frac{1}{\sigma_{t\bar{t}}^{oss}(m_t, JES)} \int_{q_1 q_2 y} \sum_{\text{sapori}} dq_1 dq_2 f_{PDF}(q_1) \times \\
& \times f_{PDF}(q_2) d\sigma(y; m_t) W(x, y; JES)
\end{aligned} \tag{1.10}$$

dove il primo fattore è legato alla normalizzazione dell'espressione e contiene la sezione d'urto osservata $\sigma_{t\bar{t}}^{oss}$, l'integrale è esteso a tutti i possibili stati partonici iniziali, $f_{PDF}(q)$ sono le pdf di trovare un partone di un dato sapore e momento q nello stato iniziale (cioè nel protone o nell'antiprotone), q_1 e q_2 sono le frazioni di momento dei partoni collidenti (supposti senza massa) nella collisione $p\bar{p}$, la sezione d'urto differenziale vale

$$d\sigma(y; m_t) = \frac{(2\pi)^4 |M_{t\bar{t}}|^2}{q_1 q_2 s} d\Phi_6$$

(dove l'elemento di matrice $M_{t\bar{t}}$ è calcolato al leading order (LO), s è l'energia al quadrato del centro di massa $p\bar{p}$ e $d\Phi_6$ è lo spazio delle fasi a 6 dimensioni) e $W(x, y; JES)$ sono le funzioni di trasporto rappresentanti la probabilità che un partone y iniziale con energia E_y venga ricostruito in uno stato x con energia E_x (x , come già detto, rappresenta tutte le variabili cinematiche dei leptoni e getti finali ricostruiti). Nelle funzioni di trasporto assumiamo ben misurate le direzioni di volo dei quarks e dei leptoni carichi finali e parametrizzate le risoluzioni d'energia dei medesimi e la probabilità di b -tagging per i quarks. Inoltre, con i 4 getti presenti nello stato finale, le possibili assegnazioni quark-getto sono ben 24. Si deve, perciò, pesare ognuno di queste 24 permutazioni con la relativa probabilità di b -tagging:

$$P^{ntag}(x; m_t, JES) = \sum_{j=1}^{24} w_j P_j(x; m_t, JES)$$

I pesi w_j per ognuna delle assegnazioni sono proporzionali all'efficienza di riconoscere correttamente $n = 0, 1$ o 2 b -getti in un evento con 4 getti finali. I colori nella formula fanno riferimento ai diversi stati del processo (come rappresentato in figura 1.13): in verde lo stato partonico iniziale (per il Tevatron, a cui si riferisce la figura, quark ed antiquark da urti $p\bar{p}$, mentre per LHC saranno gluoni da urti pp), in ciano la reazione vera e propria, comprendente la produzione di $t\bar{t}$ ed il relativo decadimento ed in magenta gli stati finali così come vengono ricostruiti e misurati.

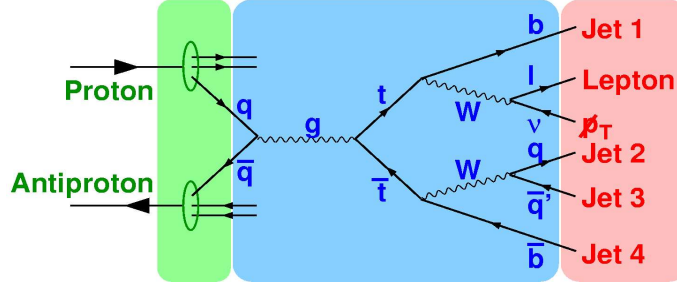


Figura 1.13: Diagramma di Feynman rappresentante il processo $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b l \nu_{\ell} \bar{b} q \bar{q}'$ via annichilazione $q\bar{q}$. I vari colori rappresentano i vari stadi della reazione.

Si può scrivere anche la probabilità che un evento derivi da un processo di fondo P_{fondo} : essa risulta analoga a (1.10), ma indipendente dalla massa del top. Inoltre, dato che l'elemento di matrice del fondo ($W +$ getti) risulta indipendente dal b -tagging⁷, tutti i pesi w_j risultano tra loro uguali e si ha $P_{fondo}^{n_{tag}} = P_{fondo}$.

Combinando $P_{sgn}^{n_{tag}}$ e P_{fondo} , si ottiene finalmente la probabilità totale per un evento:

$$P_{evt}^{n_{tag}}(x; m_t, JES, f_{top}) = f_{top}^{n_{tag}} P_{sgn}^{n_{tag}}(x; m_t, JES) + (1 - f_{top}^{n_{tag}}) P_{fondo}(x; JES)$$

dove $f_{top}^{n_{tag}}$ è la frazione di eventi di segnale con n b -getti riconosciuti. A questo punto si costruisce una funzione likelihood (produttoria delle probabilità) e la si valuta per differenti ipotesi di valori per la massa del top e per la scala d'energia dei getti. Per ogni ipotesi (m_t, JES) si trova f_{top}^{best} che massimizza la likelihood; per ottenere la massa del top e la JES si proietta la likelihood massimizzata con f_{top}^{best} sull'asse di m_t , integrando sulla JES ; quindi, il picco e l'ampiezza della likelihood ottenuta (ora funzione solo della massa del top e non più di JES) sono usati per estrarre la miglior stima della massa del top (massa del top misurata) ed il suo errore. In modo analogo si procede per la JES . Dopo la calibrazione di m_t grazie ai dati simulati tramite Montecarlo (per la descrizione del processo di calibrazione si veda il successivo

⁷L'indipendenza dell'elemento di matrice del processo $W +$ getti dai b -getti e dal b -tagging è dovuta al fatto che i vari contributi dei differenti sapori sono descritti dal medesimo elemento di matrice e che questo elemento di matrice delinea uno stato finale senza quarks pesanti, quale è il b .

metodo ideogramma), i risultati sono spesso mostrati in un likelihood fit bidimensionale come in figura 1.14.

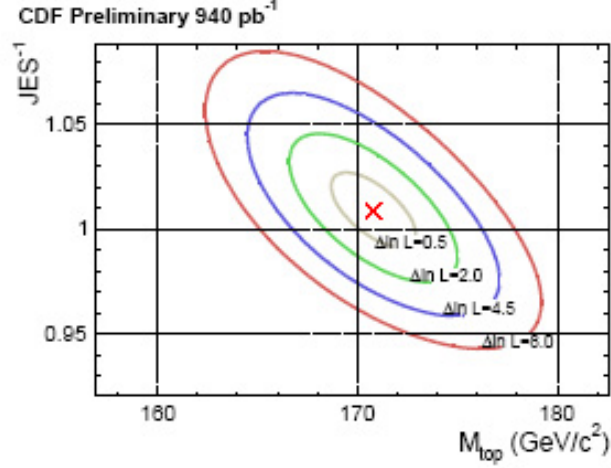


Figura 1.14: *Metodo Matrix Element*: contorni della likelihood nel piano m_t - JES . In ciascun punto del piano la likelihood è massimizzata rispetto agli altri parametri liberi. La croce rossa centrale rappresenta il miglior punto del fit a cui corrisponde la massa misurata del top. I contorni sono dati ad intervalli regolari in $\Delta \ln L$, corrispondenti a circa una sigma [25].

3. *Metodo ideogramma* [26]: tale metodo si basa su un fit cinematico vincolato analogo a quello descritto nella presentazione del metodo template. Come per il metodo ME, si cerca di massimizzare l'informazione statistica sulla massa del top contenuta negli eventi costruendo, evento per evento, una likelihood funzione dell'assunta massa del top (m_t), del parametro sulla scala di energia dei getti (JES) e della frazione di eventi $t\bar{t}$ (f_{top}). La likelihood così ottenuta è composta di due termini, descrittivi le ipotesi che l'evento sia segnale ($t\bar{t}$) o fondo (W + getti):

$$\mathcal{L}_{evt}(x; m_t, JES, f_{top}) = f_{top} P_{sgn}(x; m_t, JES) + (1 - f_{top}) P_{fondo}(x; JES) \quad (1.11)$$

Le variabili cinematiche osservate x sono scelte in modo tale da ottenere una buona separazione tra eventi di segnale e di fondo, mantenendo una minima correlazione con m_t e con la JES . Tali variabili sono utilizzate per costruire un discriminante D avente le medesime caratteristiche. Si utilizza anche un'altra informazione sull'evento: x_{fit} . Ricavata dal fit cinematico, fornisce la sensitività alla massa del top ed alla JES

e contiene le informazioni su tutte le $m_i(JES)$ fittate, sulle relative incertezze $\sigma_i(JES)$ e sulla bontà del fit ($\chi_i^2(JES)$) (sono le tre variabili su cui si basa la likelihood \mathcal{L}). D e x_{fit} sono scorrelati tra loro. Con le variabili introdotte, si possono scrivere le probabilità P_{sgn} e P_{fondo} in (1.11) come il prodotto della probabilità di osservare un valore D e della probabilità di osservare x_{fit} :

$$P_{sgn}(x; m_t, JES) \equiv P_{sgn}(D)P_{sgn}(x_{fit}; m_t, JES) \quad (1.12)$$

e

$$P_{fondo}(x; JES) \equiv P_{fondo}(D)P_{fondo}(x_{fit}; JES) \quad (1.13)$$

I fattori di normalizzazione contenuti in $P_{sgn}(D)$ e $P_{fondo}(D)$ sono ricavati dal Montecarlo e sono assunti indipendenti dalla JES . Le due probabilità sono calcolate come somma su tutte le $12 \times 2 = 24$ possibili soluzioni (12 dagli accoppiamenti getto-quark, considerando indistinguibili i due W , e 2 dal momento del neutrino). Ogni soluzione (i) è moltiplicata per un opportuno peso legato alla probabilità che questa soluzione sia esatta (e, quindi, al χ_i^2 del corrispondente fit) ed alla probabilità che il b -tagging sia effettuato correttamente:

$$P_{sgn}(x_{fit}; m_t, JES) \equiv \sum_{i=1}^{24} w_i \left[f_{corr}^{ntag} \cdot \int_{m_{max}}^{m_{min}} \mathbf{G}(m_i, m', \sigma_i) \cdot \right. \\ \left. \cdot \mathbf{BW}(m', m_t) dm' + (1 - f_{corr}^{ntag}) S_{err}^{ntag}(m_i, m_t) \right]$$

Il primo addendo descrive la compatibilità della soluzione con un certo valore della massa del top e tiene conto della risoluzione in massa stimata σ_i per ogni permutazione dei getti, assumendo che sia corretta; è costituito dalla convoluzione di una funzione di risoluzione gaussiana $G(m_i, m', \sigma_i)$ e di una relativistica Breit-Wigner $BW(m', m_t)$. La gaussiana descrive la risoluzione sperimentale, mentre la Breit-Wigner rappresenta l'attesa distribuzione della massa invariante media m' di $t\bar{t}$ nell'evento per una data m_t ed è caratterizzata da un'ampiezza pari al valore dell'ampiezza di decadimento del top prevista dal MS. Il secondo addendo descrive la forma attesa $S_{err}^{ntag}(m_i, m_t)$ dello spettro di massa per le assegnazioni errate dei getti e dipende anche dalla massa del top; essa è ottenuta da simulazione Montecarlo. Questi due contributi sono pesati con fattori dipendenti da f_{corr}^{ntag} , rappresentante la relativa probabilità che il peso sia assegnato alla corretta permutazione dei getti.

Si può esplicitare anche il termine di fondo contenuto in (1.13):

$$P_{fondo}(x_{fit}; JES) \equiv \sum_{i=1}^{24} w_i \cdot BG(m_i)$$

dove la forma del fondo $BG(m_i)$ è ottenuta mediante un fit cinematico applicato agli eventi simulati $W +$ getti ed in cui sono considerate le masse m_i per tutte le possibili soluzioni i .

Finalmente, si può costruire la likelihood combinata per l'intero campione di dati che, poiché ogni evento è indipendente dagli altri, risulta essere il prodotto delle likelihood del singolo evento:

$$\mathcal{L}_{camp}(m_t, JES, f_{top}) = \prod_j \mathcal{L}_{evt,j}(m_t, JES, f_{top})$$

Essa viene massimizzata rispetto alla massa del top m_t , al parametro JES ed alla frazione di segnale nel campione f_{top} .

Prima dei risultati finali, è necessario calibrare l'analisi utilizzando una simulazione Montecarlo. Le frazioni di segnale $t\bar{t}$ e di fondo $W +$ getti sono lasciate fluttuare attorno alle frazioni stimate dai dati secondo una statistica binomiale. Per ogni pseudoesperimento costruito la massa viene fittata e la sua deviazione dal valor medio della massa ottenuto da tutti i pseudoesperimenti è divisa per la sua incertezza. Questa quantità è chiamata "pull". Fittando con una gaussiana la distribuzione dei pull per tutti i pseudoesperimenti, si ricava "l'ampiezza di pull". Tramite i pull si riesce a sviluppare una calibrazione bidimensionale che descrive le fittate JES e m_t in funzione dei valori "veri" di JES e m_t generati nella simulazione Montecarlo; le incertezze statistiche stimate sono corrette per l'ampiezza del pull.

Infine, si ottengono i risultati finali, spesso mostrati in curve di likelihood bidimensionali (vedi figura 1.15 mostrante i risultati prima della calibrazione).

Per estrarre la massa del top ed il relativo errore statistico, si applica un fit gaussiano sui tre bin più vicini al minimo della curva monodimensionale $-2 \ln(\mathcal{L})$.

Nel canale di decadimento semileptonico esiste anche una quarta tecnica di misurazione della massa del top [27], meno utilizzata, che si basa solamente sul tracciamento delle particelle evitando, così, l'incertezza sulla scala d'energia dei getti (JES). Tale metodo sfrutta il fatto che nel sistema di riposo del top il boost dato al b presenta un fattore di Lorentz $\gamma_b \approx 0.4m_t/mb$.

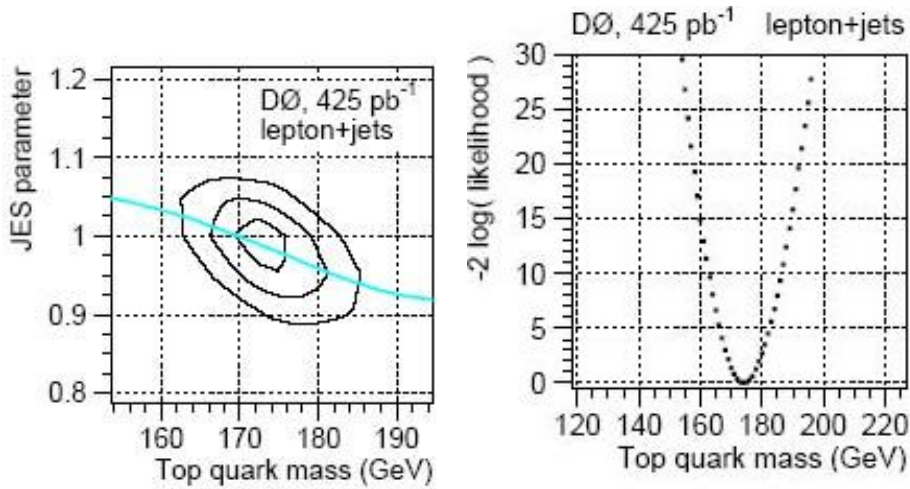


Figura 1.15: *Metodo Ideogram*: *a sinistra*: likelihood bidimensionale in funzione del parametro scala d'energia dei getti (JES) e della massa del top. Ciascun contorno (n) corrisponde ad una differenza nella likelihood di $\Delta \ln(\mathcal{L}) = -n^2/2$ rispetto al massimo centrale della likelihood. I valori fittati di JES in funzione della massa del top sono plottati come una curva azzurra sovrapposta alla likelihood bidimensionale. *A destra*: likelihood in funzione della massa del top lungo la linea azzurra del grafico di sinistra. Per ottenere i risultati finali, i valori fittati delle distribuzioni devono essere corretti per la calibrazione ottenuta dalla simulazione Montecarlo [26].

La *misura della lunghezza trasversa di decadimento* L_{xy} degli adroni originati dai quarks b può essere utilizzata per fornire una stima della massa del top.

Ho presentato in modo più completo e preciso le tecniche ed analisi del canale semileptonico in quanto sono le più importanti e diffuse, spesso impiegate con le opportune modifiche anche negli altri canali di decadimento; inoltre, tale canale di decadimento è quello studiato nel mio lavoro di tesi.

Vorrei ora accennare alle tecniche di determinazione della massa del top utilizzate negli altri canali: incominciamo dal **canale dileptonico** [28]. In tale canale la presenza di due neutrini impedisce una misura diretta della massa del top: il numero di variabili indipendenti è maggiore di una unità rispetto al numero di constraint cinematici (cinematica $-1C$). Si può, però, assumere un valore predefinito per m_t in modo da avere, per ognuno di tali valori, otto possibili soluzioni per il sistema $t\bar{t}$: questa ambiguità è causata dalle diverse possibili associazioni dei leptoni carichi e dei quarks ai getti e dalle due possibili soluzioni per P_z per ciascun neutrino. Vengono allora utilizzate due classi principali di tecniche, una basata sui templates e l'altra

sugli elementi di matrice.

1. La prima classe introduce un'informazione addizionale per rendere il sistema cinematico risolvibile assegnando quindi un peso, funzione della massa del top, ad ogni evento. Ci sono due differenti metodi per l'assegnazione di tale peso: nel primo metodo esso è basato sulla soluzione per l'angolo azimutale ϕ per ciascun neutrino, assunta una certa pseudorapidità $\eta(\nu)$ [29], oppure sulla soluzione per la pseudorapidità η di ciascun neutrino assunto l'angolo $\phi(\nu)$ [30]. Alternativamente (tecnica del matrix-element weighting, *MWT*), si risolve η per ciascun neutrino richiedendo che la somma dei momenti trasversi \vec{P}_T dei neutrini sia uguale al vettore dell'energia trasversa mancante misurata. Nel secondo metodo ($P_z(tt)$) [30], il sistema cinematico è reso risolvibile mediante l'introduzione della richiesta che il momento longitudinale P_z del sistema $t\bar{t}$ (corrispondente alla somma di P_z del t e del \bar{t}) sia zero all'interno di un'incertezza gaussiana di 180 GeV/c. Nella maggior parte delle tecniche di questa classe, è estratta una singola massa per evento ed un valore per la massa del top è trovato usando un fit template Montecarlo per le masse di singolo evento in modo simile a quanto visto per il metodo TM nel canale semileptonico. L'analisi $D\bar{O}$ $\eta(\nu)$ usa la distribuzione dei pesi come funzione di m_t nel fit template.
2. La seconda classe, ME/DLM, utilizza dei pesi basati sull'elemento di matrice LO per una assunta massa e dati i tetravettori misurati (ed integrando su quelli non noti); in questo modo si riesce a costruire una likelihood congiunta per un certo insieme di eventi fittati, funzione della massa del top. Massimizzando tale likelihood si ottiene una stima di m_t .

E' stata recentemente impiegata nel canale dileptonico una nuova tecnica [31] che permette di estrarre una misura di m_t usando lo spettro di P_T dei leptoni.

Nel **canale adronico**, infine, abbiamo il vantaggio di non aver alcun neutrino, ma il rapporto S/B è piuttosto basso. Sia CDF che $D\bar{O}$ utilizzano eventi con 6 o più getti di cui almeno uno riconosciuto come getto di tipo b . In aggiunta, entrambi gli esperimenti sfruttano una rete neurale basata su matrici di variabili cinematiche per accrescere il rapporto S/B . A $D\bar{O}$ la massa del top è ricostruita dalla combinazione getto-quark che meglio soddisfa le condizioni (constraint) della massa del bosone W ($m_{jj} = m_W$) e dell'uguaglianza tra le masse invarianti dei top delle due gambe adroniche del decadimento ($(m_{bjj})_1 = (m_{bjj})_2$). A CDF, invece, la massa del top è

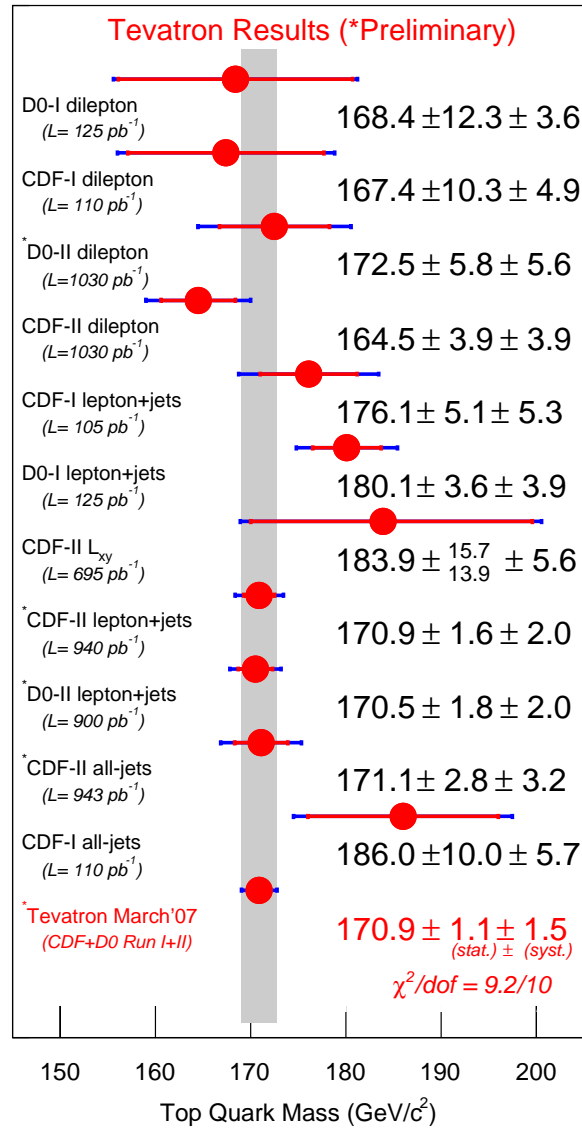


Figura 1.16: Nuova media mondiale della massa del top ottenuta combinando i risultati pubblicati del Run I e quelli preliminari o già pubblicati del Run II degli esperimenti CDF e DØ [25]. Si noti il valore del χ^2 di 9.2 per 10 gradi di libertà.

ricostruita per ciascun evento mediante la stessa tecnica di fit adottata nel canale semileptonico. Quindi, in entrambi gli esperimenti la distribuzione di massa risultante è confrontata con i template Montecarlo per varie masse

del top e distribuzioni del fondo e con la tecnica del maximum likelihood si estrae il valore finale della massa del top e della sua incertezza.

DØ misura anche la massa del top attraverso il confronto tra la sezione d'urto di produzione di $t\bar{t}$ con le previsioni del MS [32]; questo metodo ha il vantaggio che la massa del top è ben definita, con una scarsa dipendenza dal metodo o dalla scala.

Dopo aver presentato le varie tecniche utilizzate per ricostruire la massa del top, analizziamo i risultati ottenuti dai due esperimenti CDF e DØ e mostrati in figura 1.16.

La nuova media mondiale per la massa del top è

$$m_t = 170.9 \pm 1.1(stat) \pm 1.5(sist) \text{ GeV}/c^2$$

L'errore sistematico è comparabile a quello statistico e comprende varie fonti d'incertezza principalmente legate alla scala di energia (JES) dei getti (originata, ad esempio, nella sua calibrazione, nella differente risposta del rivelatore ai b -getti ed agli altri getti leggeri, nel b -tagging, nella risposta del calorimetro ai getti leggeri) ed al Montecarlo (associata alle variazioni del modello fisico usato per calibrare i metodi di fit e, perciò, correlato a tutte le misure). Nell'analisi del Run II, CDF e DØ hanno controllato l'incertezza sulla JES attraverso la calibrazione $W \rightarrow jj$ in situ usando i medesimi eventi $t\bar{t}$. Il Tevatron Electroweak Working Group (TevEWWG), responsabile della media combinata CDF/DØ mostrata in figura 1.16, tiene conto nei risultati anche delle correlazioni tra le incertezze sistematiche nelle differenti misure [33].

Sezione d'urto

Entrambi gli esperimenti di CDF e DØ determinano la sezione d'urto di produzione $t\bar{t}$ ($\sigma_{t\bar{t}}$) dal numero di candidati top osservati, una volta stimati il fondo, l'accettanza $t\bar{t}$ e la luminosità integrata. La sezione d'urto è stata misurata in tutte e tre i canali di decadimento del top.

Per separare il segnale dal fondo, gli esperimenti si avvalgono del b -tagging (identificazione dei getti che contengono quarks b) e/o di osservabili cinematiche discriminanti ("Kinematic ANN"). Le tecniche utilizzate per il b -tagging includono l'identificazione di un vertice secondario ("Vertex Tag"), la probabilità, basata sul parametro d'impatto misurato delle tracce, che un getto contenga un vertice secondario oppure l'identificazione di un muone dal decadimento semileptonico del b ("Soft Muon Tag"). A causa delle richieste per l'identificazione (ID) del leptone nei canali $\ell +$ getti e $\ell\ell$, in particolare le richieste su P_T , vengono rivelati principalmente i decadimenti in elettrone e muone del W , con solo un piccolo contributo legato al decadimento in

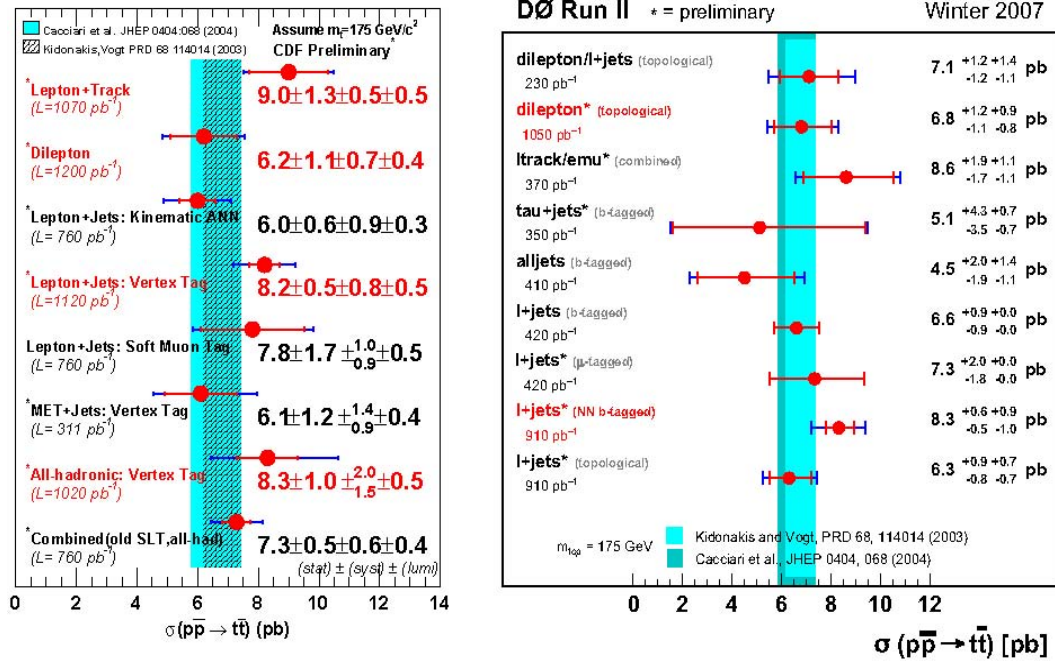


Figura 1.17: Misure della sezione d'urto di produzione $t\bar{t}$: a sinistra a CDF, a destra a DØ [34].

τ del W grazie al decadimento successivo $\tau \rightarrow (e, \mu)\nu X$. Invece, quando nel decadimento dileptonico viene richiesto che solo un leptone soddisfi ai criteri ID del leptone (“Lepton + Track”) si ha una maggior sensibilità al decadimento $W \rightarrow \tau\nu$. CDF utilizza anche una selezione basata sull’energia mancante e sui getti (“MET + jets”) nel modo $\ell + \text{getti}$ che, non richiedendo una specifica identificazione leptonica (lepton ID), ha un’accettanza maggiore al decadimento in τ (compresi i successivi decadimenti adronici del τ , oltre a quelli leptonici in e o μ). Sono state fatte ricerche dirette nel modo di decadimento tauonico di $t\bar{t}$ con un risultato per il rapporto $r_\tau < 5.2$ al 95% del livello di confidenza (CL) [35]. DØ ha trovato una sezione d’urto di produzione consistente con le stime del Modello Standard sia nel canale $\tau + \ell + \text{getti}$ [36], sia in quello $\tau + \text{getti}$ [37]. In figura 1.17, sono mostrati le sezioni d’urto misurate da CDF e DØ. Queste dovrebbero essere confrontate con i calcoli teorici che restituiscono una sezione d’urto di 5.8 - 7.4 pb per una massa del top di $175 \text{ GeV}/c^2$ [38]. I calcoli al next-to-leading order (NLO) predicono un’asimmetria avanti-indietro del 5-10% nella produzione $t\bar{t}$ [39]. La relativa misura di CDF ad una luminosità integrata di 1.7 fb^{-1} dà $28 \pm 14\%$ [40], mentre quella di DØ, senza la correzione per il bias creato dalla

selezione, a 0.9 fb^{-1} dà $12 \pm 8\%$ [41]. Entrambi i risultati sono comunque consistenti con le predizioni NLO.

Anche i calcoli teorici al next-to-leading order includenti i resti di gluoni soft [38] sono in buon accordo con tutte le misure finora eseguite. La crescente precisione delle misure, permessa dai maggiori campioni di dati del Run II, può servire per limitare o provare i *meccanismi di produzione o i canali di decadimento esotici* predetti da alcuni modelli [42]. Così gli effetti non previsti dal MS dovrebbero portare ad osservare delle discrepanze tra teoria e dati. Le nuove sorgenti di top potrebbero anche modificare le distribuzioni cinematiche, come quelle della massa invariante della coppia $t\bar{t}$ o del momento trasverso P_T del top. Gli studi del Run I e Run II finora effettuati hanno però trovato delle distribuzioni cinematiche consistenti con quelle predette dal MS (vedi referenze bibliografiche riportate in [7]).

Elicità del bosone W

Gli studi delle distribuzioni angolari del decadimento costituiscono un controllo diretto della natura $V - A$ dell'accoppiamento Wtb e forniscono informazioni sul relativo accoppiamento al top dei W polarizzati trasversalmente o longitudinalmente. Nel MS, la frazione di decadimenti dei W longitudinali è attesa essere $\mathcal{F}_0^{MS} = x/(1+x)$, con $x = m_t^2/2M_W^2$ ($\mathcal{F}_0^{MS} \sim 70\%$ per $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$) [43]. Le frazioni di bosoni W sinistrorsi o destrorsi (left-handed o right-handed) sono denotate con \mathcal{F}_- e \mathcal{F}_+ rispettivamente. Il MS prevede per \mathcal{F}_- un valore di $\approx 30\%$, mentre per $\mathcal{F}_+ \approx 0\%$. CDF e DØ utilizzano varie tecniche per misurare l'elicità del bosone W nel decadimento del top sia nel canale semileptonico che dileptonico. Il primo metodo si avvale di un fit cinematico (simile a quello impiegato nella determinazione della massa del top nel canale semileptonico, ma con la massa del top assegnata ($175 \text{ GeV}/c^2$)) per migliorare la ricostruzione delle osservabili dello stato finale e rendere risolvibile il sottodeterminato canale dileptonico. La distribuzione dell'angolo di elicità ($\cos\theta^*$) tra il leptone ed il b nel sistema di riposo del W fornisce la misura più diretta dell'elicità del W . Il secondo metodo (P_T^ℓ) utilizza, invece, gli spettri del P_T del leptone che differiscono a seconda che questo provenga da un W polarizzato longitudinalmente oppure da uno polarizzato trasversalmente: in tale modo si riesce a determinarne il contributo relativo. Un terzo metodo fa uso della massa invariante del leptone e del b nel decadimento del top ($M_{\ell b}^2$) come osservabile: tale grandezza è direttamente collegata a $\cos\theta^*$. Infine, anche il metodo dell'elemento di matrice (ME) (già descritto precedentemente tra le analisi sulla massa del top) è stato usato per costruire una likelihood bidimensionale $\mathcal{L}(m_t, \mathcal{F}_0)$, dove la dipendenza dalla massa è integrata così che rimanga solo quella dall'elicità del W .

Elicità W	Esperimento	L integrata (pb^{-1})	Metodo
$\mathcal{F}_0 = 0.65 \pm 0.12$	CDF Run II	1700	$\cos \theta^*$ [44]
$\mathcal{F}_+ < 0.07$ @ 95% CL	CDF Run II	1700	$\cos \theta^*$ [45]
$\mathcal{F}_+ < 0.09$ @ 95% CL	CDF Run II	700	$M_{\ell b}^2$ [46]
$\mathcal{F}_+ < 0.14$ @ 95% CL	DØ Run II	1000	$\cos \theta^*$ [47]

Tabella 1.4: Misura e limiti superiori al 95% CL dell'elicità del bosone W nel decadimento del top effettuate da CDF e DØ.

In tabella 1.4 sono riportati i recenti risultati delle analisi di CDF e DØ. Tutti i risultati sono in accordo con il MS.

Correlazioni di spin di $t\bar{t}$ ed ampiezza del top

DØ ha ricercato evidenze di correlazione di spin nelle coppie $t\bar{t}$ [48]. Ci si aspetta che il t ed il \bar{t} siano non polarizzati ma che i loro spin siano correlati. Poiché il top decade prima di adronizzarsi, i loro spin al momento della produzione sono trasmessi alle particelle prodotte nel loro decadimento. La correlazione di spin è studiata analizzando la distribuzione angolare congiunta di un prodotto di decadimento del t e di uno del \bar{t} . La dipendenza dallo spin del top è massima quando le particelle figlie sono fermioni di tipo down (leptoni carichi o quarks di tipo d); in questo caso, la distribuzione congiunta [49] [50] è:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d(\cos \theta_+)d(\cos \theta_-)} = \frac{1 + k \cdot \cos \theta_+ \cdot \cos \theta_-}{4}$$

dove θ_+ e θ_- sono gli angoli che i prodotti di decadimento formano rispetto ad un particolare asse di quantizzazione dello spin nel sistema di riferimento di riposo del top; la scelta ottimale è una base non diagonale [49]. In questa base, il MS predice una correlazione massima con $k = 0.88$ al Tevatron. Al Run I DØ ha analizzato 6 eventi dileptonici ed ottenuto una likelihood funzione di k che favoriva leggermente la situazione prevista dal MS ($k = 0.88$) rispetto alla mancanza di correlazione ($k = 0$) o all'anticorrelazione ($k = -1$, come potremmo aspettarci nel caso di $t\bar{t}$ prodotti tramite uno scalare intermedio). DØ pone un limite $k > -0.25$ al 68% CL.

Collegata alla misura delle correlazioni di spin di top (che richiedono una vita media del top minore del tempo d'adronizzazione) è la misura dell'ampiezza del top. Ci si aspetta che questa sia dell'ordine di $1 \text{ GeV}/c^2$ (vedi (1.9)). La sensibilità degli esperimenti correnti non si avvicina a questo livello, ma CDF ha eseguito la prima misura diretta dell'ampiezza del top

utilizzando il metodo del fit tramite template per eventi semileptonici, fissando la massa del top a $175 \text{ GeV}/c^2$ e variando l'ampiezza nella costruzione dei template Montecarlo. L'ampiezza del top trovata è minore di $12.7 \text{ GeV}/c^2$ al 95% CL [51].

Produzione elettrodebole di singolo top

DØ ha recentemente riportato la prima evidenza di produzione di singolo top analizzando i dati di Run II a 900 pb^{-1} [21]. Avvalendosi della tecnica (DT) dell'albero di decisione (diagramma ad albero), essi misurano una sezione d'urto di $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 4.9 \pm 1.4 \text{ pb}$. La probabilità di tale misura in assenza di segnale è del 0.035%, corrispondente ad una significanza di 3.4 deviazioni standard. Una più recente analisi di DØ sul medesimo campione di dati [52], combinante l'analisi DT con altre due analisi indipendenti basate sulle tecniche dell'elemento di matrice (ME) e della rete neurale (BNN, boosted neural network), ha ottenuto $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 4.7 \pm 1.3 \text{ pb}$, corrispondente ad una probabilità di 0.014%, cioè ad una significanza di 3.6 deviazioni standard. Anche CDF ha recentemente riportato evidenze di singolo top con 1.5 fb^{-1} utilizzando due differenti tecniche: una likelihood basata sulle distribuzioni cinematiche attese (LF) [53] ed una densità di probabilità basata sugli elementi di matrice (ME) [54]. La tecnica LF ha misurato una sezione d'urto $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 2.7_{-1.1}^{+1.3} \text{ pb}$, mentre la tecnica ME $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 3.0_{-1.1}^{+1.2} \text{ pb}$. Le probabilità di ottenere queste misure in assenza di segnale sono di 0.31% e 0.09% rispettivamente, corrispondenti a significanze di 2.7 e 3.1 deviazioni standard. Le due misure di CDF non sono ancora state combinate.

Un aspetto interessante della produzione di singolo top è il fatto che non possa occorrere nella QCD conservante il sapore; così, gli studi su tale produzione permettono di analizzare l'interazione debole di corrente carica che connette il quark top ai quarks di tipo down ed avente un'ampiezza proporzionale all'elemento di matrice CKM V_{tq} con $q = d, s$ o b . Così le misure effettuate da DØ consentono di ricavare ad esempio un valore $|V_{tb}| = 1.3 \pm 0.2$, mentre le misure con ME di CDF danno $|V_{tb}| = 1.02 \pm 0.19$. Un secondo aspetto degno di nota di questa interazione è la sua struttura $V - A$ poiché solo la componente left dei fermioni può partecipare all'interazione di gauge $SU(2)$. Così, grazie all'interazione debole, i singoli top sono prodotti polarizzati quasi al 100%: ecco, perciò, che gli studi sul singolo top costituiscono un test della struttura $V - A$ elettrodebole.

1.3 La supersimmetria

La supersimmetria (SUSY) [58] è attualmente il candidato più promettente per una teoria che estenda il Modello Standard oltre la scala d'energia elettrodebole; tale teoria è una generalizzazione delle simmetrie dello spazio-tempo della teoria quantistica dei campi che collega le particelle che costituiscono la materia che ci circonda (i fermioni: leptoni e quarks) con le particelle (bosoni vettori) mediatrici delle forze fondamentali. La SUSY si basa sul fatto che le leggi di natura sono invarianti se fermioni e bosoni vengono scambiati tra di loro nella lagrangiana della teoria; infatti, tutti i constraints della teoria quantistica relativistica e la consistenza stessa con le interazioni del MS (comprendendo anche la gravità) possono essere ugualmente soddisfatti se bosoni e fermioni vengono scambiati nelle equazioni.

I suoi generatori sono degli spinori di Majorana Q_α (con $\alpha = 1, 2, 3, 4$) che agiscono sugli stati fisici cambiandone lo spin di $\pm 1/2$. L'idea di una simmetria che unisse i diversi multipletti di spin nacque negli anni '60 in seguito al successo ottenuto dal modello a quark per mesoni e barioni; tuttavia, tale proposta fu presto scartata a causa del cosiddetto teorema no-go o teorema di Coleman-Mandula [59] che affermava l'impossibilità di avere rappresentazioni unitarie finito-dimensionali di gruppi che non fossero il banale prodotto di gruppi di simmetrie interne con il gruppo di Poincaré (cioè la simmetria spazio-temporale). In altre parole, secondo tale teorema un gruppo di gauge come quello di SUSY dovrebbe avere uno spettro infinito di particelle, cosa assolutamente inaccettabile per una valida teoria fisica.

Ma nel 1975 Haag-Lopuszanski-Sohnius [60] proposero un modo per aggirare il teorema di Coleman-Mandula che si basava sulla richiesta che i generatori del gruppo soddisfacessero, oltre alle consuete regole di commutazione (proprie di un'algebra di Lie), anche quelle di anticommutazione (proprie, invece, di un'algebra di Lie graduata). Nel caso di SUSY, si ha perciò:

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

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

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

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0$$

con

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

$$\bar{Q}_\alpha = Q_\alpha^T \gamma^0$$

dove le γ_μ sono le usuali matrici 4×4 di Dirac, P^μ è il tetravettore energia-impulso e $M^{\mu\nu}$ è il generatore del gruppo di Lorentz. La relazione (1.14) mostra la natura spinoriale dei generatori Q_α , mentre dalla (1.15) si ricava facilmente⁸ che $[Q_\alpha, P^2] = 0$, cioè che ogni trasformazione supersimmetrica conserva il tetravettore energia-impulso. La relazione (1.16), invece, dimostra che l'applicazione consecutiva di due trasformazioni supersimmetriche (come, ad esempio, Q_α, \bar{Q}_α) si traduce in una traslazione nello spazio-tempo P^μ , coinvolgendo così inevitabilmente anche la gravità. Da qui nascono i modelli a SUSY locale detti di supergravità (modelli SUGRA) [61]. In queste teorie, infatti, si fondono le simmetrie di gauge interne del campo (come quelle del MS) con l'invarianza per trasformazioni di coordinate nello spazio-tempo (la relatività generale), costituendo quindi un ottimo punto di partenza per giungere ad una teoria quantistica della gravitazione, unica lacuna nel cammino che dovrebbe portare ad una totale unificazione delle forze della natura.

Dopo questa presentazione teorica, conosciamo le particelle che vivono all'interno di questa teoria. Per fare questo, occorre sottolineare nuovamente come l'idea fondamentale alla base di SUSY preveda che a ciascuna particella conosciuta sia associata un'altra particella, un *superpartner*, che differisce solo per bosone \leftrightarrow fermione. Tale associazione viene fatta anche a livello più profondo e geometrico: la SUSY, infatti, estende la relatività speciale per includere delle nuove coordinate fermioniche accanto alle consuete coordinate spazio-temporali commutanti di natura bosonica. Tali nuove coordinate θ_α sono i superpartners delle familiari x^μ e portano alla formulazione della teoria supersimmetrica in questo "superspazio".

Incominciamo, quindi, con la nomenclatura delle nuove particelle che hanno origine da questo modello:

- ciascun superpartner è scritto con una tilde: ad esempio $e \leftrightarrow \tilde{e}$;
- i superpartners dei fermioni del Modello Standard hanno un prefisso s-: ad esempio, elettrone \leftrightarrow selettrone;
- i superpartners dei bosoni del MS hanno un suffisso -ino: ad esempio, fotone \leftrightarrow fotino.

⁸Segue dalle regole di commutazione per cui $[a, bc] = [a, b]c + b[a, c]$; da ciò si ricava: $[Q_\alpha, P^2] = [Q_\alpha, P^\mu P_\mu] = [Q_\alpha, P^\mu]P_\mu + P^\mu [Q_\alpha, P_\mu] = 0$.

Tali particelle sono raggruppate in supermultipletti con un ugual numero di gradi di libertà bosonici e fermionici:

- supermultipletti chirali di *fermioni* e *sfermioni* di spin rispettivamente $1/2$ e 0 ;
- supermultipletti vettoriali di *bosoni di gauge* e *gaugini* di spin rispettivamente 1 e $1/2$;
- supermultipletto gravitazionale (nei modelli SUGRA) con *gravitone* (ipotetico bosone di gauge mediatore della gravità) e *gravitino* di spin rispettivamente 2 e $3/2$.

Se la supersimmetria fosse esatta i superpartners dovrebbero essere degeneri in massa con le particelle note: così, ad esempio, l'elettrone dovrebbe avere un superpartner (il seletrone) caratterizzato dalla sua stessa massa, carica elettrica ed interazioni deboli, seppur di spin zero (anziché $1/2$ come per l'elettrone). Finora, tuttavia, tali superpartners non sono ancora stati direttamente osservati: è necessario, perciò, che anche la supersimmetria sia rotta. Inoltre, i fallimenti finora avuti nelle ricerche di supersimmetria inducono a pensare a superpartners con masse molto maggiori a quelle delle corrispondenti particelle del MS (ad energie finora non ancora esplorate).

E' interessante notare, quindi, come sia d'uopo un duplice meccanismo di rottura di simmetria per dare massa a tutte le particelle e superparticelle: prima di SUSY e poi, ad energie inferiori, della simmetria elettrodebole $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. I primi tentativi di spiegazione della rottura di SUSY furono rivolti alla rottura di SUSY spontanea, analogamente al meccanismo di Higgs nel MS, ma incontrarono numerosi problemi poiché prevedevano la possibilità di violare la conservazione della carica elettrica e di colore o di assegnare una massa non nulla al fotone. Accantonata questa idea, si concentrò l'attenzione su una rottura di SUSY locale [10] che includesse la supergravità; si tratta, però, di una teoria non rinormalizzabile e che quindi deve essere considerata a sua volta come una teoria efficace a bassa energia di una teoria più fondamentale, quale potrebbe essere la teoria delle superstringhe.

Il meccanismo di rottura SUSY è quindi necessario, ma sostanzialmente ignoto. Comunque, per garantire la soluzione del problema gerarchico (vedi approfondimento a pagina 22), sembra che tale rottura debba essere *soft* ed i corrispondenti parametri di massa non maggiori a qualche TeV. In ogni caso, lo spettro delle particelle è diviso in tre settori:

1. un settore *visibile* contenente tutte le particelle standard ed i loro superpartners;

2. un settore *nascosto* comprendente tutte le particelle molto massive (tra 10^{10} GeV e 10^{16} GeV) ed i campi responsabili della rottura di SUSY;
3. un settore alle energie della scala di Planck $\Lambda_{Planck} \approx 10^{19}$ GeV in cui si ipotizza un'unificazione di tutte e quattro le forze fondamentali.

La rottura di simmetria avviene perciò nel settore nascosto e viene trasmessa al settore visibile mediante opportuni campi, detti *messaggeri*. Esistono 4 meccanismi (e, perciò, 4 diversi messaggeri) per mediare la rottura di SUSY tra i due settori che sono alla base di altrettanti teorie e modelli:

1. con mediazione della *gravità*, in cui il messaggero è il gravitino ed è al centro dei modelli mSUGRA (vedi paragrafo 1.3.3);
2. con mediazione garantita da un meccanismo di *gauge*, in cui i messaggeri principalmente sono costituiti dai bosoni di gauge ed dai campi del MS (modelli GMSB, Gauge Mediated Supersymmetry Breaking);
3. con un meccanismo di *mediazione anomala*, in cui la rottura di SUSY non avviene al tree level, ma a causa di una anomalia formale;
4. con la mediazione di *gaugini*.

1.3.1 Validità della supersimmetria

A distanza di oltre 35 anni dalla sua nascita, non abbiamo ancora nessuna conferma sperimentale della veridicità delle sue predizioni, nessuna segnatura in nessun rivelatore che possa essere associata ad una particella supersimmetrica né alcun risultato sperimentale che richieda l'esistenza di nuova fisica alla scala del TeV. Ma non è nel campo sperimentale che vanno ricercati i motivi che rendono la teoria supersimmetrica tanto attraente ed accreditata quale miglior candidato ad estendere il Modello Standard; al contrario, essi sono di natura puramente teorica e riguardano la sua eleganza e coerenza formale e la sua naturalezza nello spiegare e risolvere alcuni punti che risultano poco chiari all'interno della teoria del MS. Ecco, perciò, alcuni aspetti positivi di tale teoria:

1. Il fallimento dei tentativi di estendere il MS in modo non perturbativo conduce naturalmente a teorie che devono cambiare punto di vista, concentrandosi su altre simmetrie; tra queste, uno degli esponenti più importanti è senz'altro la SUSY.

2. Nel cammino che vorremmo portasse ad una futura teoria di grande unificazione, una simmetria che unisca le due grandi categorie di particelle dei fermioni e dei bosoni rappresenta un primo fondamentale e, forse, necessario passo.
3. Le trasformazioni supersimmetriche coinvolgono lo spin; lo spin entra nel momento angolare ed i generatori delle trasformazioni del momento angolare fanno parte del gruppo di Poincaré, il quale è connesso con la gravità. Ecco perciò, che, pur non sapendo in quale modo avvenga la connessione SUSY-gravità, possiamo affermare che nella sua versione con rottura di simmetria locale, la supersimmetria offre un quadro naturale in cui inserire la gravità quando sarà quantizzata in modo ottimale.
4. Se l'idea alla base delle teorie di grande unificazione (GUT) è corretta, allora tutte le interazioni che osserviamo devono fondersi in un'unica forza. Perciò, secondo le teorie GUT, ci aspettiamo (ma anche desideriamo fortemente!) che le forze e le loro costanti d'accoppiamento al crescere dell'energia (o, equivalentemente, al decrescere della distanza) si avvicinino tra di loro⁹. Tuttavia, l'unione delle costanti d'accoppiamento delle tre forze fondamentali del MS (forte, debole ed elettromagnetica, lasciando da parte quella gravitazionale) avviene solo nell'ambito supersimmetrico (ad un'energia di circa $2 \times 10^{16} GeV$, vedi figura 1.1), mentre risulta solo abbozzato nel MS. Il diverso comportamento delle costanti d'accoppiamento nei due modelli è dovuto al maggior numero di particelle (e superparticelle) che entrano nei loop in SUSY rispetto al MS.
5. La supersimmetria risolve anche il problema gerarchico: sia le particelle che i loro superpartners entrano nei loop. Ma i suoi teoremi di non rinormalizzazione dimostrano che nelle correzioni radiative in loop a tutti gli ordini perturbativi i contributi di fermioni e bosoni sono di segno opposto e proporzionali a $\Lambda^2 + m_{bos/fer}^2$: questo significa che nel limite

⁹Questo è spiegabile col fatto che le costanti di accoppiamento α_i non sono realmente costanti, ma dipendono dall'energia: $\alpha_i = \alpha_i(Q^2) = \alpha_i(distanza)$. Tale variazione con l'energia (distanza) è concepibile nell'ambito della teoria perturbativa: espandendo perturbativamente un elemento di matrice, questo risulta composto da un semplice contributo (termine di Born) all'ordine zero (tree-level) più una somma di contributi (correzioni radiative) ad ordini superiori. Tali correzioni dipendono esplicitamente dall'energia delle particelle esterne; così ad energie maggiori avremo un maggior numero di correzioni. Per chiarire il concetto basta pensare ai loop: al crescere dell'energia aumentano le particelle con massa inferiore a tale energia e che, quindi, possono circolare nei loop.

supersimmetrico (in cui la supersimmetria è esatta e particelle e superparticelle hanno la medesima massa ed il medesimo accoppiamento) i loro contributi si cancellano esattamente. Quando la supersimmetria è rotta, questa proprietà può comunque essere conservata: calcolando le correzioni radiative, ad esempio alla massa dell'Higgs, risulta necessario un fine-tuning, ma solamente dell'ordine della m_W , cioè

$$|m_{bos}^2 - m_{fer}^2| \leq \mathcal{O}(1\text{TeV}) \quad (1.17)$$

Infatti, il termine divergente Λ^2/M_H^2 nella lagrangiana viene sostituito approssimativamente da $g^2(\tilde{m}^2 - m^2)/M_H^2$, dove \tilde{m} è la massa del superpartner, mentre m quella di una tipica particella del MS. Se \tilde{m} non è troppo grande (rispettando la relazione (1.17)), ecco che il problema gerarchico viene eliminato.

6. Un'altra caratteristica dei modelli supersimmetrici che prevedono la conservazione del numero barionico B e leptonico L (invarianza $B - L$) è la conservazione di un nuovo numero quantico: la R-parità; si tratta di una parità moltiplicativa definita come

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

per una particella di spin S . Di conseguenza, tutte le particelle del MS hanno $R = +1$ (esponente pari), mentre quelle supersimmetriche hanno $R = -1$ (esponente dispari).

La conservazione della R-parità ha due importanti implicazioni fenomenologiche: 1) le particelle SUSY sono prodotte o distrutte solamente in coppia; 2) la particella più leggera (LSP, Light Supersymmetric Particle), prodotto finale della catena di decadimenti di particelle supersimmetriche, è assolutamente stabile e rappresenta un candidato ottimale e promettente per rivestire il ruolo di costituente della materia oscura. Per avere consistenza con i dati cosmologici, questa LSP stabile deve anche essere elettricamente neutra, non risentire dell'interazione di colore ed interagire solo debolmente con la materia ordinaria. Tali caratteristiche, simili a quelle che potrebbe avere un neutrino pesante stabile, la rendono non osservabile in modo diretto agli acceleratori. L'unico elemento che potrebbe rivelarne la presenza è una grande energia trasversa mancante (vedi anche paragrafo 1.3.4).

7. Abbiamo già visto che le simmetrie alla base del Modello Standard prevedono masse nulle per i fermioni ed i bosoni. Per giustificare le masse non nulle osservate, è stato introdotto ad hoc un doppietto scalare di campi di Higgs ed un potenziale nella lagrangiana della

forma data da (1.3). Quindi, l'interazione tra il campo di Higgs, avente un vev non nullo, e le particelle permette l'acquisizione di massa delle particelle stesse. Perché questo meccanismo sia possibile, il termine di massa μ^2 in (1.3) deve essere negativo. Tutto questo appare innaturale e forzato nello scenario del MS: non si conosce, infatti, l'origine fisica del campo di Higgs (unico campo scalare) né perché μ^2 debba essere negativo. E' invece completamente diverso il discorso se ci poniamo nell'ambito delle teorie supersimmetriche: queste, infatti, presentano già naturalmente dei campi scalari con proprietà tipiche a quelle che dovrebbe avere il campo di Higgs. Inoltre, nelle teorie SUSY la negatività del termine μ^2 non è assunta, ma derivata! (vedi anche paragrafo 1.3.2). Infatti, anche le masse (come le costanti d'accoppiamento delle interazioni) sono funzione dell'energia (o, equivalentemente, della distanza). Se studiamo nell'ambito di SUSY il comportamento del termine di massa (μ^2) contenuto nel potenziale (1.3) ad energie più basse, possiamo constatare che naturalmente questo assume un valore negativo. Questo accade a scale d'energia dell'ordine della decina di TeV. Per funzionare correttamente, lo spettro deve contenere una particella più pesante del bosone W ; la conferma dell'esistenza di questa particella si ebbe nel 1995 con la scoperta del quark top (con $m_t = 170.9 \pm 1.8$ GeV [7]). La correttezza di questa predizione rappresenta un'ulteriore motivo di fiducia nella nuova teoria.

Oltre a questi motivi principali, ci sono altre caratteristiche della realtà fisica che alla luce delle teorie supersimmetriche sembrano poter trovare una spiegazione attendibile:

- In alcune versioni di teorie d'unificazione i quarks possono compiere delle transizioni in leptoni e viceversa: questo vale anche per i quarks nel protone che, così, potrebbe decadere. Le più semplici teorie non supersimmetriche predicono, però, una vita media troppo breve per il protone se confrontata con i dati; le teorie supersimmetriche, invece, paiono in buon accordo con i dati.
- Come già visto, uno dei problemi che nascono in seno al MS è l'asimmetria materia-antimateria. Il MS prevede una naturale evoluzione dell'universo con una uguale quantità di materia barionica ed antibarionica; in realtà, la materia risulta di gran lunga dominante¹⁰. L'asimmetria viene spiegata nel MS tramite la violazione di CP per mezzo della fase complessa della matrice CKM: così si spiegano le violazioni di CP osservate per i Kaoni e per i mesoni B . Tuttavia, tali fonti di violazione

¹⁰Per fortuna, altrimenti non sarei qui a scrivere questa tesi...

di CP sono troppo esigue per poter spiegare la realtà. Alcuni possibili approcci positivi al problema richiedono, invece, la supersimmetria, in grado di introdurre una più consistente violazione di CP.

- In campo astrofisico con il termine inflazione indichiamo una molto rapida espansione dell'universo avvenuta subito dopo il Big Bang. Perché questa ipotesi venga pienamente accettata, bisogna comprendere ed identificare le particelle fisiche che, interagendo, possono aver portato all'espansione. La SUSY fornisce campi scalari che potrebbero aver giocato questo ruolo e la rottura di supersimmetria potrebbe aver dato massa a tali scalari ed aver determinato il potenziale che ha fissato la dinamica dell'inflazione.

Vorrei, infine, riportare alcuni successi già accertati del modello supersimmetrico, cioè alcune predizioni confermate dagli esperimenti:

- La prima, già accennata qui sopra, riguarda il quark top. Negli anni '80 si stava cercando una particella (il top) della massa di circa 15 GeV, poco più pesante del quark b : per tale scopo venne costruito il Tristan Collider con un'energia massima \sqrt{s} di circa 30 GeV. Invece, la supersimmetria prevedeva una particella con massa paragonabile a quella del W ($m_W = 80.423 \pm 0.029$ GeV [7]) per spiegare il meccanismo di Higgs.
- Una seconda predizione riguarda il valore della quantità $\sin^2 \theta_W$ (definita in (1.5)) nel MS. La SUSY prevede un valore di 0.231 in perfetto accordo con i dati attuali, a differenza della meno corretta previsione del MS (0.215).
- Una terza predizione era stata fatta sullo studio effettuato a LEP di circa 20 milioni di decadimenti del bosone Z^0 . Tutti gli effetti supersimmetrici possono essere rivelati esclusivamente tramite le correzioni radiative dovute ai loop. Tali correzioni di loop potevano essere abbastanza grandi da venire rilevate come deviazioni dal Modello Standard solo se i superpartners sono leggeri (vedi anche paragrafo 1.3.2). Perciò, o i superpartners sono abbastanza leggeri che potevano essere rivelati a LEP, oppure le misure di precisione non dovevano mostrare grandi deviazioni dalle previsioni del MS. Il verificarsi della seconda possibilità ha confermato il fatto che le particelle SUSY sono più pesanti, come previsto dalla teoria supersimmetrica.

Le nostre speranze per il prossimo futuro sono tutte riposte in LHC (Large Hadron Collider), il collider pp con un'energia di $\sqrt{s} = 14$ TeV e luminosità

$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ che inizierà a funzionare nei prossimi mesi. Se la supersimmetria esiste alla scala elettrodebole con superpartners con masse dell'ordine del TeV, allora qualche traccia di particelle SUSY ad LHC si dovrà vedere. In caso contrario, bisognerà cambiare radicalmente punto di partenza per cercare di estendere il MS. Infatti, è perlomeno difficile pensare di poter riutilizzare in qualche modo lo scenario supersimmetrico, in quanto le sue previsioni a bassa energia non sarebbero più compatibili con i dati sul MS che oggi abbiamo.

1.3.2 Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale

Esistono molte estensioni supersimmetriche del MS, ma quella più studiata e su cui vogliamo concentrare la nostra attenzione è il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM). Le caratteristiche principali che lo rendono così attraente sono la semplicità, la coerenza e la compatibilità con i dati sperimentali finora raccolti: si tratta, infatti, di un modello con lo stesso gruppo di simmetria del Modello Standard ($G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) ed un unico generatore.

Il primo passo per costruire un modello supersimmetrico (qual è il MSSM) è avere un formalismo (lagrangiano) in cui la supersimmetria sia manifesta. Si inizia, perciò, con l'introdurre un campo scalare ϕ tale che una trasformazione SUSY porti a $\phi \rightarrow \psi$ (con ψ consueta funzione d'onda quantistica). Tuttavia, una descrizione limitata ai due campi ϕ e ψ non è sufficiente; bisogna includere nella teoria anche ulteriori campi bosonici aggiuntivi. Tali supercampi sono particolari supermultipletti contenenti sia bosoni che fermioni in ugual numero. Il Modello Standard supersimmetrico minimale (MSSM) si caratterizza per avere il numero minimo di campi aggiuntivi, tali da garantire comunque la validità di tutte quelle caratteristiche positive che rendono così interessante e promettente la supersimmetria. I supermultipletti (campi) sono:

- 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 Φ_1, Φ_2 e $\tilde{\Phi}_1, \tilde{\Phi}_2$;
- 3 supermultipletti vettoriali $g, \tilde{g}; W_\mu^i, \tilde{W}_\mu^i; B_\mu, \tilde{B}_\mu$;
- supermultipletto gravitazionale (nei modelli SUGRA) $G_{\mu\nu}, \tilde{G}_{\mu\nu}$.

In questo modo, la lagrangiana rinormalizzabile del MSSM è costruita includendo tutti i possibili termini d'interazione (di dimensione 4 o meno) che

soddisfano l'algebra della supersimmetria, l'invarianza rispetto alla simmetria di gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e la conservazione $B - L$.

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 ($Y = 1/2$ e $Y = -1/2$) sono tali che Φ_1 si accoppia solo ai leptoni carichi ed ai quarks d , s e b , mentre Φ_2 solo ai quark u , c e t . Sono stati introdotti due doppietti complessi in luogo dell'unico presente nel MS in modo da eliminare le anomalie chirali che un solo higgsino avrebbe portato (questo è assicurato dalla presenza di un higgsino di ipercarica opposta) e da permettere di dare massa a tutti i quarks (sia di tipo up che down) e leptoni carichi [62].

Effetti della rottura di SUSY

Abbiamo già evidenziato come per riprodurre i dati sperimentali a basse energie la supersimmetria debba essere rotta; tutte le proprietà delle particelle dipendono allora dal meccanismo di rottura (ignoto!).

Un modello efficace di bassa energia può essere costruito considerando il limite $m_{PL} \rightarrow \infty$ in cui il settore visibile e quello nascosto sono già disaccoppiati. In questo modo, introducendo degli opportuni parametri, possiamo descrivere il settore visibile tramite una lagrangiana molto semplice:

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

Il termine L_{SUSY} , generalizzazione supersimmetrica di quella del MS, è costituito da una lagrangiana rinormalizzabile, globalmente supersimmetrica, contenente termini cinetici standard ed un termine di superpotenziale W [63] costituito dagli accoppiamenti supersimmetrici di tipo Yukawa (descriventi le interazioni dei supermultipletti chirali del MSSM con i doppietti di Higgs) e da quelli di tipo $\mu\Phi_1\Phi_2$ tra i campi scalari. Al momento della rottura della 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 (vev) non nullo, fornendo così massa ai quarks ed ai leptoni tramite gli accoppiamenti suddetti.

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

$$\begin{aligned}
L_{ROTTURA} = & -\frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} \right) + c.c. + \\
& - \left(\tilde{u} a_u \tilde{q} \Phi_1 - \tilde{d} a_d \tilde{q} \Phi_2 - \tilde{e} a_e \tilde{l} \Phi_2 \right) + c.c. + \\
& - \tilde{q}^\dagger m_q^2 \tilde{q} - \tilde{l}^\dagger m_l^2 \tilde{l} - \tilde{u} m_u^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d} m_d^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e} m_e^2 \tilde{e}^\dagger + \\
& - m_{\Phi_1}^2 \Phi_1^* \Phi_1 - m_{\Phi_2}^2 \Phi_2^* \Phi_2 - (\mu B_0 \Phi_1 \Phi_2 + c.c.)
\end{aligned} \tag{1.18}$$

dove a_u , a_d e a_e sono matrici complesse 3×3 nello spazio delle famiglie dei sapori, così come ognuno dei termini m_q^2 , m_l^2 , m_u^2 , m_d^2 , m_e^2 , i quali, pur potendo avere valori complessi, devono essere hermitiani per avere una lagrangiana reale. Infine, il termine nell'ultima riga rappresenta il contributo di rottura di SUSY al superpotenziale di Higgs, con il termine bilineare nei campi $\mu B_0 \Phi_1 \Phi_2$.

Tuttavia, senza ulteriori semplificazioni, la lagrangiana supersimmetrica contiene un numero elevatissimo di parametri liberi, ben 124 [64]: 18 del MS, 1 corrispondente al parametro del settore di Higgs (vedi anche paragrafo a pagina 65) e 105 nuovi del modello (5 reali e 3 fasi violanti CP nel settore dei gaugini-higgsino (vedi anche paragrafo a pagina 63), 21 masse degli squarks e sleptoni (vedi anche paragrafo a pagina 64), 36 angoli reali di mixing per definire gli autostati di massa degli squarks e degli sleptoni e 40 fasi violanti CP che possono comparire nelle interazioni degli squarks e degli sleptoni). Risulta, perciò, d'uopo fare delle considerazioni di carattere teorico e fenomenologico per cercare di eliminare buona parte di questi parametri liberi a vantaggio delle capacità predittive della teoria. Descriverò, come esempio, il caso del modello mSUGRA.

Ci poniamo, quindi, alla scala di Planck (10^{19} GeV) ed adottiamo tre ipotesi semplificatrici:

1. tutti i campi scalari Φ_l hanno la medesima 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 λ_a hanno la stessa massa universale $m_{1/2}$;
3. esistono degli accoppiamenti bilineari B_0 e trilineari (in (1.18) 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 .

Con queste assunzioni abbiamo ridotto a cinque il numero di parametri liberi della teoria: m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , μ e $\mu \cdot B_0$. A questo punto, inserendoci nel quadro delle teorie GUT, supponiamo che la scala di unificazione delle tre costanti d'accoppiamento ($\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3} \alpha_1 \equiv \alpha_{GUT}$) costituisca il limite

superiore di validità della lagrangiana efficace L_{MSSM} ; sfruttando la seconda ipotesi sulla massa comune dei gaugini ($m_{1/2} = M_3 = M_2 = M_1$), possiamo avvalerci delle equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RGE) [65] per determinare i valori di queste masse e dei parametri a bassa energia: per il MSSM si tratta di un sistema di 26 equazioni alle derivate parziali con condizioni al contorno fissate dalle 3 ipotesi suddette. Queste equazioni si risolvono iterativamente calcolando le masse e determinando ad ogni iterazione il valore limite della scala d'energia fino a cui i parametri in gioco assumono valori sensati. All'iterazione successiva si usano gli ultimi valori calcolati come dati iniziali e si continua allo stesso modo fino alla scala elettrodebole.

L'andamento delle masse segue sostanzialmente l'andamento delle costanti d'accoppiamento a cui sono sensibili: ad esempio, al diminuire dell'energia, le masse degli squarks $m_{\bar{q}}$ crescono come fa α_3 , mentre le masse degli sleptoni $m_{\bar{l}}$ restano pressoché costanti, come α_2 (vedi figura 1.1).

Al termine del processo di rinormalizzazione, i parametri liberi a cui ci siamo ridotti sono sempre 5, ma leggermente diversi per poterli confrontare con altri dati sperimentali di bassa energia del MS. In particolare si sostituisce il parametro $\mu \cdot B_0$ con $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ (rapporto tra i due valori di aspettazione di vuoto (vev) dei due doppietti di Higgs) per poter ritrovare il valore misurato di m_{Z^0} . Così, i 5 parametri del modello sono:

$$m_{\bar{q}} \approx 3m_{1/2} \quad m_{\bar{q}} \approx \sqrt{m_0^2 + 4m_{1/2}^2} \quad A_0 \quad \mu \quad \tan \beta$$

dove si sono prese le opportune combinazioni di m_0 e $m_{1/2}$ danti le masse dei gluini e degli squarks.

Come abbiamo visto, i limiti sperimentali all'esistenza della supersimmetria sono principalmente dovuti all'assenza di rivelazione di particelle supersimmetriche agli acceleratori odierni, mentre solo in piccola parte alle correzioni a più loop ed ai contributi per scambio di particelle supersimmetriche virtuali. Vediamo ora, però, quali sono gli effetti del MSSM sui parametri del MS che sperimentalmente si misurano: per far questo si esegue il fit elettrodebole globale del MS e si confrontano i risultati con quelli analoghi che si otterrebbero con il MSSM nel suo limite alla scala elettrodebole. Le conclusioni più importanti sono:

- Se le masse di tutte le particelle supersimmetriche sono significativamente superiori a quella della Z^0 (cioè almeno 300 GeV), gli effetti dovuti alla loro presenza si riscontrano nelle correzioni a più loop dei parametri elettrodeboli. Entrambi i modelli danno risultati simili.
- Se le masse delle particelle supersimmetriche sono più leggere, poco oltre i limiti degli attuali acceleratori, gli effetti delle loro presenza

divengono più sensibili nelle correzioni a più loop, provocando un peggioramento del fit elettrodebole, la cui entità dipende dalla scelta dei parametri del MSSM.

- Esistono altri parametri di bassa energia sensibili alla presenza di scambi virtuali di particelle supersimmetriche. Tra questi i principali sono l'anomalia del momento magnetico del muone $a_\mu = \frac{1}{2}(g-2)_\mu$ ed 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 addirittura accordo entro una deviazione standard. Questo testimonia come le correzioni apportate dal MSSM non siano molto significative, pur permettendo di fissare ulteriori limiti ai parametri supersimmetrici di bassa energia.

Le s-particelle nel MSSM

Consideriamo ora le particelle supersimmetriche previste dal MSSM, dividendole nei tre grandi settori dei gaugini, degli sfermioni e di Higgs.

I gaugini

Sono i partners fermionici dei bosoni di gauge; tra essi annoveriamo:

- i *gluini* \tilde{g} sono 8 fermioni di Majorana, partners degli 8 gluoni, con massa comune $m_{\tilde{g}} = M_3$ acquisita direttamente dalla rottura di SUSY.
- I *gaugini* propriamente detti e l'*higgsino*, partners fermionici rispettivamente dei bosoni di gauge elettrodeboli e del bosone di Higgs. In particolare, distinguiamo tra i primi i *Wini* (partners dei W^\pm), il *Bino* (partner del bosone abeliano di gauge della simmetria di ipercarica debole $U(1)_Y$, B_μ) e lo *Zino* (partner del bosone neutro W_μ^3).

La previsione del MSSM è che questi gaugini non siano autostati di massa, ma che si mescolino tra di loro secondo una ben determinata matrice di massa per dare massa ai veri autostati fisici: i 4 *chargini* carichi ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$), dovuti al mixing tra i \tilde{W}^\pm e gli higgsini carichi $\tilde{\Phi}_1^+$ e $\tilde{\Phi}_2^-$ ed i 4 *neutralini* ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$), dovuti al mixing di Zino (W_3^0), Bino (B_0) e degli higgsini neutri ($\tilde{\Phi}_1^0$ e $\tilde{\Phi}_2^0$).

Per i gaugini carichi (fermioni di Dirac) la matrice di massa dipende dai parametri M_2 , μ , $\tan\beta$ e m_W e diagonalizzata dà come autostati proprio i chargini, con i relativi autovalori come masse. Abbiamo quindi:

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2) + \mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - m_W^2 \sin^2(2\beta))} \right]$$

Scegliendo per convenzione $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$, le relazioni si semplificano:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + m_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 &= M_2^2 + 2m_W^2 + \mu^2 \\ m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \cdot m_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 &= \mu M_2 - m_W^2 \sin(2\beta) \end{aligned}$$

Notiamo che sono funzione solamente dei tre parametri $M_2 = m_{1/2}$, μ e $\sin(2\beta)$.

Il discorso è analogo anche per i neutralini (fermioni di Majorana), ma con una matrice di massa più complicata dipendente da M_1 , M_2 , μ , $\tan\beta$, m_Z e dall'angolo di mixing debole θ_W . Sebbene anche l'espressione delle relative masse sia complicata, possiamo fare alcune considerazioni interessanti fissando, analogamente a prima, la convenzione $m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0} \leq m_{\tilde{\chi}_3^0} \leq m_{\tilde{\chi}_4^0}$ e concentrandoci sull'entità del mixing tra il gaugino e l'higgsino coinvolti. Distinguiamo quattro casi:

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 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*;
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* e la coppia di chargini più leggeri $\tilde{\chi}_1^\pm$ sarà formata quasi da puri *Wini*, formando così i partners supersimmetrici dei tre bosoni di gauge della simmetria di isospin debole $SU(2)_L$ e tutti circa con la stessa massa;
4. se invece $|\mu|$ 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*.

A seconda dei casi la fenomenologia è differente, ma nella maggior parte delle regioni dello spazio dei parametri il $\tilde{\chi}_1^0$ è la LSP tanto importante.

Gli sfermioni

Questo settore comprende sleptoni carichi $\tilde{l}_{R,L}^\pm$, squarks $\tilde{q}_{R,L}$ e sneutrini $\tilde{\nu}_L$ (non esistono sneutrini destrorsi $\tilde{\nu}_R$ nel MSSM), partners scalari dei fermioni

del MS. Anche in questo settore \tilde{f}_L e \tilde{f}_R non sono autostati di massa, ma c'è un mixing $\tilde{f}_L - \tilde{f}_R$ d'intensità proporzionale al corrispondente elemento di matrice di massa:

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

a seconda che consideriamo quarks o leptoni di tipo up o down. Dato che nella forma dell'elemento di matrice compare la massa dei fermioni, ci si aspetta che questo mixing sia piccolo rispetto ai termini di massa diagonali per sleptoni e squarks. Le uniche eccezioni possibili per $\tan \beta \gg 1$ sono quelle dello stop, dello sbottom e dello stau, dato che le masse dei relativi partners sono decisamente superiori a quelle degli altri quarks e leptoni.

Un altro aspetto interessante riguarda l'evoluzione delle masse degli squarks \tilde{q} tra la scala di Planck (10^{19} GeV) o GUT (10^{16} GeV) e quella elettrodebole: è infatti prevista dal modello la loro quasi degenerazione a bassa energia nelle prime due generazioni, mentre nella terza questa tendenza non si manifesta e, a causa dei contributi radiativi negativi nei loop contenenti il top, gli stop $\tilde{t}_{L,R}$ e lo sbottom \tilde{b}_L risultano più leggeri degli squarks di prima generazione. Lo stesso discorso vale anche per gli sleptoni \tilde{l} . Se indichiamo le loro masse comuni con $m_{\tilde{q}}$ e $m_{\tilde{l}}$, possiamo allora esprimerle in funzione dei parametri di MSSM come

$$m_{\tilde{f}}^2 = m_0^2 + a \cdot m_{\tilde{g}}^2 + b \cdot m_Z^2 \cos(2\beta)$$

dove le costanti a e b dipendono dai numeri quantici di isospin debole, ipercarica debole e di colore dei vari sfermioni considerati. Possiamo anche fare una media dei risultati deducibili da queste relazioni, ottenendo:

$$m_{\tilde{q}}^2 \approx m_{\tilde{l}}^2 + 0.77m_{\tilde{g}}^2$$

a dimostrazione del fatto che gli squarks sono più pesanti degli sleptoni (con le eccezioni già viste di stop e sbottom).

Il settore di Higgs

Nel MSSM abbiamo 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 massa; ne restano così solamente cinque che costituiscono gli Higgs fisici previsti dal modello:

- due scalari neutri h^0 e H^0 , 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 si deducono dalla minimizzazione del potenziale supersimmetrico di Higgs che, nella sua versione più generale, contiene potenze quadratiche e del quarto ordine nei campi (come nel caso classico, pur con le dovute correzioni legate alla presenza di due doppietti scalari anziché uno), ma anche termini supersimmetrici di accoppiamento del campo scalare con i campi di gauge con coefficienti proporzionali ai corrispondenti accoppiamenti di gauge. Nel MSSM, invece, si può dimostrare che tutto il settore di Higgs dipende solo da due parametri: $\tan\beta$ ed una massa di Higgs, generalmente m_A .

Tramite queste due quantità si possono predire le masse degli Higgs rimanenti, le loro costanti d'autointerazione e l'angolo α di mixing che misura le componenti dei due doppietti originali con ipercarica $Y = \pm 1$ negli stati fisici scalari H^0 e h^0 . Così, al tree-level, le masse previste [8] divengono:

$$\begin{cases} m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \\ m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_{Z^0}^2 \cos(2\beta)} \right] \end{cases} \quad (1.19)$$

dove valgono le definizioni (??) per le masse dei bosoni W e Z^0 :

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad m_{Z^0} = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$$

Da (1.19) possiamo ricavare una gerarchia tra le masse espressa mediante le seguenti disuguaglianze:

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

La disuguaglianza più interessante è quella che prevedrebbe l'higgsino h^0 più leggero della Z^0 , in netto contrasto, però, con i dati di LEP II. Bisogna, perciò, tener conto delle correzioni radiative dovute alla non compensazione dei loop virtuali di top e stop che rende il limite superiore per l'higgsino pari a:

$$m_{h^0}^2 \leq m_{Z^0}^2 + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \left\{ \ln \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right) \right\}$$

dove $X_t = A_t - \mu \cot\beta$ è il parametro di mixing tra il top e gli altri squarks, mentre $M_S^2 = \frac{1}{2} (M_{t_L}^2 + M_{t_R}^2)$ rappresenta la media delle masse al quadrato dei due stop. Ulteriori calcoli mostrano però che le correzioni dominanti a

due loop danno contributi negativi, rendendo il limite appena scritto sovrastimato. Comunque, per $m_t = 175$ GeV e $M_S \leq 2$ TeV abbiamo un limite superiore per l'higgsino $m_{h^0} \leq 135$ GeV [66] (con un'incertezza di pochi GeV), poco sopra al limite fissato da LEP. Infine, bisogna sottolineare come le correzioni ad un loop consentirebbero una violazione di CP nel settore di Higgs: sebbene la sua entità vari da modello a modello, rappresenta un fattore importante per le future ricerche di supersimmetria ai collisionatori (LHC in primis).

1.3.3 Il modello mSUGRA

In questo modello [67] [68], la trasmissione della rottura di supersimmetria dal settore nascosto a quello visibile avviene ad opera dell'interazione gravitazionale.

L'acquisto da parte di due tipi di campi scalari (campi T , risultato di un processo di compattificazione da dimensioni maggiori, e campi S , parte del supermultipletto di SUGRA) di un vev non nullo provoca una rottura spontanea di SUSY nel settore nascosto. Tale rottura spontanea avviene alla scala di energia di $M_S = \sqrt{m_W m_{PL}}$ (dove m_{PL} rappresenta la massa di Planck (10^{19} GeV)) e genera un goldstino (fermione di Goldstone di spin $1/2$); grazie ad un meccanismo di super-Higgs, il goldstino viene assorbito dal gravitino $\tilde{G}_{\mu\nu}$ (di spin $3/2$) dandogli i due gradi di libertà necessari a renderlo massivo; quindi, quest'ultimo trasmette al settore visibile la rottura di SUSY in modo proporzionale all'intensità dell'interazione gravitazionale. Questo implica che le differenze di massa introdotte nei supermultipletti da questo meccanismo di rottura sono molto piccole rispetto alla differenza tra la scala a cui avviene la rottura e quella a cui si manifesta a causa della debolezza dell'interazione gravitazionale (si dimostra, ad esempio, che per $M_S = 10^{11}$ GeV, le masse SUSY, legate alle suddette differenze, sono dell'ordine del TeV).

In questo scenario, perciò, la massa del gravitino diventa dell'ordine della scala di rottura elettrodebole, mentre la sua costante d'accoppiamento risulta dell'ordine della forza gravitazionale; di conseguenza, il gravitino non dovrebbe avere una grossa importanza nella fenomenologia analizzabile ai colliders.

Essendo anche mSUGRA una particolare classe di MSSM, valgono le tre ipotesi semplificatrici alla scala GUT già adottate in precedenza: unificazione delle masse di tutti gli scalari (squarks, sleptoni) al valore m_0 ; unificazione delle masse dei gaugini ed higgsini al valore $m_{1/2}$; riduzione di tutti i termini trilineari d'accoppiamento Higgs-sfermione-sfermione al valore comune A_0 . Tali ipotesi risultano fortemente motivate soprattutto per mSUGRA in

quanto a quella scala l'unica forza che non dipende né dallo spin, né dalle cariche elettrodeboli, né dal colore è la gravità, unica mediatrice della rottura di SUSY, mentre le altre tre forze sono unificate. Gli altri due parametri liberi del modello (sempre alla scala GUT) sono il termine bilineare B_0 e la massa dell'Higgs μ che rispetta SUSY e solo ad energie inferiori risulta legata alla rottura della simmetria elettrodebole.

Come già esposto in precedenza per un modello MSSM generico, il passo successivo consiste nell'applicazione delle equazioni del gruppo di rinormalizzazione (RGE) [65] per passare dalla scala GUT a quella elettrodebole del MS, solitamente identificata mediante il valore della massa della Z^0 a circa 90 GeV. Si tratta di 26 equazioni alle derivate parziali con condizioni al contorno fissate dal valore iniziale di masse ed altri parametri alla luce delle assunzioni suddette che si risolvono iterativamente.

Concentriamoci ora sul punto forte di questo modello: risolvendole RGE, si constata che la massa del secondo doppietto di Higgs Φ_2 (parametro μ^2) decresce fortemente con l'energia a causa dei contributi sempre più importanti dei loop e dell'accoppiamento di Yukawa coinvolgenti il quark top; inoltre si può dimostrare [69] che per una massa del top oltre i 60 GeV (come è assicurato dai dati sperimentali) la massa di Φ_2 diventa negativa per energie dell'ordine di 100 GeV. Questo processo è chiamato rottura dinamica radiativa della simmetria elettrodebole (EWRSB, Electro Weak Radiative Symmetry Breaking) e rappresenta una motivazione fortissima a favore di questi modelli supersimmetrici, poiché spiega in modo naturale e dinamico la rottura di simmetria (proprio attorno alla massa della Z^0) che, invece, nel MS era stata introdotta in modo forzato per giustificare i dati sperimentali alla scala elettrodebole. E' proprio questa EWRSB a costituire il discriminante tra il MSSM propriamente detto (che non la prevede) ed il modello minimale di SUGRA (mSUGRA).

Analogamente ai modelli MSSM, al termine del processo di rinormalizzazione ci si riduce a 5 parametri liberi (da aggiungersi ai 18 del MS¹¹), leggermente differenti dai precedenti poiché si tratta di previsioni di bassa energia: sostituiamo così B_0 con $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ e μ^2 con $sgn\mu = \pm 1$, ottenendo:

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

Dato che la fenomenologia prevista dal modello può subire sensibili variazioni in base alla precisione con cui sono noti i alcuni parametri del MS, dobbiamo aggiungere come sesto parametro la massa del top m_t ; la media mondiale attuale ottenuta al TEVATRON (2007) è di 170.9 ± 1.8 GeV [19], contro ad

¹¹I parametri liberi del MS sono 18 e non 19 in quanto consideriamo μ^2 come parametro proveniente dai modelli supersimmetrici.

esempio un valore per la massa della Z^0 di 91.1876 ± 0.0021 GeV [7]. Essa è dunque nota con una precisione enormemente maggiore e, quindi, i suoi limiti sperimentali portano a cambiamenti molto piccoli nelle previsioni del modello; discorso completamente diverso per la massa del top che, invece, conduce a notevoli differenze. Possiamo, perciò, considerare la massa del top alla stregua di un sesto parametro libero.

Nell'ambito del modello mSUGRA, a causa della scarsa visibilità e della difficoltà di comprensione, risulta impossibile fare grafici nello spazio a sei dimensioni dei parametri. Si suole allora fissare il valore di alcuni di essi (m_t , A_0 , $\tan \beta$ e $\text{sgn}\mu$) ed utilizzare i parametri liberi $m_{1/2}$ e m_0 per costruire uno spazio di parametri bidimensionale; un esempio è mostrato in figura 1.18.

Le regioni consentite all'interno dello spazio dei parametri sono solitamente determinate da qualche limitazione di carattere teorico (come la non risolubilità delle equazioni del gruppo di rinormalizzazione fino alla scala elettrodebole) o sperimentale (soprattutto limiti inferiori alla massa della LSP o di Higgs oppure regioni in cui si prevedono tassi troppo elevati per certi processi soppressi, tra cui le FCNC (Flavour Changing Neutral Currents, correnti neutre cambianti sapore)). Nel modello mSUGRA, inoltre, le limitazioni cosmologiche riguardo alla densità di materia oscura individuano una ben precisa regione in cui le previsioni del modello sono compatibili con i dati sperimentali. Un altro aspetto importante del modello è la prescrizione del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ come LSP.

Due delle caratteristiche più utili ed attraenti di questo modello sono i pochi parametri liberi (5, oltre alla massa del top) ed il fatto che in certe regioni i limiti sperimentali e teorici riducano ancora lo spazio accessibile rendendo possibile un'analisi non eccessivamente complicata per segnalare almeno l'esistenza di particelle supersimmetriche ai futuri colliders. Qualcuno pensa che tale modello sia troppo semplicistico proprio a causa delle ipotesi iniziali adottate per ridurre il numero dei parametri liberi; può essere vero, ma comunque mSUGRA consente la costruzione di uno scenario supersimmetrico chiaro e semplice, riuscendo a fornire degli indizi sperimentali da seguire per rivelare eventuali segnali di natura supersimmetrica, permettendone la distinzione dal fondo del MS. E' proprio questo l'argomento del prossimo paragrafo.

1.3.4 Ricerche sperimentali di supersimmetria

La caratteristica generale che permette l'identificazione di segnali supersimmetrici riguarda la previsione dell'esistenza della LSP: la sua presenza si traduce in una grossa quantità d'energia trasversa mancante E_T^{MISS} (o MET)

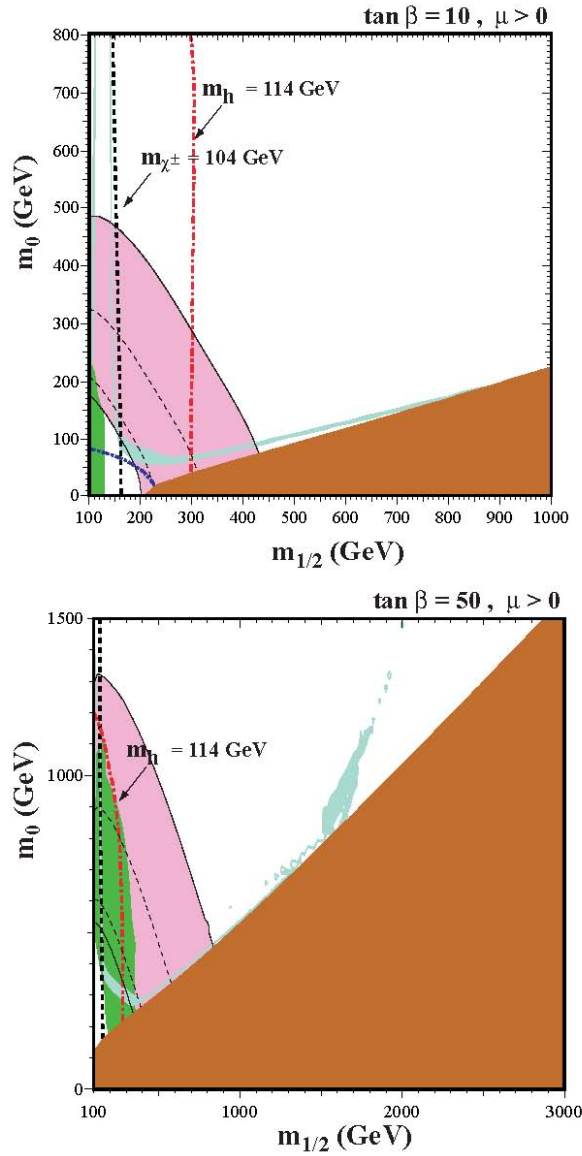


Figura 1.18: Il piano $(m_{1/2}, m_0)$ per valori fissati dei parametri $\tan \beta$, $\text{sgn} \mu$ e $A_0 = 0$, con $m_t = 175$ GeV e $m_b = 4.25$ GeV. In entrambi i grafici la linea rossa quasi verticali a punti e tratteggi rappresenta il limite di LEP 2 $m_h = 114$ GeV, mentre la linea tratteggiata nera quasi verticale è il limite di $m_{\tilde{\chi}^\pm} = 104$ GeV. E' anche mostrato nell'angolo inferiore sinistro, delimitato dalla curva a tratti e punti, la regione esclusa dal limite di LEP di $m_{\tilde{e}} > 99$ GeV; l'area verde mostra la regione esclusa dal BR di $b \rightarrow s\gamma$, mentre quella turchese è la regione cosmologicamente preferibile. Nell'area marrone, la LSP è il $\tilde{\tau}_1$ carico. La regione permessa dalle misure di a_μ (entro 2σ) è indicata in rosa e contornata da linee continue nere, mentre quelle nere tratteggiate indicano l'intervallo a 1σ [70].

dell'ordine almeno di qualche decina di GeV che non è associabile ai processi elettrodeboli che coinvolgono i neutrini.

Come già osservato, nei modelli che prevedono la conservazione della R-parità, le particelle SUSY sono prodotte in coppie e decadono in cascate composte da un numero dispari di particelle supersimmetriche più leggere fino a quella finale, la LSP, che è stabile e, nella maggior parte dei modelli (tra cui mSUGRA), è il neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Quest'ultimo, interagendo solo debolmente con la materia, sfugge completamente al rivelatore provocando la segnatura in E_T^{MISS} (calcolata dalla somma dei depositi d'energie nel calorimetro) e in P_T^{MISS} . Altre preziose segnature riguardano leptoni o fotoni isolati abbastanza energetici, oltre a considerazioni cinematiche che, però, variano da canale a canale¹².

Nei modelli che invece prevedono la violazione della R-parità (modelli RPV) la LSP non esiste rendendo inutilizzabile la segnatura in E_T^{MISS} ; l'unica strada percorribile è quella di un eccesso di leptoni o getti adronici che dovrebbero garantire una buona reiezione del fondo del MS.

Nei modelli GMSB la LSP è il gravitino $\tilde{g}_{3/2}$, mentre il neutralino più leggero ($\tilde{\chi}_1^0$) vi decade con una vita media che dovrebbe essere sufficientemente lunga da permettergli di decadere fuori dal rivelatore, portando alla segnatura in E_T^{MISS} e P_T^{MISS} .

Ricerca ai collisionatori e^+e^- : LEP

Al LEP sono stati raccolti 180 pb⁻¹ a $\sqrt{s} = 189$ GeV/c² e successivamente 220 pb⁻¹, di cui 80 pb⁻¹ ad energie inferiori ai 206 GeV/c² e gli altri 140 pb⁻¹ tra $\sqrt{s} = 206$ GeV/c² e $\sqrt{s} = 209$ GeV/c² (energia massima raggiunta). Nei running alla massa della Z^0 , la ricerca di eventi di supersimmetria è stata effettuata cercando deviazioni della larghezza Γ della Z^0 rispetto alla previsione teoriche del MS; non essendo mai state osservate, è stato possibile fissare solo dei limiti inferiori alle masse delle particelle SUSY. Ad energie superiori, sono stati cercati invece processi di decadimento di particelle supersimmetriche in particelle del MS e in LSP; le segnature utilizzate hanno riguardato leptoni e getti isolati combinati con E_{MISS} e P_{MISS} .

Le sorgenti di fondo a tali ricerche SUSY sono principalmente due:

1. le cosiddette interazioni a due fotoni in cui quest'ultimi vengono emessi dagli elettroni del fascio e, interagendo, formano un sistema leptonico

¹²Anche a livello cosmologico la LSP potrebbe essere rivelata; supponendo una sua distribuzione uniforme nella galassia, si potrebbe avere uno scattering elastico sui nuclei con una conseguente energia di rinculo del nucleo di circa 10-100 KeV che potrebbe essere registrata da un rivelatore. Un'altra strada potrebbe essere l'osservazione di un eccesso di positroni o antiprotoni originati dall'annichilazione delle LSP (vedi anche paragrafo 1.4.2).

o adronico di piccola massa invariante: ma la maggior parte delle particelle prodotte è nella direzione dei fasci e, perciò, non viene rivelata, costituendo energia visibile sottratta al rivelatore ed erroneamente interpretata come mancante.

2. La produzione di 4 fermioni attraverso le risonanze di uno o due bosoni W o Z^0 che origina decadimenti coinvolgenti neutrini ed elettroni persi dal rivelatore e, quindi, interpretati come energia mancante.

Generalmente, però, i tagli in E_{MISS} e P_{MISS} sono in grado di eliminare gran parte di questo fondo, anche se il fondo a 4 fermioni risulta non completamente rigettabile. Comunque, i limiti imposti da LEP nei vari settori del MSSM sono mostrati in tabella 1.5.

Particella	Condizioni	Limite (GeV/c ²)	Fonte
$\tilde{\chi}_1^\pm$	$m_{\tilde{\nu}} > 500 \text{ GeV}/c^2$	103	LEP2
	$m_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}^\pm}$	85	LEP2
	$\forall m_{\tilde{\nu}}$	45	ampiezza Z^0
	$M_2 < 1 \text{ TeV}/c^2$	99	LEP2
	RPV	88	LEP2
$\tilde{\chi}_1^0$	$\forall \tan \beta, m_{\tilde{\nu}} > 500 \text{ GeV}/c^2$	39	LEP2
	$\forall \tan \beta, \forall m_0$	36	LEP2
	$\forall \tan \beta, \forall m_0, \text{Higgs SUGRA}$	59	LEP2 combinato
	GMSB	93	LEP2 combinato
	RPV	23	LEP2
\tilde{e}_R	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	99	LEP2 combinato
$\tilde{\mu}_R$	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP2 combinato
$\tilde{\tau}_R$	$M_{\tilde{\chi}_0^1} < 20 \text{ GeV}/c^2$	80	LEP2 combinato
$\tilde{\nu}$		43	ampiezza Z^0
$\tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$	stabile	86	LEP2 combinato
$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$	$\forall \theta_{mix}, \Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP2 combinato
	$\forall \theta_{mix}, \forall \Delta M$	59	ALEPH
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\tilde{\nu}$	$\forall \theta_{mix}, \Delta M > 7 \text{ GeV}/c^2$	96	LEP2 combinato

Tabella 1.5: Limiti inferiori alle masse delle particelle supersimmetriche al LEP. Con “GMSB” si indicano i risultati ottenuti nell’ambito dei modelli con rottura di simmetria mediata da un’interazione di gauge, mentre con “RPV” quelli ottenuti in modelli che prevedono la violazione della R-parità. Tutti gli altri risultati sono da intendersi per il MSSM [7].

La ricerca alle macchine adroniche: TEVATRON

Gli esperimenti del TEVATRON (CDF e DØ) possono sfruttare sezioni d'urto maggiori per particelle supersimmetriche grazie all'interazione di colore ed all'accoppiamento forte di $p\bar{p}$. Ogni esperimento ha analizzato nel Run I 110 pb^{-1} a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ fino al 1996, mentre il Run II a $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ è ancora in corso: finora sono stati raccolti ed analizzati oltre 1 fb^{-1} da ciascun esperimento. I segnali principali, contrariamente a LEP, provengono dalla produzione di coppie di squarks o gluini che decadono direttamente o tramite cascate di particelle intermedie in almeno due neutralini $\tilde{\chi}_1^0$. Per tale analisi, si è adottata l'ipotesi semplificatrice che gli squarks \tilde{u} , \tilde{d} , \tilde{s} , \tilde{c} e \tilde{b} abbiano la stessa massa.

Inoltre, la distribuzione d'energia e di momento dei due partoni iniziali che interagiscono non assume un valore fissato, ma segue una distribuzione (funzione di distribuzione partonica) su cui esiste un'incertezza significativa (a differenza di LEP in cui collidono e^+ ed e^- , molto meglio conosciuti). I fondi sono evidentemente molto maggiori rispetto a LEP per la grandissima quantità di adroni prodotti; tuttavia, i tipi di fondo alle analisi di SUSY sono riconducibili a processi piuttosto rari che coinvolgono neutrini (eventi non SUSY); è quindi possibile stimare i fondi tramite calcoli teorici di sezioni d'urto.

In tabella 1.6 sono riportati i limiti imposti alle masse di particelle SUSY dagli esperimenti CDF e DØ.

Particella	Condizioni	Limite (GeV/c^2)	Fonte
$\tilde{\chi}_1^\pm$	GMSB	150	DØ fotoni isolati
$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$	$\forall \theta_{mix}, M_{\tilde{\chi}_1^0} \approx \frac{1}{2}M_{\tilde{t}}$	115	CDF
\tilde{g}	$\forall M_{\tilde{q}}$	308	DØ getti + E_T^{MISS}
\tilde{q}	$M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{g}}$	379	DØ getti + E_T^{MISS}

Tabella 1.6: Limiti inferiori alle masse delle particelle supersimmetriche al Tevatron. Con “GMSB” si indicano i risultati ottenuti nell'ambito dei modelli con rottura di simmetria mediata da un'interazione di gauge. Tutti gli altri risultati sono da intendersi per il MSSM [7] [71].

1.4 Cosmologia

1.4.1 Il problema della materia oscura

L'esistenza della materia oscura [7] (cioè non luminosa e non in grado di assorbire radiazione) è ormai un'evidenza sperimentale seppur non esista un'ipotesi definitiva sulla sua composizione. La prima prova della sua esistenza (di qualche decennio fa) consiste nell'osservazione che molti oggetti luminosi (stelle, ammassi globulari, nuvole di gas e galassie) si muovevano più velocemente di quanto la legge della gravitazione universale prevedrebbe se 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 v di un oggetto su un'orbita kepleriana stabile di raggio r attorno ad una galassia manifesta una dipendenza dal raggio orbitale del tipo $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$, dove $M(r)$ rappresenta la massa interna all'orbita. Se dunque r giace all'esterno della parte visibile della galassia, ci si aspetta un andamento di v proporzionale a $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Invece, in molte galassie v appare quasi costante per grandi distanze dal centro. L'unica spiegazione plausibile risulta essere l'esistenza di materia non visibile con una densità di massa $\rho(r) \propto 1/r^2$ tale da fornire l'andamento osservato $M(r) \propto r$ che rende v quasi costante. Ma poiché la massa della galassia deve essere finita, esisterà un valore del raggio oltre il quale il comportamento della velocità è quello atteso (non conosciamo, però, quanto vale). Comunque, queste considerazioni conducono ad un limite inferiore per il valore della densità della materia oscura $\Omega_{DM} = \frac{\rho_{DM}}{\rho_{TOT}} \geq 0.1$, molto piccolo rispetto al valore per la densità totale dell'universo $\Omega_{TOT} = 1$ che ci si attende per universi piatti.

Dall'osservazione degli ammassi di galassie e delle loro velocità caratteristiche, oltre che di altri parametri (tra cui la temperatura dei gas caldi dell'ammasso ed il lensing gravitazionale (cioè la deflessione della luce a causa dell'attrazione gravitazionale)), si stima che Ω_{DM} vari tra 0.2 e 0.3. Recentemente ulteriori misure più accurate sono arrivate dal fit globale delle costanti cosmologiche, ottenuto tramite numerosissime osservazioni in diversi ambiti: un esempio è costituito dalla misura dell'anisotropia della radiazione cosmica di fondo (CMB) e della distribuzione spaziale delle galassie che fissano la densità della parte non barionica di materia oscura fredda [74] a

$$\Omega_{nbm} h^2 = 0.1126^{+0.0081}_{-0.0091} \quad (1.20)$$

e la densità di quella barionica [75] a

$$\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009$$

dove le densità sono espresse in unità di densità critica $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G_N)$ e $h = 0.71_{-0.03}^{+0.04}$, mentre $H_0 = h \times 100 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$ è la costante di Hubble e G_N la costante di Newton.

Un'ulteriore misura interessante riguarda la densità di materia oscura nelle vicinanze del nostro sistema solare; la prima misura fu fatta già nel 1922 da J. H. Jeans che osservò il moto di stelle vicine trasversalmente al piano della galassia. I suoi risultati portarono ad una densità media della materia oscura pressoché uguale a quella della materia luminosa, cioè circa $0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$.

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

$$\Omega_\nu h^2 \leq 0.0076 \pm 0.001 \quad 95\% \text{CL}$$

Perciò, i candidati per la materia oscura non barionica devono avere alcune ben precise caratteristiche:

- essere stabili alle scale temporali cosmologiche (altrimenti sarebbero già decaduti);
- interagire solo debolmente con la radiazione elettromagnetica (altrimenti non sarebbero materia *oscura*);
- avere la corretta densità residua.

I principali candidati che soddisfano queste richieste sono tre: buchi neri, assioni [7] e WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Quest'ultime sono particelle χ con massa compresa tra 10 GeV e qualche TeV e con sezioni d'urto tipiche dell'interazione debole. La loro densità residua presente può essere calcolata in modo attendibile 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 secondo 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; tale disaccoppiamento dal plasma termico avvenne ad una temperatura $T_F \approx m_{WIMP}/20$ indipendentemente dalle proprietà delle WIMP

coinvolte e causò il congelamento di ogni interazione (tra WIMP e con le particelle del MS), consentendo così alla loro densità di rimanere sostanzialmente costante, ad eccezione di fenomeni di annichilazione sempre più rari al decrescere della temperatura. In questo modo, possiamo valutare la densità residua presente come:

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

dove si palesa la dipendenza del tasso di reazione WIMP \leftrightarrow MS dalla media del prodotto tra la sezione d'urto σ_A di annichilazione tra WIMP e la loro velocità v relativa nel centro di massa.

Il primo candidato ad essere una WIMP è un neutrino pesante; tuttavia, se lo interpretiamo nell'ambito del MS, tale particella non può essere né in un doppietto di $SU(2)$, in quanto i dati di LEP gli assegnerebbero una massa superiore a $M_Z/2$, né un mixing tra un doppietto pesante di $SU(2)$ ed un singoletto di $SU(2) \otimes U(1)_Y$ perché non si spiegherebbe il motivo per cui tale particella dovrebbe essere stabile e non decadere in altre particelle del MS.

Ma, in questo quadro, ci viene in soccorso la supersimmetria che, nei suoi modelli che prevedono la conservazione della R-parità, propone la LSP come candidato naturale alla materia oscura, dato che proprio la R-parità ne garantisce la stabilità. Siccome la LSP deve essere elettricamente neutra, il campo si restringe a due possibilità: i neutralini $\tilde{\chi}_1^0$ o gli sneutrini $\tilde{\nu}_{R,L}$. Tuttavia, gli sneutrini dovrebbero avere una sezione d'urto di annichilazione troppo elevata che, per garantire la compatibilità con i dati precedentemente citati, implicherebbe una massa per gli sneutrini di diverse centinaia di GeV. Poiché tale massa appare poco realistica ed immotivata, la WIMP più studiata ed accreditata è attualmente il neutralino. A suo favore c'è anche il suo valore di densità residua termale che è compatibile con quello di (1.20) in almeno quattro regioni dello spazio dei parametri e per diversi mixing di bino, fotino ed higgsino.

I tre possibili candidati (buchi neri, assioni e WIMP) fanno parte della categoria dei candidati "rintracciabili", poiché gli esperimenti del prossimo futuro ne potranno facilmente verificare la presenza. Esistono altri candidati (tra cui il gravitino dei modelli GMSB) che al momento sembrano impossibili da rivelare sperimentalmente.

1.4.2 Ricerche dirette

I primi esperimenti sulla materia oscura avevano come obiettivo la ricerca di materia barionica nascosta e si basavano sull'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 tra il 20% ed il 40% alla materia oscura presente in tutto l'alone della nostra galassia [76].

Le ricerche sulle WIMP, invece, si basano sul fatto che devono essere intrappolate per effetto gravitazionale nelle galassie e che devono mostrare la corretta dipendenza della densità da r per giustificare i dati sulla curve di rotazione delle galassie. Supponendo che la loro velocità media nella nostra galassia sia simile a quella delle altre stelle in orbita attorno al centro della galassia (cioè dell'ordine di qualche centinaio di km/s), la loro interazione con la materia è limitata allo scattering elastico sui nuclei. Ipotizzando una massa per le WIMP compresa tra 10 GeV e 10 TeV, abbiamo un'energia di rinculo per il nucleo tra 1 e 100 KeV; tale energia è riscontrabile sperimentalmente in un innalzamento, proporzionale alla massa delle WIMP, del valor medio della curva di distribuzione delle velocità. Tuttavia, dato il range dell'energia di rinculo, la difficoltà principale risiede nel costruire rivelatori sensibili a soglie così basse.

Poiché il loro tasso d'interazione dipende dal prodotto del flusso locale di WIMP (fissato a sua volta dalla densità locale di materia oscura (circa 0.3 GeV/cm^3), dalla loro velocità (circa 220 km/s) e dalla massa delle WIMP) e della loro sezione d'urto d'interazione col nucleo, in prima approssimazione i parametri incogniti sono solo due: la massa delle WIMP e la loro sezione d'urto. Il problema relativo alla sezione d'urto è leggermente più complicato in quanto 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 con nuclei grossi (tipicamente da Ge a Xe); se, al contrario, abbiamo una dipendenza dallo spin del nucleo, sono favoriti nuclei come ^{19}F e ^{127}I ad alto spin. In generale, perciò, per la ricerca risultano favorite WIMP con masse dell'ordine della massa dei nuclei con cui hanno processi di scattering, altrimenti o le soglie strumentali richieste sono troppo basse (WIMP leggere) oppure il flusso di WIMP è troppo basso (WIMP pesanti).

I primi esperimenti che cercavano WIMP furono IGEX, COSME II, HDMS [77] [78]: erano tutti basati su semiconduttori iperpuri installati su sostegni di piombo e rame ed isolati dall'ambiente esterno e contribuirono ad escludere gli sneutrini come principali componenti degli aloni galattici.

Negli ultimi anni, invece, l'attenzione si è concentrata sulla corretta valutazione ed eliminazione del fondo dovuto al rumore elettronico ed ai neutrini stellari grazie all'impiego di moderni rivelatori criogenici. Alla luce di questi risultati, altri esperimenti, quali DAMA al Gran Sasso [79] ed EDELWEISS [80], sono riusciti a portare significativi contributi al riguardo: il primo ha misurato segnali attribuiti alle WIMP con una significanza di 6.7σ

tale poterne valutare la massa attorno ai 50 GeV ed una sezione d'urto con picco attorno ai $7 \cdot 10^{-6}$ pb; il secondo ne ha fissato il limite inferiore a 30 GeV ed ha mostrato una sensibilità nel determinare la sezione d'urto dell'ordine di circa 10^{-6} pb. Tuttavia, per motivi tecnici e strumentali questi due risultati si escludono l'un l'altro al 99.8% CL e, quindi, sono necessarie ulteriori misure. L'evoluzione tecnologica ha consentito di avvicinarsi in sensibilità al valore di 10^{-10} pb che permetterebbe l'analisi di gran parte della regione dello spazio dei parametri del MSSM, con una quantità di materiale sensibile dell'ordine della tonnellata.

1.4.3 L'esperimento WMAP

Con WMAP [81] [82] (Wilkinson Microwave Asymmetry Probe) si indica un satellite lanciato in orbita dalla NASA in grado di misurare con grande precisione le anisotropie della radiazione cosmica di fondo (CMB) [83]. Essa è uno dei pilastri fondamentali del modello del big-bang caldo per i primi momenti di vita dell'universo; 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 ed è perciò facile vedere dal suo spettro in frequenza se essa si discosta o meno dall'andamento teorico previsto dalla distribuzione di Planck di corpo nero. I dati mostrarono un'anisotropia nella distribuzione angolare dell'ordine di 10^{-5} . L'analisi standard della CMB prevede la decomposizione dello spettro in armoniche sferiche così da poterne individuare e separare i contributi che hanno origini fisiche diverse. Il contributo principale (poco più di 3 mK) deriva dai termini di dipolo ($l = 2$), attribuibili però all'effetto Doppler e, quindi, facilmente eliminabili; i termini di multipolo ($l \geq 2$), invece, implicano una perturbazione nella densità dell'universo primigenio.

Dall'analisi dello spettro decomposto in onde parziali in figura 1.19 fino a $l \approx 1000$ si possono ricavare importanti informazioni sui parametri cosmologici; un altro dato interessante è che le sue misure richiedono la presenza nell'universo di materia ed energia oscura [85].

Il 73% della densità d'energia dell'universo sembra essere costituito da energia oscura, mentre il restante 23% da materia, in gran parte oscura e non barionica, di cui solo il 3% circa costituita da neutrini. Quello che WMAP ha previsto per la densità di materia oscura fredda (CDM) è, entro un intervallo di 2σ :

$$\Omega_{CDM}h^2 = 0.1126_{-0.0181}^{+0.0161} \quad (1.21)$$

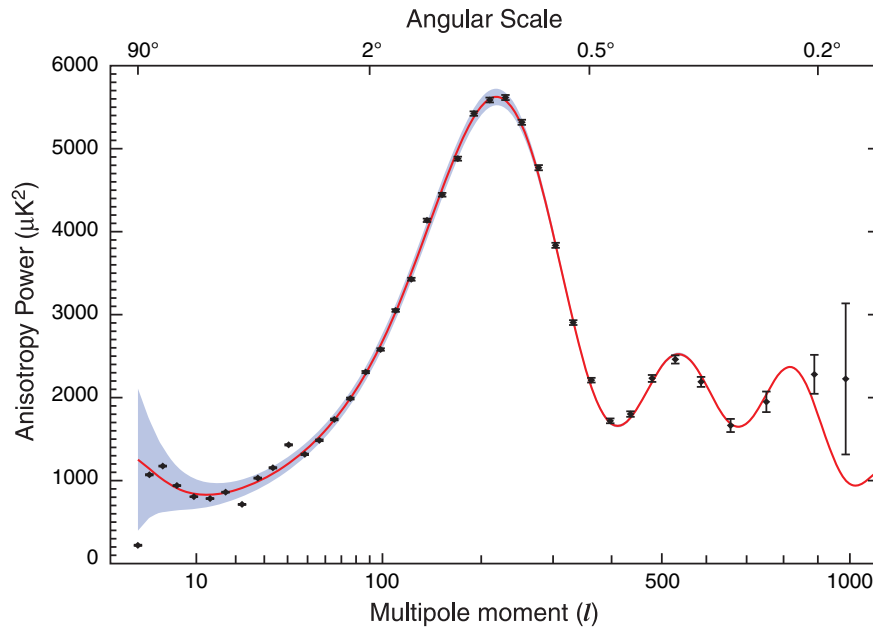


Figura 1.19: Spettro di potenza angolare della radiazione cosmica di fondo (CMB) misurata da WMAP. La linea continua mostra il miglior fit ottenuto con il modello Λ CDM [74], mentre le bande d'errore indicano gli errori d'osservazione; la regione grigia rappresenta l'incertezza statistica con la quale siamo in grado d'osservare la varianza cosmica, dominante per grandi scale angolari [84].

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

1.4.4 Bariogenesi

Violazione di CP

La cosmologia mostra che la fase complessa della matrice CKM (acronimo di Cabibbo Kobayashi Maskawa) non può essere l'unica sorgente di violazione di CP: la bariogenesi, cioè la storia della materia e dell'antimateria nell'universo, non può essere spiegata solo da essa.

Per comprendere questa affermazione, immaginiamo di spegnere momentaneamente tutte le fonti di violazione di CP. Allora, per ogni processo che accade in natura, il corrispondente processo CP coniugato procede proprio con la stessa frequenza. Lasciateci anche assumere che le condizioni iniziali

siano tali che le densità numeriche dei quarks e dei corrispondenti antiquarks siano uguali. Allora, la conservazione di CP garantisce che queste densità rimarranno uguali per tutta la storia dell'universo. In altre parole, l'asimmetria barionica $\eta \equiv (n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma$ varrà sempre zero. Due processi importanti nella storia evolutiva dell'universo sono l'annichilazione e la produzione protone-antiprotone. Mentre il primo sembra avvenire ad ogni temperatura, il secondo è permesso solo se l'energia dei fotoni è abbastanza grande da produrre una coppia protone-antiprotone. Ecco, perciò, che a temperature sufficientemente alte ($T \geq 2m_p$) l'annichilazione e la produzione dovrebbero lasciare protoni ed antiprotoni in equilibrio, con densità numeriche uguali tra di loro e simili a quella dei fotoni: $n_B = n_{\bar{B}} \approx n_\gamma$. Ma a temperature inferiori al GeV, il processo di produzione si blocca; solo l'annichilazione continua ad aver luogo con la conseguenza che le densità numeriche di protoni ed antiprotoni (tra loro sempre uguali) decrescono rapidamente: al presente non dovrebbero esserci più né materia né antimateria. Ma, il testo che state leggendo (e non solo...) testimonia che non è così.

Adesso allora riaccendiamo le sorgenti di violazione di CP. Queste permettono un diverso tasso d'accadimento per i processi ed i relativi processi CP coniugati. Tale situazione può avere rilevanti conseguenze se sono soddisfatte altre due condizioni:

1. violazione del numero barionico B ;
2. l'allontanamento dall'equilibrio termico (a meno che CPT sia violata [86]);

che insieme alla suddetta

3. violazione di CP

formano le tre condizioni di Sakharov [87]. Quando tutte e tre sono soddisfatte si può creare un differenza tra le densità numeriche di quarks ed antiquarks. Assumiamo che il numero di quarks diventi leggermente superiore a quello di antiquarks: tale scenario è chiamato *bariogenesi*. Alla transizione di fase elettrodebole (temperature dell'ordine di poche centinaia di GeV, cioè 10^{-11} secondi dopo il big bang) i processi violanti il numero barionico divengono altamente soppressi ed il numero di barioni non può più cambiare. A questo punto, la storia di materia ed antimateria nell'universo procede come descritto precedentemente; in particolare, a temperature inferiori al GeV le densità numeriche di protoni ed antiprotoni decrescono. Ma c'è un'importante differenza: ad un certo tempo praticamente tutti gli antiprotoni scompaiono, lasciando il piccolo sovrannumero di protoni che,

non avendo più i corrispondenti antiprotoni con cui annichilarsi, restano invariati per sempre. Il quadro risultante per il presente è quello di un universo senza antimateria, ma con un piccolo quantitativo di materia, creato dalla bariogenesi e caratterizzato da un rapporto $(n_B/n_\gamma)_0$ che riflette l'asimmetria barionica $[(n_q - n_{\bar{q}})/n_\gamma]$. Sembra, quindi, che abbiamo compreso il meccanismo generale della bariogenesi.

Il punto centrale per i nostri scopi è che la bariogenesi è una conseguenza dei processi violanti CP; perciò, il presente numero barionico, che è accuratamente dedotto dai constraint della nucleosintesi [88]

$$\frac{n_B}{n_\gamma} = (5.5 \pm 0.5) \times 10^{-10} \quad (1.22)$$

è essenzialmente un'osservabile della violazione di CP.

All'interno di un dato modello di violazione di CP, si può quindi controllare la consistenza tra i dati cosmologici, equazione (1.22) ed i dati degli esperimenti in laboratorio. Ma il punto sorprendente è che il meccanismo di Kobayashi-Maskawa (legato alla fase complessa della matrice CKM) fallisce nel spiegare (1.22): il valore della densità numerica dei barioni che da esso si ricava è di molti ordini di grandezza inferiore al valore osservato [89]. Questo fallimento è indipendente da altri aspetti del MS: la soppressione di n_B/n_γ proveniente dalla violazione di CP è troppo forte e non correggibile neppure nell'ipotesi in cui l'allontanamento dall'equilibrio termico sia indotto da meccanismi oltre il MS. Questo ci porta a concludere che devono esistere *ulteriori sorgenti di violazione di CP* (oltre alla fase della matrice CKM).

I tre principali modelli di bariogenesi fornenti queste nuove fonti di violazione di CP sono:

1. *bariogenesi GUT* [90]: la sorgente dell'asimmetria barionica è nei decadimenti violanti CP dei bosoni pesanti collegati alle teorie di grande unificazione (GUT). In generale, il numero barionico non è conservato in tali teorie. L'allontanamento dall'equilibrio termico è possibile solo se la vita media dei bosoni pesanti è lunga abbastanza da permettere loro di decadere dopo che la temperatura è scesa sotto la loro massa. I rilevanti parametri violanti CP, però, non dovrebbero influenzare le osservabili di bassa energia.
2. *Leptogenesi* [91]: l'asimmetria leptonica è indotta dai decadimenti violanti CP di fermioni pesanti che sono singoletti del gruppo di gauge del MS (neutrini sterili). Si ha l'allontanamento dall'equilibrio termico solo se la vita media dei neutrini pesanti è sufficientemente lunga che essi decadano quando la temperatura è scesa sotto la loro massa. I processi

violanti $B + L$ sono veloci ed accadono prima della transizione di fase elettrodebole e convertono l'asimmetria leptonica in asimmetria barionica. I parametri violanti CP possono essere collegati alla violazione di CP nella matrice di mixing per i neutrini leggeri (ma tale conclusione dipende dal modello scelto [92]).

3. *Bariogenesi elettrodebole* (EWBG) [93]: la sorgente dell'asimmetria barionica è rappresentata dall'interazione di (anti)quark top con il campo di Higgs durante la transizione di fase elettrodebole. La violazione di CP è indotta, ad esempio, dalle interazioni supersimmetriche. Le configurazioni sphaleron invece forniscono le interazioni violanti il numero barionico. L'allontanamento dall'equilibrio termico è permesso dal "muro" tra il falso vuoto ($\langle \phi \rangle = 0$) e la "bolla" che si espande contenente il vero vuoto, dove la simmetria elettrodebole è rotta (vedi paragrafo 1.5.1).

Un problema analogo di sottostima della violazione di CP si ha anche nel campo dell'interazione forte. Gli effetti della QCD non perturbativa inducono un addizionale termine nella lagrangiana del MS:

$$\mathcal{L}_\theta = \frac{\theta_{QCD}}{32\pi^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\mu\nu a} F^{\rho\sigma a}$$

Tale termine viola CP; in particolare, crea un momento di dipolo elettrico del neutrone (EDM). Il contributo dominante nel limite chirale è dato da [94]

$$d_N = \frac{g_{\pi NN} \bar{g}_{\pi NN}}{4\pi^2 M_N} \ln \left(\frac{M_N}{m_\pi} \right) \approx 5 \times 10^{-16} \theta_{QCD} e \text{ cm}$$

dove M_N è la massa del nucleone e $g_{\pi NN}$ ($\bar{g}_{\pi NN}$) è l'accoppiamento pseudoscalare (scalare violante CP) del pione al nucleone. (Il contributo dominante nel limite di grande N_c (numero di colori) viene calcolato nel modello di Skyrme [95] e porta ad una stima simile.) Il limite sperimentale per d_N è dato da [96]

$$d_N \leq 6.3 \times 10^{-26} e \text{ cm}$$

che si traduce nel limite per θ_{QCD}

$$\theta_{QCD} \lesssim 10^{-10} \tag{1.23}$$

Poiché θ_{QCD} deriva da effetti QCD non perturbativi, è impossibile calcolarlo. Tuttavia, ci sono buone ragioni per aspettarsi che tali effetti conducano ad un valore $\theta_{QCD} = \mathcal{O}(1)$ [97]. All'interno del MS, perciò, un valore come

quello in (1.23) è innaturale, dato che ponendo θ_{QCD} a zero non si aggiunge simmetria al modello. La comprensione del motivo per cui CP è così piccola nelle interazioni forti rappresenta il cosiddetto problema di CP forte.

Pare che questo problema sia un prodromo di nuova fisica. Tra le soluzioni che sono state proposte le più interessanti riguardano un quark u senza massa [98], il meccanismo di Peccei-Quinn [99] e la violazione spontanea di CP. Per quest'ultima ipotesi, bisogna sottolineare che, all'interno della teoria delle stringhe, CP è una simmetria di gauge esatta e deve essere spontaneamente rotta [100].

Come abbiamo visto, le ragioni per cui studiare la violazione di CP sono molte. Un altro motivo d'interesse è costituito dal fatto che quasi tutte le estensioni del MS prevedono ulteriori nuove sorgenti di violazione di CP che dovrebbero provocare significative deviazioni dalle predizioni del MS. Inoltre, poiché le osservabili violanti CP possono essere calcolate con incertezze di natura adronica molto piccole, la violazione di CP rappresenta un'eccellente opportunità per la ricerca di nuova fisica.

1.5 Lo stop leggero

Ora, voglio approfondire uno dei tre modelli di bariogenesi sopra citati: la bariogenesi elettrodebole. Una ragione di questo approfondimento è il fatto che tale ipotesi apre le porte allo scenario in cui potrebbe vivere il protagonista del mio lavoro di tesi: lo stop (leggero). Nel prossimo paragrafo, perciò, descriverò tale processo fisico e le sue implicazioni fenomenologiche; quindi, sfrutteremo tali risultati per analizzare lo spazio dei parametri per capire quali regioni sono permesse e quali invece escluse. L'importanza di tale analisi risiede nel fatto che è proprio nelle regioni consentite da qui ricavate che si collocano i punti che ci interessano: i *Les Houches benchmark points del top scalare* (LHS).

1.5.1 La bariogenesi elettrodebole

Le tre condizioni di Sakharov sopra elencate, necessarie per la bariogenesi, sono soddisfatte sia nel MS che nel MSSM durante la transizione di fase elettrodebole: da qui nasce la bariogenesi elettrodebole (EWBG). Tuttavia, mentre nel MSSM porta a risultati soddisfacenti, nell'ambito del MS i processi relativi non possono generare una sufficientemente grande asimmetria barionica per spiegare i dati sperimentali (come già visto precedentemente).

La violazione del numero barionico (prima condizione di Sakharov) occorre sia nel MS che nel MSSM a causa di transizioni quantistiche (tra vuoti di

$SU(2)$ non equivalenti) che violano $(B+L)$. Queste transizioni sono esponenzialmente sopresse a basse temperature nella fase elettrodebole rotta [101], mentre diventano attive ad alte temperature quando la simmetria elettrodebole è ristabilita [102]. In assenza di altre asimmetrie di carica (come ad esempio $B-L$), esse producono barioni ed antibarioni in quantità tale che il numero netto di barioni è prossimo a zero. Perciò, tali transizioni da sole non possono generare la voluta (in quanto osservata) asimmetria barionica [103].

Se la transizione di fase elettrodebole è del primo ordine, allora bolle di fase rotta si addensano nella fase simmetrica quando la temperatura dell'universo scende sotto quella critica. Questo fornisce il necessario allontanamento dall'equilibrio termico (seconda condizione di Sakharov). La bariogenesi elettrodebole [104] procede tramite interazioni violanti CP (terza condizione di Sakharov) nei muri di bolle che generano un'asimmetria chirale che si diffonde nella fase simmetrica di fronte a tali muri. Qui, transizioni sphaleron, attive nella fase simmetrica, convertono queste asimmetrie in un netto (non nullo) numero di barioni ($n_B > n_{\bar{B}}$) che si diffondono nelle bolle, nelle quali la simmetria elettrodebole è rotta. Le cariche chirali prodotte nelle bolle sono ora in grado di muoversi nella fase simmetrica dove sono approssimativamente conservate, ma non nella fase rotta dove non lo sono.

Tuttavia, le transizioni sphaleron all'interno della fase rotta tendono a distruggere i barioni generati fuori dalle bolle. Per evitare questo, dobbiamo richiedere che tali transizioni all'interno della fase rotta siano fortemente sopresse. Questo accade se la transizione di fase elettrodebole è *fortemente del primo ordine* [105], cioè vale

$$\frac{v(T_c)}{T_c} \gtrsim 1 \quad (1.24)$$

dove $v(T_c)$ rappresenta il valore di aspettazione sul vuoto (vev) del campo di Higgs alla temperatura critica T_c .

La forza della transizione di fase elettrodebole può essere determinata esaminando il potenziale del bosone di Higgs a temperatura finita. Infatti, il vev del campo di Higgs alla temperatura critica $v(T_c)$ è inversamente proporzionale all'accoppiamento quartico di Higgs, collegato alla massa del bosone di Higgs. Per bosoni di Higgs sufficientemente leggeri, allora la condizione (1.24) può essere soddisfatta: infatti, una transizione di fase del primo ordine può venire indotta dagli effetti di loop di particelle bosoniche leggere con masse dell'ordine della scala debole ed un grande accoppiamento con il campo di Higgs. Tuttavia, tale via non è percorribile nel MS: infatti, le uniche particelle con queste caratteristiche nel MS sono i bosoni di gauge, ma i loro accoppiamenti non sono forti abbastanza da indurre una transizione di

fase del primo ordine per una massa del bosone di Higgs superiore al limite di LEP 2 [106].

All'interno del MSSM, invece, ci sono gradi di libertà bosonici addizionali che possono rendere possibili le transizioni di fase fortemente del primo ordine. Il più importante contributo deriva dallo stop leggero (*light stop*) che interagisce con il campo di Higgs con un accoppiamento uguale all'accoppiamento di Yukawa del quark top. In aggiunta, lo stop leggero ha sei gradi di libertà, tre di colore e due di carica che accrescono ulteriormente l'effetto sul potenziale di Higgs. Calcoli accurati mostrano che affinché il meccanismo di bariogenesi elettrodebole sia possibile la massa dello stop più leggero deve essere minore della massa del top, ma maggiore di 120 GeV per evitare i minimi della rottura di colore. Contemporaneamente, il bosone di Higgs coinvolto nella rottura di fase elettrodebole deve essere più leggero di 120 GeV [107] [108], valore di poco superiore al limite inferiore sperimentale presente [109]

$$m_h \gtrsim 114.4 \text{ GeV} \quad (1.25)$$

valido per il bosone di Higgs del MS.

Ecco allora che le richieste combinate di

- una transizione di fase elettrodebole del primo ordine;
- una transizione di fase elettrodebole che sia forte abbastanza (fortemente del primo ordine) da rendere possibile la EWBG;
- un bosone di Higgs di massa superiore al limite sperimentale

restringono notevolmente i valori permessi per i parametri dello stop. Inoltre, per evitare di generare un troppo grande contributo a $\Delta\rho$, lo stop leggero deve essere destrorso (right-handed). Poiché gli stop forniscono i contributi radiativi maggiori alla massa del bosone di Higgs nel MSSM [110], gli altri stop devono essere considerevolmente più pesanti, in modo da innalzare la massa del bosone di Higgs sopra al limite sperimentale dato da (1.25). La richiesta di avere masse degli stop che rompano la supersimmetria in modo leggero (soft) implica [108]:

$$\begin{aligned} m_{U_3}^2 &\lesssim 0 \\ m_{Q_3}^2 &\gtrsim (1 \text{ TeV})^2 \end{aligned} \quad (1.26)$$

dove U_3 (Q_3) sono le masse soft dei quarks scalari del singoletto (doppietto) elettrodebole di tipo up della terza generazione alla scala elettrodebole. Simili richieste sono da farsi anche per la combinazione dei parametri di rottura soft

di SUSY definenti il mixing dello stop, $X_t = |A_t - \mu^* / \tan \beta| / m_{Q_3}$, e $\tan \beta$. Grandi valori di queste quantità tendono ad accrescere la massa dell'Higgs causando però un indebolimento della transizione di fase elettrodebole o una diminuzione del numero di barioni prodotti. Quindi, i possibili intervalli per tali parametri sono [108]

$$\begin{aligned} 5 &\lesssim \tan \beta \lesssim 10 \\ 0.3 &\lesssim \frac{|A_t - \frac{\mu^*}{\tan \beta}|}{m_{Q_3}} \lesssim 0.5 \end{aligned} \quad (1.27)$$

Comunque, una transizione di fase elettrodebole forte è solo una condizione necessaria per il verificarsi della EWBG. In aggiunta, una sorgente di violazione di CP è d'uopo per generare un'asimmetria di carica chirale nei muri di bolle. All'interno del MSSM, quella principale è costituita dai chargini ed è proporzionale a $\Im(\mu M_2)$ [111]. Perché questa sorgente sia significativa, però, i chargini devono essere abbondanti; questo implica che essi non possono avere una massa molto superiore alla temperatura del plasma: $T \sim T_c$. Questo si traduce nei seguenti limiti:

$$\begin{aligned} |\arg(\mu M_2)| &\gtrsim 0.1 \\ \mu, M_2 &\lesssim 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Queste condizioni sono rilevanti per l'eventuale abbondanza dei neutralini nella materia oscura in quanto le masse ed il mixing nel settore dei neutralini (e chargini) sono fortemente influenzati dal valore delle masse soft del gaugino (M_i) e del parametro di massa dell'higgsino (μ) alla scala debole.

La necessità di una grande fase per la violazione di CP (espressa da (1.28)) implica che bisogna porre una particolare attenzione alla violazione dei limiti sperimentali sui *momenti di dipolo elettrico* (EDM) dell'elettrone, del neutrone e dell'atomo di ^{199}Hg poiché con la crescita delle fasi si innalzano anche gli EDM. I contributi dominanti derivano dalle correzioni ad un loop e sono tutti mediati da uno sfermione intermedio della prima o seconda generazione; diventano trascurabili però se questi sfermioni sono molto pesanti ($m_{\tilde{f}} \gtrsim 10$ TeV). Ecco perciò che grandi masse hanno solo piccoli effetti sulla EWBG. Se $|\arg(\mu M_2)| \neq 0$, c'è un contributo a due loop che coinvolge un chargino intermedio ed il bosone di Higgs [112]. Dato che EWBG richiede una fase non nulla e che il chargino sia abbastanza leggero, il contributo a due loop diventa necessario perché l'EWBG possa aver luogo in modo soddisfacente. Così, i limiti EDM condizionano e vincolano fortemente il meccanismo della EWBG nel MSSM.

In modo simile, anche il *branching ratio* (BR) per il decadimento $b \rightarrow s\gamma$ è sensibile a questa fase e, perciò, impone ulteriori vincoli alla EWBG.

L'ipotesi neutralino per la materia oscura

Come già visto, le osservazioni di WMAP hanno permesso di ricavare con buona precisione la densità di materia oscura nell'universo (vedi (1.21)). Poiché il MS non riesce a spiegare un valore così grande, è necessario invocare l'aiuto di nuova fisica che sia in grado di accogliere ed armonizzare al suo interno le particelle non standard, non barioniche, massive e debolmente interagenti che probabilmente formano la materia oscura. Il candidato che meglio spiega l'origine della materia oscura pare essere la supersimmetria (di bassa energia). Come già osservato, sono molti gli scenari studiati, ma noi consideriamo solo il caso in cui i neutralini più leggeri formano parte o tutta la materia oscura nell'ambito del MSSM.

Per assicurare la simultanea generazione dell'osservata asimmetria tra barioni ed antibarioni e della materia oscura, concentriamo la nostra attenzione sulla stretta regione nello spazio dei parametri del MSSM definita dalle equazioni (1.25)-(1.28) in cui la bariogenesi elettrodebole dovrebbe portare all'osservata densità barionica dell'universo; è possibile individuare e selezionare quest'area in quanto per ogni punto dello spazio dei parametri siamo in grado di calcolare la massa, i decadimenti e le sezioni d'urto delle particelle supersimmetriche.

Vediamo, ora, le assunzioni e semplificazioni che facciamo per studiare i parametri che vivono nella suddetta regione, oltre che per rendere la nostra analisi un po' più semplice e lineare. Innanzitutto, assumiamo che il neutralino più leggero abbia una massa inferiore allo stop leggero, in modo che possa essere stabile, e che i parametri di massa del gaugino (M_1 e M_2) siano tra loro legati dalla relazione d'unificazione standard: $M_2 = (g_2^2/g_1^2)M_1 \simeq 2M_1$. Consideriamo masse soft molto grandi per la prima e seconda generazione di sfermioni ($m_{\tilde{f}} \gtrsim 10$ TeV) così da ottenere i corretti constraint per il momento di dipolo elettrico (EDM) dell'elettrone in presenza di fasi misurabili. Introduciamo solo una fase direttamente collegata alla EWBG, $\arg(\mu)$, e, per convenienza, poniamo le fasi di A_f uguali ed opposte ad essa. Per semplicità trascuriamo il mixing tra i bosoni di Higgs con CP pari e con CP dispari.

L'abbondanza residua dei neutralini [113] è mostrata in figura 1.20. Il plot mostra la tipica dipendenza della densità residua di neutralini da $|\mu|$ e M_1 per $\tan\beta = 7$ (rapporto dei vev degli Higgs), $m_A = 1000$ GeV (massa dell'Higgs pseudoscalare) e $\arg(\mu) = \pi/2$. Le bande *verdi* mostrano la regione permessa dello spazio dei parametri dove la densità residua dei neutralini è consistente

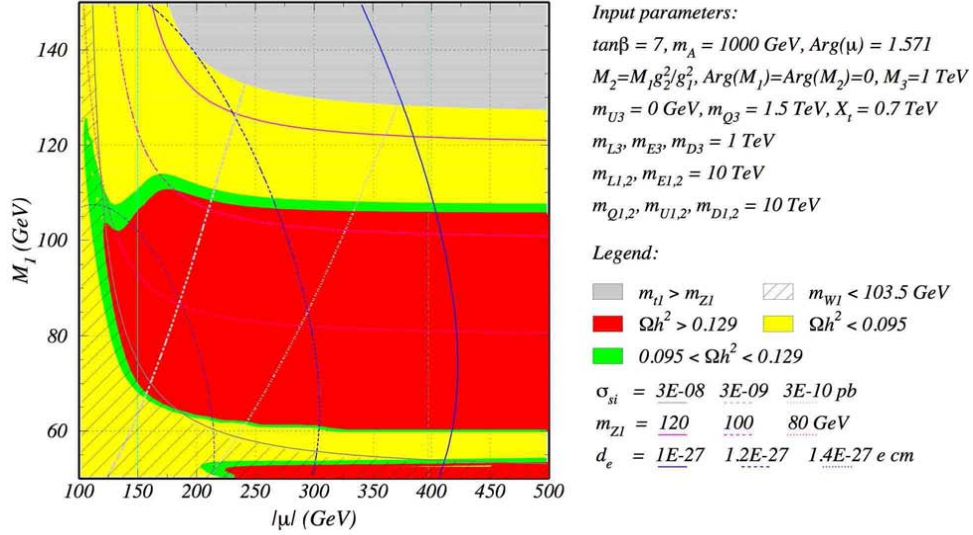


Figura 1.20: Densità residua dei neutralini in funzione di M_1 rispetto a $|\mu|$ per $M_A = 1000 \text{ GeV}$ e $\arg(\mu) = \pi/2$ [75].

al 95% CL con i dati di WMAP¹³. Le regioni (escluse) in cui la densità residua è sopra al limite sperimentale ed escluse per più di due deviazioni standard sono indicate dalle aree *rosse*. Le aree *gialle* (escluse nelle nostre ipotesi), invece, rappresentano le regioni dello spazio dei parametri in cui la densità residua dei neutralini è inferiore a quella sperimentale di WMAP. Un'addizionale sorgente di materia oscura, non collegata alla densità residua di neutralini, dovrebbe essere necessaria in queste regioni (vedi nota (13)). Infine, nella regione *grigia* nella parte superiore destra (grandi M_1 e $|\mu|$) lo stop più leggero diventa la LSP, mentre nell'area *tratteggiata* nell'angolo inferiore sinistro (piccoli M_1 e $|\mu|$) la massa del chargino più leggero diviene inferiore a quella permessa dai dati di LEP (103.5 GeV) [114].

La regione esclusa dove la densità residua è troppo elevata è formata da un'ampia banda in cui il neutralino più leggero ha una massa compresa tra 60 e 105 GeV ed è principalmente un bino. Sopra questa banda, la differenza di massa tra il neutralino LSP e lo stop leggero è inferiore ai 20-25 GeV e la coannichilazione¹⁴ stop-neutralino e quella tra due stop sono

¹³Facciamo notare che quando confrontiamo la densità residua di neutralini con i dati sperimentali di WMAP sulla materia oscura sono da ritenersi rigorosi solo i limiti superiori mentre quelli inferiori sono variabili (probabilmente sottostimati) in quanto non sappiamo se la materia oscura sia costituita da altri contributi.

¹⁴Si ha la coannichilazione quando la massa di due particelle SUSY distinte è tale da

molto efficienti nel ridurre l'abbondanza di neutralini: tale *regione* è detta *di coannichilazione*. C'è un'area sotto la banda esclusa, detta *regione di rapid-annihilation funnels* (camini (per la forma allungata dell'area) di rapida annichilazione), in cui la massa del neutralino giace nell'intervallo 40-60 GeV: essendo la loro massa circa la metà di quella di un higgsino h , due neutralini possono annichilarsi costituendo una risonanza che produce questo bosone di Higgs tramite scambio di una Z^0 virtuale, con la conseguente diminuzione della densità residua di neutralini.

La densità residua è anche abbastanza bassa per più piccoli valori di $|\mu|$; in questa *regione* (detta *di Focuspoint*), il neutralino LSP acquista una significativa componente d'Higgsino (piuttosto che del consueto Bino) permettendogli di accoppiarsi più fortemente al bosone di Higgs ed alla Z^0 . Questo è particolarmente importante nella regione vicino a $(|\mu|, M_1) = (175, 110)$ GeV dove la massa del neutralino diventa grande abbastanza da consentire l'annichilazione di due neutralini in coppie di bosoni di gauge attraverso lo scambio di una Z^0 virtuale in canale s: questa è la ragione del brusco abbassamento nella densità residua vicino a questo punto. Poiché gli accoppiamenti ai bosoni di gauge dipendono dal contenuto di Higgsino nel neutralino, questi canali di decadimento diventano soppressi al crescere di $|\mu|$. Per valori più alti di M_1 , invece, le masse del neutralino più leggero e del chargino si avvicinano a tal punto che la coannichilazione tra un chargino ed un neutralino e tra chargini ne accrescono di nuovo sensibilmente la sezione d'urto effettiva.

Come detto in precedenza, anche in figura 1.20 vale $M_2 = (g_2^2/g_1^2)M_1$. Così, i valori più piccoli di M_1 e μ sono esclusi dal limite inferiore sulla massa del chargino proveniente dai dati di LEP [114], come indicato dalle aree tratteggiate in figura. Questo constraint diventa sempre meno stringente per più grandi valori del rapporto M_2/M_1 . Si osserva anche che la crescita del rapporto delle masse dei gaugini (tenendo fisso M_1) ha solo un piccolissimo effetto sulla densità residua di neutralini.

La ricerca di particelle massive interagenti debolmente sta percorrendo anche la via della rivelazione del loro scattering dai nuclei attraverso la misura dell'energia di rinculo; infatti, poiché i neutralini non sono relativistici, essi possono essere rivelati direttamente dal rinculo da un nucleo in uno scattering elastico. La dipendenza della sezione d'urto di scattering neutralino-protone dalla fase di μ è mostrata in figura 1.21. E' stato effettuato uno scan casuale sui seguenti parametri¹⁵ del MSSM:

consentire l'annichilazione via Z^0 o W virtuali in particelle del MS.

¹⁵I parametri non esaminati nello scan, sono fissati come mostrato sul lato destro di figura 1.20.

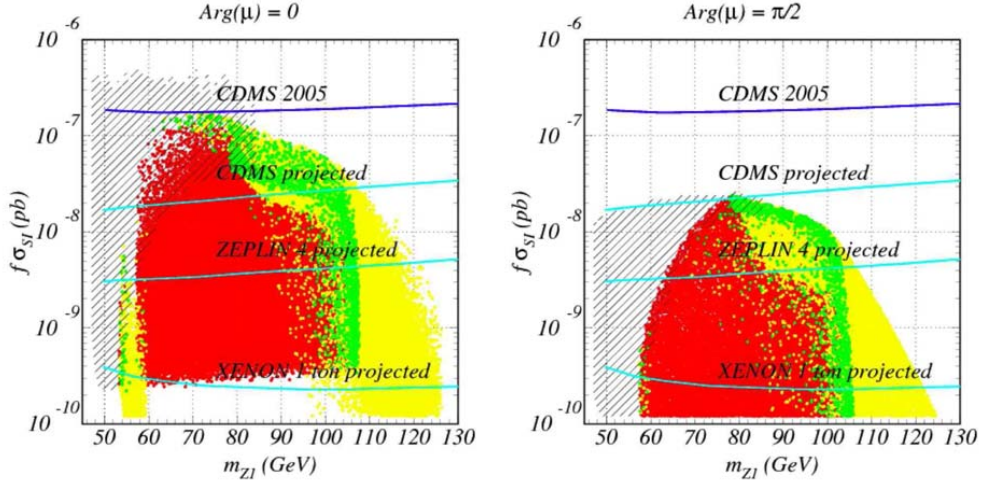


Figura 1.21: Sezioni d'urto dello scattering elastico protone-neutralino indipendente dallo spin in funzione della massa del neutralino per $\arg(\mu) = 0$ (sinistra) e $\arg(\mu) = \pi/2$ (destra). Le linee continue inferiori color ciano indicano la sensibilità prevista di CDMS, ZEPLIN e XENON, rispettivamente [75].

$$\begin{aligned}
 -(80\text{GeV})^2 < m_{\tilde{U}_3}^2 < 0 & \quad 100 < |\mu| < 500\text{GeV} & \quad 50 < M_1 < 150\text{GeV} \\
 200 < m_A < 1000\text{GeV} & \quad 5 < \tan \beta < 10
 \end{aligned}$$

Il risultato di tale scan, proiettato nel piano della sezione d'urto dello scattering neutralino-protone e della massa del neutralino, è per l'appunto mostrato in figura; è plottata anche la funzione $f\sigma_{SI}$, dove f tiene conto della diminuzione del flusso di neutralini con il decrescere della loro densità [115].

Per i modelli individuati dai *puntini gialli* la densità residua di neutralini è inferiore di 2σ al limite di WMAP, mentre i modelli rappresentati dai *puntini verdi* si accordano entro 2σ a tale valore. I modelli con densità residua superiore di oltre 2σ , invece, sono indicati dai *puntini rossi*. L'area tratteggiata è esclusa dal limite di massa del chargino di LEP (103.5 GeV). La linea continua superiore blu mostra il limite di esclusione del 2005 fissato da CDMS [116], mentre quelle inferiori color ciano indicano le sensibilità previste degli esperimenti di CDMS, ZEPLIN [117] e XENON [118].

Attualmente la regione sopra la linea continua blu è esclusa da CDMS. Nel prossimo futuro, per $\arg(\mu) = 0$, CDMS esaminerà parte della regione dello spazio dei parametri dove il limite sulla materia oscura di WMAP è

soddisfatto. L'esperimento ZEPLIN incomincerà ad analizzare la regione di coannichilazione stop-neutralino e di annichilazione caratterizzata dalle risonanze di A in canale s . Infine, XENON coprirà la maggior parte dello spazio dei parametri aventi piccole fasi. Comunque, i progetti per la diretta rivelazione della materia oscura tendono a diventare più deboli per grandi valori della fase di μ e $\arg(\mu) \simeq \pi/2$.

Tuttavia, grandi fasi inducono correzioni misurabili al momento di dipolo elettrico (EDM) dell'elettrone. Gli esperimenti sugli EDM potranno dare conferme su tale modello [113]. Il limite superiore attuale vale

$$|d_e| < 1.6 \times 10^{-27} \text{ ecm}$$

al 90% CL. I contributi ad uno e due loop con fasi di $\mathcal{O}(1)$, contenenti sleptoni della prima generazione o chargini e bosoni di Higgs intermedi rispettivamente, sono probabilmente maggiori di questo limite; i diagrammi ad un loop, perciò, sono soppressi scegliendo grandi valori per le masse degli sfermioni di prima e seconda generazione, mentre quelli a due loop sono soppressi dalla grande m_A o dalla piccola $\tan\beta$. L'intervallo di valori di d_e ottenuto nello scan è consistente con il limite corrente sull'EDM dell'elettrone e con la EWBG. Per $m_A < 1000$ GeV, un abbassamento di circa un ordine di grandezza del limite dell'EDM dell'elettrone ($|d_e| < 0.2 \times 10^{-27} e \text{ cm}$) sarebbe sufficiente per testare questo meccanismo di bariogenesi all'interno del MSSM.

Riepilogando, la richiesta di una generazione consistente di materia bariónica ed oscura in MSSM porta ad uno scenario ben definito dove, grazie ad uno stop e ad un bosone di Higgs leggeri, i neutralini ed i chargini sono leggeri e sono attesi fasi violanti CP misurabili e valori moderati di $\tan\beta$ ($5 \lesssim \tan\beta \lesssim 10$). Queste proprietà saranno testate in modo complementare dal Tevatron, da LHC e dal previsto ILC (International Linear Collider), così come attraverso la diretta rivelazione di materia oscura in esperimenti del prossimo futuro. I primi test di questo scenario arriveranno probabilmente dalle misure dell'EDM dell'elettrone, dalle ricerche dello stop al Tevatron ed LHC e dalle ricerche del bosone di Higgs a LHC.

1.5.2 Benchmark points: lo stop

Per la dettagliata esplorazione della fenomenologia dei colliders nello scenario sopra descritto, seguiamo la comune strategia di selezionare ed analizzare singoli punti dello spazio dei parametri, detti benchmark point. In tabella 1.7 sono mostrati alcuni rappresentativi parametri dei punti selezionati chiamati *Les Houches benchmark points del top scalare* (LHS). I parametri sono stati

definiti tramite l'analisi dei rispettivi valori in modo simile a quanto descritto nel precedente paragrafo.

	LHS-1	LHS-2	LHS-3	LHS-4
$m_{\tilde{Q},\tilde{U},\tilde{D}_{1,2}}$	10000	10000	10000	4000
$m_{\tilde{Q}_3}$	1500	1500	1500	4200
$m_{\tilde{U}_3}^2$	0	0	0	-99^2
$m_{\tilde{D}_3}$	1000	1000	1000	4000
$m_{\tilde{L}_{1,2}}$	10000	10000	10000	2000
$m_{\tilde{L}_3}$	1000	1000	1000	2000
$m_{\tilde{E}_{1,2}}$	10000	10000	10000	200
$m_{\tilde{E}_3}$	1000	1000	1000	200
A_b	0	0	0	0
A_t	$-650 \times \exp^{-i\pi/2}$	$-643 \times \exp^{-i\pi/2}$	$-676 \times \exp^{-i\pi/2}$	-1050
$A_{e,\mu,\tau}$	0	0	0	$5000 \times \exp^{i\pi/2}$
M_1	110	60	110	112.6
M_2	220	121	220	225.2
$ \mu $	350	400	165	320
$\arg(\mu)$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	0.2
$\tan \beta$	7	7	7	5
m_A	1000	1000	1000	800
$m_{\tilde{t}_1}$	137	137	137	123
$m_{\tilde{t}_2}$	1510	1510	1510	4203
$m_{\tilde{e}_1}$	9960	9960	9960	204
$m_{\tilde{e}_2}$	10013	10013	10013	2000
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	106	58.1	89.2	107
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	199	112	145	196
$m_{\tilde{\chi}_1^+}$	197	111	129	194
$m_{\tilde{\chi}_2^+}$	381	419	268	358
m_h	116	116	116	117
$\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 c)$	1	0	0	1
$\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm b)$	0	1	1	0
$\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} h^2$	0.10	0.11	0.11	0.11

Tabella 1.7: Punti dello spazio dei parametri (benchmark point) [120] [121] dello stop di Les Houches (LHS) motivati dalla bariogenesi e dall'ipotesi che i neutralini formino la materia oscura. I parametri di massa sono dati in GeV.

Tutti i benchmark points sono selezionati in modo tale che l'asimmetria

barionica dell'universo e la densità residua di neutralini previste in quel punto si avvicinino a quelli misurati da WMAP e passino tutti i constraint noti di bassa energia, dei colliders ed astronomici. I più importanti tra questi sono le masse delle particelle SUSY, l'EDM dell'elettrone, il $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ e la rivelazione diretta delle WIMP, oltre al limite sulla massa dell'Higgs di LEP 2 (1.25). Nei calcoli dello spettro supersimmetrico e dell'asimmetria barionica, sono usate relazioni contenenti correzioni radiative fino al terzo ordine (tre loop), eccetto che per la massa dell'Higgs che è calcolata al livello di un loop solo. Nella regione dei parametri di nostro interesse, i calcoli ad un loop danno risultati per la massa dell'Higgs più leggero inferiori di 6-8 GeV rispetto a quelli a due loop [119]; così, se i parametri soft supersimmetrici definenti i benchmark points sono inseriti in calcoli a due loop, troviamo che la massa risultante dell'Higgs più leggero è inconsistente (inferiore) con i dati di LEP 2. La consistenza delle correzioni a due loop con i limiti di LEP 2 è possibile solo quando il calcolo dell'asimmetria barionica diventa fattibile e fisicamente accettabile usando le masse del bosone di Higgs calcolate con due loop.

La principale differenza tra i benchmark points risiede nel meccanismo che assicura che la densità residua di neutralini sia in accordo con i dati di WMAP. Mantenendo il rapporto tra i parametri di massa del gaugino M_2/M_1 vicino a 2 (con la richiesta aggiuntiva dalla bariogenesi che $100 \lesssim |\mu| \lesssim 500$ GeV), si ha che il neutralino più leggero è costituito principalmente da bino. Un bino tipicamente racchiude l'universo, a meno che non ci sia una speciale situazione che lo aggiri, come, per esempio, nello scenario di mSUGRA dove i neutralini possono coannichilarsi con gli sfermioni, annichilarsi in modo risonante via bosoni di Higgs intermedi o acquistare una componente misurabile di Higgsino in speciali regioni dello spazio dei parametri. Questo abbassa la densità di neutralini rendendola inconsistente con le osservazioni.

Ed ora analizziamo singolarmente i 4 LHS benchmark points riportati in tabella 1.7:

- *LHS-1*: è caratterizzato da una forte coannichilazione tra stop e neutralini che abbassa la densità residua di neutralini fin verso il valore centrale di WMAP. Una coannichilazione misurabile occorre solo quando la differenza di massa tra il neutralino e lo stop è piccola (30-40%). Un piccolo divario tra le due masse rappresenterebbe una sfida per Tevatron ed LHC, mentre ILC coprirà tale regione in modo efficiente.
- *LHS-2*: le risonanti annichilazioni di neutralini via risonanze di Higgs in canale s portano ad una decrescita sensibile dell'abbondanza di neutralini fino al livello misurato. In questo caso, la massa del neutralino

deve essere circa metà della massa del bosone di Higgs più leggero. Questo punto presenta uno stop che, con una sufficiente luminosità, potrebbe essere al Tevatron grazie alla grande differenza tra le masse dello stop e del neutralino. Persino lo stop più pesante potrebbe essere prodotto a LHC insieme con gli sleptoni della terza generazione. D'altra parte, invece, il bosone di Higgs più leggero (della risonanza d'annichilazione) può decadere in neutralini con la conseguente diminuzione della sua ampiezza visibile e rendendo così la sua scoperta molto più complicata.

- *LHS-3*: soddisfa il constraint della densità residua di WMAP solo parzialmente poiché il neutralino più leggero acquista una componente di wino e si coannichila con lo stop più leggero e con il chargino. L'abbassamento della densità residua permette una differenza di massa tra lo stop ed il neutralino un po' maggiore rispetto a LHS-1. Proprio tale gap più grande rende possibile la sua rivelazione al Tevatron e ad LHC.
- *LHS-4*: è una variazione di LHS-1. La piccola differenza tra le masse di stop e neutralino rende lo stop leggero non rivelabile né al Tevatron né ad LHC. ILC, invece, potrebbe misurarne i parametri con buona precisione.

Come visto, i quattro punti scelti nello spazio dei parametri offrono numerose sfide per i tre colliders:

- il Tevatron potrebbe risolvere lo stop nei punti LHS-2 e LHS-3, dove lo stop leggero \tilde{t}_1 decade in $\tilde{\chi}_1^\pm b$, ma non in LHS-1 e LHS-4 dove decade in $\tilde{\chi}_1^0 c$ con un piccolo spazio delle fasi.
- LHC può esplorare LHS-1 (sfruttando la presenza di top dello stesso segno come segnatura dello stop leggero) ed LHS-2 (con la tecnica della sottrazione del fondo). In teoria, con gli stessi metodi potrebbe analizzare LHS-4 e LHS-3; tuttavia, la piccola differenza di massa in questi punti rende l'analisi molto difficile. Comunque, in LHS-1, LHS-2 e LHS-3 LHC può produrre lo stop più pesante, necessario per comprendere il settore dello stop, fondamentale per la bariogenesi.
- ILC permetterà misure di precisione sullo stop leggero. Inoltre, anche il settore dei gaugini con le sue importanti fasi potrà essere accuratamente analizzato.

1.5.3 Massa

Già in tabella 1.7 abbiamo visto le masse previste per lo stop nei vari punti LHS; in questo paragrafo, volevo esporre brevemente le analisi sullo stop effettuate da CDF e DØ (Tevatron) ed presentare i relativi limiti alla sua massa.

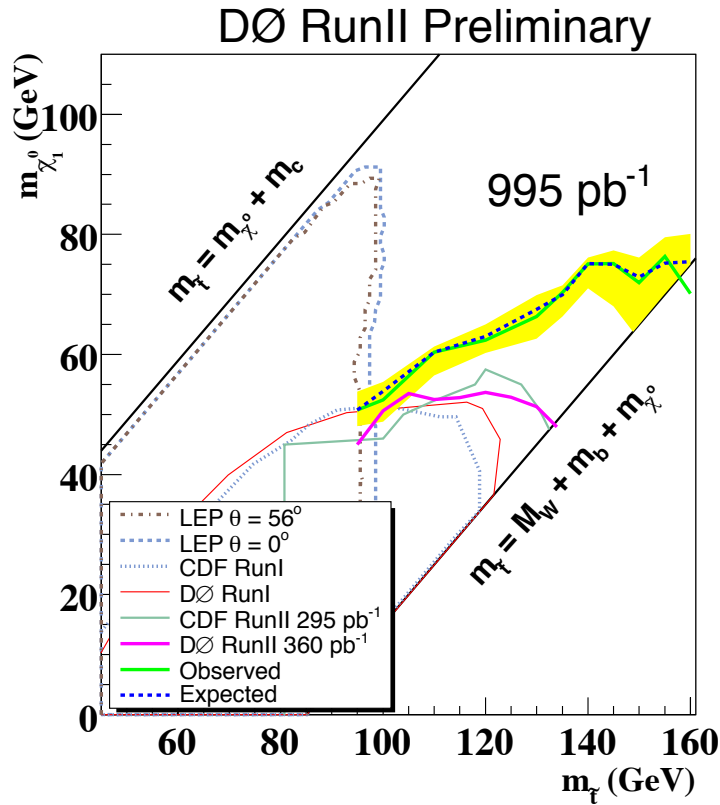


Figura 1.22: Regione nel piano $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ esclusa da DØ e da esperimenti precedenti al 95% CL. La curva continua verde indica il contorno d'esclusione osservato, mentre la linea blu tratteggiata rappresenta quello atteso. La banda gialla rappresenta le incertezze teoriche sulla sezione d'urto di produzione a causa della scelta della PDF e delle scale di rinormalizzazione e fattorizzazione [124].

Come già esposto in precedenza, l'autostato di massa dello stop (terza generazione di squarks) dovrebbe essere considerevolmente più leggero di quelli degli altri squarks. Le ricerche del Tevatron si sono concentrate principalmente sulla produzione di una coppia di stop seguita dai decadimenti

$\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 c$. Lo stato finale è una coppia di getti charm non complanari con energia mancante E_T^{MISS} . Se confrontiamo la sezione d'urto di questo decadimento con quelle previste per gli altri squarks, troviamo un valore molto più piccolo perché solo un'unica specie di squarks è prodotta; così, anche il range di masse esplorato è più stretto; i getti sono più soft e l' E_T^{MISS} è minore. Per sopperire alla corrispondente perdita di sensibilità, si adottano nella selezione tecniche di tagging di squarks pesanti basate sulla vita media.

I risultati pubblicati di CDF [122] e DØ [123], basati su luminosità integrate di 295 e 360 pb⁻¹ rispettivamente, escludono masse per lo stop inferiori a 134 GeV per $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 48$ GeV. Un risultato preliminare di DØ [124], basato su una luminosità integrata di circa 1 fb⁻¹, esclude $m_{\tilde{t}} < 149$ GeV per $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 63$ GeV, come mostrato in figura 1.22. Queste ricerche dello stop al Tevatron perdono la loro sensibilità quando la differenza di masse tra stop \tilde{t} e neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ diviene minore di 40 GeV, a causa della richiesta su E_T^{MISS} (applicata per ridurre l'altrimenti predominante fondo di QCD): in questo caso, i constraint di LEP rimangono rilevanti, anche se ristretti a $m_{\tilde{t}} < 100$ GeV. Facciamo notare, però, che questi limiti valgono nell'ambito di LHS-1 e LHS-4 in cui lo stop decade in neutralino e quark c ($\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 c$) e non sono direttamente applicabili agli altri due benchmark point (LHS-2 e LHS-3) in cui lo stop, invece, decade in chargino e quark b ($\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm b$).

DØ ha effettuato anche una ricerca di produzione di coppie di stop seguita da decadimenti $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$ (LHS-2 e LHS-3) basata su 400 pb⁻¹ per selezionare le configurazioni di parametri portanti allo sneutrino leggero. Sono stati analizzati, perciò, gli stati finali con due muoni o con un muone ed un elettrone insieme a b getti ed E_T^{MISS} . La massa maggiore dello stop esclusa è 186 GeV per una massa dello sneutrino di 71 GeV [125] con il conseguente limite sulla sezione d'urto di produzione che risulta ben 5 volte maggiore rispetto a quello previsto nel MSSM.

Infine, la collaborazione CDF ha preso in esame la possibilità di uno stop stabile sulla scala di tempi necessari per fuggire dal rivelatore [126]. Il risultante adrone dovrebbe comportarsi come un muone lento e può essere discriminato dal fondo di muoni reali confrontando i momenti e velocità ed usando misure del tempo di volo. E' stato ottenuto un limite inferiore preliminare di massa di 250 GeV basato su una luminosità integrata di 1 fb⁻¹.

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 del diametro di 27 Km. 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) [128] 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 920 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

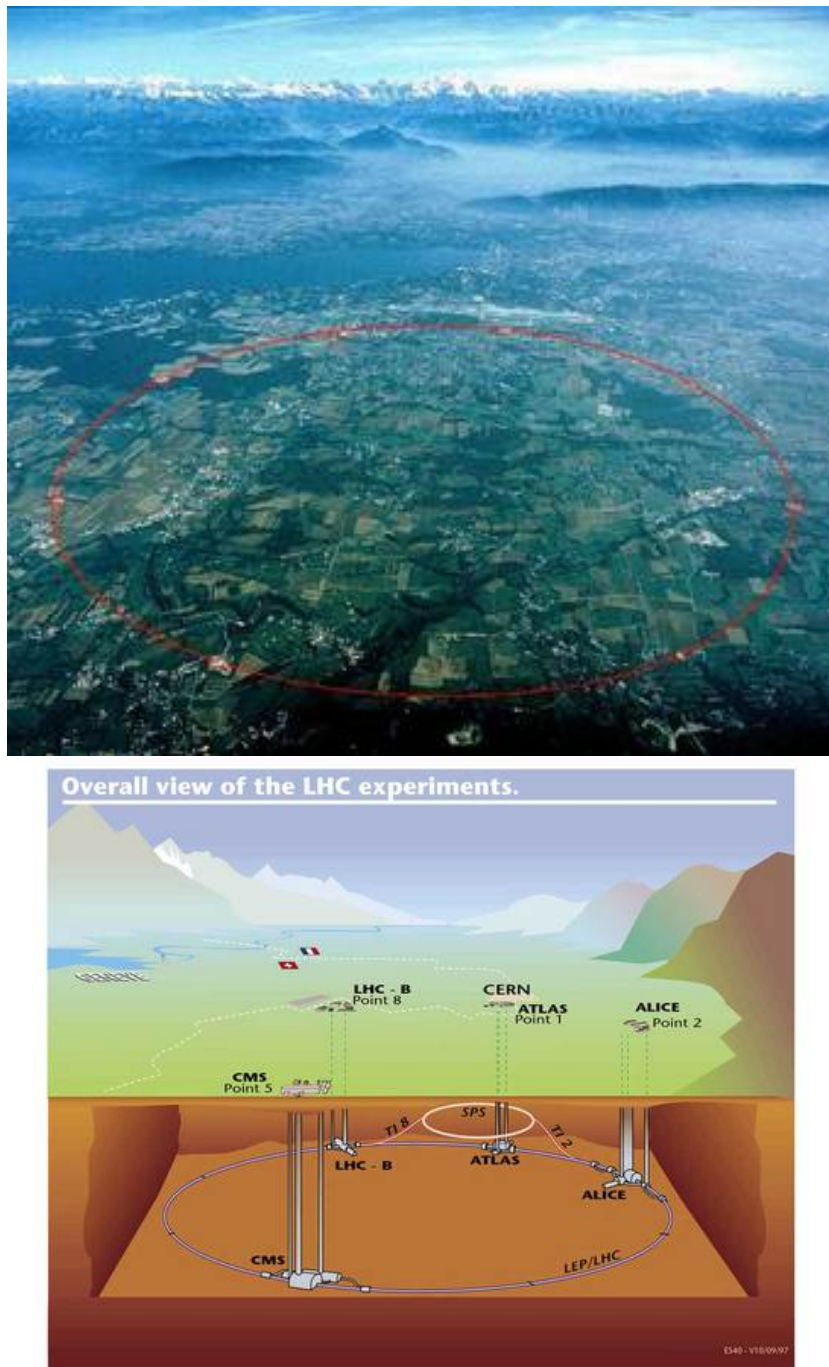


Figura 2.1: Nella foto è indicato il percorso sotterraneo del tubo che convoglia le particelle accelerate nell'esperimento LHC (beam-pipe). Nello schema sono riportati i principali esperimenti lungo il percorso dell'acceleratore. Tutte le immagini che rappresentano il rivelatore sono prese dal sito web del CERN [127].



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

di presa dati degli esperimenti, si definisce la luminosità come

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

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 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 quarks
- 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 quarks e gluoni.

L'esistenza di questo stato e le sue proprietà sono problemi chiave della QCD per comprendere il confinamento dei quarks 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.



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.

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 nei calorimetri (sia adronico che elettromagnetico). Particolare precisione è dedicata anche all'identificazione di quarks 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 poiché 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 ap-

parecchiature 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 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 [129, 130, 131, 132, 133]. Un segnale di Higgs con $m_H = 115$ GeV forse fu visto, ma la probabilità del 3.5% [129] 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 [19], 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 segnature di particolare interesse saranno: $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow l\nu jj\bar{b}\bar{b}$ (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 29 MeV [7]. In ATLAS l'incertezza statistica attesa [134] 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 . E' 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 consentire misure di altissima 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 $\approx 2 \text{ GeV}$, limitata solo dagli errori sistematici. Ciò consentirebbe un considerevole aumento di precisione nella determinazione di molti parametri del MS, su tutti la massa del bosone di Higgs. Inoltre, saranno possibili anche studi più approfonditi ed accurati su altre proprietà (come, ad esempio, l'elicità del W , le correlazioni di spin ed i decadimenti rari) e sui tre canali di produzione di singolo top.

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 paragrafo 1.3.1, 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.

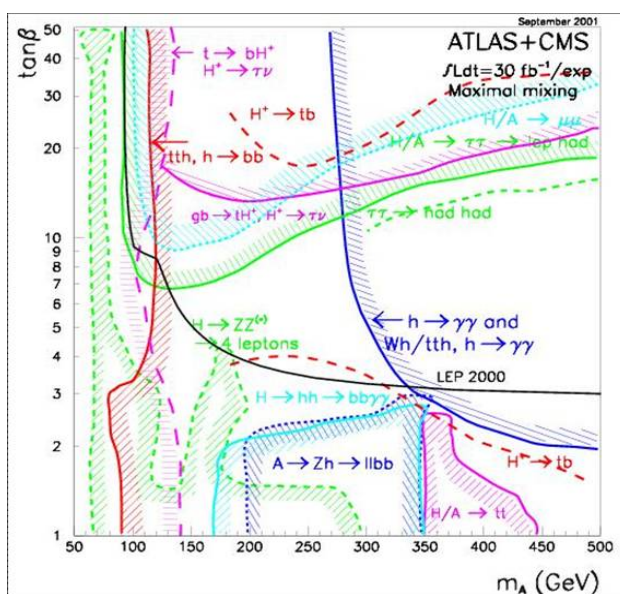


Figura 2.4: Capacità di scoperta in ATLAS e CMS dei bosoni di Higgs nel MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) nel caso di grande mixing. I contorni delle curve di scoperta a 5σ sono mostrate nel piano $(\tan\beta, m_A)$ e rappresentano i vari canali di decadimento dei bosoni di Higgs ad una luminosità integrata di 30 fb^{-1} . Le regioni situate oltre le linee dal lato delle striature 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 [135].

La supersimmetria [58] 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 (squarks 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 1.3.2 e 1.3.4).

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 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 paragrafo 1.3.3, uno dei modelli più analizzati al momento è mSUGRA che, pur dipendendo da soli cinque parametri liberi, ha bisogno di misure sui valori di aspettazione di vuoto dei bosoni di Higgs per la determinazione di $\tan\beta$.

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 quelli relativi all'Higgs leggero h , con massa inferiore ai 130 GeV indipendentemente dal valore di m_A e simile a quello del Modello Standard: la regione delimitata dalla linea rossa mostra il decadimento $h \rightarrow b\bar{b}$, mentre la linea blu indica il canale di decadimento $h \rightarrow \gamma\gamma$. Per un Higgs con massa intermedia (attorno ai 200 GeV) si ha il decadimento a 4 leptoni (linea verde). Infine, per un Higgs più pesante (attorno a circa 400 GeV) sono privilegiati i decadimenti in quarks della terza generazione $H/A \rightarrow t\bar{t}$ (in violetto) o $H^\pm \rightarrow tb$ (in rosso tratteggiato) se $\tan\beta$ è piccolo¹, oppure 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 $\tan\beta$. Queste

¹In realtà i canali con un piccolo valore di $\tan\beta$ sono nella zona esclusa da LEP e, quindi, si potrebbero trascurare.

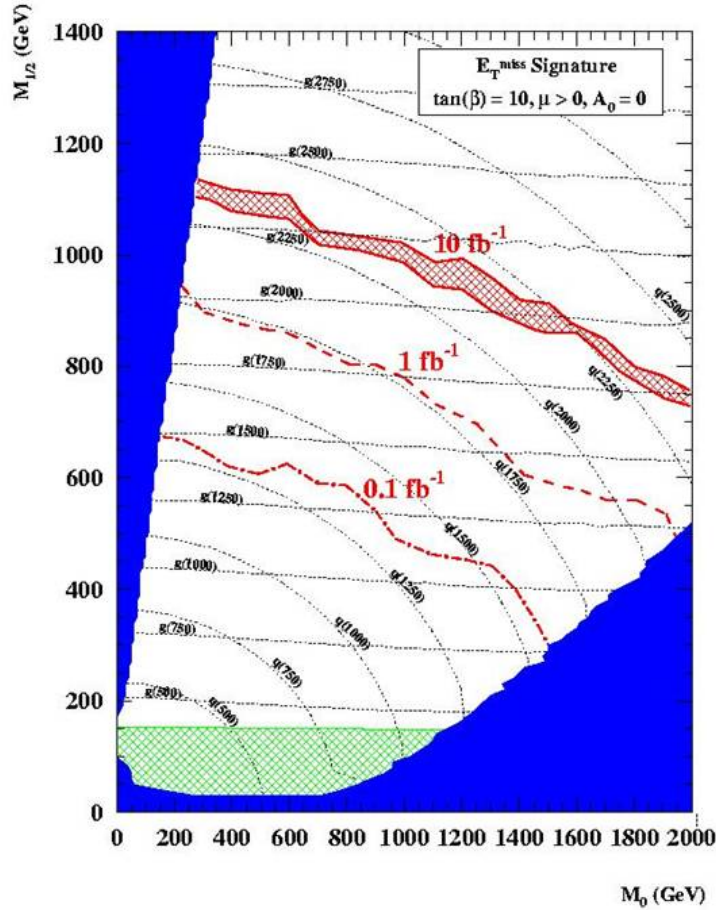


Figura 2.5: Grafico di scoperta di supersimmetria con la segnatura di energia mancante E_{MISS}^T nel piano $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$ e con valori fissati degli altri parametri di mSUGRA $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$ e $A_0 = 0$. Le regioni colorate di blu sono quelle escluse dalla mancanza di rottura di 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 [136].

affermazioni sono ricavabili dalla figura ricordando che per $m_A \gg 100$ GeV l'Higgs A diventa quasi degenere con H e H^+ .

Nel grafico di figura 2.5 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^{MISS} [137]. 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^{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 perché 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 quarks.

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 [134], 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.

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

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

Il momento trasverso P_T e l'energia trasversa E_T , così come l'energia mancante trasversa E_T^{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 $|\eta| < 4.9$.

Possiamo stimare la soglia di rivelazione delle particelle a circa 10 GeV. Per i muoni il limite fisico per attraversare il calorimetro è di 5 GeV; anche se la soglia effettiva di rivelazione è inferiore, i muoni si possono rivelare con elevata efficienza e una buona risoluzione per $P_T > 10$ GeV. Nel caso di elettroni e fotoni, invece, la rivelazione risulta soddisfacente per $P_T > 20$ GeV circa.

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 quarks 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,

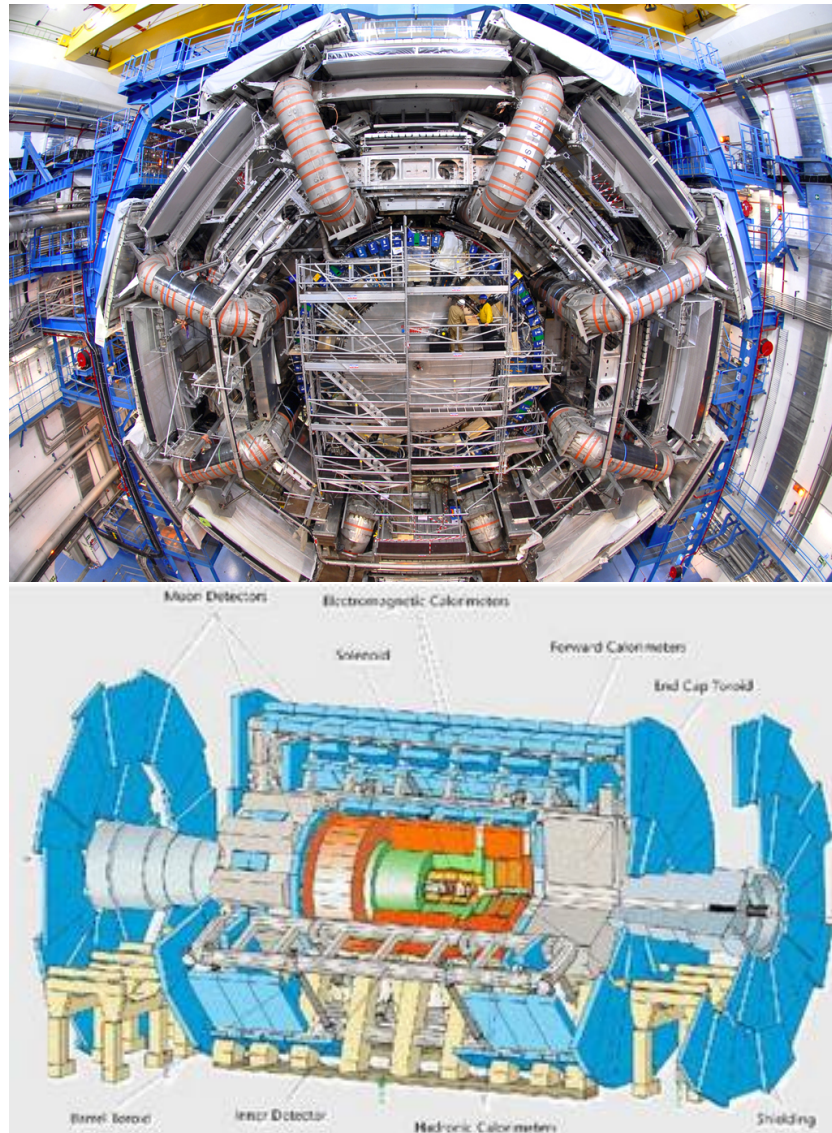


Figura 2.6: Il rivelatore di ATLAS completo e una delle ultime fasi di montatura del rivelatore (febbraio 2007). Sono ben visibili i magneti superconduttori e il calorimetro (arancione nello schema).

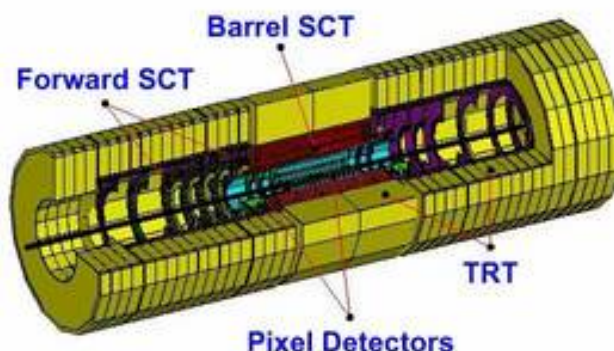


Figura 2.7: L'inner detector: la sua posizione all'interno della struttura di ATLAS e lo schema che ne rappresenta i componenti fondamentali.

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) [138] e pixel [139] 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) [138] che garantisce la continuazione del tracciamento con una precisione minore ma con un numero maggiore di misure e costi decisamente più bassi si arriva 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 (perché 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 $|\eta| < 2.5$.



Figura 2.8: Schema della struttura del rivelatore a pixel.

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 ². Inoltre esso è in grado di aiutare nella separazione e nella ricostruzione delle tracce grazie alla segmentazione bidimensionale dei sensori [140].

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

²Il percorso di B e τ varia a seconda del boost relativistico della particella e secondo la distribuzione esponenziale del decadimento; può anche essere di parecchi millimetri. Comunque, $c\tau$ (con τ vita media) vale $460 \mu\text{m}$ e $87 \mu\text{m}$ per B e (leptone) τ rispettivamente.

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 mistura 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 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 forniscono il contributo più importante (insieme ai muoni) nella misura dell'energia mancante nel piano trasverso E_T^{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.

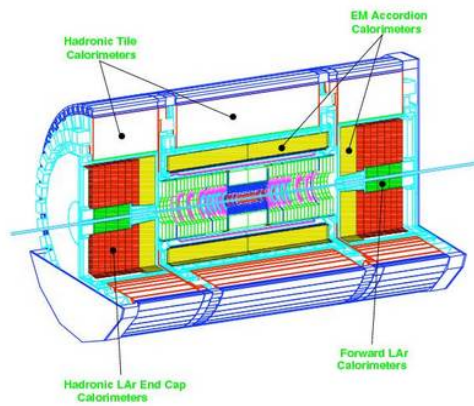


Figura 2.9: Schema che riproduce il sistema dei calorimetri di ATLAS.

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^{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 triggers 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 triggers è costituito da camere a piatti resistivi 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 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

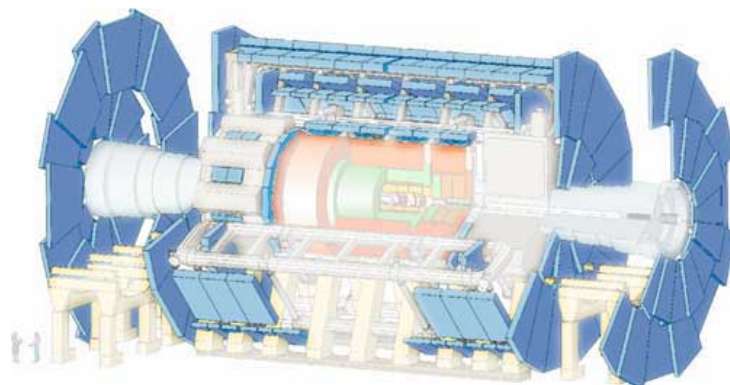


Figura 2.10: In figura è indicata la posizione dello spettrometro per muoni di ATLAS.

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). Tale sistema a tre livelli garantisce un'eccellente flessibilità per adattarsi alle variazioni di luminosità, alle condizioni di fondo ed alle nuove richieste che nasceranno per cercare di comprendere i nuovi fenomeni fisici scoperti (speriamo!).

Il primo livello di trigger [141], *LVL1 level 1 trigger*, opera una selezione degli eventi basata sulle risposte dello spettrometro a muoni per muoni ad alto P_T e del calorimetro per 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^{MISS} . All'identificazione di queste segnature sperimentali sono imposti tagli in P_T ed energia; in base alla segnature degli eventi cercati si possono utilizzare diverse soglie (*trigger menus*). 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, selezionando così delle RoI (Region of Interest) che vengono passate al secondo livello.

Il secondo livello di trigger (LVL2) analizza i dati provenienti dai buffer limitatamente alle informazioni su posizione (η e ϕ) 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 (LVL3), il cosiddetto Event Filter (EF) [142].

Questo filtro utilizza algoritmi offline per convertire i dati ancora "grezzi"

(row data) in un formato compatibile con il software offline mediante l'applicazione della calibrazione, dell'allineamento delle diverse parti del rivelatore e delle correzioni ottenute mediante le mappe del campo magnetico. In questo modo, l'ultimo grado di selezione riduce la frequenza di acquisizione dati a circa 100 Hz, compatibile con la velocità di memorizzazione dei dati del sistema, che è di circa 100 MB/s.

Segnatura	Rate L1 [Hz]	Rate HLT [Hz]	Commenti
Bias minimo	Fino a 10000	10	Oggetto prescalato del trigger
e10	5000	21	$b, c \rightarrow e, W, Z, \text{Drell-Yan}, t\bar{t}$
2e5	6500	6	Drell-Yan, $J/\Psi, \Upsilon, Z$
γ 20	370	6	Fotoni diretti, bilancio γ -getti
2 γ 15	100	< 1	Coppie di fotoni
μ 10	360	19	$W, Z, t\bar{t}$
2 μ 4	70	3	$B, \text{Drell-Yan}, J/\Psi, \Upsilon, Z$
μ 4 + $J/\Psi(\mu\mu)$	1800	< 1	Fisica del B
j 120	9	9	Getti di QCD e grande P_T
4 j 23	8	5	Stati finali con multigettti
τ 20i + x E30	5000	10	$W, t\bar{t}$
τ 20i + e10	130	1	$Z \rightarrow \tau\tau$
τ 20i + μ 6	20	3	$Z \rightarrow \tau\tau$

Tabella 2.1: Tabella del menu di trigger alla luminosità di $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [149].

I trigger menus sono tabelle con ben precise soglie e criteri di selezione per ognuno dei tre livelli di trigger. Gli oggetti in ingresso al trigger menu, corrispondenti ai selezionati oggetti fisici, sono identificati tramite una notazione in cui il simbolo rappresentante il tipo di particella è preceduto dal valore della molteplicità e seguito dal valore della soglia per E_T : ad esempio, 2e5 corrisponde alla richiesta di duo o più elettroni, ciascuno di $P_T > 5 \text{ GeV}$. La "i" seguente la soglia indica che si richiede anche l'isolamento dell'oggetto. Il termine "xE" è un'abbreviazione per E_T^{MISS} .

Per ciascun livello di trigger, gli oggetti nel menu possono essere prescalati per ridurre la loro frequenza, oppure possono essere accettati indipendentemente dalla selezione del HLT³ per studi sistematici.

In tabella 2.1 è mostrato un menu del trigger alla luminosità di 10^{31}

³Spesso il trigger di secondo livello e l'Event Filter vengono chiamati collettivamente come trigger di alto livello (HLT).

$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ⁴. Tuttavia, una luminosità integrata di eventi come quella che ho considerato nell'analisi del mio lavoro di tesi (soprattutto nell'ambito della fast simulation, descritto nel capitolo 4), può essere raccolta realisticamente solo con una luminosità istantanea di almeno $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$: per tale valore, le soglie di trigger riportate in tabella 2.1 risultano troppo basse (in quanto crescerebbe in modo insostenibile la frequenza di eventi) e, perciò, vanno modificate: per gli elettroni si richiede allora un $P_T > 25 \text{ GeV}$ (*e25*), mentre per i muoni un $P_T > 20 \text{ GeV}$ (*μ 20*). Queste sono anche le soglie di trigger che ho utilizzato nel mio lavoro di tesi (con l'ulteriore richiesta d'isolamento).

⁴Questa luminosità sarà ben presto raggiunta ad LHC, per poi essere superata e, nel giro di qualche anno, arrivare alla luminosità nominale di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Capitolo 3

Il software dell'analisi

In questo terzo capitolo presenterò le tecniche per la generazione ed analisi dei dati impiegate nel mio studio di selezione di segnali supersimmetrici riconducibili allo stop.

Tali tecniche si suddividono principalmente in tre fasi:

1. *generazione degli eventi*: per valutare le potenzialità di fisica del rivelatore ATLAS, si utilizzano generatori di eventi Montecarlo con lo scopo di generare tutte le particelle che compaiono nello stato finale della collisione protone-protone (per LHC); vengono generati anche sciame di particelle che provengono dalla successiva adronizzazione di quarks e gluoni.
2. *Simulazione della risposta del rivelatore*: viene considerato il passaggio delle particelle generate attraverso il rivelatore simulando la loro interazione con la materia che lo costituisce.
3. *Ricostruzione degli eventi*: partendo dai segnali depositati nel rivelatore, una serie di algoritmi ricostruisce l'energia e la posizione delle particelle che l'hanno attraversato.

Questi passaggi possono essere eseguiti tramite una procedura dettagliata e completa (ma, per questo, anche lunga in termini di tempo) detta *full simulation* (vedi paragrafo 3.2), oppure tramite la *fast simulation*, procedura più veloce che utilizza il software ATLFAST [134] [152] e, partendo dalle particelle generate, simula il loro comportamento nel rivelatore mediante parametrizzazioni messe a punto sulla base dei dati ottenuti dalla full simulation (vedi paragrafo 3.4).

Queste due procedure sono all'origine del mio lavoro di tesi: nella prima parte, infatti, ho utilizzato la procedura veloce della fast simulation per la

simulazione degli eventi (e della conseguente risposta del rivelatore), mentre nella seconda mi sono avvalso della simulazione dettagliata (e della relativa ricostruzione completa degli eventi).

3.1 Generazione degli eventi

La fase di generazione degli eventi risulta usualmente essere esterna al resto della simulazione in modo da non dover essere ripetuta ad ogni modifica del software di simulazione della risposta del rivelatore; è in generale molto complessa poiché deve simulare l'evento di collisione pp e tutte le relative catene di decadimenti con i branching ratio (BR) e le vite medie previste. L'evento così generato costituisce perciò quello che viene chiamato “verità Montecarlo”, cioè l'evento fisico reale all'interno del processo di simulazione esattamente come previsto dalla teoria.

Per ogni processo simulato (nel nostro caso $pp \rightarrow SUSY$ o $pp \rightarrow t\bar{t}$), i diagrammi di Feynman di ogni possibile contributo devono essere presi in considerazione nel calcolo delle ampiezze di transizione. A livello elementare l'interazione avviene effettivamente tra un quark o un gluone di un protone con un quark o un gluone dell'altro protone, ma il generatore deve calcolare l'ampiezza associata a tutti i diagrammi di Feynman che contribuiscono e, dato che dipende dall'energia, farne la convoluzione con le funzioni di distribuzione degli impulsi (pdf) del quark o del gluone nel protone. Tali pdf sono determinate dall'analisi dei dati presi finora agli acceleratori (che raggiungono energie nettamente inferiori a quelle di LHC) e, quindi, estrapolate all'energia di LHC con la frequente conseguenza di introdurre una significativa incertezza.

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 calcolate. Quindi vengono simulati i processi radiativi nello stato finale, in particolar modo e con maggiore attenzione quelli di QCD ($q \rightarrow qg$ o $g \rightarrow qq$), dato 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 quarks e gluoni: anche questo processo non è calcolabile analiticamente, ma richiede l'utilizzo di modelli ricavati dai dati sperimentali provenienti dai generatori esistenti.

Oltre a questo procedimento standard, bisogna considerare anche altri processi importanti, quali, ad esempio, il fatto che il top non adronizza a causa della massa troppo elevata, ma decade subito in quarks o leptoni (come visto nel paragrafo 1.2.2) oppure che gli adroni formati non sono sta-

bili ma decadono a loro volta in adroni più leggeri con determinato branching ratio oppure, nel caso di produzione di particelle supersimmetriche, che possono essere coinvolte nei successivi decadimenti anche particelle del modello standard (soprattutto quarks) per le quali è necessario ripetere la procedura appena esposta.

Tutte queste informazioni costituiranno i parametri d'ingresso per la simulazione successiva della risposta del rivelatore. Per questo scopo sono stati creati ed ottimizzati programmi che favoriscano l'interfacciarsi di queste due strutture fondamentali della simulazione. Nelle simulazioni di questa tesi sono stati impiegati i seguenti programmi:

- **MCNLO** [143]: per la simulazione di eventi $t\bar{t}$ (che, come dice il nome, implementa il risultato dei calcoli al NLO per questo processo).
- **HERWIG** [144]: per la simulazione di eventi supersimmetrici. Anche se il generatore esegue il calcolo al leading order, la sezione d'urto è poi stata riscalata per riprodurre la sezione d'urto totale calcolata al NLO.
- **ALPGEN** [145]: per la simulazione di W + getti, Z + getti, bb + getti. Questo programma è caratterizzato dall'uso degli elementi di matrice per la produzione di stati finali ad alta molteplicità, tipo $Wqqqq$. Questo generatore viene poi interfacciato ad HERWIG per il calcolo del processo di generazione di radiazione QCD e di adronizzazione.

3.2 Simulazione dettagliata della risposta del rivelatore

3.2.1 GEANT4

Il secondo passo dopo la generazione tramite Montecarlo degli eventi è la simulazione della risposta del rivelatore; nella full simulation questa viene effettuata tramite il programma GEANT4 [146]. A partire dalle informazioni sulla geometria del rivelatore (ATLAS), dalle caratteristiche dei materiali che lo costituiscono e dalle mappe del campo magnetico, questo software è in grado di tracciare tutte le particelle nel rivelatore e simulare e registrare i segnali da esse lasciati.

In teoria, GEANT4 dovrebbe simulare il numero massimo possibile di processi fisici ed il più ampio spettro d'energie, da 10 eV (potenziale di ionizzazione nei gas attivi di vari rivelatori) fino a qualche TeV (perdite d'energia dei muoni attraversanti i calorimetri o nuova fisica). Vediamo, allora, quali sono le principali difficoltà (che provocano la crescita del tempo di lavoro

della CPU) e “sfide”, ad esempio nella simulazione accurata delle cascate di particelle nei calorimetri:

- i rivelatori traccianti richiedono idealmente una simulazione dettagliata e microscopica di tutti i processi che potrebbero influenzare l'efficienza di ricostruzione e le misure di momento.
- I processi elettromagnetici dominanti sono adeguatamente simulati in GEANT4 su un intervallo di energie da 10 keV a 10 TeV; tuttavia, una rigorosa ed accurata simulazione completa degli sciame elettromagnetici in una geometria complessa come quella del calorimetro elettromagnetico è possibile ma dispendiosa in termini di tempo d'impiego di CPU.
- Per i processi adronici la situazione si complica, soprattutto nel tentativo di ottenere valori simulati per la risoluzione ed il termine costante dei calorimetri adronici compatibili con quelli ricavati dalle misure del test beam.

Tali problemi spesso apparivano quasi insolubili in modo pienamente soddisfacente con la versione precedente di GEANT (GEANT3): si faceva ricorso a numerose interazioni (per il tracciamento) e a pacchetti esterni di programmi obsoleti (per la fisica adronica) e molti processi non erano implementati (specialmente elettromagnetici). Con GEANT4, invece, le prospettive sono cambiate:

- il tracciamento è stato implementato e reso indipendente dalla geometria del rivelatore, mentre il tracciamento in campi elettromagnetici (o di qualsiasi tipo) è stato migliorato;
- i processi elettromagnetici ed adronici sono stati implementati con successo, come dimostrano anche i confronti con i dati ottenuti dal test beam. Inoltre, un processo può essere facilmente aggiunto o modificato ed assegnato ad un particolare tipo di particelle.

Un punto forte di GEANT4 è costituito dalla descrizione della geometria del rivelatore ATLAS. Un insieme di classi dedicate (GeoModel) fornisce la necessaria descrizione dei volumi e del materiale che viene automaticamente tradotta in un linguaggio compatibile con GEANT4 durante il run. Inoltre, essendo tali classi completamente indipendenti da GEANT4, la medesima descrizione geometrica può essere usata dalle applicazioni di ricostruzione, assicurando così un accordo totale tra le geometrie della simulazione e della

ricostruzione¹. Nella descrizione del rivelatore, vengono accuratamente considerate anche le parti inattive (ad esempio criostati e strutture di supporto) e la loro distribuzione, in quanto è stato dimostrato che hanno un impatto diretto sulla performance fisica dell'esperimento. Per una descrizione ottimale, GEANT4 è dotato di particolari volumi: in molti sistemi, ogni cella attiva è descritta esplicitamente anche con dieci o più volumi; invece, per le strutture a pixel e a microstrip del rivelatore al silicio e per quella a celle del calorimetro elettromagnetico, a causa del grandissimo numero di elementi attivi, una descrizione precisa a questo livello non è possibile, ma viene in parte inserita nella fase successiva della digitizzazione (vedi approfondimento a pagina 127), in modo da accrescere la flessibilità e le prestazioni della catena di simulazione. Sempre a tale scopo, il numero di volumi (dell'ordine di 10^6) è mantenuto il più piccolo possibile e, talvolta, viene anche utilizzata una parametrizzazione del volume.

Ma ci sono anche altri aspetti positivi che sottolineano l'estrema maneggevolezza e duttilità di GEANT4, merito anche dell'utilizzo del linguaggio C++: la suddivisione della simulazione in più parti (con un approccio Object Oriented) permette infatti una maggior velocità e facilità di correzione delle varie componenti da parte di più persone, in modo indipendente l'una dall'altra e senza influenzare troppo l'intero programma di simulazione. Inoltre, in questo modo si è ridotto notevolmente il tempo di (ri)compilazione con l'utilizzo delle sole parti necessarie. Un'altra conseguenza estremamente importante è la possibilità di un salvataggio e memorizzazione dei risultati intermedi: ad esempio, i tetravettori delle particelle durante tutta la fase di tracciatura da parte dei vari sistemi del rivelatore o la quantità d'energia "invisibile" rilasciata nelle parti inattive del rivelatore, utile anche per ricostruire l'effettiva energia mancante E_T^{MISS} posseduta dalle particelle neutre. Tutte le informazioni raccolte costituiscono la base per la simulazione della risposta del rivelatore che nasce durante la successiva fase di digitizzazione.

3.2.2 Digitizzazione

La digitizzazione è il secondo livello della simulazione del rivelatore, all'interfaccia con il programma di ricostruzione; è un processo solitamente molto rapido in cui le informazioni fisiche registrate vengono raccolte e riprocessate per simulare la reale risposta ed output del rivelatore ed, infine, riscritte per poter essere utilizzate dai programmi di ricostruzione.

¹Tuttavia, nelle simulazioni recenti si introducono volutamente delle differenze tra la geometria usata nella simulazione e quella usata nella ricostruzione, in modo da tenere conto del fatto che nella realtà la nostra conoscenza della geometria del rivelatore non è perfetta.

Questa procedura era stata inizialmente concepita per dare all'utente la possibilità di cambiare le caratteristiche del rivelatore immediatamente dopo la fase di simulazione con il conseguente guadagno di tempo d'impiego della CPU.

3.3 Ricostruzione completa

Partendo dai segnali depositati nel rivelatore, una serie di algoritmi ricostruisce energia e posizione delle particelle che lo hanno attraversato. Il software di ATLAS che viene utilizzato per la ricostruzione è chiamato *Athena*. Dopo la fase d'inizializzazione (che consiste nel caricamento delle informazioni riguardanti la geometria del rivelatore (che, come visto, sono le stesse della simulazione precedente), della mappa del campo magnetico (il più simile possibile a quello solenoidale reale di ATLAS), oltre che dei dati dalla simulazione) la ricostruzione procede fondamentalmente in due passaggi: in una prima fase, i segnali di ogni rivelatore vengono ricostruiti separatamente:

- nel rivelatore interno, i segnali di pixel e strisce adiacenti vengono raggruppati (clustering) per fornire punti in 3 dimensioni del passaggio delle particelle; questa fase include la combinazione dei segnali delle coppie di rivelatori a strisce che misurano le due coordinate.
- Nel rivelatore a TRT, le calibrazioni $R - t$ (raggio di curvatura - tempo di drift) vengono utilizzate per ricostruire i punti di passaggio della particella in ogni tubo colpito. Il software di ricostruzioni cerca poi di identificare delle tracce, cioè delle traiettorie elicoidali compatibili con i punti misurati dai singoli piani di rivelatore, e di ricostruire in modo ottimale i loro parametri.
- Nei calorimetri, le celle che hanno fornito un segnale sufficientemente elevato costituiscono dei semi (seeds) attorno ai quali il software di ricostruzione costruisce gruppi di celle adiacenti (clusters) che diventano i candidati per essere identificati come elettroni, fotoni, getti del τ e getti adronici. Esistono diversi algoritmi di clustering ciascuno dei quali ha diversi vantaggi e punti deboli; in questa tesi abbiamo utilizzato finestre di dimensione $\Delta\phi \times \Delta\eta = 3 \times 7$ celle per la ricostruzione dei clusters creati dagli elettroni nel calorimetro elettromagnetico, mentre per i getti adronici si è utilizzato un algoritmo che mette insieme le celle dei calorimetri adronico ed elettromagnetico all'interno di coni di apertura fissata 0.4 nel piano (η, ϕ) . I clusters vengono poi calibrati in modo da fornire la migliore stima della loro energia.

- Nello spettrometro a muoni, vengono prima calcolate le coordinate dei punti misurati dai piani di tracciamento dei vari rivelatori. Queste vengono poi combinate in modo da costruire delle tracce, in modo analogo a quanto fatto nel rivelatore interno.

In una seconda fase, le informazioni dei vari rivelatori vengono combinate:

- i clusters elettromagnetici vengono combinati con le traiettorie del rivelatore interno per trovare candidati elettroni: vengono applicati degli algoritmi per distinguerli dai getti basati sulla forma del deposito di energia nel calorimetro e sulla qualità della traccia associata. Vengono inoltre ricostruite le conversioni di fotoni all'interno del tracciatore.
- Le caratteristiche dei getti adronici e delle tracce associate vengono utilizzate per distinguere i getti del τ da quelli generati da quark o gluoni.
- Le traiettorie del tracciatore interno vengono combinate con quelle dello spettrometro a muoni in modo da migliorare la precisione nella ricostruzione della direzione ed impulso dei muoni.

Ora, vediamo in maggior dettaglio la ricostruzione di due importanti ingredienti per la mia tesi: l'energia mancante E_T^{MISS} e i b -getti.

3.3.1 E_T^{MISS}

Le interazioni in LHC (ed, in generale, ad un collider) hanno energia trasversa totale nulla per la conservazione del tetramomento; quindi, si definisce energia trasversa mancante E_T^{MISS} :

$$E_T^{MISS} = \sqrt{(E_x^{MISS})^2 + (E_y^{MISS})^2}$$

dove

$$E_i^{MISS} = - \sum E_i \quad i = x, y$$

Ottenere una misura dell'energia trasversa mancante di alta qualità è una richiesta cruciale in ATLAS per lo studio di molti canali di fisica sia del Modello Standard, come il decadimento del W , dello Z e del top (in particolare per la ricostruzione della massa invariante m_t dal decadimento semileptonico della coppia $t\bar{t}$), sia per canali di scoperta (SUSY e dimensioni extra in primis). Un altro importante requisito per una buona misura di E_T^{MISS} è minimizzare l'impatto delle code indotte dalle imperfezioni nella copertura del rivelatore o nella risposta del rivelatore; infatti, sebbene la copertura in η

dei calorimetri minimizzati le code da particelle che fuggono a grande η , ci sono molte regioni di transizione nei calorimetri che possono portare a misure non corrette di E_T^{MISS} , con conseguenze spiacevoli come, ad esempio, una crescita significativa del fondo costituito da eventi a multigettti di QCD rispetto al segnale supersimmetrico.

L'energia trasversa mancante viene ricostruita in ATLAS [147] sulla base di tre contributi:

- il primo è ricavato dall'energia depositata nelle celle del *calorimetro*; per stimare correttamente questo termine si selezionano le celle che contribuiscono con maggior probabilità al segnale (soppressione del rumore) e si calibrano (calibrazione fine) tenendo conto della differente risposta dei calorimetri agli sciami elettromagnetici ed a quelli adronici. Tale calibrazione inizia con un ciclo sugli oggetti ricostruiti identificati (in un ben preciso ordine: elettroni, fotoni, τ decaduti adronicamente, b -getti, getti leggeri e muoni) e consiste nell'associazione di ciascuna delle celle dei calorimetri ai corrispondenti oggetti.
- il secondo è calcolato dallo spettro dei momenti dei *muoni ricostruiti* usando solamente la ricostruzione separata dello spettrometro a muoni. In questo modo, l'energia persa dai muoni nel calorimetro non viene contata due volte, visto che è già considerata nel termine calorimetrico. Inoltre, la richiesta di avere una traccia corrispondente nell'inner detector riduce notevolmente la probabilità di tener conto di falsi muoni creati da segnali casuali nello spettrometro
- il terzo è il termine *criostatico*. Come già visto, è fondamentale per un corretto calcolo di E_T^{MISS} tener conto dell'energia persa nei materiali inattivi, in particolare nel criostato situato tra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico. Questa correzione all'energia dei getti è non trascurabile soprattutto per getti con $P_T > 500$ GeV, per cui fornisce un contributo del 5% per getto.

3.3.2 b -tagging

La capacità di riconoscere getti adronici derivanti da quarks pesanti (come il b) è una risorsa importante per molte analisi di fisica, come, ad esempio, le misure di precisione nel settore del top e le ricerche del bosone di Higgs o di altre segnature di nuova fisica. Concentriamoci ora sul b -tagging [148].

Solo i getti ricostruiti nei calorimetri con $P_T > 15$ GeV e $|\eta| < 2.5$ e le tracce ricostruite ad una distanza $\Delta R < 0.4$ dall'asse del getto sono considerati per il b -tagging.

Per migliorare l'efficienza del b -tagging si utilizza la verità Montecarlo (vedi paragrafo 3.1) per determinare il tipo di partone da cui nasce il getto: un getto è classificato come b -getto se un quark b con $P_T > 5$ GeV è trovato in un cono di raggio $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione del getto. In modo analogo si identificano c -getti e τ -getti. Quando nessun quark né τ soddisfa tali richieste, il getto è classificato come getto leggero (senza ulteriori distinzioni di sapore). È importante notare come questa procedura identifica come b -getti la maggior parte dei getti da gluoni che si dividono in coppie di $b\bar{b}$ nella cascata partonica. Dopo questa premessa, possiamo vedere le due tecniche principali di b -tagging: l'algoritmo del *parametro d'impatto* e l'algoritmo del *vertice secondario*.

Queste due tecniche si basano su altrettante proprietà esclusive del quark b :

1. gli adroni contenenti il quark b hanno una vita media sufficientemente lunga da percorrere una certa distanza prima di decadere ($c\tau \simeq 480\mu\text{m}$, con c velocità della luce e τ vita media degli adroni B). L'individuazione di un gruppo di particelle proveniente da un punto diverso dal vertice d'interazione è un prodromo della presenza di un getto di adroni contenenti il quark b . Inoltre, quasi sempre gli adroni B decadono in adroni contenenti il quark c che hanno una vita media non molto inferiore e contribuiscono perciò anch'essi a questo fenomeno, chiamato *vertice secondario*.
2. Il quark b è molto più massivo di qualsiasi altro quark in cui decade; questo fatto tende a conferire ai prodotti di decadimento una significativa quantità di moto perpendicolare alla sua direzione di moto originaria, dando origine a getti particolarmente larghi. Quando poi l'adrone B decade leptonicamente ($B \rightarrow D e \nu$ o $B \rightarrow D \mu \nu$), la presenza di elettroni o muoni con elevata quantità di moto trasversa permette una più sicura identificazione del getto come prodotto del b .

Algoritmo del parametro d'impatto

In questa tecnica vengono considerate solo le tracce con momento trasverso maggiore di 1 GeV con almeno sette hits (pixel o strip colpiti) di cui almeno due nel rivelatore a pixel ed uno nello strato di vertice del pixel. I parametri d'impatto trasversale d_0 e longitudinale z_0 (entrambi calcolati rispetto al vertice primario) devono soddisfare le condizioni $|d_0| < 1$ mm e $|z_0 - z_\nu| \sin q < 1.5$ mm, dove z_ν rappresenta la posizione del vertice primario ricostruito in z e q è l'angolo polare misurato della traccia. Il parametro

d'impatto trasverso ha il segno che dipende dalla direzione del getto misurato nei calorimetri: le tracce attraversanti l'asse del getto dietro al vertice primario hanno un parametro d'impatto negativo.

Algoritmo dei vertici secondari

Per accrescere ulteriormente la discriminazione tra b -getti e getti leggeri, può essere ricostruito un vertice inclusivo formato dai prodotti di decadimento dagli adroni B , includendo anche i prodotti del seguente decadimento degli adroni charmati. Si comincia combinando tutte le coppie di tracce che formano un buon vertice, usando solamente tracce con alta significanza del parametro d'impatto per escludere tracce compatibili con il vertice primario; si sfruttano anche la massa invariante delle particelle originate dal candidato vertice secondario e la posizione di questo candidato vertice per rigettare vertici spuri (come quelli dai decadimenti di K_s^0 o da conversione di fotoni). Tutte le tracce dai rimanenti vertici a due tracce sono combinate in un singolo vertice; sono, quindi, esaminate tre sue proprietà: la massa invariante di tutte le tracce che si originano dal vertice, il rapporto tra la somma delle energie delle tracce nate dal vertice e la somma delle energie di tutte le tracce nel getto ed il numero di vertici a due tracce. Queste proprietà sono illustrate nella figura 3.1 per b -getti e per getti leggeri. L'efficienza di ricostruzione del vertice secondario dipende abbastanza fortemente dalla topologia dell'evento, ma le tipiche efficienze ottenute sono maggiori del 60% per le coppie $t\bar{t}$.

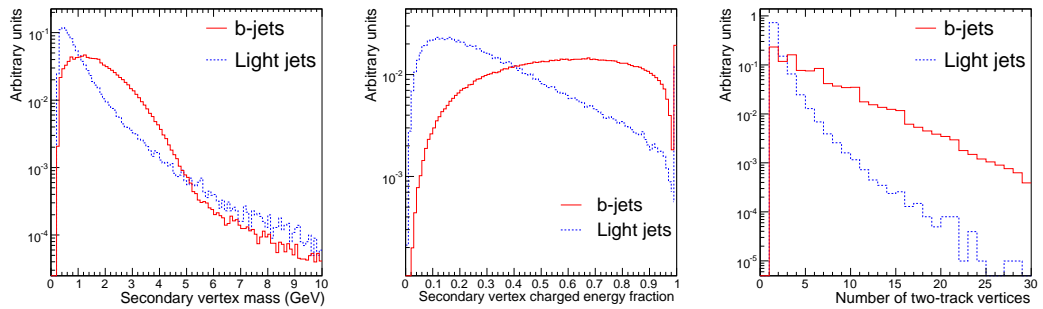


Figura 3.1: Proprietà dei vertici secondari ricostruiti per i b -getti e per i getti leggeri: la massa invariante di tutte le tracce che si originano dal vertice (sinistra), il rapporto tra la somma delle energie delle tracce partite dal vertice e la somma delle energie di tutte le tracce nel getto (centro) ed il numero di vertici a due tracce (destra) [149].

3.4 Simulazione veloce

La simulazione veloce si pone ad un livello intermedio tra l'analisi partonica dell'evento (che sarebbe troppo semplicistica dato che ipotizza la quasi idealità del rivelatore) e la simulazione e ricostruzione dettagliate (*full simulation* e *full reconstruction*) appena viste che, invece, tengono conto di ogni aspetto del rivelatore con la conseguente crescita del tempo e della potenza di calcolo necessari; tale simulazione è adatta per effettuare in tempi ragionevoli studi approssimati di segnale e fondo ad alta statistica in quanto include gli aspetti fondamentali del rivelatore: la ricostruzione dei getti nel calorimetro, gli effetti del campo magnetico, la ricostruzione dell'energia mancante, la valutazione di energia e momento di leptoni e fotoni con tutte le relative incertezze sperimentali. Infatti, ricevuta in ingresso la lista delle particelle prodotte, ATLFASST ne crea un'altra contenente i getti ricostruiti, leptoni e fotoni isolati, tracce ricostruite, stima dell'energia mancante (E_T^{MISS}) nel piano trasverso e ricostruzione dei b -getti e τ -getti con l'efficienza propria del rivelatore. Chiaramente, non tutti gli effetti sul rivelatore sono considerati: ad esempio, sono trascurati fenomeni quali lo scattering multiplo, la forma precisa dei segnali lasciati nel calorimetro. Anche i dati sulla sua geometria sono piuttosto essenziali: sono considerati l'accettanza angolare per poter ricostruire una traccia, la granularità del calorimetro adronico, la dimensione del "tappo" (end cap) che chiude il calorimetro elettromagnetico. Comunque, dove si è creduto necessario (come, ad esempio, nello studio delle masse invarianti degli oggetti ricostruiti dello stato finale prodotti dal decadimento di una stretta risonanza), sono stati utilizzati i risultati della full simulation per migliorare, raffinare ed arricchire il programma della fast simulation. Anche in questo modo, si rende la fast simulation adeguata per sviluppare strategie di analisi significative: il confronto con la full simulation mostra un buon accordo sull'accettanza, sulle efficienze di ricostruzione dei getti e sulla risoluzione delle masse tra le due tecniche di simulazione.

Diamo ora una breve presentazione delle specifiche utilizzate da ATLFASST per stimare le grandezze fondamentali per l'analisi fisica da me svolta:

- Clusters del calorimetro

Nel piano trasverso, le energie di tutte le particelle non decadute, tranne neutrini, muoni e LSP, vengono sommate all'interno di ogni cella dell'intero calorimetro. La posizione di ogni cella è calcolata a partire dalla direzione della particella fornita dal generatore, corretta per tener conto degli effetti del campo magnetico solenoidale; tale correzione è stata parametrizzata per tutte le particelle cariche con P_T superiore a

0.5 GeV, in quanto particelle con P_T inferiore contribuiscono in modo trascurabile.

- Elettroni, muoni e fotoni isolati

I fotoni, i muoni e gli elettroni sono individuati all'interno della lista di particelle prodotte grazie al loro caratteristico isolamento da ogni attività adronica. I criteri d'isolamento si basano sulla distanza tra i clusters e sul massimo momento trasverso depositato in un cono attorno al possibile fotone o elettrone. I loro tetramomenti e la posizione angolare dei fotoni sono invece determinati mediante una parametrizzazione della risoluzione sperimentale derivata dalla full simulation, in quanto ATLFAST non include le correzioni dovute all'efficienze nella loro ricostruzione o identificazione. Nel caso specifico dei muoni, sono impiegate tre diverse opzioni di parametrizzazione a secondo di quale parte del rivelatore sia utilizzata per la misura: spettrometro a muoni, Inner Detector [153] oppure entrambi combinati.

- Ricostruzione dei getti

Viene effettuata utilizzando i dati provenienti dai clusters di celle del calorimetro dopo l'inclusione di un'opportuna parametrizzazione sulla risoluzione sperimentale del calorimetro stesso ottenuta dalla full simulation [154]. Possono essere impiegate due differenti opzioni per bassa o alta luminosità, dove la seconda tiene conto anche degli effetti di pile-up (cioè il disturbo causato da eventi secondari che si accumulano all'evento d'interesse che ha fatto scattare il trigger) sempre sotto forma di parametrizzazione esterna. Il pacchetto supplementare ATLFAST-B (da me utilizzato nell'analisi) permette anche l'opportuna ricalibrazione dell'energia dei getti, considerando l'energia depositata fuori dal cono analizzato.

- b -tagging

Di particolare interesse sono i getti originati dai quarks b (b -getti) che possono essere identificati grazie alle tecniche del b -tagging (vedi paragrafo 3.3.2). Tale rivelazione è possibile solo se il quark b ha un $P_T > 5$ GeV e se siamo all'interno di un cono angolare ben preciso attorno al possibile quark b . L'efficienza è parametrizzata a partire dai dati provenienti dalla full simulation ed è funzione del momento trasverso del getto in questione. In linea di principio, è possibile aumentare a piacere quest'efficienza, ma così facendo il campione di b -getti risulta meno puro poiché altri getti provenienti da quarks più leggeri possono essere identificati come b -getti. Esistono pertanto varie possibilità di

parametrizzazione, ognuna delle quali consente un rapporto efficienza/purezza diverso: la scelta migliore deve puntare ad ottenere un giusto compromesso tra efficienza e purezza utile alla fenomenologia del canale studiato. Nel nostro caso, l'algoritmo del b -tagging seleziona correttamente il 60% dei b -getti, mentre l'1% di getti leggeri (u, d, s) è erroneamente identificato come b -getto.

ATLFAST non considera la riduzione dovuta all'efficienza del b -tagging a differenza di ATLFASTB.

- τ -tagging

I getti originati dal decadimento del leptone τ (chiamati τ -getti) possono essere identificati nel caso che il τ decada adronicamente [155]. Nella simulazione veloce i τ -getti possono essere individuati se i prodotti del decadimento adronico del τ sono sufficientemente energetici ($P_T^{\tau-adr} > 10$ GeV e $P_T^{\tau-adr}/P_T^{getti} > 0.9$) all'interno della zona di tracciamento ($|\eta| > 2.5$) e del cono del getto. Questi criteri sono consistenti con la procedura d'identificazione della simulazione dettagliata. L'efficienza del τ -tagging è circa del 92% per i decadimenti adronici di τ provenienti da $A \rightarrow \tau\tau$ per $m_A = 300$ GeV.

ATLFAST non include le efficienze per il τ -tagging, a differenza di ATLFASTB in cui sono parametrizzate.

- Ricostruzione delle tracce

Effettuata, per particelle cariche e stabili, dal rivelatore di vertice, è anch'essa migliorata nei suoi parametri fondamentali (che descrivono la traiettoria delle particelle cariche in campo magnetico) dalla parametrizzazione della risoluzione sperimentale del rivelatore stesso. Inoltre, sono disponibili parametrizzazioni specifiche per muoni, pioni ed elettroni (con l'inclusione dei fenomeni di bremsstrahlung).

- Energia trasversa mancante

L'energia trasversa mancante E_T^{MISS} viene calcolata sommando i momenti trasversi di fotoni, muoni ed elettroni isolati, dei getti (inclusi i b -getti) ricostruiti e dei muoni non isolati e non associati ad alcun getto. Viene anche inclusa l'energia trasversa depositata nel calorimetro ma non utilizzata nella ricostruzione dei clusters. Come visto anche nel paragrafo 3.3.1, grazie alla conservazione del tetramomento che impone che sul piano trasverso la somma vettoriale dei momenti delle particelle dello stato finale sia nulla (come lo era nella collisione pp iniziale), possiamo identificare $P_x^{miss} = -P_x^{oss}$, $P_y^{miss} = -P_y^{oss}$ e, quindi, $E_T^{MISS} = E_T^{oss}$.

La risoluzione sperimentale su questa misura per eventi con due getti è $\sigma_{miss} = 5.7$ GeV per un campione di eventi con due getti con $P_T > 17$ GeV a bassa luminosità ed è consistente con i dati provenienti dalla full simulation. Ad alta luminosità, invece, la risoluzione è $\sigma_{miss} = 11.3$ GeV, anche se pare troppo ottimistica a causa del problema del pile-up che non è direttamente simulato da ATLFAST.

- Le selezioni del trigger

Una selezione di trigger molto semplice è simulata per evitare l'analisi di eventi che non hanno possibilità di passare i due livelli di triggers (LVL1 e LVL2) che verranno effettivamente utilizzati; essa è rivolta principalmente alle ricerche SUSY, che richiedono signature piuttosto complesse perché coinvolgono getti, leptoni ed E_T^{MISS} .

Tre classi di particelle sono usate per le selezioni di trigger sia per misure ad alta che bassa luminosità: elettroni e fotoni isolati, muoni (sulla cui efficienza esiste una parametrizzazione specifica) e getti. L'efficienza di trigger per elettroni e fotoni isolati e getti è assunta essere del 100%.

Capitolo 4

Fast simulation

Come abbiamo visto, la supersimmetria (SUSY) stabilisce la presenza di un superpartner per il quark top¹ (sia per il top destrorso t_R che per quello sinistrorso t_L): lo *stop*. A causa della grande massa del top, il mixing tra i superpartners di t_R e di t_L può essere importante e significativo, generando una grande differenza tra gli autovalori di massa del quark top scalare (stop); inoltre, lo stop più leggero \tilde{t}_1 (light stop) è probabilmente lo squark più leggero in assoluto. Un'altra forte motivazione per il suo studio proviene dalla cosmologia e, in particolare, dalla bariogenesi elettrodebole che, seppur esclusa dal Modello Standard, è realizzabile in un modello supersimmetrico in cui lo stop è più leggero del top. Questi ed altri aspetti, che ho chiarito ed approfondito nel corso del primo capitolo, mi hanno spinto ad un'analisi più approfondita, mirata alla sua identificazione e discriminazione dal fondo predominante del MS nei dati di LHC. In quest'ultima parte della tesi, perciò, dopo la presentazione di alcune problematiche legate all'identificazione dello stop leggero, illustrerò la tecnica impiegata per la sua selezione (*tecnica di sottrazione del fondo*) ed i risultati ottenuti sia nell'ambito della simulazione veloce (capitolo 4) che in quello della simulazione dettagliata (capitolo 5), evidenziandone così le differenze. In particolare, applicherò, in entrambi i casi, la tecnica della sottrazione a diversi tipi di analisi (normale, cut e 4) per cercare di ottenere risultati migliori.

4.1 Analogie con il top

Nel mio lavoro di tesi ho preso in esame il benchmark point LHS-2; inoltre, ho posto tutte le masse degli squarks e sleptoni delle prime due generazioni

¹I superpartner sono ovviamente previsti anche per ogni altra particella del Modello Standard.

uguali a 10 TeV, mentre le masse dei gaugini sono legate dall'usuale relazione $M_1/M_2 = \alpha_1/\alpha_2 = g_2^2/g_1^2$. I restanti parametri assumono i valori riportati in tabella 1.7; riscrivo per maggior chiarezza ed immediatezza i valori delle masse delle particelle che più mi interessano per l'analisi:

$$m_{\tilde{t}_1} = 137\text{GeV} \quad m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 111\text{GeV} \quad m_{\tilde{\chi}_1^0} = 58\text{GeV}$$

Gli stop² sono principalmente prodotti in coppia ($\tilde{t}_1\tilde{t}_1$) con diagrammi di Feynman sostanzialmente uguali a quelli del top (vedi paragrafo 1.2.1). Le seguenti considerazioni che farò sullo stop restano valide anche per l'antistop (invarianza sotto charge conjugation).

Particella	Sezione d'urto	Eventi/s	Eventi/anno	Eventi analizzati
Top	833 pb	0.833	26×10^6	824000
Stop	412 pb	0.412	13×10^6	1666000

Tabella 4.1: Sezioni d'urto di produzione diretta di coppie $t\bar{t}$ e $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ al next to leading order (NLO). Il numero di eventi al secondo (ed all'anno) sono dati per una luminosità di $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ed assumendo 10^7 s di presa dati in un anno.

In tabella 4.1 sono riportate le sezioni d'urto di produzione diretta per coppie di top-antitop e di stop-antistop calcolate al NLO; notiamo che la sezione d'urto per lo stop (calcolata con il programma PROSPINO [156]) vale circa metà di quella per il top; di conseguenza, il numero di eventi di top (fondo principale dell'analisi) è circa il doppio di quelli attesi di stop (segnale). Nell'analisi in cui ho sfruttato la fast simulation, ho considerato, perciò, un numero di eventi simulati che rispettasse questa proporzione: considerando una luminosità integrata di 2 fb^{-1} , ho preso in esame 1666000 coppie di $t\bar{t}$ e 824000 coppie di $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$, corrispondenti a circa un mese di presa dati alla luminosità di $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Nella parte con la full simulation, invece, non è stato possibile rispettare le sezioni d'urto ed il relativo rapporto a causa della statistica molto bassa di eventi disponibili (soprattutto di segnale, come vedremo nel prossimo capitolo).

²Da ora in avanti spesso trascurerò il termine "leggero" nel designare lo stop, ma sempre sottintendendolo: infatti, tutta la mia analisi ruota attorno allo stop leggero (light stop).

³Considerati i tempi lunghi tipicamente necessari per raggiungere la luminosità nominale in un collisionatore adronico, si ritiene che tale luminosità verrà probabilmente raggiunta solo durante il secondo anno (2009) di funzionamento dell'acceleratore).

Nel punto dello spazio dei parametri LHS-2 \tilde{t}_1 decade in $\tilde{\chi}_1^\pm b$ con un branching ratio (BR) del 100% e $\tilde{\chi}_1^\pm$ decade in un bosone W virtuale ed in un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sempre con un BR del 100%.

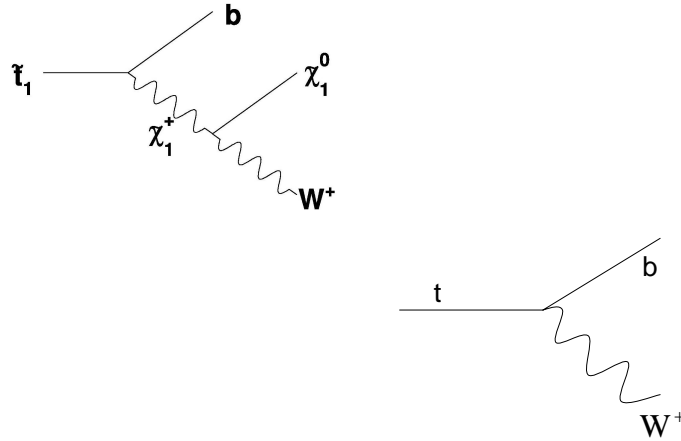


Figura 4.1: In alto: il decadimento a tre corpi dello stop nel benchmark point LHS-2 considerato nell'analisi: $\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ W^+ b$. Analogo decadimento vale anche sotto charge conjugation ($\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^- \bar{b}$) [157]. In basso: decadimento del top. Si noti l'estrema somiglianza tra i diagrammi di Feynman dei due decadimenti.

Il seguente decadimento del W determina la topologia dell'evento esattamente come succede nel caso del top; i branching ratio per i vari tipi di decadimento di una coppia $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ sono perciò:

- 4.9% puramente leptonic;
- 29.6% semileptonico;
- 44.4% adronico;
- 21.1% con il leptone τ .

Come già detto parlando del decadimento del top nel paragrafo 1.2.2, i decadimenti con il leptone τ sono indicati a parte, in quanto sono difficilmente identificabili: in circa due terzi dei casi, infatti, decadono in getti adronici che non sempre si riesce a distinguere dai getti del W . Nel restante un terzo dei casi (35.2%), invece, decade in leptoni, ma, data la grande massa ($m_\tau = (1776.90 \pm 0.20)$ MeV[7]) e la vita media piuttosto breve

(290.6 ± 1.010^{-15} s [7]), risultano difficilmente distinguibili da quelli diretti del W in e o μ .

Come si può notare anche dalla figura 4.1, la risultante segnatura di un evento $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ è molto simile a quella di un evento $t\bar{t}$. Le differenze sono due: la prima e principale è la presenza di due neutralini (uno per ogni stop) nel caso supersimmetrico; tuttavia, i neutralini non sono direttamente rivelabili ai colliders. La seconda è legata alla realtà del bosone W : la differenza di massa tra il chargino ed il neutralino non consente, infatti, la produzione di W reali nel caso del decadimento dello stop. Per questo, gli oggetti nello stato finale visibili al rivelatore sono gli stessi, ma avranno distribuzioni cinematiche diverse. In particolare, le distribuzioni di impulso trasverso di getti, leptoni ed energia mancante sono spostate su valori più bassi per lo stop leggero a causa soprattutto della differenza di massa stop-neutralino che è assai minore di quella top-neutrino, e le distribuzioni di massa invariante, che in eventi $t\bar{t}$ danno picchi corrispondenti al W e al top, in eventi di light stop hanno invece una distribuzione senza picchi, ma con un massimo cinematico.

Nella mia analisi considererò il canale di decadimento semileptonico in cui solo uno dei due stop (top) presenta un leptone nello stato finale:

$$t\bar{t} \rightarrow (jj)b(\ell\nu_\ell)\bar{b}$$

$$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow (jj)b\tilde{\chi}_1^0(\ell\nu_\ell)\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$$

La segnatura di questo canale, nel caso dello stop, è perciò:

1. un leptone ℓ isolato ed energetico (e o μ);
2. 4 getti energetici di cui 2 b -getti ($(jj)bb$);
3. energia trasversa mancante dovuta al neutrino ed ai due neutralini.

La scelta di questo canale di decadimento è motivata dal buon BR e dalla presenza di un leptone ad alto momento trasverso P_T che ne accresce l'efficienza di rivelazione, permettendo una significativa soppressione del fondo diverso da $t\bar{t}$. Per verificare quanto appena detto e rendere così l'analisi più completa ed attendibile, ho preso in considerazione anche altri tipi di fondo (vedi tabella 4.2):

- W + getti: nel caso in cui il W decada leptonicamente, ho una segnatura simile a quella del canale semileptonico del segnale. La principale differenza riguarda i b -getti: solo in pochi casi, avrò 2 b -getti, come nel corretto decadimento semileptonico di stop che voglio studiare. Ci si aspetta, perciò, che una richiesta sui b -getti possa sopprimere tale

tipo di fondo. Anche i getti energetici non saranno molti: un taglio sul numero di getti con P_T elevato potrebbe ulteriormente ridurre l'entità di tale fondo.

- Getti da QCD: la presenza di leptoni di fondo da altri eventi o dal decadimento semileptonico di un adrone B può portare ad una segnatura simile a quella del segnale SUSY di stop. Tuttavia, gli eventi con un unico leptone isolato energetico sono piuttosto pochi: una tale richiesta dovrebbe permettere una facile identificazione di tale fondo. Un migliore riconoscimento di questo tipo di fondo è possibile anche sfruttando le differenze nell'energia trasversa mancante E_T^{MISS} .
- $Z^0 +$ getti: il decadimento della Z^0 in leptone ed anti-leptone carichi (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$) può portare ad un'erronea identificazione di questo tipo di fondo come evento di segnale, nel caso frequente che uno solo dei due leptoni sia sufficientemente energetico oppure che si riveli uno solo dei due leptoni. Tuttavia, ci si aspetta che richieste sull'energia trasversa mancante e sulla presenza dei 2 b -getti riducano notevolmente questo fondo. Gli eventi di fondo in cui lo Z^0 decade in neutrino-antineutrino ($\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ con $\ell = e, \mu, \tau$) appaiono più facilmente separabili dal segnale in quanto in pochi casi si avrà il necessario leptone carico tipico del decadimento semileptonico dello stop.

Per ogni tipo di fondo (e relative varianti) ho considerato una luminosità integrata di 2 fb^{-1} , come del resto avevo fatto per le coppie di top e stop; solo nel caso di fondo QCD (in tabella 4.2 indicato come $bb +$ getti) non avevo a disposizione una sufficiente statistica a causa della grande sezione d'urto di questo fondo (dell'ordine dei nb). I risultati successivi inerenti a tale fondo saranno perciò corretti⁴, così da ottenere la statistica e luminosità integrate volute.

Ma torniamo ai due principali protagonisti: il top ed il suo superpartner. La somiglianza vista tra i loro decadimenti ha due rilevanti conseguenze: la prima è positiva e riguarda la possibilità di utilizzare tecniche di selezione degli eventi analoghe a quello del top, con la gradita soppressione degli altri tipi di fondo (come appunto succede in un'analisi di top); la seconda è invece negativa perché gli eventi supersimmetrici di $\tilde{t}_1\tilde{\bar{t}}_1$ diventano difficilmente distinguibili e separabili da quelli (del MS) di $t\bar{t}$. Questo aspetto costituisce l'ostacolo e la sfida maggiori (e, perciò, più belli e stimolanti) che devo affrontare nel mio lavoro di tesi.

⁴Il fattore correttivo è dato, per ognuna delle tre varianti di fondo QCD, dal rapporto tra la luminosità integrata voluta (2 fb^{-1}) e quella effettiva disponibile.

Particella	Sezione d'urto	Eventi analizzati
$W + 2$ getti	2475 pb	4950000
$W + 3$ getti	720 pb	1440000
$W + 4$ getti	200 pb	400000
$W + 5$ getti	122 pb	244000
$W +$ getti		7034000
$bb + 1$ getto	33 nb	10947869
$bb + 2$ getti	8 nb	9832773
$bb + 3$ getti	1.5 nb	2122085
$bb +$ getti		22902727
$Z(e^+e^-) + 2$ getti	61.7 pb	123400
$Z(\mu^+\mu^-) + 2$ getti	61.8 pb	123600
$Z(\tau^+\tau^-) + 2$ getti	61.8 pb	123600
$Z(e^+e^-) + 3$ getti	19 pb	38000
$Z(\mu^+\mu^-) + 3$ getti	19 pb	38000
$Z(\tau^+\tau^-) + 3$ getti	19 pb	38000
$Z(e^+e^-) + 4$ getti	5.4 pb	10800
$Z(\mu^+\mu^-) + 4$ getti	5.4 pb	10800
$Z(\tau^+\tau^-) + 4$ getti	5.4 pb	10800
$Z(e^+e^-) + 5$ getti	3.4 pb	6800
$Z(\mu^+\mu^-) + 5$ getti	3.4 pb	6800
$Z(\tau^+\tau^-) + 5$ getti	3.4 pb	6800
$Z(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) + 2$ getti	489 pb	978000
$Z(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) + 3$ getti	149.7 pb	299400
$Z(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) + 4$ getti	42.7 pb	85400
$Z(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) + 5$ getti	26.3 pb	52600
$Z^0(\ell^+\ell^-) +$ getti		537400
$Z^0(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) +$ getti		1415400

Tabella 4.2: Sezioni d'urto degli altri fondi (oltre $t\bar{t}$). Il numero specificato di getti indica i getti con $P_T > 20$ GeV presenti negli eventi simulati. Il fondo di QCD è indicato come $bb +$ getti, mentre per il fondo $Z^0 +$ getti sono precisate le coppie di particella-antiparticella in cui il bosone decade. Il W è richiesto decadere leptonicamente.

4.2 I tagli

Inizio l'analisi sfruttando proprio le suddette analogie: posso applicare, infatti, tagli di selezione molto simili a quelli di un'analisi di top [158], seppur con

richieste cinematiche meno stringenti a causa dell'accresciuto numero di particelle non rivelabili (come visto, nel caso della coppia di stop abbiamo due neutralini aggiuntivi). Questo comporta che le particelle rivelabili abbiano un momento più basso; mantenendo gli stessi tagli, avremmo una perdita di segnale maggiore rispetto a quella del fondo $t\bar{t}$. Un altro importante contributo alla diminuzione dell'energia (e dei P_T) disponibile per i decadimenti è legata alla minore differenza di massa stop-neutralino, rispetto a quella top-neutrino. Lo scopo principale di questi tagli è quello di selezionare la corretta topologia semileptonica degli eventi che voglio analizzare, sopprimendo così gli altri fondi del MS che, come visto, risultano inizialmente di entità maggiore a quella del fondo di top. Come vedremo, dopo l'applicazione dei tagli diventerà invece il fondo di top quello dominante e di cui doversi principalmente occupare e preoccupare.

I tagli che ho applicato sono:

1. presenza di un unico leptone (e o μ) isolato con $P_T > 25$ GeV nel caso si tratti di un elettrone o $P_T > 20$ GeV nel caso si tratti di un muone;
2. energia trasversa mancante $E_T^{MISS} > 20$ GeV;
3. almeno 4 getti con $P_T > 25$ GeV ed almeno 2 con $P_T > 35$ GeV;
4. 2 (e solo 2) b -getti con $P_T > 20$ GeV

Primo taglio

Il primo taglio richiede la presenza di un unico leptone, prodotto di decadimento di uno dei due bosoni W , con $P_T > 25$ GeV o $P_T > 20$ GeV a seconda che sia un elettrone o un muone rispettivamente. Nella fast simulation, l'isolamento del leptone è garantito dai tagli implementati in ATLFASSTB (come visto nel paragrafo 3.4). L'isolamento è essenziale per assicurarci di considerare il leptone proveniente dal decadimento leptonic di uno dei due W e non da una particella appartenente ad un getto adronico. Questa richiesta, comunque, sarà meglio precisata e sfruttata nel caso della full simulation.

Questo primo taglio riduce notevolmente il numero di eventi sia di segnale SUSY ($\tilde{t}_1\tilde{t}_1$) che di fondo $t\bar{t}$, come si può vedere dalla tabella 4.3⁵; si noti, comunque, che la riduzione del segnale è maggiore rispetto a quella del

⁵Si è scelto di raccogliere le varie varianti dei fondi per una maggior immediatezza e comprensione. E' stato invece lasciato isolato il fondo di Z^0 in neutrini in quanto viene drasticamente soppresso fin dal primo taglio. E' ovvio, comunque, che gli eventi con un numero maggiore di getti energetici (con $P_T > 20$ GeV) avranno efficienze maggiori, specialmente a seguito degli ultimi due tagli.

Processo	1° taglio	
	Eventi	Efficienza
Stop	131037	15.90%
Top	462881	27.78%
$W + \text{getti}$	2545942	36.19%
$bb + \text{getti}$	150417	0.18%
$Z^0(\ell^+\ell^-) + \text{getti}$	170912	31.80%
$Z^0(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) + \text{getti}$	27	$(1.91 \times 10^{-3})\%$

Tabella 4.3: Numero di eventi rimasti e relativa efficienza del primo taglio sul leptone per segnale (stop) e fondi.

fondo $t\bar{t}$ poiché il momento trasverso del leptone è minore nel caso dello stop rispetto al top. Il motivo è la virtualità del bosone W derivante dal decadimento supersimmetrico dello stop che risulta meno energetico del W reale dal decadimento del top. Inoltre, come ci si aspettava, la riduzione del fondo di QCD e di quello in cui lo Z^0 decade in neutrini è notevole (soprattutto per il secondo, la cui efficienza è pressoché nulla); rimangono numerosi, invece, gli eventi di $W + \text{getti}$ e di Z^0 in leptoni in cui si ha spesso un unico leptone energetico. Ma anche quest'ultimo era un risultato atteso.

Potrebbe sembrare dall'eccessiva riduzione del segnale che la soglia imposta al momento trasverso del leptone sia troppo alta e stringente; tuttavia, essa risulta necessaria per identificare in modo corretto ed il più possibile affidabile ed efficiente la topologia del decadimento (semileptonico) e rigettare gli altri fondi del MS oltre a quello di top (in modo particolare quello di QCD). Inoltre, queste saranno le soglie dei triggers del rivelatore ATLAS.

Secondo taglio

Il secondo taglio richiede un'energia mancante trasversa E_T^{MISS} maggiore di 20 GeV.

Dalla tabella 4.4, si può notare come la riduzione dovuta a questo secondo taglio sia simile per il segnale e fondo $t\bar{t}$. Come visto, i contributi all' E_T^{MISS} derivano dal neutrino (del W che decade leptonicamente) per il fondo $t\bar{t}$ e dal neutrino e dai due neutralini per il segnale. Questo taglio è tuttavia necessario per sopprimere ulteriormente il fondo multigettti di QCD, sempre difficile da trattare, e, soprattutto, quello con lo Z^0 che decade in leptoni carichi: infatti, in quest'ultimo caso non ci sono fonti di energia mancante direttamente collegate al decadimento dello Z^0 .

Processo	Eventi	2° taglio	
		Efficienza taglio	Efficienza cum.
Stop	112455	85.82%	13.65%
Top	420386	90.82%	25.23%
W + getti	2182669	85.73%	31.03%
bb + getti	92832	61.72%	0.11%
$Z^0(\ell^+\ell^-)$ + getti	49499	28.96%	9.21%
$Z^0(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell)$ + getti	22	81.48%	$(1.55 \times 10^{-3})\%$

Tabella 4.4: Numero di eventi rimasti e relativa efficienza del secondo taglio sull'energia trasversa mancante E_T^{MISS} per segnale (stop) e fondi. E' riportata anche l'efficienza cumulativa dei primi due tagli.

Terzo taglio

Il terzo taglio richiede la presenza di almeno 4 getti con $P_T > 25$ GeV, di cui almeno 2 con $P_T > 35$ GeV. Questo taglio è utile per selezionare i getti che poi utilizzerò nel corso dell'analisi per le combinazioni di massa invariante (come vedremo nelle prossime pagine); inoltre, permette di rigettare i getti provenienti da radiazione nello stato iniziale (ISR) o finale (FSR), tipicamente meno energetici.

Processo	Eventi	3° taglio	
		Efficienza taglio	Efficienza cum.
Stop	24008	21.35%	2.91%
Top	311181	74.02%	18.68%
W + getti	251744	11.53%	3.58%
bb + getti	27027	29.11%	0.03%
$Z^0(\ell^+\ell^-)$ + getti	10895	22.01%	2.03%
$Z^0(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell)$ + getti	4	18.18%	$(2.83 \times 10^{-4})\%$

Tabella 4.5: Numero di eventi rimasti e relativa efficienza del terzo taglio sui getti per segnale (stop) e fondi. E' riportata anche l'efficienza cumulativa dei primi tre tagli.

La riduzione provocata nel segnale è molto maggiore rispetto a quella del fondo $t\bar{t}$, come si può constatare dalla tabella 4.5; il motivo è sempre la virtualità del W nel caso del segnale, con la conseguenza di getti prodotti meno energetici. Tale richiesta di getti energetici abbatte notevolmente ed

in modo simile anche tutti gli altri tipi di fondo oltre a quello principale di $t\bar{t}$.

Si è provato ad accrescere il rapporto segnale su fondo ($t\bar{t}$) cercando di ottimizzare le soglie per il P_T dei getti richieste in questo taglio. Si è visto che la richiesta che lo massimizza è quella di almeno 4 getti con $P_T > 10$ GeV, di cui almeno 2 con $P_T > 20$ GeV: in questo caso, pur aumentando sia l'efficienza del fondo $t\bar{t}$ (quella cumulativa sarebbe pari a 22.90% con 381488 eventi superanti il taglio) che del segnale (7.86% con 64791 eventi rimasti dopo il taglio), la crescita relativa del segnale è maggiore. Il rapporto $S/B(t\bar{t})$ sale dall'attuale 0.077 a 0.170. Tuttavia, questa scelta non è accettabile in quanto si selezionerebbero molti eventi con getti con basso P_T che non sono simulati in modo soddisfacente; inoltre, crescerebbero anche gli altri fondi, soprattutto quello di $W +$ getti (secondo per importanza dopo quello di $t\bar{t}$) che, con la richiesta iniziale, veniva invece ridotto notevolmente (rimarrebbero ben 824432 eventi (efficienza cumulativa del 11.72%) con una decrescita di $S/B(W + \text{getti})$ dall'attuale 0.095 a 0.079). Questi motivi mi hanno spinto a lasciare il taglio sui getti ai valori di soglie iniziali.

Quarto taglio

Il quarto taglio richiede la presenza di 2 (e solo 2) b -getti con $P_T > 20$ GeV. Il b -tagging (con i relativi algoritmi visti nel paragrafo 3.3.2) è implementato in ATLFASSTB, da me usato per la simulazione veloce: il 60% dei b -getti viene correttamente riconosciuto, mentre l'1% di getti leggeri (u, d, s) è erroneamente identificato come b -getto. Questo taglio (ed il b -tagging in generale) è utile anche per ridurre le possibili combinazioni che associano un getto ad un quark.

Processo	4° taglio		Efficienza cum.
	Eventi	Efficienza taglio	
Stop	4660	19.41%	0.57%
Top	85032	27.33%	5.10%
$W +$ getti	1811	0.72%	0.03%
$bb +$ getti	1146	4.24%	$(1.35 \times 10^{-3})\%$
$Z^0(\ell^+\ell^-) +$ getti	101	0.93%	0.02%
$Z^0(\nu_\ell\bar{\nu}_\ell) +$ getti	0	0%	0%

Tabella 4.6: Numero di eventi rimasti e relativa efficienza del quarto taglio sui b -getti per segnale (stop) e fondi. E' riportata anche l'efficienza cumulativa dei quattro tagli.

Questo taglio provoca una riduzione sensibile di tutti i tipi d'eventi; se in parte può essere imputabile all'efficienza non pienamente soddisfacente (60%) di b -tagging che provoca la perdita d'eventi buoni, tale riduzione, invece, era attesa per i fondi di $W +$ getti e $Z^0 +$ getti, in cui è meno probabile la presenza di due b -getti.

L'applicazione dei quattro tagli ha perciò portato ad una riduzione del segnale superiore a quella del fondo dominante di $t\bar{t}$: il rapporto $S/B(t\bar{t})$ è passato dall'iniziale 0.495 all'attuale 0.055, cioè ora abbiamo un fondo di $t\bar{t}$ che è oltre 18 volte superiore al segnale (mentre inizialmente era solamente poco più del doppio, rispecchiando il rapporto tra le sezioni d'urto di produzione). Tuttavia, questo fondo rimasto è irriducibile a causa della somiglianza tra il segnale di stop ed il fondo $t\bar{t}$.

Diversa è invece la situazione per gli altri tipi di fondo: la soppressione è stata notevole, in modo particolare per il fondo multigettti di QCD che appariva inizialmente il più preoccupante a causa della grande sezione d'urto e della difficoltà nel trattarlo. Il rapporto $S/B(\text{non } t\bar{t})$ è passato dall'iniziale 0.009 all'attuale 1.524. Gli eventi rimasti dei fondi $Z^0 +$ getti e QCD sono considerevolmente inferiori a quelli di segnale, permettendoci di trascurarli nel corso dell'analisi. Il fondo più preoccupante dopo quello di $t\bar{t}$ è invece costituito dagli eventi di $W +$ getti: sarà questo l'unico altro tipo di fondo di cui mi preoccuperò.

4.3 Distribuzioni di massa invariante

L'analisi degli eventi selezionati inizia calcolando le combinazioni di massa invariante e graficando le loro distribuzioni. Le particelle di cui vogliamo ricostruire la massa invariante sono quelle più in alto nella catena di decadimenti dello stop (top): i bosoni W per poi arrivare allo stop (top). La definizione di massa invariante di n oggetti (o , particelle o getti) è data da

$$m(o_1, o_2, \dots, o_n) = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_{o_i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{P}_{o_i}\right)^2} \quad (4.1)$$

Partiamo dalla gamba adronica del decadimento e proviamo a ricostruire il W dai suoi prodotti di decadimento (cioè, in questo caso, 2 getti: jj). Applicando la definizione di massa invariante (4.1) per i 2 getti j_1 e j_2 , otteniamo:

$$m(j_1, j_2) = \sqrt{\left(E_{j_1} + E_{j_2}\right)^2 - \left(\vec{P}_{j_1} + \vec{P}_{j_2}\right)^2}$$

Il problema principale nella ricostruzione del W è la scelta dei corretti getti da considerare: bisogna infatti selezionare solo quelli provenienti dal decadimento adronico del W , se vogliamo avere dei risultati attendibili e precisi. Dato che sono emessi in un sistema in moto (quello del bosone W , in moto rispetto al sistema di riferimento dell'osservatore), un'assunzione che pare ragionevole è che questi getti siano caratterizzati da un grande momento trasverso ed un piccolo angolo tra le loro traiettorie di volo. Scelgo, perciò, di calcolare le masse invarianti di tutte le combinazioni possibili di getti leggeri (cioè non b -getti!) con $P_T > 25$ GeV e di prendere in esame la minima tra tutte. Le distribuzioni di massa invariante minima sono plottate per il segnale e per il fondo $t\bar{t}$ in figura 4.2.

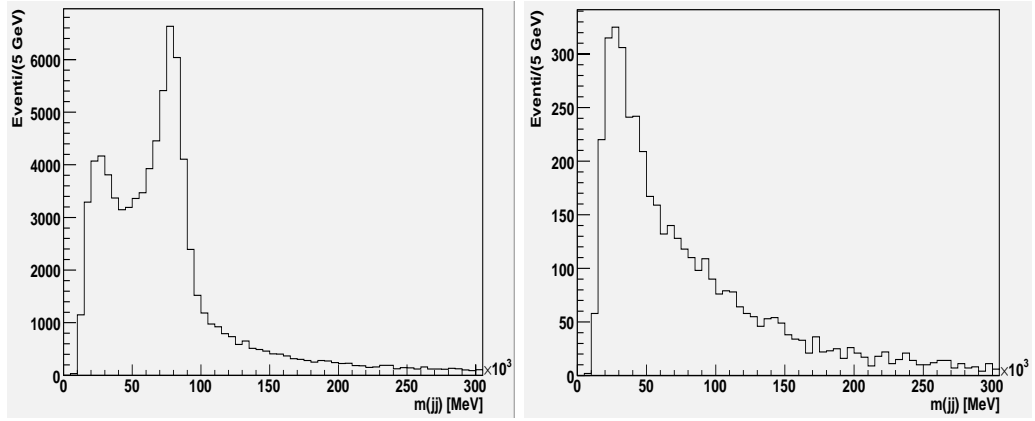


Figura 4.2: Distribuzioni di massa invariante minima di coppie di getti leggeri $m(jj)_{min}$: a sinistra per il fondo $t\bar{t}$, a destra per il segnale.

Nel caso del fondo $t\bar{t}$, risulta evidente il picco alla massa del bosone W (80 GeV circa), come del resto ci si aspettava dato che il top decade in un W reale (oltre ad un b). Diverso è il caso del segnale di stop, in cui questo picco non appare poiché il decadimento dello stop leggero attraverso un W risonante è cinematicamente chiuso: in questo caso, come già detto molte volte, il W è virtuale. La distribuzione di massa invariante minima del segnale, invece, dovrebbe essere inferiore a 53 GeV che è la differenza tra le masse del chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ e del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Dato che tutti gli eventi correttamente selezionati sono in tale regione, la coda esponenziale è causata allora da erronee combinazioni di getti, non provenienti dal W prodotto dal decadimento dello stop leggero. E' possibile, perciò, sfruttare questa differenza cinematica tra segnale e fondo $t\bar{t}$ per migliorare il rapporto segnale su rumore: pongo allora un limite superiore sulla massa invariante minima delle coppie di getti, selezionando solo gli eventi in cui $m(jj)_{min} < 60$ GeV. In questo modo, non

considero più tutti gli eventi associati al picco del W nella distribuzione del fondo $t\bar{t}$, mantenendo invece la regione importante in cui si trova il segnale. Come si vede dalla tabella 4.7, questo taglio porta ad un'effettiva crescita del rapporto segnale su fondo: ora il fondo di top è meno di 15 volte il segnale.

Processo	4 tagli	Eventi rimasti
		$m(jj)_{min} < 60 \text{ GeV}$
Stop	4660	2244
Top	85032	33060
S/B($t\bar{t}$)	0.0548	0.0679

Tabella 4.7: Eventi rimasti di segnale e fondo dopo i primi 4 tagli e dopo la richiesta che $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 60 GeV. E' riportato anche il rapporto segnale su fondo $t\bar{t}$.

Questo taglio potrebbe, però, distorcere la distribuzione del segnale, che non è a priori conosciuta. Per appurare se questo accada, si sono effettuati tagli anche a 70 GeV e 80 GeV; i risultati trovati sono analoghi. Si è scelto di continuare l'analisi con il taglio iniziale a 60 GeV, in quanto è quello che garantisce un rapporto segnale su fondo maggiore.

Dopo la ricostruzione del W della gamba adronica del decadimento della coppia $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ (e $t\bar{t}$), il passo logico successivo è ricostruire il relativo stop combinando due getti leggeri con uno dei due b -getti degli eventi. Notiamo, tuttavia, che lo stop non può essere completamente ricostruito a causa della presenza del neutralino (non rivelabile) nello stato finale. Si ripresenta il problema già incontrato in precedenza su quali getti scegliere per ottenere una combinazione che ci permetta di inferire corrette conclusioni sulle particelle in esame (stop in primis). Ed anche la soluzione più ragionevole al problema è analoga: si assume, infatti, che il quark b ed il W siano emessi con un piccolo angolo relativo poiché prodotti dal sistema in moto dello stop. Considero, perciò, la massa invariante minima delle possibili combinazioni di due getti leggeri con un b -getto⁶, $m(bjj)_{min}$.

In figura 4.3 è mostrata in rosso la distribuzione di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ come può essere ottenuta da una misura del rivelatore, cioè con le distribuzioni del segnale e del fondo $t\bar{t}$ sommate; a questa è sovrapposta in bianco la distribuzione del solo fondo $t\bar{t}$. In blu, ho graficato la distribuzione del fondo W + getti. Se i getti selezionati provenissero dal decadimento dello stop, ci aspetteremmo una massa invariante caratterizzata da un end point

⁶Faccio notare che i b -getti degli eventi rimasti dopo i tagli iniziali sono solo 2 e con $P_T > 20 \text{ GeV}$.

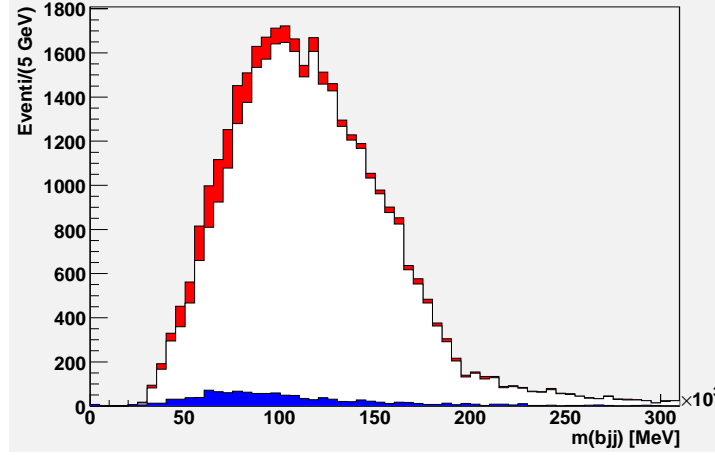


Figura 4.3: Distribuzioni di massa invariante minima di coppie di getti leggeri e un b -getto, $m(bjj)_{min}$: quella del solo fondo $t\bar{t}$ (in bianco) è sovrapposta a quella ottenuta dalla somma di segnale e fondo $t\bar{t}$ (in rosso). In blu è mostrata la distribuzione del fondo W + getti.

a 79 GeV (differenza tra la massa dello stop leggero e quella del neutralino), mentre il corrispondente end point per la distribuzione di $t\bar{t}$ dovrebbe essere a 175 GeV (massa del top). Una tale previsione è in parte confermata: infatti, come si può vedere dall'area rossa rimasta, la presenza del segnale di stop è visibile principalmente come una spalla a basse masse invarianti rispetto a quella di puro fondo $t\bar{t}$. Rimangono tuttavia code legate ad erronee associazioni di getti. Il contributo del fondo W + getti rimane ancora piuttosto rilevante, ma non mostra alcuna struttura particolare, rimanendo inferiore al segnale nella zona d'interesse (a basse masse invarianti).

Dopo aver ricostruito il lato adronico del decadimento dello stop, concentriamoci ora su quello leptonic. Questo risulta più problematico a causa della presenza di due particelle invisibili (non rivelate) nello stato finale: un neutralino e, in aggiunta rispetto alla gamba adronica, anche un neutrino. La sola massa invariante ricostruibile è quella della combinazione del leptone con un quark b . Come già spiegato precedentemente, l'assunzione di boost del sistema di partenza del W mi porta a considerare la massa invariante minima $m(bl)_{min}$ tra le due possibili combinazioni di leptone e dei due b -getti rimasti dopo i tagli iniziali.

In figura 4.4 è mostrata in rosso la distribuzione di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ ottenuta sommando le distribuzioni del segnale e del fondo $t\bar{t}$; a questa è sovrapposta in bianco la distribuzione del solo fondo $t\bar{t}$. In blu è invece rappresentata quella del fondo W + getti. Come nel caso precedente

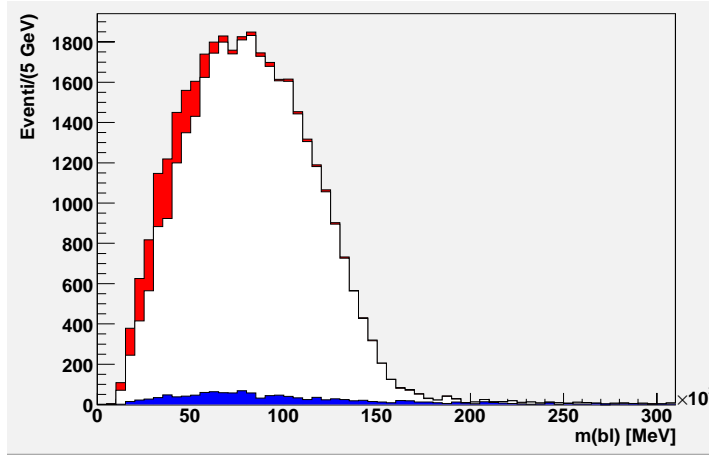


Figura 4.4: Distribuzioni di massa invariante minima di leptone (carico) e un b -getto, $m(bl)_{min}$: quella del solo fondo $t\bar{t}$ (in bianco) è sovrapposta a quella ottenuta dalla somma di segnale e fondo $t\bar{t}$ (in rosso). In blu è mostrata la distribuzione del fondo W + getti.

di $m(bjj)_{min}$, la presenza del segnale di stop è segnalata dalla spalla (a basse masse invarianti) rispetto alla distribuzione di solo fondo $t\bar{t}$, mentre il fondo W + getti non presenta strutture particolari, rimanendo inferiore al segnale nella zona a basse masse invarianti in cui quest'ultimo è presente.

4.4 La sottrazione del fondo

Per poter isolare il segnale di stop è necessario allora conoscere e predire precisamente il fondo dominante di top: come si intuisce dalle figure 4.3 e 4.4, una tale conoscenza del fondo (area bianca) potrebbe permettere una sua sottrazione dalle distribuzioni misurate dal rivelatore con il risultato di una estrazione del segnale (area rossa). I metodi con cui poter stimare il fondo di top sono principalmente di due tipi:

1. attraverso una generazione di eventi Montecarlo, sfruttando le proprietà note del quark top;
2. da uno studio e selezione a partire dai dati stessi.

La tecnica scelta e studiata in questo lavoro di tesi è la seconda; in questo modo si riescono ad evitare le eventuali imprecisioni e scorrettezze insite nei generatori Montecarlo e nella simulazione dei rivelatori.

La stima delle distribuzioni del fondo di top dai dati stessi è possibile sfruttando il fatto che si studia il canale semileptonico del decadimento (del fondo $t\bar{t}$ e del segnale $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$) in cui uno dei due W decade in due getti, mentre l'altro decade in un leptone carico e nel corrispondente neutrino. Si riescono così a selezionare due campioni puri di top, caratterizzati da un minimo contributo di segnale (stop); per ottenerli ho applicato tagli stringenti separatamente a ciascuna delle due gambe del decadimento di fondo e segnale. Tali tagli sono applicati alla totalità degli eventi, ossia agli eventi di fondo e segnale sommati insieme ed indistinti (così come avverrà nelle misure reali del rivelatore ATLAS), ed hanno il chiaro scopo di identificare gli eventi di fondo cercando di ricostruire il top in una gamba del decadimento (gamba leptonica per il primo campione, adronica per il secondo): un evento costituisce fondo $t\bar{t}$ se il candidato top ricostruito ha una massa invariante contenuta in un certo range attorno al valore della massa del top vero ($m_t = 175 \text{ GeV}$ ⁷). Vediamo ora singolarmente i due campioni di top costruiti e l'analisi svolta su ognuno di essi.

4.4.1 Il primo campione di top

Le richieste stringenti per selezionare gli eventi di top del primo campione sono sulla gamba leptonica del decadimento della coppia $t\bar{t}$:

- la massa invariante $m(b\ell\nu)$ meglio ricostruita deve essere compresa in una finestra di 15 GeV attorno alla massa del top (cioè deve valere $160 \text{ GeV} < m(b\ell\nu)_{best} < 190 \text{ GeV}$). Con massa invariante meglio ricostruita $m(b\ell\nu)_{best}$ intendo quella che più si avvicina alla massa del top, valore corretto e reale della massa invariante delle tre particelle considerate qualora siano effettivamente i tre prodotti di decadimento del top nel lato leptonico (ecco l'importanza per una buona analisi della corretta selezione delle particelle).
- la massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$, precedentemente calcolata, deve essere maggiore di 60 GeV.

Il primo dei due tagli è reso più complicato dalla difficoltà nel trattare l'energia mancante che è legata alla presenza di un neutrino nello stato finale. Tuttavia, il problema è risolvibile: poiché il neutrino è l'unica sorgente di energia mancante nella catena di decadimenti di $t\bar{t}$ ($t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow bq\bar{q}'\bar{b}\ell\nu$), è possibile assumere che l'energia trasversa mancante misurata dal

⁷In realtà il valore attualmente accettato è: $m_t = 170.9 \text{ GeV}$. Tuttavia, si è scelto il valore di 175 GeV in quanto utilizzato nelle simulazioni dei dati di ATLAS; comunque, differenze di pochi GeV non influenzano in modo apprezzabile il risultato.

rivelatore appartenga al neutrino; perciò, l'unica incognita rimane la componente longitudinale (lungo l'asse z del collider) del momento del neutrino, $(P_z)_\nu$. Ma dato che il bosone W da cui decadono il leptone carico ed il relativo neutrino è reale (on-shell), si può applicare il relativo constraint sulla massa invariante:

$$m_W = \sqrt{(E_\ell + P_\nu)^2 - (\vec{P}_\ell + \vec{P}_\nu)^2}$$

Da tale equazione, elevando al quadrato e risolvendo la seguente equazione di secondo grado si riescono ad ottenere una coppia di soluzioni per il momento longitudinale del neutrino. Per ogni evento ho scelto quella che mi restituiva una massa invariante $m(bl\nu)$ più vicina a quella del top.

La richiesta aggiuntiva sulla massa invariante $m(bl)$ è fatta per minimizzare il contributo del segnale di stop che, come visto in figura 4.4, vive principalmente a masse invarianti inferiori al limite richiesto di 60 GeV.

Oltre a questi due, rimane sempre anche il taglio iniziale fatto sulla massa invariante della coppia di getti ($m(jj)_{min} < 60$ GeV) che ci permetteva di selezionare gli eventi nella regione di $m(jj)_{min}$ in cui vive il segnale. E' infatti in questa regione che vogliamo identificare e ricostruire correttamente il fondo $t\bar{t}$ per poterlo sottrarre (sottrazione del fondo) ed estrarre il segnale. Una ricostruzione ottimale del fondo in una regione in cui il segnale è minimo o nullo sarebbe poco utile ed imprecisa per sperare di estrarre correttamente il segnale.

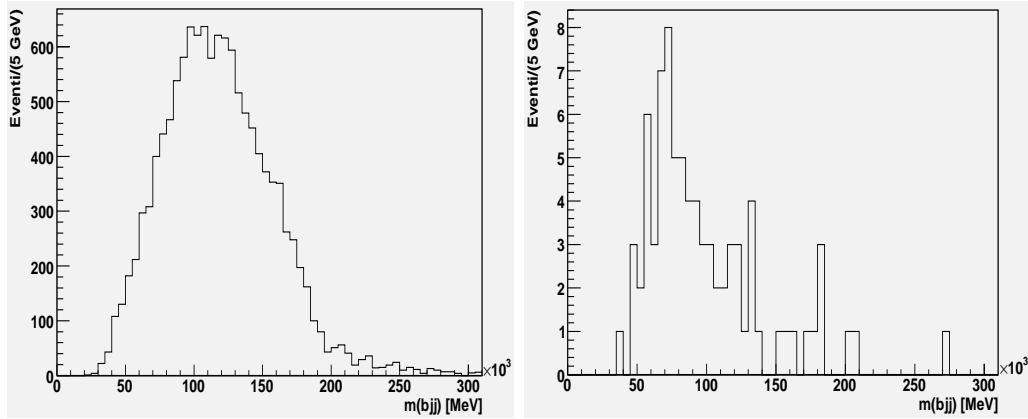


Figura 4.5: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ ottenuti per il primo campione di top: a sinistra per il fondo $t\bar{t}$, a destra per il segnale.

Dopo aver selezionato in questo modo un campione di top in cui mi aspetto che il contributo del segnale sia minimo (ipotesi confermata, come si può

constatare dalla tabella 4.8, con un rapporto $S/B(t\bar{t})$ sceso a 0.0065), ho considerato la gamba adronica del decadimento ed ho graficato la distribuzione di $m(bjj)_{min}$ per gli eventi selezionati, sia per il segnale di stop (vedi grafico di destra di figura 4.5) che per il fondo $t\bar{t}$ (vedi grafico di sinistra in figura 4.5). Effettivamente, gli eventi di segnale rimasti sono in numero ridotto (82) e concentrati a basse masse invarianti.

Processo	Numero eventi rimasti		
	4 tagli	$m(jj)_{min} < 60$ GeV	Campione 1
Stop	4660	2244	82
Top	85082	33060	12541

Tabella 4.8: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti dopo i vari tagli applicati.

Il fondo W + getti permane come una distribuzione senza strutture particolari con un'entità paragonabile o maggiore a quella del segnale di stop per tutto lo spettro di masse invarianti, ma nettamente inferiore a quello del top. Assumerò da ora in poi di essere in grado di predirlo attraverso simulazioni Montecarlo ed altri studi e di poterlo sottrarre alle distribuzioni studiate di top e stop. Data l'entità piccola e le significative differenze cinematiche, ci si attende un'incertezza del 10-20% nella sottrazione. Tale incertezza tuttavia non pregiudica in alcun modo i risultati del mio studio.

Dato che i tagli per la costruzione di questo campione sono applicati solo sulla gamba leptonica, la distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$, ottenuta dalla gamba adronica, dovrebbe essenzialmente non essere influenzata dai tagli di selezione. Per controllare quanto detto confronto la distribuzione appena ricavata con quella che avevo per il fondo $t\bar{t}$; per far questo e per rendere l'analisi più realistica ed affidabile, il primo passaggio consiste nel sommare le distribuzioni di fondo $t\bar{t}$ e segnale ottenute per il campione, così da ottenere una distribuzione simile a quella che si potrà avere per una misura reale in cui (purtroppo!) segnale e fondo sono mischiati. Quindi, devo riscalare la distribuzione ottenuta in modo che l'integrale della distribuzione del campione e di quella iniziale (somma sempre di fondo e segnale) siano uguali nella parte superiore dello spettro di massa (150 GeV - 400 GeV), dove non c'è segnale e l'equivalenza diventa effettivamente solo tra i fondi. La riscalatura è necessaria per accrescere il numero di eventi del campione (che si è ridotto in seguito ai tagli) e renderlo comparabile a quello iniziale.

In figura 4.6 è rappresentata la distribuzione di $m(bjj)_{min}$ riscalata del campione (in nero) sovrapposta a quella iniziale del fondo (in rosso): la

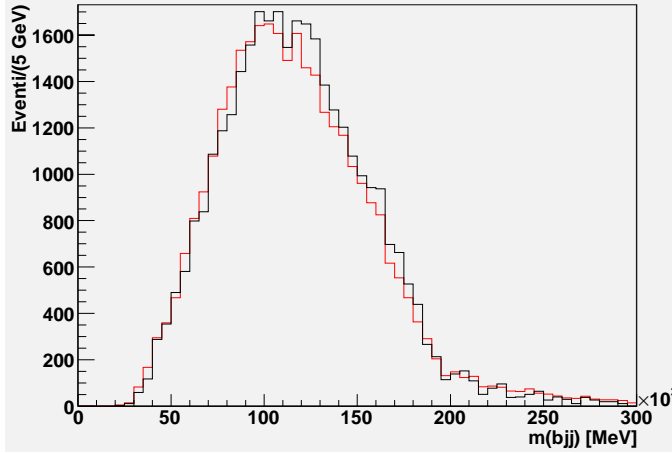


Figura 4.6: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal primo campione.

sovrapposizione è abbastanza buona anche se risulta visibile una sovrastima del fondo a medie-alte masse invarianti (per $m(bjj)_{min} > 100$ GeV); a basse masse invarianti (per $50 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 100$ GeV) si ha invece una sottostima del fondo, anche se meno marcata.

Il passaggio finale è l'effettiva sottrazione del fondo: la distribuzione $m(bjj)_{min}$ riscalata appena ricavata dal primo campione viene sottratta dalla distribuzione misurata per estrarre il segnale di stop.

Il risultato è mostrato nel grafico di sinistra di figura 4.7 dove in rosso è mostrata la distribuzione $m(bjj)_{min}$ del segnale estratta con la tecnica della sottrazione del fondo dal primo campione ed in nero quella del segnale di stop iniziale. Ovviamente, quanto osservato nel precedente confronto tra i fondi di top si rispecchia ed evidenzia in questo grafico: la sovrastima precedente del fondo si traduce in una sottostima del segnale e viceversa. Così, il picco a basse masse invarianti è sovrastimato, mentre una pericolosa e preoccupante discesa (undershoot) è ben visibile per valori di $m(bjj)_{min}$ compresi tra 100 GeV e 200 GeV, sintomo di una differente shape tra segnale vero e proprio e quello estratto dal campione.

Per evidenziare quanto il risultato ottenuto possa essere in accordo con quello vero⁸, ho graficato l'integrale delle due distribuzioni per valori di $m(bjj)_{min}$ inferiori a quelli indicati in ascissa, con passo di calcolo dell'in-

⁸Si fa per dire, visto che è simulato in fast simulation da ATLFASSTB. In futuro, però, questa potrà essere il vero segnale incognito da scoprire, sempre che le teorie SUSY qui prese in esame siano corrette.

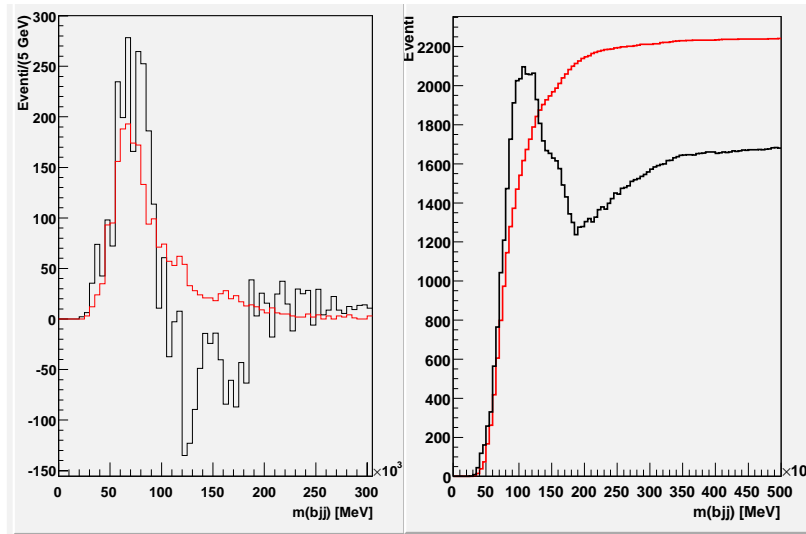


Figura 4.7: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

tegrale di 5 GeV. L'integrale rappresenta il numero di eventi. Se la crescita per valori inferiori a 100 GeV è simile, per valori superiori invece le due curve si separano nettamente. Gli errori statistici delle due ultime curve sono di 353 e 47 eventi rispettivamente per segnale estratto e vero (iniziale)⁹. Sebbene l'errore sistematico, dato dalla differenza tra le due curve nel grafico di destra, sia abbastanza grande e maggiore di quello statistico, il risultato è abbastanza positivo in quanto la curva relativa al segnale estratto si trova entro 2σ da quella del segnale vero. Inoltre, il segnale estratto ha una buona significanza, non essendo compatibile con zero. L'undershoot di origine cinematica, evidente in entrambi i grafici di figura 4.7, è conservativo, permettendoci di avere un segnale estratto inferiore a quello vero: questo significa che la tecnica usata potrà mostrare un eccesso di eventi (di segnale) solo se effettivamente un segnale esiste; in mancanza di questo, anche la tecnica della sottrazione del fondo confermerebbe la sua assenza. La significanza del segnale estratto vale circa 4.6, garantendo quindi la sua incompatibilità con zero nel caso considerato (ed in generale per lo studio con questa tecnica

⁹L'errore sul segnale estratto è maggiore della radice nel numero di eventi, in quanto deriva dalla differenza tra due distribuzioni, una delle quali riscalata. Nel calcolo effettuato (come in tutti gli altri esposti in questo lavoro) ne ho tenuto opportunamente conto.

d'analisi di 2 fb^{-1} di eventi di top e stop).

4.4.2 Il secondo campione di top

Un discorso analogo a quello fatto precedentemente per il primo campione è alla base anche del secondo. In questo caso, però, inizialmente mi concentro sulla gamba adronica del decadimento e su questa applico i tagli stringenti per ridurre al minimo il contributo di segnale di stop e selezionare così un secondo campione puro di top.

Questa volta la richiesta è unica: la massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ deve essere compresa in un intervallo di 20 GeV attorno al valore della massa del top: $155 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 195 \text{ GeV}$. Infatti, la massa del top rappresenta il valore corretto per la massa invariante dei tre getti qualora si siano selezionati i tre getti provenienti dal decadimento adronico del top.

Come nel caso del primo campione, accanto a questo taglio rimane la richiesta (comune a tutto il mio lavoro d'analisi) che la massa invariante minima della coppia di getti $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 60 GeV, in modo da studiare la regione in cui vive il segnale ed in questa ricostruire il meglio possibile il fondo predominante di $t\bar{t}$.

Analizzando più attentamente i due tagli, ci si accorge, però, che sono in qualche modo contraddittori: il taglio di partenza su $m(jj)_{min}$, infatti, mi aveva permesso di eliminare la larga fetta di eventi di fondo di top caratterizzata da una $m(jj)_{min}$ che si avvicinava alla massa del W reale (che si ha solo nel decadimento del top) e che quindi era maggiore del limite superiore di 60 GeV imposto dal taglio; tale richiesta è motivata, come detto, proprio dalla volontà di isolare il segnale, riducendo il fondo. Il taglio attuale, invece, ha lo scopo opposto: vuole selezionare gli eventi di fondo, cercando di eliminare quelli di segnale. Il problema sta nel fatto che si prendono in esame gli eventi selezionati dal primo taglio: se $m(jj)_{min}$ non corrisponde a quella del W della catena di decadimento del top, è difficile che la combinazione di due getti con un b -getto ($m(bjj)_{min}$) possa portare alla ricostruzione del top (e della sua massa, come richiesto dal taglio specifico di selezione di questo campione). Per superare questa contraddizione, ho riscaldato i tetramomenti dei getti degli eventi selezionati dal taglio iniziale, in modo tale che $m(jj)_{min}$ potesse corrispondere alla massa del W ¹⁰. Fatto questo, anche il secondo taglio su $m(bjj)_{min}$ diventa più corretto e realizzabile.

Dopo aver lavorato sulla gamba adronica del decadimento, studio quella leptonica su cui non ho applicato tagli. Ho graficato, perciò, in figura 4.8 la

¹⁰Ogni volta che descriverò il secondo campione ed i suoi tagli di selezione (nelle diverse varianti che presenterò), è implicito questo riscaldamento dei tetramomenti dei getti.

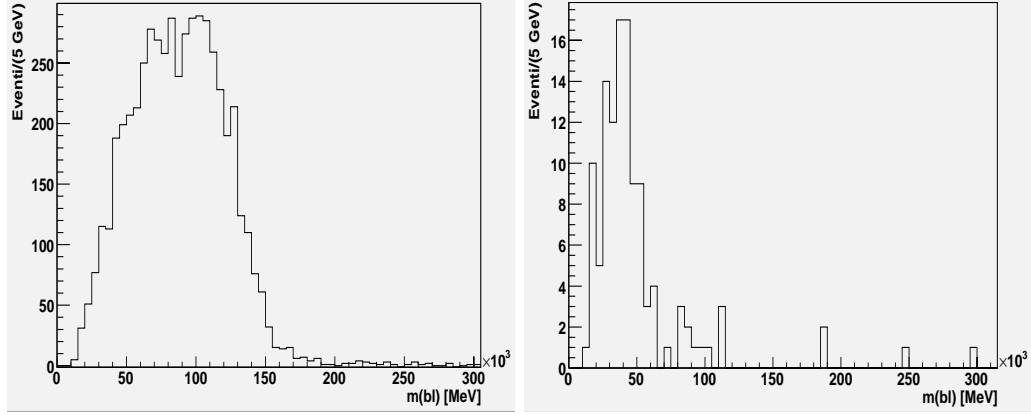


Figura 4.8: Distribuzioni di massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$ ottenuti per il secondo campione di top: a sinistra per il fondo $t\bar{t}$, a destra per il segnale.

distribuzione di massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$, sia per il fondo $t\bar{t}$ (grafico a sinistra) che per il segnale (grafico a destra). Il risultato è abbastanza positivo in termini di riduzione del segnale: come si può vedere dalla tabella 4.9, il numero di eventi di segnale rimasti nel campione di controllo è piuttosto esiguo (120) ed il rapporto $S/B(t\bar{t})$ è sceso a 0.0226 (fondo oltre 44 volte superiore al segnale).

Processo	Numero eventi rimasti		
	4 tagli	$m(jj)_{min} < 60 \text{ GeV}$	Campione 2
Stop	4660	2244	120
Top	85082	33060	5318

Tabella 4.9: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti dopo i vari tagli applicati.

Anche in questo caso, assumo che il fondo $W +$ getti sia ben ricostruibile e, quindi, si possa sottrarlo dagli eventi rimasti con una piccola incertezza.

Dopo aver appurato l'esiguità del segnale di stop sopravvissuto, posso ripercorrere i passi già delineati nella descrizione del primo campione adattandoli però al lato leptonic del decadimento ed alla distribuzione di massa invariante $m(b\ell)_{min}$. L'assunzione che i tagli sulla gamba leptonica non influenzino quella adronica mi porta a verificare che la distribuzione $m(b\ell)_{min}$ del secondo campione sia confrontabile con quella del fondo iniziale. Per rendere il confronto possibile e soddisfacente, ho riscalato la distribuzione ottenuta dalla somma dei contributi di segnale e fondo del secondo campio-

ne, uguagliando gli integrali della distribuzione ottenuta dal campione a di quella iniziale (anch'essa, ovviamente, somma di segnale e fondo) per valori dello spettro di $m(b\ell)_{min}$ dove non mi aspetto segnale (intervallo scelto: 75 GeV - 200 GeV), in modo tale da recuperare gli eventi di fondo persi a causa del taglio di selezione del campione.

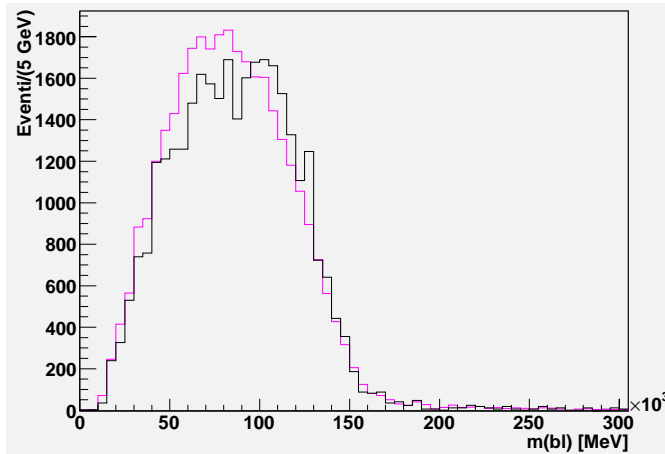


Figura 4.9: Distribuzioni di massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscaltata ricavata dal secondo campione.

In figura 4.9, la distribuzione estratta dal campione è rappresentata in nero, mentre quella del fondo vero è sovrapposta in fucsia; è evidente una sensibile sottostima del fondo a basse masse invarianti (per $m(b\ell)_{min} < 100$ GeV); per $100 \text{ GeV} < m(b\ell)_{min} < 150$ GeV, invece, il fondo è sovrastimato.

Il passaggio conclusivo è la sottrazione del fondo: dalla distribuzione complessiva (somma di quelle di segnale e fondo) di $m(b\ell)_{min}$ sottraggo quella riscaltata ricavata dal secondo campione.

Già il confronto tra le due distribuzioni sovrapposte del segnale vero (in fucsia) e del segnale estratto (in nero), mostrato nel grafico a sinistra di figura 4.10, mostra che la sottrazione in questo caso non ha condotto ad un risultato pienamente soddisfacente: il picco di segnale è nettamente sovrastimato e l'undershoot è piuttosto profondo, come ci si aspettava dall'analisi delle distribuzioni di fondo di figura 4.9.

Anche il grafico di destra di figura 4.10, rappresentante l'integrale delle due distribuzioni in esame per valori di $m(b\ell)_{min}$ inferiori a quelli indicati in ascissa, con passo di calcolo dell'integrale di 5 GeV, mette in risalto la loro diversità. In particolare, gli errori statistici di 491 e 47 eventi, rispettivamente per segnale estratto e vero, non permettono una scoperta, ossia

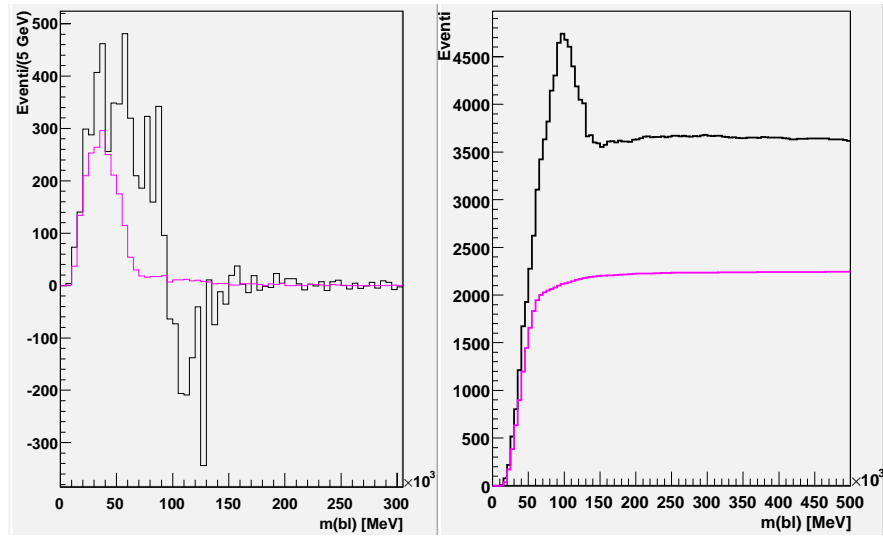


Figura 4.10: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

l'identificazione come segnale di un eccesso di eventi; l'errore sistematico, invece, è di gran lunga superiore: segnale estratto e vero distano per quasi 3σ . Inoltre, per questo secondo campione, possiamo avere un eccesso di eventi anche in assenza di qualsiasi segnale. Queste considerazioni rendono il metodo utilizzato per questo secondo campione poco soddisfacente.

4.4.3 Ulteriori campioni

Come visto, il risultato complessivo della sottrazione del fondo per i due campioni puri di top ricavati non è pienamente soddisfacente: se il primo campione poteva permettere una scoperta di eventuale segnale supersimmetrico di stop leggeri, inferire conclusioni dal secondo campione è più rischioso e difficile. Le differenze tra segnale estratto dai campioni e vero (conseguenze di quelle tra i fondi $t\bar{t}$ ricavati e veri) sono ben visibili nelle diverse forme (shape) delle distribuzioni, in particolare nell'evidente e brusca discesa presente nelle distribuzioni estratte che causa l'undershoot.

Per migliorare i risultati e rendere questa tecnica più affidabile e predittiva¹¹, bisogna capire l'origine di queste differenze di distribuzione, quale taglio

¹¹La tecnica di sottrazione del fondo sarà utilizzata in ATLAS per selezionare eventuale

di selezione distorce la distribuzione fino a renderla così differente da quella vera da cui si è partiti.

Partiamo dal *primo campione*: nonostante questo campione dia già risultati abbastanza soddisfacenti con le selezioni di base, ho voluto comunque studiare l'effetto dei vari tagli sui risultati. I tagli effettuati sulla gamba leptonica del decadimento sono i due indicati nel paragrafo 4.4.1; provo allora ad eliminare alternativamente una delle due richieste ed a ripetere la tecnica della sottrazione del fondo sul nuovo campione di eventi selezionato per constatare se ottengo un risultato migliore. Bisogna fare attenzione, però, che il numero di eventi di segnale di stop nei campioni rimanga controllato e nettamente inferiore a quelli di top, visto che tali campioni (“puri” di top) devono essere caratterizzati da un minimo contributo di segnale per poter stimare meglio il fondo.

Il campione “bis”

Per selezionare questo campione di top, provo a lasciare solo la richiesta che la massa invariante migliore $m(b\ell\nu)_{best}$ sia entro un intervallo di 15 GeV attorno a quella del top (175 GeV), eliminando la seconda che poneva un limite inferiore di 60 GeV alla massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$.

Processo	Numero eventi rimasti	
	Campione 1	Campione bis
Stop	82	819
Top	12541	17018
$S/B(tt)$	0.0065	0.0481

Tabella 4.10: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per il primo campione (con entrambi i tagli di selezione) e per il campione bis in esame (con solo il taglio su $m(b\ell\nu)_{best}$). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

La riduzione dei tagli provoca ovviamente un aumento degli eventi selezionati rispetto al primo campione, soprattutto di segnale: come si può vedere dalla tabella 4.10, il numero di eventi di segnale che rimangono nel campione bis è di 819 contro i soli 82 del campione con tutte e due i tagli di selezione iniziali; il rapporto $S/B(t\bar{t})$ sale a 0.0481 (cioè un fondo oltre 20 volte maggiore del segnale). La presenza del segnale è, perciò, piuttosto elevata (anzi troppo elevata, come mostrano i risultati seguenti).

segnale di nuova fisica; anche per questo, è quindi d'uopo renderla il più affidabile e precisa

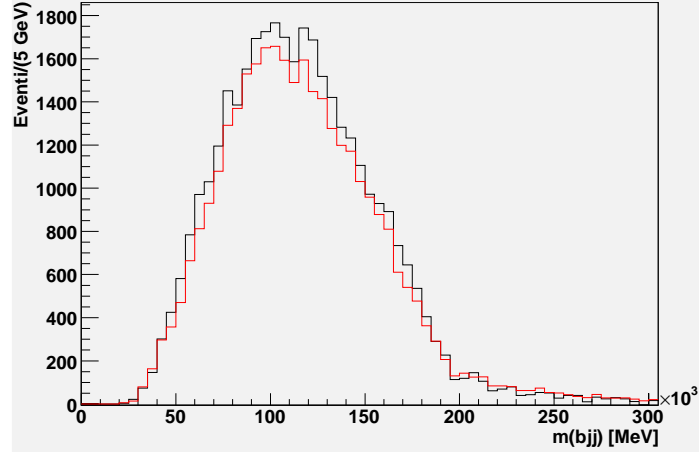


Figura 4.11: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal campione bis (senza la richiesta sulla massa invariante $m(bl\nu)_{best}$).

Superato questo che era il principale ostacolo, si riutilizza la tecnica di sottrazione del fondo: in figura 4.11 ho graficato le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ riscalata per il fondo¹² selezionato dal campione (in nero) e quella per il fondo iniziale (in rosso): è evidente la sovrastima del fondo in tutto lo spettro di masse invarianti (fino a 200 GeV), frutto anche dell'accresciuto segnale rimasto nel campione che non permette una stima del fondo accettabile.

Anche l'estrazione del segnale, effettuata sottraendo la distribuzione di fondo riscalata dalla distribuzione misurata (somma ovviamente di segnale e fondo), rispecchia le differenze appena riscontrate dal confronto dei fondi: la sovrastima precedente di fondo si traduce in una marcata sottostima del segnale. Come si può vedere dal grafico di sinistra in figura 4.12, il picco presente nella distribuzione del segnale vero (in rosso) è solo abbozzato in quella estratta (in nero); inoltre, l'undershoot evidente presente tra 100 GeV e 200 GeV riduce a zero la significanza del segnale estratto, come si può vedere bene dal grafico di sinistra di figura 4.12, dove sono rappresentati gli integrali (corrispondenti al numero di eventi) delle due distribuzioni per masse invarianti superiori a quelle indicate in ascissa (in nero per il segnale estratto ed in rosso per quello vero): il numero di eventi di segnale predici-

possibile.

¹²Anche in questo caso la distribuzione per il campione è la somma dei contributi del segnale e del fondo, come si avrà dopo le misure di ATLAS o di qualsiasi altro rivelatore.

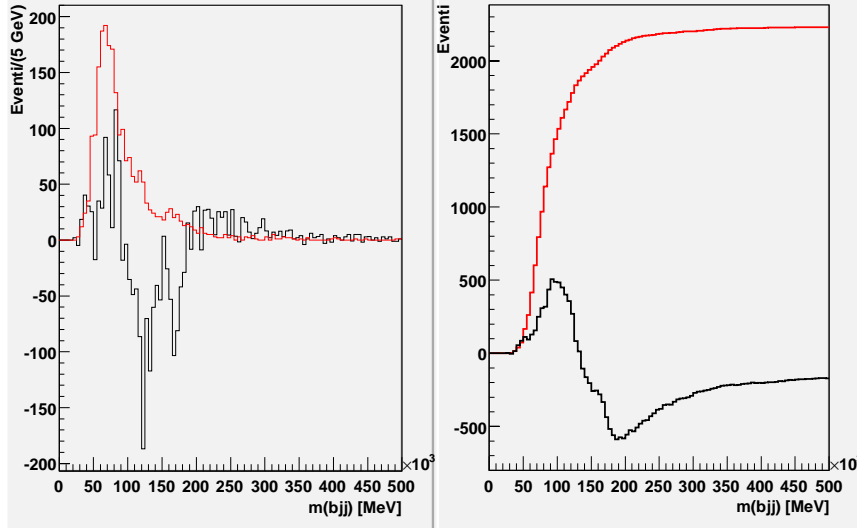


Figura 4.12: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal campione bis. A destra: l’integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell’integrale è di 5 GeV).

bile dall’eccesso di eventi è nullo (anzi, addirittura negativo in seguito alla sottrazione!).

Da questa analisi, si evince che il taglio di selezione degli eventi sulla massa invariante minima $m(bl)_{min}$ è necessario per potere ottenere risultati accettabili e soddisfacenti in termini di predizione e scoperta del segnale.

Il campione “ter”

Per la selezione degli eventi di questo campione, eliminiamo la richiesta che la massa invariante migliore $m(bl\nu)_{best}$ sia compresa in un intervallo di 15 GeV attorno a quella del top, lasciando, invece, l’indispensabile richiesta che la massa invariante minima $m(bl)_{min}$ sia superiore a 60 GeV.

Quest’ultimo taglio era motivato dalla volontà di eliminare il segnale di stop che è caratterizzato invece principalmente da masse invarianti $m(bl)_{min}$ inferiori al limite di 60 GeV (vedi figura 4.4). Dalla tabella 4.11, possiamo vedere come effettivamente questo taglio sia molto più stringente per il segnale di stop di quello precedente su $m(bl\nu)_{best}$, pur lasciando un maggior numero di eventi di fondo $t\bar{t}$. Già fin da ora, questo campione pare poter condurre a risultati migliori del campione bis precedente. Il rapporto $S/B(t\bar{t})$

Processo	Numero eventi rimasti		
	Campione 1	Campione ter	Campione bis
Stop	82	298	819
Top	12541	24352	17018
S/B($t\bar{t}$)	0.0065	0.0122	0.0481

Tabella 4.11: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per il primo campione (con entrambi i tagli di selezione), per il campione ter in esame (con solo il taglio su $m(b\ell)_{min}$) e per il campione bis (con solo il taglio su $m(b\ell\nu)_{best}$). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

è sceso ad un valore adeguatamente basso per un campione che dovrebbe essere di soli top: 0.0122, cioè un fondo di top che è oltre 80 volte superiore al segnale.

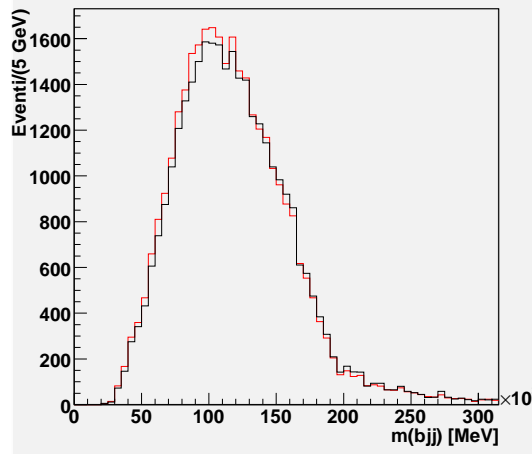


Figura 4.13: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal campione ter (senza la richiesta sulla massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$).

In figura 4.13 ho graficato le distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ per il fondo reale (in rosso) e per quello riscalato ricavato da questo campione (in nero): risulta evidente il buon accordo tra le due distribuzioni, con una leggera sottostima del fondo fino a masse invarianti di 150 GeV. Comunque, l'analoga forma delle due distribuzioni è promettente; inoltre, l'accordo permane buono anche nella regione problematica (tra 100 GeV e 200 GeV) precedentemente caratterizzata da una considerevole sovrastima del

fondo che era all'origine del notevole undershoot ben visibile nella susseguente distribuzione del segnale estratto.

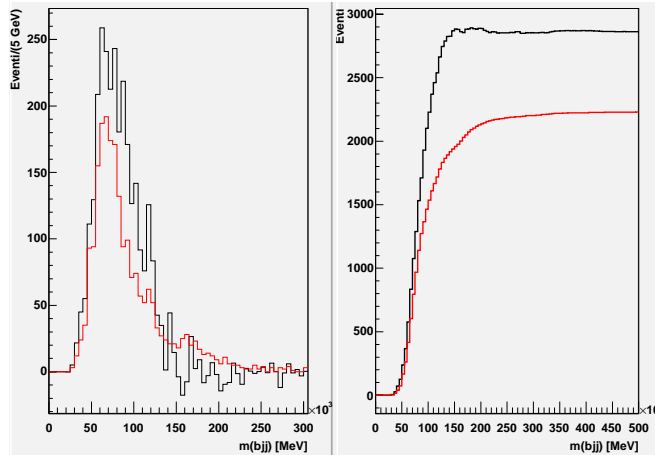


Figura 4.14: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal campione ter. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

E tale somiglianza nelle forme delle due distribuzioni di fondo non poteva non riflettersi anche in quelle del segnale: il grafico a sinistra in figura 4.14 mostra le distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ del segnale vero iniziale (in rosso) e di quello estratto (in nero). Sebbene il picco a basse masse invarianti sia sovrastimato, come ci si aspettava l'undershoot non è più presente: il segnale estratto si adagia a zero, seguendo quasi la shape del segnale vero. Il grafico di destra mostra, tuttavia, come la sovrastima del picco porti ad un numero stimato complessivo di eventi di segnale (in nero) nettamente maggiore di quello effettivo (in rosso): potresti trovare un eccesso di eventi anche quando non ho nessun segnale di nuova fisica aggiuntivo. Se l'assenza dell'undershoot era una caratteristica positiva nella stima del segnale nella regione a masse invarianti intermedie, ora diventa quasi controproducente in un'analisi complessiva, non permettendo la gradita discesa del numero d'eventi di segnale estratto dal campione a valori comparabili con il numero di eventi di segnale vero; è questa la principale differenza con il primo campione, in cui l'undershoot era ben presente. Gli errori statistici delle due distribuzioni in figura 4.14 sono di 246 e 47 eventi rispettivamente per segnale estratto e vero: l'errore sistematico è, però, maggiore e le due curve distano oltre 2σ . Per questi aspetti, risulta nel complesso preferibile ancora

il primo campione rispetto al campione ter appena studiato. La differenza sistematica tra le due curve rende il calcolo della significanza poco rilevante.

Dall'analisi di questo campione, comunque possiamo inferire che l'undershoot nella distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del segnale estratto è causato dalla selezione degli eventi connessa al taglio su $m(b\ell\nu)_{best}$ ed alla richiesta che sia prossima alla massa del top.

Dopo aver studiato e meglio compreso i tagli specifici di sezione del primo campione, sposto la mia attenzione sul *secondo campione*.

Studio del secondo campione

In questo caso, non possiamo applicare la strategia utilizzata per il primo campione, in quanto il taglio di selezione è unico (e non eliminabile). La richiesta aggiuntiva che la massa invariante $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 60 GeV non può essere tolta, poiché è alla base anche di tutta l'analisi precedente alla selezione dei campioni e dei grafici utilizzati come termine di confronto per le distribuzioni ricavate dai campioni. Togliere questo taglio fin dall'inizio è impensabile per non deprimere ulteriormente il valore iniziale del rapporto $S/B(tt)$, accettando molti più evento di fondo e di segnale ricostruito male (con erronee combinazioni di getti). L'unico elemento su cui si può intervenire è l'intervallo attorno alla massa del top entro cui deve stare la massa invariante $m(bjj)_{min}$ per poter accettare il relativo evento. Nella selezione iniziale questo valeva 20 GeV (cioè dovevo avere $155 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 195 \text{ GeV}$); provo allora a ridurre la semiampiezza di questa finestra a 15 GeV ed a 10 GeV ed a studiare i relativi risultati. La speranza che muove quest'analisi è che la riduzione dell'intervallo d'accettazione per la massa invariante $m(bjj)_{min}$ attorno a quella vera (del top) riesca ad aumentare la purezza del campione ed a migliorare così l'accuratezza e correttezza della stima del fondo e, di conseguenza, anche del segnale.

Processo	Eventi rimasti		
	10 GeV	15 GeV	20 GeV
Stop	52	86	120
Top	2715	4022	5318
S/B(tt)	0.0192	0.0214	0.0226

Tabella 4.12: Numero di eventi che superano il taglio di selezione del secondo campione al variare dell'intervallo d'accettazione per la massa invariante $m(bjj)_{min}$ attorno alla massa del top.

Come si può constatare dalla tabella 4.12, la riduzione del numero di

eventi formanti il secondo campione è abbastanza consistente, con i campioni di segnale e fondo che nel passaggio da 20 GeV a 10 GeV dell'intervallo d'accettazione attorno a 175 GeV dimezzano; tuttavia, tale riduzione è pressoché uguale sia per il segnale di stop che per il fondo di top, come testimonia il rapporto segnale su fondo $t\bar{t}$ che si mantiene quasi costante. Il tentativo di accrescere in modo sensibile la purezza del campione in questo modo è fallito.

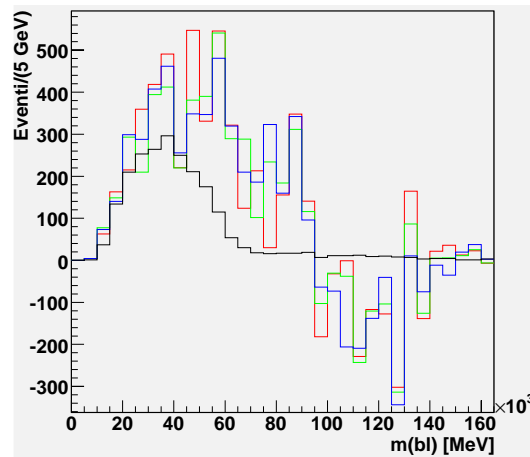


Figura 4.15: Distribuzioni di massa invariante $m(bl)_{min}$ per il segnale vero (in nero) e per quelli estratti dal secondo campione con taglio iniziale con intervallo di selezione attorno alla massa del top di 10 GeV (in rosso), 15 GeV (in verde) e 20 GeV (in blu). E' mostrata solo la parte inferiore dello spettro di massa invariante, dove il segnale atteso è diverso da zero.

Dopo questo studio numerico preliminare, vediamo però i risultati in termini di confronto del segnale estratto con quello vero: ho ripetuto perciò anche negli altri due casi (10 GeV e 15 GeV) il processo di selezione e sottrazione del fondo già spiegato precedentemente per il secondo campione standard (20 GeV). I risultati sono però piuttosto simili, come si può vedere in figura 4.15: a livello grafico non è possibile giudicare quale delle tre distribuzioni di massa invariante $m(bl)_{min}$ riproduca meglio quella corrispondente del segnale.

I risultati analitici, invece, riescono a dare una risposta, seppur non risolutrice o netta; in tabella 4.13 ho indicato il numero di eventi per cui le distribuzioni di segnale estratte dalle tre varianti del secondo campione differiscono da quella del segnale vero (è l'integrale della differenza tra le relative curve): la scelta migliore appare essere quella che fissa in 20 GeV l'ampiezza della finestra attorno alla massa del top entro cui deve essere compresa la

Intervallo	10 GeV	15 GeV	20 GeV
Eventi	1588	1436	1408

Tabella 4.13: Numero di eventi per cui differiscono le distribuzioni di massa invariante $m(b\ell)_{min}$ di segnale estratto dal secondo campione e di segnale vero al variare della finestra attorno alla massa del top del taglio di selezione.

massa invariante $m(bjj)_{min}$ (cioè $155 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 195 \text{ GeV}$). Allora, i risultati mostrati in precedenza (figure 4.9 e 4.10) sono i migliori ottenibili dal secondo campione nell’ambito dell’analisi (normale) che sto studiando. Tuttavia, le differenze minime tra i valori (e distribuzioni) rendono questa variante di peso trascurabile nel tentativo di migliorare i risultati ottenibili dalla tecnica di sottrazione del fondo che sto considerando.

Effettuato lo studio sui tagli di selezione caratteristici del primo e del secondo campione, sposto l’attenzione sui 4 tagli iniziali che influenzano simultaneamente entrambi i campioni. L’unico taglio che in qualche modo è possibile modificare è il *terzo* che richiedeva la presenza negli eventi di almeno 4 getti con $P_T > 25 \text{ GeV}$, di cui almeno 2 con $P_T > 35 \text{ GeV}$: le soglie, come già spiegato, risultano ottimizzate in questo modo e quindi non saranno cambiate. Le due analisi (ed i relativi campioni) che presenterò ora ne proporranno invece due riletture con variazioni apportate al numero di getti da richiedere (analisi 4) ed al loro utilizzo successivo (analisi cut). Gli altri tre tagli sono, invece, difficilmente migliorabili, in quanto paiono già ottimizzati e necessari così come sono stati posti.

4.4.4 L’analisi “cut”

In questa analisi, i 4 tagli iniziali sono lasciati invariati¹³; in particolare il terzo taglio chiede ancora la presenza negli eventi di almeno 4 getti con $P_T > 25 \text{ GeV}$, di cui almeno 2 con $P_T > 35 \text{ GeV}$. Tuttavia, mentre nell’analisi precedente per costruire le masse invarianti (minime) si consideravano le combinazioni ottenute utilizzando tutti i getti (almeno 4) a disposizione con $P_T > 25 \text{ GeV}$, in questa analisi impiegherò solamente i 4 getti con momento trasverso più elevato. E’ lapalissiano che per gli eventi in cui i getti con $P_T > 25 \text{ GeV}$ sono solo 4, i risultati coincidono con quelli precedenti; tuttavia, sono molti i casi in cui i getti energetici sono più di 4 con la conseguente

¹³Ricordo che questi tagli erano serviti a selezionare il canale semileptonico del decadimento di coppie di top e di stop ed a sopprimere gli altri fondi potenzialmente pericolosi.

possibile variazione delle masse invarianti minime ottenute, essendo minore il numero di combinazioni di getti che si possono ottenere.

Processo	$m(jj)_{min} < 60$ GeV	
	Analisi normale	Analisi cut
Stop	2244	1315
Top	33060	10746
S/B($t\bar{t}$)	0.0679	0.1224

Tabella 4.14: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti nell'analisi normale o cut (in cui si considerano solo i 4 getti a P_T maggiore) dopo la richiesta $m(jj)_{min} < 60$ GeV. Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

La prima riduzione del numero di eventi rispetto all'analisi precedente (normale) si ha con la richiesta che $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 60 GeV: essendo i getti ora considerati solo 4 e per di più quelli con P_T più alto, tale condizione viene soddisfatta in un numero minore di casi, come si può vedere dalla tabella 4.14. La riduzione è maggiore per il fondo di top che per il segnale, come testimonia l'accresciuto rapporto segnale su fondo $t\bar{t}$: infatti, i getti prodotti nel decadimento dello stop sono meno energetici rispetto a quelli del top con la conseguenza che il numero di getti con $P_T > 25$ GeV (almeno 4, come impone il terzo taglio iniziale) risulta minore; proprio a causa di questo piccolo numero di getti e combinazioni disponibili, la richiesta di questa analisi (cut) di utilizzare per costruire le masse invarianti solo i 4 getti a più alto P_T veniva perciò più spesso soddisfatta anche nell'analisi normale precedente. Sottolineo la positività della crescita del rapporto segnale su fondo, in quanto il taglio $m(jj)_{min} < 60$ GeV era motivato proprio dalla volontà di eliminare le erronee combinazioni di getti nel segnale.

Per apprezzare al meglio la riduzione di eventi rispetto all'analisi normale, ho graficato nelle figure 4.16 e 4.17 le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ e $m(b\ell)_{min}$ rispettivamente per segnale (a destra) e fondo (a sinistra): le distribuzioni ora ottenute (analisi cut, in blu) presentano una shape molto simile a quella dell'analisi normale (in nero), ma un numero di eventi più ridotto. A conferma dei valori numerici precedenti di tabella 4.14, la riduzione nelle distribuzioni di fondo è molto più accentuata che in quelle di segnale.

Dopo l'analisi delle distribuzioni che costituiranno il termine di paragone per le analoghe distribuzioni ottenute dai campioni di top, passo a considerare la costruzione dei campioni e la tecnica di sottrazione del fondo. Anche i

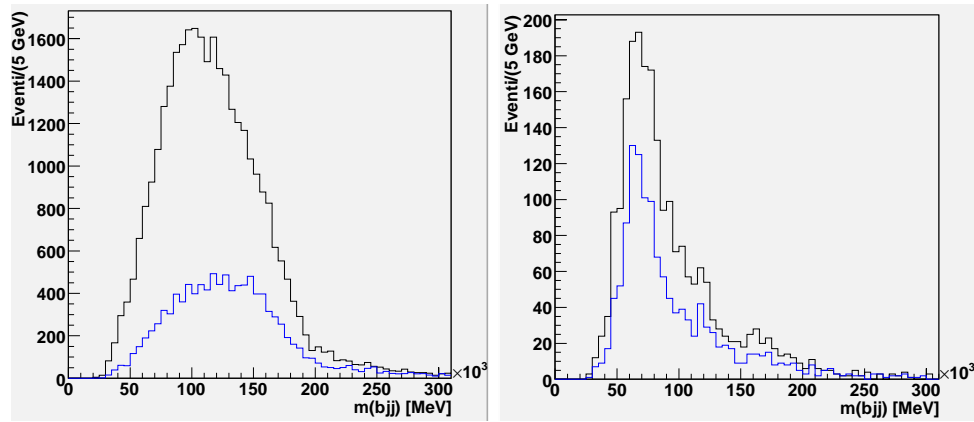


Figura 4.16: Confronti di distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ tra analisi normale (in nero) ed analisi cut (in blu): a sinistra sono rappresentate quelle del fondo, a destra quelle del segnale.

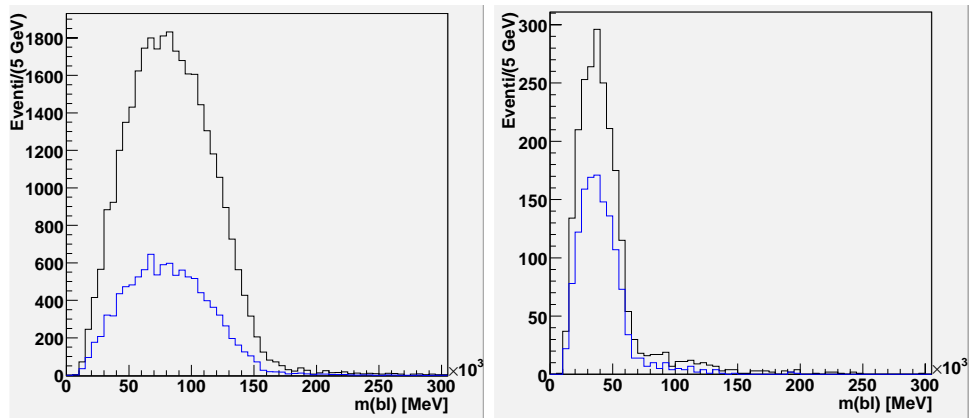


Figura 4.17: Confronti di distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ tra analisi normale (in nero) ed analisi cut (in blu): a sinistra sono rappresentate quelle del fondo, a destra quelle del segnale.

tagli di selezione dei due campioni puri di top sono uguali¹⁴; ovviamente, però, cambia il numero di eventi che vengono selezionati.

Dalla tabella 4.15, si può constatare l'effettiva e prevista diminuzione del

¹⁴L'unica piccola variante riguarda il taglio di selezione del secondo campione in cui si è scelta una finestra d'ampiezza di soli 10 GeV, in quanto risulta ottimizzare i risultati dell'analisi cut. Così, per un confronto migliore, in tabella 4.15 ho riportato il numero di eventi formanti il secondo campione nell'analisi normale nella versione con la medesima finestra di 10 GeV.

Processo	Analisi normale		Analisi cut	
	Campione 1	Campione 2	Campione 1	Campione 2
Stop	82	52	48	44
Top	12541	2715	3985	1126
S/B($t\bar{t}$)	0.0065	0.0192	0.0120	0.0391
Efficienza S	3.65%	2.32%	3.65%	3.35%
Efficienza B	37.93%	8.21%	37.08%	10.48%

Tabella 4.15: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per i due campioni nell'analisi normale e cut (in cui si considerano solo i 4 getti a P_T maggiore). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$ e l'efficienza per segnale (stop) e fondo (top) dei rispettivi tagli di selezione.

numero di eventi. Ed emerge anche un altro aspetto prevedibile: essendo la differenza tra l'analisi normale e quella cut legata solo ai getti, cambia l'efficienza di selezione solo dei tagli adronici del secondo campione, mentre quella relativa ai tagli leptonici (inalterati o quasi) rimane pressoché uguale. Infatti, gli eventi selezionati nelle due analisi presenteranno le medesime caratteristiche medie nelle particelle caratterizzanti il lato leptonico del decadimento. Incominciamo ora ad analizzare il primo campione.

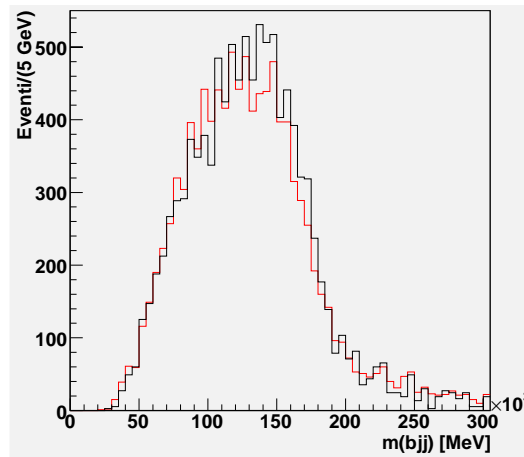


Figura 4.18: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal primo campione. Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

In figura 4.18 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$

del fondo vero (in rosso) e del fondo (e segnale sommati, in nero) riscaldato ottenuto dal primo campione. L'accordo è buono anche se è ben visibile una sovrastima del fondo che dai 100 GeV continua fino ai 200 GeV. Questa sovrastima nel picco e soprattutto nella discesa del fondo è il preludio all'undershoot del segnale estratto ai medesimi valori delle masse invarianti, come si può vedere nel grafico di sinistra di figura 4.19.

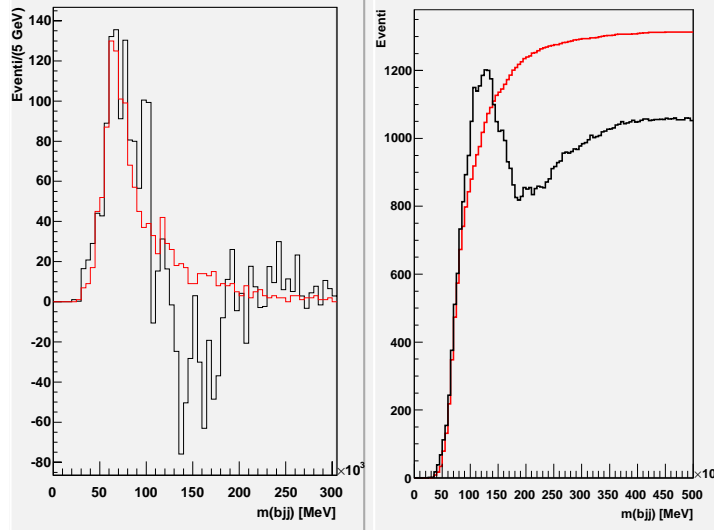


Figura 4.19: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

Comunque, dall'osservazione del grafico di destra, si può concludere (come nella maggior parte delle distribuzioni di segnale estratto ricavate) che il ruolo dell'undershoot a livello numerico è importante e conservativo: grazie alla riduzione di eventi di segnale da lui provocata, la stima che si può ricavare sul numero di eventi di segnale di stop è inferiore al numero vero. Gli errori statistici sono di 200 e 36 eventi rispettivamente per segnale estratto e vero: l'accordo che si ottiene è così ben entro le 2σ (discrepanza solamente di 1.3σ). Inoltre, è buona anche la significanza (oltre 5) che rende il segnale estratto incompatibile con zero.

Esaminiamo ora il secondo campione. In figura 4.20 ho riportato le distribuzioni di massa invariante $m(bl)_{min}$ per il fondo (e segnale restante sommati) riscaldato ricavato dal secondo campione (in nero) e per il fondo di top vero

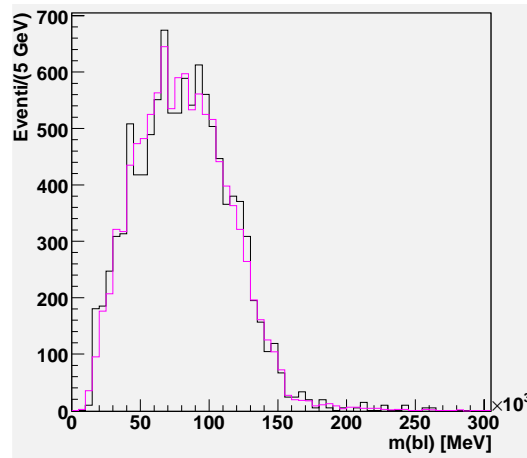


Figura 4.20: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal secondo campione. Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

(in fucsia). Finalmente, l'accordo è abbastanza buono per tutto lo spettro di masse invarianti. La leggera sottostima del fondo che si ha lungo la discesa della curva è però la causa del piccolo undershoot visibile nella distribuzione del segnale estratto ottenuta dalla sottrazione del fondo mostrata nel grafico di sinistra di figura 4.21.

E' questo l'aspetto che più colpisce, dato che il picco risulta ben descritto, così come la coda, in cui le fluttuazioni sono comunque minime. Comunque, l'accordo è buono, come sottolineato anche dal grafico di destra: il numero totale stimato di eventi di segnale è molto vicino a quello vero, con un accordo ben entro 1σ (discrepanza solamente di 0.44σ !). Gli errori statistici valgono infatti 261 e 36 eventi rispettivamente per segnale estratto e vero. La significanza del segnale estratto è buona e vale poco meno di 5. Il risultato risulta perciò molto buono:

- il segnale estratto presenta un'alta significanza;
- l'accordo tra segnale estratto e vero è ottimo rendendo la differenza di eventi non significativa;
- il segnale è sottostimato, non permettendo un eccesso di eventi se non in caso di effettiva presenza di segnale vero.

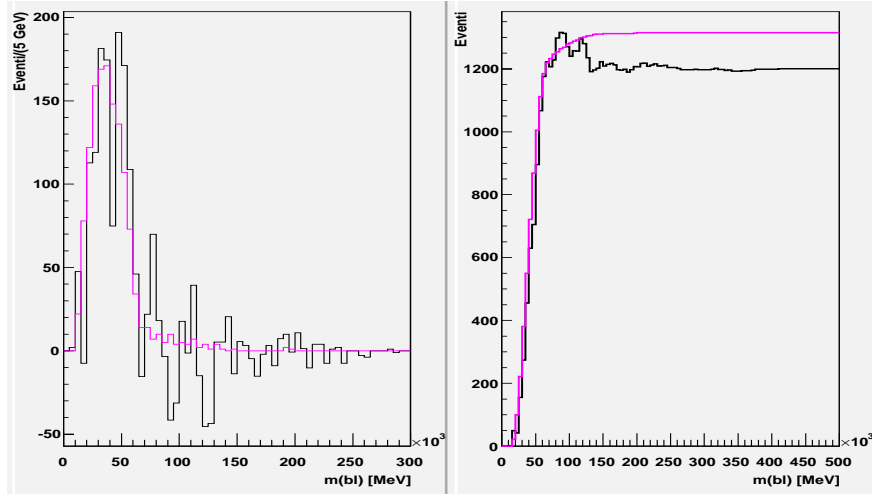


Figura 4.21: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

Il campione “cutter”

Per cercare di migliorare ulteriormente il risultato dell'analisi cut per il primo campione, provo ad eliminare nei tagli di selezione per questo campione quello relativo alla massa invariante $m(bl\nu)_{best}$ (cioè la richiesta che fosse compresa in una finestra di 15 GeV attorno alla massa del top): dallo studio precedente del campione ter, mi aspetto un accordo migliore lungo tutto lo spettro di masse invarianti tra il fondo (sommato al segnale) riscaldato ricavato dal campione ed il fondo vero e la conseguente scomparsa dell'undershoot nella distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del segnale estratto dopo la sottrazione del fondo.

Per constatare se queste previsioni sono corrette, dopo aver ottenuto la conferma (vedi tabella 4.16) di come la crescita relativa del segnale rispetto al fondo, legata all'eliminazione del taglio su $m(bl\nu)_{best}$, sia accettabile e controllata (come già mi attendevo dopo l'analogo controllo per il campione ter), mi concentro sulle distribuzioni di fondo riscaldato e di segnale estratto ricavate da questo campione, mostrate rispettivamente in figura 4.22 ed in figura 4.23.

Dall'analisi di figura 4.22, si vede subito come le ipotesi precedenti si siano

Processo	Eventi campione 1		
	Normale	Cutter	Cut
Stop	82	130	48
Top	12541	7678	3985
S/B($t\bar{t}$)	0.0065	0.0169	0.0120

Tabella 4.16: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per il primo campione: nell’analisi normale, (con entrambi i tagli di selezione), per il campione cutter in esame (analisi cut, versione ter, cioè con solo il taglio su $m(bl)_{min}$ e l’impiego dei soli 4 getti con P_T più elevato) e per il primo campione cut (analisi cut, con entrambi i tagli di selezione, ma con l’impiego dei soli 4 getti con P_T più elevato). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

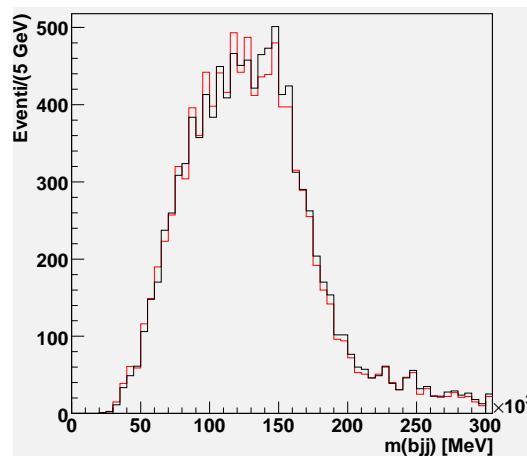


Figura 4.22: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal campione cutter (analisi cut, versione ter).

realizzate: l’accordo tra le distribuzioni di fondo (più segnale) riscalato del campione (in nero) e fondo vero è ottimo: il picco tra i 100 GeV ed i 150 GeV è rispettato anche nelle sue fluttuazioni e persino nella regione “pericolosa” della discesa della curva le due curve sono molto vicine.

E la figura 4.23, rappresentante il confronto tra segnale vero (in rosso) e segnale estratto (in nero), non poteva che riflettere (ovviamente) le stesse caratteristiche della figura precedente: il picco è molto simile, mentre l’undershoot è appena accennato, equilibrato nel numero totale di eventi (vedi

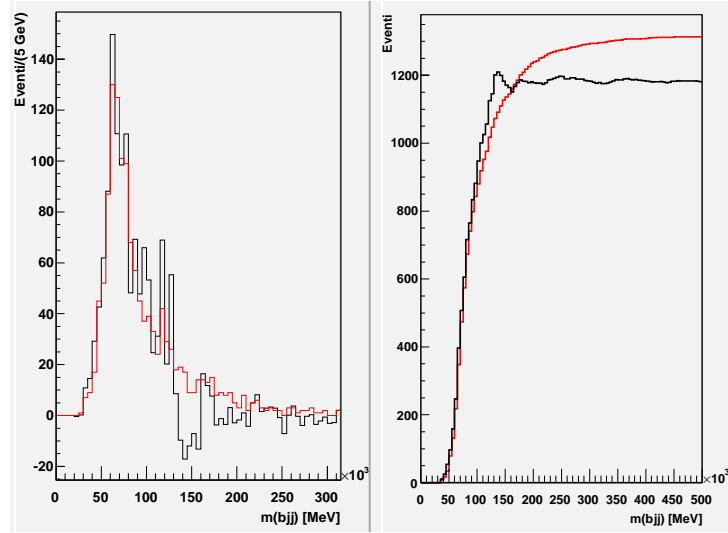


Figura 4.23: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal campione cutter. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

grafico di destra di figura 4.23) dalla leggera sovrastima del segnale che si ha lungo la discesa del picco. Il numero di eventi di segnale previsto dal campione cutter in esame è molto prossimo a quello degli eventi di segnale vero e la sottostima che si ha è un altro aspetto positivo, in quanto non si avrà un eccesso di eventi in assenza di segnale vero. Gli errori statistici delle due distribuzioni sono di 146 e 36 eventi per segnale estratto e vero rispettivamente e portano ad un accordo tra le due curve entro 1σ , rendendo la differenza tra le due curve non significativa. Anche la significanza del segnale è notevole e vale 8σ .

4.4.5 L'analisi "4"

L'ultima freccia al nostro arco nello studio della tecnica della sottrazione del fondo è quella che prevede finalmente una variazione del terzo taglio dei 4 iniziali utilizzati per la selezione di eventi con topologia semileptonica: la nuova formulazione presenta la richiesta di eventi con *solamente* 4 getti con $P_T > 25$ GeV, di cui almeno 2 con $P_T > 35$ GeV. Questa modifica del terzo taglio è motivata dal tentativo di ridurre gli erronei accoppiamenti di getti

che si sono incontrati nell'analisi iniziale: diminuendo a 4 il numero di getti, dovrebbe ridursi anche la probabilità di tali errori.

Processo	4 tagli iniziali		$m(jj)_{min} < 60$ GeV	
	Normale	4	Normale	4
Stop	4660	2107	2244	595
Top	85032	27932	33060	3544
S/B($t\bar{t}$)	0.0548	0.0754	0.0679	0.1679

Tabella 4.17: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti nell'analisi normale e 4 (in cui si considerano gli eventi con (solamente) 4 getti con $P_T > 25$ GeV) dopo i 4 tagli iniziali e dopo la richiesta $m(jj)_{min} < 60$ GeV. Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

In questo caso, ovviamente, l'analisi si discosta da quella (normale) da cui si è partiti già dai risultati dei tagli iniziali: in tabella 4.17, è riportato il confronto tra il numero di eventi selezionato dai tagli dell'analisi normale (con i 4 tagli iniziali) e da quella 4 in esame (con la differente richiesta di soli 4 getti con $P_T > 25$ GeV); la riduzione è considerevole sia per il segnale che per il fondo con le efficienze cumulative dei 4 tagli che scendono a 0.26% e 1.68% per segnale e fondo $t\bar{t}$ rispettivamente (per l'analisi normale valevano invece 0.57% e 5.10%), sebbene sia maggiore per il fondo. Questa differenza era attesa, in quanto, a causa della presenza di due neutralini e dei due conseguenti W virtuali, il segnale di stop presenta nello stato finale particelle con momenti trasversi minori rispetto al fondo di top: così, il numero di getti con P_T elevato è minore per lo stop, a differenza del caso del top che presenta spesso più di 4 getti con P_T sopra la soglia di 25 GeV. Dopo la successiva riduzione per la richiesta che la massa invariante $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 60 GeV (ancora una volta maggiore per il fondo di top, come testimonia la gradita crescita del rapporto segnale su fondo), come fatto inizialmente per l'analisi normale, studiamo le due gambe del decadimento semileptonico della coppia di stop (e di top).

In figura 4.24 sono perciò mostrate le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ (a sinistra) e $m(b\ell)_{min}$ (a destra) di segnale (l'area rossa) e fondo di top (sovrapposto in bianco alla distribuzione somma di segnale e fondo): in entrambe il segnale di stop è ben visibile come una spalla a medio-basse masse invarianti.

Il passo successivo è la selezione dei campioni: i tagli di selezione sono gli stessi dell'analisi di partenza:

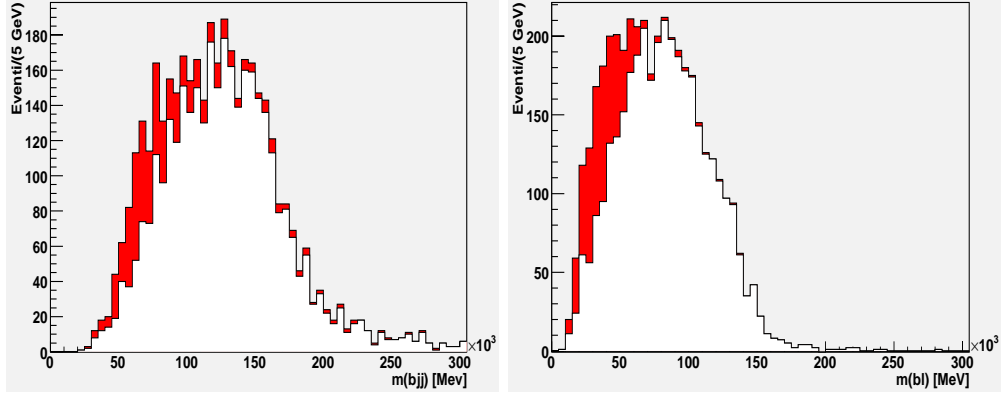


Figura 4.24: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ (a sinistra) e $m(bl)_{min}$ (a destra): quelle del solo fondo $t\bar{t}$ (in bianco) sono sovrapposte a quelle ottenute dalla somma di segnale e fondo $t\bar{t}$ (in rosso).

1. per il primo campione: $160 \text{ GeV} < m(bl\nu)_{best} < 190 \text{ GeV}$ e $m(bl)_{min} > 60 \text{ GeV}$;
2. per il secondo campione: $165 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 185 \text{ GeV}$.

Faccio notare l'utilizzo della finestra di semiampiezza di 10 GeV attorno alla massa del top per la selezione del secondo campione, in quanto uno studio analogo a quello descritto precedentemente per l'analisi normale, porta nell'ambito di un'analisi 4 ad una leggera preferenza per questa ampiezza.

Processo	Analisi normale		Analisi 4	
	Campione 1	Campione 2	Campione 1	Campione 2
Stop	82	52	20	30
Top	12541	2715	1307	467
S/B($t\bar{t}$)	0.0065	0.0226	0.0153	0.0642
Efficienza S	3.65%	2.32%	3.36%	5.04%
Efficienza B	37.93%	8.21%	36.88%	13.18%

Tabella 4.18: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per i due campioni nell'analisi normale e 4 (in cui si considerano gli eventi con (solamente) 4 getti con $P_T > 25 \text{ GeV}$). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$ ed efficienze dei tagli di selezione per segnale e fondo.

Il primo elemento da studiare nei campioni di top è la loro effettiva purezza: in tabella 4.18 sono riportati, perciò, il numero di eventi che supera i tagli

di selezione e che quindi compone i due campioni: la statistica si è notevolmente ridotta, ma è ancora possibile ottenere risultati affidabili. Ovviamente, la riduzione è maggiore per il secondo campione, in cui i tagli di selezione sono effettuati sulla gamba adronica e coinvolgono perciò i getti: si noti a questo proposito, la forte selezione che si crea per il fondo di top che scende ad un valore appena 15 volte superiore al segnale di stop. In ogni caso, il rapporto $S/B(t\bar{t})$ rimane a valori accettabili anche per il secondo campione (nonostante la sensibile crescita rispetto all'analisi normale). Un altro aspetto rilevante (ed atteso), comune all'analisi cut, è l'efficienza simile dei tagli di selezione del primo campione che si ha nelle due analisi (normale e 4, ma vale anche per cut): il motivo è il fatto che la differenza tra le due analisi è legata ai getti e che solo i tagli di selezione del secondo campione coinvolgono la gamba leptonica del decadimento: i tagli del primo, invece, coinvolgono la gamba adronica che rimane inalterata nelle due analisi (mediamente gli eventi selezionati dalle due analisi presentano un lato leptónico del decadimento con analoghe caratteristiche). Dopo l'analisi numerica dei campioni, vediamo quella grafica. Iniziamo dal primo campione.

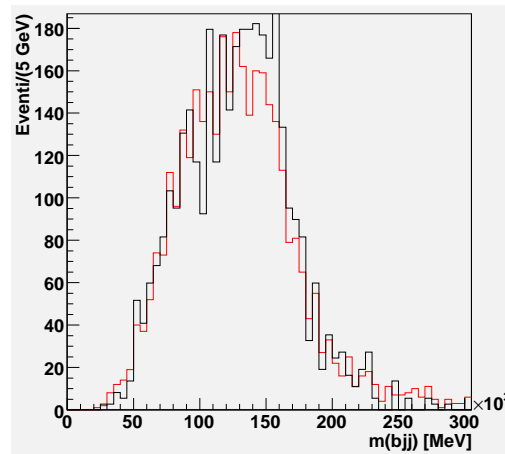


Figura 4.25: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal primo campione. Entrambe le distribuzioni sono ricavate nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

In figura 4.25 ho graficato le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ ottenute mediante l'analisi 4: in rosso è rappresentato il fondo vero, mentre in nero quello riscalato¹⁵ ottenuto dal primo campione. L'accordo tra le

¹⁵In realtà, la distribuzione in nero è ottenuta, come anche negli altri casi, sommando al

due distribuzioni è buono, anche se è presente una significativa sovrastima a partire dai 100 GeV. Una sottostima del fondo più considerevole appare solo sulla coda della distribuzione (a partire dai 250 GeV).

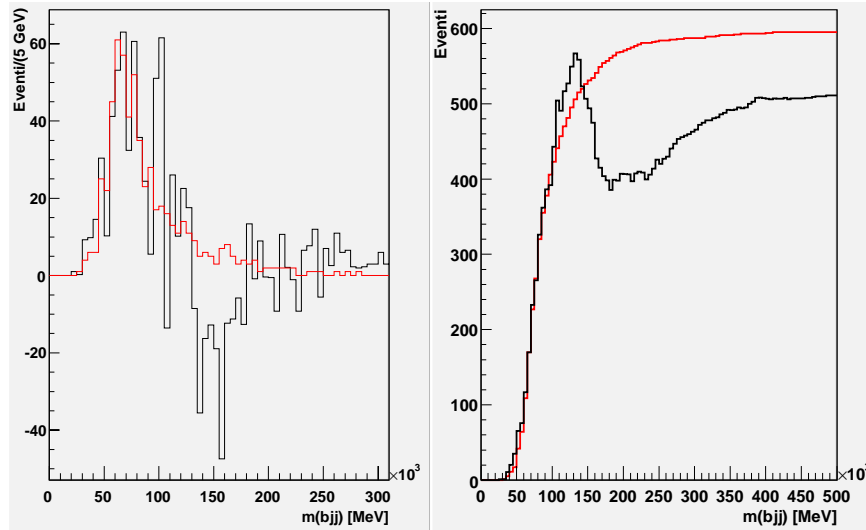


Figura 4.26: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Le distribuzioni mostrate sono ottenute nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

Per concludere l'analisi sul primo campione studio il segnale estratto dopo la sottrazione del fondo; in figura 4.26 è mostrata le distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ per il segnale vero (in rosso) e per quello estratto (in nero): nel grafico di sinistra sono due principalmente gli aspetti che immediatamente colpiscono nella distribuzione del segnale estratto: l'undershoot notevole a masse invarianti $m(bjj)_{min}$ dell'ordine di 150 GeV e la presenza di un secondo stretto picco attorno ai 100 GeV, subito dopo quello reale. Tuttavia, questi elementi, uniti al buon accordo tra le curve che si ha per il primo (e unico reale) picco portano ad un risultato confortante in termini numerici di stima dell'eccesso di eventi attribuibili al segnale: come si vede dal grafico di destra, infatti, l'undershoot (con il suo contributo negativo)

fondo anche il segnale rimasto nel campione. Quindi, si è effettuato il riscaldamento della distribuzione somma ottenuta.

porta ad una gradita discesa del numero totale di eventi di segnale estratto con un errore sistematico finale di circa 100 eventi; inoltre, gli errori statistici di 115 e 24 eventi per segnale estratto e vero rispettivamente, portano ad avere un accordo entro una σ tra le due curve. Un altro elemento positivo è la previsione di un segnale minore rispetto a quello effettivo; come già detto altre volte, questo comporta che si vedrà un eccesso d'errori solo in presenza di segnale. Buona è anche la significanza del segnale estratto che vale circa 4.3σ .

Ora analizziamo il secondo campione, che aveva creato più problemi in termini di corretta stima del segnale nell'analisi normale.

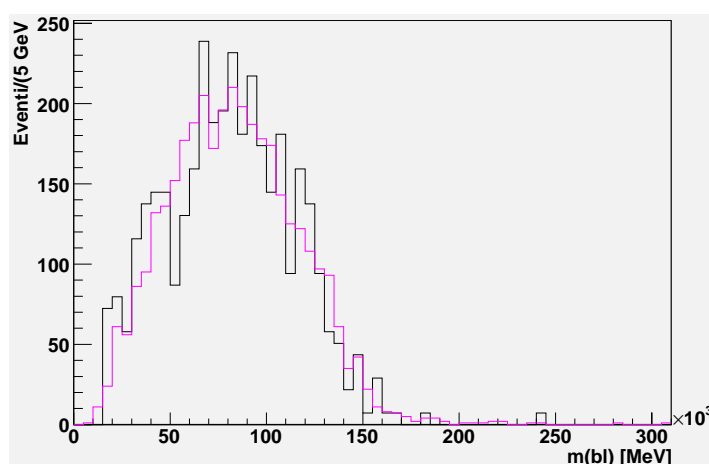


Figura 4.27: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal secondo campione. Le distribuzioni mostrate sono ottenute nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

In figura 4.27 ho graficato le distribuzioni di massa invariante $m(bl)_{min}$ per il fondo vero di top (in fucsia) e per quello riscalato (in nero), ottenuto dalla somma delle distribuzioni di fondo e segnale del secondo campione in esame. L'accordo è ragionevole, anche se la statistica ridotta del campione selezionato comporta fluttuazioni relativamente grandi. Da segnalare l'endpoint a 175 GeV che risulta ben delineato anche nella distribuzione ottenuta dal campione di top.

Infine, le due distribuzioni di massa invariante del segnale vero (in fucsia) ed estratto dal secondo campione (in nero) sono sovrapposte nel grafico di sinistra di figura 4.28: anche per questo grafico emergono subito le discordanze legate al picco ed alla coda della distribuzione: il segnale vero si annulla a

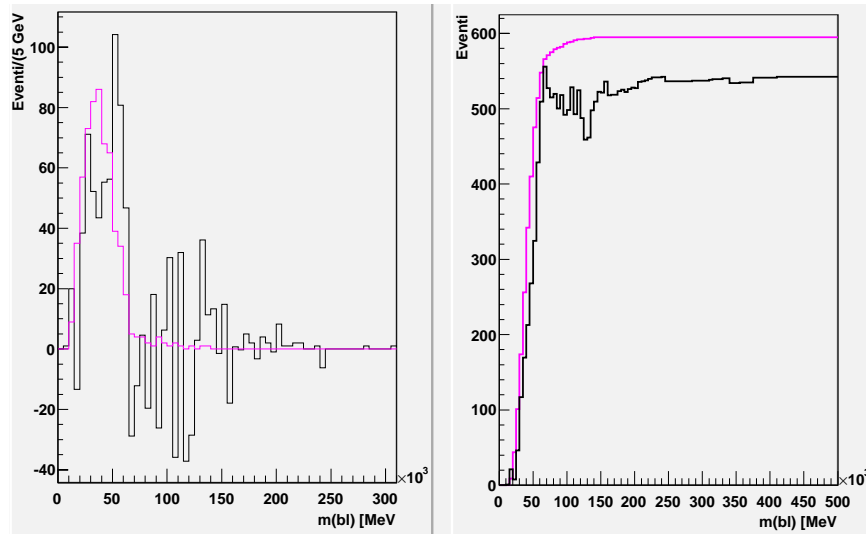


Figura 4.28: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l’integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell’integrale è di 5 GeV). Le distribuzioni mostrate sono ricavate nell’ambito dell’analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

basse masse invarianti (già ai 60-70 GeV), mentre il segnale estratto continua ad oscillare in modo irregolare. Il commento cambia completamente, invece, se si guarda il grafico di destra: le fluttuazioni del segnale estratto agiscono in modo estremamente positivo portando ad una stima numerica del segnale vero molto buona: gli errori statistici di 181 e 24 eventi (rispettivamente per segnale estratto e vero) comportano un accordo tra le due curve entro una σ (discrepanza solamente di 0.29σ !). Inoltre, come anche per il primo campione, il numero di eventi di segnale di stop stimato si mantiene inferiore a quello vero, garantendo la possibilità di un eccesso di eventi legato ad effettivo vero segnale. La significanza del segnale estratto viene ridotta a 2.9σ (comunque buona) a causa dei tagli abbastanza stringenti fatti.

Il campione “4ter”

Infine, per completare tutte le possibili varianti, provo a studiare anche la versione ter del primo campione di questa analisi, ossia quella in cui il taglio di selezione del primo campione di top è unico: la massa invariante mini-

ma $m(b\ell)_{min}$ deve essere compresa in un intervallo di 15 GeV attorno alla massa del top (175 GeV). Il motivo di questo ulteriore studio è il desiderio di colmare l'undershoot ben visibile nella distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del segnale estratto (vedi figura 4.26) e di aumentare la statistica degli eventi che entrano nel primo campione (utile soprattutto per un eventuale sfruttamento del metodo nello studio dei pochi eventi disponibili simulati in modo dettagliato (cioè con la full simulation, vedi capitolo 5)).

Processo	Campione 1		
	Normale	4ter	4
Stop	82	47	20
Top	12541	2613	1307
S/B($t\bar{t}$)	0.0065	0.0180	0.0153

Tabella 4.19: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per il primo campione: nell'analisi normale, (con entrambi i tagli di selezione), per il campione 4ter in esame (analisi 4, versione ter, cioè con solo il taglio su $m(b\ell)_{min}$ e la richiesta di soli 4 getti con $P_T > 25$ GeV per evento) e per il primo campione 4 (analisi 4, con entrambi i tagli di selezione, ma la richiesta di soli 4 getti con $P_T > 25$ GeV per evento). Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$.

A conferma di quest'ultimo aspetto, si può notare dalla tabella 4.19 come il numero di eventi di segnale e fondo selezionati nel primo campione raddoppi (crescita analoga, come è confermato dal rapporto segnale su fondo che rimane pressoché costante). Tuttavia, la statistica rimane ancora molto bassa rispetto all'analisi normale.

Dalla figura 4.29, si può constatare come la distribuzione di massa invariante della somma di fondo e segnale riscaldati ottenuti dal primo campione 4ter (in nero) sia in ottimo accordo con la distribuzione del fondo vero (in rosso): il picco del fondo vero è ben ricostruito nella sua interezza anche dal fondo ricavato dal campione; si noti in modo particolare la discesa del picco (tipicamente caratterizzata da una sovrastima del fondo per gli altri campioni), in cui le curve quasi si sovrappongono.

Questa sovrapposizione è evidenziata ancora meglio dalle distribuzioni di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del segnale vero (in rosso) e del segnale estratto (in nero) mostrate nel grafico di sinistra di figura 4.30: il picco del segnale è ben ricostruito dal segnale estratto e l'undershoot è notevolmente ridotto. La leggera sottostima del segnale lungo la coda del picco è la principale causa del numero inferiore di eventi di segnale previsti rispetto a quelli reali (vedi

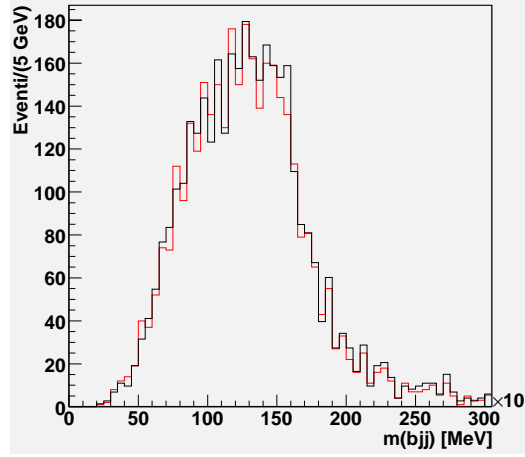


Figura 4.29: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal primo campione ter (cioè con l'unica richiesta di selezione su $m(bl)_{min}$. Entrambe le distribuzioni sono ricavate nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

grafico di destra di figura 4.30): tuttavia, il numero di eventi di segnale con valori di massa invariante $m(bjj)_{min}$ inferiori a 150 GeV è coincidente. In virtù degli errori statistici di 85 e 24 eventi per segnale estratto e vero rispettivamente, l'accordo tra le due curve è buono con una discrepanza di solo 1.1σ .

4.5 Conclusioni

Abbiamo analizzato nello scorso paragrafo le diverse varianti che si possono ottenere e studiare nella selezione dei campioni puri (o quasi) di top. Per concludere in modo completo ed esauriente l'analisi intrapresa, in questo paragrafo confronterò i vari risultati ottenuti. Prima, però, per un confronto più chiaro, elenco i vari campioni e tipi di analisi visti, ricordando brevemente le caratteristiche principali che li differenziano da quelli dell'analisi normale:

- **analisi normale:** è quella standard, con i 4 tagli iniziali descritti nel paragrafo 4.2; i tagli di selezione dei due campioni di top sono completi: $160 \text{ GeV} < m(bl\nu)_{best} < 190 \text{ GeV}$ e $m(bl)_{min} > 60 \text{ GeV}$ per il primo campione e $155 \text{ GeV} < m(bjj)_{min} < 195 \text{ GeV}$ (ottimizzato considerando una finestra di 20 GeV attorno alla massa del top). Per tutta l'analisi vale $m(jj)_{min} < 60 \text{ GeV}$.

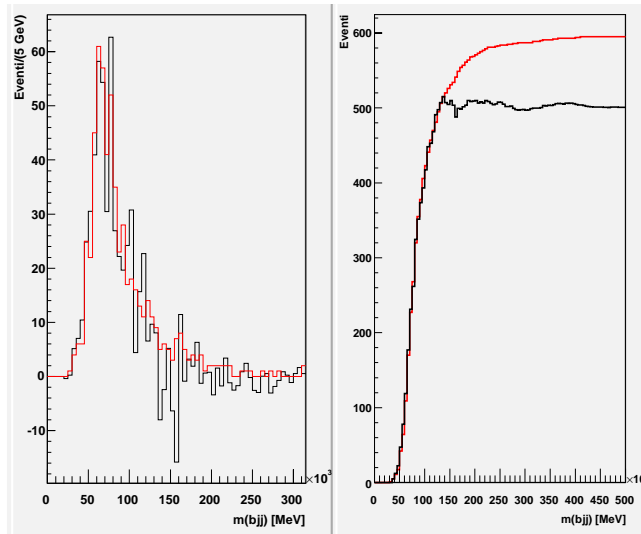


Figura 4.30: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione *ter*. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Le distribuzioni mostrate sono ottenute nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

- *bis*: variante del primo campione senza la richiesta su $m(bl)_{min}$ nei tagli di selezione, ma con solo quella su $m(bl\nu)_{best}$.
- *ter*: variante del primo campione senza la richiesta su $m(bl\nu)_{best}$ nei tagli di selezione, ma con solo quella su $m(bl)_{min}$.
- **Analisi cut**: è analoga a quella normale, ma si considerano nella costruzione delle masse invarianti solo i 4 getti a P_T più elevato.
 - *cutter*: variante del primo campione senza la richiesta su $m(bl\nu)_{best}$ nei tagli di selezione, ma con solo quella su $m(bl)_{min}$. E' analoga alla *ter*, ma con l'utilizzo dell'analisi cut.
- **Analisi 4**: si richiede che gli eventi abbiano solo 4 getti con $P_T > 25$ GeV. Il resto dell'analisi è uguale a quella normale; l'unica variante è la riduzione della finestra d'accettanza per il secondo campione da 20 GeV a 10 GeV.
 - *4ter*: variante del primo campione senza la richiesta su $m(bl\nu)_{best}$

nei tagli di selezione, ma con solo quella su $m(b\ell)_{min}$. E' analoga alla ter, ma con l'utilizzo dell'analisi 4.

Il primo confronto è di tipo grafico e riguarda le diverse distribuzioni di massa invariante dei segnali estratti. Confronti di questo tipo sono possibili, però, solo per campioni caratterizzati dallo stesso segnale vero: confrontare, ad esempio, il segnale estratto dall'analisi normale con l'analogo estratto dall'analisi cut è poco utile e chiarificatore, in quanto le due distribuzioni di segnale vero a cui devono tendere sono diverse e non sarebbe quindi possibile apprezzarne immediatamente le differenze e giudicarle. Per questo motivo, i possibili confronti grafici sono solo quelli tra le varianti ottenute dalla medesima analisi. Per un confronto globale, dovrò invece ricorrere ai risultati costituiti dai numeri di eventi per cui le distribuzioni di segnale estratto differiscono dalle relative distribuzioni di segnale vero. Inizio dal *primo campione*.

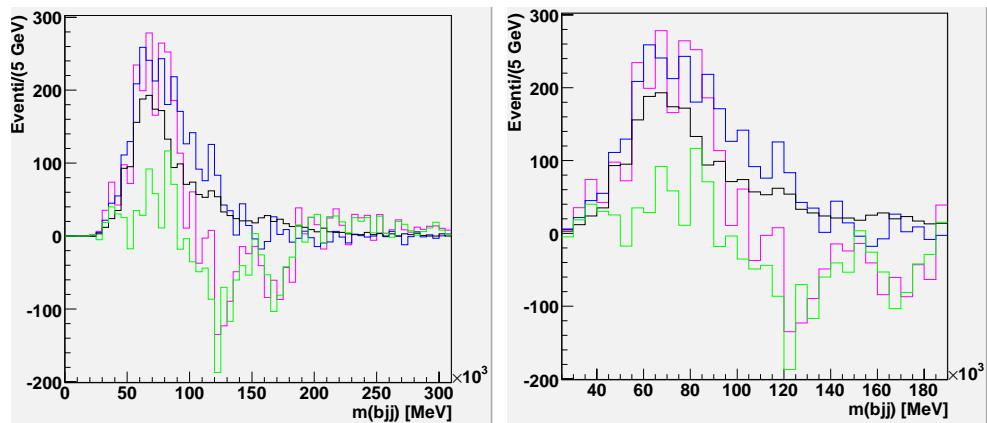


Figura 4.31: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ per i segnali estratti dai vari tipi di campione ottenuti mediante l'analisi normale: in fucsia il risultato dell'analisi standard, in verde quello della versione bis ed in blu quello della variante ter. In nero è presentato il segnale vero. A sinistra le distribuzioni sono mostrate tra 0 GeV e 310 GeV, mentre il grafico a destra presenta l'ingrandimento della parte centrale dove il segnale è non nullo (25 GeV - 190 GeV).

In figura 4.31, sono rappresentate le distribuzioni dei segnali estratti dai vari campioni ottenuti con l'analisi normale confrontate con il segnale vero (in nero). Come avevo già notato, la variante bis (verde) è da scartare in quanto prevede un segnale oscillante attorno a zero per tutto lo spettro di masse invarianti considerato. Il confronto vero è allora tra la distribuzione

ottenuta dall'analisi standard (in fucsia) e quella ricavata dalla variante ter (in blu). Se il picco è ben descritto da entrambe, la coda invece risulta meglio descritta dalla variante ter: l'assenza della richiesta di selezione su $m(bl\nu)_{best}$ permette infatti l'assenza dell'undershoot e una discesa a zero più simile a quella reale del segnale vero.

Un'analogha conclusione si ha per i campioni ottenuti dall'analisi cut, con un segnale molto meglio descritto dalla versione ter (cutter).

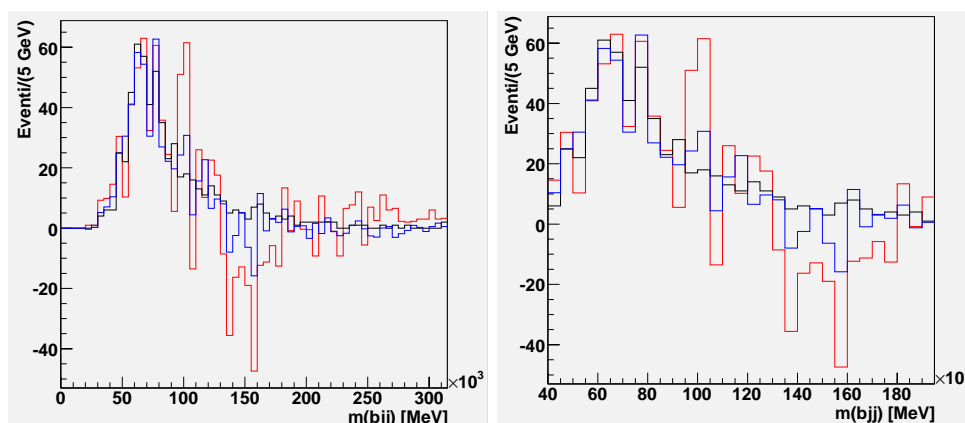


Figura 4.32: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ per i segnali estratti dai vari tipi di campione ottenuti mediante l'analisi 4: in rosso il risultato dell'analisi standard ed in blu quello della variante ter. In nero è presentato il segnale vero. A sinistra le distribuzioni sono mostrate tra 0 GeV e 315 GeV, mentre il grafico a destra presenta l'ingrandimento della parte centrale dove il segnale è non nullo (40 GeV - 195 GeV).

Mi soffermo, invece, sull'analisi 4 (vedi figura 4.32). Il confronto è ristretto alle due versioni migliori: quella standard (in rosso) e quella ter (in blu). Pur con una statistica piuttosto bassa, anche in questo caso il commento è analogo al precedente: la variante ter riesce a descrivere meglio di quella standard il segnale vero, presentando una distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ molto simile a quella reale. Si noti in particolare come la discesa e la coda del segnale estratto dalla ter seguano in modo soddisfacente l'andamento del segnale vero.

Le varianti bis e ter riguardano solamente il primo campione, in quanto modificano solo i suoi tagli di selezione sulla gamba leptonica. Il confronto tra i diversi risultati ottenuti per il *secondo campione* non è quindi possibile, in quanto le varianti studiate provengono da tre differenti analisi con differenti distribuzioni di segnale vero.

Per poter eseguire il confronto globale voluto tra le vari analisi per entrambi i campioni, ricorro al metodo numerico.

Analisi	Variante	S vero	1	2	σ	Significanza
Normale	standard	2244	-561	1373	353(1)-491(2)	4.6(1)-7.2(2)
	bis	2244	-2401		309	-0.8
	ter	2244	631		246	11.7
Cut	standard	1315	-261	-115	200(1)-261(2)	5.1(1)-4.6(2)
	ter	1315	-133		146	8
4	standard	595	-83	-53	115(1)-181(2)	4.3(1)-2.9(2)
	ter	595	-94		85	6

Tabella 4.20: Differenze tra il numero d'eventi stimato di segnale e quello vero. Sono ottenute dal calcolo dell'integrale della differenza tra le distribuzioni di massa invariante del segnale estratto dai campioni e del segnale vero sul range 0-500 GeV. Sono mostrati anche gli errori statistici delle differenti distribuzioni di segnale estratto e le significanze. Dove sono presenti tutte e due i campioni (1 e 2) (variante standard delle analisi) ho indicato gli errori statistici di entrambi i campioni. E' specificato anche il numero di eventi che compone il segnale vero.

In tabella 4.20 ho riportato il numero di eventi per cui differiscono le distribuzioni di segnale estratto dai vari campioni di top da quelle di segnale vero: il valore numerico è ottenuto dall'integrale della differenza tra le due distribuzioni su un intervallo di masse invarianti di 0-500 GeV. Il segno negativo è frutto di una sottostima del segnale.

Iniziamo dall'analisi dei risultati per il *primo campione*: i risultati della 4ter sono effettivamente leggermente peggiori di quelli della 4 ma entrambi si trovano a circa una deviazione standard da 0, per cui la differenza tra segnale estratto e vero non è significativa in nessuno dei due casi, né tanto meno lo è la differenza tra i risultati delle due varianti. Essendo poi l'errore della 4ter minore, mentre il numero di eventi di segnale è simile, la significanza della 4ter è migliore. Complessivamente la 4ter appare la più promettente delle due varianti. Anche i risultati delle due varianti della cut si trovano a circa una deviazione standard dal valore vero. Quindi appaiono altrettanto affidabili di quelli della 4¹⁶. Essendo poi il numero di eventi di segnale selezionati circa il doppio, la significanza del segnale è maggiore, e raggiunge circa 8σ per la cutter. L'analisi normale presenta una discrepanza tra segnale estratto e vero

¹⁶Il fatto che la discrepanza sia numericamente maggiore è irrilevante essendo l'errore anch'esso maggiore.

che si avvicina a due sigma. Di per se questo valore potrebbe ancora essere dovuto ad una fluttuazione; la discrepanza è tuttavia dovuta all'undershoot (vedi figura 4.7) che è statisticamente significativo e che vorremmo evitare. La significanza peraltro non è migliore di quella delle analisi cut che appaiono in definitiva preferibili. Infine si possono senz'altro scartare le varianti bis e ter dell'analisi normale. Per la bis è ovvio; per la ter la discrepanza tra le due curve supera le due sigma ed è nel senso più pericoloso (sovrastima del segnale). Complessivamente, l'analisi cutter appare la migliore per il primo campione.

Per il *secondo campione* l'analisi normale è senz'altro da scartare. Per quanto riguarda la cut e la 4 in entrambi i casi la discrepanza tra segnale vero ed estratto è ben al di sotto di una deviazione standard, e quindi non significativa. A causa della maggior statistica del segnale selezionato, l'analisi cut da però di nuovo una significanza maggiore (circa 4.6σ contro circa 2.9σ) ed è quindi la migliore.

In conclusione, per entrambi i campioni l'analisi cutter appare preferibile. Almeno secondo la simulazione veloce, essa appare in grado di fornire con 2 fb^{-1} un'evidenza del segnale con una significanza di circa 8σ e 4.6σ per le due distribuzioni rispettivamente.

Capitolo 5

Full simulation

Lo studio così approfondito di eventi ottenuti attraverso la simulazione veloce (fast simulation) sviluppato nel capitolo precedente è stato animato dalla speranza di poterne sfruttare i risultati e le tecniche selezionate anche per l'analisi dei pochi eventi simulati mediante la simulazione dettagliata (full simulation). Infatti, come già osservato nel capitolo 3, il pregio della simulazione dettagliata è la descrizione completa e precisa dei processi fisici e del rivelatore; il difetto è che questo avviene a discapito del tempo d'utilizzo della CPU (molto grande) portando, di conseguenza, ad una statistica disponibile di eventi molto bassa.

Nel corso di questo capitolo, dopo aver spiegato le caratteristiche principali e specifiche della full simulation legate alla selezione ed identificazione di getti e particelle, studierò l'efficienza di conteggio dei triggers utilizzati nell'analisi; quindi, descriverò l'applicazione della tecnica di sottrazione del fondo agli eventi simulati in modo dettagliato, evidenziandone le differenze rispetto a quella applicata nell'ambito della fast simulation, e constaterò se sia effettivamente possibile avvalersi delle indicazioni emerse nel precedente studio di eventi simulati in modo veloce.

5.1 Identificazione di particelle

Gli algoritmi di identificazione di particelle che verranno utilizzati per il rivelatore ATLAS (ed ora implementati nella full simulation) permettono, combinando le misure ottenute in diversi sottorivelatori, di ricostruire elettroni, muoni, τ , fotoni e getti adronici con l'efficienza migliore possibile, minimizzando invece la probabilità (fake probability) di un'erronea identificazione di uno di questi oggetti come di un differente tipo. Ulteriori algoritmi sull'identi-

ficazione dei *b*-getti (*b*-tagging) e dell'energia trasversa mancante completano l'insieme di strumenti a disposizione per una corretta e precisa analisi fisica.

Tuttavia, l'efficienza di tale identificazione dipendente in modo significativo dalle caratteristiche del segnale cercato nelle singole ricerche fisiche e dal relativo fondo; anche i tagli necessari per l'identificazione delle particelle risentono di tale dipendenza. Tipicamente, comunque, gli algoritmi di ricostruzione combinati forniscono alcune variabili discriminanti ottimizzando la curva dell'efficienza di selezione in funzione della probabilità d'errore, permettendo a ciascuna analisi di scegliere i migliori tagli da applicare a tali variabili.

In questo paragrafo illustrerò i tagli da me applicati nella mia analisi per l'identificazione dei seguenti tipi di oggetti fisici:

- gli *elettroni* (paragrafo 5.1.1);
- i *muoni* (paragrafo 5.1.1);
- i *getti* ed in modo particolare i *b*-getti (paragrafo 5.1.2).

5.1.1 I leptoni

Gli elettroni

Per una corretta identificazione e ricostruzione degli elettroni è fondamentale un'ottima conoscenza della performance del rivelatore per elettroni: in particolare, la sua risoluzione, l'efficienze e la probabilità di erronee identificazioni di getti come elettroni (fake). L'identificazione standard di elettroni (energetici) isolati è basata sui tagli sulla forma dell'energia depositata nei calorimetri e sull'informazione che deriva dalla traccia ricostruita e sulla ricostruzione combinata dei vari sottorivelatori.

I tipi di tagli utilizzati nelle analisi sono tre, dipendenti dall'efficienza del segnale e dalle richieste di reiezione dei getti:

1. *tagli laschi (loose cuts)*: sono semplici tagli sulla forma dello sciame di particelle (riguardanti principalmente la frazione di energia (leakage longitudinale) che finisce oltre il calorimetro elettromagnetico (cioè in quello adronico) e la forma dell'energia depositata nello strato centrale del calorimetro elettromagnetico) e richiedono una lasca associazione tra traccia ricostruita e cluster del calorimetro.
2. *Tagli medi (medium cuts)*: i tagli sulla forma dello sciame sono più stringenti e precisi e sfruttano anche l'informazione proveniente dal primo strato del calorimetro elettromagnetico; anche la richiesta dell'as-

sociazione dei clusters alle tracce ricostruite è meglio definita e sfrutta anche il numero di hits nel calorimetro.

3. *Tagli stringenti (tight cuts)*: rispetto ai tagli medi presentano criteri più stretti d'associazione (matching) con la traccia ed un taglio sul rapporto tra l'energia misurata dal calorimetro ed il momento misurato dal tracciante interno. Inoltre, questi tagli richiedono esplicitamente la presenza di un hit sullo strato di vertice per la traccia (per la reiezione accurata degli elettroni provenienti dalla conversione di fotoni) e un alto rapporto tra hits ad alta e bassa soglia nel rivelatore TRT (per rigettare il fondo costituito da adroni carichi).

Nella mia analisi ho utilizzato per l'identificazione e la ricostruzione degli elettroni l'algoritmo eGamma [159] applicando i tagli medi raccomandati dopo gli studi sulle prestazioni combinate del rivelatore ATLAS per gli elettroni.

Nell'algoritmo eGamma usato, gli elettroni isolati vengono selezionati sfruttando l'energia trasversa totale contenuta in un cono di apertura ΔR^1 pari a 0.2 attorno alla traccia, a cui viene sottratta l'energia del leptone stesso; tale energia trasversa, calcolata usando le informazioni calorimetriche, deve essere minore di 10 GeV, altrimenti il candidato elettrone non è ritenuto isolato. Inoltre, l'elettrone è rigettato se si trova ad una distanza ΔR compresa tra 0.2 e 0.4 da un getto, perché in questo caso è probabilmente associato e prodotto nel decadimento di una particella all'interno del getto.

Le ultime due richieste prima di accettare un candidato elettrone riguardano il suo momento trasverso P_T che deve essere maggiore di 10 GeV e la sua traiettoria che deve essere all'interno dell'accettanza angolare del rivelatore interno ($|\eta| < 2.5$).

I muoni

Nella mia analisi ho utilizzato i muoni ricostruiti dal software *STACO* [160] combinando le informazioni del rivelatore interno (ricostruzione del vertice e delle tracce) e dei calorimetri (correzione del momento a partire dall'energia depositata) a quelle dello spettrometro a muoni (misure precise sui muoni uscenti dai calorimetri). Non vengono presi in considerazione, invece, i muoni ricavati dall'algoritmo MuTag, dedicato all'identificazione di muoni con P_T molto basso. Se le tracce nel rivelatore interno associate ad una traccia dello

¹La distanza angolare ΔR è definita nello spazio pseudorapidità-angolo azimutale (η, ϕ) come $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. La pseudorapidità η è invece definita come $\eta = \ln(\tan(\theta/2))$.

spettrometro a muoni sono più di una, viene mantenuta e considerata solo quella per cui l'associazione (matching) è migliore.

Le richieste specifiche sui candidati muoni effettuate nella mia analisi sono simili a quelle per gli elettroni:

- l'isolamento si traduce nella richiesta che l'energia trasversa contenuta in un cono attorno alla traccia d'apertura ΔR pari a 0.2 sia minore di 10 GeV. Questo permette di rigettare muoni associati al decadimento di qualche particella del getto.
- Il momento trasverso P_T deve essere maggiore di 10 GeV.
- La sua traiettoria deve essere all'interno dell'accettazione angolare del rivelatore interno ($|\eta| < 2.5$).

5.1.2 I getti

La ricostruzione dei getti viene effettuata in un cono d'ampiezza $\Delta R < 0.4$, scelta piuttosto piccola a causa della relativamente alta molteplicità di getti negli eventi SUSY. Nell'algoritmo impiegato nella mia analisi sono rigettati tutti i getti che sono associati, in un cono con $\Delta R < 0.2$, ad un elettrone vero isolato (che cioè ha superato i tagli di ricostruzione precedenti). Questa procedura (rimozione delle sovrapposizioni, overlap removal) impedisce che lo stesso oggetto sia ricostruito come un elettrone e come un getto, evitandone il doppio conteggio.

I *b*-getti

Si sono già descritti nel paragrafo 3.3.2 i due principali algoritmi di *b*-tagging:

- l'algoritmo del parametro d'impatto tridimensionale (che considera il parametro d'impatto longitudinale e trasversale);
- l'algoritmo dei vertici secondari.

Entrambi gli algoritmi si avvalgono per i risultati del metodo del rapporto di likelihood (likelihood ratio): le variabili discriminanti sono confrontate con le predefinite distribuzioni normalizzate per le ipotesi di *b*-getto e di getto leggero. Spesso si utilizzano funzioni di densità di probabilità multidimensionali. Il rapporto tra le probabilità (di essere un *b*-getto o un getto leggero) legate alle singole variabili definisce un peso (weight) di traccia o di vertice (a seconda dell'algoritmo utilizzato). I singoli pesi possono venire combinati per ottenere il peso del getto:

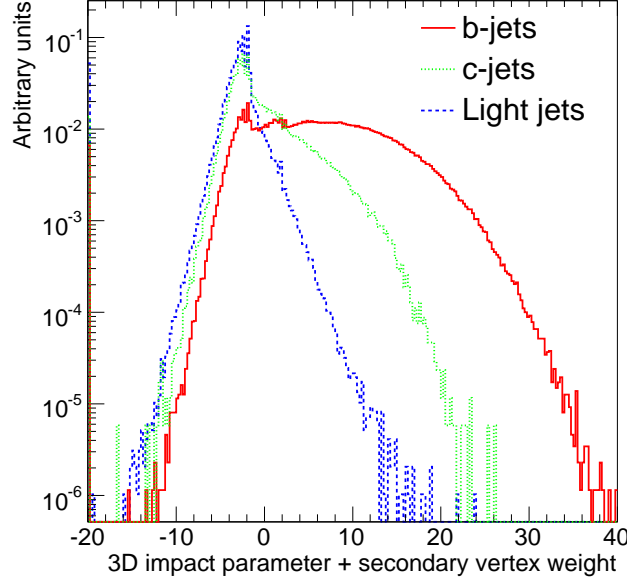


Figura 5.1: Distribuzioni dei pesi per i b -getti, i c -getti ed altri getti leggeri. I pesi sono ottenuti combinando i risultati degli algoritmi di b -tagging del parametro d’impatto tridimensionale (trasverso e longitudinale) e quello del vertice secondario.

$$W_{getto} = \sum_i \ln \left(\frac{W_b^i}{W_j^i} \right)$$

dove i corre su tutte le variabili discriminanti, mentre W_b^i e W_j^i sono le probabilità, riferite all’ i -esima variabile, che il getto considerato sia un b -getto oppure un getto leggero rispettivamente.

In figura 5.1 sono mostrate le distribuzioni dei pesi per b -getti (in rosso), c -getti (in verde) e getti leggeri (in blu); i pesi sono ottenuti combinando le significanze di traccia legate al parametro d’impatto trasverso e longitudinale ($3D$) e le tre variabili già introdotte nella descrizione dell’algoritmo dei vertici secondari (vedi pagina 132): la massa invariante di tutte le tracce che si originano dal vertice, il rapporto tra la somma delle energie delle tracce nate dal vertice e la somma delle energie di tutte le tracce nel getto ed il numero di vertici a due tracce. Nella mia analisi ho scelto come valore limite del peso 5: se il getto è caratterizzato da un peso maggiore lo considero come b -getto, altrimenti lo considero come getto leggero. Infatti, come si può vedere in figura, per pesi maggiori di 5 la probabilità che il getto sia un b -getto diventa superiore alle altre per poi mantenersi tale al crescere del peso. Al crescere

del peso limite si tagliano un numero maggiore di b -getti, diminuendo quindi l'efficienza del b -tagging, ma si aumenta la purezza del campione di getti selezionati come b -getti, diminuendo la probabilità che tali getti siano leggeri. Così, il valore scelto (5) dovrebbe rappresentare un giusto compromesso tra efficienza del b -tagging e purezza dei getti selezionati come b -getti.

Per concludere un confronto con il b -tagging della fast simulation: per tale simulazione esso è implementato in ATLFASSTB e porta a riconoscere correttamente il 60% dei b -getti, mentre l'1% di getti leggeri è erroneamente identificato come b -getto. Questa efficienza corrisponde alla richiesta di un peso maggiore di 6.75 per l'identificazione di un getto come b -getto.

5.2 L'analisi normale

L'analisi degli eventi ottenuti con la full simulation ricalca quella già illustrata nello scorso capitolo per gli eventi ricavati con la fast simulation. Nel ripercorrerla, però, metterò in risalto anche le differenze che la caratterizzano.

Ho preso sempre in considerazione il punto dello spazio dei parametri LHS-2, ponendo tutte le masse degli squarks e sleptoni delle prime due generazioni uguali a 10 TeV, mentre le masse dei gaugini sono legate dall'usuale relazione $M_1/M_2 = \alpha_1/\alpha_2 = g_2^2/g_1^2$. I rimanenti parametri assumono i valori riportati in tabella 1.7.

Il canale di decadimento studiato della coppia $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ è sempre quello semi-leptonico:

$$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow (jj)b\tilde{\chi}_1^0(\ell\nu_\ell)\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$$

L'analogia è fortissima con l'analogo decadimento della coppia $t\bar{t}$:

$$t\bar{t} \rightarrow (jj)b(\ell\nu_\ell)\bar{b}$$

Sarà proprio questo il fondo principale dell'analisi che voglio stimare per poterlo sottrarre dalle distribuzioni misurate (in cui segnale e fondo sono, ovviamente, uniti) ed estrarre il segnale supersimmetrico di stop.

Particella	Sezione d'urto	Eventi analizzati	L integrata
Top	463 pb	375048	810 pb ⁻¹
Stop	412 pb	75100	182 pb ⁻¹

Tabella 5.1: Sezioni d'urto di produzione diretta di coppie $t\bar{t}$ e $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ al next to leading order (NLO).

Le sezioni d'urto di produzione diretta delle coppie di top e stop, calcolate al next to leading order (NLO), sono mostrate in tabella 5.1. La sezione d'urto per la produzione di coppie $t\bar{t}$ è diversa da quella vista nell'analisi di fast simulation (833 pb) in quanto nella full simulation non sono simulati i decadimenti (completamente) adronici di $t\bar{t}$.

Il numero d'eventi analizzato corrisponde alla totalità degli eventi a mia disposizione: si noti la differenza rispetto alla fast simulation, in cui la grande statistica d'eventi disponibile mi aveva permesso di considerare una luminosità integrata di 2 fb^{-1} ; qui gli eventi sono limitati a 810 pb^{-1} per le coppie di top ed a soli 182 pb^{-1} per le coppie di stop. Per confrontare i risultati ricavati dalla stima del fondo con quelli di segnale sarà necessario riscalfare il fondo in modo da garantire un'analogia luminosità integrata d'eventi.

Il primo passo da compiere è l'applicazione di tagli di selezione della topologia del canale semileptonico, volti a ridurre il fondo del Modello Standard; evidentemente, questi tagli non saranno in grado di ridurre il fondo $t\bar{t}$, data l'analogia del decadimento semileptonico di top e stop. Tuttavia, dopo l'applicazione dei tagli, gli altri tipi di fondo, inizialmente anche di entità maggiore del fondo $t\bar{t}$, saranno ridotti a livelli controllabili o addirittura trascurabili: il fondo di top resterà l'unico di cui doversi preoccupare². Questa asserzione non può essere verificata in full simulation, in quanto non sono disponibili eventi degli altri tipi di fondo. L'unica conferma sperimentale è, perciò, quella che ho ottenuto dall'analisi in fast simulation.

5.2.1 I tagli

Come già visto, la somiglianza tra il decadimento di top e stop mi permette di utilizzare tagli di selezione analoghi a quelli di un'analisi di top, seppure con richieste cinematiche meno stringenti a causa della presenza aggiuntiva di due particelle neutre non rivelabili (i due neutralini) tra i prodotti di decadimento dello stop che provoca una riduzione dei momenti e delle energie.

I tagli sono *quasi* gli stessi applicati per la fast simulation:

1. presenza di un unico leptone (e o μ) isolato rivelato (triggerato) dai tre livelli di triggers del rivelatore;
2. energia trasversa mancante $E_T^{MISS} > 20 \text{ GeV}$;
3. almeno 4 getti con $P_T > 25 \text{ GeV}$ ed almeno 2 con $P_T > 35 \text{ GeV}$;

²Il fondo W + getti (secondo fondo per entità dopo quello di top), infatti, risulta minore del segnale ed ben predicibile e sottraibile dalle distribuzioni ottenute, come visto per gli eventi ottenuti dalla fast simulation.

4. 2 (e solo 2) b -getti con $P_T > 20$ GeV

La differenza risiede nel primo taglio: la verifica che il leptone abbia un momento trasverso che superi la soglia imposta non è più “diretta” e basata sul valore effettivo del P_T del leptone. Ora, sono i tre livelli di triggers del rivelatore ad indicare e registrare il passaggio di un leptone con P_T sopra la soglia voluta ed a selezionare gli eventi con unico leptone isolato, ovviamente modulando il risultato in base alle loro efficienze.

Efficienze di trigger

Questa nuova versione del primo taglio mi dà lo spunto per studiare l’efficienza dei tre livelli di triggers di ATLAS³ per elettroni e per muoni. Il trigger ideale è caratterizzato da un’efficienza di rivelazione del 100% (ossia tutti i leptoni sopra soglia vengono rivelati): in questo caso, anche il primo dei quattro tagli di selezione sarebbe uguale all’analogo visto in fast simulation. Purtroppo, invece, l’efficienza dei triggers reali è inferiore ad 1 con la conseguente perdita di leptoni e dei relativi eventi.

Nome	Livello 1		Event Filter	
	Soglia	Rate [kHz]	Soglia	Rate [Hz]
EM25I	25 GeV	12	25 GeV	40
MU20	20 GeV	0.8	20 GeV	40

Tabella 5.2: Triggers utilizzati nella mia analisi con le relative soglie e frequenze per una luminosità di 10^{33} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [161].

Le soglie scelte nella mia analisi ed i corrispondenti triggers sono mostrate in tabella 5.2: i nomi corrispondono ai nomi dei triggers di primo livello e le soglie sono ottimizzate per un’analisi ad una luminosità di 10^{33} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, come potrebbe essere quella in cui la mia analisi diventa fattibile (in termini di tempo necessario per ottenere la luminosità integrata richiesta). Le soglie di 25 GeV per l’elettrone e di 20 GeV per il muone sono state scelte per garantire una frequenza di trigger accettabile. Nell’analisi di fast simulation avevo fissato tali soglie proprio pensando ai rates di trigger. Si noti, inoltre, la notevole riduzione del rate di eventi analizzato nel passaggio dal primo livello di triggers al terzo: un fattore 20 per i muoni e 300 per gli elettroni.

Dopo la presentazione dei triggers utilizzati, vediamo lo studio effettuato sulle loro efficienze. Per calcolarle, ho contato quanti leptoni isolati vengono

³Per la descrizione teorica dei tre livelli di triggers (L1, L2 e EF) si veda il paragrafo 2.3.5.

Proprietà trigger		e (stop)	e (top)	μ (stop)	μ (top)
Leptoni totali		4437	79992	7694	109304
L1	Conteggi	4175	75118	6556	95157
	Efficienza	94.10%	93.91%	85.21%	87.06%
	Conteggi erronei	2056	12430	3238	14237
L2	Conteggi	4020	71894	6098	89296
	Efficienza	90.60%	89.88%	79.26%	81.70%
	Conteggi erronei	960	6349	410	2843
EF	Conteggi	3835	67736	5935	87326
	Efficienza	86.43%	84.68%	77.14%	79.89%
	Conteggi erronei	524	3772	33	807
Conteggi totali		4359	71508	5968	88133

Tabella 5.3: Conteggi e relative efficienze per i tre livelli di triggers per elettroni e muoni di segnale e fondo $t\bar{t}$. I leptoni totali sono quelli isolati sopra soglia e che, quindi, dovrebbero essere registrati dai triggers: l'efficienza di conteggio è calcolata su di essi. I conteggi erronei sono quelli di leptoni sotto soglia.

registrati da ognuno dei tre livelli di triggers: se il leptone conteggiato è effettivamente sopra la soglia del trigger (cioè un elettrone con $P_T > 25$ GeV o un muone con $P_T > 20$ GeV e che quindi dovrebbero essere registrati) il conteggio risulta esatto, altrimenti erroneo. In tabella 5.3 ho riportato i conteggi e le relative efficienze per i tre livelli di triggers. Come si può notare le efficienze dei triggers per elettroni risultano superiori alle corrispondenti per muoni. Comunque, in generale, è abbastanza rilevante la perdita di eventi di ogni tipo. E' questa un'importante differenza rispetto all'analisi in fast simulation: circa il 15% degli elettroni ed oltre il 20% dei muoni sopra soglia (e che quindi vorremmo che fossero registrati) vengono persi. Da un ulteriore controllo, ho potuto verificare che gli eventi triggerati dall'Event Filter sono stati anche registrati dai due livelli di trigger precedenti (come ci si aspetta e desidera), a testimoniare che almeno non ci sono perdite di eventi registrati dall'EF nei primi due livelli di trigger.

Abbastanza rilevante è il numero di conteggi erronei di leptoni sotto soglia che, comunque, diminuiscono significativamente nel passaggio dal primo al terzo trigger. Questa diminuzione è dovuta all'analisi più precisa ed al tempo maggiore a disposizione per essa nel caso dell'Event Filter.

Per meglio comprendere il comportamento dei triggers, ho graficato in figura 5.2 il numero di leptoni conteggiati al variare del loro momento trasverso: in rosso è rappresentato il numero di conteggi del trigger di primo livello

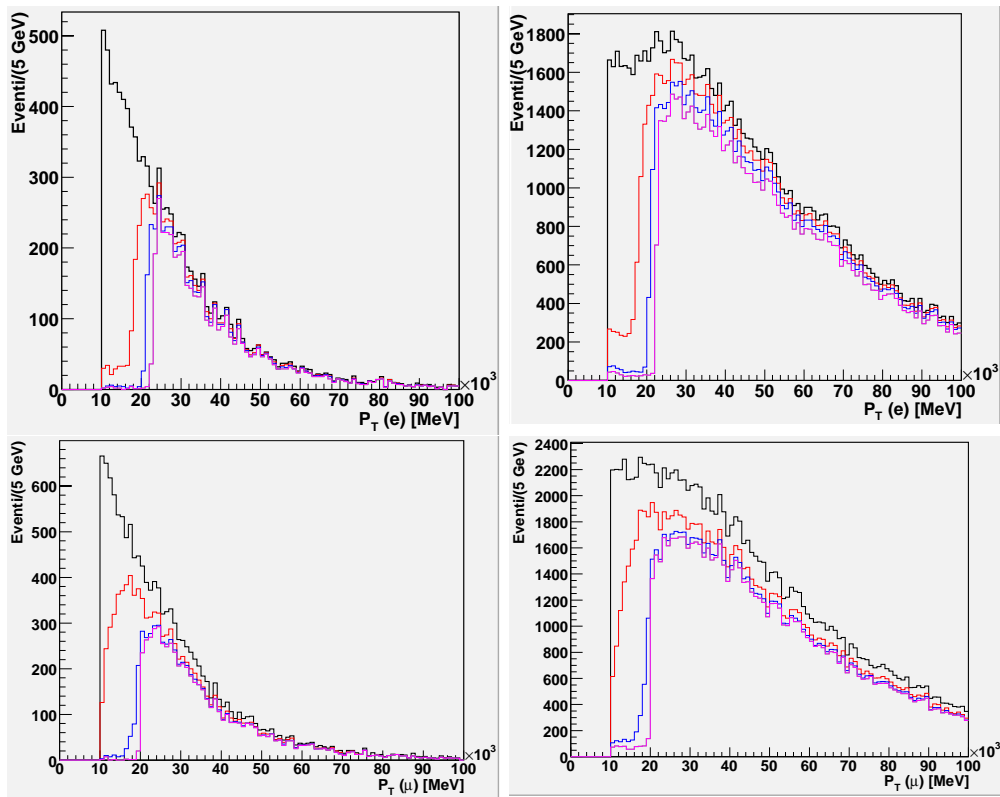


Figura 5.2: Numero di eventi conteggiati dai tre livelli di triggers al variare del momento trasverso del leptone isolato dell'evento. In nero sono riportati gli eventi veri con leptone isolato, in rosso i conteggi di L1, in blu quelli di L2 ed in fucsia quelli di EF. In alto i grafici si riferiscono al conteggio di elettroni (di segnale a sinistra e di fondo a destra), mentre quelli inferiori al conteggio di muoni (di segnale a sinistra e di fondo a destra).

L1, in blu quelli del secondo (L2) ed in fucsia quelli del terzo (EF); in nero, invece, sono rappresentati i leptoni reali. Qualora nell'evento ci fosse più di un leptone isolato della stessa generazione, ho riportato in grafico quello di momento maggiore (e, quindi, con maggiore probabilità di essere triggerato). I grafici permettono di cogliere in modo più chiaro ed evidente gli aspetti già rilevati dall'analisi della tabella 5.3 e cioè:

- l'efficienza di conteggi (corretti) risulta maggiore per i triggers elettronici rispetto a quelli muonici;
- l'efficienza di conteggio cresce all'aumentare del momento trasverso P_T

dei leptoni (le curve colorate dei leptoni triggerati si avvicinano a quella nera dei leptoni isolati reali);

- i conteggi erronei (di leptoni isolati con P_T sotto la soglia dei triggers) sono rilevanti soprattutto per il trigger di primo livello in cui l'analisi è veloce e superficiale, mentre diminuiscono per gli altri due livelli (le curve blu e fucsia rimangono quasi a zero fino alla soglia di trigger);
- i conteggi erronei del trigger di primo livello risultano maggiori per i muoni, a sottolineare la minore qualità ed efficienza di rivelazione che si ha per i triggers muonici.

I quattro tagli

Dopo aver stimato l'efficienza dei triggers (fondamentali per tutta la mia analisi in quanto gli eventi che considero sono solo quelli triggerati), posso studiare le effettive efficienze dei quattro tagli iniziali.

Ho riportato in tabella 5.4 le efficienze singole e cumulative per i quattro tagli. Tra parentesi sono riportate le analoghe efficienze che avevo ottenuto per l'analisi di eventi nell'ambito della fast simulation per permettere un immediato confronto. Tuttavia, perché tale confronto sia corretto, devo tener conto della differente sezione d'urto di produzione di $t\bar{t}$ che si ha nella full simulation rispetto alla fast simulation: è per questo che ho riscaldato le efficienze cumulative ottenute nell'attuale analisi (in full simulation) alla sezione d'urto maggiore della simulazione veloce. I risultati sono simili, ma non uguali. Ovviamente, essendo la ricostruzione e simulazione della full simulation più complete, i risultati più attendibili per previsioni sulle misure reali future sono quelli dell'analisi che stiamo affrontando nell'ambito della full simulation.

Per il *primo* taglio, indispensabile per identificare la topologia semileptonica del decadimento e sopprimere gli altri tipi di fondo del MS (oltre a $t\bar{t}$), porta ad un'efficienza di conteggi nettamente inferiore per il segnale rispetto al fondo; il risultato era atteso, in quanto le particelle di segnale (leptoni compresi) sono meno energetici. Il momento trasverso minore spiega anche la leggera differenza nell'efficienze di triggers per i due tipi di eventi, a favore di quella di top. Nel confronto con le efficienze ottenute nell'analisi di fast simulation emerge per il segnale una leggera decrescita dell'efficienza principalmente dovuta ai mancati conteggi dei triggers. Diverso è, invece, il caso del fondo di top, per cui si registra una forte crescita della frazione di eventi superanti il taglio; tale differenza è causata dal fatto che in full simulation non sono simulati i decadimenti adronici di $t\bar{t}$, con la conseguente diminuzione della sezione d'urto di produzione rispetto alla fast simulation. Tenendone

Taglio	Proprietà	Stop	Top
	Eventi totali	75100	375048
1°	Eventi reali	11295	166025
	Eventi triggerati	9107	136100
	Efficienza trigger	80.63%	81.98%
	Efficienza taglio	12.13%	36.29%
	Efficienza taglio risc.	12.13%	20.18%
	(Efficienza fast)	(15.90%)	(27.78%)
2°	Eventi	7732	123661
	Efficienza taglio	84.90%	90.86%
	Efficienza cumulativa	10.30%	32.97%
	Efficienza cum. risc.	10.30%	18.33%
	(Efficienza taglio fast)	(85.82%)	(90.82%)
	(Efficienza cum. fast)	(13.65%)	(25.23%)
3°	Eventi	900	72994
	Efficienza taglio	11.64%	59.03%
	Efficienza cumulativa	1.20%	19.46%
	Efficienza cum. risc.	1.20%	10.82%
	(Efficienza taglio fast)	(21.35%)	(74.02%)
	(Efficienza cum. fast)	(2.91%)	(18.68%)
4°	Eventi	169	24522
	Efficienza taglio	18.78%	33.59%
	Efficienza cumulativa	0.23%	6.54%
	Efficienza cum. risc.	0.23%	3.64%
	(Efficienza taglio fast)	(19.41%)	(27.33%)
	(Efficienza cum. fast)	(0.57%)	(5.10%)

Tabella 5.4: Numero di eventi rimasti e relative efficienze (dei singoli tagli, cumulative e cumulative riscalate) dei quattro tagli per segnale e fondo ($t\bar{t}$). Per il primo taglio è riportata anche l'efficienza totale dei triggers. Tra parentesi sono trascritte le efficienze ottenute nella corrispondente analisi in fast simulation.

conto (vedi le efficienze cumulative riscalate della tabella) l'efficienza scende a valori comprensibili, inferiori a quelli della fast simulation (sempre a causa della perdita d'eventi non registrati dai triggers), ma dell'ordine di quelli del segnale e con un rapporto rispetto alla corrispondente efficienza del segnale che ricalca abbastanza bene quello analogo della fast simulation.

Il *secondo* taglio sull'energia trasversa mancante⁴ presenta, invece, analoghe efficienze rispetto al caso della fast simulation.

Per il *terzo* taglio sui getti, l'efficienza per il segnale risulta notevolmente minore rispetto all'analogia del fondo; la spiegazione è sempre legata alla virtualità dei bosoni W nel decadimento della coppia di stop, con il conseguente momento trasverso minore rispetto ai prodotti di decadimento della coppia di top (in cui i W sono reali). Questa volta, le efficienze del taglio risultano inferiori alle analoghe della fast simulation sia per segnale che per fondo; anche in questo caso, il motivo risiede nel diverso modo di selezionare i getti nelle due simulazioni.

Infine, il *quarto* taglio sui b -getti presenta efficienze piuttosto simili rispetto al caso della fast simulation, a significare che la scelta effettuata per il peso limite (5) che distingue i b -getti dai getti leggeri è compatibile con quella implementata in ATLFASSTB (come mi aspettavo).

Come ci si aspettava, le efficienze cumulative (riscalate) dei quattro tagli risultano inferiori a quelle della fast simulation; uno dei motivi è senza dubbio la perdita di eventi buoni a livello dei triggers iniziali.

Concludendo, constato che l'applicazione dei quattro tagli ha perciò portato ad una riduzione del segnale superiore a quella del fondo dominante di $t\bar{t}$: il rapporto $S/B(t\bar{t})$ è passato dall'iniziale 0.2002 all'attuale 0.0069, cioè ora abbiamo un fondo di $t\bar{t}$ che è oltre 145 volte superiore al segnale. Tuttavia, questi dati non sono direttamente confrontabili a causa della differente luminosità integrata iniziale: riscaldando i risultati ottenuti in modo da avere la stessa luminosità integrata sia per segnale che per il fondo di top, avrei un fondo "solo" 33 volte superiore al segnale (il fondo era 18 volte il segnale nella fast simulation). Questo fondo rimasto è però irriducibile a causa della somiglianza tra il segnale di stop ed il fondo $t\bar{t}$. I tagli applicati sono comunque necessari per sopprimere il fondo non $t\bar{t}$, la cui sezione d'urto iniziale è molti ordini di grandezza superiore a quella di $t\bar{t}$.

5.2.2 Distribuzioni di massa invariante

L'analisi degli eventi selezionati continua, come per l'analisi già studiata in fast simulation, calcolando le combinazioni di massa invariante e graficando le loro distribuzioni. Inizio dalla gamba adronica, cercando di ricostruire il W dai suoi prodotti di decadimento (due getti).

Come già spiegato, la ricostruzione del W (ed in generale delle altre particelle che considero) avviene calcolando la massa invariante minima tra le

⁴ $L'E_T^{MISS}$ che studio nella mia analisi è quella ricostruita dal software ufficiale standard di ATLAS, ed è l'output di programmi di simulazione e ricostruzione molto dettagliati.

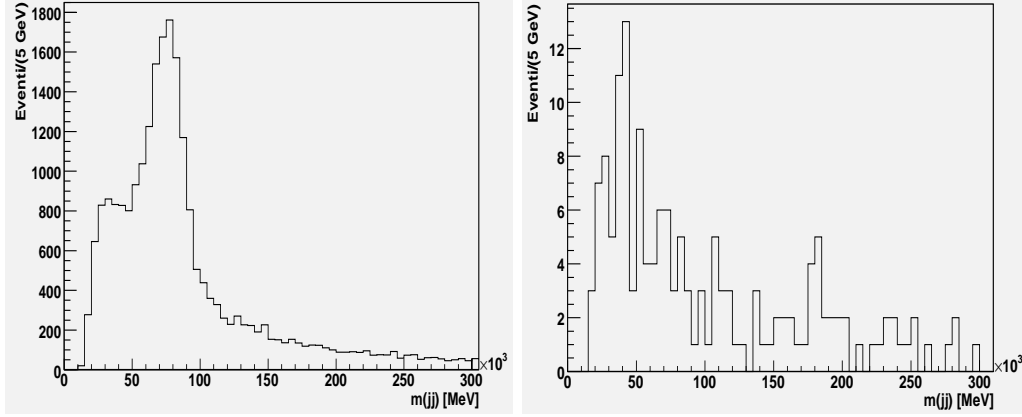


Figura 5.3: Distribuzioni di massa invariante minima di coppie di getti leggeri $m(jj)_{min}$: a sinistra per il fondo $t\bar{t}$, a destra per il segnale.

combinazioni possibili coinvolgenti una coppia di getti. Le distribuzioni risultanti sono graficate in figura 5.3 per segnale (a destra) e per il fondo (a sinistra). I risultati rispecchiano quelli della fast simulation, anche se la statistica è molto bassa (in modo particolare per il segnale di stop con soli 169 eventi rimasti).

Nel caso del fondo $t\bar{t}$, infatti, risulta evidente il picco alla massa del bosone W (80 GeV circa), come del resto ci si aspettava dato che il top decade in un W reale (oltre ad un b). Diverso è il caso del segnale di stop, in cui questo picco non appare poiché il decadimento dello stop leggero attraverso un W risonante è cinematicamente chiuso. La distribuzione di massa invariante minima del segnale, invece, dovrebbe essere inferiore a 53 GeV che è la differenza tra le masse del chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ e del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$; la coda esponenziale è causata allora da erronee combinazioni di getti, non provenienti dal W prodotto dal decadimento dello stop leggero. E' possibile, perciò, sfruttare questa differenza cinematica tra segnale e fondo $t\bar{t}$ per migliorare il rapporto segnale su rumore, ponendo un limite superiore sulla massa invariante minima delle coppie di getti: seleziono perciò solo gli eventi per cui $m(jj)_{min} < 55$ GeV.

Evidenzio a questo punto un'importante differenza rispetto al caso della fast simulation: l'energia ricostruita e registrata dal rivelatore è minore di quella effettiva reale delle particelle: i getti risultano avere un'energia registrata inferiore a quella reale dei corrispondenti quarks. Tale differenza d'energia può avere diverse cause, tra cui le principali sono:

- l'energia persa fuori dal cono dell'oggetto fisico e che, quindi, non viene conteggiata;

- la perdita d'energia sotto forma di radiazione che, però, non è sufficientemente intensa per portare all'identificazione di un getto addizionale;
- le traiettorie delle particelle più leggere possono venire deviate dal forte campo magnetico solenoidale presente nel rivelatore (ad opera delle forze di Lorentz), con la conseguente mancata associazione al getto, portando così ad una diminuzione dell'energia conteggiata.

Questa sottostima dell'energia reale è già considerata e corretta nella simulazione veloce, mentre non è implementata a livello di ricostruzione nel caso della simulazione dettagliata (è solo simulata, ma non corretta, portando alla sottostima). Ecco perciò che devo tenerne conto e correggere i tetramomenti dei getti. Il relativo fattore di correzione viene calcolato in modo da riscalarare l'energia misurata del getto a quella effettiva posseduta dal quark: per il rivelatore ATLAS, per la precisione, si riscalda la massa invariante minima della coppia di getti $m(jj)_{min}$ alla massa del bosone W (m_W); nella mia analisi ho utilizzato proprio questo fattore di correzione correggendo o i tetramomenti dei getti o le soglie di selezione imposte alle masse invarianti calcolate.

La prima correzione rispetto alla fast simulation si è già vista nel taglio sulla massa invariante $m(jj)_{min}$ precedentemente imposto: il limite superiore è passato dai 60 GeV della fast simulation ai 55 GeV attuali, proprio per tener conto della riduzione dell'energia misurata rispetto alla reale.

Processo	Eventi rimasti	
	4 tagli	$m(jj)_{min} < 55 \text{ GeV}$
Stop	169	59
Top	24522	6025
S/B($t\bar{t}$)	0.0069	0.0098
S/B($t\bar{t}$) corr.	0.0170	0.0242
(S/B($t\bar{t}$) fast)	(0.0548)	(0.0679)

Tabella 5.5: Eventi rimasti di segnale e fondo dopo i primi 4 tagli e dopo la richiesta che $m(jj)_{min}$ sia inferiore a 55 GeV. Sono riportati anche il rapporto segnale su fondo reale e corretto tenendo conto della differente luminosità integrata iniziale di eventi; tra parentesi è riportato anche il valore assunto da tale rapporto nell'analogia analisi di fast simulation.

Come si vede dalla tabella 5.5, questo taglio riesce effettivamente ad accrescere il rapporto segnale su fondo $S/B(t\bar{t})$ dal valore di 0.0069, ottenuto dopo i 4 tagli iniziali, all'attuale 0.0098. Perché questo rapporto abbia senso, è necessario, però, riscalarlo per tener conto della differente luminosità

integrata di partenza: il valore attuale di tale rapporto è di 0.0242. Questo taglio ha portato ad un incremento relativo di tale rapporto persino superiore rispetto al caso della fast simulation. Tuttavia, risulta molto basso il numero di eventi di segnale rimasti: solo 59.

Dopo aver ricostruito il W della gamba adronica, vorrei ricostruire il relativo stop combinando due getti leggeri con uno dei due b -getti degli eventi. Notiamo, tuttavia, che lo stop non può essere completamente ricostruito a causa della presenza del neutralino (non rivelabile) nello stato finale. Considero, comunque, la massa invariante minima $m(bjj)_{min}$, la minima di tra le masse invarianti ottenute combinando due getti leggeri ed un b -getto.

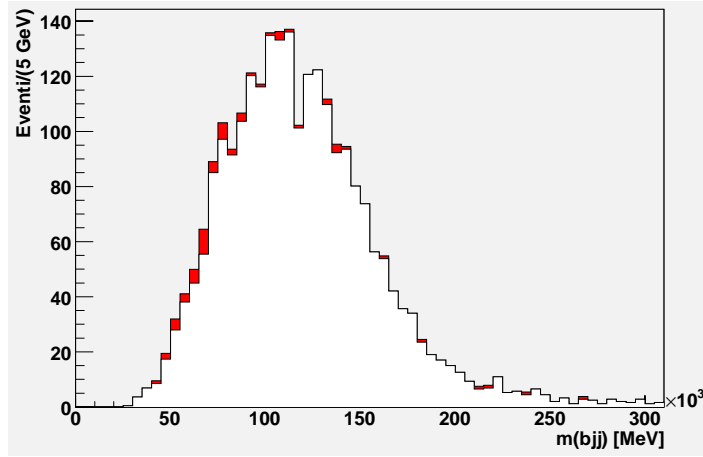


Figura 5.4: Distribuzioni di massa invariante minima di coppie di getti leggeri e un b -getto, $m(bjj)_{min}$: quella del solo fondo $t\bar{t}$ (in bianco) è sovrapposta a quella ottenuta dalla somma di segnale e fondo $t\bar{t}$ (in rosso).

In figura 5.4 ho graficato in rosso la distribuzione di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ come può essere ottenuta da una misura del rivelatore, cioè con le distribuzioni del segnale e del fondo $t\bar{t}$ sommate; a questa è sovrapposta in bianco la distribuzione del solo fondo $t\bar{t}$. Gli end point attesi per le due distribuzioni sono di 79 GeV (differenza tra la massa dello stop leggero e quella del neutralino) per lo stop e di 175 GeV (massa del top) per il fondo di top; una tale previsione è in parte confermata: infatti, come si può vedere dall'area rossa rimasta, la presenza del segnale di stop è visibile principalmente come una spalla a basse masse invarianti rispetto a quella di puro fondo $t\bar{t}$. Rimangono tuttavia code legate ad erronee associazioni di getti.

Dopo la ricostruzione del lato adronico del decadimento, mi concentro su quello leptonic: la sola massa invariante ricostruibile è quella della com-

binazione del leptone con un quark b . Le altre particelle dello stato finale, infatti, non sono rivelate direttamente: un neutralino e, in aggiunta rispetto alla gamba adronica, un neutrino.

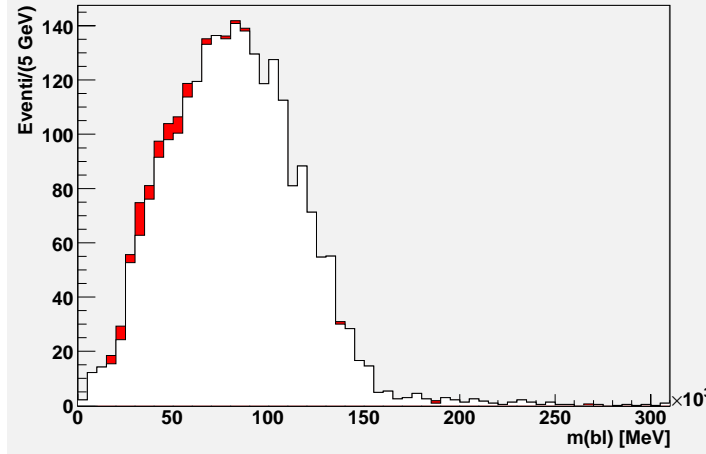


Figura 5.5: Distribuzioni di massa invariante minima di leptone (carico) e un b -getto, $m(bl)_{min}$: quella del solo fondo $t\bar{t}$ (in bianco) è sovrapposta a quella ottenuta dalla somma di segnale e fondo $t\bar{t}$ (in rosso).

Ho preso così in considerazione la distribuzione di massa invariante $m(bl)_{min}$: in figura 5.5 è mostrata in rosso la distribuzione di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ ottenuta sommando le distribuzioni del segnale e del fondo $t\bar{t}$; a questa è sovrapposta in bianco la distribuzione del solo fondo $t\bar{t}$. Come nel caso precedente di $m(bjj)_{min}$, la presenza del segnale di stop è segnalata dalla spalla (a basse masse invarianti) rispetto alla distribuzione di solo fondo $t\bar{t}$. A causa della statistica molto bassa del segnale, sono quasi assenti eventi di stop ad alte masse invarianti.

5.2.3 La sottrazione del fondo

Come già spiegato per l'analisi in fast simulation, la stima del fondo che effettuo è basata semplicemente sullo studio e selezione a partire dai dati, senza far ricorso a generazione di eventi Montecarlo (con le sue possibili sorgenti d'errori).

La stima delle distribuzioni del fondo di top dai dati stessi sfrutta il fatto che sto studiando il canale semileptonico del decadimento (del fondo $t\bar{t}$ e del segnale $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$) in cui uno dei due W decade in due getti, mentre l'altro decade in un leptone carico e nel corrispondente neutrino. L'elemento chiave del

metodo è la selezione di due campioni puri di top con un contributo minimo di segnale, attraverso tagli stringenti applicati separatamente a ciascuna delle due gambe del decadimento di fondo e segnale. La selezione effettuata da questi tagli si basa sul fatto che un evento reale di fondo ha una massa invariante $m(bjj)_{min}$ o $m(bl\nu)_{min}$ (a seconda della gamba di decadimento studiata) che assume un valore prossimo alla massa del top (differenze minime sono possibili e legate al rivelatore). Vediamo ora singolarmente i due campioni di top costruiti e l'analisi svolta su ognuno di essi.

Il primo campione di top

In questo campione, i tagli di selezione per identificare eventi di top sono effettuati sulla gamba leptonica del decadimento e sono analoghi a quelli della fast simulation:

1. la massa invariante $m(bl\nu)$ meglio ricostruita deve essere compresa in una finestra di 15 GeV attorno alla massa del top (cioè deve valere $160 \text{ GeV} < m(bl\nu)_{best} < 190 \text{ GeV}$), dove con massa invariante meglio ricostruita $m(bl\nu)_{best}$ intendo quella che più si avvicina alla massa del top.
2. la massa invariante minima $m(bl)_{min}$, precedentemente calcolata, deve essere maggiore di 60 GeV.

Tuttavia, l'analogia non è completa: infatti, come detto precedentemente, bisogna tener conto della perdita di energia che si ha nel processo di misura (energia misurata dei getti inferiore rispetto all'energia vera posseduta dai corrispondenti quarks) ed apportare le opportune correzioni. In questo caso le correzioni riguardano il primo taglio di selezione del campione. Come visto trattando l'analisi in fast simulation, il momento longitudinale del neutrino $(P_z)_\nu$, necessario per calcolare la massa invariante $m(bl\nu)$, può essere calcolato imponendo che la massa invariante della coppia leptone neutrino ($m(l\nu)$) sia uguale a quella del W reale (vogliamo, infatti isolare gli eventi di top) da cui decadono. La correzione per ottenere un valore esatto di $(P_z)_\nu$ non poteva che essere effettuata sui b -getti; ho perciò riscalato i tetramomenti dei b -getti per un fattore correttivo calcolato in modo che la massa invariante minima della combinazione di due getti leggeri con un b -getto ($m(bjj)_{min}$) corrisponda a quella effettiva del top (175 GeV)⁵.

⁵Un altro modo più semplice per effettuare l'opportuna correzione richiesta era considerare una massa del W per il constraint inferiore a quella reale, ma pari a quella misurata (circa 74.5 GeV).

Oltre ai due tagli di selezione visti, rimane il taglio già visto e comune a tutta l'analisi sulla massa invariante della coppia di getti ($m(jj)_{min} < 55$ GeV) che ci permette di selezionare gli eventi nella regione di $m(jj)_{min}$ in cui vive il segnale: è in questa regione, infatti, che vogliamo ricostruire il fondo di top per poter estrarre dai dati misurati quelli relativi al segnale di stop.

Processo	Numero eventi rimasti		
	4 tagli	$m(jj)_{min} < 55$ GeV	Campione 1
Stop	169	59	2
Top	24522	6025	1496

Tabella 5.6: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti dopo i vari tagli applicati. Gli eventi non sono riscaldati.

Dopo la selezione così effettuata effettivamente si ottiene un campione puro di top, dato che gli eventi di segnale sopravvissuti sono solo 2 (come si può vedere dalla tabella 5.6). Anche riscaldando per ottenere una luminosità integrata uguale a quella del fondo otterrei solo 9 eventi di segnale contro i 1496 di fondo.

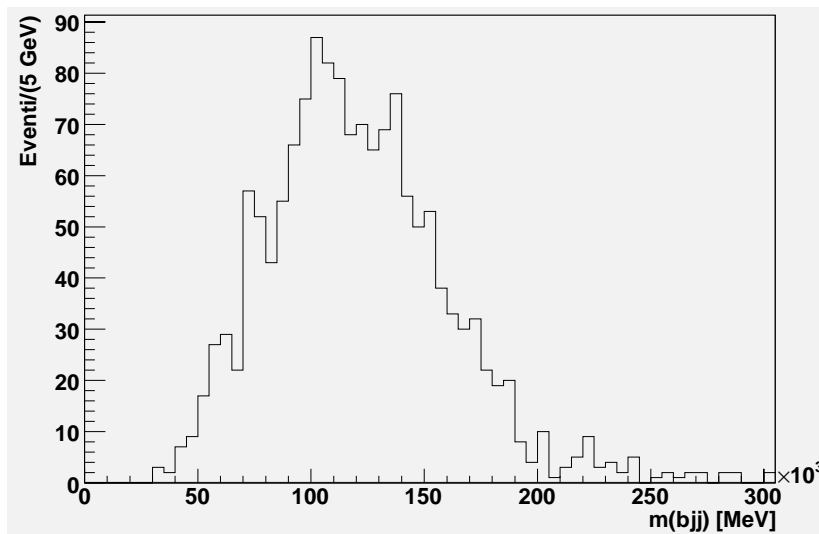


Figura 5.6: Distribuzione di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ ottenuti per il primo campione di top per il fondo $t\bar{t}$.

Dopo aver appurato la purezza del campione, considero la gamba adronica del decadimento: ho graficato in figura 5.6 la distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del fondo; non ho presentato quella del segnale in quanto ha il

contributo di due soli eventi. Per verificare la bontà di questa distribuzione e quanto effettivamente sia assimilabile a quella del fondo (che voglio stimare), la confronto con l'analogia ottenuta per il fondo di top; infatti, avendo applicato i tagli stringenti di selezione del campione solo alla gamba leptonica, mi aspetto che la gamba adronica e la distribuzione $m(bjj)_{min}$ non siano influenzate da tali tagli e che quindi il confronto che voglio fare sia possibile e corretto. Ho così sommato le distribuzioni ottenute dal campione per fondo e segnale (soli 2 eventi) per ottenere una distribuzione simile a quella che potrei misurare; tuttavia, perché la somma fosse corretta, ho dovuto tener conto della differente luminosità integrata di partenza di segnale e fondo: ho riscalato, perciò, le distribuzioni del fondo (questa ottenuta dal campione, ma anche quella successiva del fondo vero che utilizzo come termine di confronto) alla luminosità integrata del segnale⁶. Quindi, ho riscalato la distribuzione ottenuta in modo che l'integrale della distribuzione ottenuta dal campione e di quella iniziale (di fondo riscalato alla luminosità integrale del segnale e segnale sommati) siano uguali nell'intervallo di massa 150 GeV - 400 GeV, dove il segnale presente è minimo; questa procedura è necessaria per compensare gli eventi persi nell'applicazione dei tagli di selezione del campione.

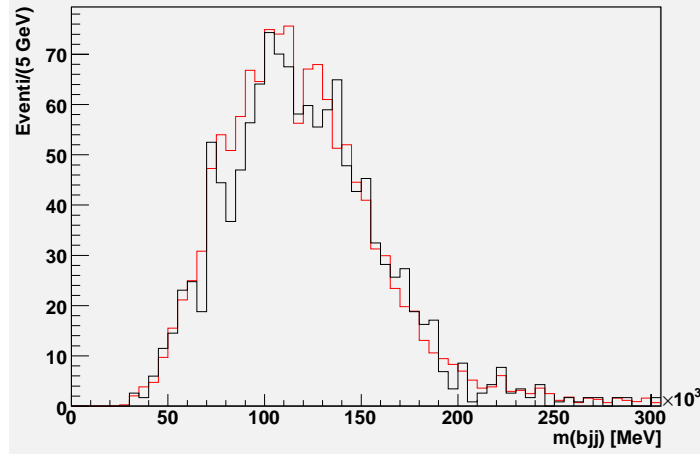


Figura 5.7: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal primo campione.

In figura 5.7 è rappresentata la distribuzione di $m(bjj)_{min}$ riscalata del campione (in nero) sovrapposta a quella iniziale del fondo (in rosso): la

⁶Non ho fatto il contrario, anche se mi avrebbe permesso di accrescere la statistica del segnale, in quanto non conosco la fisica del segnale e non so se la sua distribuzione a più alta statistica si mantenga uguale.

sovrapposizione è discreta anche se risulta visibile una sottostima significativa del fondo nella zona a basse masse invarianti (fino a oltre 150 GeV); nella discesa, invece, si ha una leggera sovrastima.

Il passaggio finale è l'effettiva sottrazione del fondo: la distribuzione $m(bjj)_{min}$ riscalata appena ricavata dal primo campione viene sottratta dalla distribuzione misurata per estrarre il segnale di stop.

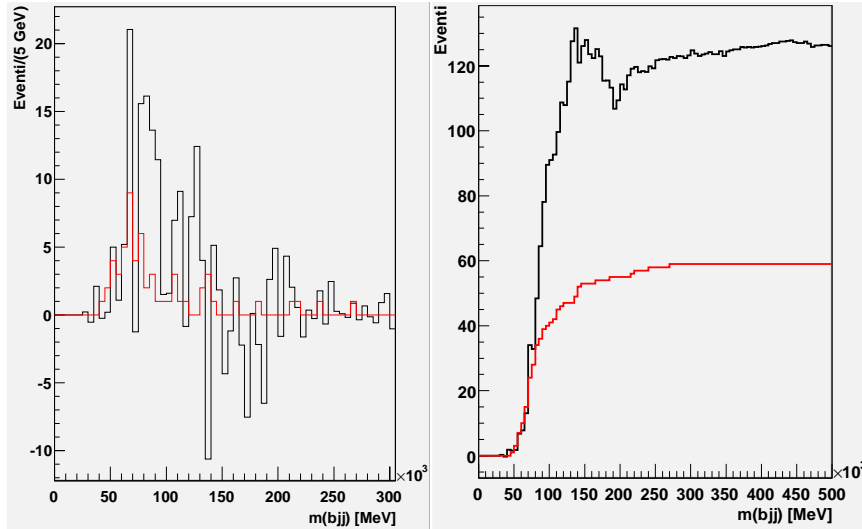


Figura 5.8: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

Il risultato è mostrato nel grafico di sinistra di figura 5.8 dove in nero è mostrata la distribuzione $m(bjj)_{min}$ del segnale estratta con la tecnica della sottrazione del fondo dal primo campione ed in rosso quella del segnale di stop iniziale. E' evidente che l'accordo non è molto buono, anche se la bassa statistica (luminosità integrata) di eventi di stop disponibile (e, quindi, anche di fondo che è stato riscalato alla luminosità del segnale) implica errori grandi. L'accordo si può quantificare meglio osservando il grafico di destra (rappresentante il numero di eventi delle due distribuzioni per valori di $m(bjj)_{min}$ inferiori a quelli indicati in ascissa, con passo di calcolo di 5 GeV): gli errori statistici di 8 e 40 eventi per segnale vero ed estratto rispettivamente garantiscono comunque un accordo entro 2σ : una tale discrepanza non è dunque significativa. La significanza, invece, è buona e vale circa 3.2σ . L'aspetto più negativo è invece legato alla sovrastima che si ha del segnale (conseguenza

della netta sottostima del fondo): si può avere un eccesso di eventi anche in assenza di un vero segnale. In conclusione non appare possibile estrarre in modo affidabile e soddisfacente il segnale da questa distribuzione. Tale risultato, inoltre, non è compatibile con quanto ottenuto per l'analisi in fast simulation, dove, invece, era presente una netta sottostima del segnale.

Il secondo campione di top

Un discorso analogo vale anche per il secondo campione di top che si può costruire. In questo caso, però, inizialmente mi concentro sulla gamba adronica del decadimento e su questa applico i tagli stringenti per ridurre al minimo il contributo di segnale di stop e selezionare il campione voluto di top.

La richiesta è unica e corrispondente a quella vista nell'analisi in fast simulation: la massa invariante minima $m(bjj)_{min}$ deve essere compresa in un intervallo di 20 GeV attorno al valore della massa del top. Infatti, la massa del top rappresenta il valore corretto per la massa invariante dei tre getti qualora si siano selezionati i tre getti provenienti dal decadimento adronico del top.

Le differenze piuttosto nascono per correggere la perdita d'energia che si ha nella misura dell'energia dei getti. Le correzioni ai getti da apportare sono due:

- la prima è comune anche alla fast simulation: come spiegato nel paragrafo 4.4.2, per permettere una buona ricostruzione del top anche dopo il taglio che selezionava eventi con $m(jj)_{min} < 55$ GeV, è d'uopo riscaldare i tetramomenti dei getti degli eventi rimasti in modo tale che $m(jj)_{min}$ possa corrispondere alla massa del W . La differenza è nel valore della massa del W : mentre in fast simulation utilizzavo il valore vero di 80.423 GeV, ora devo tener conto delle perdite d'energia: il valore di m_W che considero è di 74.5 GeV e corrisponde alla massa del bosone W misurata dal rivelatore (dalla massa invariante $m(bjj)$).
- la seconda correzione tiene conto invece dell'energia persa rispetto al b -getto: per farlo, riscalo nuovamente la massa della particella che voglio ricostruire che, in questo caso, è il top. La massa del top che effettivamente viene misurata (e che utilizzo nella selezione del secondo campione) vale 160 GeV.

Dalla tabella 5.7, si può constatare l'effettiva purezza del secondo campione dopo il taglio appena descritto: sopravvivono solo 5 eventi di segnale contro i 1526 di fondo. Anche riscaldando per pareggiare la luminosità integrata iniziale di segnale e fondo avrei solo 22 eventi di stop.

Processo	Numero eventi rimasti		
	4 tagli	$m(jj)_{min} < 55 \text{ GeV}$	Campione 2
Stop	169	59	5
Top	24522	6025	1526

Tabella 5.7: Numero di eventi (non riscaldato) di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti dopo i vari tagli applicati.

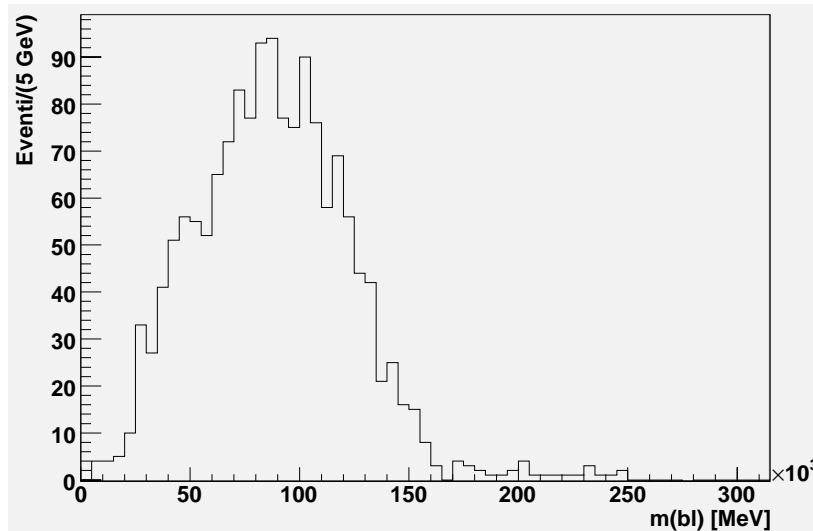


Figura 5.9: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ ottenuti per il secondo campione di top per il fondo $t\bar{t}$.

Dopo l'applicazione dei tagli alla gamba adronica, studio quella leptonica. In figura 5.9 ho graficato la distribuzione di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ per il fondo $t\bar{t}$. Per capire se la posso utilizzare per estrarre il segnale di stop, devo confrontarle con quella vera del fondo, assumendo che i tagli applicati alla gamba adronica non influenzino la gamba leptonica. Il procedimento che mi porta al confronto è sempre lo stesso: ho riscaldato le distribuzioni del fondo alla luminosità integrata del segnale e le ho sommate alle analoghe del segnale; quindi ho riscaldato la distribuzione di $m(bl)_{min}$, somma di fondo e segnale ottenuta dal secondo campione, in modo che l'integrale tra 75 GeV e 200 GeV corrispondesse a quello sulla stessa della distribuzione somma di segnale e fondo veri. Infine, ho graficato le due distribuzioni di fondo vero e fondo (e segnale sommati) estratti dal campione, come mostrato in figura 5.10.

Come si può vedere è netta la sottostima del fondo che si ha fino a

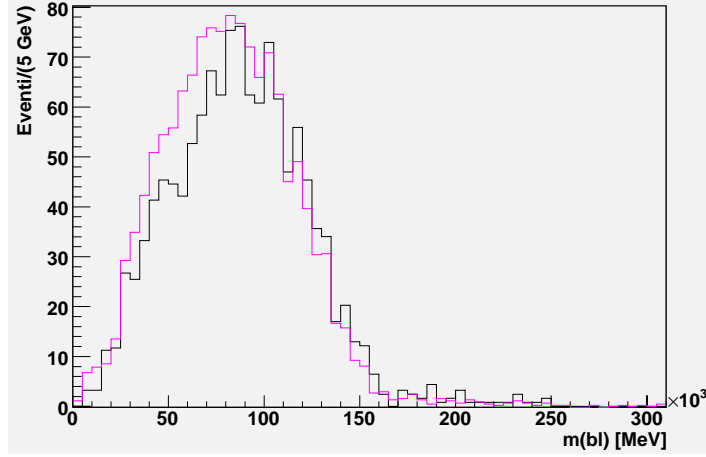


Figura 5.10: Distribuzioni di massa invariante minima $m(b\ell)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal secondo campione.

masse invarianti dell'ordine dei 100 GeV. Per valori superiori, invece, essa è sostituita da una meno marcata ma ben visibile sovrastima.

Il passaggio conclusivo dell'analisi è l'effettiva sottrazione del fondo stimato dal campione dalla distribuzione complessiva di segnale e fondo sommati di $m(b\ell)_{min}$.

Il risultato è mostrato in figura 5.11, dove sono graficate le due distribuzioni sovrapposte del segnale vero (in fucsia) e del segnale estratto (in nero) (grafico di sinistra): l'accordo è scarso, portando ad un risultato in termini di stima del segnale notevolmente peggiore rispetto a quanto ottenuto con il primo campione: il picco è molto elevato e spostato a masse invarianti superiori di quello reale, mentre è ben visibile l'undershoot a masse superiori. Nel grafico di destra è invece rappresentato l'accordo tra i numeri di eventi di segnale vero ed estratto: l'undershoot provoca una netta diminuzione del numero di eventi di segnale stimati, ma insufficiente per renderlo paragonabile paragonabile al numero di eventi di segnale vero: gli errori statistici di 8 e 38 eventi per segnale vero ed estratto rispettivamente portano ad una discrepanza di quasi 3σ (significativa e non trascurabile). Inoltre, come anche per il primo campione, è netta la sovrastima del segnale. Tutto questo rende il metodo della sottrazione del fondo, nel modo in cui è stato qui descritto (analisi normale), inutilizzabile per poter estrarre un eventuale segnale e scoprire nuova fisica.

Per questo secondo campione è possibile un confronto con l'analogo risultato ottenuto in fast simulation: l'errore sistematico, pari a circa la differenza

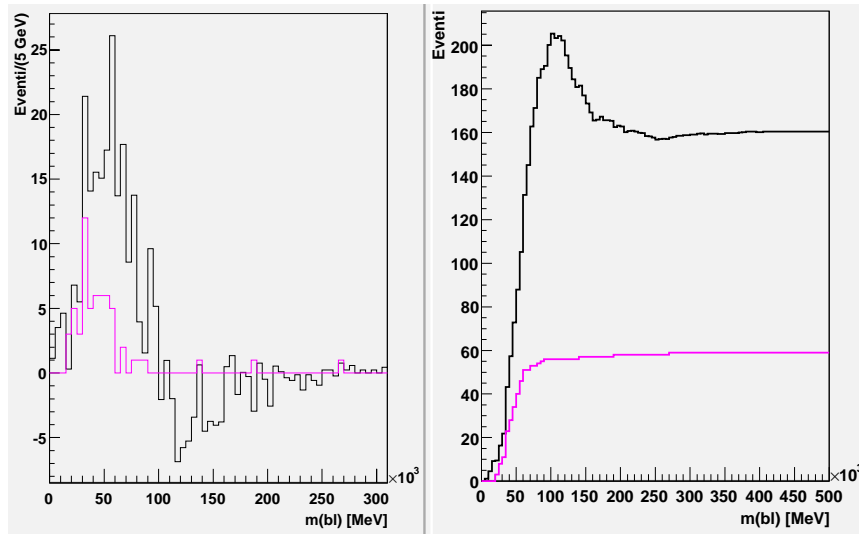


Figura 5.11: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

tra i numeri di eventi di segnale vero ed estratto, è circa 100 eventi (circa 3 volte l'errore statistico del segnale estratto). Nel caso della fast simulation era quasi 1400 eventi (anche in questo caso circa 3 volte l'errore statistico del segnale estratto) che, riscaldando alla luminosità integrata disponibile per il segnale in questa analisi di full simulation, diventa circa 125 eventi. I risultati, perciò, risultano compatibili, almeno per il secondo campione.

Probabilmente, parte della negatività dei risultati è da attribuirsi alla scarsissima statistica disponibile; tuttavia, dopo l'analisi appena effettuata, sembra che la tecnica della sottrazione del fondo vada migliorata se si vogliono ottenere risultati soddisfacenti in termini di estrazione del segnale e di scoperta di nuova fisica.

Due miglioramenti possibili provengono da due analisi simili rispetto a quella appena proposta (normale), ma che in fast simulation avevano portato a risultati migliori: l'analisi cut e l'analisi 4. Qui, sfrutto i risultati delle analisi ottenute con l'alta statistica di eventi disponibile nell'analisi della fast simulation; il risultato del secondo campione, abbastanza compatibile con l'analogo della fast simulation, dà adito a qualche speranza di ottenere gli stessi risultati positivi anche nell'ambito della full simulation. Nei prossimi due paragrafi vedremo quanto queste speranze risulteranno fondate.

5.3 L'analisi cut

In questa analisi, i 4 tagli iniziali sono lasciati invariati. Tali tagli servono a selezionare il canale semileptonico del decadimento di coppie di top e di stop ed a sopprimere gli altri fondi potenzialmente pericolosi. La particolarità di questa analisi risiede nel considerare per la costruzione delle masse invariati le combinazioni dei soli 4 getti con P_T maggiore. E' questa l'unica differenza rispetto all'analisi normale che, però, aveva portato nel caso della fast simulation a risultati molto migliori.

Processo	$m(jj)_{min} < 55 \text{ GeV}$	
	Analisi normale	Analisi cut
Stop	169	37
Top	24522	2140
S/B($t\bar{t}$)	0.0069	0.0173
S/B($t\bar{t}$) risc.	0.0307	0.0770

Tabella 5.8: Numero di eventi (non riscaldato) di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti nell'analisi normale o cut (in cui si considerano solo i 4 getti a P_T maggiore) dopo la richiesta $m(jj)_{min} < 55 \text{ GeV}$. Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$ misurati e riscaldati per tener conto della diversa luminosità integrata di segnale e fondo.

Gli eventi selezionati dai 4 tagli iniziali sono ovviamente uguali; la prima riduzione del numero di eventi la si ha alla richiesta che $m(jj)_{min}$ sia inferiore di 55 GeV. In tabella 5.8, sono riportati i numeri d'eventi di segnale e fondo rimasti; la riduzione è maggiore per il fondo di top dove il numero di getti energetici è maggiore di quello del segnale: il rapporto segnale su fondo cresce così a 0.0173 (o 0.0770 se lo si riscalca per tener conto della differente luminosità integrata tra segnale e fondo).

La seconda riduzione del numero di eventi avviene al momento dell'applicazione dei tagli di selezione per la costruzione dei due campioni puri di top. I tagli sono analoghi a quelli dell'analisi normale. Tuttavia, per accrescere la statistica del numero di eventi facenti parte del primo campione, considero la versione *ter* del primo campione: la caratteristica di questa versione è l'assenza del taglio di selezione che richiedeva che la massa invariante migliore $m(b\ell\nu)_{best}$ fosse compresa in un intervallo di 15 GeV attorno alla massa del top. Tale taglio, come visto nell'analisi di fast simulation, riducendo il numero di eventi ad alta massa invariante nella distribuzione di $m(bjj)_{min}$, causava l'undershoot nella distribuzione di $m(jj)_{min}$ del segnale estratto. Tale undershoot è ben visibile anche nel caso della full simulation

(vedi ad esempio la figura 5.8 dell'analisi normale) e, quindi, risulta utile utilizzare questa variante. L'unico taglio di selezione rimasto per il primo campione è allora quello su $m(b\ell)_{min}$ (richiesta maggiore di 60 GeV).

Processo	Analisi normale		Analisi cut	
	Campione 1	Campione 2	Campione ter	Campione 2
Stop	2	5	3	1
Top	1496	1526	1475	249

Tabella 5.9: Numero di eventi (non riscalato) di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per i due campioni nell'analisi normale e cut (in cui si considerano solo i 4 getti a P_T maggiore). Nell'analisi cut considero la versione ter del primo campione (con solo il taglio su $m(b\ell)_{min}$).

In tabella 5.9 sono mostrati i numeri di eventi che compongono i campioni di top. Da sottolineare è l'estrema purezza dei campioni anche dopo aver riscalato alla luminosità integrata del fondo (i numeri di eventi di segnale salgono a 13 e 4 rispettivamente per primo campione ter e secondo campione).

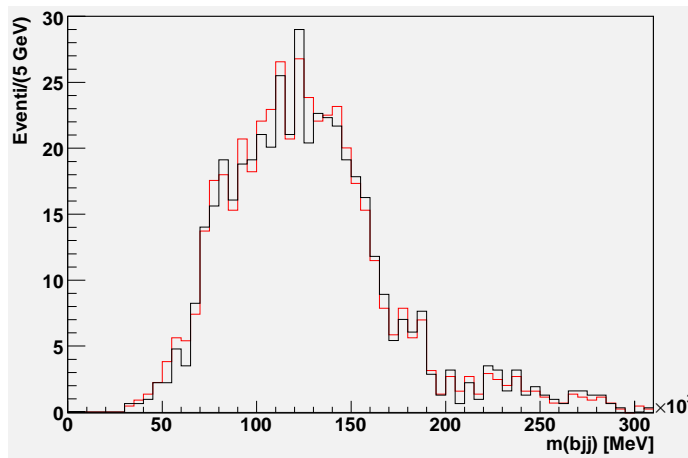


Figura 5.12: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal campione cutter (analisi cut, versione ter).

Inizio dall'analisi del primo campione (versione ter): dopo aver applicato il taglio sulla gamba leptonica, analizzo la gamba adronica del decadimento. Il primo passo è controllare quanto la stima del fondo che è possibile effettuare mediante questa analisi sia attendibile; per fare questo ho graficato la

distribuzione di massa invariante $m(bjj)_{min}$ del fondo (e segnale sommati, in nero) riscalato (per correggere la differenza in luminosità integrata tra segnale e fondo e per compensare il numero di eventi perso per il taglio di selezione del campione) ottenuto dal campione e l'analogia per il fondo vero (in rosso), come si può vedere in figura 5.12: in generale è presente una leggera sottostima del fondo fino a masse invarianti di 150 GeV; comunque, le due curve si sovrappongono frequentemente. Per masse superiori, invece il fondo è sovrastimato.

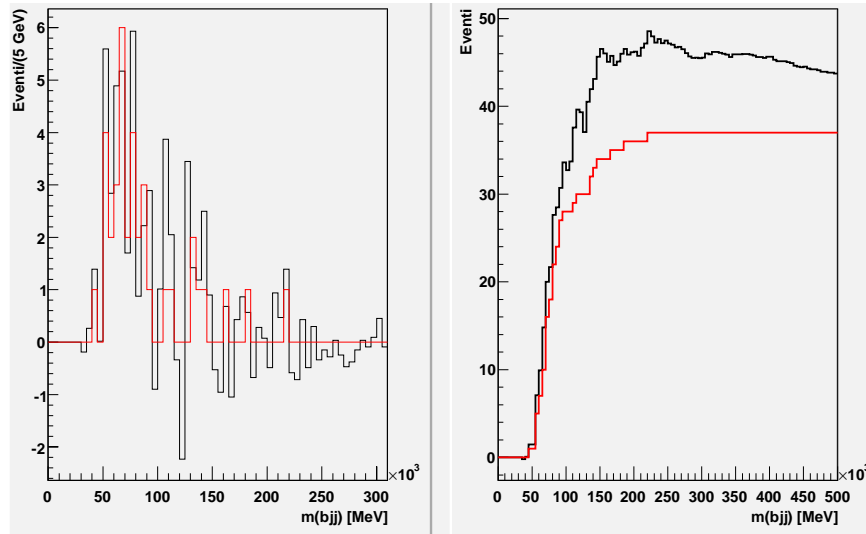


Figura 5.13: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal campione cutter. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV).

Il secondo passo è l'effettiva sottrazione del fondo. Il risultato è mostrato nel grafico di sinistra di figura 5.13, dove sono rappresentate le distribuzioni del segnale vero (in rosso) e del segnale estratto (in nero): le continue sovrapposizioni a livello di fondi rilevate nella figura 5.12, si traducono ora in continue fluttuazioni. La rilevanza di queste fluttuazioni è legata alla sempre bassa statistica presente (si noti la scala del numero di eventi sull'asse delle ordinate). La stima del segnale è comunque globalmente molto buona, come testimonia anche il grafico di destra: gli errori statistici di 16 e 6 eventi rispettivamente per segnale estratto e vero assicurano un accordo tra le due curve ben entro 1σ (discrepanza solamente di 0.4σ !). Anche la significanza è buona e vale circa 3σ . L'unico aspetto negativo è la sovrastima del segnale

che non garantisce in presenza di un eccesso d'eventi l'effettiva presenza di eventi di segnale; tuttavia, visto che la discrepanza non è significativa, la sovrastima non è importante.

Può essere interessante fare un confronto con il risultato analogo ottenuto in fast simulation: se non è possibile paragonare direttamente la discrepanza tra segnale vero ed estratto (l'attuale sovrastima sarebbe da confrontarsi con la sottostima del segnale presente nella distribuzione in fast simulation), possiamo controllare se il numero d'eventi stimato per il segnale rispecchia le previsioni ricavabili dalla fast simulation: il valore di 1200 eventi circa di segnale, riscaldato alla luminosità integrata della full simulation, si traduce in una previsione di circa 100 eventi di segnale estratto nell'ambito della full simulation. Il numero di eventi di segnale estratto risulta in realtà circa dimezzato, anche a causa della perdita di eventi causata dai triggers iniziali.

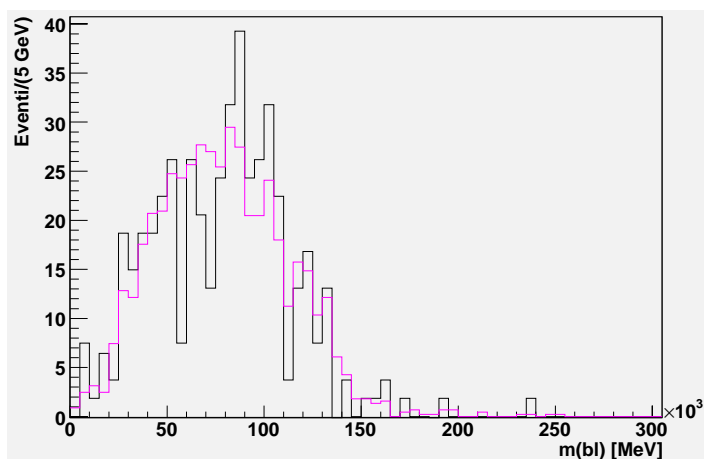


Figura 5.14: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscaldata ricavata dal secondo campione. Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

Esaminiamo ora anche il secondo campione. In figura 5.14 ho riportato le distribuzioni di massa invariante $m(bl)_{min}$ per il fondo (e segnale restante sommati) riscaldato ricavato dal secondo campione (in nero) e per il fondo di top vero (in fucsia). L'accordo medio è piuttosto buono (nonostante le notevoli fluttuazioni).

Tali fluttuazioni si ripresentano ovviamente “ribaltate” nel grafico di sinistra di figura 5.15, rappresentante le distribuzioni di segnale vero (in fucsia) e quella del segnale estratto (in nero): dove prima c'era una sottostima (del fondo) ora c'è una sovrastima (del segnale) e viceversa, portando ad un'al-

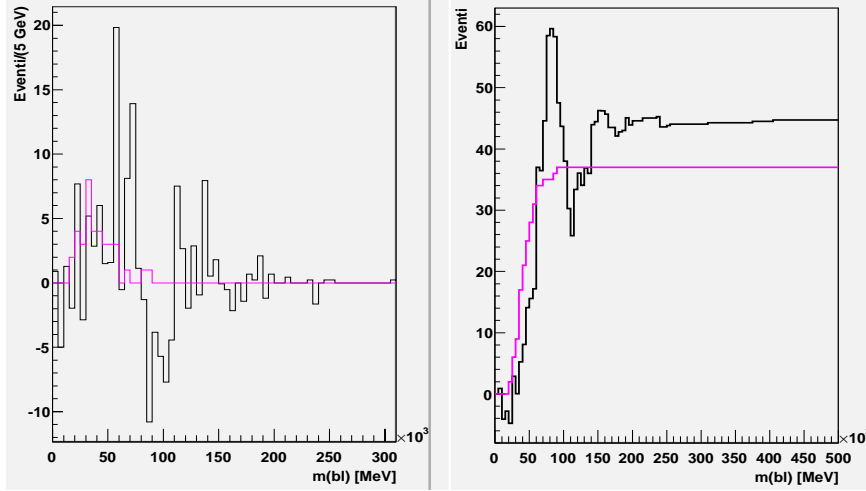


Figura 5.15: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Entrambe le distribuzioni sono ottenute nell'ambito dell'analisi cut (in cui si utilizzano solo i 4 getti a P_T più elevato).

ternanza di picchi ed undershoots nella distribuzione del segnale estratto; le due distribuzioni risultano, perciò, piuttosto dissimili. L'accordo risulta, comunque, molto meglio quantificabile ed apprezzabile dal grafico di destra: l'accordo è ben entro 1σ (discrepanza di 0.2σ !!), dato che gli errori statistici sono di 6 e 36 eventi rispettivamente per segnale vero ed estratto. Tuttavia sottolineo un aspetto negativo: la bassa significanza del segnale estratto (circa 1.3σ) rende l'eccesso di eventi registrato compatibile con zero. Meno problematica è invece la sovrastima del segnale presente, in quanto la discrepanza tra segnale vero ed estratto non è significativa.

Il risultato dell'analisi cut è perciò notevolmente migliore nel suo complesso rispetto a quello dell'analisi normale: nei limiti della bassa statistica disponibile l'analisi cutter sembra affidabile, come già previsto dalla simulazione veloce. L'ultima risorsa a nostra disposizione resta l'analisi 4.

5.4 L'analisi 4

Questa analisi differisce dalle precedenti fin dal terzo taglio iniziale: ora, sono selezionati gli eventi con *esattamente* 4 getti con $P_T > 25$ GeV, di

cui almeno 2 con $P_T > 35$ GeV. Tale variazione del taglio è motivata dal tentativo di ridurre gli erronei accoppiamenti di getti che si sono incontrati nell'analisi iniziale: diminuendo a 4 il numero di getti, dovrebbe ridursi anche la probabilità di tali errori.

Processo	4 tagli iniziali		$m(jj)_{min} < 55$ GeV	
	Normale	4	Normale	4
Stop	169	94	59	21
Top	24522	11071	6025	1018
S/B($t\bar{t}$)	0.0069	0.0085	0.0098	0.0206
S/B($t\bar{t}$) risc.	0.0307	0.0378	0.0436	0.0917

Tabella 5.10: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti nell'analisi normale e 4 (in cui si considerano gli eventi con (solamente) 4 getti con $P_T > 25$ GeV) dopo i 4 tagli iniziali e dopo la richiesta $m(jj)_{min} < 55$ GeV. Sono riportati anche i relativi rapporti segnale su fondo $t\bar{t}$ (normali e riscaldati).

Dopo i 4 tagli, gli eventi rimasti si sono notevolmente ridotti, come si può constatare dalla tabella 5.10: tuttavia il rapporto segnale su fondo cresce da 0.0069 a 0.0085, a significare una riduzione relativa maggiore del fondo di top rispetto al segnale di stop (o, riscaldando per correggere la differenza di luminosità integrata, da 0.0307 a 0.0378). Il motivo è da ricercarsi nel numero minore di getti energetici presenti nel decadimento della coppia $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$, rispetto all'analogo decadimento di $t\bar{t}$; ricordo, infatti, la presenza di due neutralini e la conseguente virtualità del bosone W nel caso del segnale (mentre per il top è reale, on-shell, data l'assenza di altre particelle non rivelabili oltre i neutrini).

Un'ulteriore riduzione di eventi è causata anche dalla successiva richiesta che $m(jj)_{min}$ sia minore di 55 GeV; l'aspetto più interessante di tale riduzione è, però, la netta crescita del rapporto segnale su fondo (che nel caso riscaldato porta ad un fondo solo 11 volte maggiore del segnale): era proprio questa la motivazione che aveva spinto ad applicare tale taglio.

Dopo questa analisi numerica degli eventi selezionati dai tagli iniziali, mi concentro sulla selezione dei due campioni puri di top analizzando separatamente le due gambe del decadimento di top (e stop). I tagli sono analoghi a quelli dell'analisi normale. Tuttavia, per accrescere la statistica del numero di eventi facenti parte del primo campione, considero la versione *ter* del primo campione, caratterizzata dalla mancanza del taglio di selezione che richiedeva che la massa invariante migliore $m(b\ell\nu)_{best}$ fosse compresa in un intervallo di 15 GeV attorno alla massa del top.

Processo	Analisi normale		Analisi 4	
	Campione 1	Campione 2	Campione ter	Campione 2
Stop	2	5	2	1
Top	1496	1526	723	265

Tabella 5.11: Numero di eventi di segnale e fondo $t\bar{t}$ rimasti per i due campioni nell'analisi normale e 4 (in cui si considerano gli eventi con (solamente) 4 getti con $P_T > 25$ GeV). Per il primo campione è studiata la versione ter (in cui manca il taglio di selezione su $m(b\ell\nu)_{best}$).

In tabella 5.11 ho riportato i numeri di eventi che compongono i campioni di top. Emerge ancora una volta l'estrema purezza dei campioni anche dopo aver riscaldato alla luminosità integrata del fondo (i numeri di eventi di segnale salgono a 9 e 4 rispettivamente per primo campione ter e secondo campione).

Inizio ora a studiare il primo campione di top nella variante ter.

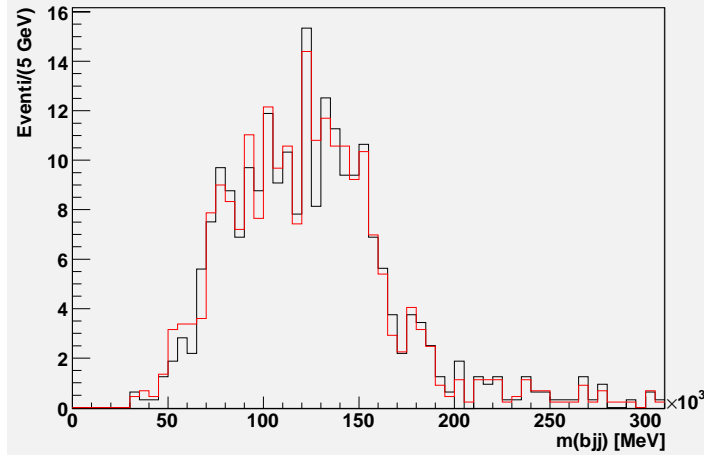


Figura 5.16: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscaldata ricavata dal primo campione ter (cioè con l'unica richiesta di selezione su $m(b\ell)_{min}$. Entrambe le distribuzioni sono ricavate nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

Dato che i tagli sono sulla gamba leptonica, esamino l'altra gamba (adronica) del decadimento che non dovrebbe essere influenzata dai tagli di selezione del campione applicati. Il primo confronto da fare riguarda la stima del fondo $t\bar{t}$ che riesco ad ottenere dal campione: ho graficato, perciò, in figura 5.16 le distribuzioni di massa invariante della somma di fondo e se-

gnale riscaldati ottenuti dal primo campione 4ter (in nero) e del fondo vero (in rosso): l'accordo risulta buono su tutto lo spettro di massa invariante con la distribuzione del fondo ricavato dal campione che segue bene le varie fluttuazioni di quella del fondo vero. Si nota una continua alternanza tra sottostima e sovrastima del fondo, frutto anche della bassa statistica a disposizione.

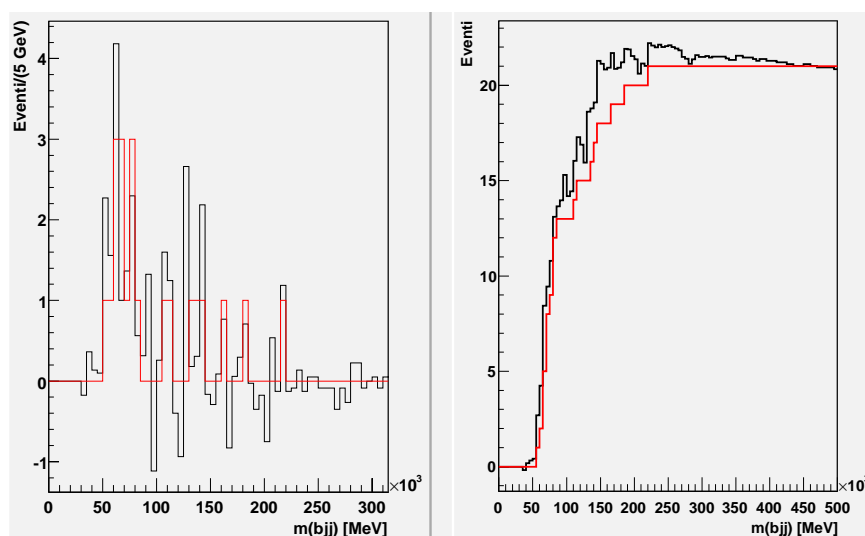


Figura 5.17: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bjj)_{min}$: in rosso è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal primo campione ter. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Le distribuzioni mostrate sono ottenute nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

Infine, la sottrazione del fondo (e segnale) riscaldato appena ottenuto dal campione alla distribuzione totale misurata porta al risultato mostrato in figura 5.17: l'accordo tra segnale estratto (in nero) e segnale vero (in rosso) è ottimo: anche i più piccoli picchi del segnale vero trovano una buona corrispondenza nel segnale estratto. L'unico neo, che però è indipendente dalla tecnica, è la bassa statistica di eventi di segnale presente (sono solo 21, con i picchi maggiori di soli 3 eventi). E tale ottimo accordo è ancor di più evidenziato dal grafico di destra: il numero di eventi di segnale estratto coincide con quello degli eventi di segnale vero. Inoltre, la significanza del segnale estratto è abbastanza buona e vale circa 1.9σ . Il risultato ottenuto è molto simile a

quello già buono che avevo ricavato nell'analogia analisi in fast simulation (anzi, persino migliore).

Sulle ali dell'entusiasmo, analizziamo anche il secondo campione, tipicamente più problematico.

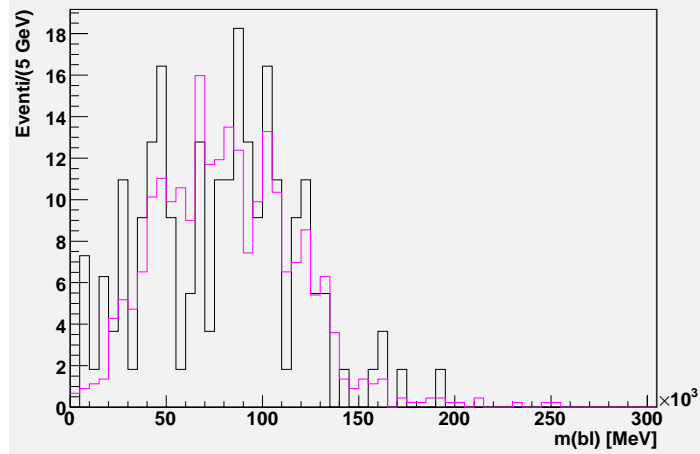


Figura 5.18: Distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del fondo $t\bar{t}$, mentre in nero quella riscalata ricavata dal secondo campione. Le distribuzioni mostrate sono ottenute nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

Qui i tagli di selezione sulla gamba adronica permettono di studiare le distribuzioni di massa invariante della gamba leptonica, che dovrebbe essere rimasta inalterata dopo i tagli. Ho graficato, perciò, in figura 5.18 le distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$ per il fondo (e segnale sommati, in nero) riscalato ricavato dal secondo campione e per il fondo vero (in fucsia). L'accordo è meno buono rispetto a quello ottenuto per il primo campione: il fondo ricavato dal campione presenta continui picchi stretti ed evidenti col conseguente alternarsi di sottostima e sovrastima del fondo. Questo aspetto è in parte legato alla bassa statistica di eventi disponibile.

Anche la distribuzione di segnale estratto, graficata (in nero) in figura 5.19, non poteva che mostrare un analogo alternarsi di picchi ed under-shoots (seppur ribaltato rispetto alla distribuzione del fondo); l'accordo grafico con la distribuzione del segnale vero (in fucsia) è perciò scarso e, in ogni caso, poco giudicabile a causa della bassa statistica di eventi analizzati che causa grossi errori. L'accordo è comunque meglio quantificabile dall'analisi del grafico di destra: dati gli errori statistici di 5 e 26 eventi per segnale vero ed estratto rispettivamente, l'accordo è ben entro 1σ (discrepanza solo di

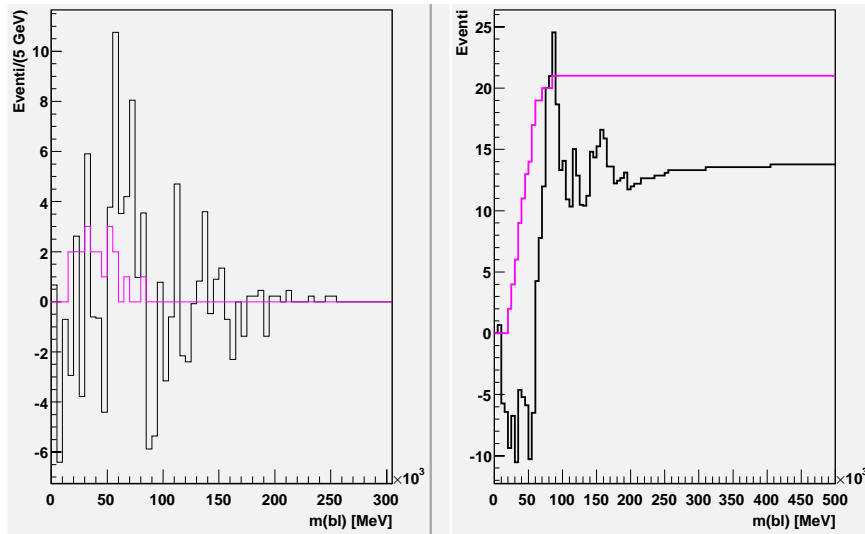


Figura 5.19: A sinistra: distribuzioni di massa invariante minima $m(bl)_{min}$: in fucsia è rappresentata quella del segnale di stop, mentre in nero quella estratta dal secondo campione. A destra: l'integrale delle due distribuzioni per valori di masse invarianti inferiori a quelle indicate in ascissa (il passo di calcolo dell'integrale è di 5 GeV). Le distribuzioni mostrate sono ricavate nell'ambito dell'analisi 4 (caratterizzata dalla richiesta di soli 4 getti energetici per evento).

0.3σ). Tuttavia, la scarsa significanza del segnale estratto (minore di 1σ) lo rendono compatibile con zero. E' quindi difficile poter fare una soddisfacente predizione sulla presenza di segnale vero, in quanto anche in sua presenza potrei avere un eccesso d'eventi nullo.

Dal confronto con la fast simulation, emerge una buona stima del segnale in entrambe le analisi (4ter); tuttavia, il numero di eventi della full simulation è solo il 40% di quello che ci si aspettava dopo l'analisi in fast simulation. Nonostante questo, mi aspetto comunque circa 230 eventi di segnale alla luminosità integrata di 2 fb^{-1} (riscaldando il segnale della full) con segnali estratti caratterizzati da errori statistici di circa 40 e 85 eventi (riscaldando per la radice quadrata della luminosità) ed una significanza di oltre 6σ e di circa 2σ rispettivamente per primo e secondo campione.

5.5 Conclusioni

Nei precedenti paragrafi ho studiato i due diversi campioni di top e l'estrazione del segnale che grazie ad essi si può compiere in tre differenti analisi:

- **analisi normale:** è quella standard da cui sono partito e che funge da termine di confronto per gli altri tipi d'analisi. Anche i tagli iniziali e di selezione dei campioni rappresentano la linea guida su cui innestare delle modifiche.
- **Analisi cut:** è simile a quella normale, ma si considerano, nelle combinazioni di getti utilizzate per la costruzione delle masse invariante, solo i 4 getti a P_T più elevato. Ho considerato la variante ter (*cutter*) del primo campione per accrescerne la statistica di eventi disponibile ed eliminare ogni possibile undershoot nelle distribuzioni di massa invariante da esso ricavate ($m(bjj)_{min}$).
- **Analisi 4:** si differenzia da quella normale per la selezione iniziale di eventi con solo 4 getti con $P_T > 25$ GeV. Anche in questo caso, ho studiato la variante ter (*4ter*) del primo campione.

Se la scelta iniziale dell'analisi normale era quasi obbligata, per le altre due analisi e varianti mi sono fatto guidare dai buoni risultati ricavati da esse nello studio precedentemente effettuato sugli eventi di fast simulation. La speranza è che possano ripetersi anche nell'attuale analisi in full simulation.

Per completare l'analisi voglio confrontare i tre tipi d'analisi. Il confronto grafico tra le distribuzioni di segnale estratto ottenute non è però possibile a causa dei diversi segnali veri che si hanno nelle tre analisi: cambiando il numero di eventi selezionati nei segnali, diventa poco chiaro proporre un simile confronto. Quello che posso fare è, invece, confrontare gli eccessi di eventi in termini numerici, prendendo in esame le differenze tra il numero di eventi di segnale estratto e quello degli eventi di segnale vero, come mostrato in tabella 5.12.

In tabella 5.12 ho riportato anche la significanza del segnale estratto ed il suo errore statistico per ognuno dei campioni considerati.

Inizio dallo studio dei risultati per il primo campione: sia per l'analisi cutter che per l'analisi 4ter i risultati si trovano ben entro 1σ dallo 0, rendendo perciò la differenza tra segnale estratto e vero per entrambi i casi non significativa; l'accordo numerico risulta addirittura perfetto nel caso della 4ter. Comunque, entrambe le analisi restituiscono ottime stime del segnale vero.

Analisi	Normale	Cut (ter)	4 (ter)
Eventi S vero	59	37	21
Campione 1	67	7	0
Campione 2	101	8	-7
Significanza	3.2 (1) - 4.6 (2)	3 (1) - 1.3 (2)	1.9 (1) - 0.6 (2)
σ	40 (1) - 38 (2)	16 (1) - 36 (2)	11 (1) - 26 (2)

Tabella 5.12: Differenze tra il numero d'eventi stimato di segnale e quello vero, ottenute dal calcolo dell'integrale della differenza tra le distribuzioni di massa invariante del segnale estratto dai campioni e del segnale vero sul range 0-500 GeV. Sono mostrate anche le significanze e gli errori statistici dei segnali estratti per entrambi i campioni di top (indicati tra parentesi) ed il numero di eventi veri di segnale.

L'analisi normale, pur fornendo una buona stima del segnale vero, risulta la peggiore: la discrepanza tra segnale vero ed estratto è infatti superiore, pari a circa 1.7σ . Tuttavia, dati i pochi eventi a disposizione, si può pensare che sia dovuta ad una fluttuazione. La significanza solo di poco superiore alle altre due analisi la rende comunque meno adeguata nel dare una stima corretta ed attendibile del segnale.

Per il secondo campione l'analisi normale è senz'altro da scartare in quanto la differenza tra segnale estratto e vero è ben superiore alle 2σ (quasi 3). Per le altre due analisi tale differenza è ben al di sotto di una deviazione standard rendendola non significativa. La scelta tra quale delle due analisi sia migliore risulta più difficile: se infatti la maggiore significanza del segnale estratto volge a favore dell'analisi cut (in quanto il segnale estratto può essere compatibile con zero per l'analisi 4), il fatto di avere una sottostima (molto contenuta), invece, rappresenta un motivo a favore dell'analisi 4.

In conclusione, per entrambi i campioni le analisi 4 (ter) e cut (ter) risultano preferibili e sembrano restituire risultati simili. Al crescere della statistica degli eventi disponibili esse rappresentano le armi migliori che abbiamo per scoprire nuova fisica. A conferma di ciò ci sono anche i risultati della fast simulation che individuavano proprio in queste analisi (e varianti per il primo campione) quelle preferibili in termini di stima del segnale.

Capitolo 6

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 e che comincerà a prendere dati quest'anno. Una delle scoperte che ci si attende da questo esperimento è la presenza di particelle predette dalle teorie supersimmetriche. Per il lavoro considerato in questa tesi si è considerata una variante di queste teorie connessa alle problematiche cosmologiche, in quanto spiega la natura della materia oscura come costituita dalla particella supersimmetrica più leggera e lega alla presenza di particelle supersimmetriche anche la generazione dell'asimmetria barionica dell'universo. Tale teoria prevede la presenza di un quark top scalare più leggero del top, ed il lavoro svolto nella tesi si è focalizzato sulla possibilità di scoprire una tale particella tramite la sua produzione in coppia ad LHC.

Abbiamo scelto di sfruttare il canale di decadimento $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-b\bar{b} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0\ell\nu_e\tilde{\chi}_1^0$ dove il $\tilde{\chi}_1^+$ ed il $\tilde{\chi}_1^0$ indicano rispettivamente il chargino ed il neutralino più leggero, mentre q indica un quark delle prime due generazioni e ℓ può essere un muone o un elettrone. Poiché il $\tilde{\chi}_1^0$ non è rilevabile, come i neutrini, lo stato finale è simile a quello derivante dalla produzione di coppie di top nel canale semileptonico; gli eventi $t\bar{t}$ costituiscono in effetti il fondo principale all'eventuale segnale supersimmetrico. Il nostro lavoro si è diviso in una parte che utilizza la simulazione parametrizzata dell'esperimento (capitolo 4) ed una che usa la simulazione dettagliata (capitolo 5) al prezzo di una statistica di eventi simulati disponibile minore.

Nella prima parte abbiamo innanzitutto sviluppato dei criteri di selezione per isolare il segnale supersimmetrico ad LHC. Questi criteri eliminano in modo efficace i fondi non $t\bar{t}$ (ad esempio la produzione di getti, la cui sezione d'urto è di molti ordini di grandezza maggiore del segnale) ma lasciano un fondo $t\bar{t}$ circa 10 volte maggiore del segnale cercato. La presenza di segnale

risulterebbe visibile nelle combinazioni di massa invariante $b\ell$ (lato leptonic del decadimento) e bjj (lato adronico del decadimento) come un eccesso di eventi a bassa massa invariante. Perché un tale eccesso sia credibile come segnale di fisica oltre il Modello Standard occorre tuttavia una conoscenza accurata delle caratteristiche di eventi $t\bar{t}$ ad LHC.

Poiché la nostra conoscenza della produzione di coppie $t\bar{t}$ all'energia di LHC potrebbe non essere abbastanza accurata, abbiamo utilizzato una tecnica che permette di stimare la forma delle distribuzioni di massa invariante per il fondo $t\bar{t}$ a partire da quantità misurabili (senza cioè far uso della verità Montecarlo). Si sono studiate molte varianti di questa tecnica per ottenere una stima accurata della distribuzione di fondo e si è infine individuata una variante che permette di misurare il fondo senza distorcere la forma della distribuzione. Tale variante permetterebbe con una luminosità integrata di 2 fb^{-1} (corrispondente al 20% della statistica che l'acceleratore raccoglierà in un anno una volta raggiunta la luminosità iniziale prevista di $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) di estrarre l'eventuale segnale supersimmetrico con una significanza di 8σ e 4.6σ per il lato adronico e leptonic del decadimento rispettivamente.

Si è poi utilizzata la simulazione dettagliata per verificare i risultati ottenuti con la simulazione parametrica. Si sono studiate le efficienze di trigger (non incluse nella simulazione parametrica) e di ricostruzione degli eventi, e valutato il numero di eventi di segnale e di fondo che passano i tagli e la forma delle distribuzioni di massa invariante; si sono quindi applicate a tale simulazione le varianti che avevano portato a migliori risultati nell'analisi precedente di alta statistica della simulazione parametrizzata (veloce), ritrovando risultati simili: la variante migliore permetterebbe con una luminosità integrata di 2 fb^{-1} di estrarre l'eventuale segnale supersimmetrico con una significanza di 6σ e 2σ per il lato adronico e leptonic del decadimento rispettivamente.

I futuri sviluppi di questo lavoro riguardano ovviamente l'applicazione di questa analisi ai dati di ATLAS. Durante il primo anno occorrerà lavorare al commissioning del rivelatore e all'osservazione della produzione di eventi $t\bar{t}$; in seguito, con l'aumento graduale della luminosità della macchina sarà possibile applicare le tecniche di analisi descritte in questo lavoro, per evidenziare la presenza di un segnale non previsto dal Modello Standard, oppure escludere il modello supersimmetrico considerato.

Ringraziamenti

Al termine di questo anno e di questo monumentale lavoro di tesi, è doveroso fare dei ringraziamenti alle persone che mi hanno più aiutato e sostenuto.

Il primo grazie va a **Dio**, perché senza il Suo indispensabile aiuto ed amore ... non ci sarei neppure. E' stato la mia linfa vitale in tutto questo periodo ed in tutta la mia vita fino ad oggi (e speriamo anche un po' oltre!).

Poi ringrazio di tutto cuore **Tommaso Lari** per la sua disponibilità (anche in vacanza), per la precisione dei suoi consigli, per la curiosità fisica che ha saputo suscitare in me, per il tanto tempo che ha messo a mia disposizione, per il coraggio di avermi fatto da relatore ed essersi sorbita le oltre 200 pagine della tesi che avete in mano (beh, forse quando ha accettato non lo immaginava, altrimenti...) e per la sua estrema simpatia: è stata una grandissima fortuna imparare da lui e lavorare al suo fianco, e spero che tale fortuna possa rinnovarsi anche per il futuro.

Ringrazio anche tutti i **professori** che hanno saputo infondermi quell'amore per la fisica e quell'entusiasmo che mi ha animato ogni giorno della stesura di questa tesi e che mi animerà, spero, per tutta la vita. In modo particolare, ci tengo a ringraziare il professor **Ragusa** per la disponibilità che mi ha dimostrato in molte occasioni e per i suoi preziosi consigli. Ringrazio anche il professor **Andreazza** che, per la seconda volta, ha accettato di essere il mio correlatore.

Ed ora i ringraziamenti ai compagni di università: il più grande grazie, va al mio migliore amico, **Aldo**, per avermi saputo spesso ascoltare anche quando aveva altro di meglio da fare, per avere rallegrato tanti momenti di lavoro e studio nel buio ed angustio "laboratorio DELICE" del quarto piano. Ringrazio **Fanta** per essere sempre stato pronto e disponibile nei tanti momenti in cui l'ho disturbato. Ringrazio **Davide** e **Maia** per la loro preziosa amicizia. Ringrazio **Umberto**, mio compagno di viaggio nel mio primo vero viaggio al CERN. E ringrazio tutti gli altri: se dovessi ringraziarli uno ad uno come meriterebbero, i ringraziamenti diventerebbero più lunghi della tesi (e ce ne vuole...).

Per ultimi, ma per primi nel mio cuore ringrazio i miei parenti: il mio

nonno che anche da lassù senza dubbio non mi ha mai fatto mancare il suo aiuto; la mia **nonna** che amo tantissimo; mia **sorella**, presenza importante e fondamentale della mia vita; i miei **zii** e **cuginetti** per i tanti bei momenti insieme. Dulcis in fundo il più GRANDE GRAZIE ai miei amatissimi genitori: mio **papà** che con i suoi modi decisi, ma sempre guidati dall'amore, ha saputo stimolarmi a raggiungere i traguardi che ho raggiunto e con la sua presenza sostenermi e consigliarmi; e mia **mamma** che con la forza del suo amore mi ha trascinato anche nei momenti difficili, ha messo le ali al mio cuore ed alla mia esistenza: siete tutta *la mia vita*. Non mi basterà l'intera vita per ringraziarvi di quello che avete fatto in quest'ultimo anno (e nei 24 precedenti). GRAZIE, infinite GRAZIE!!!

Bibliografia

- [1] Michio Kaku, *Quantum field theory*, Oxford Press University (1993)
- [2] D. H. Perkins, *Introduction to high physics*, Cambridge Press University (1999)
- [3] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998), [hep-ex/9807003v2]
- [4] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [5] F. Mandl, G. Shaw, *Quantum Field Theory (Revised Edition)*, John Wiley & Sons
- [6] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press
- [7] Particle Data Group (PDG), Journal of Physics **G33**, 1 (2006) and 2007 partial update for 2008, disponibile anche sul sito web: <http://pdg.lbl.gov>
- [8] D. I. Kazakov, *Lectures given at the European School on High Energy Physics*, Agosto-Settembre 2000, Caramulo, Portugal, [hep-ph/0012288v2]
- [9] H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974)
- [10] S. Dimopoulos, *Supersymmetric Unification*, CERN-TH 7531/94, [hep-ph/9412297]
- [11] I. Aitchison, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, (2005), [hep-ph/0505105]
- [12] J. Ellis, *Beyond the Standard Model for hillwalkers*, Lectures presented at 1998 European School of High-Energy Physics, [hep-ph/9812235]

- [13] F. Abe et al. (collaborazione CDF), Phys. Rev. **D50**, 2966 (1994);
F. Abe et al. (collaborazione CDF), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995);
S. Abachi et al. (collaborazione CDF), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [14] D. Chakraborty, J. Konigsberg, D. Rainwater, *Review of Top Quark Physics*, (2003), [hep-ph/0303092]
- [15] Sito TWiki del CERN: <https://twiki.cern.ch/>
- [16] L. Christofek (collaborazione DØ), *First Evidence for Electroweak Single Top Quark Production*, conference talk ai Rencontres de Moriond QCD and High Energy Hadronic Interactions, La Thuile, marzo 2007
- [17] F. Fiedler, *Top Physics at the Startup of LHC*, conference talk al Joint Meeting of Pacific Region Particle Physics Communities 2006
- [18] S. Heinemeyer, *Basics of Higgs Physics*, conference talk al preSUSY07
- [19] Tevatron electroweak working group (Collaborazioni CDF e DØ), (2007), [hep-ph/0703034];
Sito del CDFII (Collider Detector Fermilab, Run II):
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/physics.html>
- [20] M. W. Grünewald, *Electroweak Physics*, IOP HEPP 2005
- [21] V. M. Abazov et al. (collaborazione DØ), Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007)
- [22] M. Jezabek, J. H. Kühn, Nucl. Phys. **B314**, 1 (1989)
- [23] A. Abulencia et al. (collaborazione CDF), *Top Quark Mass Measurement Using the Template Method in the Lepton + Jets Channel at CDF II*, (2005), [hep-ex/0510048]
- [24] Collaborazione DØ, *Measurement of the top quark mass with the matrix element method using the lepton+jets 1 fb^{-1} data set*, DØnote 5362-CONF, (2007)
- [25] M. H. L. S. Wang (collaborazione CDF e DØ), *Top Quark Mass Measurements at the Tevatron and the Standard Model Fits*, (2007), [hep-ex/0705.3873]
- [26] V. M. Abazov et al. (collaborazione DØ), *Measurement of the top quark mass in the lepton+jets channel using the Ideogram Method*, FERMILAB-PUB-07-039-E, (2007), [hep-ex/0702018]

- [27] A. Abulencia et al. (collaborazione CDF), Phys. Rev. **D75**, 071102 (2007)
- [28] Collaborazione DØ, *Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel*, DØnote 5152-CONF (2006)
- [29] B. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2063 (1998);
B. Abbott et al. (collaborazione DØ), Phys. Rev. **D60**, 052001 (1999)
- [30] A. Abulencia et al. (collaborazione CDF), Phys. Rev. **D73**, 112006 (2006)
- [31] Collaborazione CDF, *Measurement of the top quark mass from the lepton transverse momentum in the $t\bar{t} \rightarrow$ dilepton channel at the Tevatron*, CDF note 8959 (2007)
- [32] Collaborazione DØ, *Measurement of the Top Quark Mass using $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{\ell+jets}$ and $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{\ell\ell}$ with the DØ Detector at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Run II Data*, DØ note 5459-CONF (2007)
- [33] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, *A Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*, (2007), [hep-ex/0703034]
- [34] U. Bassler (collaborazioni CDF e DØ), *Top pair production cross-section at the Tevatron*, (2007), arXiv:0706.0701 [hep-ex]
- [35] A. Abulencia et al. (collaborazione CDF), Phys. Lett. **B639**, 172 (2006)
- [36] Collaborazione DØ, *Measurement of $t\bar{t}$ Production Cross Section in the Lepton + Tau + b-jet(s) + Missing Transverse Energy Channel Using 1 fb^{-1} of Run II Data*, DØ note 5451-CONF (2007)
- [37] Collaborazione DØ, *Measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ in $\tau + jets$ channel*, DØ note 5234-CONF (2006)
- [38] M. Cacciari et al., JHEP **04**, 68 (2004);
N. Kidonakis, R. Vogt, Phys. Rev. **D68**, 114014 (2003)
- [39] J. H. Kühn, G. Rodrigo, Phys. Rev. Lett. **81**, 49 (1998);
M. T. Bowen et al., *Standard Model Top Quark Asymmetry at the Fermilab Tevatron*, (2006), [hep-ph/0509267v2];
D. Dittmaier et al., *NLO QCD corrections to t t bar + jet production at hadron colliders*, (2007), [hep-ph/0703120]

- [40] Collaborazione CDF, *Measurement of the Charge Asymmetry in Top Pair Production*, CDF note 8963 (2007)
- [41] Collaborazione DØ, *A measurement of forward-backward charge asymmetry in top pair production*, DØ note 5393-CONF (2007)
- [42] C. T. Hill, S. J. Park, Phys. Rev. **D49**, 4454 (1994);
H. P. Nilles, Phys. Reports **110**, 1 (1984);
H. E. Haber, G. L. Kane, Phys. Reports **117**, 75 (1985);
E. H. Simmons, *Thinking About Top: Looking Outside The Standard Model*, (1999), [hep-ph/9908511];
E. H. Simmons, *The Top Quark: Experimental Roots and Branches of Theory*, (2002), [hep-ph/0211335];
D. Choudhury, T. M. P. Tait, C. E. M. Wagner, Phys. Rev. **D65**, 053002 (2002)
- [43] G. L. Kane, G. A. Ladinsky, C. P. Yuan, Phys. Rev. **D45**, 124 (1992)
- [44] Collaborazione CDF, *Measurement of the W Helicity in Fully Reconstructed Top Anti-Top Events using 1.7 fb^{-1}* , CDF note 8938 (2007)
- [45] Collaborazione CDF, *Measurement of W-Boson Helicity Fractions in Top-Quark Decays Using $\cos \theta^*$* , CDF note 8971 (2007)
- [46] A. Abulencia et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 072001 (2007)
- [47] Collaborazione DØ, *Measurement of the W boson helicity in top quark decays at DØ*, DØ note 5431-CONF (2007)
- [48] B. Abbott et al. (collaborazione DØ), Phys. Rev. Lett. **85**, 256 (2000)
- [49] G. Mahlon, S. Parke, Phys. Rev. **D53**, 4886 (1996);
G. Mahlon, S. Parke, Phys. Lett. **B411**, 173 (1997)
- [50] T. Stelzer, S. Willenbrock, Phys. Lett. **B374**, 169 (1996)
- [51] Collaborazione CDF, *A Limit on the Top Quark Width and the Lifetime using the Template Method in the Lepton plus Jets Channel at CDF II*, CDF note 8953 (2007)
- [52] Collaborazione DØ, *Combining Results from Three Single Top Quark Cross Section Measurements using the BLUE Method*, DØ note 5342-CONF (2007);
Collaborazione DØ, *Improved Search for Single Top Quark Production*

- Using The Matrix Element Analysis Technique in 0.9 fb^{-1} of Data*, DØ note 5392-CONF (2007);
Collaborazione DØ, *An Improved Search for Single Top Quarks using Bayesian Neural Networks*, DØ note 5397-CONF (2007);
Collaborazione DØ, *Updated Combination Results from Three Single Top Quark Cross Section Measurements using the BLUE Method*, DØ note 5396-CONF (2007)
- [53] Collaborazione CDF, *Multivariate Likelihood Search for Single-Top-Quark Production with 1.5 fb^{-1}* , CDF note 8964 (2007)
- [54] Collaborazione CDF, *Evidence for Single Top Quark Production in 1.51 fb^{-1} of CDF II Data using the Matrix Element Technique*, CDF note 8968 (2007)
- [55] M. Beneke et al., *Top Quark Physics*, Report of the “1999 CERN Workshop on SM physics (and more) at the LHC”, (2000), [hep-ph/0003033]
- [56] S. Rolli, *Top Physics at the LHC*, conference talk a PASCOS 2006
- [57] D. Trezzi, *Studio della determinazione della massa del quark top con il rivelatore ATLAS*, tesi di laurea triennale A.A. 2003-2004, PACS: 14.65.-q
- [58] Y. Gol’fand, E. Likhtman, JETP Lett. **13** 32 (1971);
J. Pati, V. Akulov, Phys. Lett. **B46**, 109 (1973) ;
J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B70**, 39 (1974);
J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B78**, 1 (1975)
- [59] S. R. Coleman, J. Mandula, Phys. Rev. **159**, 1251 (1967)
- [60] R. Haag, I. Lopuszanski, M. Sohnius, Nucl. Phys. **B88**, 257 (1975)
- [61] D. Freedman et al., Phys. Rev. **B62**, 3214 (1976);
S. Deser, B. Zumino, Phys. Lett. **D13**, 335 (1976)
- [62] C. Savoy, *Aide Mémoire des Symétries Brisées du Modele Standard*, Ecole de Gif 1989
- [63] R. Arnowitt, P. Nath, *Supersymmetry and Supergravity Phenomenology and Grand Unification*, CTP-TAMU-52/93, NUB-TH-3073-92, SSCL Preprint-503

- [64] Y. Nir, *CP Violation*, (2001) [hep-ph/0109090];
S. Dimopoulos, D. Sutter, Nucl. Phys. **B452**, 496 (1995)
- [65] H. Baer, C. H. Chen, F. E. Paige, X. Tata, Phys. Rev. **D52**, 2746 (1995);
H. Baer, C. H. Chen, F. E. Paige, X. Tata, Phys. Rev. **D53**, 6241 (1996);
L. E. Ibáñez, C. López, C. Muñoz, Nucl. Phys. **B256**, 218 (1985)
- [66] B. C. Allanach, A. Djouadi, J. L. Kneur, W. Porod, P. Slavich, JHEP **0409**, 044 (2004);
G. Degrassi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich, G. Weiglein, Eur. Phys. J. **C28**, 133 (2003)
- [67] H. P. Nilles, Phys. Reports 110, 1 (1984)
- [68] P. Nath, R. Arnowitt, A. H. Chamseddine, *Applied N=1 Supergravity* (World Scientific, Singapore 1984);
S. P. Martin, *Perspectives on Supersymmetry*, 1-98, ed. G. L. Kane (World Scientific, Singapore 1998)
- [69] L. E. Ibáñez, C. López, Phys. Lett. **B126**, 54 (1983);
L. E. Ibáñez, C. López, Nucl. Phys. **B233**, 511 (1984)
- [70] Keith A. Olive, *Colliders and Cosmology*, (2007), [hep-ph/0709.3303]
- [71] Collaborazione DØ, *Search for squarks and gluinos with jets and missing transverse energy in 2.1 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, [arXiv/0712.3805]
- [72] Gordon L. Kane, *Supersymmetry: what? why? when?*, Contemporary Physics, **41**, 359 (2000)
- [73] Shaaban Khalil, *Search for supersymmetry at LHC*, Contemporary Physics, **44**, 193 (2003)
- [74] D. N. Spergel et al., Astrophys. J. Supp. **148**, 175 (2003)
- [75] B. C. Allanach et al., *LES HOUCHES "PHYSICS AT TEV COLLIDERS 2005" BEYOND THE STANDARD MODEL WORKING GROUP: SUMMARY REPORT*, [hep-th/0602198]
- [76] C. Alcock et al. (collaborazione MACHO), Astrophys. J. **542**, 257 (2000);
Collaborazione EROS, AA **355**, 39 (2000);
Collaborazione OGLE, AA **343**, 10 (1999)

- [77] A. Morales, *Proceedings of IFMP2002*, Jaca (Spagna) [astro-ph/0211446];
A. Morales, *Proceedings of Topics in Astroparticle and Underground Physics TAUP 2001*, Nucl. Phys. **B11** (Proc. Suppl.) (2002);
N. Spooner, V. Kudryavtsev, *Proceedings of identification of Dark Matter*, IDM 2000, World Scientific (York, UK 2000)
- [78] TAUP 2003, sito web: int.phys.washington.edu/taup2003;
IDM 2002, sito web: www.shef.ac.uk/phys/taup2002.html
- [79] R. Bernabei et al. (collaborazione DAMA), Phys. Lett. **B480**, 23 (2000);
R. Bernabei et al. (collaborazione DAMA), Nuovo Cimento **26**, 1 (2003)
- [80] A. Benoit et al. (collaborazione EDELWEISS), Phys. Lett. **B545**, 43 (2002)
- [81] J. Ellis et al., Phys. Lett. **B565**, 176-182 (2003)
- [82] C. L. Bennet et al., Astrophys. J. Supp. **148**, 1 (2003)
- [83] D. N. Spergel et al., Astrophys. J. Supp. **148**, 175 (2003)
- [84] NASA/WMAP Science Team
- [85] G. Hinshaw et al., Astrophys. J. Supp. **148**, 135 (2003)
- [86] J. M. Carmona, J. L. Cortes, A. Das, J. Gamboa, F. Mendez, [hep-th/0410143]
- [87] A. D. Sakharov, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32 (1967) [JETP Lett. **5**, 24 (1967)]
- [88] S. Burles, K. M. Nollet, M. S. Turner, Astrophys. J. **552**, L1 (2001), [astro-ph/0010171]
- [89] G. R. Farrar, M. E. Shaposhnikov, Phys. Rev. **D50**, 774 (1994), [hep-ph/9305275];
P. Huet, E. Sather, Phys. Rev. **D51**, 379 (1995), [hep-ph/9404302];
M. B. Gavela, M. Lozano, J. Orloff, O. Pene, Nucl. Phys. **B430**, 345 (1994)
- [90] A. Riotto, M. Trodden, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49** (1999) 35-75, [hep-ph/9901362]

- [91] W. Buchmuller, M. Plumacher, (2000), [hep-ph/0007176]
- [92] G. C. Branco, T. Morozumi, B. M. Nobre, M. N. Rebelo, (2001), [hep-ph/0107164]
- [93] A. G. Cohen, D. B. Kaplan, A. E. Nelson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 27 (1993), [hep-ph/9302210]
- [94] R. J. Crewther, P. Di Vecchia, G. Veneziano, E. Witten, *Phys. Lett.* **B88**, 123 (1979)
- [95] L. J. Dixon, A. Langnau, Y. Nir, B. Warr, *Phys. Lett.* **B253**, 459 (1991)
- [96] P. G. Harris et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 904 (1999)
- [97] M. Dine, (2000), [hep-ph/0011376]
- [98] T. Banks, Y. Nir, N. Seiberg, (1994), [hep-ph/9403203]
- [99] R. D. Peccei, H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977);
R. D. Peccei, H. R. Quinn, *Phys. Rev.* **D16**, 1791 (1977)
- [100] M. Dine, R. G. Leigh, D. A. MacIntire, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2030 (1992);
K. Choi, D. B. Kaplan, A. E. Nelson, *Nucl. Phys.* **B391**, 515 (1993), [hep-ph/9205202]
- [101] N. S. Manton, *Phys. Rev.* **D28**, 2019(1983);
F. R. Klinkhamer, N. S. Manton, *Phys. Rev.* **D30**, 2212 (1984)
- [102] D. Bodeker, *Phys. Lett.* **B426**, 351-360 (1998), [hep-ph/9801430];
P. Arnold, L. G. Yaffe, *Phys. Rev.* **D62**, 125014 (2000), [hep-ph/9912306];
P. Arnold, *Phys. Rev.* **D62**, 036003 (2000), [hep-ph/9912307];
G. D. Moore, *Phys. Rev.* **D62**, 085011 (2000), [hep-ph/0001216];
G. D. Moore, K. Rummukainen, *Phys. Rev.* **D61**, 105008 (2000), [hep-ph/9906259]
- [103] A. G. Cohen, D. B. Kaplan, A. E. Nelson, *Phys. Lett.* **B336**, 41-47 (1994), [hep-ph/9406345]
- [104] P. Huet, A. E. Nelson, *Phys. Rev.* **D53**, 4578-4597 (1996), [hep-ph/9506477]

- [105] A. I. Bochkarev, M. E. Shaposhnikov, *Mod. Phys. Lett.* **A2**, 417 (1987)
- [106] K. Jansen, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **47**, 196-211 (1996), [hep-lat/9509018];
K. Rummukainen, M. Tsypin, K. Kajantie, M. Laine, M. E. Shaposhnikov, *Nucl. Phys.* **B532**, 283-314 (1998), [hep-lat/9805013];
K. Rummukainen, K. Kajantie, M. Laine, M. E. Shaposhnikov, M. Tsypin, [hep-ph/9809435]
- [107] G. R. Farrar, M. Losada, *Phys. Lett.* **B406**, 60-65 (1997), [hep-ph/9612346];
B. de Carlos, J. R. Espinosa, *Nucl. Phys.* **B503**, 24-54 (1997), [hep-ph/9703212];
D. Bodeker, P. John, M. Laine, M. G. Schmidt, *Nucl. Phys.* **B497**, 387-414 (1997), [hep-ph/9612364];
M. Laine, M. Losada, *Nucl. Phys.* **B582**, 277-295 (2000), [hep-ph/0003111];
M. Laine, K. Rummukainen, *Nucl. Phys.* **B597**, 23-69 (2001), [hep-lat/0009025]
- [108] M. Carena, M. Quiros, C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B524**, 3-22 (1998), [hep-ph/9710401]
- [109] R. Barate et al. (LEP Working Group for Higgs boson searches Collaboration), *Phys. Lett.* **B565**, 61-75 (2003), [hep-ex/0306033]
- [110] J. R. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257**, 83-91 (1991);
Y. Okada, M. Yamaguchi, T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85**, 1-6 (1991);
H. E. Haber, R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1815-1818 (1991)
- [111] M. Carena, M. Quiros, A. Riotto, I. Vilja, C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B503**, 387-404 (1997), [hep-ph/9702409];
J. M. Cline, M. Joyce, K. Kainulainen, *JHEP07* **018**, (2000), [hep-ph/0006119];
M. Carena, J. M. Moreno, M. Quiros, M. Seco, C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B599**, 158-184 (2001), [hep-ph/0011055];
M. Carena, M. Quiros, M. Seco, C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B650**, 24-42 (2003), [hep-ph/0208043]
- [112] D. Chang, W.-F. Chang, W.-Y. Keung, *Phys. Rev.* **D66**, 116008 (2002), [hep-ph/0205084];
A. Pilaftsis, *Nucl. Phys.* **B644**, 263-289 (2002), [hep-ph/0207277]

- [113] C. Balazs, M. Carena, A. Menon, D. E. Morrissey, C. E. M. Wagner, Phys. Rev. **D71**, 075002 (2005), [hep-ph/0412264]
- [114] Sito web del LEPSUSY Working Group:
<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/>
- [115] J. R. Ellis, A. Ferstl, K. A. Olive, Phys. Rev. **D63**, 065016 (2001), [hep-ph/0007113]
- [116] D. S. Akerib et al. (collaborazione CDMS), [astro-ph/0509259]
- [117] D. B. Cline, H.-g. Wang, Y. Seo, eConf**C010630**, E108 (2001), [astro-ph/0108147]
- [118] R. J. Gaitskell (collaborazione XENON). Prepared for IDM 2004: 5th International Workshop on the Identification of Dark Matter, Edinburgh, Scotland, United Kingdom, 6-10 Sep 2004
- [119] G. Degrassi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich, G. Weiglein, Eur. Phys. J. **C28**, 133-143 (2003), [hep-ph/0212020];
M. Carena, A. Finch, A. Freitas, C. Milstène, H. Nowak, A. Sopczak, Phys. Rev. **D72**, 115008 (2005), [hep-ph/0508152]
- [120] P. Skands et al., JHEP07 036 (2004), [hep-ph/0311123]
- [121] Sito web: <http://www.hep.anl.gov/balazs/Physics/LHS>
- [122] Collaborazione CDF, Phys. Rev. **D76**, 072010 (2007)
- [123] Collaborazione DØ, Phys. Lett. **B645**, 119 (2007)
- [124] Collaborazione DØ, *Search for the pair production of scalar top quarks in acoplanar charm jet + missing transverse energy final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ-Note 5436-CONF
- [125] Collaborazione DØ, *Search for the lightest scalar top quark in events with two leptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, submitted to Phys. Lett. **B**, arXiv:0707.2864v1[hep-ex].
- [126] Collaborazione CDF, *Search for charged, massive stable particles*, CDF-Note 8701
- [127] Sito web del CERN: www.cern.ch
- [128] *LHC White Book*, CERN/AC/93-03;
LHC conceptual design report, CERN/AC/93-05

- [129] Collaborazione LEP ALEPH, DELPHI, L3, OPAL e il LEP Higgs Working Group: *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, [hep-ex/0107029] e LHWG-Note-2001-03 (2001)
- [130] P. Abreu et al. (collaborazione DELPHI), Phys. Lett. **B499**, 23 (2001)
- [131] G. Abbiendi et al. (collaborazione OPAL), Phys. Lett. **B499**, 38 (2001)
- [132] R. Barate et al. (collaborazione ALEPH), Phys. Lett. **B499**, 53 (2001)
- [133] P. Achard et al. (collaborazione L3), Phys. Lett. **B517**, 319 (2001)
- [134] Collaborazione ATLAS, *ATLAS detector and physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-14 (1999)
- [135] S. Gennai, E. Meoni, *SM e MSSM ad LHC*
- [136] D. Tovey, *Beyond the Standard Model at ATLAS*
- [137] I. Fleck, *Early physics reach of the ATLAS Detector*, Eur. Phys. Journal, **C34**, S185-S195 (2004)
- [138] Collaborazione ATLAS, *Inner Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16 (Vol.1) e CERN/LHCC 97-17 (Vol.2) (1997)
- [139] Collaborazione ATLAS Pixel, *Pixel Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-13 (1998)
- [140] T. Lari, *Study of silicon pixel sensors for the ATLAS Detector*, tesi di dottorato, Milano (2001) CERN-THESIS 2001-028
- [141] Collaborazione ATLAS, *First Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-14 (1998)
- [142] Collaborazione ATLAS, *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report*, CERN/LHCC/03-022 (2003)
- [143] S. Frixione, B.R. Webber, JHEP **0206**, 029 (2002), [hep-ph/0204244]; S. Frixione, P. Nason, B.R. Webber, JHEP **0308**, 007 (2003), [hep-ph/0305252]
- [144] G. Corcella et al., JHEP **0101**, 010 (2001); S. Moretti et al., JHEP **0204**, 028 (2002); G. Corcella et al, [hep-ph/02010213]

- [145] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. Polosa, JHEP **0307**, 001 (2003), [hep-ph/0206293];
M. L. Mangano, M. Moretti, R. Pittau, Nucl. Phys. **B632** 343 (2002), [hep-ph/0108069];
F. Caravaglios, M. L. Mangano, M. Moretti, R. Pittau, Nucl. Phys **B539**, 215 (1999), [hep-ph/9807570]
- [146] D. Costanzo, A. Dell'Acqua, A. Di Simone, M. Gallas, A. Nairz, A. Rimoldi, J. Boudreau, V. Tsulaia, *ATLAS DETECTOR SIMULATION: STATUS AND OUTLOOK*, (2005);
A. Dell'Acqua, *A Hands-on introduction to Geant4*, CERN-EP/ATC;
D. Costanzo, A. Dell'Acqua, M. Gallas, A. Nairz, N. Benekos, A. Rimoldi, J. Boudreau, V. Tsulaia, *Validation of the GEANT4-Based Full Simulation Program for the ATLAS Detector*, ATL-SOFT-PUB-2005-004;
Sito web del CERN per GEANT4:
<http://www.info.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [147] Collaborazione ATLAS, *ATLAS MissingET Overall Performance*, ATLAS CSC Note, in preparazione
- [148] S. Corr ard et al., *b-tagging with DC1 data*, ATL-PHYS-2004-006
- [149] Collaborazione ATLAS, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*
- [150] P. Resinelli, *Studio degli algoritmi di b-tagging del rivelatore ATLAS finalizzato alla ricerca di segnali supersimmetrici*, tesi di laurea A.A. 2005-2006, PACS:14.80
- [151] C. Pizio, *Studio delle reazioni $Z \rightarrow \tau\tau$ con i primi dati di ATLAS ad LHC. Prova generale del canale $A/H \rightarrow \tau\tau$* , tesi di laurea magistrale A.A. 2006-2007, PACS: 14.80-j
- [152] 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)
- [153] E. J. Buis et al., *Parametrisation of the Inner Detector Performance*, ATLAS Internal Note ATL-INDET-97-195 (1997);
E. J. Buis et al., *Update of Inner Detector Performance Parametrisation*, ATLAS Internal Note ATL-INDET-98-215 (1998)

- [154] Collaborazione ATLAS, *Calorimeter Performance Technical Design Report*, ATLAS TDR 1 CERN/LHCC 96-40 (1996)
- [155] D. Cavalli, S. Resconi, *Tau-jet separation in ATLAS detector*, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-118 (1998)
- [156] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira, P. M. Zerwas, Nucl. Phys. **B515**, 3-14 (1998), [hep-ph/9710451]
- [157] Collaborazione DØ, *Search for Scalar Top Admixture in the $t\bar{t}$ Lepton+Jets Final State at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in 1 fb^{-1} of DØ Data*, DØ Note 5438-CONF (2007)
- [158] Collaborazione ATLAS, *ATLAS detector and physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-15 (1999)
- [159] Collaborazione ATLAS, *Electron Identification*, Egamma CSC Note 1
- [160] S. Hassani et al., *A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the MUONBOY, STACO and MuTag reconstruction packages*, Nucl. Inst. Meth. **A572**, 77 (2007)
- [161] Collaborazione ATLAS, SUSY CSC5 Note, in preparazione
- [162] U. De Sanctis, *Ricerca di particelle supersimmetriche con il rivelatore ATLAS ad LHC*, tesi di laurea A.A. 2003-2004, PACS: 14.80
- [163] S. Montesano, *Ricerca di particelle supersimmetriche nell'ambito dell'esperimento ATLAS*, tesi di laurea A.A. 2004-2005, PACS: 14.80-j