



Università degli Studi di Perugia

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Anno Accademico 2002

Tesi di Dottorato

**Studio della sensibilità del
rivelatore CMS ai processi LFV
tramite decadimenti senza neutrini
del leptone τ**

Candidato:
Roberto Santinelli

Relatore: Prof. **P. Lariccia**

XV ciclo di dottorato

Coordinatore: Prof. **P. Sodano**



Ringraziamenti

Desidero ringraziare caldamente le persone che hanno collaborato direttamente e indirettamente nella stesura di questa tesi di dottorato. Purtroppo mi risulta difficile ricordare i nomi di tutti coloro che mi hanno sostenuto attivamente e spero vivamente che non se ne abbiano a male qualora non compaia il loro. Fra queste trovo decisamente fondamentale il supporto ricevuto dal professore Paolo Lariccia, mio relatore già dalla laurea e dal dottor Maurizio Biasini, senza i quali, gran parte di questo lavoro non poteva realizzarsi. Vorrei anche ringraziare il dottor Matteo Angarano, con il quale ho interagito nel corso di questi tre anni in maniera pressochè continuativa nei laboratori di Perugia e anche fuori. Un particolare ringraziamento va anche al professore Daniel Denegri, i cui autorevoli consigli si sono dimostrati indispensabili per lo sviluppo delle analisi. Sono stati inoltre molto utili gli aiuti nello sviluppo dei programmi di analisi del dottor Leonardo Bellucci, che pur non conoscendo bene, ha sempre prontamente risposto alle mie richieste, dimostrando un altruismo di altri tempi. Potrei provare a scendere in maggior dettaglio nella lista delle persone cui porgere i miei ringraziamenti, ma a questo punto il numero di citazioni esploderebbe. Mi viene in mente tuttavia Mirco Cannoni, sempre pronto a fornire chiarimenti teorici, Livio Fanó e Massimiliano Alvioli per i più svariati motivi. Ma ovviamente il mio ringraziamento maggiore va a mia moglie Michela e ai miei genitori. Non è retorica il dire: *perchè mi hanno sostenuto moralmente e sopportato in questi anni di lavoro.*

A mio figlio Alessandro

Indice

1	Introduzione	1
2	Esperimento CMS ad LHC	3
2.1	Il rivelatore CMS	4
2.2	Il magnete	5
2.3	Il sistema dei muoni	6
2.4	I Calorimetri	7
2.5	Il tracciatore	8
2.5.1	Pixel	9
2.5.2	SST	10
2.6	Trigger in CMS	12
2.6.1	Organizzazione del trigger di livello 1	14
3	Qualificazione dei rivelatori al silicio	21
3.1	Il rivelatore al silicio di CMS	23
3.2	Il laboratorio di Perugia e le misure previste	25
3.3	Procedura di misurazione per il test elettrico: il programma ADT	27
3.3.1	Giustificazione e significato delle misure elettriche . . .	31
3.4	Procedure ed interpretazione di misura del test meccanico . . .	33
3.5	Risultati delle misure	34
4	Il software di ricostruzione, il τ-tag e il b-tag	39
4.1	La catena di simulazione	39
4.1.1	Generatore	39
4.1.2	Simulazione della risposta dell'apparato sperimentale . .	40
4.2	Il software di ricostruzione	41
4.2.1	Ricostruzione e analisi: ORCA	41
4.3	Ricostruzione delle tracce	42
4.3.1	Ricostruzione dei muoni	44
4.3.2	Prestazioni attese	44
4.4	Il τ -tag	47

4.5	Il b-tag	49
4.6	Idea di base del b-tag	50
4.7	Il metodo della lunghezza di decadimento	50
4.7.1	Selezione delle tracce	51
4.7.2	La lunghezza di decadimento	51
4.7.3	Funzione di risoluzione della lunghezza di decadimento e probabilità di singola traccia	53
4.7.4	Combinazione delle probabilità: Probabilità di jet	55
4.8	Metodo della massa invariante e combinazione dei metodi	57
4.8.1	Risultati successivi	59
5	Teoria dei decadimenti proibiti del leptone τ	63
5.1	Il Modello Standard 1978-?	65
5.2	Interazioni elettrodeboli nel Modello Standard (GWS)	66
5.3	Meccanismo di Higgs	69
5.3.1	Minima estensione del Modello Standard con neutrini massivi tramite See-Saw	71
5.4	Limiti del Modello Standard e SuperSimmetria	73
5.5	MSSM	76
5.5.1	LFV in modelli MSSM con R-parità violata	79
5.6	Rottura di SUSY	79
5.7	LFV in teorie mSUGRA con neutrini right handed	81
6	Il decadimento $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	85
6.1	Produzione del leptone τ ad LHC	85
6.2	Criteri di selezione del segnale	89
6.3	Studio del fondo	92
6.3.1	Considerazioni preliminari	92
6.3.2	Fondo da quarks pesanti	95
6.4	Canale $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$	102
6.4.1	Prima fase: simulazione rapida e simulazione completa	103
6.4.2	Simulazioni a confronto e analisi	104
6.4.3	Risultati finali dell' analisi su eventi $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$	109
6.5	I canali $Z \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow 3\mu^\pm \tau$ e $B \rightarrow \tau \rightarrow 3\mu^\pm b - jet$	112
6.6	Fondo strumentale	115
7	Il decadimento $\tau \rightarrow \mu \gamma$	119
7.1	Motivazioni	119
7.2	Segnale e fondo	120
7.3	Caratteristiche del segnale: identificazione	121
7.4	Rejezione del fondo ed estrazione del limite	123

<i>INDICE</i>	iii
8 Conclusioni	129
A L'apparato sperimentale	i
A.1 Messa a punto del setup sperimentale	i
A.2 Strumenti di misura elettrica e meccanica	iii
B mSUGRA	vii

Elenco delle tabelle

3.1	Misure elettriche fatte e criteri di accettazione adottati.	27
5.1	Le famiglie leptoniche del Modello Standard.	65
5.2	Le famiglie di quarks del Modello Standard.	66
5.3	Interazioni fondamentali in natura.	66
5.4	Supermultipletti chirali del MSSM.	77
5.5	Supermultipletti di gauge nel MSSM.	77
6.1	Principali sorgenti di leptoni τ ad LHC	86
6.2	Numero di tentativi necessari a PYTHIA per generare uno stato finale con tre muoni “duri” in funzione del P_t per eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$	89
6.3	Efficienze di preselezione per il fondo $c\bar{c}$ in funzione del $\hat{P}_T$. .	102
6.4	Efficienze di preselezione per il fondo $b\bar{b}$ in funzione del $\hat{P}_T$. .	102
6.5	Eventi generati con PYTHIA 6.152	103
6.6	Simulazioni veloce e completa a confronto: eventi Monte Carlo dell’ analisi del segnale da W	112
6.7	I numeri dell’analisi per la sorgente $W \rightarrow \tau\nu$ (in parentesi gli eventi attesi per 10 fb^{-1})	112
6.8	I numeri dell’ analisi per la sorgente $Z \rightarrow \tau\tau$ (in parentesi il numero di eventi per 10 fb^{-1})	115
6.9	I numeri dell’ analisi per la sorgente $B \rightarrow \tau + X$ (in parentesi il numero di eventi per 10 fb^{-1})	116
7.1	I numeri dell’ analisi per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$	126

Elenco delle figure

2.1	Il collisionatore LHC al CERN di Ginevra.	3
2.2	Esperimento CMS ad LHC.	5
2.3	Sistema dei muoni a CMS.	6
2.4	Prospettiva del sistema di pixel.	10
2.5	Schema di un modulo assemblato con fibra di carbonio e con elettronica di read-out.	11
2.6	Dettaglio di montaggio di un modulo nella ruota.	11
2.7	Veduta longitudinale di un quarto dell'SST.	12
2.8	Materiale impiegato nel tracciatore.	13
2.9	Curve di frequenza attesa dopo il Trigger L1 di CMS.	14
2.10	Risoluzione energetica di elettroni di 35GeV.	17
2.11	Frequenze di trigger in funzione del valore di soglia P_T	19
3.1	Organigramma dei centri interessati nella produzione del trac- ker al silicio di CMS.	24
3.2	Schema del sensore a micro strisce di CMS con tutte le soluzioni tecnologiche previste.	26
3.3	Il crate degli strumenti per la caratterizzazione elettrica, la stazione di test elettrico e il tavolo XY per l'ispezione ottica . .	27
3.4	Diagramma di flusso della "opzione automatica" del programma ADT	28
3.5	Schematizzazione dei contatti elettrici del sensore a microstri- sce.	32
3.6	Graffi e altri difetti attivi di un sensore visto al microscopio. .	34
3.7	Istantanea del programma ADT durante la misura di capacità totale su un sensore dell' outer barrel.	35
3.8	Corrente totale di leakage in funzione della tensione di bias applicata	36
3.9	Capacità totale verso il backplane in funzione della tensione di bias applicata	36

3.10	Profilo su tutte le strisce del sensore della misura della resistenza di polisiicio (sopra) e di I_{strip} con i limiti entro i quali possono variare le misure	37
3.11	Profilo su tutte le strisce del sensore della misura di CaC (sopra) e di I_{diel} con i limiti entro i quali possono variare le misure	37
3.12	Numero totale di strisce cattive per un sensore al silicio con il dettaglio dei contributi di ogni tipo di misura sulla singola striscia.	37
3.13	Misure di capacità totale in funzione della tensione di bias ottenute a Perugia (curva nera) e a Pisa (curva blu)	38
3.14	Misure di Resistenza di Polisilicio ottenute a Perugia (asse Y) e a Pisa (asse X) su un sensore di calibrazione	38
4.1	Andamento della efficienza di rilevazione di singola traccia in funzione della pseudorapidità per muoni di varie energie.	45
4.2	Efficienza di rilevazione per muoni singoli in funzione dell'energia trasversa	45
4.3	Risoluzione prevista del tracciatore sul parametro di impatto.	46
4.4	Risoluzione dell' impulso trasverso per muoni di 1, 10 e 100 GeV/c in funzione della pseudorapidità	46
4.5	Risoluzione sull' impulso trasverso per muoni ricostruiti con le informazioni del tracciatore.	47
4.6	Risoluzione sull' impulso trasverso per muoni ricostruiti con le informazioni delle camere traccianti del sistema dei mu.	47
4.7	Principio su cui si basa l' algoritmo di τ -tagging.	48
4.8	Distribuzione della significance della lunghezza di decadimento per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$ nella regione del barrel	49
4.9	Lunghezza di decadimento nel piano trasverso.	52
4.10	Lunghezza di decadimento nel piano sz.	52
4.11	Distribuzione della significance della lunghezza di decadimento per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$ nella regione del barrel	54
4.12	Funzione di risoluzione R(S).	55
4.13	Probabilità di singola traccia di appartenenza al vertice primario calcolata solo con tracce positive.	55
4.14	Probabilità combinata di jet con sole tracce con $S>0$	56
4.15	Efficienza u in funzione dell'efficienza b per eventi a 100 GeV.	57
4.16	Fattore di rigetto per getti di tipo u in funzione dell'efficienza di b per eventi a 100 GeV	57
4.17	Efficienza di u in funzione di efficienza di b calcolato alla TDR su un campione di $E=100$ GeV	58
4.18	ϵ_u vs. ϵ_b in tre regioni del tracciatore calcolate rispetto a differenti variabili per getti di $E_t = 50$ GeV	61

5.1	Diagramma di Feynman per il processo $\tau \rightarrow \mu\gamma$ come conseguenza delle oscillazioni di neutrino	73
5.2	Diagramma che contribuisce alla correzione radiativa della massa dell' Higgs	74
5.3	Diagramma a pinguino per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$	82
5.4	Diagramma a box per il canale $\tau \rightarrow 3\mu$	82
5.5	Regioni ammesse nel modello mSUGRA con costanti universali per il BR del canale tau in mu gamma con $\tan(\beta)=10$	83
6.1	I due possibili modi per generare uno stato finale con tre muoni da eventi $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$	95
6.2	Fondo inclusivo $c\bar{c}$: massa ricostruita dei tre muoni per eventi $c\bar{c}$	97
6.3	Massima differenza angolare fra due muoni	99
6.4	Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale	101
6.5	Il numero di tracce con $P_T > 0.7GeV/c$ intorno alla direzione del candidato tau (cono di 0.4) ottenuta con una simulazione veloce.	104
6.6	Il numero di tracce con $P_T > 0.7GeV/c$ intorno alla direzione del candidato tau (cono di 0.4) ottenuta con una simulazione dettagliata.	104
6.7	Distribuzione della energia trasversa mancante ottenuta con una simulazione veloce.	105
6.8	Distribuzione della energia mancante trasversa ottenuta con una simulazione dettagliata.	105
6.9	Distribuzione della massa ricostruita per due muoni ottenuta con una simulazione veloce.	106
6.10	Distribuzione della massa ricostruita per due muoni ottenuta con una simulazione completa	106
6.11	Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale	107
6.12	Distribuzione della massa ricostruita effettiva dei tre muoni per eventi $b\bar{b}$ di fondo.	108
6.13	Distribuzione della massa ricostruita effettiva dei tre muoni per eventi $c\bar{c}$ di fondo.	108
6.14	Distribuzione della più grande differenza nelle posizioni dei vertici di origine di due muoni rispetto l' origine(dmax).	109
6.15	Differenza fra la posizione reale del vertice d' origine dei tre muoni e quella ricostruita.	109
6.16	Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale	110
6.17	Massa ricostruita dei tre muoni nel barrel, simulazione veloce.	111

6.18	Massa ricostruita dei tre muoni nel barrel, simulazione completa.	111
6.19	Massa ricostruita dei tre muoni per il segnale da W sopra tutto il rivelatore.	113
6.20	Massa ricostruita dei tre muoni per il segnale da W più il fondo e per il solo fondo dopo un anno di presa dati ad LHC (10fb^{-1}).	113
6.21	Principali variabili cinematiche utilizzate nell' analisi per $Z \rightarrow$ $\tau\tau, \tau \rightarrow 3\mu^\pm$	114
6.22	Numero di tracce con significatività del parametro di impatto trasverso maggiore di 2.	114
6.23	Numero di muoni ricostruiti ai vari livelli del trigger di CMS quando se ne attendono solo 2	117
7.1	Risoluzione sull' energia trasversa per fotoni ricostruiti.	122
7.2	Risoluzione sull' angolo azimutale per fotoni ricostruiti.	122
7.3	Distribuzione dell' impulso trasverso del muone per il segnale (area verde), $W \rightarrow \mu\nu$ (area rossa), $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu\nu\nu$ (linea punteggiata) e $W\gamma \rightarrow \mu\nu\gamma$ (linea tratteggiata)	124
7.4	Significance del parametro di impatto trasverso del muone per il segnale (area verde), $W \rightarrow \mu\nu$ (area rossa), $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu\nu\nu$ (linea punteggiata) e $W\gamma \rightarrow \mu\nu\gamma$ (linea tratteggiata)	124
7.5	Energia trasversa ricostruita del fotone per il segnale (regione verde) e il fondo inclusivo (regione rossa)	125
7.6	Distanza angolare fra il muone e il fotone ricostruito (verde il segnale, rosso fondo inclusivo)	125
7.7	Massa ricostruita del sistema muone-fotone per il segnale . . .	127
7.8	Massa ricostruita del sistema muone-fotone per il fondo . . .	127
A.1	Schema della configurazione delle connessioni messe a punto per il processo di qualificazione dei rivelatori a microstrisce di CMS	ii

Capitolo 1

Introduzione

Nella proposta tecnica per l'esperimento CMS [31] sono presentati gli argomenti di ricerca più importanti tra quelli accessibili alla sperimentazione della collaborazione. In quella sede non era previsto uno studio sistematico dei decadimenti senza neutrini del tau. D'altra parte i recenti risultati provenienti dagli esperimenti SuperKamiokande [19] prima, SNO [20] successivamente, hanno di nuovo portato alla ribalta l'interesse verso lo studio di processi di violazione del numero quantico leptonico. Si prevede che dopo un solo anno alla luminosità prevista nel primo periodo di funzionamento di presa dati, LHC sarà in grado di fornire circa 10^{12} leptoni τ .

Un numero così elevato renderà la sperimentazione sulla fisica del τ competitiva con quella effettuabile agli anelli di accumulazione. Il principale motivo di interesse dello studio del decadimento del τ , all'interno dei possibili canali di decadimento senza neutrini, è costituito dal fatto che in alcuni modelli il BR previsto è molto più alto di quello più studiato del canale $\mu \rightarrow e\gamma$, il cui limite sperimentale è minore di 10^{-11} . Infatti in un gran numero di modelli teorici, questi decadimenti possono essere spiegati da accoppiamenti alla Yukawa di neutrini di Dirac con partner supersimmetrici. Questi accoppiamenti conducono ad avere elementi fuori diagonale nella matrice in massa degli sleptoni attraverso effetti di rinormalizzazione. A loro volta, inseriti nella parte di interazione della lagrangiana SUSY questi elementi di matrice portano alla violazione del sapore leptonico carico.

Questi accoppiamenti alla Yukawa in genere dipendono dalla massa delle particelle per cui ad esempio un processo come il decadimento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ è più veloce rispetto al $\mu \rightarrow e\gamma$ di un fattore tipicamente dell'ordine di $\frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \times \frac{m_\mu^2}{m_e^2} \sim 1.2 \times 10^7$. In un modello supergravitazionale minimale che contempli neutrini right handed calcoli fatti con opportune scelte dei parametri universali alla scala GUT e l'utilizzo di parametrizzazioni compatibili con le osservazioni del mixing nel settore neutrinico di Super-Kamiokande, portano ad avere valori di aspettazio-

ne per il BR del $\tau \rightarrow \mu\gamma$ fino a 10^{-07} . Questo valore non è lontano dall'attuale sensibilità ottenuta sperimentalmente dall'esperimento CLEO II che si attesta intorno a 1.1E-06. [5] Alle macchine adroniche tipo l' LHC, come già confermato da studi preliminari di Atlas [41], tuttavia il fondo è assai più grande di quello presente ai collisionatori e^+e^- . Per questo motivo ci si è inizialmente concentrat sul canale $\tau \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$ il cui BR è atteso essere circa 150 volte minore del $\tau \rightarrow \mu\gamma$ nel modello mSUGRA che è stato preso in questa sede come riferimento teorico.

La segnatura sperimentale molto più chiara per questo canale, rende tuttavia interessante lo studio per comprendere se , forti delle straordinarie potenzialità del sistema tracciante di CMS, sia possibile migliorare l' attuale sensibilità sempre fissata da CLEOII con un limite di 1.9E-06 sul BR [6]. Il lavoro di questa tesi può essere diviso in due distinte fasi, tutte connesse sotto differenti aspetti alle prestazioni del sistema tracciante.

Nella prima fase si è lavorato in un primo momento alla messa appunto di un set-up usato nella caratterizzazione dei sensori a microstrip al silicio che verranno montati nel tracciatore di CMS (3). In un secondo tempo si è lavorato alla messa a punto di uno strumento software per riconoscere getti di particelle dovuti al quark b. Sarà questo parte degli argomenti trattati nel capitolo 4. Nello stesso capitolo 4 verrà anche illustrato il software utilizzato nella simulazione, ponendo l' accento sulla ricostruzione delle tracce che, senza dubbio, rappresenta l' aspetto più delicato di tutto questo studio. Infatti la ricostruzione dei vertici secondari o delle masse del tau dai tre muoni o l' identificazione di un jet di tipo tau o, non in ultimo, la capacità di discriminare un jet da quark b, sono tutti aspetti che dipendono dalle prestazioni attese del tracciatore e dagli algoritmi utilizzati per ricostruire le tracce stesse. La seconda fase è iniziata con lo studio del decadimento del tau in tre muoni, in cui si vedrà anche come fondamentali siano le prestazioni del tracciatore per il miglioramento della sensibilità sperimentale. Questo è oggetto del capitolo 6. Si è infine affrontato lo studio di un secondo canale, il tau in mu gamma, che ha confermato i risultati trovati preliminarmente da Atlas e quindi un non significativo miglioramento della sensibilità sperimentale. Questo sarà l'argomento del capitolo 7.

Nel capitolo 2 si dà una descrizione dell'esperimento CMS ad LHC e dei suoi componenti, con particolare enfasi al sistema di trigger, mentre nel capitolo 5 si fornisce una dettagliata introduzione teorica ai processi di decadimento con violazione del sapore leptonico. Al capitolo 8 le conclusioni.

Capitolo 2

Esperimento CMS ad LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un collisionatore protone-protone che sarà alloggiato nel tunnel di 27 Km di circonferenza del LEP al CERN (vedi fig. 2.1) Questo progetto fornirà collisioni fra protoni con un'energia nel centro di mas-

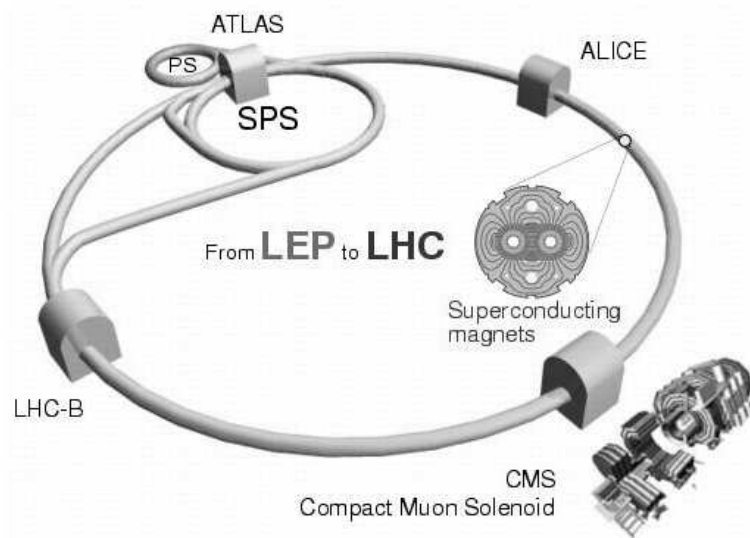


Figura 2.1: Il collisionatore LHC al CERN di Ginevra.

sa di 14 TeV e collisioni fra ioni pesanti piombo-piombo a $\simeq 10^3$ TeV.

I due fasci ruoteranno su due anelli separati, mantenuti in traiettorie circolari da magneti superconduttori ed accelerati da cavità RF superconduttrici.

Questi vengono fatti interagire in quattro punti, corrispondenti ai quattro esperimenti approvati dal comitato di LHC: CMS, ATLAS, LHCb e Alice.

A causa della piccola entità delle sezioni d'urto e dei branching ratios dei pro-

cessi fisicamente interessanti che si vogliono studiare ad energie così elevate (almeno nella dichiarazione degli intenti [34], [31]) questa macchina dovrà garantire un'alta luminosità in maniera da poter fornire una statistica sufficiente per lo studio di questi canali.

La luminosità di LHC dopo i primi due anni di operazione a $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (alla quale di solito ci si riferisce come periodo di *bassa luminosità*) raggiungerà a regime il valore finora mai ottenuto di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (*alta luminosità*). Per ottenere queste prestazioni, ogni beam consiste di 2835 pacchetti (*bunches*), ognuno riempito con 10^{11} protoni. Il rate di collisioni dei pacchetti sarà di 40 MHz, corrispondente ad una collisione ogni 25 ns. Il problema più grande a questi regimi è la sovrapposizione (*pile-up*) che si ha nelle collisioni fra più bunches nel tempo di sensibilità dei rivelatori. Per questo motivo le specifiche tecniche, sia nel disegno del detector che nella elettronica di lettura, devono prima di tutto rispondere a criteri di velocità di risposta.

Ci si aspetta una media di 25 eventi, detti di minimum bias, perché corrispondenti a qualunque evento registrabile dall'apparato sperimentale, sovrapposti ad ogni bunch crossing (ad alta luminosità), dovuti alla sezione d'urto totale protone-protone (circa 100mb).

Eventi di minimum bias non sono solo un indesiderabile fondo per tutti i processi fisici in studio ad LHC, ma per come si discuterà al capitolo 3, rappresentano anche un serio problema, creando un ambiente ostile in cui gli strumenti dovranno operare per anni.

2.1 Il rivelatore CMS

L'esperimento CMS è stato progettato per indagare in maniera efficiente le differenti segnature di nuova fisica accessibile ad LHC. Tutte le soluzioni adottate nella progettazione del detector sono mirate a questo e ottimizzate per ottenere la massima copertura possibile dell'angolo solido e insieme, la precisa identificazione e misurazione di muoni, elettroni e fotoni in un largo intervallo di energia. La sua struttura è quella tipica di un generico esperimento, disegnato per un collisionatore: è composto di elementi cilindrici coassiali alla linea di beam nella regione centrale (*barrel region*) mentre, in entrambe le estremità del cilindro, sono stati installati piani circolari di detector, perpendicolari alla linea di beam (*end-caps* o *forward region*) che assicurano l'ermeticità del rivelatore. (fig. 2.2) Tutti i rivelatori, con l'eccezione delle camere a muoni, sono localizzati dentro un grande solenoide super conduttore che crea un campo magnetico di 4 Tesla necessario alla misura di precisione degli impulsi delle particelle cariche.

Sono proprio queste le caratteristiche principali di CMS, la cui sigla significa *Compact Muon Solenoid*. È infatti la capacità di identificare muoni e di mi-

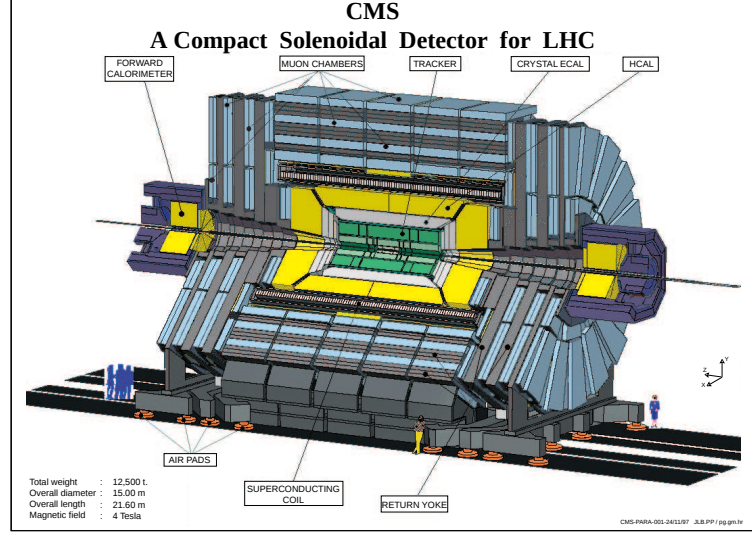


Figura 2.2: Esperimento CMS ad LHC.

surare con precisione impulsi in uno spazio molto contenuto, grazie all'intenso campo magnetico, che rende l'esperimento differente da altri.

2.2 Il magnete

La scelta del magnete è stata la prima decisione presa nel progetto di CMS. Alla fine è stato adottato un solenoide lungo 12,5 m e di raggio interno di 5.9 m, che genera un campo magnetico di $B=4$ T uniforme il più possibile, lungo la direzione della linea del fascio. Il flusso magnetico viene chiuso attraverso un traferro spesso 1.8 m, equipaggiato con quattro stazioni a muoni. Il principale risultato di questa configurazione, dovuto all'intenso campo magnetico e quindi al potere di curvatura fornito, è un'efficiente rivelazione delle particelle cariche traccianti e dei muoni per misure fino ad una pseudorapidità ($\eta = \ln(tg\theta/2)$) di 2.5 senza toroidi nelle zone degli *end-caps*. Il valore così alto del campo magnetico permette di ottenere un grosso valore del braccio di leva (BL^2) che minimizza l'incertezza sulla misura dell'impulso delle particelle, essendo questa data dalla formula:

$$\frac{\sigma_P}{P} \propto \left(\frac{1}{BL^2} \times \frac{\sigma_{sil}}{\sqrt{N_{HIT}}} \right) P \quad (2.1)$$

dove si sono incluse le risoluzioni intrinseche di ogni singolo hits (σ_{sil}) e il numero stesso di hits (N_{HIT}) per ogni traccia. Il magnete viene usato come supporto per tutti i componenti del barrel.

2.3 Il sistema dei muoni

Ad LHC è molto importante avere una efficiente rivelazione di muoni in un grande intervallo di pseudorapidità. Nello studio oggetto di questa tesi è anche indispensabile avere un sistema di identificazione di muoni con una bassa probabilità di confondere pioni carichi o kaoni in muoni (punchthrough).

Questa qualità è stata pienamente considerata nella progettazione di CMS il cui sistema di muoni riesce a coprire il range di rapidità $|\eta| < 1.3$ con i rivelatori del barrel e $0.9 < |\eta| < 2.5$ usando rivelatori del forward.

In fig. 2.3 è mostrato uno schema del sistema a muoni. Sia nelle regioni

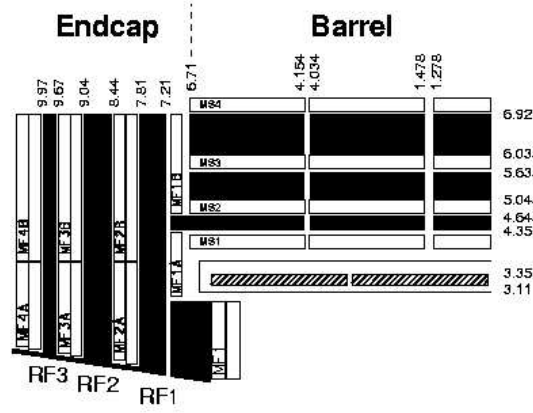


Figura 2.3: Sistema dei muoni a CMS.

del barrel che degli endcaps ci sono quattro stazioni muoniche intervallate dai piatti di ferro del ritorno di flusso, che servono pure da assorbitori [32]. Sono state adottate svariate tecniche di rivelazione dei muoni per poter fornire la richiesta precisione di misura ($100\mu m$) come si può sempre vedere dalla fig. 2.3. Nel barrel ($|\eta| < 1.3$), dove ci si attende una moderata velocità di conteggio ($< 10\text{Hz}/\text{cms}^2$) e non c'è un apprezzabile campo magnetico in vicinanza di molte delle stazioni muoniche, si è pensato di utilizzare un sistema di 240 camere di *Drift Tubes* (DTs) arrangiate in 4 stazioni concentriche (MS1, MS2, MS3, MS4). Il rivelatore nel barrel è diviso in 5 ruote a loro volta suddivise in dodici settori di 30° . Ogni modulo DT consiste di dodici strati planari di camere di deriva: otto parallele alla linea del fascio organizzati in 2 *SuperLayers* di quattro strati ognuno che forniscono la coordinata ϕ e quattro strati perpendicolari (il

SuperLayer che dà la z).

Le stazioni sono arrangiate in modo che un muone attraversa almeno tre stazioni.

Negli endcaps il sistema di mu consiste di camere a lettura catodica CSCs (*Cathode Strip Chambers*), capaci di operare immerse in un campo magnetico non uniforme. Anche queste sono organizzate in quattro stazioni muoniche (da MF1 a MF4) contenenti sei strati di fili intervallate dai pannelli di catodi: ogni CSCs fornisce 6 misure di ϕ (strips colpite) e di r (posizione lungo il filo). Anche qui le camere sono arrangiate in maniera da avere assicurate almeno tre stazioni interessate per ogni passaggio di muoni.

Sia il barrel che gli end-caps sono stati equipaggiati anche con rivelatori di trigger addizionali e complementari del tipo *Resistive Plates Chambers* (RPCs). Questi sono in grado di fornire un trigger con notevole velocità seppure con una modesta risoluzione della posizione. Si presenterà nel seguito in dettaglio il trigger di CMS focalizzando l'attenzione al trigger muonico.

2.4 I Calorimetri

Sono composti da un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione (ECAL) [33] e da un più esterno calorimetro adronico (HCAL). Negli endcaps l'ECAL si estende fino a $|\eta| < 2.6$ e l'HCAL $|\eta| < 3.0$.

Per assicurare ermeticità al rivelatore, in modo da avere una buona risoluzione della energia mancante trasversa, è previsto un ulteriore calorimetro *very forward* che copre il range di pseudorapidità $3.0 < |\eta| < 5.0$.

La collaborazione di CMS ha optato per un calorimetro elettromagnetico omogeneo fatto di 80000 cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$) in maniera da ottimizzare la risoluzione di fotoni ed elettroni su tutto il rivelatore. La principale ragione della scelta di questo materiale è la corta lunghezza di radiazione ($X_0=9\text{mm}$) e un piccolo raggio di Molière ($\simeq 2.2\text{cm}$), condizioni che conducono ad un calorimetro molto compatto. Sono inoltre cristalli resistenti alle radiazioni e con un bassissimo tempo di scintillazione (10ns), rispondendo così alle esigenze di LHC. I cristalli hanno una lunghezza di 23cm ($25.8X_0$) nel barrel e 22cm negli end caps, mentre la granularità frontale è di 22 e 24.7 mm^2 rispettivamente. Uno strumento di presciamatura (*preshower*) di lunghezza $3X_0$ è posto di fronte ai cristalli in modo da garantire un miglioramento della rejezione dei pioni neutri nella regione degli endcaps.

La risoluzione dell' energia trasversa del ECAL di CMS per fotoni ed elettroni è parametrizzabile dalla seguente equazione

$$\frac{\sigma_E^{ECAL}}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \otimes b \otimes \frac{c}{E} \quad (2.2)$$

dove il “termine stocastico” a è legato ai fotodiodi e alle fluttuazioni dello sciamme, il “termine costante” b riceve contributi dalle disuniformità dei cristalli mentre il “termine di rumore” c è legato al rumore elettronico e al pile-up.

La fisica di alcuni canali utilizzati come banco di prova di CMS come il decadimento del bosone di Higgs in due fotoni, (aspettato essere il canale di decadimento più importante per masse dell’ Higgs sotto i $150\text{GeV}/c^2$) fornisce dei vincoli prioritari alle prestazioni dei calorimetri elettromagnetici.

Il disegno del calorimetro elettromagnetico deve quindi soddisfare le seguenti condizioni:

$a=2.7\%$ nel barrel e 5.7% negli end-caps, $b<0.55\%$ in entrambe le sezioni e c , esprimendo questo termine di rumore come energia trasversa, deve essere 155MeV e 205MeV nelle due sezioni del detector a bassa luminosità e 210 MeV e 245MeV in un regime di alta luminosità [31], [33].

I calorimetri adronici avvolgono quelli elettromagnetici e, insieme ad essi, misurano l’energia dei jets e assicurano un’ ermetica copertura per misurare energia trasversa mancante. Nella regione centrale, per assicurare una adeguata profondità di campionamento e per ridurre l’entità della cascata adronica nelle camere a mu, è stato predisposto un *tail catcher*. Negli endcaps l’area attiva consiste di mattonelle di scintillatori plastici con wave length shifter come read-out e assorbitori in rame. Queste mattonelle sono arrangiate in torri proiettive con una granularità fine (segmentazione laterale $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.09 \times 0.09$) tale da assicurare una buona separazione fra due jets e una buona risoluzione in massa. La risoluzione energetica ottimale prevista per i calorimetri adronici può essere parametrizzata come

$$\frac{\sigma_E^{HCAL}}{E} = \frac{0.8}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.}{E} \oplus 0.03 \quad (2.3)$$

con E in GeV .

2.5 Il tracciatore

Una grande efficienza nella tracciatura, una dettagliata ricostruzione dei vertici e un’ ottima risoluzione spaziale delle tracce, sono requisiti indispensabili ai quali il sistema tracciante di un esperimento che mira alla molteplicità degli aspetti della fisica di LHC, quale CMS, deve avere.

La risoluzione del momento delle tracce leptoniche per esempio è utile nella ricostruzione di processi in cui si hanno bosoni di gauge che decadono leptonicamente. Questi processi possono essere una chiara segnatura per processi di nuova fisica.

Nell’isolamento di leptoni per altro risulta utile la capacità di ricostruire tracce adroniche con impulso trasverso al di sotto di $2\text{ GeV}/c$ e potrebbe ulteriormente essere utile una certa efficienza al di sotto di $1\text{GeV}/c$.

(vedi per esempio la sezione 4.4). Un'altra caratteristica del tracciatore di CMS è la capacità di rivelare vertici secondari, fondamentale per l'identificazione di getti generati da quark b (b -tagging). La presenza di questo tipo di jets caratterizza un'elevata quantità di processi di nuova fisica, nonché la fisica del top e lo studio di violazione CP nel settore del B. Si avrà modo di ritornare su questo argomento, sia nella trattazione tecnica di alcuni algoritmi di btag sviluppati (sezione 4.4) sia in un'applicazione concreta per isolare il canale $\tau \rightarrow 3\mu$ qualora il leptone tau dovesse provenire da mesoni B (capitolo 6). Il tracciatore di CMS deve comunque rispondere anche ad altre esigenze. Per minimizzare la conversione di fotoni e i processi di bremsstrahlung e quindi per avere una migliore risoluzione energetica e angolare dell'ECAL nella rivelazione dei fotoni, lo spessore, in lunghezze di radiazione X_0 , dei materiali impiegati (dalle parti attive, alle strutture di sostegno fino all'elettronica di front-end) deve essere minimizzato.

A regime di alta luminosità nel volume coperto dal tracciatore ci si attende un numero $O(10^3)$ di particelle cariche provenienti dai 25 eventi di minimum bias che mediamente si sovrappongono all'evento in studio in ogni collisione. Questo rende le cose molto confuse per l'identificazione di un segnale di fisica. Per ovviare queste difficoltà si richiede una bassa occupazione delle celle attive ovvero un'alta granularità della superficie attiva e un elevato numero di segnali (hits) per ogni traccia, in maniera tale da discriminare le singole tracce fra loro. D'altra parte gli eventi di minimum bias sono perlopiù caratterizzati da tracce di basso impulso trasverso, per cui l'intenso campo magnetico confina la traiettoria di queste in eliche di piccolo raggio. L'effetto è quello per cui la densità di tracce con p_t piccolo precipita letteralmente con il crescere della distanza radiale dal punto di collisione e questo si traduce anche in una differente organizzazione del tracciatore al silicio a seconda che si consideri la regione di alta densità di tracce o di bassa. La parte interna è equipaggiata con il sottorivelatore dei Pixel mentre esternamente si ha l'SST. L'uso del potente campo magnetico permette di contenere il numero degli strati di rivelatori senza per questo deteriorare la capacità di discriminazione delle tracce né la risoluzione spaziale né la misura degli impulsi delle particelle. Ciò nonostante il numero globale di canali di elettronica (10^7) rimane molto elevato.

2.5.1 Pixel

Esso consiste di due o forse tre strati nel barrel e due strati nelle due regioni di *end-caps* (fig. 2.4). La configurazione nel barrel sarà differente a seconda se si opererà a regime di bassa o alta luminosità per prevenire danni da radiazioni. Nella fase a bassa luminosità si prevedono due strati a 4cm e a 7 cm dall'asse di collisione e forse un terzo strato a 11.5 cm; ad alta luminosità due soli strati a 7cm e a 11.5 cm. I dischi alle estremità sono invece posti a

$|z|=32.5\text{cm}$ e $|z|=46.5\text{ cm}$ e coprono i raggi fra 6cm e 15 cm assicurando una completa copertura in η per due hits di pixel. Per lo strato più interno del barrel si pensa inoltre di sostituire il cilindro più interno dopo i primi sei anni di attività. Ogni strato è composto di unità modulari con l'elettronica di

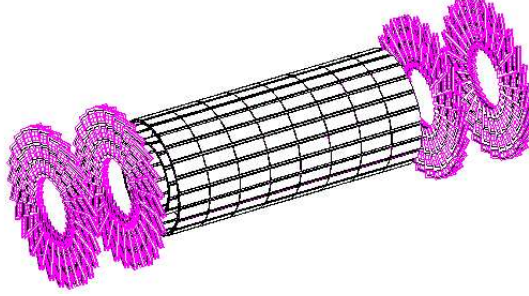


Figura 2.4: Prospettiva del sistema di pixel.

acquisizione integrata, contenenti un sottile ($\sim 200\mu m$) sensore segmentato. Nel trovare e localizzare vertici secondari si devono conoscere esattamente tutte e tre le coordinate di ogni hits. L'unità di ogni modulo è quindi il pixel, di forma quadrata (superficie di $150\mu m^2$) combinata con una elettronica di lettura analogica del segnale. In questo modo si può trovare la posizione del segnale in maniera da sorpassare il limite imposto dalla granularità attraverso procedure di interpolazione degli effetti di ripartizione della carica rilasciata dalla particella ionizzante per effetto del campo magnetico (angolo di Lorentz). Questo permette, pur usando celle di dimensione di $150\mu m$, di ottenere una risoluzione intrinseca per ogni hit di 10-15 μm , valore che tuttavia si potrebbe degradare con gli anni fino a 20 μm .

2.5.2 SST

Per gli strati esterni del tracciatore una scelta naturale è quella dei rivelatori al silicio a microstrisce, sia per la loro resistenza alle radiazioni sia per la loro risoluzione spaziale e temporale (che permette l'acquisizione ad ogni bunch crossing) e sia per la loro alta efficienza di rivelazione. L'eccellente risoluzione spaziale richiesta nella regione centrale del tracciatore è inoltre assicurata dal piccolo passo fra le strips di ogni rivelatore che ivi viene montato.

L' SST di CMS (fig. 2.7) si estende fino ad una distanza di 5.6 m lungo l'asse z e copre una regione di pseudorapidità fino a 2.5 (oltre no perché la radiazione e la densità delle tracce sarebbero troppo elevate e si perderebbe la capacità di discriminare le particelle). L' area attiva del sub-detector copre una superficie di 230 m^2 . La regione del barrel del tracker consiste di 10

strati di moduli montati in ruote come mostrato in dettaglio nelle figure 2.5 e 2.6. Questi forniscono informazioni sulle coordinate $r\phi$ e alcuni di danno

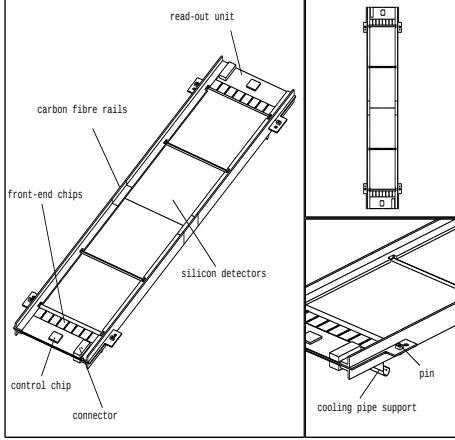


Figura 2.5: Schema di un modulo assemblato con fibra di carbonio e con elettronica di read-out.

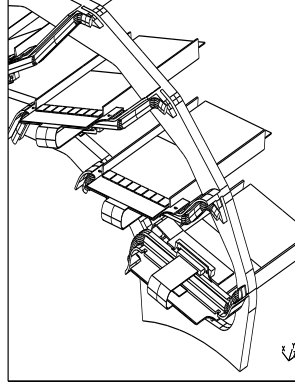


Figura 2.6: Dettaglio di montaggio di un modulo nella ruota.

anche informazioni stereo per la coordinata z . I quattro strati più interni (*inner barrel*) si estendono da -65 a 65 cm lungo l'asse z e sono costituiti da sottili sensori ($320\mu m$) ruotati per compensare l'angolo di Lorentz. I sei strati più esterni (*outer barrel*) si estendono da -110 a 110 cm e sono equipaggiati con sensori più spessi ($500\mu m$) e mediamenti meno finemente segmentati per ridurre il numero dei canali di elettronica.

In ogni end caps ci sono nove grandi dischi che coprono da $120 < |z| < 280$ cm e tre più piccoli (*inner endcaps*) che chiudono l'inner barrel. Questi dischi forniscono la misura $z\phi$. Globalmente, l'ammontare totale del materiale del Tracker è rappresentato in figura 2.8 in unità di lunghezze di radiazione. Una risoluzione di $20\mu m$ sul singolo hit nell'inner barrel (circa il doppio nell'outer barrel) ed un potere discriminatorio fra due tracce migliore di $200\mu m$, sono le condizioni sulla precisione che si richiedono al sistema tracciante al silicio per un'efficiente identificazione dell'evento.

Nell'attuale disegno i valori dei passi, che variano da 80 a $183\mu m$ nella regione del barrel e da 81 a $205\mu m$ per i sensori che si monteranno negli end-caps, permettono di ottenere questo, in quanto la risoluzione di singola hit ottenibile

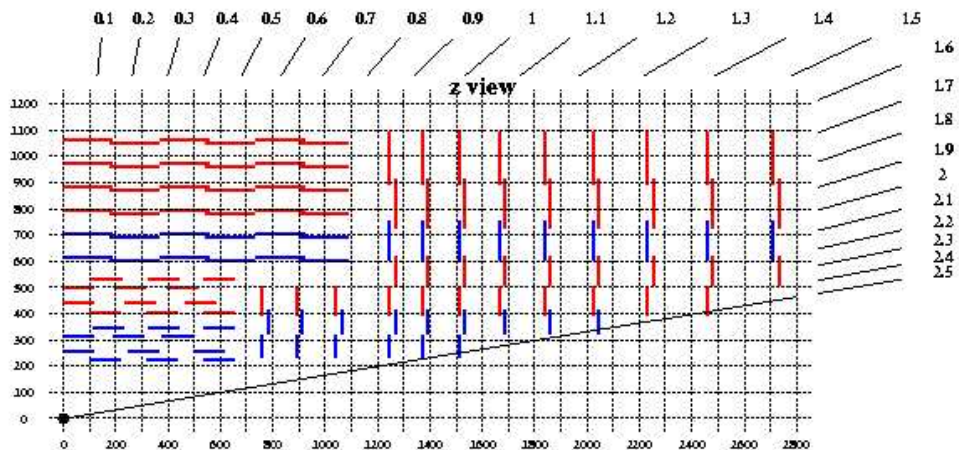


Figura 2.7: Veduta longitudinale di un quarto dell'SST.

è di $15 \mu m$ per i sensori con il pitch più piccolo e si avvicina al limite digitale ($\text{pitch}/\sqrt{12}$) per quelli più grandi (per questi il più della carica è depositata in un'unica striscia). Aspetto di assoluta importanza è il cercare di capire come rendere queste prestazioni comunque sempre disponibili anche dopo anni di run di LHC e quindi dosi di radiazioni che inevitabilmente deteriorano le prestazioni del rivelatore al silicio.

2.6 Trigger in CMS

Sia per il ruolo chiave che riveste nella possibilità di migliorare la sensibilità sperimentale ai decadimenti senza neutrini, sia per la sua complessità hardware e software, si darà in maniera più dettagliata rispetto alla descrizione dei subdetector fatta fino ad ora, una descrizione del sistema di trigger. Come visto, ogni 25ns, alla luminosità di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, si stima avere oltre 20 eventi e quindi una frequenza di 10^9 interazioni al secondo. La massima frequenza acquisibile dalla farm di computer on-line che verrà installata nell'esperimento non supererà i 100Hz. Occorre quindi essere capaci di acquisire solo eventi di interesse fisico cercando nello stesso tempo di minimizzare eventi non interessanti e quindi la frequenza di acquisizione. La filosofia adottata da CMS per ridurre questa frequenza si basa su un trigger multilivello. Al primo livello tutti i dati vengono immagazzinati per $3.2 \mu s$ dopo di che non più di 100KHz di questi eventi sono inoltrati per essere ulteriormente processati dal trigger di livello successivo. Questo viene fatto per tutti i canali di lettura senza tempi morti. Il trigger di livello 1 si basa sulla elettronica e sulla logica direttamente installate sulle camere a muoni e sui calorimetri. A questo livello è essenziale

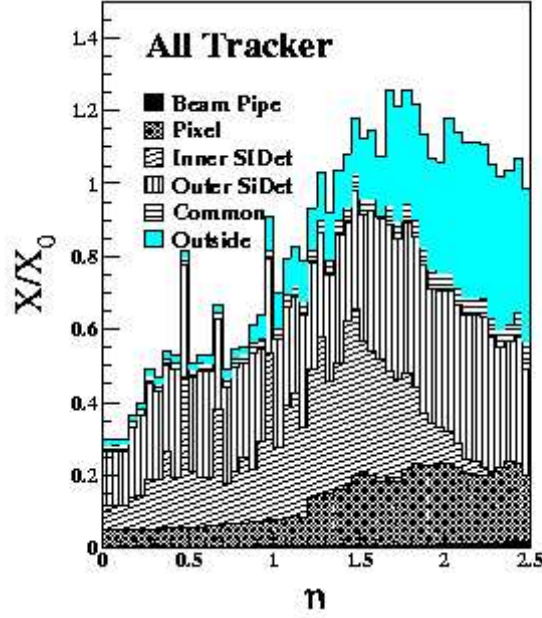


Figura 2.8: Materiale impiegato nel tracciatore.

un' elevatissima velocità di risposta per cui il trigger non è globale ma solo basato sulle informazioni locali fornite da elementi di rivelatori. Tutti i dati forniti dai rivelatori vengono provvisoriamente immagazzinati in memorie *pipelined* per poi essere eventualmente inviati alla rete di calcolatori per i livelli superiori di trigger. Le dimensioni di CMS e delle caverne sotterranee impongono vincoli sulla propagazione del segnale che insieme ai tempi della elettronica richiede $3.2\mu s$ equivalente a 128 interazioni da 25 ns. In questo periodo i dati sono immagazzinati e si matura per essi una decisione che permetterà di rimuovere una grande frazione di questi eventi mantenendo solo quella piccola porzione che probabilmente proviene da interazioni di qualche interesse fisico. Particolari tipologie di canali sono usate come termine di comparazione per maturare questa decisione. A questo livello il trigger seleziona alcuni segnali (fotoni, leptoni, getti, dimuoni, dielettroni, tau ecc.) che garantiscono una elevata efficienza per i canali di benchmark dell' esperimento. Il trigger di Livello 1 deve essere perciò in grado di mantenere la più alta possibile efficienza per le interazioni con elevato $\hat{P}_T$ fra i quarks componenti i protoni. Canali di riferimento sono ad esempio il top che decade in leptoni o l'higgs che va in 2 fotoni o 4 leptoni o i decadimenti di particelle supersimmetriche o dello Z^0 ecc.ecc. Spesso questi canali sono caratterizzati dalla presenza di un W che decade leptonicamente ed è proprio questo a fornire un

riferimento per la scelta delle soglie di trigger sui singoli leptoni (valori che a regime di alta luminosità sono per esempio fissate a 40 GeV). Un Higgs di massa intorno i 100GeV decade in due fotoni la cui efficienza di acquisizione viene ottimizzata (95%) se si sceglie una soglia di 20 GeV per fotone. Questi e altri canali offrono una pletora di possibili combinazioni di oggetti su cui triggerare e di soglie sotto le quali l'evento viene rigettato. A bassa luminosità sarà possibile abbassare i tagli per studiare ad esempio la fisica del b, caratterizzata da valori più bassi del P_T . La scelta delle soglie per ottimizzare l'efficienza di acquisizione e contemporaneamente per minimizzare il rate di acquisizione di eventi non interessanti come il minimum bias è stato oggetto di molti studi.[29] In figura 2.9 sono mostrate le curve di frequenza attesa a regime di alta luminosità di LHC in funzione delle soglie imposte sulla energia trasversa del fotone/elettrone e sull'impulso trasverso del muone in caso di un trigger basato su questi due oggetti. È particolarmente importante notare che

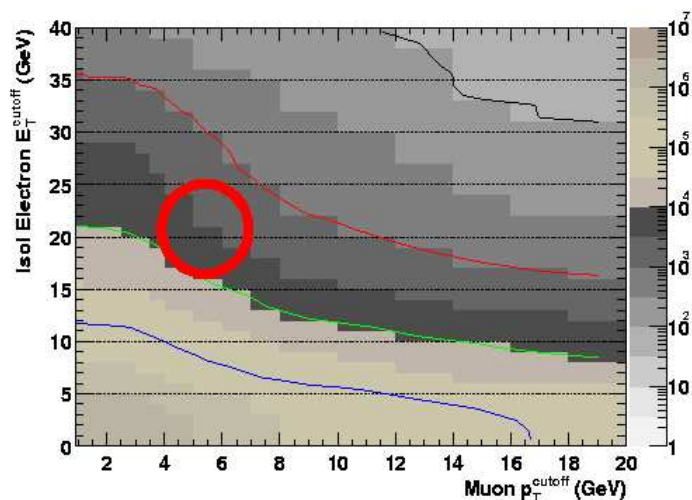


Figura 2.9: Curve di frequenza attesa dopo il Trigger L1 di CMS.

una soglia di 5 GeV sul valore del Pt del muone e di 20 GeV sull'elettrone mi porta ad avere una frequenza di uscita intorno i 3.5KHz.

2.6.1 Organizzazione del trigger di livello 1

Il trigger L1 è organizzato in tre sottosistemi: il trigger L1 dei calorimetri, il trigger L1 dei muoni e il trigger L1 globale [29]. A sua volta il trigger muonico (GMT) è organizzato in tre sotto sistemi che sono legati ai tre differenti tipi di detector: Drift Tube Trigger(DT) nel barrel, Cathod Strip Chambers Trigger (CSC) negli end-caps e Resistive Plate CHambers Trigger (RPC) che coprono

sia il barrel che gli endcaps. Le tre informazioni provenienti dai tre sotto sistemi di trigger muonico sono mandate sotto forma di segmenti di traccia (cioè di grossolane informazioni di impulso e direzione) ad un global muon trigger che seleziona quelle tracce che meglio di altre potrebbero rappresentare un muone. Alla fine il GMT manda i quattro migliori candidati al Trigger Globale.

Nello stesso tempo, nel trigger calorimetro, si ha la somma delle energie dalle torri di trigger dei vari ECAL, HCAL e HF tramite i circuiti di elettronica di read-out del TPG (Trigger Primitive Generator). La granularità delle celle risulta essere un compromesso fra le necessità di rigettare il fondo da un verso e quello di mantenere il più basso possibile, per ragioni di costo, il numero di canali elettronici compatibilmente con le esigenze di DAQ. Insieme il TPG invia questi dati ad un Trigger Regionale Calorimetrico (RCT) che individua i migliori candidati elettroni, fotoni e tau sia isolati che non.

Questo a sua volta manda i quattro migliori candidati di ogni tipo al trigger globale calorimetrico (GCT) insieme alla somma delle energie trasverse. In questa fase viene calcolata l'energia totale e l'energia mancante che vengono inviati insieme alle rozze stime della ϕ e della η dei jet al GT (global trigger). Il global trigger riceve questi dati grossolani di muoni e informazioni calorimetriche, sincronizza i sottosistemi interessati in base al tempo di arrivo delle particelle e trasmette la decisione di livello 1 al sistema di controllo, decisione che viene presa in base a combinazioni logiche delle informazioni provenienti dal GMT e dal RCT e alle soglie su impulsi e/o energie trasverse dei vari candidati di trigger. Se dal trigger di livello 1 viene maturata una decisione positiva l'evento, con tutte le sue informazioni completamente ricostruite viene mandato al livello successivo di trigger (HLT) dal quale dovrà uscire una frequenza di acquisizione massima di 100Hz. A questo livello la situazione diventa molto complessa potendo disporre di tutte le informazioni dell'esperimento. Per questo motivo, ad ogni tipo di HLT trigger, a sua volta ideato per massimizzare l'efficienza della rivelazione dei principali canali di fisica di CMS, si assegna una banda di frequenza massima. Così per esempio il trigger basato sui muoni non può sorpassare i 30Hz o sui fotoni/elettroni i 30Hz. Una vasta scelta di possibili trigger sono stati ideati e tuttora sono oggetto di studio. In quel che segue si darà uno sguardo ai due canali di HLT trigger che sono stati adottati nelle analisi sviluppate.

Ricostruzione di elettroni e fotoni a livello 2

Dopo la decisione del trigger di livello 1 per gli elettroni, il background è dominato da getti dove un singolo π^0 prende una larga frazione della energia trasversa E_T . In modo da ridurre questo background un set di algoritmi sono applicati in tre distinti passi per la ricostruzione di elettroni (in un unico passo

per fotoni).

In una prima fase si usano solo informazioni calorimetriche e si fa una ricostruzione applicando algoritmi di clusterizzazione, recupero della energia persa per *bremsstrahlung*, calibrazione energetica e correzioni sulla posizione del vertice primario da cui si origina il getto.

Il secondo step richiede invece hits nel subdetector dei pixel compatibili con candidato elettrone (si chiama questo livello 2.5). L'ultimo step è l'utilizzo delle informazioni del tracciatore completo usando gli hits nei pixel come punto di partenza per il resto del sistema tracciante. La ricostruzione dei fotoni è del tutto simile nella fase "calorimetrica" a quella degli elettroni e non prevede ulteriori livelli di ricostruzione oltre il livello 2 (calorimetrico). Pertanto si descriverà qui quanto accade nel trigger di livello 2 per gli elettroni consapevoli che lo stesso vale per i fotoni. La sola differenza riguarda le energie di soglia che sono più elevate qualora si triggera sui fotoni.

Prima di tutto viene fatta una clusterizzazione dell'energia in una regione circoscritta dalle informazioni provenienti dal trigger di livello-1. Si calcolano le energie depositate e dalla loro distribuzione si calcola la posizione.

Mentre nella regione del barrel questa operazione coinvolge solo l'energia depositata nei cristalli di tungstato di piombo, negli end-caps a questa si somma anche l'energia depositata nel detector di $3X_0$ di spessore del *preshower*. Due i metodi principali per la ricostruzione dell'energia elettromagnetica per i quali si rimanda alla bibliografia[38]. Il secondo passo del trigger di livello 2 è l'informazione degli effetti di *Bremmstrahlung*. Gli elettroni che, attraversando il materiale del tracker, irradiano prima di raggiungere i calorimetri ECAL, vengono curvati dal campo magnetico. L'effetto di questa curvatura è uno *spray* di energia che raggiunge gli ECAL distribuito con ottima approssimazione esclusivamente lungo la direzione azimutale ϕ . L'energia dell'elettrone (del fotone) viene allora calcolata facendo un cluster di tutti i clusters che sono stati individuati spostandosi lungo la ϕ (*supercluster*). L'algoritmo "Hybrid" misura anche l'energia laterale del jet lungo la η per avere informazioni sulla forma del jet trasversa alla principale direzione (ϕ). Un'operazione di ricerca di superclusters basata sul metodo island mostra una buona capacità di rigettare fotoni non isolati provenienti dal decadimento dei pioni ($\pi \rightarrow \gamma\gamma$) potendo (almeno per fotoni di basse energie) discriminare i due bracci nei calorimetri. Trovati i superclusters tuttavia, gli elettroni e i fotoni, sia nella loro direzione che nella loro energia, non sono ancora completamente ben ricostruiti.

Infatti, solo in prima approssimazione, la direzione del jet si può calcolare come centro di gravità dell'energie pesate dei singoli cristalli interessati nel jet. I cristalli dell'ECAL di CMS sono infatti quasi-proiettivi così che la posizione laterale dei cristalli dall'asse del jet dipende a sua volta dalla profondità lungo l'asse stesso.

Poiché la densità di energia non decresce linearmente con la distanza della

cellula dall'asse del jet, ma piuttosto esponenzialmente, una semplice media pesata delle energie dei cristalli fornisce una posizione che è sistematicamente spostata verso il centro del cristallo contenente il deposito di energia maggiore. Questo può essere tenuto in considerazione ricalcolando la media pesata usando il logaritmo dell'energia depositata sui cristalli:

$$x = \frac{\sum x_i W_i}{\sum W_i} \quad W_i = W_0 + \log \frac{E_i}{\sum E_j} \quad (2.4)$$

dove con x_i si indica la posizione dell' i -esimo cristallo e W_i il peso logaritmico. L'energia totale dell'elettrone si ottiene sommando su tutte le energie

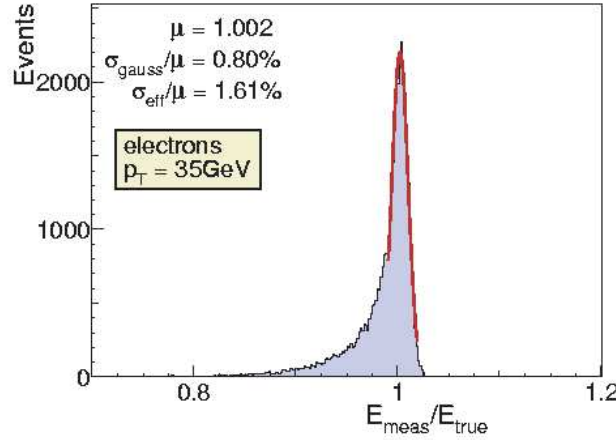


Figura 2.10: Risoluzione energetica di elettroni di 35 GeV.

depositate nei cristalli che sono stati individuati appartenere al supercluster. In figura 2.10 si mostra la distribuzione di E_{meas}/E_{true} per elettroni di impulso di 35 GeV/c. Questa mostra avere una lunga coda dovuta alla energia di bremmstrahlung non riconvertita. La parte gaussiana della curva corrisponde alla energia che sarebbe ricostruita se l'elettrone non subisse effetti di bremmstrahlung.

Poiché il materiale del tracciatore varia molto con la η ci si attende che la frazione di eventi che appartengono alla coda dipenda molto da η . Correzioni, parametrizzate come funzioni del numero di cristalli inclusi nel cluster, vengono effettuate per mettere il picco esattamente ad 1.

Ricostruzione a livello 2 e a livello 3 dei muoni

La ricostruzione e la selezione dei muoni nel contesto del sistema di HLT viene fatta in più fasi [36]. Dopo la decisione presa dal sistema di trigger di livello

1, il livello 2 esegue una ricostruzione basata esclusivamente sul sistema delle camere muoniche e sulle informazioni calorimetriche.

A differenza però del trigger livello 1, il trigger muonico di livello 2 ha accesso a tutta la granularità del detector.

Solo dopo che il candidato muone supera il livello 2 si usano anche le informazioni del tracciatore in un trigger di livello 3.

L'algoritmo di ricostruzione dei muoni di livello-2 è basato in un pattern-recognition locale e in una ricostruzione regionale nelle camere a mu usando le informazioni del livello-1 come origine[35].

Il livello-2 conferma la decisione del livello-1 migliorando la risoluzione dell'impulso trasverso dei muoni ricostruiti usando le informazioni di alta risoluzione provenienti dalle camere a muoni.

Si costruiscono segmenti di traccia nelle DT e nelle CSC chambers clusterizzando hits nella regione di interesse fornita dal trigger di livello-1. I segmenti di traccia ricostruiti sono allora combinati (usando algoritmi di Kalman-Filter [14]) così da ricostruire una traiettoria muonica locale. Le tracce ricostruite non buone sono rigettate applicando un taglio sul χ^2 . Le tracce così selezionate sono estrapolate all'indietro nei calorimetri, verso la posizione nominale del vertice di interazione, in maniera da assegnare un valore all'impulso in questo punto. La ricostruzione a livello 2 dei muoni, utilizzando tutte le informazioni dettagliate delle camere a mu, permette di assegnare un valore di P_T più vicino a quello reale rispetto a quello di livello-1. La risoluzione attesa sul P_T è: $\Delta P_T/P_T=15\%$.

Questo permette di risolvere ulteriori ambiguità che il livello 1 non può, rigettando sia i falsi muoni candidati (provenienti dall'alone della beam line) sia i muoni *non-prompts*, derivanti cioè dal decadimento di K e π prima di raggiungere i calorimetri, che insieme forniscono ([29], [37]) il più grande contributo alla presenza globale di muoni nella regione di basso impulso trasverso.

Una ulteriore riduzione del background da eventi di minimum bias può essere effettuata a questo livello, applicando un taglio di isolamento energetico. I muoni prodotti sia da decadimenti di $K^\pm$ e di $\pi^\pm$ che da decadimenti di b/c, sono infatti prodotti tipicamente dentro getti, rivelabili come energia depositata negli ECAL/HCAL che contengono le tracce muoniche, mentre i muoni "interessanti" provenienti da W/Z o da oggetti anche più pesanti sono isolati. La ricostruzione di livello 3 si basa sul simultaneo utilizzo dei dati dalle camere a mu e del tracciatore.

Partendo dalla traiettoria ricostruita a livello-2, questa viene estrapolata dalla camera a mu più interna al più esterno strato del tracciatore prendendo in considerazione la perdita di energia del muone nel materiale e gli effetti di scattering multiplo.

Definita la regione di interesse nello strato più esterno del tracciatore, inizia una ricostruzione regionale delle traiettorie possibili andando verso gli stra-

ti interni e selezionando queglii hits che danno una traccia con il χ^2 minore. Le ambiguità vengono risolte facendo un nuovo fit con le tracce ricostruite a livello-2 delle camere a mu e minimizzando il χ^2 .

Usando il tracciatore, la risoluzione sull' impulso trasverso migliora ulteriormente raggiungendo $\Delta P_T/P_T=1.5\%$, portando ad un ulteriore diminuzione del rate di trigger. In sezione 4.3.2 questo argomento sarà ripreso in maniera più dettagliata. In figura 2.11 si mostra il rate inclusivo del trigger di livello-1, di

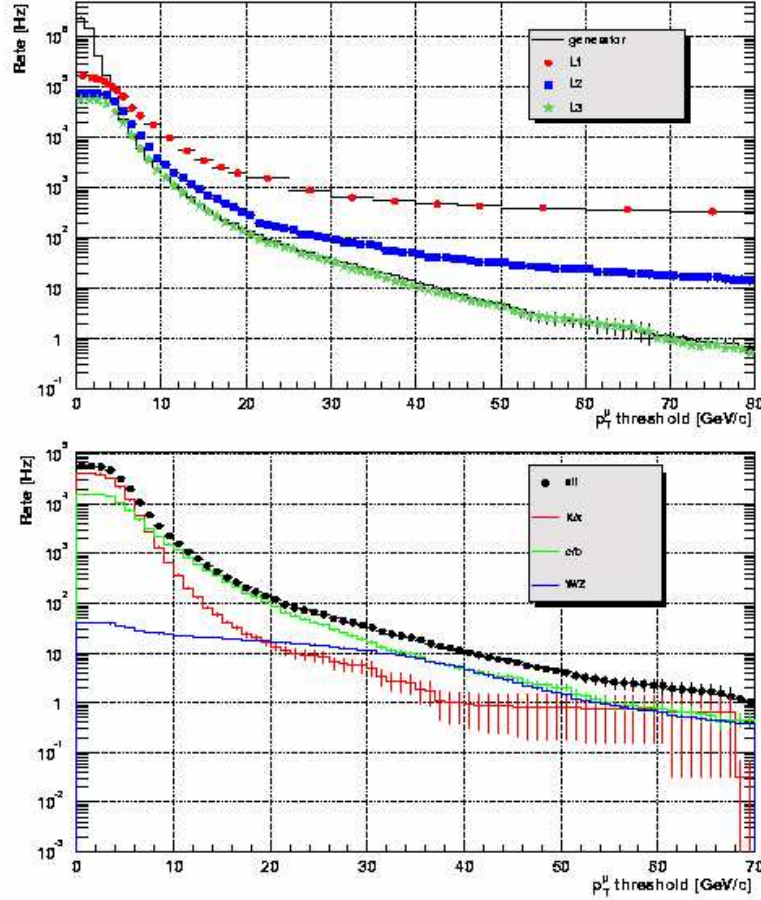


Figura 2.11: Frequenze di trigger in funzione del valore di soglia P_T .

livello-2 e di livello-3 in funzione del valore di soglia P_T del muone. Nella parte inferiore della stessa figura sono invece mostrati i singoli principali contributi al rate di acquisizione del trigger di livello 3 sempre in funzione del valore di soglia P_T . A bassi valori di impulso trasverso il fondo è dominato dai cosiddetti muoni non prompts che provengono o da un decadimento dei pioni e kaoni in muoni prima che questi entrino nei calorimetri o al contrario da particelle

cariche leggere (pioni e kaoni) che attraversano, senza interagire i calorimetri, e vengono misidentificate ad opera delle camere a mu (*punchthrough*). In un range fra 5 GeV/c e 25-30 GeV/c dominano invece i muoni dai decadimenti di quark pesanti (b/c).

Capitolo 3

Qualificazione dei rivelatori al silicio

I rivelatori al silicio a micro-striscia rappresentano un' importante componente di molti sistemi usati per la rivelazione di particelle ad alta energia. Le principali caratteristiche sono l'alta efficienza di rivelazione, la ottima risoluzione spaziale (vertexing e tracking) e un tempo di risposta molto breve. Le loro ottime prestazioni traccianti sono state dimostrate in esperimenti come quelli del LEP o CDF. Il SST (Silicon Strip Tracker) di CMS consiste di circa 25000 sensori micro strip a singola faccia al silicio che coprono una superficie di 230 m². Si è previsto che questi sensori saranno esposti ad una così alta dose di radiazioni durante il loro periodo di funzionamento ad LHC che lo strato più interno, e quindi vicino al punto di interazione primaria, sarà sottoposto ad una fluenza quantificabile in 1.6E14 neutroni equivalenti da 1 MeV per cm². I danni da radiazione comportano principalmente due effetti:

- effetti di bulk con un aumento della corrente di leakage per effetto della creazione di bande intermedie fra la valenza e la conduzione, aumento della tensione di svuotamento con conseguente aumento del rischio di un breakdown e una perdita di efficienza nella raccolta di carica con conseguente diminuzione del segnale a parità di energia depositata.
- effetti di superficie con un aumento della capacità interstrip ed un aumento del rumore.

Precedenti anni di Studi di Ricerca e Sviluppo (RS), sia ad opera dei centri collaboratori di CMS che delle aziende produttrici, hanno mostrato che precise caratteristiche elettriche e meccaniche, se soddisfatte da un sensore, permettono di mantenere entro limiti accettabili le prestazioni per la rivelazione di particelle durante i primi 10 anni di presa dati di LHC. Il rivelatore a micro-strisce di CMS è il risultato di una serie di scelte, sia fisiche che tecnologiche.

Queste scelte interessano il tipo (p^+ su n piuttosto che n^+ su p), il fatto che sia a singola e/o doppia faccia, la corretta scelta della geometria (presenza di un *metal overhang*, rapporto larghezza strip/pitch, anello multiplo di guardia) e la scelta del substrato (resistività del cristallo, orientazione dei cristalli, ossigenazione). Il corretto funzionamento di un sensore al silicio durante gli anni di presa dati di LHC, necessita di test di controllo elettrico e meccanico dei sensori prima del loro assemblaggio nei moduli. In questo modo si verifica la compatibilità con le prescrizioni della collaborazione per cui solo quei sensori che soddisfano le caratteristiche che la lunga attività di RS degli anni passati ha messo in evidenza essere ottimali, potranno essere montati nell'esperimento, permettendo di diminuire il danneggiamento dei medesimi dopo la partenza di LHC pregiudicando il rendimento dell'apparato. La consegna dei sensori avviene in due tempi distinti.

- Una prima pre produzione in cui tutti i sensori misurati dalle aziende produttrici vengono nuovamente misurati dai vari centri di controllo-qualità di CMS (di cui uno è Perugia (vedi fig. 3.1)) verificando che la produzione delle aziende fornitrici sia in linea con gli standard definiti all'interno della collaborazione.
- .Produzione in serie vera e propria, dopo che la gara è stata vinta dal fornitore che rispetta il contratto [30].
In questa fase il ruolo dei vari centri di test della collaborazione diventa un test a campione (5% della produzione totale, anche se la percentuale può dipendere fortemente dai risultati del confronto nella preserie).

La lunga fase di RS è comunque terminata lasciando il posto ad un periodo di produzione di tipo industriale per il più grande sistema di rivelazione di particelle elementari al silicio mai progettato nella Fisica delle Alte Energie. Tutto chiaramente richiede una particolare attenzione nell'organizzazione, nella coordinazione e nella divisione delle responsabilità da parte dei vari centri e in ogni centro, delle persone che lavorano in questa attività. In fig. 3.1 l'organigramma dei centri interessati nella produzione. Il mio personale contribuito è stato quello di aiutare a sviluppare un sistema per il test dei sensori, sia elettrico che meccanico, e scrivere i programmi LabView che permettono di compiere, in maniera completamente automatica, una sequenza di operazioni sui rivelatori da misurare in modo da minimizzare gli interventi dell'operatore.

Il sistema sviluppato fornisce dei risultati analizzati *on-line* con un formato XML che vengono inseriti in una Banca Dati Centrale del CERN.

Un modo di procedere come questo, rappresenta l'unica possibilità per riuscire a rispettare la stringente scadenza per la produzione del tracciatore al silicio di CMS. Questo sistema di test è stato in seguito da me personalmente

controllato e collaudato comparando i risultati con quelli ottenuti dagli altri centri di test e dalle stesse ditte fornitrici.

3.1 Il rivelatore al silicio di CMS

Un rivelatore al silicio viene tipicamente usato in condizioni di totale svuotamento, cioè ad una tensione tale che la regione di svuotamento si sia estesa per tutto lo spessore del substrato di silicio di tipo n (giunzione p^+/n) nel nostro caso. La tensione per cui accade ciò è detta *tensione di svuotamento*. Il valore della tensione di svuotamento è valutabile sperimentalmente ed esso va come:

$$V_{fd} \simeq \frac{qw^2|N_{eff}|}{2\epsilon_{Si}\epsilon_0} \quad (3.1)$$

dove w è lo spessore fisico del substrato e N_{eff} è la concentrazione efficace del lato meno drogato mentre ϵ_{Si} e ϵ_0 sono le costanti dielettriche del silicio e del vuoto. Poiché la resistività del silicio si può esprimere come:

$$|N_{eff}| = \frac{1}{q(\mu_e n + \mu_h p)} \quad (3.2)$$

con μ_e e μ_h le mobilità degli elettroni e delle buche e n e p le rispettive concentrazioni, si deriva la seguente importante legge di proporzionalità fra resistività e l' inverso della tensione di svuotamento del rivelatore:

$$\rho = \frac{w^2}{2\epsilon_{Si}\epsilon_0\mu V_{fd}} \quad (3.3)$$

Nella costruzione dei rivelatori di particelle al silicio è necessario avere cristalli con alta resistività (ordine del $K\Omega\text{cm}$) per mantenere la tensione di svuotamento più bassa possibile, condizione essenziale per minimizzare i rischi di break-down. La crescita del cristallo di un rivelatore di CMS avviene con il metodo FZ (float zone) [7]. Questi sono costituiti da cristalli di tipo n dopati con fosforo e disposti in opportuni orientamenti tali da minimizzare i danni di superficie che si manifestano in un aumento delle cariche intrappolate nell'interfaccia Si/SiO_2 . Uno spessore di $320\ \mu\text{m}$ e una resistività di 1.5-3 $K\Omega\text{cm}$ sono state scelte per gli strati interni (*Inner Barrel*) essendo il miglior compromesso fra rapporto segnale/rumore e tensione di svuotamento dopo l'irraggiamento. La bassa resistività è stata scelta per migliorare la resistenza alle radiazioni. Per rivelatori di bassa resistività infatti, l' inversione di tipo, ovvero quel fenomeno per cui la giunzione, per essere svuotata completamente richiede l' applicazione di una d.d.p. opposta rispetto l' originaria, avviene a

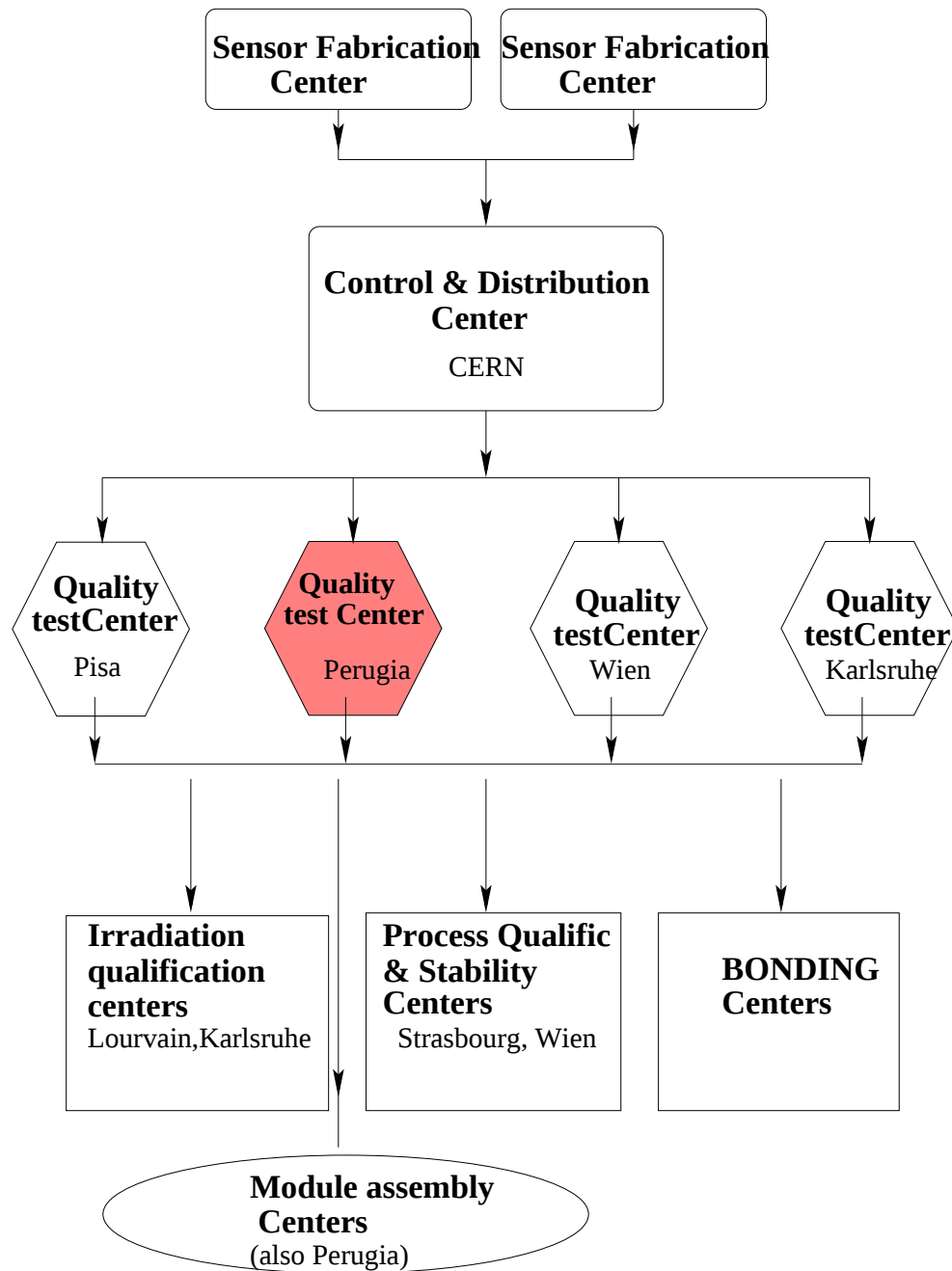


Figura 3.1: Organigramma dei centri interessati nella produzione del tracker al silicio di CMS.

dosi di irraggiamento maggiori. [7] Gli strati più esterni (*Outer barrel*) sono invece equipaggiati con spessori di spessore di $500\text{ }\mu\text{m}$ con una resistività fra $3.5\text{-}7.5\text{ K}\Omega\text{cm}$. Delle impiantazioni p^+ sono ricavate in modo da definire i diodi a forma di striscia. Tutte le impiantazioni sono accoppiate AC all'elettronica di lettura attraverso capacitori integrati fatti di ossidi e nitrati depositati (questo per eliminare eventuali componenti di corrente di leakage continua all'ingresso dei preamplificatori). Un doppio strato di ossido invece permette di ridurre il numero di difetti costituiti da rotture localizzate nel dielettrico dei capacitori di accoppiamento (*pinholes*) e di avere una sufficiente capacità che garantisce un'efficiente raccolta di carica. Le impiantazioni p^+ sono alimentate da un impianto p^+ che circonda l'area attiva attraverso una serie di resistori di polisilicio (resistenti alla radiazioni) che è l'anello di bias. L'alto valore dei resistori di polisilicio invece è stato scelto in modo da avere una omogeneità fra tutte le strisce.

Intorno all'anello di alimentazione è stato inoltre predisposto un secondo anello di guardia, disegnato per prevenire il flusso di correnti di leakage e di correnti superficiali, esterne all'area attiva. Un'ulteriore caratteristica dei rivelatori a microstrips di CMS è l'overhang metallico sugli impianti p^+ (vedi figura 3.2), soluzione che è stata adottata per ridurre il valore della corrente di breakdown. In questo modo infatti si configura (riducendo) il campo elettrico ai bordi dell'impiantazione p^+ evitando che questo ivi esploda.

Lungo il bordo dello strumento, è stata infine predisposta un'impiantazione n^+ , lo stesso tipo di impiantazione che sta nel back plane (parte opposta alla giunzione), per ridurre la corrente di leakage che deriva dal taglio.

In fig. 3.2 lo schema del rivelatore a microstrisce per il tracciatore di CMS.

3.2 Il laboratorio di Perugia e le misure previste

I quattro centri della collaborazione dove avviene la caratterizzazione dei rivelatori al silicio, (Perugia, Pisa, Vienna e Karlsruhe), sono dotati di strumentazioni equivalenti. I test elettrici devono essere fatti in una camera bianca con un controllo automatico della temperatura e dell'umidità (i cui valori vengono misurati da sensori di umidità e temperatura, HT) e contemporaneamente capace, tramite filtri dell'impianto di areazione, di mantenere una percentuale di particelle/ m^3 di volume inferiori agli standard fissati per quella data classe di camera in maniera da ridurre eventuali depositi sulla superficie dei sensori. Perugia possiede una camera pulita di classe 10000 (valore che scende a 100 sotto i flussi laminari). Nel laboratorio sono presenti molte strumentazioni, raggruppate in quelle che vengono chiamate "stazioni", dedicate alle svariate operazioni che caratterizzano l'intensa attività del laboratorio: Mitutoyo per

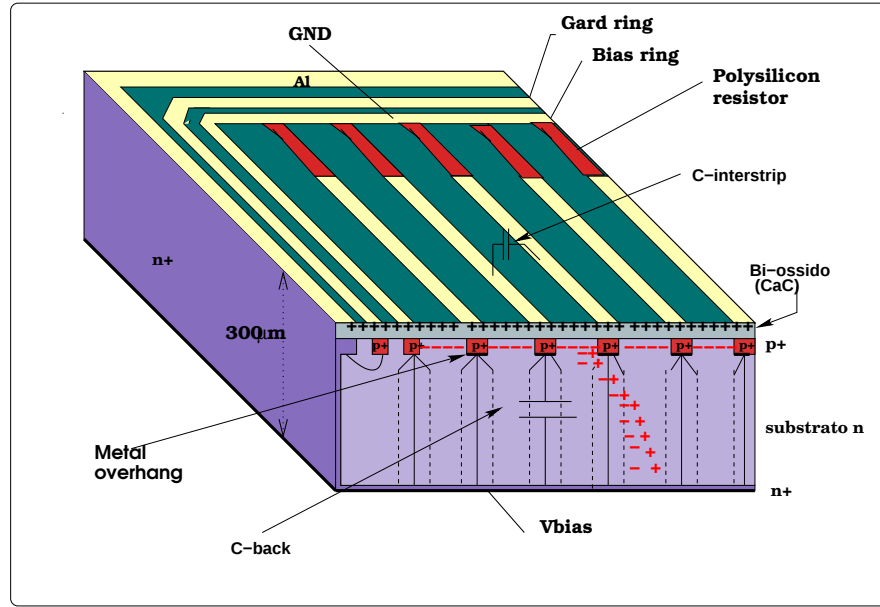


Figura 3.2: Schema del sensore a micro striscie di CMS con tutte le soluzioni tecnologiche previste.

la metrologia, Gantry per l'assemblaggio dei moduli al silicio, Kapton station per collegare i cavi Kapton della elettronica di lettura dei rivelatori al silicio, bonding station per micro-collegamenti elettrici e così via.

Per la caratterizzazione dei silici sono presenti una stazione di test elettrico con gli strumenti di lettura elettrica e un computer di controllo, e un tavolo XY per la caratterizzazione meccanica. In figura 3.3 sono mostrati gli strumenti elettrici, la stazione di test elettrico e il tavolo XY. In appendice A si è descritte in maggior dettaglio la strumentazione a disposizione per la caratterizzazione elettrica e meccanica. Le misure eseguite su ogni sensore per la sua qualificazione, nella fase di allestimento dell'apparato e di sviluppo dei programmi sono state estensivamente usate per rendere operativo il sistema stesso, confrontandole con quelle delle ditte fornitrici e degli altri centri di test. Il controllo di qualità dei sensori può essere diviso in due distinte operazioni. Una prima caratterizzazione meccanica, in cui viene fatta una ispezione ottica e quindi un test delle proprietà elettriche. Le misure che vengono fatte, pianificate e documentate in un contratto ufficiale con le industrie fornitrici [30], sono riassunte in Tabella 3.1.

3.3. PROCEDURA DI MISURAZIONE PER IL TEST ELETTRICO: IL PROGRAMMA ADT27



Figura 3.3: Il crate degli strumenti per la caratterizzazione elettrica, la stazione di test elettrico e il tavolo XY per l'ispezione ottica

	Tipo di Misura	Criteri di accettazione
Global Measurements	IV	$I_{tot} < 5\mu A @ 300V$ $I_{tot} < 10\mu A @ 450V$ $V_{breakdown} < 500V$
	CV	$100V < V_{depl} < 300V$
Strip by strip	Pinholes (current on AC pad) Polyresistors I_{strips} Coupling Capacitance	$I_{diel} < 1nA$ $R_{poly} = 1.5 \pm 0.3M\Omega$ $I_{strips} < 100nA$ $450pF < CAC < 610pF$
	Total defects strips	$< 1\%$

Tabella 3.1: Misure elettriche fatte e criteri di accettazione adottati.

3.3 Procedura di misurazione per il test elettrico: il programma ADT

Un notevole lavoro è stato dedicato al creare un software LabView che riesca a condurre in maniera completamente automatica la procedura di misura su un numero elevato di sensori senza l'intervento dell'operatore.

Questo progetto include circa 250 sottoprogrammi, divisi in sedici librerie, atti a svolgere le svariate funzioni.

La messa a punto di questo programma ha richiesto la creazione di applicazioni che, tramite bus GPIB-IE488, permettano di istruire/dialogare con ogni singolo strumento di misura e con le componenti della stazione di test.

In figura 3.4 si mostra il diagramma di flusso della parte del programma svilup-

pato che attualmente viene usata per compiere la misura di un sensore (opzione automatica). Funzionalità additive sono state previste, come la possibilità di

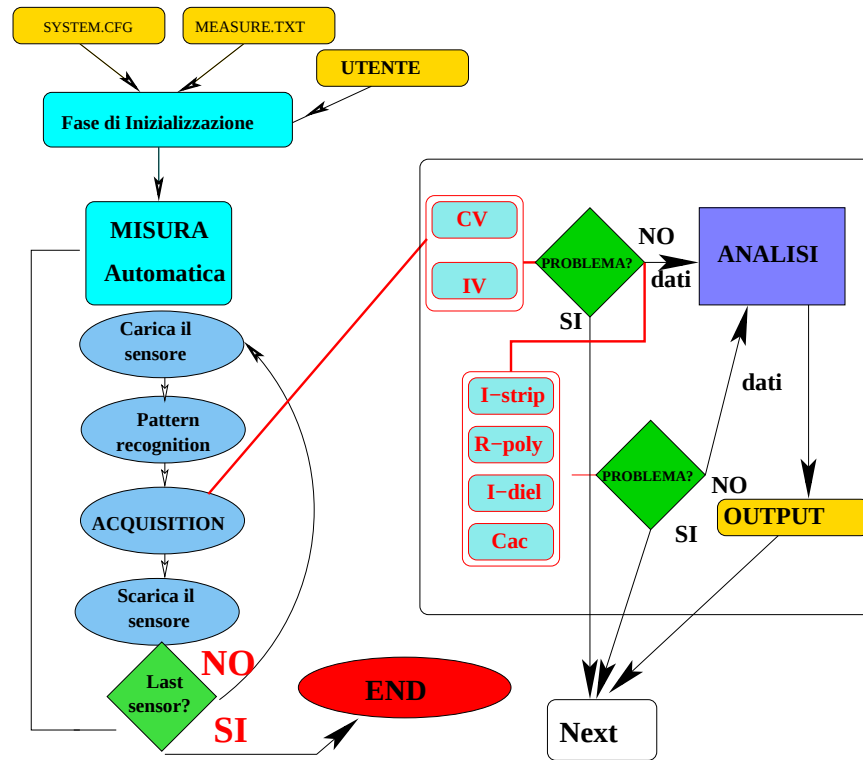


Figura 3.4: Diagramma di flusso della “opzione automatica” del programma ADT

scegliere le misure da fare e inserire i molti parametri “a mano” (opzione semiautomatica, che contempla anche la possibilità di misurare la capacità e la resistenza interstrip, la capacità totale in funzione della frequenza e la corrente totale in funzione del tempo), di compiere la misura evitando di condurre il caricamento automatico e il pattern recognition (opzione manuale, utilità per la caratterizzazione dei diodi), di scegliere in maniera casuale le strisce da misurare oppure misurare strisce selezionate dall’utente, di rianalizzare i dati già in memoria per permettere la creazione, con nuove specifiche, di un nuovo output file nella versione più aggiornata, o di visualizzare graficamente certe misure (opzione grafica) e molte altre ancora. Ad ogni modo, pur non dovendo essere presente l’utente durante il test, si è previsto di corredare ogni misura con un grafico che viene aggiornato contemporaneamente durante l’acquisizione. Queste finestre informano fra l’altro del sensore che si sta misurando e lo stato di avanzamento, non solo della misura in questione, ma di tutto il

3.3. PROCEDURA DI MISURAZIONE PER IL TEST ELETTRICO: IL PROGRAMMA ADT29

test completo e permettono l'intervento eccezionale dell'operatore qualora se ne dovesse presentare la necessità, avendo inclusa anche l'opzione di arresto. L'opzione automatica del programma deve:

- guidare un test elettrico completo sopra un numero massimo di 22 sensori
- analizzare i dati raccolti online, estraendo automaticamente per ogni sensore etichette che informano che tipo di difetto presenta (qualora ci sia un difetto)
- salvare i dati in un formato tale da poter essere immagazzinati su un DataBase centrale.
- mantenere traccia di tutto quanto avvenuto durante il lungo periodo del test (circa 2 giorni ininterrotti per 22 sensori)
- sappia decidere cosa fare qualora si presentino particolari circostanze durante il lungo periodo di test in cui l'operatore non è presente.

Si mostra ora in maggior dettaglio i passaggi di un test completo automatico su un “*batch*” di sensori.

- I sensori vengono posti nel magazzino dall'operatore (unica fase manuale).
- Il programma LabView viene informato della quantità di sensori presenti da testare tramite un controllo fatto dal caricatore stesso che scandaglia con un laser la cassetta del magazzino.
- L'operatore immette tramite una pistola, capace di leggere codici a barre, gli ID (identificatori) dei sensori sotto test e il programma, in automatico, associa il tipo di sensore e quindi recupera, da un file di configurazione (input file), tutti i parametri di accettazione del test nonché il numero di striscie da misurare e quindi il numero di *scan* necessari, relativi a quel tipo di sensore insieme ad altre informazioni legate sempre al tipo di sensore. In questa fase viene creato l'albero delle directories, sia nel disco locale che in un'area AFS, sulle quali andrà a registrare tutti i risultati delle misure (files di raws-data e l'output file che verrà poi immesso nel DB centrale). Una utilità integrata nell'opzione automatica permette di immettere i nomi dei sensori direttamente da un file di ingresso.
- Si immettono informazioni generali iniziali (nome utente e commenti)
- Temperatura e umidità iniziali sono letti dal sensore HT tramite opportune interfacce ai programmi scritti in LabView che governano il sensore

stesso, mentre dall' orologio interno del computer viene anche tenuto conto dell' ora e della data di inizio. Ogni cinque minuti viene letta la temperatura e l'umidità dell' ambiente di misura.

- Tramite il caricatore, il primo sensore viene posizionato sopra il chuck(vedi appendice A).
- Si effettua un pattern recognition basato sulla identificazione rispetto ad una predefinita posizione (immagazzinata in memoria come fotografia di un quadrante del sensore), garantendo così il posizionamento del sensore sempre nella stessa posizione per tutti i sensori di quel tipo. In questo modo si garantiscono le giuste corrispondenze fra gli aghi delle probe card e le piazzole di contatto del sensore e pertanto la giusta associazione fra il numero della striscia e il valore della misura relativa a quella striscia.
- Si porta nella posizione di contatto il chuck.
- Si chiudono i contatti dell' unità di switch (appendice A) relativi alla prima misura globale di corrente totale contro la tensione applicata, si esegue la misura fino ad una tensione di 550 V e si salvano i dati su un file ASCII .
- Si esegue dopo una calibrazione a circuito aperto e a circuito chiuso del capacimetro, la misura di capacità totale in funzione della tensione di bias applicata al sensore e i dati sono salvati ancora in un file ASCII.
- Si eseguono le misure su ogni singola strip (Pinholes, R-poly, Istrip, CAC) per le prime strips contattate dagli aghi della probe card (29 strisce) con i contatti che vengono chiusi e aperti per ogni strip per mezzo della switching matrix Keithley707. I dati sono immagazzinati in files ASCII.
- Si muove il chuck in maniera che il secondo blocco di strip contigue sia in corrispondenza con gli aghi della probe card e si rieseguono le misure di singola strip .Questo fin quando non si raggiunge l' ultima striscia.
- Il sensore viene scaricato per mezzo del braccio meccanico del caricatore.
- Si leggono le informazioni generali di fine test (temperatura, umidità, data e ora di fine del test del sensore).
- I dati immagazzinati nei files vengono analizzati e i risultati scritti in un output file in formato XML.
- Tutte queste operazioni si ripetono per tutti gli altri sensori nel magazzino fino a che l'ultimo sensore è stato misurato.

Qualunque problema come un allineamento non riuscito o un caricamento fallito o il raggiungimento di una corrente troppo elevata, che potrebbe danneggiare il sensore (compliance), vengono registrati in un file di log alla fine del test relativo a quel dato sensore. L'operazione di qualificazione per quel sensore si interrompe quando una di queste condizioni viene raggiunta segnalando che il test non è giunto a compimento.

3.3.1 Giustificazione e significato delle misure elettriche

In questo paragrafo si daranno una giustificazione e alcuni dettagli delle misure insieme ad una interpretazione dei risultati che escono dal sistema di test. La misura di IV viene fatta per determinare la corrente di leakage del sensore e studiarne le prestazioni di breakdown. Per applicare la tensione di bias fra l'anello di polarizzazione nel lato p e il back plane del sensore sotto test, viene usato il Keithley 237. Considerando che dopo svariati anni di operazione ad LHC il danno da irraggiamento conduce ad una inevitabile aumento della corrente di leakage e ad un cambio della effettiva concentrazione di dopante, sarà richiesto una tensione di centinaia di Volts di bias per raggiungere una soddisfacente raccolta di carica. La corrente totale di leakage viene misurata durante l'operazione di test chiamata "IV": si applica una tensione di polarizzazione variabile fra 0 e 550 V, con incrementi di 5V ogni secondo e si leggono i rispettivi valori di corrente tramite lo strumento Keithley237. Il sensore passa la misura se questa corrente non eccede $20\mu A$ a 450V di tensione e $10\mu A$ a 300V.

Oltre all'andamento della corrente di leakage in funzione della tensione di *bias* viene richiesto che $\Delta I_{Leak}/\Delta V < 100nA/V$ cioè che non ci siano repentini cambiamenti di corrente per piccole variazioni di tensione nel intervallo fra 450V e 550V. In figura 3.8 è mostrato la curva di IV per un sensore che dovrebbe essere montato nell' *outer barrel*.

Questa condizione assicura un'operatività dei sensori in condizioni stabili, senza breakdown, sotto i 500V.

La misura di " CV" viene fatta per trovare la capacità totale in regimi di svuotamento e determinare il valore della tensione alla quale inizia questo regime. Si incrementa di 5 Volt ogni secondo la tensione di bias e si legge il valore della capacità totale del sensore attraverso il capacimetro (Agilent 4284) alla frequenza di 1Hz. Dallo studio della curva CV si può risalire alla tensione di svuotamento. Una volta che si è raggiunto lo svuotamento infatti, all'aumentare della tensione di alimentazione, ([3]), la regione non cambia le sue dimensioni. L'andamento della curva $1/C^2$ in funzione della tensione di svuotamento mostrerà allora una regione di crescita lineare seguita da una regione con un valore circa costante. In figura 3.9 è mostrato l'andamento della

curva CV e, sotto, la curva $1/C^2$ Vs V. Facendo due fit per il primo tratto e per il secondo tratto si trova il punto di intersezione la cui ascissa è proprio la tensione alla quale inizia lo svuotamento.

Per la misura di CV un sensore viene classificato buono se la tensione di svuotamento trovata è compresa fra 100 e 300 Volts e la capacità totale allo svuotamento fra 1500 e 2200 pF.

Le misure sulle singole strisce vengono eseguite per trovare eventuali strisce difettose e controllare l'omogeneità del sensore. Tutte sono effettuate mantenendo nel backplane una tensione di bias di 400 V tramite il Keithley 237 e mettendo a massa l'anello di alimentazione (bias ring).

In figura fig. 3.5 si è schematizzato un dettaglio del sensore a microstrisce mettendo in rilievo le componenti che si misurano per ogni striscia. La mi-

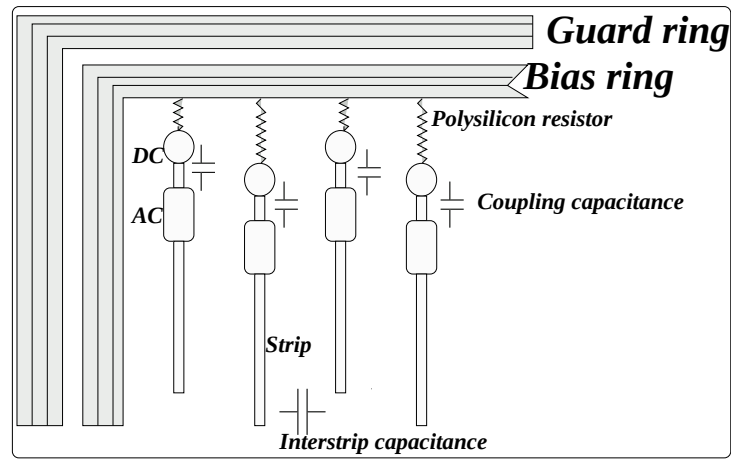


Figura 3.5: Schematizzazione dei contatti elettrici del sensore a microstrisce.

sura di I_{strips} cerca di identificare le strip “rumorose” misurando la corrente attraverso l'impiantazione connettendo il Keithley 236 alle piazzole DC (connesse direttamente con l'impiantazione p^+) senza fornire tensione. La strip è difettosa se questa corrente supera i 100nA. La resistenza di ogni resistore di polisilicio (cioè la resistenza che c'è fra la singola striscia e la linea di bias) si misura durante la I_{strips} . Si misura con il Keithley 236 la corrente attraverso l'impiantazione quando non si dà tensione (I_{strips}) e si misura la stessa corrente fornendo, sempre con il 236 una tensione di 10 V nelle piazzole DC. Per la legge di Ohm, il rapporto fra questa tensione e la differenza delle correnti misurate a 10 V e a 0 V fornisce la quantità richiesta. Questa deve presentare un valore fra 1.0 e 2.0 MΩ e inoltre, per ogni sensore, tutte le strisce non devono differire dalla media per più di 0.3MΩ.

La corrente attraverso il dielettrico, cioè attraverso lo strato di biossido, è effettuata per la ricerca di cortocircuiti dovuti a “buchi” nel dielettrico stesso (pinholes). Con riferimento alla figura 3.5, si applica una tensione di 10 V tramite il Keithley 230 in una estremità del capacitore di accoppiamento di ogni striscia (nella piazzola DC per esempio) e si misura con il 236 la corrente che passa attraverso l’altro capo del capacitore (nella piazzola AC ovvero la metallizzazione predisposta per il contatto elettrico). Se il capacitore è buono la corrente che passa attraverso deve essere paragonabile al rumore del *setup* (ordine dei pA), mentre se il valore supera il nA la strip è identificata come difettosa. L’ultima misura di singola striscia che si effettua è la misura della capacità di accoppiamento (CAC).

Questa viene fatta per avere un ulteriore controllo dei *pinholes*, per verificare l’uniformità dello strato d’ossido, per verificare che non ci siano strisce interrotte e in ultimo anche per verificare che non ci siano dei corti fra strisce adiacenti.

Sempre facendo riferimento alla figura 3.5 si misura la capacità fra la piazzole DC e la piazzole AC mettendo a terra le piazzole DC delle due strisce attigue. In questo modo, se le strisce sono isolate le une dalle altre come deve essere, la capacità che si misura è la capacità di accoppiamento della sola striscia in esame, viceversa, in caso di corti (*shorts*) tra le strisce, si misurano capacità molto maggiori.

3.4 Procedure ed interpretazione di misura del test meccanico

Per quanto riguarda l’ispezione ottica, un programma LabView di minore complessità è stato ideato. Dopo una prima ispezione di tutto il sensore fatta ad occhio nudo per cercare vistose rotture, lo stesso viene caricato sopra il sostegno chiamato *gig* del tavolo XY, mantenendolo ancora nella sua confezione.

Il programma permette di muovere il sensore in maniera automatica (seguendo il profilo del perimetro) sotto la camera del microscopio e un utente controlla la presenza di difetti lungo il bordo.

Qualora ci sia un difetto l’operatore ferma i movimenti del sensore e riempie una casella di dialogo opportunamente predisposta. In questa compare una lista di possibili imperfezioni con le relative gravità. In questo modo il difetto visivo viene convertito in una *flag* che quantifica l’entità del danno. Spetta tuttavia all’operatore stesso saper inquadrare in quale classe di difetti e quale grado di gravità associare all’imperfezione trovata. Nello stesso tempo si acquisisce l’immagine del settore con il difetto. In figura 3.6 è presentata una casistica di possibili difetti raccolti in più sensori. Sono questi graffi, bruciature, bordi rovinati o anche differenti colorazioni della superficie attiva.

Nella fase di caratterizzazione meccanica di un sensore sono previste, a cam-

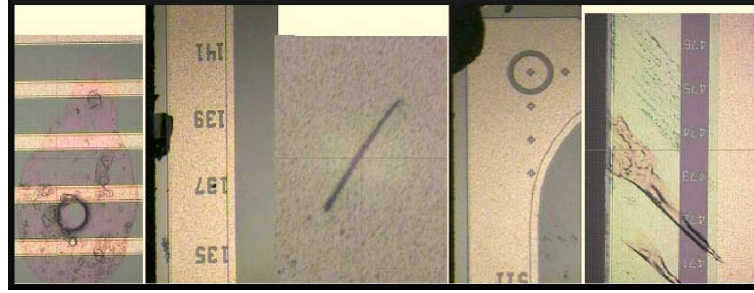


Figura 3.6: Graffi e altri difetti attivi di un sensore visto al microscopio.

pione, pure misure di metrologia.

Queste sono le distanze fra il bordo esterno e la superficie attiva, misurate in otto punti differenti (due in prossimità di ogni angolo). Lo stesso programma sviluppato per l'ispezione ottica può misurare queste distanze ma la precisione che si ottiene dallo strumento è troppo limitata per questo scopo. Per questo motivo con lo stesso programma si leggono i risultati di metrologia che provengono dalla "Mitutoyo" per ogni sensore e, in base a dei parametri dipendenti dal tipo, si decide se il sensore è buono oppure no con una tolleranza di $\pm 20\mu m$ rispetto i valori nominali.

Alla fine tutte le informazioni sono salvate in un file di output in formato XML che saranno inserite nel Database centrale del CERN. Nella stessa cartella di risultati vengono anche salvate le immagini in formato jpg dei danni visivi più vistosi riscontrati.

3.5 Risultati delle misure

In fig. 3.7 si presenta un esempio di schermata del programma sviluppato per la caratterizzazione elettrica. Nell'esempio in questione il sensore in misurazione ha come identificativo ID 30210404772138 ed è di tipo OB2 (ruota esterna del SST).

Nelle figure 3.8, 3.9, 3.11, 3.10 sono mostrati i risultati ottenuti per lo stesso sensore OB2 con il set-up software e hardware messo a punto nella clean room di Perugia.

In figura 3.8. la corrente totale di leakage al variare della tensione di bias in cui sono messi in evidenza i valori di riferimento per la corrente a 300 e 450 Volts (rispettivamente 10 e 20 μA)

La capacità totale con la caratteristica curva $1/C^2$ Vs V_{bias} sono invece mostra-

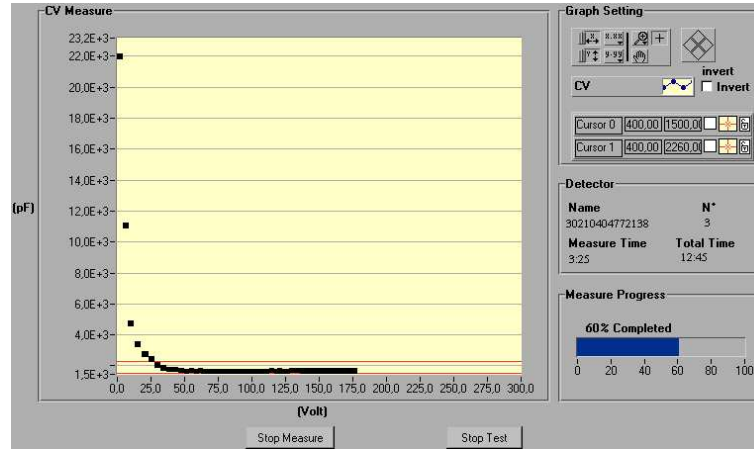


Figura 3.7: Istantanea del programma ADT durante la misura di capacità totale su un sensore dell' outer barrel.

te in figura 3.9 dalla quale si può anche risalire alla tensione di svuotamento. Anche in questo caso sono pure messi in evidenza i limiti della capacità totale e i limiti entro i quali può variare la tensione di svuotamento.

Mentre la misura di IV rispetta tutte le specifiche imposte nel documento ufficiale di qualificazione, dalla CV risulta che lo svuotamento avviene sotto i 100V imposti (58V) e quindi il sensore non è buono. Nella figura 3.10 è mostrato per lo stesso sensore i risultati dello scan sopra tutte le strisce delle misure della resistenza di polisilicio e della corrente di singola striscia. Il sensore non presenta strisce molto rumorose ma si sono trovate quattro strisce cattive nella misura della resistenza presentando queste valori lontani dalla media di 1.48 MΩm di oltre 0.3MΩm . Nella figura 3.11 si mostra la capacità di accoppiamento e la corrente attraverso il dielettrico di ogni striscia. È evidente che esistono problemi connessi con lo strato di biossido di silicio per l' accoppiamento fra impiantazione e metalizzazione per un numero piuttosto elevato di strips, visibile dal fatto che molte di queste presentano capacità di accoppiamento fuori del intervallo di accettazione e insieme presentano pure un' elevata corrente di dielettrico (sono cioè come si dice *bucate*). In figura 3.12 si illustra un plot riassuntivo di tutti i difetti riscontrati per il sensore dalle misure di singola striscia. Nelle ordinate ci sono cinque indicatori corrispondenti alle quattro misure (I_{strip} , I_{diel} , R_{poly} e CAC) e al totale delle strisce cattive. In corrispondenza di ogni strip un simbolo viene ad indicare la presenza del difetto per la relativa misura e la voce "totale" viene aggiornata se esiste una misura con difetto. Nel nostro esempio il sensore viene rigettato perché il numero globale di strips che hanno un difetto per una qualunque delle misure,

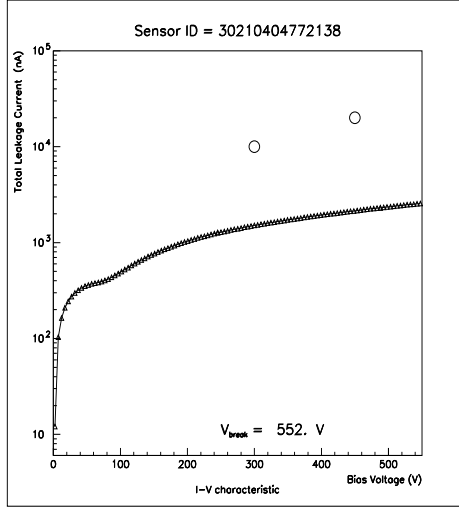


Figura 3.8: Corrente totale di leakage in funzione della tensione di bias applicata .

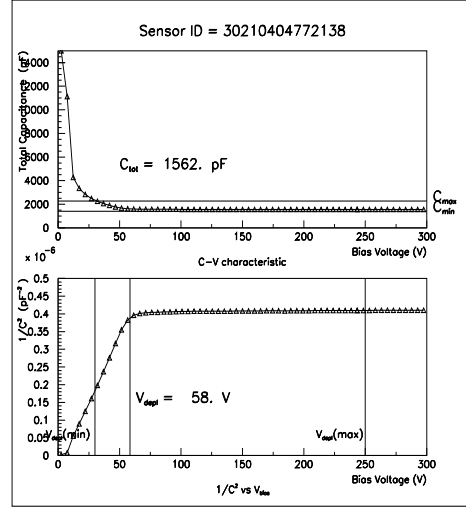


Figura 3.9: Capacità totale verso il backplane in funzione della tensione di bias applicata .

cioè 16, supera il limite dell' 1% del numero totale e anche perché questo stesso sensore presenta una tensione di svuotamento troppo bassa. I risultati ottenuti con questo setup per mezzo dei programmi scritti sono stati infine confrontati con quelli che, sul medesimo sensore, sono stati ottenuti dal centro di test di Pisa. Nelle figure 3.13 e 3.14 sono mostrate due delle misure che vengono fatte: la corrente totale in funzione della tensione di bias e la resistenza di polisilicio. Per la misura di corrente totale si notano curve con forme simili e le differenze apprezzabili nel valore assoluto ($I(300V)=4.12\mu A$ a Pisa e $7.40\mu A$ a Perugia, $I(450V)=16.18\mu A$ a Pisa e $27.04\mu A$ a Perugia) sono spiegabili in termini della differente temperatura alla quale si sono fatte le misure (20° Pisa e 22° a Perugia). La misura di resistenza di polisilicio mostra un ottimo accordo fra i due centri essendo le due misure molto correlate. Da questi confronti, i centri di test di Perugia e di Pisa risultano fornire risultati confrontabili e garantire quindi affidabilità dei risultati. La collaborazione di CMS ha dato il nulla osta per l' inizio della seconda fase e fino ad ora sono stati caratterizzati nella "camera bianca" di Perugia oltre 600 sensori a microstriscia.

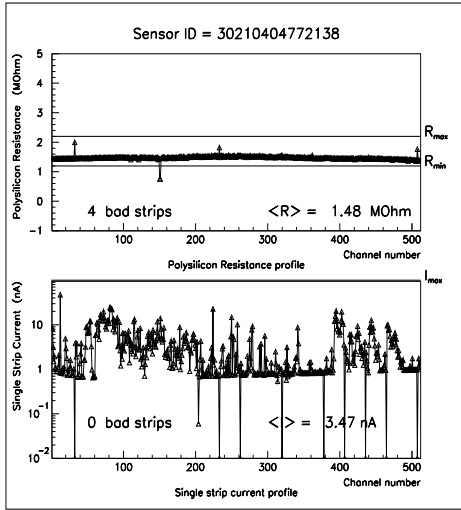


Figura 3.10: Profilo su tutte le strisce del sensore della misura della resistenza di polisiicio (sopra) e di I_{strip} con i limiti entro i quali possono variare le misure

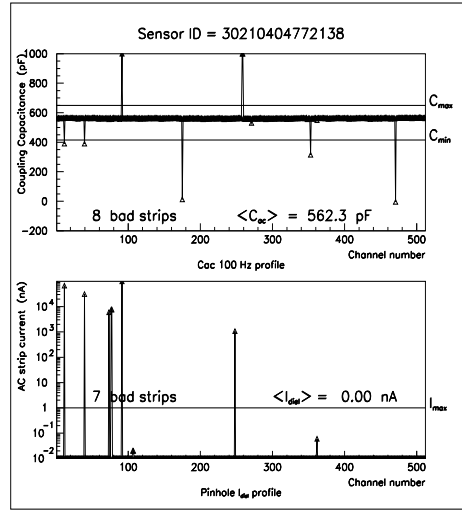


Figura 3.11: Profilo su tutte le strisce del sensore della misura di CaC (sopra) e di I_{del} con i limiti entro i quali possono variare le misure

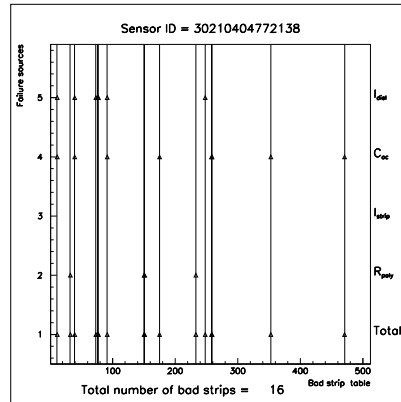


Figura 3.12: Numero totale di strisce cattive per un sensore al silicio con il dettaglio dei contributi di ogni tipo di misura sulla singola striscia.

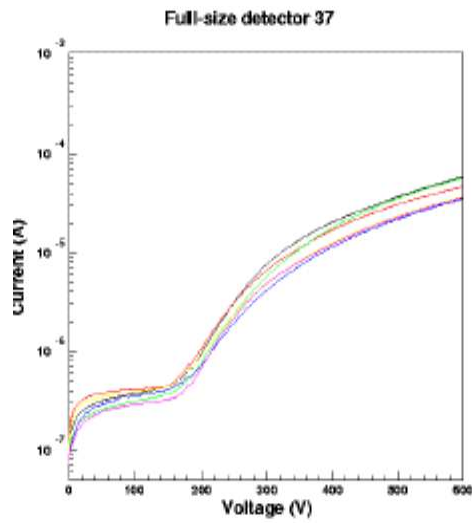


Figura 3.13: Misure di capacità totale in funzione della tensione di bias ottenute a Perugia (curva nera) e a Pisa (curva blu)

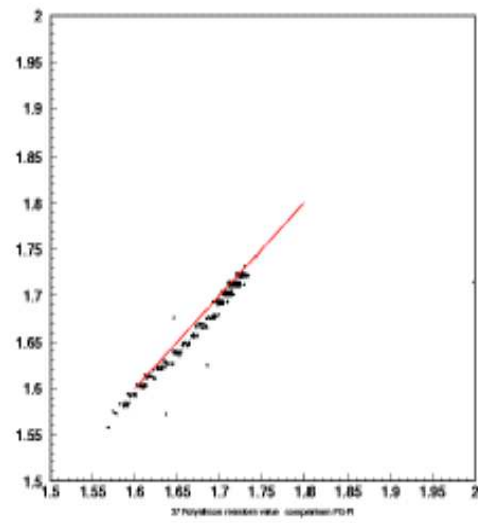


Figura 3.14: Misure di Resistenza di Polisilicio ottenute a Perugia (asse Y) e a Pisa (asse X) su un sensore di calibrazione

Capitolo 4

Il software di ricostruzione, il τ -tag e il b-tag

Molti canali di interesse fisico sono caratterizzati dalla presenza di quark b e di leptoni τ . In questo capitolo si descrive come si stia cercando di scrivere il software che utilizzerà i dati dell' esperimento e si illustrano alcune tecniche di riconoscimento di getti di quark b e leptoni tau che permettano nello stesso tempo di rigettare con maggiore efficienza getti dovuti a quarks leggeri (u,d,s) e al quark c. Questi algoritmi dipendono molto dalle prestazioni del software di ricostruzione e dalle prestazioni attese del tracciatore di CMS.

4.1 La catena di simulazione

Per studiare il software si utilizza una serie di programmi che costituisce la *catena di simulazione*.

PYTHIA genera i quadrimpulsi delle particelle fisiche in base ai modelli teorici più aggiornati.

GEANT3 simula la risposta del rivelatore in base alla fisica delle interazioni delle particelle con il rivelatore ed alle caratteristiche dei rivelatori stessi.

ORCA, un complesso programma scritto in C++ ricostruisce la risposta del rivelatore CMS.

PAW (Personal Analysis Workstation) permette infine la presentazione dei dati sottoforma di istogrammi e fitting dei medesimi.

4.1.1 Generatore

I campioni di eventi utilizzati in questa tesi, sia per il segnale che per il fondo, sono stati generati a livello cinematico usando il programma di simulazione Monte Carlo, PYTHIA 6.152 [42].

Esso genera il processo considerando l'interazione di due partoni all'interno dei protoni che collidono all'energia del centro di massa di 14 TeV, in accordo con le funzioni di distribuzione partoniche (CTEQ4L). Gli stati finali generati rispettano i modi di decadimento permessi mentre quark secondari e gluoni generano, tramite processi di adronizzazione che si basano su modelli a stringhe, i getti. I risultanti adroni e leptoni decadono quindi in particelle stabili. L'utente può selezionare una grande quantità di parametri. Dalle già citate funzioni di struttura partonica ai modelli di frammentazione, dall'energia trasversa ($\hat{P}_T$) dell'evento nel centro di massa ai suoi limiti di pseudorapidità, dal tipo di processo che si intende generare dalla collisione dei protoni ai decadimenti che si intende selezionare. In accordo a tutte queste informazioni, si ottiene in uscita una lista di tutte le particelle stabili (cioè che non decadono all'interno del detector) con i loro parametri come l'impulso e le sue componenti e la posizione del vertice di produzione di ognuna di esse. Vengono inoltre mantenute le relazioni madre-figlia fra le particelle e il loro codice di identificazione.

4.1.2 Simulazione della risposta dell'apparato sperimentale

Dopo che le particelle sono state generate esse vengono “propagate” all'interno del rivelatore CMS. La risposta del detector è stata simulata usando il programma CMSIM122 [43] che è basato sul pacchetto CERN, GEANT [44]. In questo programma c'è una dettagliata descrizione del rivelatore CMS nella sua generalità, compresi tutti i suoi subdetector ma anche le sue strutture di supporto, la cablatura e ogni minimo aspetto che caratterizza l'esperimento. Il grado di accuratezza della descrizione (e quindi della simulazione) nonché l'attivazione della risposta di certi sottorivelatori piuttosto di altri, la geometria del campo magnetico e tante altre informazioni, sono fornite dall'utente tramite appositi file come input al programma stesso. Questo permette di ottimizzare il grado di accuratezza della simulazione in un compromesso con il tempo macchina disponibile.

Tutte le particelle generate sono quindi propagate attraverso il detector CMS; si calcola il deposito energetico in ogni sua componente e si considerano tutti gli effetti di propagazione, come per esempio la perdita di energia per ionizzazione nei suoi subdetector o nelle strutture di supporto, le interazioni conducenti a prodotti secondari di decadimento (bremmsthrahlung, effetto Compton, produzione di coppie e interazioni nucleari), gli scattering multipli ed altre ancora. Come risultato di questo passaggio della catena di simulazione si hanno delle banche dati ZEBRA [45] in file fz e rz. Questi ultimi sono estremamente grandi (circa 1 Gbyte/1000 eventi) e la loro produzione richiede un tempo dell'ordine di 2 giorni/1000 eventi con un PC avente una CPU di 1 GHz. Questi

stessi dati vengono poi inseriti in una Banca Dati per essere successivamente ricostruiti e analizzati dai programmi di ricostruzione.

4.2 Il software di ricostruzione

Il software di analisi e ricostruzione deve far fronte alla complessità dell' hardware e della fisica di CMS. Non solo, ma in una fase di preparazione e di costruzione dell' esperimento, esso deve anche fornire la possibilità di ottimizzare le prestazioni globali del detector e di studiare il trigger. Esso avrà come input eventi di lunghezza prevista di un MByte ognuno alla frequenza di 100 Hz conducendo dopo un anno di presa dati a regime ($\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$) ad un PetaByte di dati da immagazzinare e analizzare. Il software dovrà permettere una quanto più efficiente riduzione dei dati garantendo tuttavia l' isolamento di eventi interessanti di segnale nella marea di dati a disposizione in un rapporto stimato di 1:10⁷. Un secondo complesso aspetto cui deve far fronte il software è la dimensione e il tipo della collaborazione stessa. Lo sviluppo e l' uso di questo software è legato a gruppi di persone sparse in tutto il mondo provenienti da 30 differenti nazioni e 150 istituti. Questo progetto dovrà essere mantenuto per tutta la durata dell' esperimento che è stimata maggiore di 10 anni.

Sono state usate per questo scopo nuove tecnologie come la programmazione object-oriented, sistemi di gestione ad oggetti dei data base, architetture flessibili del software e tutte con il fine ultimo di creare un ambiente di sviluppo flessibile e maneggevole sia per gli sviluppatori che per gli utenti finali. Per ottenere questo è stato usato l' ambiente di lavoro CARF (CMS Analysis & Reconstruction Framework)[46]. Questo modello di software, che sta alla base della ricostruzione e della analisi, interpreta il processo di ricostruzione come una riduzione dei dati il cui principale cliente è l' analisi. La ricostruzione è concepita come un insieme di unità indipendenti di ricostruzione, ognuna delle quale fornisce in uscita il corrispondente oggetto ricostruito. Le principali caratteristiche di questo ambiente sono la ricostruzione su richiesta, resa possibile da una sistemazione modulare di tutte le classi di ricostruzione e il servizio di persistenza, che permette la gestione di federazioni di DataBase accessibili da ogni utente, dislocate nelle varie sezioni di calcolo della collaborazione stessa. In questo modo l' utente può creare un suo data base privato usando una serie di procedure semplici e comuni a tutti ma contemporaneamente, anche accedere alle enormi quantità di dati disponibili prodotte da altri centri.

4.2.1 Ricostruzione e analisi: ORCA

La ricostruzione e l' analisi viene fatta usando il programma scritto in C++ ORCA (Object Oriented Reconstruction for CMS Analysis)[47]. Nella fase di

ricostruzione i segnali provenienti dalle varie componenti del rivelatore sono usati per ottenere delle quantità da usare in fase di analisi.

Per esempio la ricostruzione nel tracciatore include la “*clusterizzazione*” delle strips colpite dalle particelle cariche, l’individuazione delle tracce e il loro accordo con un modello atteso così come la ricostruzione dei vertici secondari. ORCA si decompone in una struttura di tre livelli: il top-level, il livello dei sottosistemi e il livello dei pacchetti. Tipici sottosistemi sono il Tracciatore, i Calorimetri, le Camere a Muoni che riflettono la decomposizione del rivelatore. A questi si aggiungono sottosistemi di servizio come CARF, il sottosistema per la visualizzazione o gli Esempi. Ogni sottosistema a sua volta è decomposto in pacchetti corrispondenti ognuno a librerie deputate a svolgere una certa funzione.

Per esempio il pacchetto ElectronFinder è dedicato al compito di individuare e quindi catalogare gli oggetti individuati come elettroni all’interno del sottosistema dei calorimetri elettromagnetici

4.3 Ricostruzione delle tracce

Tutte le analisi fisiche che si faranno ad LHC richiederanno un efficiente sistema di riconoscimento delle tracce che garantisca nello stesso tempo il più basso possibile costo in termini di tempo. Si descriveranno i metodi usati per la ricostruzione delle tracce, con particolare riguardo alla ricostruzione dei muoni data l’importanza per i canali di fisica studiati in questa tesi. Pur potendo disporre di più tipi di algoritmi di individuazione delle tracce, tutti presentano dei punti in comune. Innanzitutto tutte le hits provenienti dal sistema tracciante possono essere classificate in tre classi:

- Hits dovute a tracce cariche provenienti dal vertice primario o dai decadimenti secondari
- Hits originate da interazioni nella beam-pipe o da eventi di pile-ups
- Hits dovute al rumore elettronico

Tutti i metodi di ricostruzione fanno un’analisi dell’evento in due passi: prima di tutto si cercano e si selezionano quei sets di hits che potrebbero corrispondere a traiettorie di particelle cariche (cioè che rientrano nella prima categoria) e quindi, in base ad un modello di traccia, si applica un criterio di selezione per accettare o rigettare il candidato. Questo modello parte dall’equazione di moto di una particella carica in un campo magnetico:

$$m\gamma\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = kq\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

essendo k un fattore di proporzionalità dipendente dalla scelta delle unità, q la carica e $\vec{v}$ la velocità della particella, e dalla conoscenza a priori sia delle prestazioni del tracciatore, come la sua risoluzione e le incertezze sistematiche e statistiche, sia la sua geometria. Si fa propagare idealmente una particella con i parametri di ogni candidato e si vede quale è la traccia “reale” che presenta il miglior accordo con questa traccia ideale. Questo modo di procedere, in due passi, è tipico di una *ricostruzione globale* in cui si usano indiscriminatamente tutti le hits dell’ evento. In realtà, per economizzare il tempo di ricostruzione, si procede ad una ricostruzione locale. Anche in questo caso, indipendentemente dal metodo scelto, si possono distinguere dei punti in comune fra i vari algoritmi. Ogni metodo di *track finding* locale è caratterizzato da quattro fasi che corrispondono a quattro differenti unità logiche nell’ implementazione del software.

- **Generazione dei semi** Combinare in tutti i modi possibili le hits del tracciatore per formare le traiettorie non è possibile perché richiederebbe troppo tempo come si è accennato. Quello che si fa in una prima fase è la generazione degli embrioni delle tracce usando un set ridotto di dati. Questi sono dei “progenitori” delle tracce, con grossolane stime dei parametri della traiettoria. Applicando il modello della traccia avente come input questi parametri, si isola lo spazio in cui cercare ulteriori hits che saranno eventualmente aggiunti alla traccia se compatibili.
- **Costruzione della traiettoria** Partendo da ogni seme si costruiscono le traiettorie trovando le hits compatibili e aggiungendole raffinando le informazioni della traiettoria. Le stime preliminari dei parametri della traccia fatte in fase di generazione dei semi permettono comunque di ridurre il numero complessivo di combinazioni.
- **Pulitura della traiettoria** Si risolvono eventuali ambiguità. In questa fase si individuano i set di tracce mutualmente esclusive e se ne sceglie la migliore.
- **Limatura** Non necessariamente nelle fasi precedenti la traccia presenta i parametri ottimali. Con questa operazione si ottengono i parametri finali della traccia.

Il sistema di individuazione delle tracce usato nell’ analisi che segue è descritto in [8] ed è il metodo della Connection Machine. Nel corso dell’ analisi si mostreranno le prestazioni che si ottengono da questo metodo per le masse ricostruite e i vertici secondari per il canale fisico che ci interessa. Di seguito si mostra quello che ci si attende per la ricostruzione generica di muoni.

4.3.1 Ricostruzione dei muoni

Il sistema di rivelazione dei mu fornisce una stima dei parametri delle tracce. L' utilizzo del tracciatore permette una analisi accurata. Dalle stazioni dei muoni, tramite un processo di fitting noto come Kalman Filter [14], in una propagazione dall' esterno verso l' interno, si ottiene la migliore traccia candidata ad essere un muone (uscita del trigger di livello 2 dei muoni). A questo punto ci sono più modi possibili per ricostruire il muone. Un primo modo è il *Track Matching* in cui una ad una le tracce ricostruite nel tracciatore sono comparate con la traccia proveniente dalle stazioni muoniche dopo essere state opportunamente estrapolate in una superficie comune. Fra tutte le tracce ricostruite, quella che si associa al muone sarà quella che minimizza la quantità:

$$\chi^2 = \sqrt{\frac{(1/p_{tr} - 1/p_{ms})^2}{\sigma_{pms}^2} + \frac{(\phi_{tr} - \phi_{ms})^2}{\sigma_{\phi ms}^2} + \frac{(\theta_{tr} - \theta_{ms})^2}{\sigma_{\theta ms}^2}} \quad (4.2)$$

dove gli indici *tr* e *ms* si riferiscono alle quantità misurate nel tracciatore e nel sistema dei muoni. Il metodo più veloce è però quello in cui si usa la traccia osservata nelle stazioni a μ come *seme* per la successiva fase di costruzione della traiettoria (vedi sopra). In questo modo la ricostruzione della traccia muonica viene effettuata solo in uno stretto cono intorno alla direzione della traccia delle camere che viene virtualmente propagata verso l' interno in uno strato attivo del tracciatore tramite il modello della traccia. Per la ricostruzione della nostra analisi si è usato un metodo alternativo che è una miscela dei due esposti sopra. Non si ricostruisce la traccia muonica ma si cerca di vedere quale delle tracce già ricostruite fitta meglio con quella delle stazioni muoniche, cercando però nella regione individuata dal candidato stesso.

4.3.2 Prestazioni attese

La principale caratteristica con cui si valuta un algoritmo di ricostruzione di traccia è la efficienza definita come:

$$\epsilon = \frac{N_{rec}}{N_{sim}} \quad (4.3)$$

dove N_{rec} è il numero di tracce ricostruite associate, che cioè condividono più del 50% degli hits, alle tracce simulate e N_{sim} il numero di tracce simulate. Questa quantità dipende da effetti fisici (es. conversioni), strumentali (es. inefficienze intrinseche) e dal metodo stesso e deve essere più alta possibile. Viceversa la quantità

$$\epsilon_{fake} = \frac{N_{recNO}}{N_{sim}} \quad (4.4)$$

dove N_{recNO} è il numero di tracce ricostruite non associate a tracce simulate, deve essere più bassa possibile. Un metodo di ricostruzione è anche valutato dalla qualità delle tracce, a sua volta valutata dalla risoluzione dei parametri della traccia (differenza fra quantità ricostruita e simulata) e il pull (rapporto fra la risoluzione e l'errore sulle quantità). Quest'ultima quantità serve a vedere se ci sono incertezze sistematiche nella ricostruzione dovendo la distribuzione essere idealmente centrata in zero e larga 1. In figura 4.1 si mostra l'efficienza globale per muoni singoli in funzione della pseudorapidità.

Il tracciatore è completamente efficiente per muoni di alta energia (la caduta

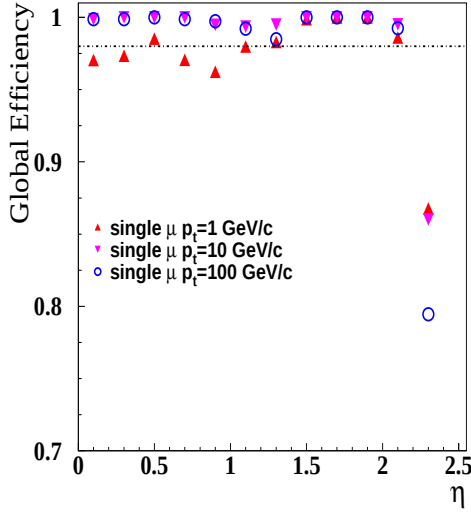


Figura 4.1: Andamento della efficienza di rilevazione di singola traccia in funzione della pseudorapidità per muoni di varie energie.

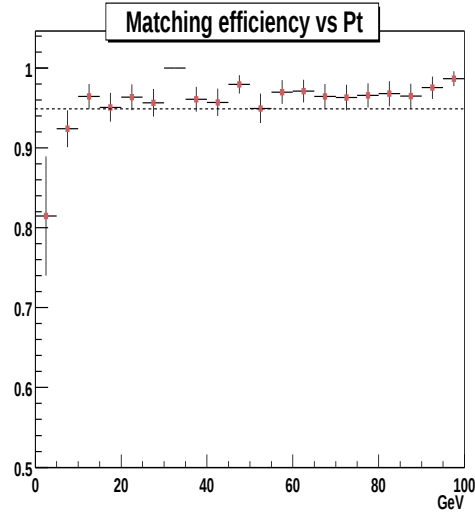


Figura 4.2: Efficienza di rilevazione per muoni singoli in funzione dell'energia trasversa .

nell'ultimo bin è dovuto al limite di copertura del tracciatore). Una piccola inefficienza è prevista nella regione di $\eta = 1$ dove si ha il passaggio dal barrel al forward. Qui il tracciatore non è completamente ermetico e l'algoritmo è penalizzato da occasionali perdite di hits contigue per muoni di basso impulso. In figura 4.2 viene mostrata l'efficienza di rivelazione in funzione dell'impulso trasverso del muone. Sopra 10 GeV/c essa raggiunge un plateau oltre il 95%. L'efficienza di ricostruzione di tracce muoniche in un jet si attesta intorno il 93% nel barrel e 87% negli end-caps.

Nella figura 4.3 si mostra la risoluzione del parametro di impatto trasverso d_0

definito come

$$d_0 = y_{imp} \cos \phi_0 - x_{imp} \sin \phi_0 \quad (4.5)$$

essendo y_{imp} e x_{imp} le coordinate del punto di massimo avvicinamento e ϕ_0 l'angolo azimutale misurato in questo punto. Per muoni di alto impulso questa quantità è indipendente dalla pseudorapidità e vale $\sim 10\mu m$. Per valore di P_T minori di $10\text{GeV}/c$ questa quantità è limitata dallo scattering multiplo e deteriora con il crescere di $|\eta|$ per il maggior volume di materiale attraversato. In figura 4.4 viene invece mostrata la dipendenza dalla pseudorapidità dell' errore dell' impulso trasverso del muone. Per muoni di alto impulso trasverso la risoluzione peggiora con l' aumentare della pseudorapidità per il minore braccio della leva del campo magnetico mentre per muoni di basso impulso si ha una forte dipendenza da η legato allo scattering multiplo. Nel barrel ci si attende una risoluzione di circa 1-2% di p_T .

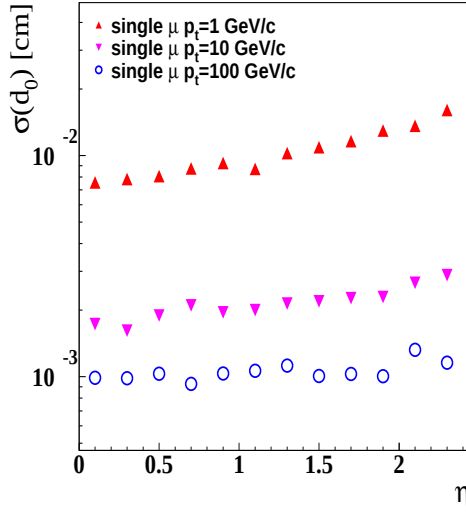


Figura 4.3: Risoluzione prevista del tracciatore sul parametro di impatto.

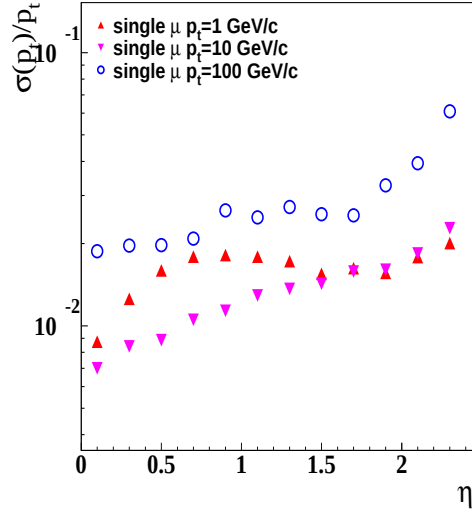


Figura 4.4: Risoluzione dell' impulso trasverso per muoni di 1, 10 e 100 GeV/c in funzione della pseudorapidità

Nella figura 4.6 è mostrata la distribuzione della risoluzione per muoni dopo che si sono unite le informazioni dal tracciatore a quelle delle camere muoniche mentre in figura 4.5 usando solo le informazioni dalle stazioni muoniche. Si migliora in questo modo di un fattore dieci la risoluzione sul momento del

muone.

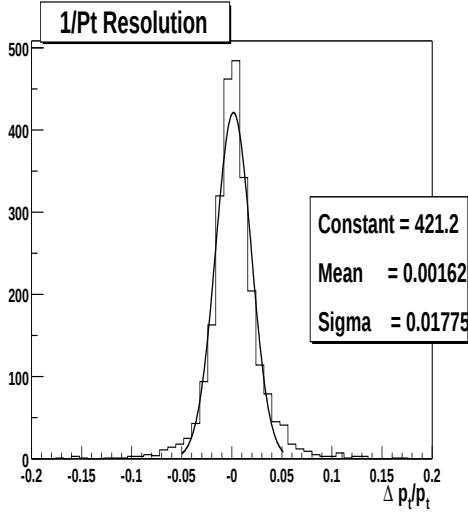


Figura 4.5: Risoluzione sull' impulso trasverso per muoni ricostruiti con le informazioni del tracciatore.

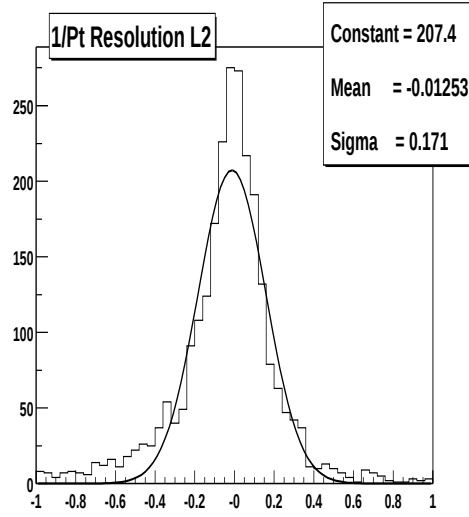


Figura 4.6: Risoluzione sull' impulso trasverso per muoni ricostruiti con le informazioni delle camere traccianti del sistema dei mu.

4.4 Il τ -tag

Nella sezione dedicata al trigger(2.6) è stato descritto la catena del trigger muonico e del trigger calorimetrico. Esistono tuttavia anche altri modi per triggerare un evento e uno di questi è il trigger sul leptone tau. Nelle analisi sviluppate non è usato questo tipo di trigger, ancora in fase di sviluppo, ma si è sfruttata la presenza dei tre muoni o del muone con un vicino fotone. Esso è stato sviluppato [23] per il trigger su eventi con leptoni tau di alcuni canali tipici di CMS come $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ e $A/H \rightarrow \tau\tau$ caratterizzati da un elevato impulso trasverso.

Poiché il leptone τ decade per circa il 42% delle volte in modalità totalmente adronica, l'ottimizzazione degli algoritmi di un trigger di alto livello del tau devono garantire la più alta efficienza e un contemporanea massimizzazione della rejezione di eventi QCD; il tutto deve essere ottenuto minimizzando i tempi di CPU.

Dopo il trigger di livello 2, basato su informazioni calorimetriche, gli eventi QCD con due jets presentano una frequenza di circa 450 ± 50 Hz, quindi un ulteriore livello di trigger dovrebbe ridurre di un fattore 100 questo fondo garantendo così la banda passante che si pensa di dedicare a questo canale (~ 10 Hz). Come ingresso questo livello di trigger prevede un τ -jet con energia trasversa maggiore di 80GeV o 2 τ -jets con energia maggiore di 50GeV dal livello-2.

Alla base del trigger finale sul leptone tau sta la possibilità di identificare un jet ricostruito come proveniente dal tau. Questo algoritmo di isolamento del jet dal tau è schematizzato in figura 4.7. Esso può essere applicato ad un solo

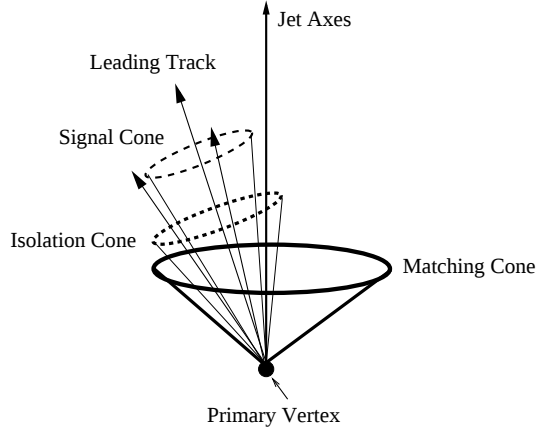


Figura 4.7: Principio su cui si basa l' algoritmo di τ -tagging.

jet-candidato o ad entrambi i jets. Per ridurre la contaminazione da tracce “soft” originantesi da vertici secondari di minimum bias, si preselezionano le tracce con $P_T > 1\text{GeV}/c$ e con un parametro di impatto lungo la direzione della beam line (z), non più distante di 2.5mm dalla posizione del vertice del segnale.

A questo punto si contano le tracce preselezionate dentro il cono di segnale ($\Delta R = R_{SIG}$) e all' interno di un cono di isolamento ($\Delta R = R_{ISO} > R_{SIG}$). Questi due coni sono definiti intorno alla traccia principale, identificata come quella traccia con impulso trasverso più grande fra tutte le tracce che cadono dentro il cono della ricostruzione regionale. Questa traccia deve avere un $P_T > 3\text{GeV}/c$.

Il taglio di isolamento impone che non ci siano tracce nell' anello compreso fra il cono di segnale e il cono di isolamento.

Le ampiezze dei due coni interessanti devono essere opportunamente variate in modo da ottenere la migliore efficienza di identificazione con la minore

contaminazione possibile da eventi QCD. In figura 4.8 vengono mostrati i

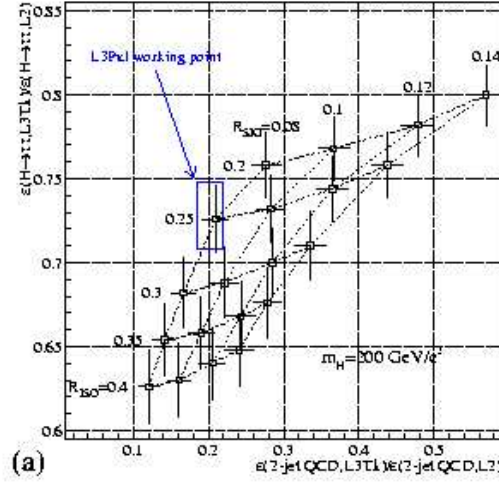


Figura 4.8: Distribuzione della significace della lunghezza di decadimento per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$ nella regione del barrel

risultati di questa procedura di τ -tagging in cui si mostra l'efficienza di tagging per il segnale ($H \rightarrow \tau\tau$ con $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$) contro l'efficienza per il background, utilizzando varie aperture per i coni di segnale e di isolamento. Queste efficienze sono calcolate normalizzando al numero totale di eventi che passano il secondo livello di τ -trigger. I risultati si riferiscono al tag di un solo jet. Un' applicazione dell' algoritmo su entrambi i jet migliora notevolmente le prestazioni di rigetto del fondo QCD. In un tagging su un solo jet si attende infatti per una efficienza del segnale del 70% una efficienza sul fondo QCD del 25%, mentre per un tagging applicato su entrambi i jet le efficienze attese passano rispettivamente intorno al 50% per il segnale e 1.5% per il fondo [24]. Le prestazioni migliorano inoltre al crescere della massa dell' Higgs (ancora [24]).

4.5 Il b-tag

Come detto per molti canali di fisica (come ad esempio il top singolo o i decadimenti dell' Higgs o la fisica del B) è importante poter riconoscere getti originati da quark b. Questo è possibile per mezzo di strumenti che sfruttano le prestazioni del rivelatore nella sua totalità. Uno di questi strumenti, è il b-tag. Per b-tag si intende una variabile finale, risultato di più o meno complessi algoritmi, che permette di discriminare getti di sapore B da getti originati da quark leggeri. Durante il periodo di collaborazione con l'esperimento CMS

una parte del tempo è stata spesa nella messa a punto e nell'ottimizzazione di algoritmi alternativi di btag rispetto a quello descritto per esempio in [25]. In questo capitolo si dà una descrizione dell'algoritmo probabilistico studiato per la rejezione di eventi di natura u,d,s da eventi b basato sulla lunghezza di decadimento, usato in precedenza nell' esperimento L3 [26]. Verrà data anche una descrizione di come si è iniziato a investigare su possibili miglioramenti del metodo per rigettare eventi di natura c che, sotto certi aspetti, hanno caratteristiche più simili ad eventi di tipo b. Alla fine si mostreranno i risultati ottenuti per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$ a 100 GeV nella sola regione del barrel e si confronteranno i risultati con quelli che sono ottenibili con l'algoritmo del TDR di CMS.

4.6 Idea di base del b-tag

Alla base degli algoritmi di identificazione di un jet di natura b sta il fatto che gli adroni che contengono un quark b, presentano una vita media relativamente più lunga rispetto agli adroni composti di quark leggeri. Ci sono anche particelle leggere come la Λ^0 o il K_S^0 ma queste sono facilmente rigettabili per la loro lunga vita media. Esistono altre caratteristiche che possono essere usate per la discriminazione di getti di natura b da getti di quark leggeri, caratteristiche che si possono sfruttare anche contemporaneamente per rendere più performante l'algoritmo. Per esempio, a causa del valore della massa, un jet che si origina da adroni B è atteso presentare una maggiore molteplicità di particelle cariche o presentare vertici terziari o forme dei jets differenti o infine, la massa all' origine della cascata mediamente più grande. Sono anche presenti un numero di leptoni prompts maggiore legato ai decadimenti semileptonici del B. Risulta comunque fondamentale per l'algoritmo di b-tag, messo a punto in questo lavoro, la capacità del tracciatore di ricostruire vertici primari e secondari e di misurare le lunghezze di decadimento delle tracce cariche, in quanto le procedure, che si descriveranno in seguito, si basano proprio su queste quantità. La capacità del tracciatore di misurare gli impulsi delle particelle cariche è inoltre, per come si mostrerà, essenziale per la rejezione di eventi $c\bar{c}$, basata sul calcolo della massa ricostruita delle tracce con lunghezza di decadimento più grande

4.7 Il metodo della lunghezza di decadimento

In questa sezione si fornirà la descrizione di un algoritmo di b-tag basato sulla lunghezza di decadimento di ogni traccia di un evento.

4.7.1 Selezione delle tracce

Il calcolo della lunghezza di decadimento delle tracce di un evento avviene dopo che le medesime sorpassano una selezione e classificazione in base alla qualità della ricostruzione e alla misurazione del tracciatore.

Questa selezione si basa sul numero di hits che le tracce hanno nelle varie componenti del tracciatore (pixel e SST), sul valore dell' impulso trasverso e sulla bontà della risoluzione nella misura della distanza di massimo avvicinamento (DCA). In questo modo ad ogni traccia si associa nell' algoritmo un peso differente in base alla qualità della misura. Tracce per esempio con un impulso trasverso grande presentano un' incertezza sulla lunghezza di decadimento derivante dallo scattering multiplo minore rispetto quelle con basso impulso mentre tracce con un' alto numero di hits presentano una risoluzione intrinseca migliore rispetto a quelle con un numero minore. Le tracce usate nel calcolo della variabile finale di b_{tag} con questo algoritmo devono soddisfare le seguenti richieste:

- $p_T > 1 \text{ GeV}$
- numero di hits nei pixel ≥ 2
- numero di hits nel SST ≥ 6
- probabilità del chi quadro della traccia $> 5\%$
- $|\delta_{r\phi}| < 2mm$
- $|\delta_{sz}| < 3cm$
- $\sigma_\theta < 20mrad$
- $\sigma_{\delta_{sz}} < 0.5mm$
- $\Delta R < 0.4$

La quantità $|\delta_{r\phi}|$ indica il valore della distanza di massimo avvicinamento nel piano xy, detto anche piano trasverso e la $|\delta_{sz}|$ la stessa quantità nel piano contenente l' asse z e la traccia ($\hat{s}$). La σ_θ è l' errore sull' angolo θ per la traccia mentre $\sigma_{\delta_{sz}}$ l' incertezza sulla $|\delta_{sz}|$. Il chi quadro si riferisce al fit per la ricostruzione della traccia dal Kalman Filter e ΔR rappresenta la distanza della traccia dal getto definita come $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

4.7.2 La lunghezza di decadimento

La ricostruzione degli eventi nel tracciatore di CMS conduce a due diverse e quasi-indipendenti misure del parametro di impatto di una traccia: $\delta_{r\phi}$ (nel

piano trasverso) e δ_{sz} (nel piano che include la traiettoria della traccia e l'asse z). In questo studio si é utilizzato il vertice del generatore senza considerare gli errori della ricostruzione del vertice primario. La distanza percorsa dalla traccia viene calcolata trascurando gli effetti di curvatura del campo magnetico nella regione del tracciatore, ipotesi questa che rappresenta una buona approssimazione per il tracciatore di CMS vicino al punto di interazione. Nei disegni di figura 4.9 e 4.10 è illustrata la definizione nel piano trasverso r - ϕ e nel piano sz delle variabili $L_{r\phi}$ e L_{sz} . Questi due schemi aiutano a capire come, dalla conoscenza delle due distanze di massimo approccio δ_{sz} e $\delta_{r\phi}$, si può calcolare in maniera differenziata, la distanza percorsa da una traccia dal vertice primario tramite le formule 4.6 e 4.7.

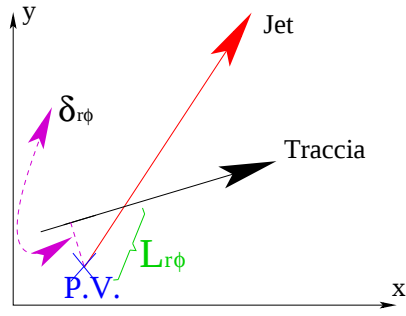


Figura 4.9: Lunghezza di decadimento nel piano trasverso.

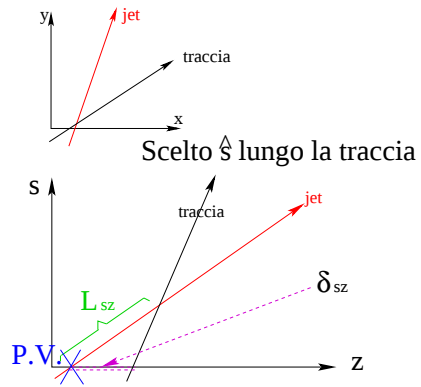


Figura 4.10: Lunghezza di decadimento nel piano sz .

$$L_{r\phi} = \frac{\delta r\phi}{\sin(\phi_J - \phi)\sin(\theta_J)} \quad (4.6)$$

$$L_{sz} = \frac{\delta sz}{\sin(\theta_J)[\cos(\theta)\cos(\phi_J - \phi) - \sin(\theta)\cot(\theta_J)]} \quad (4.7)$$

intendendo le quantità con il pedice J relative al jet che contiene la traccia e quelle senza pedici, le quantità relative alle tracce.

La migliore stima della lunghezza di decadimento è una media pesata delle due stime indipendenti sopra descritte :

$$L_D = \frac{\frac{L_{r\phi}}{\sigma_{r\phi}^2} + \frac{L_{sz}}{\sigma_{sz}^2}}{\frac{1}{\sigma_{r\phi}^2} + \frac{1}{\sigma_{sz}^2}} \quad (4.8)$$

In genere la misura nel piano trasverso, a causa della migliore risoluzione intrinseca dei componenti del tracciatore nel barrel fornisce una stima migliore e nella media pesata, il contributo dominante di questa quantità. Tuttavia può capitare che le informazioni dalla stima $r - \phi$ della lunghezza di decadimento non siano utili. Questo per una qualunque motivazione come ad esempio la differenza nell'angolo- ϕ fra una traccia e il jet molto piccola o, ancora più drammaticamente, legato ad un vero e proprio deterioramento della risposta dei subdetector del barrel per effetto dell'alta dose di radiazione che subiranno negli anni.

In questo caso la misura dal piano sz non solo domina e non si perderebbero informazioni, ma potrebbe anche rappresentare realmente l'unica forma di informazione per la lunghezza di decadimento della traccia. Questo è forse uno dei motivi principali del perché si potrebbe pensare al metodo di b-tag che si sta qui descrivendo, come una reale alternativa al metodo TDR descritto in [25].

Un punto delicato nella costruzione della lunghezza di decadimento è il segno. Si individua il piano che contiene una traccia, la direzione del getto e ha per origine il vertice primario. Il semipiano positivo è definito dalla direzione del getto. Si associa un segno positivo alla lunghezza di decadimento della traccia se essa interseca il getto nella semipiano positivo. Viceversa, tracce con lunghezza di decadimento negativa, sono tracce che intersecano il getto nella direzione opposta alla direzione di propagazione del getto stesso. L'esistenza di tracce con valori negativi è interpretabile in termini di incertezze sperimentali nelle misure del parametro di impatto e degli angoli. Il figura 4.11 è mostrata la distribuzione della quantità $S = \frac{L_D}{\sigma_D}$ chiamata anche significatività della lunghezza di decadimento. Nel resto del capitolo ci riferirà ad S , salvo indicazioni contrarie come alla significatività di una traccia.

Questa quantità deve presentare una distribuzione gaussiana per tracce primarie (con tempo di vita zero) delle tracce dovute a quark u . Discostamenti dal valore nullo sono esclusivamente legati agli errori di misura e quindi presentano fluttuazioni statistiche di tipo gaussiano mentre per eventi bb ci si attende una distribuzione sbilanciata verso valori positivi mediamente più grandi.

4.7.3 Funzione di risoluzione della lunghezza di decadimento e probabilità di singola traccia

Per facilitare la combinazione delle informazioni che si hanno da tutte le lunghezze di decadimento di ogni traccia dell'evento si calcola la probabilità che una traccia appartenga al vertice primario. Questa probabilità viene calcolata usando la distribuzione di S per tracce che si originano nel vertice primario e quindi non hanno un tempo di vita apprezzabile. Dalla distribuzione di $\frac{L_D}{\sigma_D}$ per eventi uu si considera il lato negativo, si costruisce la distribuzione simme-

trizzando, si normalizza e si fitta la distribuzione ottenuta con una funzione facilmente integrabile analiticamente (una doppia gaussiana). Si ottiene in questo modo la funzione di risoluzione $R(S)$ che rappresenta una densità di probabilità.

Da $R(S)$ si calcola la probabilità che una traccia qualsiasi di significatività S si origini dal vertice primario:

$$P(S) = \frac{\int_S^\infty R(S)dS}{\int_0^\infty R(S)dS} \quad (4.9)$$

In figura 4.12 si ha il fit con una doppia gaussiana del lato negativo della

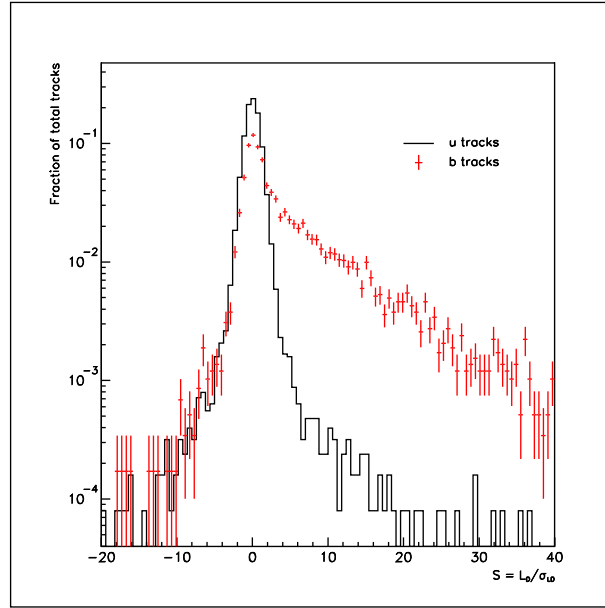


Figura 4.11: Distribuzione della significanza della lunghezza di decadimento per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$ nella regione del barrel

significanza simmetrizzato e normalizzato che ci fornisce la funzione $R(S)$. È importante notare che per $S < 0$, alla probabilità $P(S)$ viene identicamente assegnato il valore 1. Dalla figura 4.13 si può vedere la distribuzione della probabilità di singola traccia.

Mentre per gli eventi uu , per costruzione, la distribuzione di questa quantità è una distribuzione piatta, per eventi bb , dove dal b si formano tracce ben risolte dal vertice primario e quindi inconsistenti con esso, ci si attende un picco a zero.

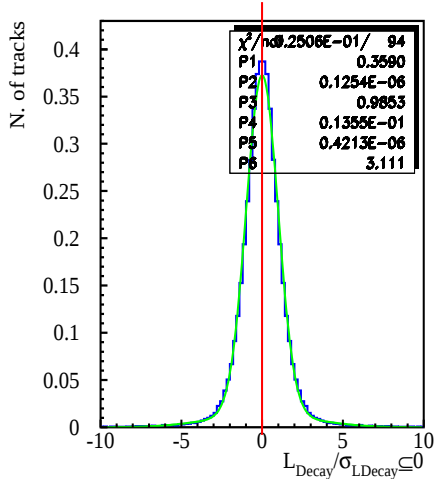


Figura 4.12: Funzione di risoluzione $R(S)$.

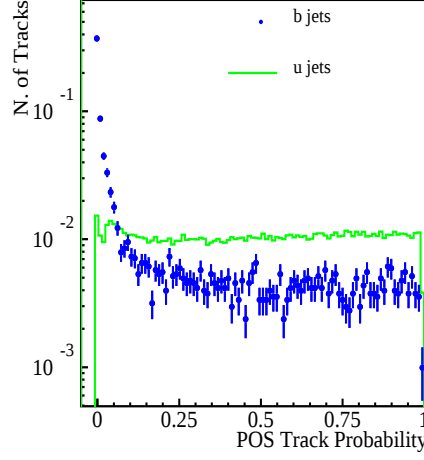


Figura 4.13: Probabilità di signola traccia di appartenenza al vertice primario calcolata solo con tracce positive.

4.7.4 Combinazione delle probabilità: Probabilità di jet

Definita la quantità $P(S)$, si devono combinare, per ognuna di queste tracce, tutte le probabilità in un'unica variabile che conservi le informazioni per ogni evento o per ogni getto. Per un jet di n tracce con significances $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n$, il modo più semplice per combinare le probabilità di singola traccia è quello di farne una produttoria:

$$\Pi = \prod_{i=1}^n P(S_i)$$

La trattazione statistica mostra allora che la probabilità per una data Π di assumere un valore più grande di quello osservato, assume la forma:

$$P_J(\Pi) = \prod \sum_{j=0}^{n-1} \frac{(-\log(\Pi))^j}{j!} \quad (4.10)$$

Tuttavia, per includere nel calcolo della probabilità del singolo jet di appartenere al vertice primario anche quelle tracce con significance < 0 (che assumono valore 1 per definizione), è stato dimostrato [26] che il miglior modo per combinare queste produttorie viene dato dalla formula:

$$P_J(\Pi) = \frac{\Pi}{2^n} \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \binom{n}{j} \frac{(-\ln \Pi)^i}{j!} \quad (4.11)$$

In figura 4.14 si mostra la distribuzione dell'opposto del logaritmo in base 10 di questa quantità per eventi bb ed eventi uu ottenuta con eventi da 100 GeV di energia trasversa nella sola regione del barrel e solo con tracce con lunghezza di decadimento positive.

Tanto più grande è questo numero, tanto più piccola è la probabilità che il jet si origini dal vertice primario. P_J sarà usata quindi come variabile di b-tag

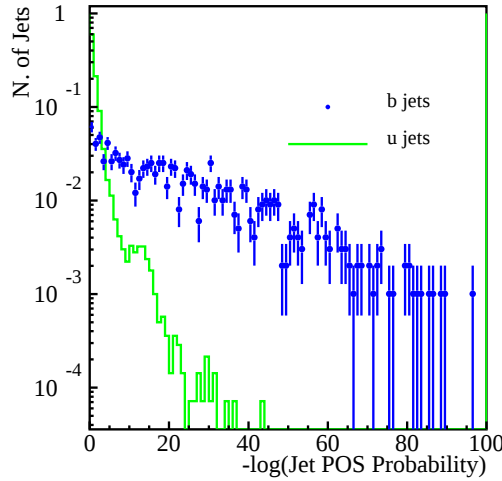


Figura 4.14: Probabilità combinata di jet con sole tracce con $S>0$.

essendo evidente dalla figura 4.14 la grande differenza di comportamento che essa ha per i due diversi tipi di eventi e quindi il forte potere discriminatorio che essa implica.

Le efficienze, tagliando su questa probabilità di jet, possono essere calcolate separatamente per eventi $u\bar{u}$ e $b\bar{b}$.

In figura 4.15 si mostra la dipendenza di $\epsilon_u(P_J)$ da $\epsilon_b(P_J)$. Questo plot è stato ottenuto considerando tutte le tracce e assegnando probabilità 1 a quelle tracce con lunghezza di decadimento negativa.

Questo modo di procedere si è dimostrato essere più performante rispetto al considerare solo tracce con $L_D > 0$ e si trova che per una efficienza di raccolta di eventi $b\bar{b}$ del 50% si ha una efficienza di 0.25% per $u\bar{u}$. Nella figura 4.16 si mostra analogamente la dipendenza del fattore di rigetto, definito come $1/\epsilon_u(P_J)$, in funzione della efficienza degli eventi b e si vede ancora meglio come

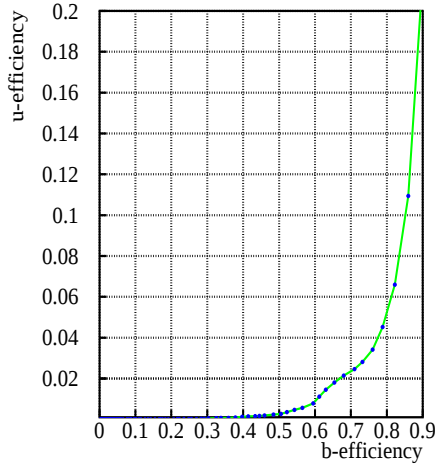


Figura 4.15: Efficienza u in funzione dell'efficienza b per eventi a 100 GeV.

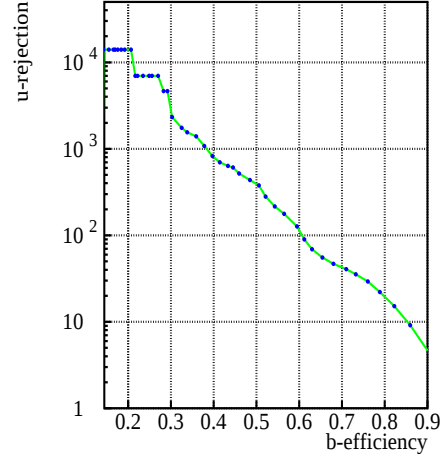


Figura 4.16: Fattore di rigetto per getti di tipo u in funzione dell'efficienza di b per eventi a 100 GeV

al 50% di efficienza per b , si abbia un fattore di rigetto 400 per eventi $u\bar{u}$ di 100 GeV.

In figura 4.17, lo stesso plot di efficienza di u in funzione di efficienza di b di figura 4.15 ottenuto con gli stessi eventi ma usando l'algoritmo del TDR e quindi semplicemente contando quante tracce presentano un valore della lunghezza di decadimento superiore a 3σ . Dalla figura 4.17 si vede che ad una efficienza di b del 50% l'efficienza di avere eventi u è maggiore di quella ottenuta con l'algoritmo probabilistico per lo stesso valore di efficienza di raccolta dei b . Il fattore di rejezione si attesta intorno a 100 contro 400 trovato con l'algoritmo probabilistico evidenziando un notevole miglioramento delle prestazioni per quark leggeri.

4.8 Metodo della massa invariante e combinazione dei metodi

È stato evidenziato, parlando dell'idea di base del b -tag, che ci sono molte caratteristiche che differenziano eventi da quark b da eventi di quark leggeri

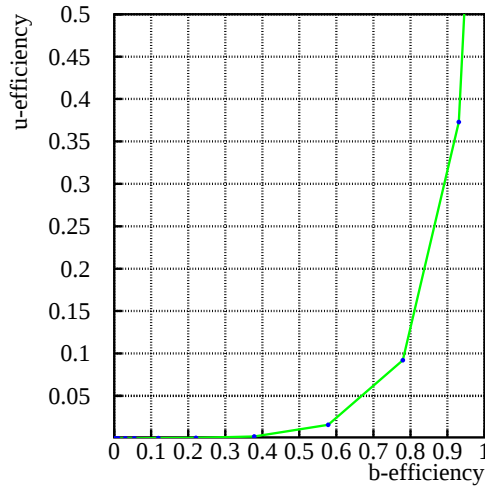


Figura 4.17: Efficienza di u in funzione di efficienza di b calcolato alla TDR su un campione di E=100 GeV .

e su queste differenze si deve basare una tecnica di identificazione. I quark c tuttavia presentano delle caratteristiche simili a quelle degli eventi dal quark beauty e la loro rejezione è meno efficiente. In questa sezione si illustrerà un metodo alternativo e complementare a quello della lunghezza di decadimento. La procedura è la seguente. Si calcolano e si ordinano in ordine decrescente le significatività delle lunghezze di decadimento delle tracce in un getto.

Si calcolano le quantità s_{12} (la massa invariante delle prime due tracce), s_{123} (la massa invariante delle prime tre tracce) e così via.

Il comportamento fra jet di quarks u,d,s e c sarà differente da quello dei quark b. Infatti nel primo caso la massa del jet dovrebbe raggiungere al massimo la massa del quark più pesante (il c, la cui massa è assunta essere di $1.3\text{GeV}/c^2$) così che quando si trova un ciclo dell' iterazione nel calcolo della massa per cui la massa supera quella del c, ad esempio la k-esima iterazione ($s_{1..k}$), la significance relativa a questa traccia (S_K) dovrebbe essere vicina a zero o negativa, non dovendo appartenere in nessun modo al jet di natura c. A questo stesso livello tuttavia lo stesso non è vero per eventi b e S_K dovrebbe ancora essere inconsistente con l vertice primario poiché comunque la massa invariante del jet è molto più grande della m_c . Si ottiene così la distribuzione per ogni jet della S_k e si può definire la probabilità di un jet proveniente dal vertice primario di avere una S_K uguale o maggiore di quella osservata. Questa è chiamata c-probabilità $P_C(S_k)$ poiché è soprattutto previsto essere usata nella rejezione degli eventi c.

Si considerino i due distinti gruppi di variabili:

- la probabilità di n tracce del metodo della L-decay che vengono combinate in una probabilità P_J ,
- la c-probabilità ($P_C(S_k)$) del metodo della massa invariante.

(Si potrebbe aggiungere al secondo gruppo un'informazione additiva, quella della $P_C(S_{k-1})$ che è la significance della traccia prima che la massa del c sia raggiunta).

Poiché i due gruppi di probabilità sono indipendenti, si potrebbe pensare di calcolare la probabilità di osservare valori più grandi di una loro combinazione, opportunamente ottenuta pesando, in base alla differente mole di informazioni che ogni gruppo contiene, i rispettivi valori.

Per combinare questi due gruppi e generare una probabilità totale usata per l'identificazione di un jet b , sono stati presi in esame due casi limiti.

Il primo considera le informazioni di $P_C(S_k)$ e $P_C(S_{k-1})$ equivalenti a due qualsiasi tracce del jet che vengono così combinate nel calcolo della variabile finale di b -tag, semplicemente facendo figurare un jet con $n+2$ tracce.

$$P_{tot1} = \frac{\Pi'}{2^{n+2}} \sum_{i=0}^{n+1} \sum_{j=i+1}^{n+2} \binom{n+2}{j} \frac{(-\ln \Pi')^i}{j!} \quad (4.12)$$

essendo $\Pi' = \prod P_C(S_{k-1}) P_C(S_k)$

Il secondo modo invece pesa ugualmente l'informazione globale del metodo della decay length (la quantità $P_J(\Pi)$ ottenuta in eq. 5.6) e le singole c-probabilità della massa invariante.

$$P_{tot2} = \frac{\Pi''}{2^3} \sum_{i=0}^2 \sum_{j=i+1}^3 \binom{3}{j} \frac{(-\ln \Pi'')^i}{j!} \quad (4.13)$$

con $\Pi'' = P_J P_C(S_{k-1}) P_C(S_k)$

Con queste nuove variabili di b -tag, così individuate sono stati fatti, da altre persone, successivi studi sistematici sulla rejezione di eventi con getti da quark leggeri in funzione della energia dei getti e della pseudorapidità e i risultati sono brevemente presentati nella seguente sottosezione.

4.8.1 Risultati successivi

È risultato un globale deterioramento delle prestazioni con il diminuire della energia dei getti e un peggioramento delle medesime spostandosi verso valori

maggiori di $|\eta|$. Questo è conseguenza della diversa risoluzione intrinseca che hanno gli hits dei pixel in funzione di eta che si proiettano in una peggiore risoluzione del parametro di impatto lungo z (vedi sezione 4.3.2). Sono mostrati nella figura 4.18 le efficienze di raccolta di u in funzione di quelle per la selezione di eventi da quark b ottenute rispettivamente usando il metodo della decay length (4.18.a), della massa invariante (4.18.b) separatamente e la combinazione dei due nel modo 1 (4.18.c), usando P_{tot1} e 2 (4.18.d) usando P_{tot2} . La combinazione delle due informazioni non implica grandi miglioramenti nella regione di alta efficienza del b rispetto al solo metodo della lunghezza di decadimento mentre nella regione di bassa efficienza ($\epsilon_b < 50\%$) i risultati sono interessanti. Ad un efficienza del b di 50% per eventi con jet di 50GeV l'efficienza trovata con il metodo della decay length per quarks u è circa 0.8%. Il valore peggiora rispetto lo 0.25% per eventi di 100GeV come accennato. Se si combina questo con l'informazione della massa invariante nel modo descritto dalla equazione 4.13, si ottiene un'efficienza di 0.3 (fattore di rigetto 330) che significa quindi un miglioramento delle prestazioni anche per il rigetto di eventi uu ad energie trasverse di 50 GeV. Questo algoritmo non è stato ancora studiato sistematicamente per la selezione di eventi da quark c .

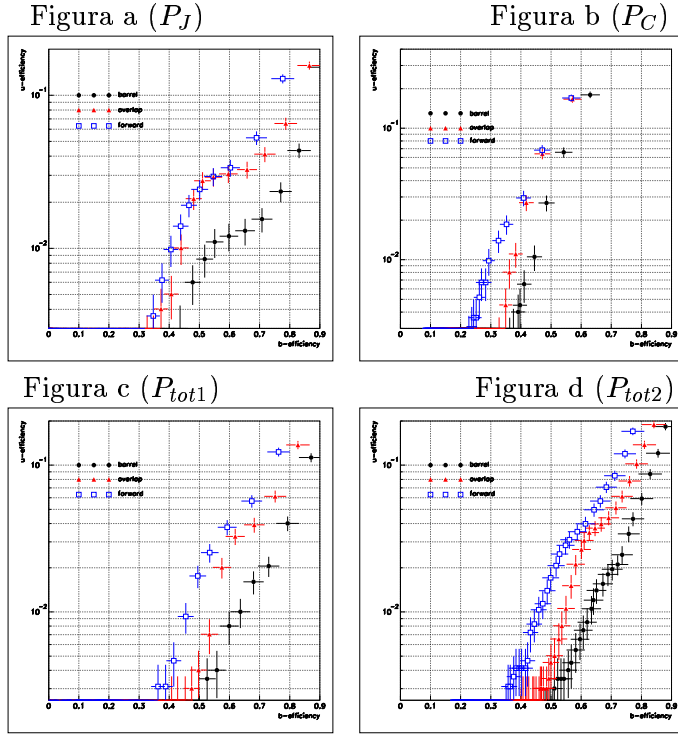


Figura 4.18: ϵ_u vs. ϵ_b in tre regioni del tracciatore calcolate rispetto a differenti variabili per getti di $E_t = 50$ GeV

Capitolo 5

Teoria dei decadimenti proibiti del leptone τ

I decadimenti senza neutrini del leptone tau sono un sottoinsieme di decadimenti che non sono previsti nel Modello Standard.

Questi decadimenti possono comportare sia una violazione del numero bario-nico ($\tau \rightarrow \gamma p$) che del sapore leptonico ($\tau \rightarrow \mu \gamma$). Essi hanno in comune il fatto che nello stato finale non esistono particelle che presentano gli stessi numeri quantici della famiglia del tau.

Fino ad oggi non si è mai avuta evidenza sperimentale della loro esistenza. Come conseguenza l'assunzione di conservazione del sapore leptonico è una proprietà insita nella teoria del Modello Standard.

D'altra parte il teorema di Noether afferma che in natura ad ogni simmetria di un sistema viene associata una costante del moto. Ci si aspetterebbe quindi anche di converso che tutte le leggi di conservazione siano associate ad una simmetria, cosa che non si verifica nel Modello Standard per la conservazione del sapore leptonico. La scoperta di processi che portano alla violazione del sapore leptonico potrebbe indicare o l'esistenza di nuove forze mediate da nuovi bosoni di gauge oppure di una nuova classe di particelle pesanti con un mescolamento leptonico in questo nuovo settore.

I recenti risultati provenienti da Super-Kamiokande ([19]) nel settore leptonico neutro, hanno messo in rilievo la possibilità di un cambiamento di sapore leptonico nel settore neutrinico o in maniera equivalente di una massa non nulla dei neutrini.¹ Guardando oltre il Modello Standard tuttavia ci sono molti

¹Le due conclusioni sono infatti equivalenti se si pensa ai neutrini in maniera differente a seconda che li si consideri alla produzione (autostati di sapore o di gauge) o come particelle che si propagano nello spazio (autostati di massa). Se il neutrino avesse massa, i vari autostati di massa, che costituiscono il generico stato di sapore iniziale, si propagherebbero in maniera differente e al momento della loro interazione con la materia, il neutrino rivelato si comporrebbe di una nuova "miscela" di queste "onde monocromatiche" presentando quindi

modelli teorici che possono accomodare la violazione di sapore leptonico carico. In questa introduzione teorica al problema si affronteranno alcuni di essi:

- Modelli Left-Right simmetrici,
- MSSM con R-parità rotta,
- mSUGRA con neutrini right handed e parametri universali alla scala GUT,

anche se l'elenco potrebbe allungarsi ulteriormente con molti altri modelli come GUT con costanti non universali alla scala di unificazione, See-Saw di tipo 2, modelli con neutrini di quarta generazione, Teorie delle Super Stringhe, Technicolor, Leptoquark ecc.ecc. Specifiche aspettative per questi decadimenti devono essere discusse nel contesto delle singole teorie. Nel settore neutrino l'osservazione è consistente con un predominio del mescolamento tra neutrino muonico e neutrino tau. Si potrebbe pensare che una situazione analoga esista nel settore carico, favorendo i decadimenti con violazione del numero leptonico carico. Essendo inoltre i leptoni tau più pesanti, un numero maggiore di canali è cinematicamente permesso, permettendo quindi di aumentare il numero di possibili canali studiabili. D'altra parte in alcuni modelli la frequenza calcolata per i decadimenti senza neutrini dipendono dagli accoppiamenti alla Yukawa dei neutrini con alcune nuove particelle, gli sleptoni. Questi accoppiamenti alla Yukawa dipendono dalle masse. Questo significa per esempio che, rispetto al ben studiato decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ (il cui BR è stato misurato essere minore di 10^{-11}), il decadimento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ risulterebbe migliorato di un fattore $\frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \times \frac{m_\mu^2}{m_e^2}$.

Per interpretare questi processi, appaiono particolarmente interessanti dei modelli Supersimmetrici, come mSUGRA con neutrini right-handed. Queste teorie, oltre ad essere i naturali candidati per la soluzione di molti dei problemi cui lo SM non può rispondere, forniscono dei valori per i branching ratio di questi decadimenti non lontani da quelli misurabili negli esperimenti di prossima generazione.

Una trattazione sistematica del Modello Standard (paragrafi 5.1, 5.2 e 5.3) si rende necessaria con il duplice scopo di comprendere sia come si possono originare processi LFV senza ricorrere ad esotiche teorie sia perché punto di partenza per capire come dai suoi limiti (5.4), si debba ricorrere necessariamente a teorie più vaste, capaci anche di fornire valori di aspettazione per tali processi accessibili in un futuro non remoto.

una probabilità non nulla di avere un sapore differente da quello iniziale. Questa probabilità è chiaramente legata alla differenza fra le masse dei vari autostati, ovvero alla differente velocità con cui i neutrini stessi viaggiano.

Si considererà il modello MSSM (5.5) come un particolare esempio di teoria SUSY. Al 5.5.1 si mostrerà come la semplice introduzione di alcuni termini nel superpotenziale, permettendo di violare la R-parità, potrebbe fornire velocità di decadimento troppo alte non solo per processi con violazione di L ma anche del numero barionico B.

Fra i possibili modelli MSSM, al 5.7 verrà illustrato uno studio di processi LFV focalizzandosi su una implementazione specifica della teoria che è il modello mSUGRA con neutrini right handed e costanti universali alla scala di unificazione.

5.1 Il Modello Standard 1978-?

Le osservazioni sperimentali dalla scoperta dell'elettrone in poi hanno permesso di inquadrare in una maniera schematica tutti i componenti costituenti la materia [2]. In questa visione corrente si possono individuare tre specie di particelle elementari: leptoni, quarks e mediatori di gauge. I primi possono interagire solo tramite processi elettrodeboli mentre i secondi anche tramite le interazioni forti che danno vita a particelle composte note come adroni. Ci sono sei leptoni classificati in accordo alla loro carica (Q) numero elettronico (L_e), numero muonico (L_μ) e numero tau (L_τ). Questi si possono suddividere in maniera naturale in tre famiglie (o generazioni) come mostrato in Tabella 5.1. In questa schematizzazione bisogna anche tenere in considerazione che

Leptone	Q	L_e	L_μ	L_τ
e	-1	1	0	0
ν_e	0	1	0	0
μ	-1	0	1	0
ν_μ	0	0	1	0
τ	-1	0	0	1
ν_τ	0	0	0	1

Tabella 5.1: Le famiglie leptoniche del Modello Standard.

esistono altre 6 antiparticelle con numeri quantici opposti. Similmente per i fermioni che entrano nelle interazioni forti e che costituiscono mesoni e barioni si può proporre un' analoga Tabella la cui distizione si basa sui diversi *sapori* dei quarks. (Tabella 5.2) Ancora i segni possono essere invertiti nella Tabella degli antiquarks e ogni autostato di sapore è degenere poiché ogni quark ha tre colori. Queste particelle interagiscono tramite mediatori delle forze che sono il fotone senza massa per l'elettromagnetica, i bosoni carichi $W^\pm$ e neutro Z_0 (molto massivi) per le interazioni deboli, 8 differenti gluoni senza massa

Quark	Carica	Upness	Downness	Strangeness	Charmness	Beauty	Truth
u	$+\frac{2}{3}$	1	0	0	0	0	0
d	$-\frac{1}{3}$	0	1	0	0	0	0
c	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	1	0	0
s	$-\frac{1}{3}$	0	0	1	0	0	0
t	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	1
b	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	1	0

Tabella 5.2: Le famiglie di quarks del Modello Standard.

per le interazioni forti e il gravitone per la gravitazionale. In Tabella 5.3 è riassunto lo schema delle quattro forze conosciute in natura in ordine d' intensità decrescente. I valori per le intensità sono relativi al valore $1/137$ dell' accoppiamento elettromagnetico $\alpha_{em} = 2\pi e/\hbar c$.

Forza	Intensità	Mediatore	Teoria
Forte	10^3	QCD	Gluoni
Elettromagnetica	1	QED	γ
Debole	10^{-11}	FlavorDinamica	$W^\pm, Z_0$
Gravitazionale	10^{-40}	Geometreodinamica	Gravitone(?)

Tabella 5.3: Interazioni fondamentali in natura.

Ad ogni forza viene associata una teoria fisica che descrive con successo la fenomenologia ad essa relativa. Il Modello Standard, inteso come una teoria quantistica unificata di Gauge, incorpora questa classificazione e fornisce delle previsioni quantitative dei decadimenti e dei processi coinvolgenti queste particelle, verificate dall'esperienza. Esso descrive le interazioni elettromagnetiche e le interazioni deboli (teoria elettrodebole) con la QCD per le interazioni forti.

5.2 Interazioni elettrodeboli nel Modello Standard (GWS)

Il settore ampiamente verificato dall'esperienza e meglio compreso del Modello Standard è quello elettromagnetico-debole che è una teoria di Gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Si parta dalla equazione 5.1 che rappresenta la densità di lagrangiana libera di fermioni senza massa:

$$\mathcal{L}_0 = i[\overline{\Psi}_l^L(x)\not{\partial}\Psi_l^L(x) + \overline{\psi}_l^R(x)\not{\partial}\psi_l^R(x) + \overline{\psi}_{\nu_l}^R(x)\not{\partial}\psi_{\nu_l}^R(x)] \quad (5.1)$$

con $\Psi_l^L(x) = \begin{pmatrix} \psi_l^L \\ \psi_{\nu_l}^L \end{pmatrix}$ uno spinore di $SU(2)_L$ a due componenti lefthanded

mentre $\psi_l^R(x)$ e $\psi_{\nu_l}^R(x)$ sono le componenti right handed dei campi leptonici e neutrinici. In tutta analogia a quanto si fa per creare la teoria QED, si individua un set di trasformazioni globali che lasciano invariata la 5.1 conducendo alla conservazione di una corrente (debole). Considerando le matrici di Pauli,

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

e costruito l'operatore unitario $U(\alpha) = \exp(i\alpha_j \tau_j/2)$ è di immediata verifica che per arbitrari 3 numeri α_i le trasformazioni

$$\begin{aligned} \overline{\Psi}_l^L(x) &\rightarrow \overline{\Psi}_l'^L(x) = \overline{\Psi}_l^L(x)U^\dagger(\alpha) \\ \Psi_l^L(x) &\rightarrow \Psi_l'^L(x) = U(\alpha)\Psi_l^L(x) \end{aligned} \quad (5.2)$$

lasciano invariante il termine $i\overline{\Psi}_l^L(x)\not{\partial}\Psi_l^L(x)$. Queste trasformazioni $SU(2)$ dei campi leptonici a due componenti left handed hanno proprietà del tutto analoghe a quelle degli spinori a due componenti che descrivono particelle a spin 1/2 nella teoria di Pauli.

Il campo $\Psi_l^L(x)$ si chiama isospinore debole. Questa analogia continua evidentemente nella classificazione dei campi sotto trasformazioni $SU(2)$ permettendo di definire dei campi *isoscalari deboli*, *isospinori deboli*, *isovettori deboli*. Per quanto riguarda il comportamento delle componenti right handed sotto $SU(2)$, sono definite essere invarianti, cioè valgono:

$$\begin{aligned} \overline{\psi}_l^R(x) &\rightarrow \overline{\psi}_l'^R(x) = \overline{\psi}_l^R(x) & \overline{\psi}_{\nu_l}^R(x) &\rightarrow \overline{\psi}_{\nu_l}'^R(x) = \overline{\psi}_{\nu_l}^R(x) \\ \psi_l^R(x) &\rightarrow \psi_l'^R(x) = \psi_l^R(x) & \psi_{\nu_l}^R(x) &\rightarrow \psi_{\nu_l}'^R(x) = \psi_{\nu_l}^R(x) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Mentre le componenti left-handed sono un doppietto di $SU(2)_L$, le right-handed sono un singoletto. Si osservi che, oltre alla corrente elettromagnetica, si conservano altre tre correnti di isospin debole e quindi, oltre la carica elettromagnetica sono degli invarianti anche le cariche di isospin debole. Poiché non è difficile dimostrare che, da opportune combinazioni delle prime due correnti di isospin debole, si ottengono quelle correnti leptoniche cariche ipotizzate dalla originaria teoria delle interazioni deboli IVB [1] che si accoppiano ai $W^\pm$, si può pensare ad una combinazione della corrente elettromagnetica e della terza corrente debole, come una quantità che si conserva a sua volta.

Questa corrente è legata a una nuova carica che si chiama *ipercarica debole*, che rimane invariata in tutta analogia a quanto accade per la carica elettromagnetica.

Dall'esistenza della ipercarica si definisce un altro gruppo di trasformazioni di

gauge che lasci immutata la 5.1, trasformazioni note come $U(1)_Y$.

$$\begin{aligned}\psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = e^{i\beta Y} \psi(x) \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x) e^{-i\beta Y}\end{aligned}\tag{5.4}$$

essendo $\psi(x)$ uno qualunque dei campi leptonici left o right handed, β un numero qualunque, e Y la ipercarica che è il generatore di queste trasformazioni e che si relaziona alla carica elettromagnetica e alla terza componente della carica di isospin debole come:

$$Y = Q/e - I_3^W\tag{5.5}$$

Si trova che i valori di Y sono:

- 1/2 per i campi left handed,
- 1 per il campo leptonico carico right handed,
- 0 per quello right handed di neutrino.

I campi di gauge associati a tali trasformazioni sono W_1, W_2, W_3 ($SU(2)_L$) e B ($U(1)_Y$).

Se si ricombinano questi campi di gauge in un opportuna maniera, si ritrovano i noti campi del fotone e dei due campi bosonici carichi che costituivano la teoria IVB accoppiandosi con le correnti di isospin debole cariche, più un quarto campo mediatore neutro. Una tale scelta per i generatori delle gauge include quindi implicitamente il gruppo di simmetrie che generano le interazioni elettromagnetiche ($U(1)_{em}$) e deboli, come un sottogruppo del più vasto gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e rende così l'elettromagnetismo e la teoria delle forze responsabili dei decadimenti nucleari, aspetti differenti di un' unica, comune forma di interazione. Se ora si richiedesse l' invarianza sotto trasformazioni locali di gauge si otterrebbe la lagrangiana per il settore elettrodebole del Modello Standard, semplicemente rimpiazzando le usuali derivate con le derivate covarianti e contemporaneamente richiedendo $W(x)$ essere invariante sotto $U(1)$ e $B(x)$ sotto $SU(2)$. Le derivate covarianti sono:

$$\begin{aligned}D_\mu \Psi_l^L(x) &= [\partial_\mu + ig_2 \tau_j W_j^\mu(x)/2 - ig_1 B^\mu/2] \Psi_l^L(x) \\ D_\mu \psi_l^R(x) &= [\partial_\mu - ig_1 B^\mu/2] \psi_l^R(x) \\ D_\mu \psi_{\nu_l}^R(x) &= \partial_\mu \psi_{\nu_l}^R(x)\end{aligned}\tag{5.6}$$

Dove g_2 e g_1 sono le costanti di accoppiamento di $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$.

In modo da interpretare le interazioni elettrodeboli si riscrivono le correnti di isospin debole e di ipercarica in termini delle correnti elettromagnetiche e delle correnti leptoniche cariche e neutre e si introducono nuovi campi di gauge nel seguente modo:

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[W_{1\mu} \mp W_{2\mu}], \\
A_\mu &= \cos(\theta_W)B_\mu + \sin(\theta_W)W_{\mu 3}, \\
Z_\mu &= \cos(\theta_W)W_{\mu 3} - \sin(\theta_W)B_\mu,
\end{aligned} \tag{5.7}$$

espressioni che si vanno a sostituire nel termine di interazione della lagrangiana ai campi W_i e B .

Nella 5.7 l'angolo θ_W è l'angolo di Weinberg. La lagrangiana che si ottiene alla fine si può decomporre in tre parti:

$$L = L_{el} + L_{weak} + L_{Gauge} \tag{5.8}$$

dove il primo termine tiene conto delle particelle libere e delle loro interazioni elettromagnetiche, il secondo delle interazioni deboli e il terzo della componente dei bosoni di gauge mediatori.

Scivendo esplicitamente i vari contributi:

$$\begin{aligned}
L_{el} &= \sum_l \bar{\psi}_l(x) i \not{\partial} \psi_l(x) - e \sum_l \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu \psi_l(x) A_\mu(x) \\
L_{weak} &= -\frac{g_2}{2\sqrt{2}} \sum_l [\bar{\psi}_{\nu_l}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_l(x) W_\mu(x) + \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_l}(x) W_\mu^\dagger(x)] \\
L_{Gauge} &= -1/4 B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - 1/4 G_{i\mu\nu} G_i^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{5.9}$$

essendo :

$$\begin{aligned}
B^{\mu\nu} &= \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu \\
G_i^{\mu\nu} &= \partial^\nu W_i^\mu - \partial^\mu W_i^\nu + g_2 \epsilon_{ijk} W_j^\mu W_k^\nu
\end{aligned} \tag{5.10}$$

espressioni costruite per garantire l'invarianza di gauge della lagrangiana sotto $SU(2)_L$ combinata con $U(1)_Y$.

Si è trovata una lagrangiana che descrive fermioni e bosoni di gauge mediatori insieme ai termini di interazione ma si può vedere che non compare nessun termine di massa. Se si tentasse di introdurre a mano dei termini di massa come $m_W^2 W^\dagger W$ si andrebbe in contro a due ordini differenti di problemi: in primo luogo la non invarianza della lagrangiana faticosamente costruita e inoltre tutta una serie di problemi legati alla non rinormalizzazione della teoria.

5.3 Meccanismo di Higgs

Il modo più semplice per generare le masse dei fermioni è quello della rottura spontanea delle simmetrie (SSB). È possibile anche dimostrare che una volta

applicato questo meccanismo si assicura anche la rinormalizzabilità della teoria [1]. Si definisce un doppietto di campi scalari complessi di $SU(2)_L$ avente ipercarica $Y=1/2$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi^+ \end{pmatrix} \quad < \Phi >_0 \neq 0 \quad (5.11)$$

e il potenziale:

$$V(\Phi) = \mu^2(\Phi\Phi^\dagger) + \lambda(\Phi\Phi^\dagger)^2 \quad (5.12)$$

Se ora $\lambda > 0$ e $\mu^2 < 0$ questo potenziale ha un minimo in uno qualunque dei punti della curva di equazione nel piano complesso:

$$< \Phi\Phi^\dagger >_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (5.13)$$

Lo stato di minima energia (vuoto) corrisponde ad uno di questi infiniti minimi. Scelto uno, alla stregua di quanto accade nel ferromagnetismo, la simmetria di gauge viene rotta. Senza perdita di generalità si può per esempio scegliere come valore per lo stato di vuoto $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$

Il campo di Higgs nello stato di vuoto non è invariante sotto $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ ma avendo $Y=1/2$ lo è sotto una trasformazione $U(1)_{el.mag}$ garantendo la massa nulla al fotone e la conservazione della carica elettromagnetica. Si introduce un ulteriore termine nella lagrangiana 5.8 che rappresenta il campo di Higgs:

$$L^H = [D^\mu \Phi(x)]^\dagger [D_\mu \Phi(x)] - \mu^2 \Phi^\dagger(x) \Phi(x) - \lambda [\Phi^\dagger(x) \Phi(x)]^2 \quad (5.14)$$

e la derivata covariante definita allo stesso modo di quella per lo spinore leptonico left-handed di ipercarica $-1/2$ (eq. 5.6). Per ottenere masse leptoniche non nulle si aggiunge alla lagrangiana trovata fino ad ora un'ulteriore termine che accoppia alla Yukawa il campo di Higgs con i leptoni carichi.

$$L^{LH} = -\sum_l g_l [\bar{\Psi}_l^L(x) \psi_l^R(x) \Phi(x) + \Phi^+(x) \bar{\psi}_l^R \Psi_l^L] \quad (5.15)$$

con g_l un'arbitraria costante di accoppiamento. L'arbitrario campo di Higgs si può esprimere in termini di deviazioni dallo stato di vuoto:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \eta_1(x) + i\eta_2(x) \\ v + \sigma(x) + i\eta_3(x) \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Scegliendo opportunamente la gauge unitaria (che altro non è che un'opportuna trasformazione $SU(2)$ seguita da una di $U(1)$), questo generico spinore

acquista la forma :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

e sostituendo questa espressione nelle espressioni per L^H e L^{LH} si ottengono sia le masse fisiche dei fermioni e dei bosoni:

$$m_l = \frac{1}{\sqrt{2}} g_l v,$$

$$M_W = \frac{1}{\sqrt{2}} g_2 v,$$

$$M_Z = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} v,$$

$$M_\gamma = 0,$$

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2},$$

che le intensità degli auto-accoppiamenti trilineari dell'Higgs, gli accoppiamenti dell' Higgs con i bosoni di Gauge e dell' Higgs con i fermioni

$$\Lambda_{HHH} = 3 \frac{M_H^2}{M_Z^2},$$

$$\Lambda_{HVV} = 2\sqrt{2G_F} M_V^2,$$

$$\Lambda_{Hff} = \sqrt{2G_F} m_f.$$

Nella stesura originaria del modello Weinberg e Salam non inclusero nella 5.15 un termine del tipo:

$$-\sum_l g_{\nu_l} [\bar{\Psi}_l^L(x) \psi_{\nu_l}^R(x) \Phi(x) + \Phi^\dagger(x) \bar{\psi}_{\nu_l}^R \Psi_l^L] \quad (5.17)$$

,termine che comporterebbe una massa non nulla per i neutrini o, in maniera esattamente equivalente, ammetterebbe l'esistenza delle componenti right-handed dei neutrini.

5.3.1 Minima estensione del Modello Standard con neutrini massivi tramite See-Saw

Ci sono molti modi per estendere il Modello Standard presentato sopra in maniera da poter tener conto dei nuovi risultati che evidenziano una massa neutrinica piccola ma non nulla. Il più immediato è quello di aggiungere nella Lagrangiana di generazione delle masse leptoniche l'ulteriore termine (5.17) e quindi $g_{\nu_l} \neq 0$, che genera una massa di Dirac del neutrino confrontabile con le masse dei leptoni carichi.

Il problema qui è che bisogna tener conto di come generare masse del neutrino dell'ordine di $10^{-3} eV$, valore che rappresenta un limite superiore sperimentale ([19]). Il neutrino right-handed è un singoletto di $SU(2)$ come anche di $SU(3)_c$ non avendo colore. Infine esso è anche un singoletto di ipercarica e quindi di $U(1)_Y$ e di conseguenza di $U(1)_{e.m.ag.}$. Questo significa che si posso-

no aggiungere, mantenendo l' invarianza di gauge globale, altri termini quali ad esempio:

$$L_{DM} = m_D(\overline{\Psi}_{\nu_l,L}\psi_{\nu_l,R} + \overline{\psi}_{\nu_l,R}\Psi_{\nu_l,L}) + M_{\nu_R}\overline{\psi}_{\nu_l,R}^c\psi_{\nu_l,R} + h.c. \quad (5.18)$$

dove $\psi_{L,R}^c$ indica il coniugato di carica della componente left o right handed del campo di Dirac del neutrino, m_D la massa di Dirac del neutrino e M_{ν_R} un parametro a cui ci si riferirà come massa di Majorana per la sola componente right-handed. Si introducono due nuovi tipi di campi che sono auto coniugati (e quindi le particelle che essi rappresentano sono esattamente coincidenti con le loro antiparticelle), nel seguente modo:

$$\chi = \psi_L + \psi_L^c \quad \omega = \psi_R + \psi_R^c. \quad (5.19)$$

Questi sono noti come campi di Majorana. Quando, sia neutrini di Dirac che di Majorana sono presenti, la lagrangiana 5.18 per le masse neutriniche si può esprimere nella forma matriciale compatta:

$$L_{DM} = (\overline{\chi}, \overline{\omega}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_{\nu_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

Nel Modello Standard ci si attende che le correzioni radiative alla massa di Dirac del neutrino m_D portino a masse dello stesso ordine di grandezza di quelle dei leptoni carichi (si dice che è protetta dalla simmetria elettrodebole a differenza, per come si vedrà successivamente, al caso della massa dell' Higgs), lo stesso non accade per il parametro M_{ν_R} , la massa di Majorana, che può assumere qualunque valore.

Se ora si diagonalizza la 5.20 e si pone $M_{\nu_R} = O(10^{15} \text{ GeV})$, si ottengono i due autovalori:

$$M_1 \approx \frac{m_D^2}{M_{\nu_R}},$$

$$M_2 \approx M_{\nu_R}$$

corrispondenti agli autostati in massa:

$$\eta_1 \approx \psi_{L,\nu_l} \text{ (usuale neutrino fisico left handed di Dirac molto leggero)}$$

$$\eta_2 \approx \psi_{R,M_{\nu_R}} \text{ (neutrino right handed molto massivo di Majorana).}$$

Con questo meccanismo, noto come See-Saw, si ottengono masse molto piccole per i neutrini left handed e contemporaneamente si dà ragione ai fenomeni di oscillazione di sapore neutrinico osservati. L'effetto del mescolamento neutrinico nei processi di violazione leptonica carica furono già evidenziati da Pontecorvo nel contesto del mixing $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Per esempio il processo $\tau \rightarrow \mu\gamma$ può essere calcolato dal diagramma di figura 5.1: Il “*Branching Ratio*” per questo processo è terribilmente piccolo, nell' ordine di:

$$\approx 3\alpha/32\pi(\sin^2(2\theta))^2(\frac{\Delta^2 m_\nu}{M_W^2})^2$$

con $\Delta^2 m_\nu$ la differenza dei quadrati delle masse e θ l' angolo di mixing dei

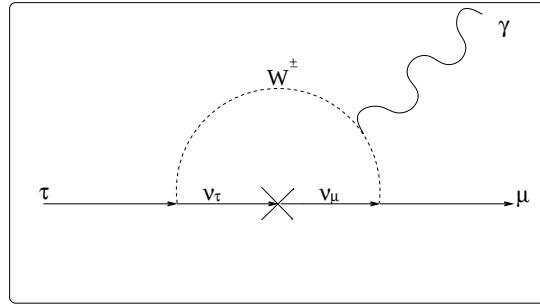


Figura 5.1: Diagramma di Feynman per il processo $\tau \rightarrow \mu\gamma$ come conseguenza delle oscillazioni di neutrino

neutrini analogo all'angolo di Cabibbo nel settore dei quarks (vedi [2]). Dalle indicazioni provenienti da SuperKamiokande ([19]) circa la differenza in massa dei neutrini e dell'angolo di mixing si ha per questo processo un ordine di 10^{-54} che senza dubbio non potrà mai essere verificato in nessuno dei futuri esperimenti.

La ragione di questo piccolissimo valore va fondamentalmente ricercata nel valore molto grande della massa del neutrino di Majorana necessaria per generare le masse degli autostati di sapore dei neutrini piccole.

5.4 Limiti del Modello Standard e SuperSimmetria

Per quanto elegante sia il meccanismo di Higgs, per quanto gli esperimenti abbiano misurato con elevata precisione molti dei parametri del modello stesso (massa del W, Z e molte costanti elettrodeboli)[4], per quanto descriva bene le interazioni osservate fra particelle elementari, ci sono molte argomentazioni teoriche che suggeriscono che il Modello Standard non sia la teoria finale delle particelle elementari.

Innanzitutto l'Higgs non è stato ancora scoperto. Questo è un aspetto limitante perché esistono teorie come *technicolor* che non si rifanno al meccanismo di Higgs per la rottura della simmetria ma usano altri meccanismi [9]. Il fatto che ancora non sia stato suffragato dall'esperienza, lascia aperto il dubbio sulla validità di questo elegante modo di rompere le simmetrie.

Un'altra grande debolezza è il fatto che la parametrizzazione della matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), che quantifica il mixing generazionale nel settore dei quark, non è spiegata in questa teoria.[2] Ci sono altri aspetti non compresi come il numero di parametri liberi che sono necessari alla teoria, il problema dell'unificazione di tutte le interazioni (compresa la gravitazionale), la massa del neutrino, il numero di famiglie leptoniche e così via. Uno dei

problemi più seri viene comunque dal cosiddetto *problema delle gerarchie* che si ha quando si prova ad estendere la validità del MS a grandi scale di energia e masse. Si supponga che l' accoppiamento del campo di Higgs del Modello

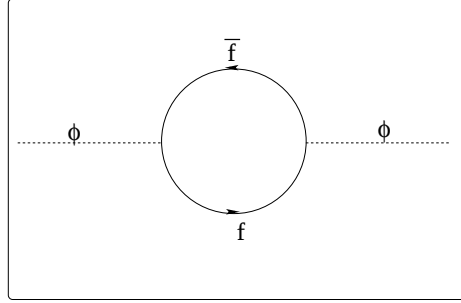


Figura 5.2: Diagramma che contribuisce alla correzione radiativa della massa dell' Higgs

Standard ϕ , definito nella sezione precedente, con il fermione “f” ($\phi f \bar{f}$) sia g_F , allora con riferimento alla figura 5.2 il contributo al propagatore del bosone di Higgs dal quale si risale alla massa, calcolato al primo ordine di correzione, è dato da:

$$\begin{aligned} \pi_{\phi\phi}^f(0) &= -N(f) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left[\left(i \frac{g_F}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{\not{k} - m_f} \left(i \frac{g_F}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{\not{k} - m_f} \right] \\ &= -2N(f) g_F^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right] \end{aligned} \quad (5.21)$$

dove $N(f)$ è il fattore di molteplicità del fermione (per esempio per il quark top esso è tre a causa del colore). Si vede che il primo termine dell' ultima linea dell' equazione 5.21 diverge quadraticamente con l' impulso, significa cioè che non c'è nulla che protegge la massa dell' Higgs nel Modello Standard. Anche rimpiazzando l' infinito con una scala molto grande alla quale calcolare questa correzioni (esempio Λ) per rinormalizzare la teoria si trovano correzioni alla massa fisica del Higgs molti ordini di grandezza superiori la sua massa plausibile ($O(1\text{TeV})$)[11].

Usando le rinormalizzazioni $\overline{MS}$ ($\overline{DR}$ [10]) si trova che la correzione alla massa dell' Higgs è data:

$$\delta M_\phi^2 = \frac{g_F^2}{4\pi^2} (\Lambda^2 + m_F^2) + \text{logterms} \quad (5.22)$$

dove Λ è un cut-off caratteristico della scala di energie alla quale vengono calcolate le correzioni. Per mantenere ragionevolmente piccola la massa M_ϕ si

devono introdurre dei termini di compensazione ad ogni ordine di correzione che devono essere finemente aggiustati con un' innaturale precisione.

Un ragionamento analogo, fatto considerando una teoria in cui accanto ai fermioni esistono accoppiamenti con scalari che contribuiscono alla correzione, permette di trovare per la correzione della massa:

$$\delta M_\phi^2 = \frac{g_F^2}{4\pi^2}(\Lambda^2 + m_F^2) - \frac{g_S^2}{4\pi^2}(\Lambda^2 + m_S^2) + \text{logterms} \quad (5.23)$$

I due termini intervengono con segno opposto. Una soluzione alternativa a questo problema può quindi provenire dalla teorie Supersimmetriche (SUSY). In questo contesto si prevede una simmetria fra le masse e gli accoppiamenti dei fermioni con quelli degli scalari. Poiché sia fermioni che scalari contribuiscono alla correzione in massa con segno opposto, se ogni fermione (scalare) del SM possiede un partner SUSY scalare (fermione) i due termini si cancellano se gli accoppiamenti sono uguali ($g_S = g_F$) e i partner hanno uguali masse. Il modello Supersimmetrico diventa in grado di rispondere al problema delle gerarchia. Ci sono molte altre motivazioni, non solo fenomenologiche, che possono rendere attrattiva l'idea di una estensione supersimmetrica del Modello Standard. Fra le motivazioni teoriche si può annoverare il fatto che essa è l'unica, non triviale, estensione del gruppo di Poincarè in teoria dei campi. La Supersimmetria, come simmetria locale, diventa una teoria della supergravità (SUGRA) incorporando la gravità. Infine teorie supersimmetriche compaiono nelle teorie delle superstringhe. In una modellizzazione di SUSY, quale il MSSM, si possono unificare gli accoppiamenti di gauge elettrodeboli e forti e si possono fare previsioni sul valore di $\sin(\theta_W)$. Inoltre la LSP (lightest supersymmetric particle) potrebbe essere un ottimo candidato per la materia oscura dell'Universo. Se non bastassero le argomentazioni fornite sopra, si aggiunge che una teoria Supersimmetrica contiene, in maniera naturale, quelle stesse sorgenti di violazione CP necessarie per spiegare la barionogenesi, cioè come, da un iniziale universo simmetrico di materia-antimateria, la natura ha scelto la materia. Le particelle di una teoria supersimmetrica sono raggruppate in supermultipletti ognuno contenente fermioni e bosoni (superpartners). All'interno dello stesso multipletto le particelle hanno per costruzione la stessa massa [11] e stessa carica, weak isospin e gradi di libertà di colore. Infine il numero di gradi di libertà bosonici e fermionici sono uguali. I due più semplici supermultipletti sono:

- Supermultipletti chirali : contengono un singolo campo fermionico e un campo scalare complesso
- Supermultipletti di gauge (o vettoriali): contengono i campi bosonici di spin 1 e fermionici a spin 1/2.

Ogni nota particella del Modello Standard si inserisce in uno di questi supermultipletti chirale o gauge e ha un superpartners che differisce di $\frac{1}{2}$ nello spin.

Solo supermultipletti chirali possono contenere fermioni la cui componente left trasforma in maniera differente dalla right-handed e quindi tutti i fermioni dello MS (quarks e leptoni) devono essere membri di un supermultipletto chirale. I loro superpartners (squarks e sleptoni) sono scalari e vengono rappresentati da due componenti associate alle particelle fermioniche left-right handed ($\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$). Anche il bosone di Higgs risiede in questo tipo di supermultipletto quale particella a spin 0 anche se un solo supermultipletto scalare non basta per poter dare masse a quark di carica $2/3$ ($Y=-1/2$) e a quark di carica $-1/3$ ($Y=1/2$). In accordo a questo si hanno almeno due doppietti complessi scalari $SU(2)_L$ (H_U, H_D) e corrispondenti superpartners spin $1/2$ (Higgsini). Il settore dei bosoni di gauge dello MS deve risiedere in supermultipletti di Gauge e i loro superpartners, questi ultimi fermioni, che hanno le stesse proprietà di trasformazione di gauge per le componenti right e left-handed, sono chiamati gaugini. Si introducono così il W-ino, B-ino, gluino come superpartners dei mediatori di gauge del Modello Standard. Dopo la rottura $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ nel SM si è visto che W_3 e B si mescolano a dare autostati di massa (lo Z_0 e il fotone). La stessa cosa si immagina accadere nella creazione di uno Z-ino e un photino. Se la supersimmetria non fosse rotta essi sarebbero gli autostati di massa fisici con masse m_Z e 0, ma questo non è il caso reale.

5.5 MSSM

Nel paragrafo precedente si è visto come, partendo dalle particelle dello MS, imponendo una corrispondenza ad uno ad uno fra fermioni e i bosoni, necessaria a risolvere il problema della gerarchia e, quindi, a proteggere la massa dell'Higgs da correzioni radiative, e contemporaneamente, cercando di avere una struttura che mantenga dei campi con le proprietà di trasformazione richieste sotto $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, porti all'introduzione di supermultipletti chirali e di gauge capaci di accomodare anche i superpartners delle particelle del Modello Standard. Il modello MSSM è il modello più semplice fra le estensioni supersimmetriche del MS.

In questo scenario ogni generazione (o famiglia fermionica) del MS viene descritta da 5 super campi chirali ($Q, \bar{u}, \bar{d}, L, \bar{e}, H_U$ e H_D) come mostrato in Tabella 5.4. Q contiene quarks e squarks, doppietti di $SU(2)_L$ e è riferito ad ogni sapore, $\bar{u}, \bar{d}$ sono singoletti (s)quarks (con gli indici d per down/strange/bottom e u per up/charm/top), L sono doppietti (s)leptonici di $SU(2)$ ((s)neutrini e (s)leptoni carichi left handed), $\bar{e}$ singoletti (s)leptonici carichi di $SU(2)$ (right-handed). Il settore dell Higgs prevede due super campi chirali H_U e H_D che

Nome	spin 0	spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, +\frac{1}{6})$
$\bar{u}$	$(\tilde{u}_R^*)$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
$\bar{d}$	$(\tilde{d}_R^*)$	$d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, +\frac{1}{3})$
L	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1})$
H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Tabella 5.4: Supermultipletti chirali del MSSM.

includono due doppietti di Higgs di spin 0 (4 gradi di libertà) e due Higgsini a spin 1/2 (altri 4 gradi di libertà).

Il settore di Gauge prevede esistenza degli 8 gluoni della QCD e dei 4 media-

Nome	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluone	$\tilde{g}$	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, \mathbf{0})$
wini, W	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, \mathbf{0})$
bino, B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{0})$

Tabella 5.5: Supermultipletti di gauge nel MSSM.

tori elettrodeboli e dei relativi superpartners (gluini, W-ini, B-ino) organizzati in supercampi di Gauge come mostrato in Tabella 5.5. Degli otto gradi di libertà che si hanno nel settore dell' Higgs dai due doppietti complessi, 3 gradi sono usati per dare massa ai tre bosoni di gauge ($W^\pm, Z^0$) tramite l' usuale meccanismo di rottura spontanea della simmetria, conducendo quindi a $8-3=5$ campi di Higgs reali. I gaugini e gli higgsini in fine si mescolano a formare degli autostati in massa: i chargini e i neutralini che sono i veri stati fisici che si devono cercare in un esperimento ($\chi^\pm, \chi^0$). Richiedendo sia l'invarianza sotto una trasformazione SUSY ([11]) sia l'invarianza sotto $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ si ottiene la seguente lagrangiana:

$$\begin{aligned}
L_{SUSY} = & \sum_i (D_\mu S_i)^\dagger (D_\mu S_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i + \\
& -\frac{1}{4} \sum_A F_{\mu\nu A} F_A^{\mu\nu} + \frac{i}{2} \sum_A \bar{\lambda}_A \gamma^\mu D_\mu \lambda_A + \\
& -\sqrt{2} \sum_{i,A} [S_i^\dagger (g_\alpha t_{\alpha,A} \bar{\psi}_i \frac{1-\gamma^5}{2} \lambda_A + h.c.)] +
\end{aligned}$$

$$\frac{1}{2} \sum_A [\sum_i S_i^+ (g_\alpha t_{\alpha,A} S_i)^2 + \mathcal{L}(W)] \quad (5.24)$$

Dove con $S_i(\psi_i)$ si intende la componente scalare (fermionica) dell i -esimo supercampo chirale, $F_{\mu\nu A}$ il tensore antisimmetrico del campo di gauge e λ_A il superpartners gaugino. La somma su “ i ” si intende sopra tutte le famiglie fermioniche del MS, i superpartners e i doppietti di Higgs (higgsino), mentre la somma su “ A ” è fatta sopra tutti i campi di gauge e loro superpartners, e quindi su tutti i tipi di interazione.

Le prime due righe danno la componente cinematica dei supercampi chirali e di gauge, la terza descrive l’interazione dei gaugini con la materia e i campi di Higgs e la quarta descrive accoppiamenti quartici della materia.

Tutti questi termini sono completamente specificati dalle simmetrie di gauge e dalla supersimmetria e tutte le intensità di interazione sono fissate in termini degli accoppiamenti del MS. L’ unica libertà si riflette nella scrittura del superpotenziale W nel termine $\mathcal{L}(W)$ nella 5.24 che prende la forma, espandendo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(W) = & - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}_i=S_i} + \\ & -1/2 \sum_{i,j} \overline{\psi_i} \left[\frac{1-\gamma^5}{2} \right] \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}_i=S_i} \psi_j + h.c. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Nel modello MSSM, esso assume la forma:

$$W_{MSSM} = \overline{u} \mathbf{y}_u Q H_u - \overline{d} \mathbf{y}_d Q H_d - \overline{e} \mathbf{y}_e L H_u + \mu H_u H_d, \quad (5.26)$$

con la somma sugli indici generazionali inclusa. I supercampi Q , L , e , u , d , H_u e H_d sono quelli introdotti in Tabella 5.4 mentre $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d, \mathbf{y}_e$ sono matrici 3×3 nello spazio delle famiglie che rappresentano l’ accoppiamento adimensionale alla Yukawa, che fornisce le masse alle varie particelle mentre l’ ultimo termine è il termine di massa per il bosone di Higgs.

I parametri introdotti come gli accoppiamenti alla Yukawa, sono ancora una volta calcolabili dai valori delle masse fermioniche e dai valori di aspettazione nel vuoto dei doppietti di Higgs. L’ unico parametro che si aggiunge rispetto al Modello Standard è:

$$\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d}, \quad (5.27)$$

essendo v_u e v_d i valori di aspettazione nel vuoto delle componenti neutre dei due campi di Higgs.

5.5.1 LFV in modelli MSSM con R-parità violata

Dall' equazione per il superpotenziale 5.26 si evince che nel MSSM la R-parità (cioè il numero quantico moltiplicativo che vale 1 per particelle del Modello Standard e -1 per i partners susy) è conservato poiché non esistono vertici con un numero dispari di superparticelle. Questo significa che superparticelle devono essere prodotte in coppia e che la più leggera superparticella è stabile, manifestandosi sperimentalmente come grande valore di energia mancante in esperimenti come quelli di LHC.

È anche da notare che nel MSSM non esistono termini che comprendano accoppiamenti di (s)neutrini right handed. D'altra parte quello scritto in eq. 5.26 è la minima espressione per il superpotenziale il quale, essendo vincolato dalla richiesta di avere la conservazione di gauge, assume una certa forma, ma non è univocamente determinato. Per esempio il superpotenziale poteva assumere la forma:

$$W = W_{MSSM} + \sum_{i,j,k} \lambda_{i,j,k} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'_{i,j,k} L_i Q_j \bar{d}_k + \lambda''_{i,j,k} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \quad (5.28)$$

La prima cosa importante da notare è che in questo caso possono esistere vertici in cui uno sleptone può decadere in un leptone senza produzione di altre superparticelle. Osservando la eq. 5.28 tuttavia si vede anche che associata con la violazione della R-parità compare la possibilità (già a livello ad albero) di avere processi di violazione di sapore leptonico e del numero barionico.

La conseguenza più notevole sarebbe la possibilità per il protone di decadere con una probabilità apprezzabile, e questo rappresenta un grosso ostacolo nel concepimento di modelli di questo tipo, visti i limiti sperimentali per questi processi.

È dalla frequenza con cui accadono sperimentalmente questi processi che si può risalire al miglior valore delle costanti di accoppiamento da inserire nel superpotenziale, per spiegare quantitativamente queste stesse osservazioni. Quindi in modelli come questi, lo studio di processi di violazione leptonica fornisce preziose informazioni sui limiti superiori da assegnare a queste costanti e quindi in ultimo, sulla validità di queste teorie.

5.6 Rottura di SUSY

Poiché non sono stati osservati partners supersimmetrici delle particelle usuali occorre evidentemente introdurre una rottura della supersimmetria ad una appropriata scala di energia (ancora inesplorata). Quale è il meccanismo di tale rottura? L' estensione del MS deve avvenire in modo da preservare la rinormalizzabilità della teoria

Come si è visto la cancellazione delle divergenze richiede l'uguaglianza delle costanti di accoppiamento. Alle particelle del MS si aggiungono quindi partners SUSY con differenza di spin pari ad $1/2$ ma con tutti gli altri gradi di libertà uguali e con le stesse proprietà di trasformazione sotto la gauge globale del Modello Standard nonché stesse proprietà di Lorentz. Questo significa per esempio che un'interazione forte per uno quark top deve essere la stessa anche per lo squark top ($g_S = g_F$).

Purtroppo non potendo rompere spontaneamente la supersimmetria [11], ancora non si capisce l'esatto meccanismo di come ottenere masse differenti fra particelle e i partners supersimmetrici. In alcuni modelli fenomenologici la supersimmetria viene rotta aggiungendo "a mano" dei termini alla L_{SUSY} , termini che vengono chiamati di rottura leggera (in inglese *soft breaking*, dove soft significa che il numero di gradi fermionici e bosonici continua ad essere lo stesso e che gli accoppiamenti di scalari e fermioni sono ancora uguali in modo che si continui a mantenere la cancellazione delle divergenze). Si dimostra [12] che si possono introdurre termini in massa scalare, accoppiamenti trilineari scalari, termini in massa di gaugini, termini bilineari e anche termini lineari. L'espressione più generale per questo termine, compatibile con l'invarianza di gauge e con la R-parità, si esprime :

$$\begin{aligned}
L_{soft} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + c.c \\
& -(\tilde{u}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}\mathbf{a}_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}\mathbf{a}_e\tilde{L}H_d) + c.c \\
& -\tilde{Q}^+\mathbf{m}_Q^2\tilde{Q} - \tilde{L}^+\mathbf{m}_L^2\tilde{L} - \tilde{u}^+\mathbf{m}_{\tilde{u}}^2\tilde{u} - \tilde{d}^+\mathbf{m}_{\tilde{d}}^2\tilde{d} - \tilde{e}^+\mathbf{m}_{\tilde{e}}^2\tilde{e} + \\
& -m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d) \quad (5.29)
\end{aligned}$$

In questa equazione con M_3, M_2, M_1 si intendono le masse del gluino, wino e bino, $\mathbf{a}_e, \mathbf{a}_d, \mathbf{a}_u$ le matrici 3×3 nello spazio delle famiglie per gli accoppiamenti scalari mentre nella terza riga si hanno le masse di squarks e sleptoni con $\mathbf{m}_{\tilde{u}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{d}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{Q}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{L}}^2$ e $\mathbf{m}_{\tilde{e}}^2$ le relative matrici di massa 3×3 . Il settore di Higgs è presente nella quarta riga della stessa equazione.

A differenza di L_{SUSY} che introduceva solo 1 grado di libertà in più rispetto il Modello Standard la L_{soft} porta con se altri 104 parametri additivi. Usualmente si assume che la rottura della supersimmetria avviene in un settore nascosto della teoria ad una scala di energia molto alta e che questo interagisce con le usuali particelle e i loro superpartners tramite scambio di particelle molto pesanti. Ci sono due scenari principali : i modelli mediati dalla gravità e i modelli gauge mediati. Nei modelli gravitazionali il settore nascosto interagisce con il settore visibile MSSM attraverso lo scambio del gravitino ad una energia dell'ordine di 10^{10} GeV. Nei modelli gauge mediati l'interazione viene da usuali interazioni di gauge ad energie molto più basse (10^5 GeV).

5.7 LFV in teorie mSUGRA con neutrini right handed

Uno stringente limite superiore ai processi di violazione del sapore leptónico viene dal decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ il cui branching ratio si dimostra essere veramente soppresso (ordine di 10^{-11}). Per questa osservazione è inutile interessarsi a modelli con *non universal soft SUSY breaking term* [13]. L' avere masse di sleptoni e sneutrini non universali prima delle rinormalizzazione impedisce di comprendere come mai questi processi non siano mai stati osservati. In un certo senso modelli mSUGRA con neutrini right handed sono a metà strada fra alcuni modelli SUSY molto che forniscono previsioni molto grandi (SUSY con R-parità violata, SUSY con parametri NON-universali alla scala della GUT) e modelli che invece forniscono stime fuori dalla portata della conferma sperimentale e contemporaneamente incapaci di poter spiegare anche altri fatti correlati con questi accoppiamenti come ad esempio il momento magnetico muonico anomalo trovato (MS con simmetria left-right) il cui forte fattore di soppressione deriva dai valori della massa di Majorana.[16]

Nel Modello Supergravitazionale Minimale esistono 5 soli parametri dei 105 che vengono introdotti nella lagrangiana di rottura soft del caso più generale visto al paragrafo precedente. Tutte le particelle scalari (sfermioni e higgs) hanno un valore comune della massa alla scala GUT che è m_0 . Tutti i gaugini hanno alla scala M_{GUT} una massa comune $m_{1/2}$, tutti gli accoppiamenti trilineari $(\mathbf{a}_{u,d,e})_{i,j,k}$ assumono lo stesso comune valore A_0 . Inoltre a questa scala si ha un' unificazione delle intensità di accoppiamento forte, debole ed elettromagnetica $(\alpha_{i,j,k})$.

I parametri m_0 , $\tan(\beta)$ (eq. 5.27), $m_{1/2}$, A_0 , μ (essendo quest'ultimo il segno del mixing dell' Higgs) che si hanno come input iniziale, possono essere opportunamente scelti per essere in accordo con i dati cosmologici (massa del neutralino come candidato per la materia oscura). Si vedrà a grandi linee come si originano processi radiativi a 1-loop di violazione del sapore leptónico carico, in una teoria Super Gravitazionale Minimale con neutrini right handed. Alla base di tutto sta la possibilità di avere degli elementi non diagonali nella matrice di massa degli sleptoni (e analogamente degli sneutrini) alle basse energie che si traduce nella possibilità di avere vertici in cui uno sleptone può decadere in un gaugino (neutralino) e un leptone carico di altra generazione o uno sneutrino in un chargino e un leptone carico di altra generazione.

L' intero spettro delle particelle SUSY alla scala elettrodebole viene determinato partendo dai cinque parametri universali alla scala GUT facendo uso del gruppo di equazioni di rinormalizzazione (RGE). I parametri di soft breaking variano con la scala dell' energia in un modo analogo a quello che accade alle costanti di accoppiamento della QED e della QCD.[15] [22].

Poiché in generale gli accoppiamenti alla Yukawa dei neutrini di Dirac e dei leptoni carichi non sono contemporaneamente diagonalizzabili e poiché entrambi gli accoppiamenti entrano nel gruppo di equazioni di rinormalizzazione si trova che la matrice di massa leptonica e quella sleptonica non possono essere simultaneamente diagonalizzate. In appendice B viene mostrato in maggior dettaglio come si originano meccanismi LFV in questo modello. In figura 5.3

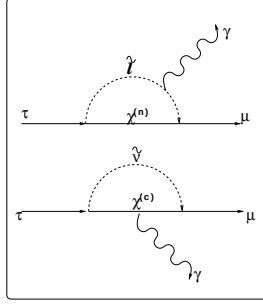


Figura 5.3: Diagramma a pinguino per il canale $\tau \rightarrow \mu \gamma$.

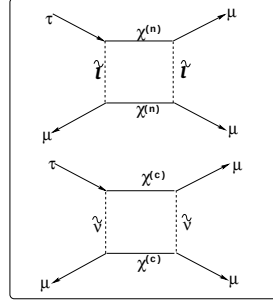


Figura 5.4: Diagramma a box per il canale $\tau \rightarrow 3\mu$.

si fanno vedere i generici diagrammi di Feynman che contribuiscono al processo $\tau \rightarrow \mu \gamma$. Questi processi sono permessi proprio per l'esistenza di quegli elementi fuori diagonale della matrice di massa degli sleptoni che danno origine a vertici di accoppiamento fra leptoni di diversa generazione. Se infatti si inserisce l'equazione B.7 per la massa dello sleptone nella parte di interazione della lagrangiana SUSY, si originano vertici non nulli, anche quando $i \neq j$ cioè le generazioni leptoniche sono differenti.[21]

I diagrammi di Feynman per il tau in tre muoni si ottengono da quelli di figura 5.3 facendo produrre una coppia di muoni dal fotone, oppure rimpiazzando il fotone con un bosone Z che decade in due muoni. Accanto a questi diagrammi a pinguino per il canale trimuonico si hanno pure i diagrammi a box (fig. 5.4). Il rapporto fra il decay rate del tau in tre muoni sopra quello del tau in mu gamma è atteso essere circa $6E-3$. Calcolando il BR per il decadimento radiativo del leptone tau si trova una espressione ([15]) complicata di $x = M^2/m^2$ essendo M la massa del chargino (neutralino) e m quella dello sneutrino(sleptone) alla scala di energie della rottura elettrodebole.

Dall'espressione B.7, qualitativamente, si comprende anche che per conoscere le masse degli sleptoni alle energie della rottura elettrodebole, occorre conoscere pure l'entità del mescolamento neutrinico, in formula quantificato dalla matrice U_D . Informazioni su questa matrice si hanno dagli esperimenti di

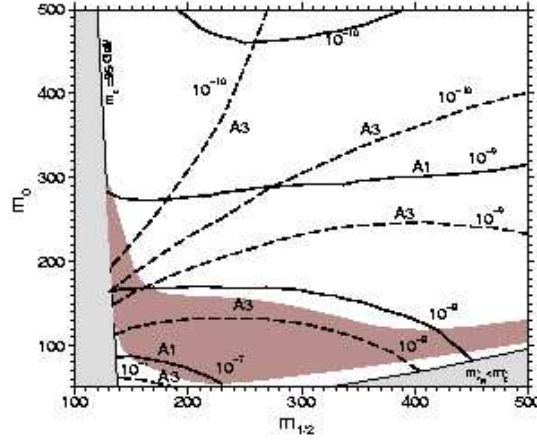


Figura 5.5: Regioni ammesse nel modello mSUGRA con costanti universali per il BR del canale tau in mu gamma con $\tan(\beta)=10$

oscillazione di neutrini (Super-Kamiokande e altri) come parametrizzazioni dei singoli elementi della matrice di mixing V_{MNS} che lega gli autostati neutrinici di sapore agli autostati in massa. Allo stato attuale delle conoscenze, queste parametrizzazioni non sono univocamente determinate. Con una opportuna scelta dei parametri universali ($\tan(\beta)$, μ , m_0 , $m_{1/2}$, A_0) e di alcune parametrizzazioni delle oscillazioni di neutrino, dai calcoli numerici per le masse degli sleptoni (sneutrini) a basse energie si possono ottenere plots come quello di fig. 5.5. Qui vengono mostrate nello spazio $m_0, m_{1/2}$ i luoghi dei punti (le curve) in cui il BR del processo $\tau \rightarrow \mu \gamma$ assume valori calcolati per $\tan(\beta)=10$ e $\mu < 0$. Le linee solide si riferiscono alla parametrizzazione A_1 mentre quelle tratteggiate a quella A_3 (A_1 e A_3 sono due possibili set di coefficienti della matrice del mixing neutrinico definiti in [15]). Dalla figura si può notare come esistono valori delle masse universali in cui questo BR può assumere il valore di 10^{-7} , valore non lontano da quello che si potrebbe raggiungere in esperimenti di prossima generazione ad LHC.

Capitolo 6

Il decadimento $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$

6.1 Produzione del leptone τ ad LHC

L'interpretazione teorica dei decadimenti senza neutrini del leptone τ è stata mostrata nel capitolo precedente.

LHC offre una grande opportunità di indagine per la fisica del leptone tau quale sorgente ineguagliabile di questi. L'analisi del canale $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^-$ inizia studiando per prima cosa le principali sorgenti di leptone tau, studio che è stato condotto usando il generatore PYTHIA descritto in 4.1.1 (versione 6.152) e assumendo per i Branching Ratio dei vari modi di decadimento delle particelle i valori dati nelle tavole del Particle Data Group (PDG). Si è trovato che le principali sorgenti di leptone tau ad LHC sono:

- decadimento del W : $W \rightarrow \tau \nu_\tau$
- decadimento dello Z : $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$
- decadimenti semileptonici e leptonici di mesoni di quarks pesanti (B e D)
- processi di annichilazione a livello partonico e successivo fotone virtuale in due tau $\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$
- decadimenti di Higgs $H \rightarrow 4\tau$

La sezione d'urto di produzione totale dei leptoni tau da collisioni protone-protone ad LHC è : $\sigma(pp \rightarrow \tau + X) = 120 \mu\text{b}$, valore trovato usando solo le informazioni del generatore. Questo numero corrisponde alla produzione di circa 10^{12} leptoni tau con una luminosità integrata di 10 fb^{-1} che equivale ad un anno di presa dati a bassa luminosità di LHC ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Con l'ausilio delle funzioni di struttura partonica CTEQ4L, utilizzando l'opzione di "*parton shower*" e prendendo infine come valori per i decadimenti dei mesoni

charm e beauty quelli forniti dal *Particle Data Group*, si sono studiati in maggior dettaglio i singoli contributi alla produzione totale delle principali sorgenti di leptoni tau.

L'ordine con cui si è proceduto è schematizzato di seguito:

1. si sono generati 1000 eventi $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$)
2. si è calcolata la frazione di volte in cui ci si aspetta mediamente ogni tipo di mesone di sapore pesante in un evento.
3. si è calcolata la sezione d'urto totale di produzione del tau per quel canale dalla semplice formula $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}) \times 2f_{Dx} \times Br(Dx \rightarrow \tau + X)$ in cui f_{Dx} è il numero di eventi in cui ho un mesone Dx diviso il numero totale di eventi cc generati
4. stessa cosa del punto precedente per gli eventi bb

Per le sezioni d'urto totali si sono usati i seguenti valori forniti dal generatore:

$$\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}) = 4.8mb \quad (6.1)$$

$$\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) = 498\mu b \quad (6.2)$$

Per quanto riguarda invece le percentuali con cui si osservano i mesoni, dei 1000 eventi $c\bar{c}$ generati 142 presentano il mesone D_S (che è anche l'unico dei mesoni charmed che può decadere in un τ); per i 1000 eventi $b\bar{b}$ le frazioni per il $B^\pm$, B^0 e B_S sono rispettivamente 402/1000, 398/1000 e 123/1000. Si è trascurato nel conto il contributo proveniente dai barioni beauty come il λ_{b0} . Questo studio è riassunto nella Tabella 6.1; qui viene mostrato come si ripartisce la sezione d'urto di produzione totale ($120\mu b$) fra le principali sorgenti, se i valori dei Branching Ratio di decadimento semileptonico del generico mesone M in tau più qualunque altra cosa siano quelli indicati nella prima riga della medesima.

Meson (M)	D_S	$D^\pm$	B^0	$B^\pm$	B_S
$BR(M \rightarrow \tau + X)$	6.8%	0.2%	2.7%	2.7%	1.5%
$\sigma(M \rightarrow \tau + X)/\sigma(pp \rightarrow \tau + X)$	77%	3%	9%	9%	2%

Tabella 6.1: Principali sorgenti di leptoni τ ad LHC

Dalla Tabella è evidente che il mesone D_S rappresenta da solo il 77% della produzione totale di leptoni τ ad LHC. Questi valori sono puramente indicativi per le incertezze teoriche nel calcolo dei processi QCD.

Una migliore conoscenza di questi processi potrà essere ottenuta soltanto con i primi runs del collisionatore adronico. A questo livello dello studio inoltre, la produzione di quark pesanti in collisioni adroniche viene descritta con un modello partonico per cui solo i quarks leggeri all' interno dei protoni collidenti interagiscono tramite i vertici elementari delle interazioni forti (processi $q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_K$ e $gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_K$) indicando con Q quark pesanti e q quark leggeri. Questi processi, all' ordine più basso, rappresentano però solo alcuni aspetti della produzione totale di quarks pesanti ad LHC.

I quark pesanti possono infatti essere presenti già nella iniziale distribuzione partonica dei protoni permettendo processi come $Qg \rightarrow Qg$, (*flavour excitation*) o processi come $g \rightarrow Q\bar{Q}$, (*gluon splitting*)[39]. Questi canali guadagnano sempre più importanza all' aumentare dell' energia del centro di massa e una corretta generazione degli eventi di quarks pesanti si dovrebbe fare includendo l' intero set di possibili meccanismi di produzione.

Purtroppo questo si è rivelato estremamente costoso in termini di tempi macchina e per tanto si è limitata la produzione di eventi $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ai processi di ordine più basso. Da un punto di vista teorico, sia le incertezze sulla conoscenza dei processi di default di PYTHIA, sia il fatto che non si stanno comunque utilizzando tutti i processi possibili, si può tradurre in una incertezza sistematica relativa del 30 % sulle predizioni globali di PYTHIA [40]. Questa osservazione si ripresenterà in tutta la sua importanza anche in una successiva sede di valutazione del background, principalmente costituito da eventi di QCD e quindi nella stima finale delle sensibilità di CMS al canale in studio.

Le sorgenti di leptone τ da quarks pesanti non forniscono un segnale rivelabile a CMS. Lo spettro dell' impulso trasverso del leptone è caratterizzato da valori talmente bassi da non poter essere triggerato.

I bosoni di Gauge invece, tramite processi di produzione elettrodebole di Drell-Yan, rappresentano un' importante sorgente di segnale. Le sezioni d'urto di processi $W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ e $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ sono calcolate con estrema accuratezza [27] fino ad ordini perturbativi superiori.

I risultati di questi calcoli forniscono:

$$\sigma(pp \rightarrow W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau) = 19nb \quad (6.3)$$

$$\sigma(pp \rightarrow Z \rightarrow \tau \bar{\tau}) = 3nb \quad (6.4)$$

Nelle analisi che verranno illustrate di seguito si è tuttavia considerato anche la sorgente di leptoni tau da mesoni B. La sezione d'urto per questi eventi trovata è:

$$\sigma(pp \rightarrow B_X B_Y \rightarrow \tau + \text{altro}) = 24\mu b \quad (6.5)$$

In un regime di bassa luminosità della macchina LHC, questi eventi possono ancora essere triggerati con opportune scelte delle soglie sull' impulso ricostruito del muone non troppo elevate (vedi 2.6).

La percentuale totale di eventi che passano il trigger è comunque minore rispetto a quella degli eventi da W e da Z. Assumendo che il valore del Branching Ratio $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ coincida con l'attuale limite sperimentale trovato dall'esperimento CLEOII [6], ($1.9\text{E-}06$), si è calcolato il numero di eventi di segnale atteso in anno di presa dati di LHC ($L=10fb^{-1}$) in base alla relazione:

$$N_{attesi} = \mathcal{L} \times \sigma(pp \rightarrow X \rightarrow \tau + Y) \times Br(\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-) \quad (6.6)$$

Si è trovato:

- dal canale di produzione W:361 eventi
- dal canale di produzione Z:59 eventi
- dal canale di produzione bb: $\sim 476\text{K}$ eventi

Un contributo maggiore potrebbe provenire dal canale $c\bar{c}$. Come si vedrà tuttavia questi eventi saranno troppo fortemente soppressi dal trigger per essere presi in considerazione. In Tabella 6.2 si illustrano i risultati di altri studi preliminari fatti a livello di generatore, in cui si è stimato il numero di tentativi necessari per generare 10 eventi con tre muoni nello stato finale aventi impulso trasverso maggiore di $3\text{GeV}/c$ (valore minimo richiesto ad un muone per raggiungere le camere a mu di CMS nel barrel) partendo da eventi in cui sono presenti i tre muoni provenienti dal decadimento del tau. I risultati si riferiscono alle due sorgenti di τ da quark pesanti (b e c).

Nella stessa Tabella, oltre a far vedere il numero di tentativi, si evidenzia anche la relativa sezione d' urto fornita da PYTHIA per il processo QCD relativo al valore del taglio minimo dell'energia trasversa dell'interazione primaria ($\hat{P}_T$) usato.

Si è evitato di mettere gli analoghi risultati per gli eventi di segnale da W e Z il cui valore atteso risulta estremamente vicino all' unità di tentativi per generare un evento con tutti e tre muoni "duri".

Dai numeri mostrati in Tabella 6.2 si è risalito al numero di eventi attesi in un anno aventi tre muoni con impulso trasverso maggiore di $3\text{ GeV}/c$ (eventi cui da ora in poi ci si riferirà come preselezionati).

- eventi da W:180
- eventi da Z:42

$\hat{P}_T$	(B)	$\sigma_{pythia}(B)$	(D)	$\sigma_{pythia}(D)$
$\hat{P}_T=0\text{GeV}$	2404	498 μb	~ 15000	5 mb
$\hat{P}_T=5\text{GeV}$	623	217 μb	1719	471 μb
$\hat{P}_T=10\text{GeV}$	193	40 μb	442	50 μb
$\hat{P}_T=15\text{GeV}$	57	11 μb	117	18 μb
$\hat{P}_T=20\text{GeV}$	52	4 μb	84	4.3 μb

Tabella 6.2: Numero di tentativi necessari a PYTHIA per generare uno stato finale con tre muoni “duri” in funzione del P_t per eventi bb e cc

- eventi da $b\bar{b}$:198
- eventi da $c\bar{c}$:110

In base a questi risultati, non è stato perseguito lo studio del canale di produzione $c\bar{c}$ che sarebbe ulteriormente soppresso dal trigger di CMS.

6.2 Criteri di selezione del segnale

Per ogni sorgente di leptone τ considerata si darà ora la lista dei criteri di selezione applicata.

- Segnale $pp \rightarrow W \rightarrow \tau\nu \rightarrow 3\mu^\pm\nu$: la principale caratteristica di questo tipo di eventi di segnale è l'energia mancante in quanto presentano un neutrino molto energetico dal decadimento del W.
 1. Trigger:
 - si richiede la presenza di due muoni ricostruiti a livello-1 del trigger con impulso trasverso di 8 GeV/c e 5 GeV/c oppure la presenza di un singolo muone con un impulso trasverso maggiore di 20 GeV/c;
 - una volta che il trigger di CMS acquisisce l'evento si richiede (si vedranno successivamente le motivazioni) un terzo muone di livello 1 vicino ai primi due;
 - si richiede inoltre la presenza di due o più muoni candidati di livello-3
 2. Identificazione:
 - presenza nello stato finale di tre tracce cariche identificate come muoni
 - Due sono le possibilità:
 - se si hanno tre o più candidati di livello 3, i tre muoni del segnale saranno i tre candidati più vicini, aventi carica totale ± 1 e che

hanno un' impulso trasverso maggiore di $4\text{GeV}/c$ nella regione del barrel e di $2.5\text{GeV}/c$ nelle due regioni degli end-caps.

-se invece il numero di candidati muoni provenienti dal trigger di livello 3 è due, due muoni ricostruiti saranno questi i due candidati di livello 3 (a loro volta se vicini). Il terzo muone verrà preso come quella traccia carica tale che la carica totale sia ± 1 , avente $P_T > 4\text{GeV}/c$ nel barrel $P_T > 2.5\text{GeV}/c$ negli end-caps e con l'ulteriore richiesta che la lunghezza di decadimento di questa traccia sia il più vicino possibile a quella degli altri due muoni ricostruiti. Questo modo di procedere è giustificato dal fatto che i tre muoni, dovendo provenire da un vertice comune di decadimento, devono presentare una lunghezza di decadimento simile.

3. Topologia:

-un primo criterio di identificazione legato alla topologia del segnale è la richiesta di avere i tre muoni provenienti da un comune vertice secondario. Questa richiesta non è tuttavia applicata per come verrà motivato successivamente

-si richiede un taglio di isolamento per cui non devono essere presenti tracce cariche di impulso trasverso maggiore di $0.7\text{GeV}/c$ in un cono di $\Delta R < 0.4$ intorno alla direzione del candidato tau (con impulso uguale alla somma degli impulsi dei tre muoni). Con ΔR si intende la distanza angolare fra due tracce, precedentemente definita in sezione 4.7.1

4. L' energia mancante trasversa deve essere maggiore di $20\text{GeV}/c$

5. Si vieta la possibilità di avere coppie di muoni con una massa invariante ricostruita nell' intervallo della massa della $\phi \pm 25\text{MeV}/c^2$

6. Si richiede che la massa ricostruita dei tre muoni sia pari alla massa del $\tau \pm 25\text{MeV}/c^2$ ($[1752-1802]\text{MeV}/c^2$)

- Segnale $pp \rightarrow Z \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow (\tau - jet) 3\mu^\pm$: la più importante caratteristica è la presenza di un jet che si origina dal tau che non decade in tre muoni. Quando anche il getto del secondo leptone tau è stato identificato, la massa ricostruita di questo jet e dei tre muoni del segnale insieme all' energia mancante lungo la direzione del jet deve fornire la massa del bosone Z.

1. Trigger:

-stessi criteri adottati nella selezione del segnale dal W

2. Identificazione:

-stessi criteri adottati nella selezione del segnale dal W

3. Topologia:
 - si applica il taglio di isolamento descritto per l'analisi del canale $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow 3\mu^\pm\nu$
 - si richiede la presenza di un secondo jet identificato come τ -jet. Questo implica la presenza di un jet avente un numero di tracce cariche che varia da uno a tre, estremamente collimate (quindi all'interno di un cono molto stretto di apertura $\Delta R < 0.03$ detto "*signal cone*" e contemporaneamente non altre tracce cariche di impulso trasverso maggiore di 1.5 GeV/c in un cono coassiale di apertura 0.4 ("*isolation cone*") intorno al cono di isolamento. Questo criterio di identificazione è spiegato in maniera più dettagliata in sezione 4.4.
 4. Cinematica:
 - si richiede che il momento trasverso totale dei tre muoni (quindi del tau) sia maggiore di 23 GeV/c
 - si richiede inoltre che la massa invariante ricostruita dai tre muoni+il tau-tagged jet+ la componente lungo la direzione del τ -jet attesa essere la massa del bosone Z, sia maggiore di 70GeV/c².
 5. si vieta per ogni coppia di muoni che la massa ricostruita sia uguale a $m_\phi \pm 25MeV/c^2$
 6. si richiede che la massa ricostruita dei tre muoni sia uguale alla massa del tau $\pm 25MeV/c^2$
- Segnale $pp \rightarrow B_S B_X \rightarrow (b - jet)\tau\nu(c - jet) \rightarrow 3\mu^\pm\nu(c - jet)(b - jet)$.
 Lo studio di questo canale di produzione del segnale si rende possibile solo in un regime di bassa luminosità del collisionatore adronico poiché l'impulso trasverso del canale $\tau \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$ è decisamente molto più piccolo rispetto a quello per il segnale proveniente da W e Z. Qui la caratteristica più importante degli eventi di segnale è la presenza di due jet taggati come b-jet uno dei quali contiene i tre muoni. Dalle collisioni protone-protone si originano coppie di quark-antiquark b che, adronizzando, danno origine alla coppia di mesoni B uno dei quali produce il segnale e l'altro è libero di decadere in ogni modo.
1. Trigger:
 - stessi criteri applicati per le analisi dedicate ai canali $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow 3\mu^\pm\nu$ e $Z\tau^+\tau^- \rightarrow 3\mu^\pm\tau - jet$ con le soglie ancora valide per il regime di bassa luminosità di LHC.
 2. Identificazione:
 - stessi criteri delle analisi precedenti.

3. Topologia:
 - presenza di un jet che include il segnale di natura B.
 - presenza di un secondo jet identificato b in direzione opposta rispetto l'angolo azimutale al jet b del segnale.
4. divieto della massa ricostruita per ogni coppia di muoni uguale alla massa della ϕ .
5. massa ricostruita dei tre muoni nell'intervallo della massa del tau $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$

6.3 Studio del fondo

Uno degli aspetti più complessi di questo studio sta proprio nell'individuazione del fondo principale al segnale e quindi nel trovare il modo di rimuoverlo più efficientemente possibile.

Lo studio del fondo ha inizio considerando la caratteristica fondamentale del segnale: tre muoni collimati con massa ricostruita pari a quella del leptone τ . Questa segnatura sperimentale rende realmente difficile l'identificazione di eventi che potrebbero sommergere il segnale. La strategia adottata in questa analisi (diversamente ad esempio che in [40]), è stata quella di ricercare e identificare un fondo esclusivo. Tale procedura è resa necessaria dalla ricerca di eventi estremamente rari che richiede una enorme rejezione del fondo. Per questo motivo il fondo non può essere generato senza opportune selezioni. Basti pensare che un anno di presa dati di LHC corrisponde ad un totale di 10^{15} eventi di minimum bias. Lo svantaggio di questo procedimento sta nel fatto che l'escludere, senza una adeguata ricostruzione della realtà sperimentale, altre possibili sorgenti di background provenienti dalle interazioni primarie protone-protone, non permette di essere assolutamente sicuri che la scelta di un particolare tipo di eventi rappresenti l'unico possibile contributo al fondo. Si vedrà nel corso di questo capitolo come, proprio per minimizzare questa fonte di incertezza, si sia ricorsi in certi casi anche a simulazioni veloci (*fast simulation*) del detector che hanno permesso di analizzare campioni di eventi molto più numerosi e quindi capaci di rispondere così alle esigenze di statistica.

6.3.1 Considerazioni preliminari

Lo studio del fondo inizia con l'esclusione di tutti quei tipi di eventi, possibili ad LHC, che non portano ad uno stato finale con presenza di muoni, condizione senza dubbio necessaria, anche se non sufficiente cui deve soddisfare il background. In [28] è stato evidenziato che le principali sorgenti di muoni in CMS possono essere riassunte in:

- quarks pesanti

- raggi cosmici
- muoni non prompts (punchthrough e mistag di π o K)
- Higgs
- particelle supersimmetriche
- bosoni di gauge (Z,W)
- effetti di *pile-up* delle interazioni primarie
- processi inclusivi del tau

I raggi cosmici: l'applicazione di opportune tecniche di coincidenze con l'incrocio dei fasci permette di rimuovere efficacemente questa sorgente. In questo lavoro si assume nullo il contributo che questo tipo di fondo può dare ad una topologia finale con tre muoni collimati.

Higgs e particelle SUSY Si è considerato a titolo di esempio un particolare canale del MS: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$. Se si suppone che uno dei 4 muoni non viene identificato per le inefficienze del sistema di trigger, un evento di questo tipo può essere considerato come un potenziale candidato al background per il segnale in studio.

Considerando che il prodotto σB per questo canale è atteso essere al più 5.3 fb per $m_H=150 \text{ GeV}/c^2$ [31] e che il processo $pp \rightarrow W \rightarrow \tau\nu \rightarrow 3\mu^\pm\nu$, ipotizzando l'attuale valore sperimentale del Branching Ratio per il decadimento del tau in tre muoni (1.9E-06), presenta una sezione d'urto di produzione (σB) pari a circa 37fb, si vede che, senza nessuna analisi, il limite per il BR cercato per la presenza di questo canale sarebbe dell'ordine di 1E-07. Si ritiene perciò che la robusta segnatura del segnale renda questo fondo trascurabile a priori. Un ragionamento analogo vale per un eventuale fondo dovuto alla produzione di particelle supersimmetriche.

In questo caso le sezioni d'urto di produzione dei processi sono ancora più piccole rispetto a quelle relative dall' Higgs del Modello Standard.

Processi inclusivi del τ In questo caso si è escluso a priori il contributo da questo tipo di fondo, studiando le tavole di decadimento per il tau. Si è cercato quale possibile catena di decadimenti, partendo dal τ , porta ad una configurazione finale con tre muoni. Limitandosi ad un Branching Ratio globale minimo fino a E-07 non si è trovata nessuna cascata di decadimenti che permetta di avere tre o più muoni. Il τ come sorgente di fondo sarà comunque preso successivamente in considerazione perché sorgente di muoni e pioni contemporaneamente. La misidentificazione di un pione in muone può pertanto

fornire uno stato finale con tre o più muoni cinematicamente e topologicamente simili a quelli del segnale.

Bosoni di Gauge Il contributo al fondo proveniente dagli eventi che includono bosoni di Gauge Z e W è stato studiato in maniera sensibilmente più approfondita.

Si è cercato di capire prima di tutto quale combinazione dei possibili eventi che si originino da collisioni protone-protone siano capaci di fornire tre muoni nello stato finale.

Usando i possibili canali di decadimento descritti nel Particle Data Group si sono isolati due processi che presentano la sezione d'urto globale maggiore:

$$\bullet \quad pp \rightarrow Z^0 W^\pm, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$$

$$\bullet \quad pp \rightarrow Z^0 b \bar{b}, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad b \bar{b} \rightarrow \mu^\pm + X$$

Il primo processo presenta una sezione d'urto di produzione totale data da: $\sigma \times BR = 1pb \times 3.4\% \times 10.5\%$ essendo 3.4% e 10.5% i branching ratio dei decadimenti della Z e del W in due muoni e un muone.

Globalmente la sezione d'urto totale per questo processo è di 3.5fb. Si sono generati circa 1000 eventi di questi eventi e constatato che nessun presenta una massa ricostruita dentro l'intervallo di massa del tau. Questo significa che, come ordine di grandezza, ci si attende all'anno un numero di eventi che passano il taglio di trigger e il taglio in massa minore di 0.03. Un contributo estremamente piccolo rispetto ad altri che si avrà modo di vedere in seguito e quindi non è stato ulteriormente studiato.

Il secondo dei processi di questa classe considerato è: $pp \rightarrow Z^0 b \bar{b}, \quad Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad b \bar{b} \rightarrow \mu^\pm + X$.

Per questo si è semplicemente valutata la sezione d'urto da cui si parte per valutare il numero di eventi l'anno attesi. Si è trovato che la sezione d'urto è ancora più piccola del precedente ed è stato escluso a priori dalle considerazioni successive.

Pile-ups di interazioni primarie: non sono stati studiati in questa sede in quanto tutta l'analisi che si è sviluppato per la stesura di questa tesi limita a regimi di bassa luminosità di LHC dove questi effetti sono molto meno importanti.

Da queste preliminari considerazioni si è deciso di polarizzare tutta l'attenzione sulle due rimanenti sorgenti di muoni: i quarks pesanti (charm e beauty) e i muoni non *prompts* che potrebbero rappresentare, specialmente a bassa luminosità in cui si usano valori delle soglie di trigger bassi, un non indifferente contributo al background totale (vedi fig. 2.11)

6.3.2 Fondo da quarks pesanti

A questo livello dello studio si è compiuto lo sforzo più grande, nel tentativo di trovare la fonte più insidiosa per il fondo. In figura 6.1 si mostra una schematizzazione dei due possibili meccanismi per generare tre muoni nello stato finale da un' iniziale stato con due quarks pesanti ($b\bar{b}$ o $c\bar{c}$).

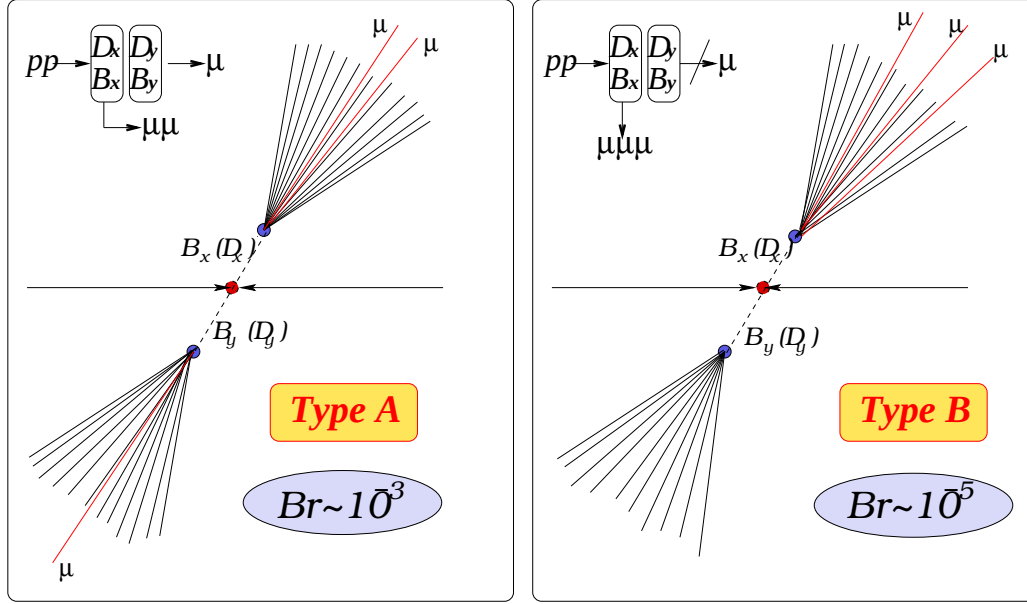


Figura 6.1: I due possibili modi per generare uno stato finale con tre muoni da eventi $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$

Dopo il processo di adronizzazione questi eventi presentano, con una frequenza che è stata valutata in sezione 6.1, coppie di mesoni che danno luogo ad una successiva serie di possibili decadimenti. Si è cercato di capire, con l'ausilio delle tavole di PYTHIA, quali sono i potenziali processi che, partendo da una generica coppia di mesoni di quarks pesanti, permettano di avere uno stato finale che contenga tre muoni. Dato il grande numero di combinazioni possibili è stata limitata la ricerca di queste precise catene a quelle il cui branching ratio totale sia superiore a $1E-08$. Questo studio, che ha preso in considerazione un numero elevatissimo di combinazioni di decadimenti e di possibili stati iniziali, ha messo in evidenza che esistono due possibili topologie per generare tre muoni indicate in figura 6.1 come "tipo A" e "tipo B". Una completa descrizione dei possibili canali includerebbe anche processi in cui si hanno 4 o più muoni finali dove però se ne identificano solo tre e processi in cui si hanno viceversa solo due muoni e un terzo si ottiene da misidentificazioni di pioni o kaoni. Non si sono considerate queste eventualità in quanto entram-

be, dipendendo fortemente dalle buone prestazioni del sistema delle camere a mu di CMS (vedi 2.3), presenterebbero una sezione d'urto totale troppo piccola. Nelle considerazioni che seguono in questa sezione si vuole mettere in evidenza come, fra queste due possibili topologie, quella che più efficacemente mima il segnale sia del tipo B. Più precisamente si mostrerà qualitativamente che solo eventi con tutti e tre i muoni provenienti da un unico mesone pesante presentano le caratteristiche necessarie a passare l'analisi presentata nelle sezioni precedenti.

Fondo inclusivo con tre muoni finali da $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$

La topologia di tipo A, in cui si hanno due muoni da un mesone e un terzo muone dall'altro, risulta essere decisamente il contributo più copioso per questo tipo di eventi e indubbiamente, lo studiare eventi di quark pesanti come fondo inclusivo, significa in gran parte prendere eventi generati in questo modo.

Il valore del Branching Ratio trovato ($\sim 4E - 03$), partendo da eventi $b\bar{b}$ (il corrispondente valore da quark $c\bar{c}$ è di $\sim 1E - 03$) è stato ottenuto combinando tutte le possibili cascate di decadimenti che contribuiscono in questo modo allo stato finale con tre muoni partendo da due generici mesoni pesanti. Questo valore è stato successivamente verificato in maniera empirica andando semplicemente a contare il numero di tentativi da fare per avere un evento con tre muoni. Si è trovato che, senza forzare nessun decadimento, partendo da eventi $b\bar{b}$ (MSEL=5 nelle data-card di PYTHIA) sono stati necessari circa 2100 tentativi per avere 10 eventi (cioè essi rappresentano un 0.47% degli eventi totali da $b\bar{b}$, leggermente più grande rispetto a quello calcolato con le tabelle di PYTHIA di 0.40%).

Si è quindi valutato il numero di eventi attesi con $10fb^{-1}$ di luminosità integrata aventi impulso trasverso maggiore di 3GeV/c e tutti contenuti in una regione centrale del detector ($|\eta| < 0.7$). Per far questo si sono generati 5000 eventi $b\bar{b}$ con tre muoni nello stato finale senza fare nessuna richiesta sul valore dell'impulso trasverso di ogni muone a livello di generatore. La sezione d'urto data da PYTHIA per questi eventi generati, imponendo solo vincoli sulla pseudorapidità dell'evento e sull'impulso trasverso ($\hat{P} > 2\text{GeV}/c$, $|\eta| < 0.7$) è di $17\mu\text{b}$.

Dei 5000 eventi solo 11 sorpassano la preselezione. Vale quindi il risultato:

$$N_{attesi} = \mathcal{L} \times \sigma_{PYTHIA} \times Br_{totale} \times \epsilon_{preselezione} = 10^7 \times 17 * 10^3 \times 4 * 10^{-3} \times 11/5000 \quad (6.7)$$

che significa $1.5E+06$ eventi preselezionati da eventi b-quarks attesi in un anno di bassa luminosità.

Si è successivamente valutato il numero di eventi attesi all'anno che passano

anche un “rilassato” taglio sulla massa ricostruita dei tre muoni $= m_\tau \pm 50 \text{ MeV}/c^2$.

Per far questo si sono generati 10000 eventi con tre muoni già preselezionati da eventi $b\bar{b}$ e, fatte queste richieste, si è trovato che nessun evento rimane dopo il taglio di massa.

Un ragionamento analogo è stato fatto partendo dal fondo inclusivo per eventi $c\bar{c}$ il cui Branching Ratio totale è stato calcolato essere intorno $1\text{E-}03$. In figura 6.2 si mostra la massa ricostruita dei tre muoni provenienti da eventi inclusivi $c\bar{c}$ senza applicare nessun taglio (sopra) e applicando solo alcuni tagli sul momento del muone e sulla sua pseudorapidità tali da mimare il trigger muonico di CMS. Si può vedere dal numero di presenze per il primo plot in

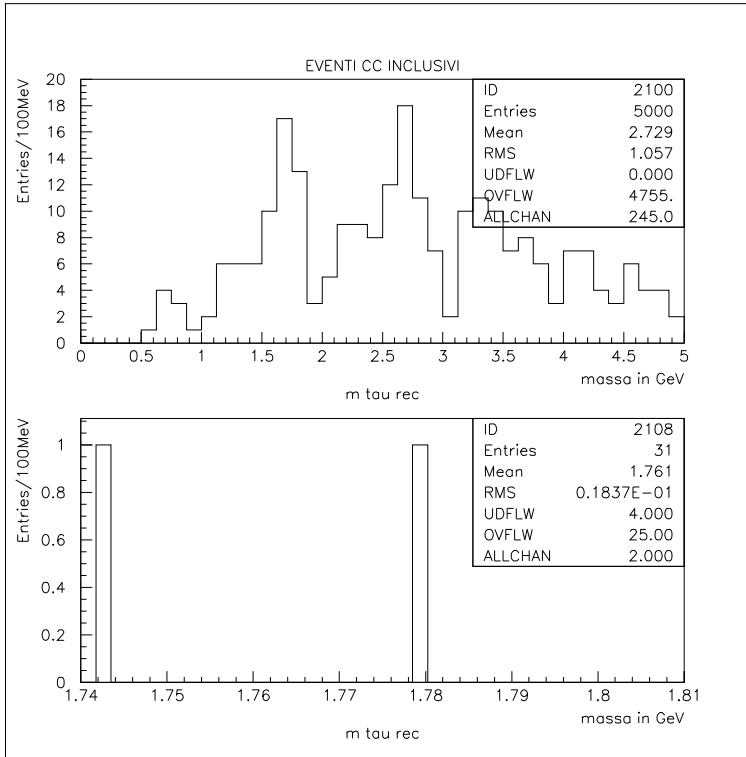


Figura 6.2: Fondo inclusivo $c\bar{c}$: massa ricostruita dei tre muoni per eventi $c\bar{c}$

alto che, dei 5000 eventi preselezionati, solo il 5% presenta tre muoni con una massa ricostruita minore di $5 \text{ GeV}/c^2$ e, applicando solo qualche criterio di trigger e il taglio sulla massa dei tre muoni, si trova che un evento rimane ancora (sotto).

Ad una analisi più dettagliata risulta che i tre muoni dell' evento che sopravvive al taglio di massa nell' intervallo della massa del τ , appartengono tutti ad un

unico getto di tipo charm e sono anche ben collimati.

Si osservi infine che, per eventi QCD sia con quark c che con quark b, il modo di generare tre muoni di tipo A con riferimento alla figura 6.1 è quello che entra principalmente negli eventi di produzione inclusiva che si stanno considerando in questo studio preliminare. Il rapporto nel caso $b\bar{b}$ è di ~ 499 eventi di tipo A su 500 eventi inclusivi generati, ovvero, solo 1 evento su 500 è di tipo B. Per gli eventi $c\bar{c}$ questo stesso rapporto vale circa 1 su 100.

Nel caso del campione di eventi da quark b non è possibile capire se esiste un contributo reale al fondo (perchè limitati dalla bassa statistica MonteCarlo a disposizione) e in caso affermativo, da quale topologia esso debba provenire, visto che nè da un tipo nè dall' altro si sono osservati eventi che sopravvivono questa primitiva analisi. Per il campione di eventi da quark c tuttavia, nessuno dei 5000 eventi preselezionati di tipo A sopravvive mentre 1 dei soli 50 eventi di tipo B che sono previsti essere contenuti in questo campione, passa questa prima analisi. Si può riassumere perciò che la semplice richiesta di trigger muonico di CMS unito al taglio sulla massa ricostruita dei tre muoni porta alle seguenti efficienze di selezione per i campioni di eventi preselezionati di QCD:

- $b\bar{b}$ tipo A: $\epsilon_{analisi} < 1/10000$
- $b\bar{b}$ tipo B: $\epsilon_{analisi} < 1/20$
- $c\bar{c}$ tipo A: $\epsilon_{analisi} < 1/5000$
- $c\bar{c}$ tipo B: $\epsilon_{analisi} \sim 1/50$

Guardando questa lista, pur trattandosi di numeri soggetti ad incertezze statistiche molto grandi, almeno due osservazioni devono essere fatte. Una prima osservazione riguarda la differente efficienza di selezione per gli eventi da quark c fra quelli generati di tipo A e quelli di tipo B. Questa differenza comportamentale non può essere confermata a questo punto anche nel caso degli eventi QCD da quark b. È stato tuttavia trovato, in un secondo tempo, generando esplicitamente eventi preselezionati di tipo B da quark b, che l' efficienza di selezione è molto maggiore di $1/10000$ osservata per il tipo A. La seconda osservazione da fare è che le efficienze di selezione stabilite per eventi di tipo A, in entrambi i campioni, rappresentano comunque dei limiti superiori e potrebbero essere molto più piccole. Disporre della sufficiente statistica MonteCarlo per poter fissare gli esatti valori non è stato possibile in questa sede. La natura di una selezione così grande per gli eventi di tipo A può essere compresa con l' aiuto della figura 6.3. Qui si fa vedere la più grande differenza possibile fra gli angoli nello spazio di due dei tre muoni. Questa quantità è correlata alla massa ricostruita dei tre muoni. Mentre per il segnale si hanno distribuzioni piccate verso valori piccoli, per il fondo inclusivo la popolazione è spalmata su

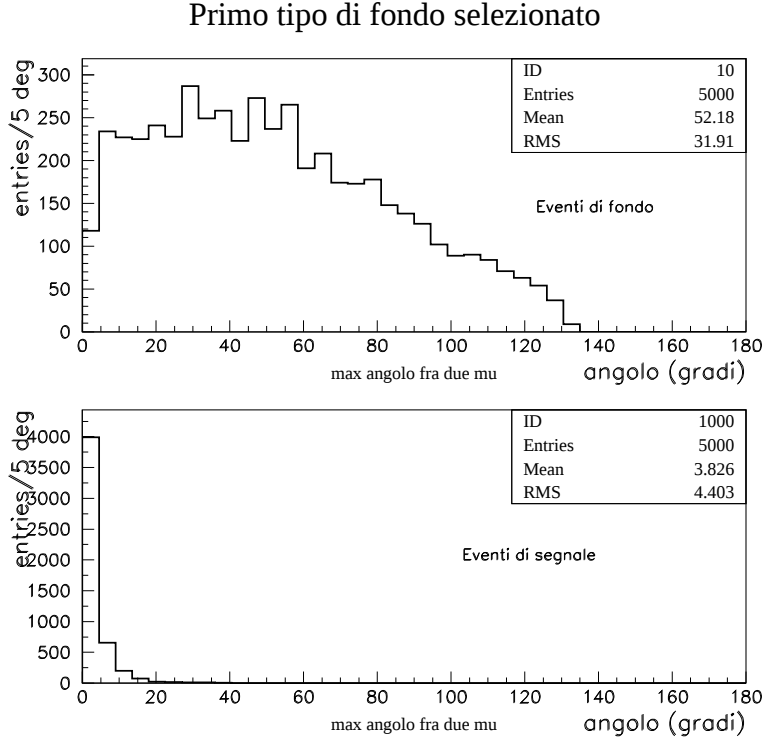


Figura 6.3: Massima differenza angolare fra due muoni

quasi tutto l'angolo piano. Chiaramente un simile comportamento si giustifica con il fatto che in questa topologia, due muoni appartengono ad un getto e un terzo muone all'altro getto che si sviluppa solitamente in una direzione differente. Se quindi si richiedessero, in questa semplice selezione, tagli additivi sulla distanza angolare dei tre muoni ed, eventualmente, sul vertice secondario comune per questi, il contributo al fondo degli eventi di tipo A sarebbe certamente ancora più trascurabile rispetto a quello degli eventi di tipo B, i quali presentano una segnatura sperimentale più simile a quella del segnale. Quest'ultima osservazione giustifica, seppur in maniera non rigorosa, l'ipotesi da cui si è partiti: gli eventi che più efficacemente mimano il segnale devono provenire dal tipo B che sono quindi gli unici tipi di eventi che realmente possono limitare la sensibilità sperimentale per il BR del decadimento $\tau \rightarrow 3\mu^\pm$. Gli eventi inclusivi studiati fino ad ora hanno permesso di fornire limiti superiori al contributo al fondo atteso dagli eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ senza però permettere realmente di stimare quanti eventi esattamente si prevedono.

Per fare questo si sono pertanto concentrati ulteriormente gli sforzi su questo sottoinsieme di eventi.

Fondo esclusivo con tre muoni finali da $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ generati nel modo B

La generazione di questi eventi richiede cascate di decadimenti in cui devono esserci delle risonanze come la ϕ , la η , la η' , la ρ e la ω che decadono in un modo raro in una coppia di muoni. Considerando tutte le possibilità che si hanno, si è valutato il Branching Ratio totale con cui una coppia di quarks origina in questo modo tre quarks:

- $\text{BR}(b\bar{b} \rightarrow 3\mu^\pm) = 9\text{E-}06$
- $\text{BR}(c\bar{c} \rightarrow 3\mu^\pm) = 8\text{E-}06$

Si è trovato comunque che esistono, sia partendo da eventi beauty che da eventi charm, dei canali che in maniera sensibilmente più importante degli altri contribuiscono a questa topologia. Essi sono:

- $D_S \rightarrow \mu\nu_\mu\phi, \phi \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $B_S \rightarrow \mu\nu D_S, D_S \rightarrow K^\pm(\pi\rho)\phi, \phi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Gli altri processi presentano caratteristiche cinematiche e topologiche simili. È quindi ragionevole che in future considerazioni, si assumerà questa coppia di canali come “rappresentativa” di tutta l’intera famiglia di canali da $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ e si associerà a questi, per esigenze di semplicità, come branching ratio il valore totale calcolato includendo tutte le possibilità.

In figura 6.4 è illustrata la topologia dei tre muoni per gli eventi di fondo usati comparandola con quella del segnale. Con questo disegno si vogliono anche mettere in risalto le principali differenze fra i due tipi di fondo.

La più grande differenza fra gli eventi $b\bar{b}$ e gli eventi $c\bar{c}$ è il vertice secondario da cui si originano i tre muoni.

Nel caso degli eventi $b\bar{b}$ infatti un muone si origina nel vertice di decadimento del B_S mentre gli altri due si originano dopo che il D_S ha percorso una certa distanza apprezzabile dal tracciante di CMS. Per gli eventi $c\bar{c}$ invece tutti e tre hanno sperimentalmente la stessa origine (la ϕ decade quasi istantaneamente in una coppia di muoni) e sono perciò topologicamente molto più simili agli eventi di segnale.

Ai fini della rejezione del fondo, la seconda osservazione da fare su questi eventi è ancora più importante. Per il fondo (sia per gli eventi $c\bar{c}$ che per gli eventi $b\bar{b}$), due muoni si originano dal decadimento della ϕ ; ci si attende quindi che la massa ricostruita di due dei tre muoni sia $1020 \text{ MeV}/c^2$, la massa della ϕ . La stessa cosa non è invece vera per il segnale, per cui la massa ricostruita di ogni coppia di muoni può assumere qualsiasi valore.

Per valutare il numero di eventi preselezionati attesi in un anno di presa dati a bassa luminosità in una regione del rivelatore di $|\eta| < 0.8$, è stato fatto un calcolo sistematico. Per il fondo si è valutato il numero di eventi con tre muoni

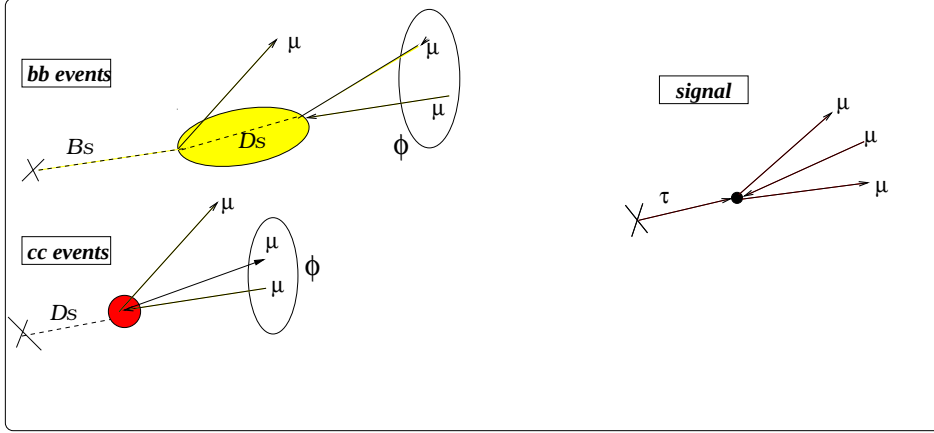


Figura 6.4: Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale

che passano il taglio sull' impulso trasverso di 3 GeV/c e questa operazione è stata fatta facendo variare il $\hat{P}_T$ del cms di PYTHIA. Dato che il numero di eventi *preselezionati* attesi in un anno non deve dipendere dal $\hat{P}_T$ usato per generarli, ci si attende che, con il crescere di questa quantità, pur diminuendo la sezione d'urto di generazione, si abbia un contemporaneo aumento della efficienza di preselezione tale che il numero di eventi attesi rimanga comunque invariato:

$$N_{eventi} = \mathcal{L} \times \sigma_{PYTHIA}(pp \rightarrow b\bar{b}) \times Br(b\bar{b} \rightarrow 3\mu^\pm) \times \epsilon_{prese}$$

e la stessa cosa per eventi $c\bar{c}$.

In Tabella 6.3 sono illustrati in sintesi i risultati dei conteggi degli eventi che passano il criterio di selezione (quindi le efficienze di preselezione) relativamente ad un dato valore del impulso di generazione per il fondo $c\bar{c}$. In Tabella 6.4 la stessa cosa per gli eventi $b\bar{b}$

Da queste tabelle risulta che, sia per gli eventi di fondo $c\bar{c}$ che per i $b\bar{b}$, con l' aumentare dell' energia trasversa del cms, aumenta l' efficienza di preselezione e, compatibilmente con gli intervalli di confidenza, per entrambi i campioni studiati, il numero atteso di eventi con tre muoni finali di impulso trasverso maggiore di 3 GeV/c nella regione $|\eta| < 0.8$ non dipende dal $\hat{P}_T$ di generazione. In base a questo risultato, la successiva generazione degli eventi di fondo è stata snellita usando valori del $\hat{P}_T$ in un range fra 10 e 15 GeV/c minimizzando il

$\hat{P}_T$	σ_{pythia}	ϵ_{pres}	Eventi attesi
$\hat{P}_T=5\text{GeV}$	498 μb	1/2000 $\pm$ 1/2000	19000 $\pm$ 19000
$\hat{P}_T=10\text{GeV}$	50 μb	2.5/1000 $\pm$ 1.5/1000	10000 $\pm$ 6000
$\hat{P}_T=12\text{GeV}$	27 μb	4.5/1000 $\pm$ 2/1000	9700 $\pm$ 4300
$\hat{P}_T=15\text{GeV}$	12 μb	8/1000 $\pm$ 3/1000	7700 $\pm$ 2600
$\hat{P}_T=20\text{GeV}$	4.3 μb	37/2000 $\pm$ 6/2000	6200 $\pm$ 800

Tabella 6.3: Efficienze di preselezione per il fondo $c\bar{c}$ in funzione del $\hat{P}_T$

$\hat{P}_T$	σ_{pythia}	ϵ_{pres}	Eventi attesi
$\hat{P}_T=5\text{GeV}$	217 μb	1/2000 $\pm$ 1/2000	9800 $\pm$ 9800
$\hat{P}_T=10\text{GeV}$	40 μb	1.5/1000 $\pm$ 1.2/1000	2900 $\pm$ 2300
$\hat{P}_T=12\text{GeV}$	24 μb	4/2000 $\pm$ 2/2000	4300 $\pm$ 2100
$\hat{P}_T=15\text{GeV}$	11 μb	6/2000 $\pm$ 2.5/2000	3500 $\pm$ 1500
$\hat{P}_T=20\text{GeV}$	4.3 μb	12/1000 $\pm$ 3/1000	4300 $\pm$ 900

Tabella 6.4: Efficienze di preselezione per il fondo $b\bar{b}$ in funzione del $\hat{P}_T$

tempo macchina necessario.¹

Dopo un anno di presa dati a bassa luminosità il numero atteso di eventi preselezionati di fondo nella regione del barrel è:

$$\begin{aligned} \text{eventi } c\bar{c} &= 6200 \pm 800 \\ \text{eventi } b\bar{b} &= 4300 \pm 900 \end{aligned}$$

Agli errori statistici bisogna inoltre aggiungere anche gli errori sistematici derivanti dal calcolo teorico di cui si è accennato ad inizio capitolo che sono stati quantificati intorno il 30%.

6.4 Canale $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$

L' analisi fatta per studiare la sensibilità del rivelatore a questo canale, una volta individuato il fondo più pericoloso si divide in 2 distinte fasi.

¹ Questa osservazione non è banale. Generare 3000 eventi come quelli usati nell' analisi quale fondo QCD richiede ad un PC di CPU da 1GHz circa 24 ore. Questo tempo sale a ca. 10 gg con la scelta di $\hat{P}_T=5\text{GeV}/c$

6.4.1 Prima fase: simulazione rapida e simulazione completa

Una prima fase in cui si è usata una simulazione veloce della regione centrale del detector per capire quali sono i tagli più adatti sia in termini di efficienza per il segnale che di rejezione del fondo, per escludere altre sorgenti di fondo e infine per comprendere quali sorgenti di segnale sono più importanti di altre. Questa fase oltre a selezionare i migliori algoritmi, é servita come termine di paragone per la simulazione più dettagliata. Una volta verificato che effettivamente i risultati che si ottengono dalla dettagliata simulazione basata su GEANT e dalla ricostruzione di ORCA (vedi sezione 4.1) sono compatibili con quelli che ci aspetta e che le risoluzioni utilizzate sono effettivamente compatibili con quelle nominali (almeno nella regione centrale del detector) si è passati alla seconda fase, in cui si è considerato tutto il rivelatore con le sue efficienze di trigger e di ricostruzione e le sue “reali” risoluzioni energetiche e spaziali. In Tabella 6.5 sono riassunti i campioni di eventi generati per la prima fase di questo studio. Per gli eventi di fondo $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ si è forzato il generatore a

Tabella 6.5: Eventi generati con PYTHIA 6.152

Campione	Generati come	No.eventi
Wtau	$W \rightarrow \tau \nu_\tau$	5000
Ztau	$Z \rightarrow \tau^- \tau^+$	5000
Dtau	$D_s \rightarrow \tau + \text{Anything}$	5000
Btau	$B \rightarrow \tau + \text{Anything}$	5000
$c\bar{c}$	$pp \rightarrow cc \rightarrow Dx Ds \rightarrow 3\mu$	20000
$b\bar{b}$	$pp \rightarrow bb \rightarrow Bx Bs \rightarrow 3\mu$	5000

produrre eventi che soddisfano i criteri di preselezione. La simulazione rapida consiste nella convoluzione di appropriate risoluzioni attese per le principali grandezze cinematiche secondo la seguente lista:

- $\frac{\sigma(P_t)}{P_t} = 1\%-1.5\%$
- $\sigma(\theta) = 0.001 \text{ rad}$
- $\sigma(\phi) = 0.001 \text{ rad}$
- $\sigma(L_{decay}) = 100 \mu m$

La scelta di queste risoluzioni è basata sul valore che ci si attende ([29], [32], [33]) per le relative prestazioni delle componenti del rivelatore.

6.4.2 Simulazioni a confronto e analisi

Sugli eventi di Tabella 6.5 si è applicata l'analisi dedicata alla sorgente W del τ descritta in 6.2, limitandosi alla regione del barrel. Nelle figure 6.5 and fig. 6.6 si confrontano le distribuzioni del numero di tracce con $P_T > 0.7 \text{ GeV}/c$ presenti dentro il cono $\Delta R < 0.4$ attorno alla direzione dei tre muoni ricostruiti ottenute con la simulazione veloce e con la simulazione completa più la ricostruzione tramite ORCA. Rimuovendo eventi che presentano ulteriori tracce

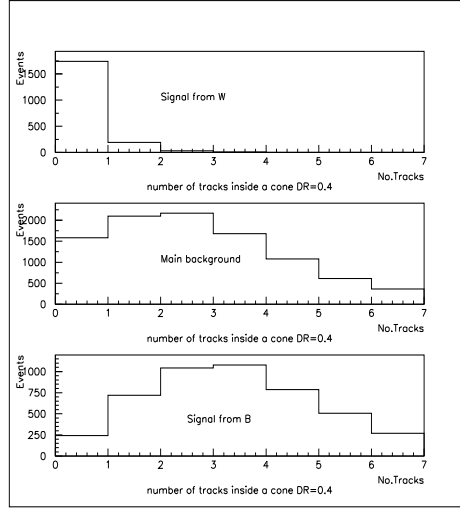


Figura 6.5: Il numero di tracce con $P_T > 0.7 \text{ GeV}/c$ intorno alla direzione del candidato tau (cono di 0.4) ottenuta con una simulazione veloce.

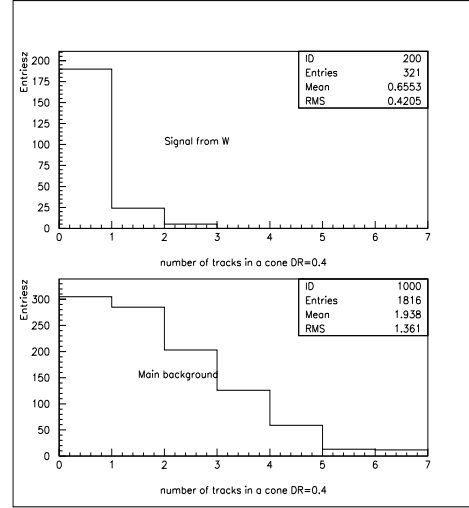


Figura 6.6: Il numero di tracce con $P_T > 0.7 \text{ GeV}/c$ intorno alla direzione del candidato tau (cono di 0.4) ottenuta con una simulazione dettagliata.

oltre i tre muoni lungo la direzione del leptone tau, si ottiene una grossa rejezione del fondo salvando gran parte del segnale da W e da Z. In figura 6.5 è tuttavia mostrata anche la distribuzione del numero di tracce per il segnale da B. Si capisce come questo taglio rimuova anche una gran parte degli eventi di segnale proveniente da quarks pesanti.

Si vede anche che nella ricostruzione completa si ha una perdita significativa di eventi che presentano una o due tracce nel cono prescelto. Questo fatto probabilmente può essere spiegato in termini di inefficienze del tracciatore che vengono incluse nelle simulazioni più complesse o nel programma di ricostruzione delle tracce (vedi sezione 4.3) o dagli effetti di curvatura del campo

magnetico.

Nelle figure 6.7 e 6.8 si mostrano le distribuzioni dell' energia trasversa

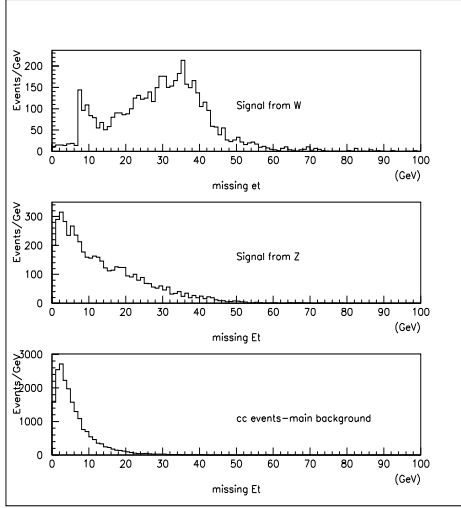


Figura 6.7: Distribuzione della energia trasversa mancante ottenuta con una simulazione veloce.

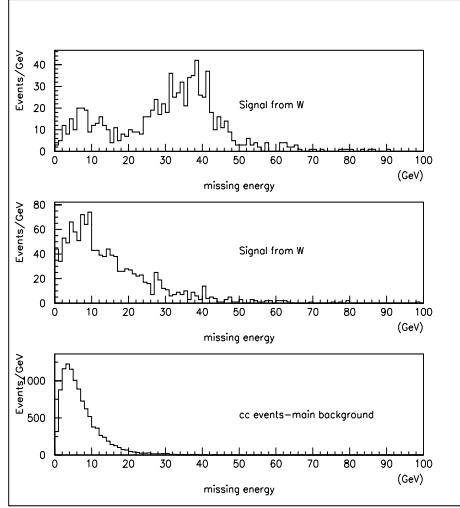


Figura 6.8: Distribuzione della energia mancante trasversa ottenuta con una simulazione dettagliata.

mancante per il segnale $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm\nu_\tau$. In entrambi i casi vengono illustrate queste distribuzioni per il segnale $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm\nu_\tau$ (alto), per il segnale $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow 3\mu^\pm\tau - jet$ (al centro) e per il fondo $c\bar{c}$ (basso) sia a livello di simulazione rapida che con una ricostruzione completa.

A livello di simulazione veloce l' energia mancante viene calcolata come l'opposto della somma di tutte le energie trasverse dei getti ricostruiti dalla routine di PYTHIA, PYCELL([42]) con una convoluzione della risoluzione per l' energia di $\sigma(E_t) = 50\%\sqrt{E_t}$ che è una prima approssimazione della risoluzione degli ECAL + HCAL. Anche in una simulazione più complessa l' energia mancante è il risultato di un bilancio energetico ma tutto è basato su algoritmi più sofisticati ([38]) con le energie dei jet più vicine alla realtà nel modo in cui vengono ricostruite. Il picco di Jacobi per $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow 3\mu^\pm\nu$ è atteso per entrambe le simulazioni ed infatti c'è un ottimo accordo fra le due distribuzioni. Applicando un taglio maggiore di 20 GeV su questa quantità si rimuove fortemente il fondo ma anche il segnale da Z. Nelle figure 6.9 e 6.10 si mostra la distribuzione della massa ricostruita per ogni coppia di muoni possibile per evento. Queste figure sono riferite alla simulazione veloce e alla simulazione

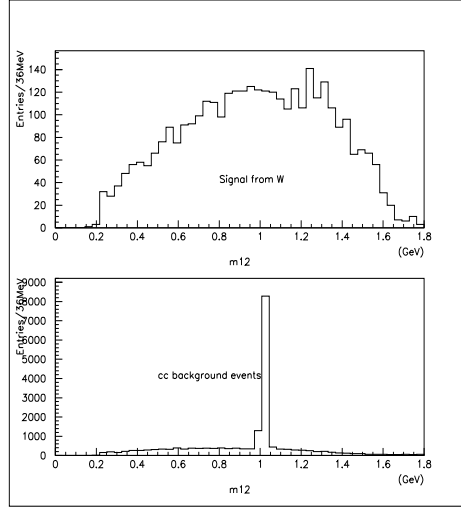


Figura 6.9: Distribuzione della massa ricostruita per due muoni ottenuta con una simulazione veloce.

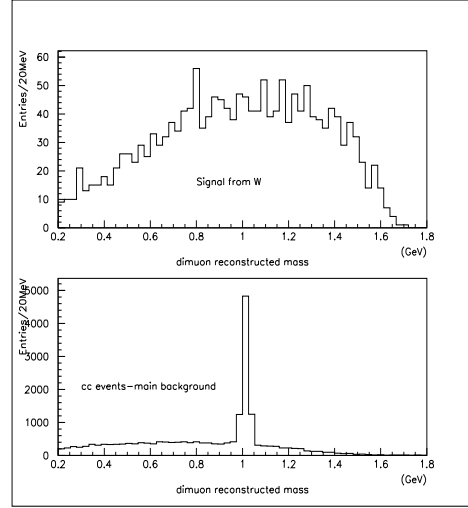


Figura 6.10: Distribuzione della massa ricostruita per due muoni ottenuta con una simulazione completa

completa per il segnale $W \rightarrow \tau \nu \rightarrow 3\mu\nu$ e per il fondo $c\bar{c}$.

Si richiede che la più piccola differenza della massa ricostruita di due muoni dalla massa della ϕ ($1020 \text{ MeV}/c^2$) sia maggiore di $25 \text{ MeV}/c^2$.

Questo taglio sulla “massa della ϕ ”, argomentato prima, è rappresentato nelle distribuzioni di fig. 6.9 e 6.10 dove è ben visibile il picco intorno alla massa della ϕ per il fondo. Per il segnale al contrario la distribuzione è abbastanza uniformata fra 0.2 e 1.7 GeV/c^2 senza particolari picchi in nessun bin. In fig. 6.11 è mostrata una quantità ottenuta a livello di simulazione veloce: la massima differenza della posizione rispetto all’origine dei vertici da cui si originano i muoni (d_{max}). Per il segnale e per gli eventi $c\bar{c}$, in cui tutti e tre i muoni si originano da un vertice comune, questa quantità è aspettata essere zero, le deviazioni sono dovute alla risoluzione che è stata introdotta. Viene così confermata l’altra importante osservazione anticipata per il fondo nel paragrafo precedente. È comunque importante notare che per gli eventi $b\bar{b}$ la differenza è sensibilmente più grande della risoluzione applicata. Se si tagliasse su questa quantità quindi si otterrebbe una rimozione molto importante del fondo da quarks beauty senza però eliminare il fondo da quarks charm. A questo livello dello studio si è scoperto che questo taglio è ridondante nella

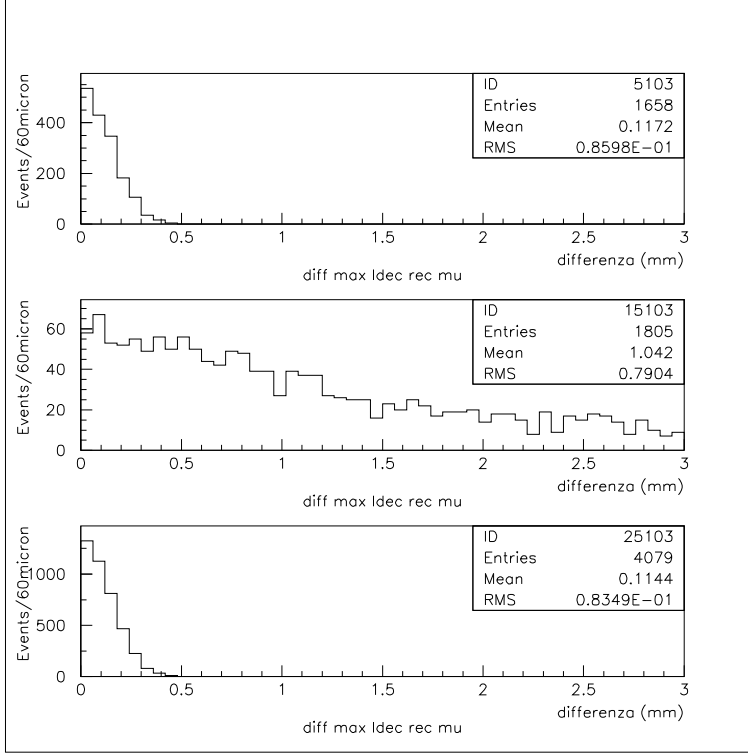


Figura 6.11: Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale

rejezione del fondo da b perché questo è molto meno pericoloso del fondo da c . Infatti eventi in cui i tre muoni si originano da una cascata di decadimenti a partire da mesoni B , presentano una massa effettiva ricostruita dei tre muoni che risulta mediamente molto maggiore ($4-5 \text{ GeV}/c^2$) rispetto l'intervallo di interesse per il segnale (intorno la massa del τ). Nelle figure 6.12 e 6.13 si mostra la massa ricostruita dei tre muoni per il fondo da quarks $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ ottenuta a livello di simulazione veloce. Nei due plots è stato evidenziato l'intervallo interessante della massa del tau. In seguito a ciò si è concentrato tutto lo studio sul background proveniente da eventi $c\bar{c}$. Per questi eventi un taglio sul vertice secondario risulta essere inutile. In figura 6.14 viene mostrata comunque la distribuzione della probabilità del χ^2 per una ipotesi in cui i tre muoni appartengono allo stesso vertice comune.

A livello di simulazione completa un controllo sul vertice secondario può essere fatto tagliando su questa variabile. In alto si ha il segnale, al centro eventi $b\bar{b}$ e in basso eventi $c\bar{c}$. Si nota il picco a zero per eventi $b\bar{b}$ come atteso. Nella figura 6.15 è mostrata la risoluzione spaziale che è stata trovata per la

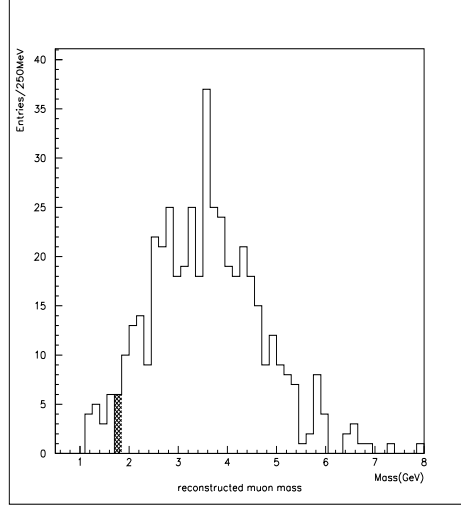


Figura 6.12: Distribuzione della massa ricostruita effettiva dei tre muoni per eventi $b\bar{b}$ di fondo.

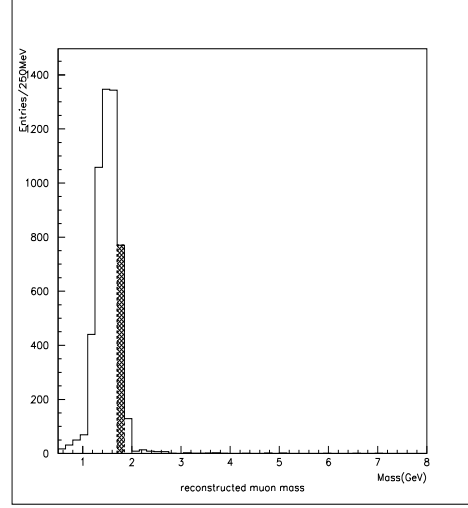


Figura 6.13: Distribuzione della massa ricostruita effettiva dei tre muoni per eventi $c\bar{c}$ di fondo.

ricostruzione della posizione del vertice di decadimento del τ usando ORCA. Questa è stata ottenuta usando classi di ricostruzione in cui si usa l'ipotesi di linearità delle tracce trascurando gli effetti curvanti del campo magnetico, un' approssimazione buona per muoni che derivano da leptoni τ di 40 GeV di energia media. Il valore trovato si attesta intorno i $250 \mu m$. Si è pensato di verificare ulteriormente la risoluzione spaziale prevista per il tracciatore, valutando il tempo di vita del leptone tau. In figura 6.16, in alto, la posizione del vertice secondario ricostruito (blu) e generato (verde) mentre nella stessa figura in basso la distribuzione della lunghezza di decadimento pesata con l'energia. Dal fit di questa distribuzione si risale al valore della vita media del tau. Il valore trovato di 298×10^{-15} sec. è in perfetto accordo con il valore dato dal PDG a conferma del fatto che la ricostruzione dei vertici fatta in ORCA è attendibile.

Nelle figure 6.17 e 6.18 si illustra per il segnale il taglio più importante: la massa ricostruita dei tre muoni. La stessa quantità viene presentata come risultato ottenuto sia con la simulazione veloce che con la ricostruzione completa evidenziando le principali differenze che ci si attende fra le due simulazioni. Si può notare come, nella simulazione veloce del rivelatore, si siano sottostimate le prestazioni del tracciatore, ottenendo una risoluzione di $17 \text{ MeV}/c^2$ contro

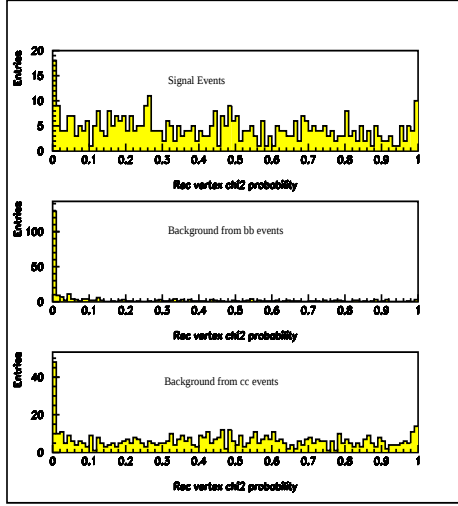


Figura 6.14: Distribuzione della più grande differenza nelle posizioni dei vertici di origine di due muoni rispetto l' origine(dmax).

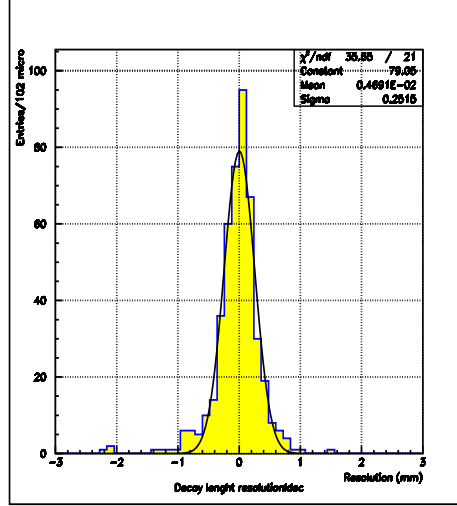


Figura 6.15: Differenza fra la posizione reale del vertice d' origine dei tre muoni e quella ricostruita.

i 13 MeV/c² ottenuta sempre nel barrel usando la ricostruzione completa. In Tabella 6.6 sono riassunti gli eventi MonteCarlo che sorpassano per il segnale l' analisi prevista per la sorgente W sia con la simulazione approssimativa che con la simulazione dettagliata. Ciò che ha importanza qui mettere in evidenza non sono tanto i numeri, che sono comunque riferiti ad una scelta dei tagli e dei criteri (soprattutto di trigger) adottata in una fase embrionale di questo studio, valori che sono poi stati cambiati per rispondere ad ulteriori esigenze e ottimizzati per migliorare le prestazioni globali, ma il fatto che usando comunque un comune insieme di tagli, la risposta ricostruita (ricostruzione completa) del rivelatore è in perfetto accordo con quella che è attesa debba essere quella nominale del rivelatore (simulazione veloce) sia in termini di risoluzioni energetiche/spaziali e sia nei valori percentuali che ogni taglio implica sugli eventi analizzati.

6.4.3 Risultati finali dell' analisi su eventi $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$

Nel paragrafo precedente è stata descritta l' analisi prevista per la sorgente W del tau. Si è verificato che il complesso programma di ricostruzione fornisce risultati attendibili nella regione del barrel, del tutto compatibili con quelli

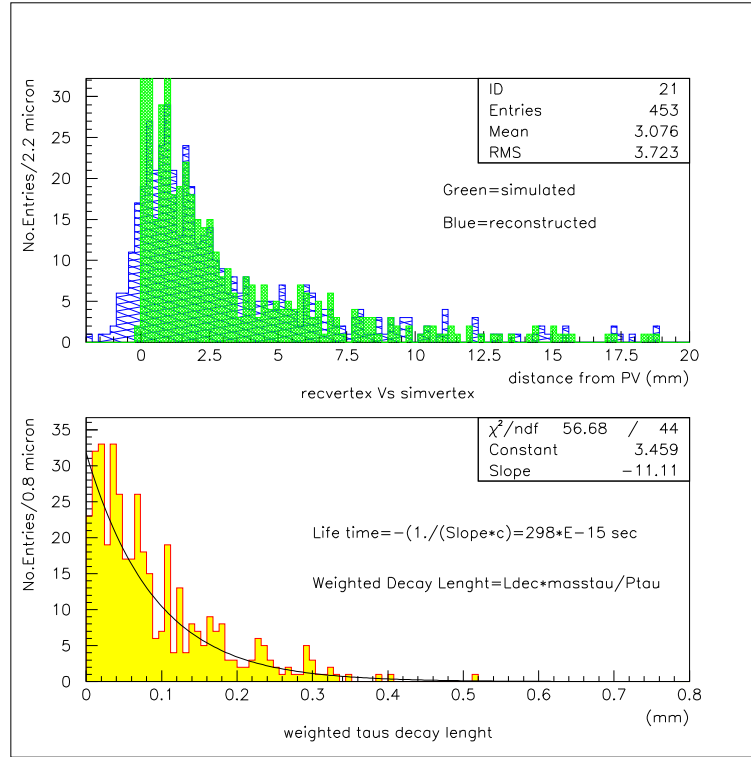


Figura 6.16: Vertice da cui si originano i tre muoni da eventi $c\bar{c}$, da eventi $b\bar{b}$ e da eventi di segnale

che ci si aspetterebbe con le nominali (e ideali) risoluzioni di CMS.

È stato anche argomentato quale è il fondo in assoluto più pericoloso e perché non si applicano tagli sul vertice secondario. Il secondo passo è quello di estendere l'analisi a tutto il rivelatore. In Tabella 6.4.3 vengono riassunti i numeri di eventi MonteCarlo che sopravvivono ai vari criteri di selezione per il canale $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$ con i valori aggiornati dei tagli.

In parantesi sia per il segnale che per il fondo si mostra anche il numero di eventi attesi dopo un anno di bassa luminosità. Il numero di eventi di segnale preselezionati e attesi dopo un anno sono stati calcolati in sezione 6.1 mentre per il fondo, si è fatto un calcolo del tutto simile a quello di sezione 6.3 ma esteso a tutta la regione di accettazione del rivelatore anziché ad una limitata regione del barrel. Il taglio della energia mancante sul fondo porta via circa il 98% degli eventi quindi alla fine dell'analisi non si ha sufficiente statistica per poter valutare il numero di eventi che vengono tagliati dall'altro molto importante taglio della massa dei tre muoni. Con la simulazione veloce, potendo disporre di molti più eventi, è stato verificato che questo taglio è indipendente

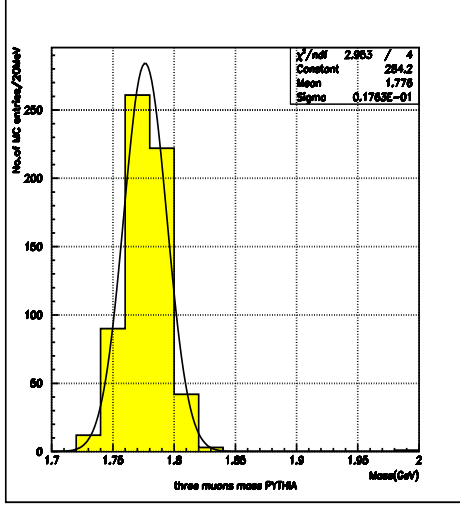


Figura 6.17: Massa ricostruita dei tre muoni nel barrel, simulazione veloce.

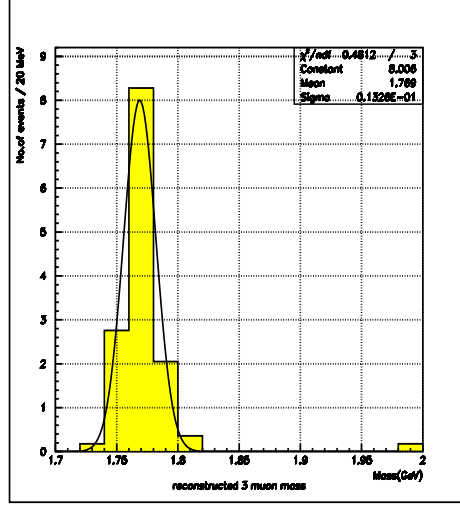


Figura 6.18: Massa ricostruita dei tre muoni nel barrel, simulazione completa.

da tutti gli altri. In altre parole un qualunque criterio di selezione implica sempre la rimozione della stessa percentuale di eventi sia che venga applicato prima o dopo il taglio della energia mancante. Quindi, l'efficienza globale della analisi, è stata calcolata come prodotto dell'efficienza del taglio della energia mancante sugli eventi triggerati con l'efficienza degli altri tagli esclusa l'energia mancante in relazione agli eventi di trigger a sua volta moltiplicato per l'efficienza di trigger. In figura 6.19 e 6.20 si fa vedere la massa ricostruita su tutto il rivelatore dopo aver applicato l'intera analisi normalizzata a 10 fb^{-1} con $\text{BR}(\tau \rightarrow 3\mu^\pm) = 1.9\text{E-}06$ e sempre dopo 1 anno di bassa luminosità la massa ricostruita per il segnale più il fondo. Da notare in figura 6.19 la risoluzione di $16 \text{ MeV}/c^2$, peggiore dei $13 \text{ MeV}/c^2$ mostrati in fig. 6.18 trovati limitando lo studio al solo barrel dove la risoluzione del tracciatore è attesa essere migliore che negli end-caps.

Da questi numeri, con la sola sorgente W del τ ad LHC, si è stimato, con l'uso delle tavole di Feldman-Cousins (che permettono di calcolare quante deviazioni standard un numero di eventi osservato discosta dal fondo con l'ipotesi di assenza di segnale), di raggiungere una sensibilità sperimentale al 90% del L.C., dopo un anno di bassa luminosità, pari a $8.4\text{E-}08$, migliorando di circa 20 volte l'attuale limite sperimentale di CLEOII.

Tabella 6.6: Simulazioni veloce e completa a confronto: eventi Monte Carlo dell' analisi del segnale da W

Taglio applicato	Fast simulation	Full reconstruction
Preselezione	1013 (39 evs/anno)	309 (=39 ev/anno)
Trigger	611 (61 %)	219 (70 %)
Isolation	537 (88 %)	189 (87 %)
Missing Et	483 (89 %)	168 (89 %)
Massa ϕ	458 (93%)	147 (89%)
Massa τ	357 (78%)	117 (80%)
Tot. %	35 (14 $\pm$ 1 evs/anno) %	37% (15 $\pm$ 1 evs/anno)

Tabella 6.7: I numeri dell'analisi per la sorgente $W \rightarrow \tau \nu$ (in parentesi gli eventi attesi per 10 fb $^{-1}$)

Criterio	segnale MC (Norm.) evs.	Main background MC (Norm.) evs.
Preselezione	1140 (180)	$\sim$ 19000(31000)
Trigger	539	5369
Isolamento	472	1928
Energia mancante	366	42
ϕ -massa	309	9
τ -massa	275(44. $\pm$ 2.)	0.6(1. $\pm$ 1.)

6.5 I canali $Z \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow 3\mu^\pm \tau$ e $B \rightarrow \tau \rightarrow 3\mu^\pm b - jet$

Nel paragrafo 6.4.2 è stato evidenziato tramite la simulazione veloce come l' insieme di criteri di selezione adottati per il segnale $W \rightarrow \tau \nu \rightarrow 3\mu^\pm \nu$ non si adatti a selezionare eventi di segnale con il tau proveniente da altre sorgenti. Il taglio sull' energia mancante rimuove infatti molti eventi di segnale dalla Z e dal B mentre il criterio di isolamento elimina completamente gli eventi di segnale dal B. In sezione 6.2 si sono già anticipati i criteri di selezione usati per segnali provenienti da altri meccanismi di produzione. Il bosone Z decade in una coppia di tau molto energetici la cui massa ricostruita deve essere di 92 GeV/c 2 . Uno dei due tau viene forzato a decadere in tre muoni e uno è lasciato libero di decadere in tutti i modi permessi. Dato l' elevato impulso e dato che il tau decade nel 46% dei casi adronicamente, questo sarà rilevato con la presenza di uno, due o tre tracce cariche molto collimate e ben isolate

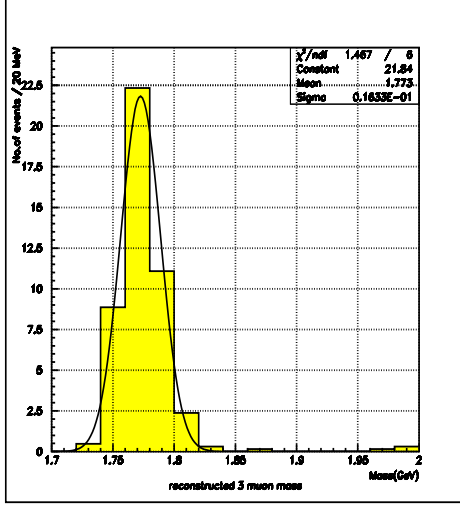


Figura 6.19: Massa ricostruita dei tre muoni per il segnale da W sopra tutto il rivelatore.

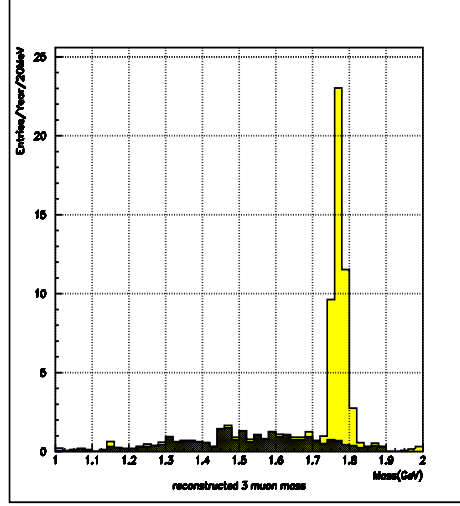


Figura 6.20: Massa ricostruita dei tre muoni per il segnale da W più il fondo e per il solo fondo dopo un anno di presa dati ad LHC (10fb^{-1}).

da tutte le altre tracce cariche.

In media il momento globale dei tre muoni sarà maggiore di quello del fondo principale e deve presentare il picco Jacobiano per $p_T^{3\mu} \sim M_Z/2$. Questo è visibile in figura 6.21 (parte destra) dove viene mostrata la distribuzione del momento trasverso per i tre muoni del segnale e del fondo (sotto). Eventi di fondo vengono rimossi richiedendo un impulso ricostruito del tau maggiore di $23 \text{ GeV}/c$. Un altro importante criterio applicato nell'analisi per $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow 3\mu^\pm(\tau - jet)$ è basato sulla massa effettiva ricostruita dei due tau (uno identificato dai tre muoni e l'altro identificato come il getto lungo la direzione del tau isolato) più l'energia mancante lungo questa direzione fornisca la massa della Z. In questo contesto l'energia mancante è stata calcolata tramite bilanci energetici applicati ai getti lungo direzioni parallele a quella del getto identificato τ . Il risultato di questo calcolo fornisce l'energia trasversa e la direzione del neutrino che si origina nel processo di decadimento del secondo tau: $\tau \rightarrow \nu_\tau + (\tau - jet)$. Sempre in figura 6.21 (colonna sinistra) è illustrato questo taglio per il segnale e per il fondo. Per il segnale la distribuzione presenta come atteso il picco intorno la massa dello Z. Applicando un

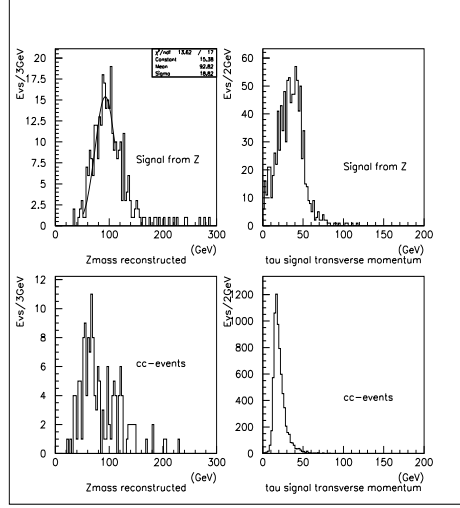


Figura 6.21: Principali variabili cinematiche utilizzate nell'analisi per $Z \rightarrow \tau\tau, \tau \rightarrow 3\mu^\pm$.

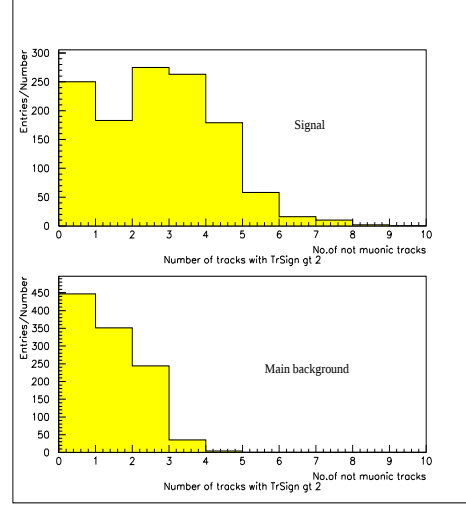


Figura 6.22: Numero di tracce con significatività del parametro di impatto trasverso maggiore di 2.

taglio minimo sulla massa del candidato bosone Z così calcolato a $70 \text{ GeV}/c^2$ si rimuove circa il 69% del fondo con una efficienza di circa l'88% per il segnale. Le distribuzioni degli altri tagli applicati per l'analisi del canale di produzione Z sono simili a quelle già viste per il canale W e non sono state riproposte. In Tabella 6.8 sono riassunti i risultati della analisi dedicata al canale di produzione $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow 3\mu^\pm \tau - jet$. Sebbene il contributo proveniente da questo canale (se comparato con il canale $W \rightarrow \tau\nu_\tau$) sia molto minore, legato anche ad una minore quantità di eventi preselezionati attesi, questo canale da solo può portare ad un miglioramento della attuale sensibilità sperimentale al decadimento del tau in tre muoni permettendo di escludere al 90% un Branching ratio superiore a $7.6\text{E-}07$ con 10 fb^{-1} .

È stata anche sviluppata un'analisi dedicata alla sorgente B di leptoni tau. Per il trigger e l'identificazione, sono stati gli stessi criteri delle analisi dello Z e del W, ricordando che questo è possibile solo in condizioni di bassa luminosità di LHC. Infatti ad alta luminosità le soglie previste per il trigger sarebbero così alte da impedire completamente di rendere effettivo questo canale.

Come già anticipato in sezione 6.2, la caratteristica principale di questi eventi sono i due jet di natura b e quindi un ruolo molto importante in questo studio lo giocano senza dubbio le prestazioni degli algoritmi applicati. In questa sede

Tabella 6.8: I numeri dell' analisi per la sorgente $Z \rightarrow \tau\tau$ (in parentesi il numero di eventi per 10 fb^{-1})

Criterio	Segnale MC (Norm.) evs.	Main background MC (Norm.) evs.
Preselezione	1650 (42)	19000(31000)
Trigger	676	5369
Isolamento	558	1928
τ -tag	278	443
$Pt_\tau > 20 \text{ GeV}$	255	167
$Z_{mass} > 70 \text{ GeV}$	223	54
ϕ -massa	194	14
τ -massa	159(4.0 $\pm$ 0.5)	0.45(0.8 $\pm$ 1.)

è stato considerato l' algoritmo del TDR basato sul conteggio delle tracce cariche con una significance del parametro di impatto maggiore di un dato valore. Tuttavia una selezione più efficiente del fondo dovrebbe essere resa possibile da una ottimizzazione degli algoritmi descritti in sezione 4.5. Vengono selezionati solo quegli eventi che presentano due jet con almeno tre tracce con significance del parametro di impatto maggiore di 2. Uno dei due jet dovrà essere il jet contenente i tre muoni. Nella figura 6.22 si vede il numero di tracce con una significance maggiore di 2 sia per gli eventi B (in alto) che per il fondo (in basso).

Con questo tipo di taglio la combinazione dei due criteri di b-tag (jet₁-btag + jet₂-btag) comporta una rejezione ($=1/\epsilon$) di 100 per il fondo con una efficienza del 28% per il segnale.

La Tabella 6.9 mostra, taglio dopo taglio, gli eventi che rimangono.

Considerando la sorgente $B \rightarrow D\tau \rightarrow D3\mu^\pm$ si hanno risultati molto promettenti che permettono di stabilire per il limite superiore al branching ratio del tau in tre muoni, il valore di 3.8E-07 al 90 C.L. con 10 fb^{-1} , circa 5 volte migliore del limite sperimentale di CLEO II.

6.6 Fondo strumentale

In sezione 6.3.1 sono stati isolati i possibili contributi per il fondo. Fino ad ora ci si è concentrati solo su eventi "fisici" intendendo qui con "fisico" eventi che possono produrre una topologia finale con tre muoni veri.

Si è volontariamente lasciato in sospeso l' aspetto strumentale del fondo per capire, in primo luogo, quale è l' ordine di grandezza della sensibilità speri-

Tabella 6.9: I numeri dell'analisi per la sorgente $B \rightarrow \tau + X$ (in parentesi il numero di eventi per 10 fb^{-1})

Criterio	Segnale MC (Norm.) evs.	Main background MC (Norm.) evs.
Preselezione	2163 (198)	19000(31000)
Trigger	917	5369
Jet1 btag	536	283
Jet2 btag	257	65
ϕ -massa	226	16
τ -massa	109 (10. $\pm$ 1.)	0.7(1. $\pm$ 1.)

mentale che si prevede di raggiungere. La sensibilità al Branching Ratio del $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ che si prevede di raggiungere considerando il fondo fisico, in un regime di bassa luminosità, si colloca fra 10^{-7} - 10^{-8} . Un valore così preciso implica che occorre conoscere almeno la probabilità di misidentificare pioni e/o kaoni in muoni.

Non sono stati fatti studi sistematici prima d'ora all'interno della collaborazione di CMS su questo aspetto per eventi topologicamente e cinematicamente simili al segnale oggetto di questo studio. Si sono generati 500 eventi $W \rightarrow 3\pi^\pm \nu_\tau$ e rimpiazzato a livello di generatore due pioni carichi con due muoni. Questi eventi sono stati successivamente completamente simulati e ricostruiti per capire quante volte il programma di ricostruzione *confonde* il pione carico vicino ai due muoni come terzo muone.

In figura 6.23 si mostra il numero di muoni reali (blu), ricostruiti a livello 1 (rosso), ricostruiti a livello 2 (verde) e ricostruiti a livello 3 (giallo) che si hanno in ognuno dei 500 eventi. Qualora si abbiano tre muoni ricostruiti, questo significa che il terzo sarà dovuto ad un errore del sistema di trigger. Si osserva che 5 dei 500 eventi presentano 3 muoni di livello-1 e questo terzo muone è proprio il pione misidentificato.

Preliminarmente si può concludere che la probabilità di scambiare un pione in un candidato muone a livello 1 sia, per eventi simili al segnale più importante (cioè $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow 3\mu^\pm \nu_\tau$), di 10^{-2} .

Con questa informazione si è quantificato l'ordine di grandezza del contributo che può provenire da uno dei più insidiosi tipi di eventi di background: $\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$. Il branching ratio per questo processo è di circa 9% (escludendo comunque la produzione combinata di 3 pioni carichi con n-pioni neutri). Il branching ratio effettivo per il processo $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \nu_\tau$ che si ottiene misidentificando tutti e tre i pioni in muoni è dell'ordine di 10^{-7} . Dopo aver generato 1000 eventi di questo tipo sostituendo i tre pioni con tre muoni

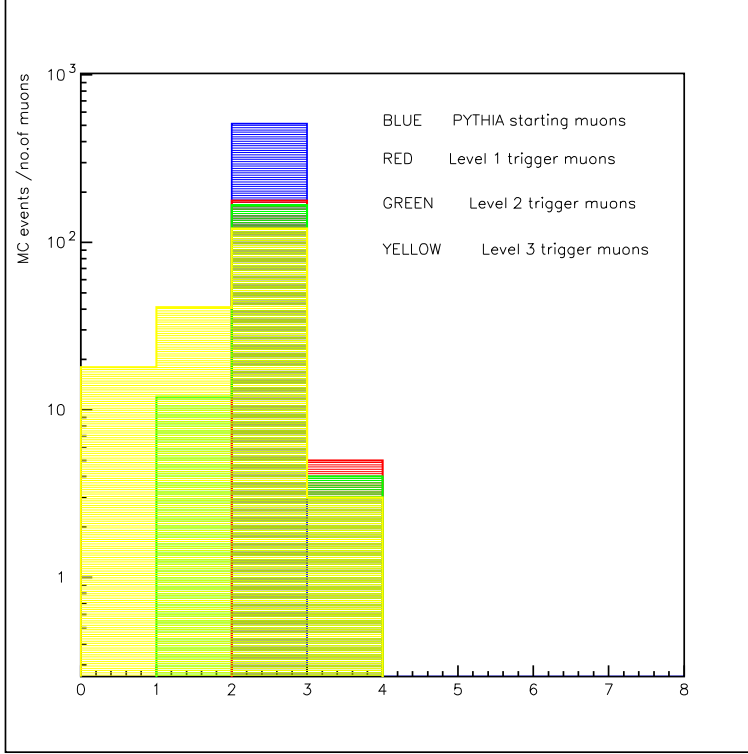


Figura 6.23: Numero di muoni ricostruiti ai vari livelli del trigger di CMS quando se ne attendono solo 2

a livello di generatore e simulato completamente questo campione di eventi si è applicata l'analisi per la sorgente W del τ .

La presenza del neutrino fra i prodotti finali del tau permette di avere una grossa rejezione con il taglio sulla massa ricostruita dei tre muoni rendendo l'efficienza dell'analisi pari a $\sim 10^{-3}$. Applicando la formula per il numero atteso di eventi :

$$\mathcal{L} \times \sigma(pp \rightarrow W \rightarrow \tau \nu_\tau) \times BR(\tau \rightarrow 3\pi^\pm \nu_\tau) \times P^3(\pi \leftrightarrow \mu) \times \epsilon_{analisi} \quad (6.8)$$

si ottengono $4E-02$ eventi attesi all'anno che vengono da questo tipo di eventi, numero che, pur essendo soggetto a molte incertezze statistiche e a molti fattori non controllati, (come ad esempio eventuali errori nel software di simulazione del sistema di trigger) convince che il suo contributo è comunque decisamente trascurabile se comparato con quello fisico da eventi $c\bar{c}$ valutato essere intorno l'unità. Si sottolinea qui che è proprio la necessità di rendere trascurabile questo contributo al fondo che ha imposto la presenza di un terzo muone ricostruito a livello 1 dal trigger di CMS

Capitolo 7

Il decadimento $\tau \rightarrow \mu\gamma$

7.1 Motivazioni

Se il canale $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ presenta delle caratteristiche sperimentali che lo rendono facilmente identificabile, al punto da dover studiare meticolosamente il fondo alla ricerca di quei pochi tipi di eventi che possono risultare pericolosi, il decadimento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ è atteso essere in molti modelli teorici, di gran lunga più importante del corrispondente canale tri-muonico. Per esempio nel modello supergravitazionale con neutrini right-handed che è stato preso in considerazione in sezione 5.7, il rapporto fra i branching ratio del canale $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ sul canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$ è di 6E-03.

Sempre in sezione 5.7 è stato mostrato come, già una sensibilità di 1E-07 per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$, può essere utile nello stabilire dei vincoli sui parametri della teoria stessa, valore che nel caso del canale $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ diventa sensibilmente più difficile da raggiungere ($\sim 1E-09$). Osservando i presenti limiti sperimentali (provenienti tutti da CLEO II) si trova che per il tau in tre muoni occorre migliorare la sensibilità di almeno 2000 volte se si vuole entrare in quell'intervallo di sensibilità interessante per la specifica teoria che è stata presa come modello. Per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$ il passaggio dall'attuale sensibilità di 1E-06 a 1E-07 sembra per contro essere un'impresa più accessibile.

Si è evidenziato nel precedente capitolo che lo studio del canale $\tau \rightarrow 3\mu$ a bassa luminosità prevede notevoli miglioramenti della attuale sensibilità sperimentale e sicuramente il riuscire a passare ad una analisi in uno scenario ad alta luminosità e una conoscenza più definita del fondo QCD, che sono i due aspetti dell'analisi presentata meno conosciuti, potrebbe riservare la possibilità di raggiungere questi limiti. Tuttora comunque quanto trovato, sembra venire contro la possibilità di avere reali informazioni utili alla teoria.

D'altra parte però lo studio del canale tri-muonico del tau ha anche fornito un notevole numero di informazioni utili per esempio per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$.

7.2 Segnale e fondo

Dall' analisi del canale $\tau \rightarrow 3\mu$ si è trovato che la sorgente più importante di leptoni tau con alto momento trasverso è il W tramite processi di produzione Drell-Yan. La scelta del canale di produzione $pp \rightarrow W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\gamma\nu_\tau$ è forse l' unica scelta realmente interessante che si può fare come sorgente di segnale. In questo caso infatti il trigger si basa sulla presenza di un singolo muone (molto energetico) o comunque di un muone e di un fotone entrambi piuttosto energetici. Mentre, come visto, il bosone Z è una sorgente trascurabile rispetto al W per la sua minore sezione d'urto, la sorgente di leptoni tau da mesoni B, anche in uno scenario di bassa luminosità, risulterebbe difficilmente triggerabile e quindi implica un contributo poco significativo.

La richiesta della presenza di un muone piuttosto energetico insieme ad un fotone vicino che condivida l' energia dell' originario tau, non rappresentano di per sè una segnatura sperimentale esclusiva come i tre muoni ben collimati del canale studiato nel capitolo precedente e quindi in prima approssimazione ci si attende un fondo molto più elevato.

D' altra parte, accanto a questa caratteristica, occorre pure considerare che un' analisi basata sull' identificazione di un qualunque canale di decadimento del tau proveniente da W, deve implicare la presenza di un neutrino molto energetico rilevabile come grande energia mancante.

Dal capitolo precedente si è trovato che un taglio su questa variabile implica una rimozione di circa il 98% degli eventi QCD da quark pesanti. Appare quindi chiaro che, combinando tutte queste particolarità nell' identificazione del segnale, le possibili fonti di background si riducono notevolmente. Guardando nuovamente all' interno delle sorgenti di muoni considerate in 6.3.1 appare evidente che gli unici contributi realmente importanti per il fondo devono provenire dai decadimenti semileptonici del W.

Nel presente studio si sono considerate le seguenti sorgenti di background:

- $pp \rightarrow W \rightarrow \mu\nu_\mu$. Questi eventi presentano, usando correzioni NLO valutate con l'uso di opportuni k-factors, una sezione d'urto di produzione totale di 19nb. In questi eventi la presenza del fotone può avvenire tramite i decadimenti di mesoni leggeri (pioni) o fenomeni di bremmstrahlung. Sono stati generati, senza forzare nulla, 40000 eventi che sono anche stati completamente simulati.
- $pp \rightarrow W\gamma \rightarrow \mu\gamma\nu_\mu$. Questa è la produzione radiativa (processo 20 nelle data-cards di PYTHIA) con successivo decadimento semileptonico del W in muone e neutrino. La sezione d'urto di produzione totale è estremamente minore rispetto al primo tipo di fondo selezionato (0.133 nb) e sono stati prodotti 3500 eventi.

- $pp \rightarrow W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau \nu_\tau$. La sezione d'urto per questo processo è di 2.1nb. Sebbene la sezione d'urto rispetto al primo campione di eventi considerati sia minore (dovuta al 13% del decadimento del tau in muone incluso in questo processo) questo tipo di eventi costituisce il fondo più pericoloso. Infatti, come si vedrà, il muone di questi eventi presenta caratteristiche cinematiche simili a quelle del muone del segnale sia nella distribuzione dell'impulso trasverso sia in quella della significanza del parametro di impatto. Sono stati generati e simulati 3500 eventi

Accanto a questi eventi, pure potenziali sorgenti di fondo, non considerate in questo studio sono gli eventi $pp \rightarrow Wn - jets$ con $W \rightarrow \mu \nu_\mu, jet \rightarrow \gamma$. A questo punto del lavoro non è stato neppure possibile aumentare ulteriormente la statistica per gli eventi di fondo considerati, a causa della limitazione del tempo di calcolo disponibile.

7.3 Caratteristiche del segnale: identificazione

Il segnale è stato generato usando il generatore PYTHIA 6.152 imponendo al bosone W di decadere in un tau e neutrino e quindi forzando il decadimento del tau $\tau \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$. Compatibilmente con la conservazione della carica elettrica sono stati sostituiti il pione e il neutrino con un muone e con un fotone. In questo modo si è assunta una simmetria sferica del decadimento $\tau \rightarrow \mu \gamma$. La caratteristica principale del segnale è la presenza di un muone e di un fotone ad esso vicino. Il muone che proviene dal decadimento del tau è caratterizzato da un impulso trasverso mediamente più piccolo rispetto al muone che proviene dal decadimento diretto del W e deve presentare anche un parametro di impatto maggiore in quanto si origina in un punto sensibilmente differente dal vertice primario.

L'energia trasversa del fotone deve presentare una distribuzione simile a quella dell'impulso trasverso del muone e deve essere vicino al muone presentando una distanza angolare maggiore di un valore minimo, imposto dalla cinematica del decadimento a due corpi e comunque minore di una soglia che è stata fissata per migliorare il rapporto segnale rumore.

Il fotone viene identificato tramite la ricostruzione di jet elettromagnetici; nel programma di ricostruzione è usato il pacchetto per il trigger di livello-1 e livello-2 (EgammaL1Selection e EgammaL2Selection) descritti in [38]. Il primo controllo che si è reso necessario per lo studio di questo canale è stato quello di verificare le prestazioni che si ottengono con queste classi di ricostruzione. Nel paragrafo 2.4 si è visto quali sono le risoluzioni nominali attese per i calorimetri elettromagnetici di CMS mentre nel paragrafo 2.6 si è discusso sommariamente come vengono ricostruiti i fotoni nel sistema di trigger. Qui si mostra quello che è stato ottenuto applicando le classi di ricostruzione, a livelli

di trigger più alti, su eventi di segnale, con fotoni che mediamente presentano una energia trasversa intorno i 20 GeV. Nelle figure 7.1 e 7.2 sono indicate le risoluzioni sulla energia trasversa e sull' angolo azimutale del fotone ricostruito ottenute nella regione del barrel senza tagli applicati sulle soglie di trigger.

La risoluzione energetica trovata di 240 MeV è in accordo con le nominali

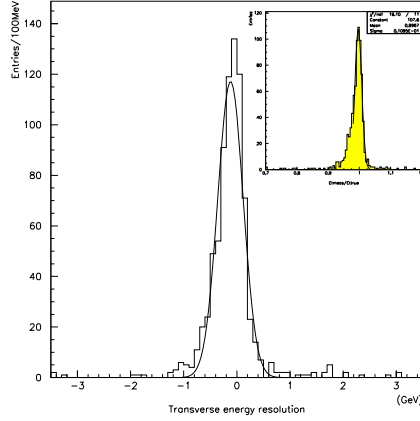


Figura 7.1: Risoluzione sull' energia trasversa per fotoni ricostruiti.

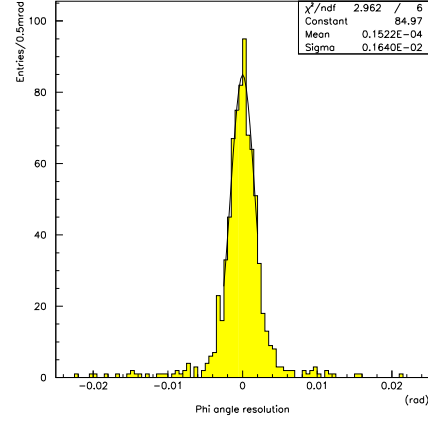


Figura 7.2: Risoluzione sull' angolo azimutale per fotoni ricostruiti.

prestazioni che ci si attende per gli ECAL di CMS:

$$\frac{\sigma_{Et}}{Et} = \frac{5\%}{\sqrt{Et}} \quad (7.1)$$

con Et espressa in GeV. La risoluzione angolare efficace ottenuta è di 1.6 mrad. Per quanto riguarda le risoluzioni energetiche e angolari dei muoni, i risultati previsti e verificati nel capitolo precedente continuano a valere. La selezione del segnale richiede l' insieme dei seguenti criteri:

- Trigger di livello 1 di CMS
 1. HLT: presenza di un singolo muone con un momento trasverso ricostruito a livello-1 ($Pt(L1)$) maggiore di 20 GeV/c oppure
 2. 1 fotone singolo con una energia trasversa ricostruita a livello 1 ($Et(l1)$) maggiore di 25 GeV oppure
 3. 1 muone con $Pt(L1)$ maggiore di 6 GeV/c e un fotone con $Et(L1)$ maggiore di 15 GeV

- un fotone candidato ricostruito a livello-2 del trigger calorimetrico e un muone candidato a livello-3 del trigger muonico
- Energia trasversa ricostruita del fotone maggiore di 20 GeV
- Energia trasversa mancante (MET) maggiore di 20 GeV
- Impulso trasverso del muone $6\text{GeV}/c < P_T(\mu) < 20\text{GeV}/c$
- $0.07 < \sqrt{\Delta\phi_{\mu\gamma}^2 + \Delta\eta_{\mu\gamma}^2} < 0.16$
- Significance del parametro di impatto trasverso del muone maggiore di 2
- $M(\mu\gamma) = M_\tau \pm 50\text{MeV}/c^2$

Applicando questi criteri di selezione è stato trovata una efficienza per il segnale di 4.9%. La risoluzione sulla massa ricostruita del sistema a due corpi muone-fotone con le risoluzioni previste per il detector ottenuta per il segnale (7.7) è di $36\text{MeV}/c^2$, decisamente peggiore di quella che hanno ottenuto nell'esperimento CLEO II [6] di $25\text{MeV}/c^2$ e in una simulazione veloce di Atlas [41] di $20\text{MeV}/c^2$.

7.4 Rejezione del fondo ed estrazione del limite

Dopo aver applicato lo stesso set di tagli agli eventi di fondo considerati si è trovato che nemmeno un evento fra questi sopravvive alla selezione del taglio finale sulla massa ricostruita. Nelle figure 7.3 e 7.4 sono mostrate le distribuzioni del momento trasverso e della significance del parametro di impatto del muone per il segnale (in verde) per il fondo $pp \rightarrow W \rightarrow \mu\nu$ (in rosso) per il fondo $pp \rightarrow W\gamma \rightarrow \mu\gamma\nu$ (linea punteggiata) e per il fondo $pp \rightarrow W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ (in linea tratteggiata).

Da questi plot si nota in prima informazione come gli eventi di fondo da $pp \rightarrow W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ mostrino una distribuzione per le quantità cinematiche relative al muone molto simili a quelle del segnale a differenza degli altri due tipi di fondo con un muone che si origina dal vertice primario ed è mediamente più rigido. Nelle figure 7.5 si mostra invece l'energia trasversa del fotone ricostruito, che per il segnale è in più elevata che per il fondo. Nella 7.6 si mostra la distanza angolare fra il muone e il fotone. Qualora il programma di ricostruzione trova un fotone per il fondo esso è solitamente molto lontano dal muone. In questa figura si prende in considerazione solo la regione interessante per il segnale in cui cade solo una piccola frazione degli eventi di fondo. Si può notare come il segnale presenti una distribuzione in una stretta regione (sempre in verde) che permette di fissare un intervallo di

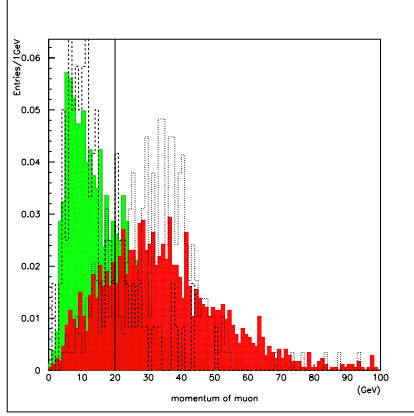


Figura 7.3: Distribuzione dell' impulso trasverso del muone per il segnale (area verde), $W \rightarrow \mu\nu$ (area rossa), $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu\nu\nu$ (linea punteggiata) e $W\gamma \rightarrow \mu\nu\gamma$ (linea tratteggiata)

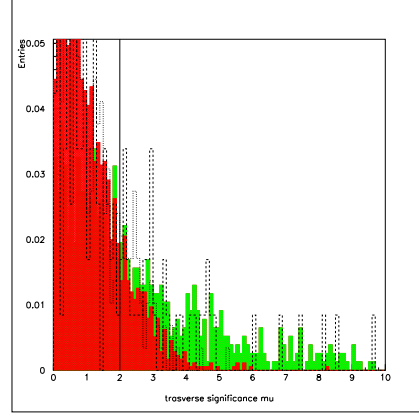


Figura 7.4: Significance del parametro di impatto trasverso del muone per il segnale (area verde), $W \rightarrow \mu\nu$ (area rossa), $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu\nu\nu$ (linea punteggiata) e $W\gamma \rightarrow \mu\nu\gamma$ (linea tratteggiata)

accettazione fra 0.07 e 0.16. In Tabella 7.1 sono riassunti i risultati dell'analisi sviluppata sugli eventi Montecarlo a disposizione.

La statistica a disposizione è, soprattutto per gli eventi di fondo $W \rightarrow \mu\nu$, insufficiente. Nessun evento sopravvive all'insieme di tagli apportati ma questo significa che si può solo mettere un limite sul limite superiore della sensibilità. D'altra parte una statistica iniziale adeguata per questo genere di eventi dovrebbe essere dell'ordine di 10^8 eventi per il primo tipo di fondo, di 10^5 per gli eventi del secondo tipo e 10^7 per il terzo tipo.

Questo è stato impossibile a causa delle limitate risorse di calcolo. Si è aggirato il problema facendo alcune ipotesi che hanno permesso di fare tuttavia delle stime. La prima ipotesi, sulla falsa riga di quanto fatto per l'analisi del canale $\tau \rightarrow 3\mu^\pm$ con il leptone tau proveniente dalla sorgente W per il taglio dell'energia mancante, è il supporre che la combinazione del taglio in massa con il taglio della distanza angolare, sia, per il fondo, indipendente da tutti gli altri tagli. Questa assunzione è stata verificata in via del tutto preliminare andando a vedere quale percentuale di eventi di fondo viene rimossa dal taglio sulla massa ricostruita, sia applicandolo prima che dopo ogni altro taglio, escluso il taglio sulla distanza angolare. Si è trovato, nei limiti della statistica a disposizione, che questa percentuale non è sensibile a nessuno degli altri tagli

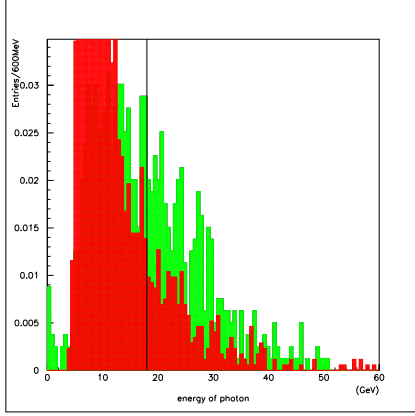


Figura 7.5: Energia trasversa ricostruita del fotone per il segnale (regione verde) e il fondo inclusivo (regione rossa)

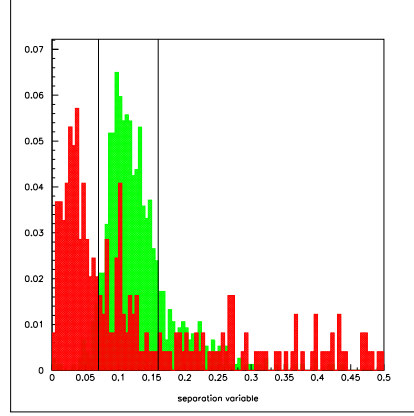


Figura 7.6: Distanza angolare fra il muone e il fotone ricostruito (verde il segnale, rosso fondo inclusivo)

ma varia solo con la distanza angolare fra il muone e il fotone. In questo modo l'efficienza globale dell'analisi si può esprimere come:

$$\epsilon_{analisi} = \epsilon_{trigger} \times \epsilon_{altri-tagli} \times \epsilon_{massa+distanzaangolare}$$

intendendo con $\epsilon_{trigger}$ la frazione di eventi che passano il trigger di livello 1 e il trigger di alto livello (HLT) descritto in precedenza, con $\epsilon_{altri-tagli}$ la frazione di eventi che, sorpassato il criterio di HLT, rimangono applicando in cascata tutti i tagli descritti escluso il criterio sulla distanza angolare e sulla massa e con $\epsilon_{massa+distanzaangolare}$ la frazione di eventi che dopo aver superato il criterio di HLT, sopravvivono alla combinazione della selezione sulla distanza angolare e il taglio in massa combinati. Legato al fatto che l'applicazione contemporanea del trigger e della combinazione del taglio sulla distanza angolare $\mu - \gamma$ con il taglio sulla loro massa ricostruita elimina comunque ogni evento MonteCarlo del fondo, per la valutazione dell'efficienza globale si è ricorsi ad una seconda ipotesi. Si è assunta per semplicità una distribuzione della massa ricostruita del muone con il fotone uniforme fino a $3 \text{ GeV}/c^2$. Con questa assunzione, per valutare il numero di eventi attesi nell'intervallo di massa accettato per il segnale si è semplicemente riscalato il numero di eventi che, passata la selezione di HLT e il criterio di selezione sulla distanza angolare, cadono nell'intervallo di massa $[0-3] \text{ GeV}/c^2$. Questa ipotesi di uniformità è argomentata nel riquadro in alto di figura 7.8. Qui si mostra la distribuzione della massa ricostruita del sistema muone-fotone per il fondo nell'intervallo

Tabella 7.1: I numeri dell' analisi per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$

Cut	Segnale	$W \rightarrow \mu\nu$	$W\gamma \rightarrow \mu\gamma\nu$	$W \rightarrow \tau\nu_\tau$ $\rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\tau\nu_\mu$
Iniziali	1892	~ 40000	3500	3500
L1-trigger	1328	20281	2000	1359
HLT	817	2082	292	119
$E_T(\gamma) > 20\text{GeV}$	362	360	61	15
$\text{MET} > 20\text{ GeV}$	326	254	16	13
$6\text{GeV}/c < P_T(\mu) < 20\text{GeV}/c$	218	60	6	7
$0.07 < \Delta R_{\mu\gamma} < 0.16$	197	2	0	1
$\sigma(IP)/IP > 2$	109	0	0	0
$M(\mu\gamma) = m_\tau \pm 50\text{MeV}/c^2$	88	0	0	0

fra 0 e 3 GeV/c^2 subito dopo la selezione del trigger di alto livello (HLT). La distribuzione in questo intervallo è simile anche dopo il taglio della distanza angolare. È visibile come il fondo presenti un picco intorno 1 GeV/c^2 , per cui l' efficienza sulla selezione in massa così calcolata risulta sottostimata. Per il fondo sono state valutate le seguenti efficienze con l' analisi illustrata:

- $W \rightarrow \mu\nu = 2\text{E-}08$
- $W\gamma \rightarrow \mu\gamma\nu < 5\text{E-}07$
- $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\tau\nu_\mu = 7\text{E-}07$

È stato verificato quello che era atteso, trovando una efficienza per l' analisi del fondo $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\tau\nu_\mu$ migliore delle altre.

Questi numeri trovati si traducono in un numero atteso di eventi che sorpassano la nostra analisi dopo un anno di bassa luminosità data da 4 eventi attesi per il primo fondo, meno di un evento per il secondo tipo e 15 eventi attesi per il fondo più insidioso, con il muone che assume caratteristiche molto simili a quelle del segnale.

Soprattutto per il primo campione usato per il fondo, le incertezze statistiche sono molto importanti e solo aumentando la statistica attuale di almeno un fattore 10 si possono contenere questi errori e conoscere meglio il contributo che può provenire da questi eventi.

Tramite queste considerazioni si è potuto estrarre un limite sulla sensibilità sperimentale al Branching Ratio per questo canale che risulta essere $9\text{E-}07$ valore che migliora solo leggermente l' attuale valore sperimentale di CLEO II ($1\text{E-}06$). Con questo studio si è confermato quello che aveva già trovato Atlas [41] e cioè che ad LHC non è possibile migliorare la sensibilità ottenibile ad esempio nelle B-factory di prossima generazione per il canale $\tau \rightarrow \mu\gamma$

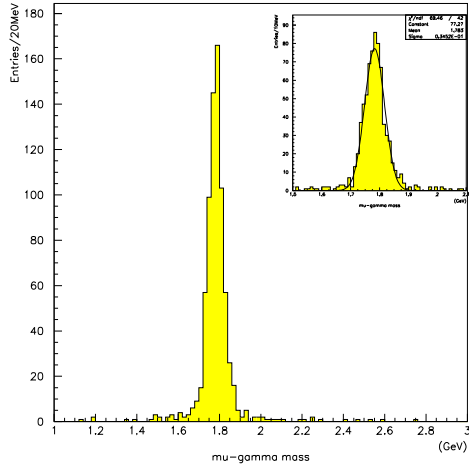


Figura 7.7: Massa ricostruita del sistema muone-fotone per il segnale

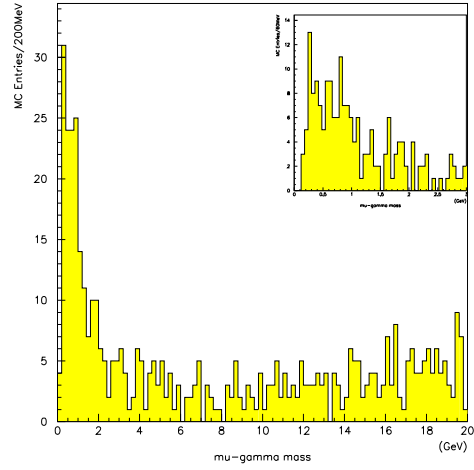


Figura 7.8: Massa ricostruita del sistema muone-fotone per il fondo

Capitolo 8

Conclusioni

In questa tesi è stata studiata la sensibilità del rivelatore CMS a due processi di decadimento senza neutrini del leptone τ , il $\tau \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ e il $\tau \rightarrow \mu \gamma$. Per quanto riguarda il canale trimuonico, un dettagliato studio delle principali sorgenti di leptone tau ad LHC ha messo in evidenza che tre sono le sorgenti efficacemente triggerabili a CMS a regime di bassa luminosità del collisionatore (i bosoni W, Z e i mesoni di quark pesanti B). L'aspetto più delicato per questo lavoro è stato comunque lo studio del fondo. Si è giustificato il perchè molte delle sorgenti di muoni a CMS non possono mimare efficacemente il segnale e si è concentrato lo sforzo su eventi con uno stato finale di tre muoni da eventi QCD di quark pesanti. Si sono sviluppati tre differenti strategie di selezione per le tre differenti sorgenti di segnale utilizzando come fondo particolarissimi canali che sono realmente gli unici potenziali e pericolosi candidati al fondo. Dopo un solo anno di presa dati a bassa luminosità ($10 fb^{-1}$), usando la più importante sorgente di segnale, che è data dal W, è possibile fissare se non si dovesse scoprire il segnale un limite superiore della sensibilità di $8.4E-08$ al 90% di livello di confidenza. Un valore questo che, pur migliorando di circa 20 volte l'attuale sensibilità sperimentale, non permetterebbe di fornire alcun vincolo a modelli teorici come mSUGRA con neutrini right-handed e costanti universali alla scala GUT.

In seguito ai risultati ottenuti dallo studio del decadimento trimuonico, è stato studiato anche il canale mu- gamma. Si sono individuati gli eventi che costituiscono il fondo a questo processo nei canali di decadimento leptonic della W e in particolar modo il canale di decadimento $W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\tau \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$. Questo canale presenta un muone con caratteristiche simili al muone del segnale e limita pesantemente la possibilità di migliorare la sensibilità sperimentale a questo decadimento. Per il decadimento $\tau \rightarrow \mu \gamma$ si è trovato pertanto che non ci si attende un sostanziale miglioramento della prestazioni rispetto CLEOII o altri esperimenti delle moderne b-factories. Questi studi sono stati condotti

in un regime di bassa luminosità di LHC e non si sono tenuti in considerazione effetti di pile-up. In futuro sarà necessario estendere l'analisi anche a regimi di alta luminosità; solo in questo modo sarà possibile fissare un limite sperimentale che sfrutti appieno le possibilità del futuro collisionatore. Ma questo richiede studi ulteriori e una statistica Monte Carlo per il fondo che a questo livello di analisi non è stato potuto realizzare.

Un ruolo chiave nel miglioramento previsto della sensibilità sperimentale è giocato dalle prestazioni del tracciatore. La garanzia di queste dopo anni di presa dati ad LHC, in cui i componenti al silicio sono soggetti ad alte dosi di radiazioni, viene data da particolari soluzioni tecnologiche e fisiche adottate ma anche da particolari specifiche elettriche e meccaniche. Queste devono essere soddisfatte e per garantirsi che le aziende fornitrici le rispettino, la collaborazione CMS ha istituito dei centri di Controllo qualità di cui Perugia è uno. In questa sede si sono dovuti sviluppare i programmi LabView e si è dovuto mettere a punto un set-up per la caratterizzazione dei medesimi completamente automatizzato. Oggi il sistema è funzionante e lavora a regime, potendo caratterizzare completamente fino a ventidue sensori ogni due giorni.

Appendice A

L'apparato sperimentale

A.1 Messa a punto del setup sperimentale

Si dà qui di seguito una breve descrizione dell' apparato sperimentale che è stato utilizzato per la messa a punto del setup delle misure di caratterizzazione elettrica su i rivelatori a microstrisce. In figura A.1 è mostrato lo schema dei collegamenti utilizzati per il test automatico di CMS nel quale non è stato incluso l' analizzatore CV Keithley 590, ora sostituito dall' Agilent 4284A. . La chiusura/apertura opportuna dei contatti dell' unità di switch Kethley 707 (7072HV) permette di cambiare la topologia del circuito consentendo di fare ogni misura e garantendo una notevole elasticità d' uso. Ad ogni colonna di questa unità (da 1 a 61) è collegato uno dei 58 aghi della probe card o uno degli aghi di test (BACK, BIAS, GARD). Ad ogni riga (da A ad H) sono invece collegati gli strumenti di misura.

In questa sede si sottolinea che molto lavoro si è reso necessario, sotto molti aspetti, per l'ottimizzazione del sistema.

Accenno solo ad alcuni punti topici. Prima di tutto il passaggio dal Keithley 590 all Agilent 4284A per le misure di capacità (CV e CAC). Quest' ultimo presenta diversi vantaggi rispetto al 590. Permette di fare misure in un intervallo di frequenza fra 20 Hz a 1MHz (mentre con il Keithley 590 si poteva operare solo a 100KHz o a 1 MHz). Prevede una connessione a 4 cavi (HI_{pot} , HI_{cor} , LO_{cor} e LO_{pot}) anziché avere un cavo per il segnale in tensione uscente ed uno per la corrente entrante dalla quale si calcola l' impedenza. In questo modo, specie ad alte frequenze, si evita la comparsa di campi magnetici esterni che comportano mutua induttanza e interferenze di segnale fra i cavi che deteriorano la misura. Un altro aspetto è legato alla necessità di proteggere l' Agilent 4284A LCR da tensioni di ingresso maggiori di 20V. Si è dovuto introdurre nel circuito uno strumento di accoppiamento (scatola) in cui si combinano esternamente al LCR-metro stesso l' impulso del segnale oscillante

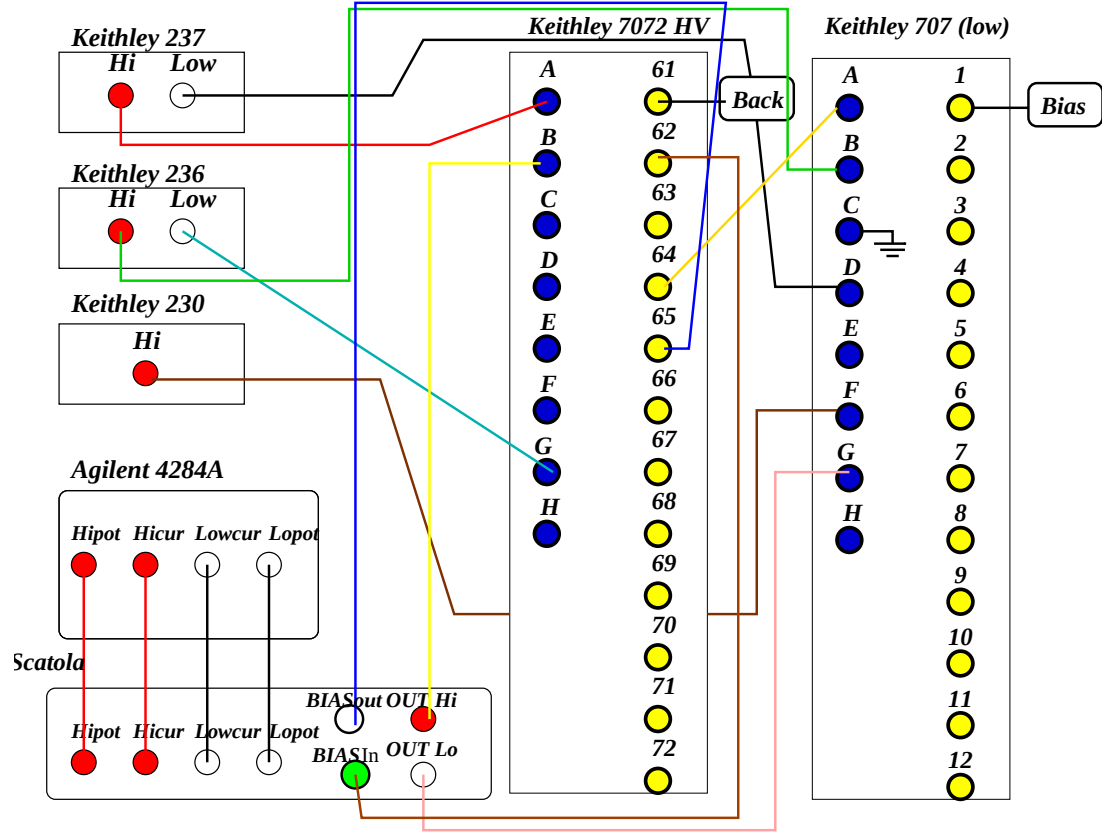


Figura A.1: Schema della configurazione delle connessioni messe a punto per il processo di qualificazione dei rivelatori a microstrisce di CMS

emesso dall' Agilent 4284A al bias che si vuole fornire al sensore tramite il 237, valore che per la CV deve raggiungere i 300V. Un terzo grosso problema è legato al “*garding*”. I cavi triassiali che portano l' alta tensione (fino a 1100V) del Keithley 237, presentano la shell più interna alla stessa tensione del conduttore interno portando a grandi vantaggi nella conduzione del segnale evitando correnti di leakage nel conduttore interno. Tuttavia i connettori di ingresso alla test station sono biassiali e l' uso di semplici adattatori tri-biassiali implicano una brusca interruzione della tensione nella shell interna e tutta una serie di conseguenze. Per evitare questo un pannello di opportuni connettori è stato messo a punto all' ingresso della gabbia di Faraday della test station.

A questi punti si aggiunge il costante lavoro mirato a rendere ottimali tutte le connessioni fra i vari strumenti e le connessioni di questi a massa, cercando di evitare “loop di massa” e comunque cercando di minimizzare la cablatura stessa e ottimizzare la schermatura da campi elettrici e rumore ambientale.

Sebbene infatti i singoli strumenti sono potenzialmente capaci di apprezzare quantità dell'ordine di frazioni di pA e/o pF, queste precisioni possono essere raggiunte solo se tutto l'apparato, presenta lo stesso livello di accuratezza.

A.2 Strumenti di misura elettrica e meccanica

Collocate all'interno del laboratorio "Camera bianca di Perugia", le due stazioni di test elettrico e meccanico per le quali sono stati sviluppati i programmi di acquisizione dati e si è provveduto a configurare opportunamente, sono caratterizzate dai seguenti elementi:

- La test station Karl Susse PA150 è costituita da una gabbia di Faraday con una serranda che in fase di test (cioè quando viene applicata tensione di alimentazione ai sensori) è serrata per non far passare luce che aumenterebbe la corrente di leakage o addirittura potrebbe danneggiare il sensore.

Il tutto poggia su supporti particolari che rendono la struttura completamente isolata da eventuali vibrazioni del terreno. Nella test station sono presenti:

1. chuck universale, mobile, isolato elettricamente da tutto il resto, sopra il quale si posizionano i sensori che vengono assicurati da un impianto di vuoto. Il chuck è dotato di una punta che permette il contatto con il *backplane* del sensore e quindi l'alimentazione del medesimo.
2. cassetta o magazzino, nel quale si possono posizionare fino a 22 sensori. Un laser scandaglia la cassetta immagazzinando l'informazione del numero di sensori
3. caricatore che è un braccio meccanico capace di prendere tramite una forchetta i sensori dal magazzino e per mezzo di movimenti opportunamente programmati posizzionarli sopra il chuck.
4. microscopio posizionato sopra il chuck, utilizzato dal programma per il *pattern recognition* e quindi per posizionare sempre nello stesso punto i sensori.
5. probe card, in cui sono presenti gli aghi per il contatto elettrico con le strips del sensore, a sua volta collegata ai vari canali di lettura degli strumenti.
6. motori, sistema di vuoto, cablatura triassiale e cavi GPIB concludono la lista di ciò che costituisce la stazione di test.

- Strumenti elettrici e di controllo

1. Keithley 236/237: sono unità programmabili come sorgenti di tensione e misuratori di corrente o sorgenti di corrente e misuratori di tensione. Possono fornire una tensione (fino a 1100V per il 237 110 V il 236) e misurano una corrente fino a 100mA o viceversa a seconda della modalità d'uso. Sono previste svariate opzioni programmabili tramite bus GPIB. La possibilità di generare fino a sei differenti forme di segnale in tensione (a scala, a impulsi, DC e miscele dei tre) programmando opportunamente i tempi di ritardo e il livello della tensione. La possibilità di cambiare il tempo di integrazione necessario al convertitore A/D per fornire la risposta, ottimizzando i tempi e la precisione, di scegliere l' opzione autogamma che fornisce il miglior intervallo di misura fra i possibili, di usare dei filtri per rendere stabili misure rumorose e la possibilità di fissare il valore della corrente di *compliance* sopra la quale lo strumento cessa di fornire tensione evitando di danneggiare sia il sensore che tutti i circuiti esterni.
2. Keithley 707 switching matrix, consente di chiudere i contatti elettrici via software ottenendo una configurazione del circuito elettrico modulabile di volta in volta per il tipo di misura da fare. Ci sono 5 unità per la bassa tensione ed una (7072 HV Semiconductor Matrix Card) per tensioni superiori a 200 V (ma minori di 1300V) di 8 righe per 12 colonne.
3. Keithley 590 analizzatore di CV, misura la capacità (o la conduttanza) in funzione della tensione che si applica, può fare misure in frequenza di 100 KHz e 1 MHz. Presenta 4 differenti range di misura (2pF/2 μ S, 20pF/20 μ S, 200pF/200 μ S, 2nF/2mS).
4. Agilent 4284A LCR meter, misura la capacità, l' induttanza e la resistenza di ogni componente elettronica di un circuito. Permette di fare misure in un ampio intervallo di frequenze garantendo una accuratezza della misura di capacità di 0.05%. Ha incorporato una potente funzione di correzione automatica che permette di valutare, in maniera programmabile, le capacità parassite del circuito (opzioni di correzioni OPEN,CLOSE e Cable lenght).
5. Keithley 230 è un generatore di tensione programmabile come tutti gli altri
6. Keithley 595 misura capacità in maniera quasi statica. Rappresenta una alternativa all' Agilent nella misura delle CaC.
7. PC con installato LabView che, tramite un bus GPIB controlla gli strumenti e i motori della test station.

- TavoloXY è costituito da:
 1. una coppia di bracci che, tramite due motori, si muovono in due direzioni ortogonali (XY). Sopra questi è stata ricavata un'area di test che tramite un impianto di vuoto assicura il sensore (*gig*).
 2. un telescopio fisso posizionato sopra il tavolo e un monitor ad esso collegato permette di monitorare il sottostante sensore
 3. un PC con LabView installato in cui sono stati scritti i programmi per controllare il sistema del test meccanico.
- Misuratore HT misura la temperatura e l'umidità in quattro punti differenti della camera pulita tramite 4 probe. Anche questo strumento è pilotato tramite opportuni programmi LabView che si interfacciano al programma principale del test elettrico fornendo le informazioni che completano i risultati del test. Una delle probe è infatti inserita nella gabbia di Faraday della test station e permette di avere un controllo di H&T esattamente dove si eseguono le misure elettriche.

Appendice B

mSUGRA

Nello scenario MSUGRA con neutrini right handed il super potenziale visto nel MSSM (eq. 5.26) si riscrive nel settore leptónico come [21]:

$$W_{mSUGRA} = \bar{e}_i \mathbf{y}_{i,j}^e L_j H_u + \bar{n}_i \mathbf{y}_{i,j}^n L_j H_d + \frac{1}{2} \mathbf{M}_{\nu i,j}^R \bar{n}_i n_j \quad (\text{B.1})$$

dove si è introdotto un nuovo supercampo chirale (n_i) che contiene neutrini right-handed (così come e_i contiene i leptoni carichi right-handed), la matrice di massa di Majorana e la matrice degli accoppiamenti alla Yukawa nel settore neutrinico ($\mathbf{y}_{i,j}^n$). Gli indici i, j sono relativi alle generazioni.

Allo stesso modo il termine di rottura soft della supersimmetria contiene nella sua forma generale anche i super campi (n_i).

$$L_{Soft} = 5.29 + \bar{\tilde{n}}_i \mathbf{a}_{n,ij} \tilde{L} H_u - \bar{\tilde{n}} \mathbf{m}_{\tilde{n}}^2 \tilde{n} + B_\mu \bar{\tilde{n}}_i \tilde{n}_j \mathbf{M}_{\nu i,j}^R \quad (\text{B.2})$$

Nella base dove la matrice di Yukawa $\mathbf{y}_{i,j}^e$ e la matrice di massa di Majorana $\mathbf{M}_{\nu i,j}^R$ sono simultaneamente diagonalizzate come $\mathbf{y}_{i,j}^e = f_L \delta_{ij}$ e $\mathbf{M}_{\nu i,j}^R = M_\nu^R \delta_{ij}$, gli accoppiamenti nel settore neutrinico non sono generalmente diagonali e assumono la forma:

$$\mathbf{y}_{i,j}^n = (\mathbf{U}_{ik}^\dagger)_D f_\nu^k (\mathbf{U}_{kj})_D \quad (\text{B.3})$$

con U_D una matrice unitaria che fa passare dalla base che diagonalizza $\mathbf{y}_{i,j}^e$ e $\mathbf{M}_{\nu i,j}^R$ ad una che diagonalizza $\mathbf{y}_{i,j}^n$. In stretta analogia con quello che accade nel settore adronico del Modello Standard con l' introduzione della matrice CKM, si può definire una matrice, V_{MNS} strettamente correlata a questa matrice unitaria di trasformazione ([17]), e che quantifica l'entità del mixing nel settore leptónico.

Nella base dove gli accoppiamenti alla Yukawa nel settore neutrinico sono

diagonali le masse dei neutrini di Dirac avrebbero il valore:

$$m_{\nu_i} = f_{\nu_i} \mathbf{v} \sin(\beta) / \sqrt{2} \quad \text{con} \quad \mathbf{v} = 2(\langle H_u^2 \rangle + \langle H_d^2 \rangle) \approx (246 \text{ GeV})^2 \quad (\text{B.4})$$

ma questo non è vero se ci si mette nella base dove i leptoni carichi e il neutrino di Majorana sono diagonali. Alla scala della massa di Majorana (M_{ν_R}) la forma della matrice di massa del neutrino left-handed, si ottiene tramite lo stesso meccanismo See-Saw descritto precedentemente e assume la forma [21]:

$$m_\nu = \frac{1}{M_R} V^T \begin{pmatrix} f_{\nu_1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & f_{\nu_2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & f_{\nu_3}^2 \end{pmatrix} V \frac{v^2 \sin^2(\beta)}{2} \quad (\text{B.5})$$

Così per $V \neq 1$ gli autostati di massa del neutrino sono non-degeneri e molto piccoli per $M_R = 10^{12} - 10^{15} \text{ GeV}$ dando luogo a processi di LFV. Ma questo mescolamento riguarda ancora esclusivamente scale di energia sopra la massa di Majorana alla quale si è introdotto il neutrino right-handed. In mSUGRA però, i parametri di *SUSY soft breaking* sono proporzionali alle costanti universali e/o alle masse alla scala gravitazionale:

$$\mathbf{y}_{i,j}^e = f_{ij}^L A_0, \quad \mathbf{y}_{i,j}^n = f_{ij}^N A_0 \quad (\text{B.6})$$

Alla scala di energie di rottura elettrodebole, gli stessi meccanismi di LFV che sono stati argomentati alla scala di energia della massa di Majorana per gli accoppiamenti alla Yukawa dei neutrini, si trasmettono ai parametri della lagrangiana di rottura di SUSY inducendo dei termini non diagonali nella matrice di massa degli sleptoni left.

È qui per mezzo di questi termini che si hanno processi di violazione del sapore leptonico carico.

Questo è visibile esplicitamente risolvendo le equazioni di rinormalizzazione ad un loop (RGE's del MSSM con neutrini right-handed, si veda per esempio uno qualunque dei lavori in [18]) con cui si trovano approssimate espressioni per i termini fuori diagonale della matrice di massa degli sleptoni alle basse energie:

$$\begin{aligned} (\delta m_L^2)_{ij} &\approx \frac{1}{8\pi^2} (Y_N Y_N^\dagger)_{ij} (3m_0^2 + A_0^2) \log\left(\frac{M_{GUT}}{M_R}\right) + \dots \\ &\approx \frac{1}{8\pi^2} (U_D)_{ik} (U_D)_{jk}^\dagger f_{\nu k}^2 (3m_0^2 + A_0^2) \log\left(\frac{M_{GUT}}{M_R}\right) + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Elementi fuori diagonali si hanno anche nelle costanti di accoppiamento per quanto l'effetto sia minore:

$$\mathbf{a}_{ij}^e = -\frac{3}{8\pi^2} A_0 f_L (U_D)_{ik} (U_D)_{jk}^\dagger f_{\nu k}^2 \log\left(\frac{M_{GUT}}{M_R}\right) \quad (\text{B.8})$$

Bibliografia

- [1] F.Mandl and G.Shaw, Quantum field theory, John Wiley& Sons, 1984
- [2] David Griffiths, Introduction to elementary particles, 1987 John Wiley & Sons,Inc.
- [3] W.R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics experiments, an how to approach* Springer-Verlag New York, Incorporated
- [4] P. Langacker,M.-X Luo and K.Mann*Rev.Mod.Phys.***64** 1992
- [5] hep-ex/9910060 v1, *Update of the search for neutrinolessdecay $\tau \rightarrow \mu\gamma$* , CLEO collaboration
- [6] hep-ex/9712010 v1, *New limit for Neutrinoless Tau Decays* CLEO collaboration
- [7] M.M.Angarano, Tesi di dottorato. *Studio degli effetti indotti da radiazioni in rivelatori al silicio*
- [8] L.Bellucci, Tesi di dottorato. *MSSM Neutral Higgs Bosons searches at CMS in the $\mu^+\mu^-$ channel*
- [9] Kenneth Lane, An introduction to technicolor, hep-ph/9401324
- [10] J.Wess and J.Bagger,*Supersymmetru and Supergravity*, Princeton Series in Physics (Princeton University Press, 1983
- [11] Manuel Dress, An introduction to Supersymmetry, hep-ph/9611409
- [12] L. Girardello and M.T.Grisaru, Nucl.Phys.B194, 65 1982
- [13] hep-ph/0204133,
M. Gomez, G.Leontaris, S.Lola and J.Vergados Phys.Rev D59 (1999) 116009
- [14] Kalman,R.E. 1960, A new approach to Linear Filtering and Prediction Problem, Transaction of the ASME- Journal of Basic Engineering, pp 35-45

- [15] hep/ph 9911459 J.Ellis et al.
- [16] B.M.Pontecorvo, Phys.Lett B28, 493 (1969)
- [17] Z.Maki, M.Nakagawa e S.Sakata, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 247
- [18] F.Borzomuti and A.Masiero, Phys.Rev. Lett.57(1986) 961;
G.K. Leontaris, K. Tamvakis and J.D.Vergados Phys.Lett.B171 (1986) 412;
T.S. Kosmas et.al Phys. Lett. B219(1989) 457; J.A.Casas e A.Ibarra,Nucl.Phys. B618 (2001) 171;
S.Lavignac, I. Masina e C.A.Savoy,Phys.Lett. B 520 (2001) 269 ,Phys. Rev.D53(1996)2442;
S.F.King e M.Oliveira,Phys.Rev.D60(1999) 035003;
J.Misano, T. Moroi, K.Tobe and M. Yamaguchi Phys. Lett. B357 (1995) 579;
e anche hep-ph/0202096
- [19] hep-ex/9807003 *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, The Super-Kamiokande Collaboration
- [20] *Measure of charged current interaction produced by solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, The SNO collaboration, http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first_results/page00.html
Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interaction at the Sudbury Neutrino Observatory, The SNO collaboration, http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/results_04_02/NC/page00.html
- [21] hep-ph/0202096, *Neutrino radiative decay and lepton flavor violation in supersymmetric models*, M.B.Cause
- [22] hep-ph/0112077 Bi,Xiao-Jun/ Dai,Yuan Ben *Lepton Flavor Violation and its Constraints on the Neutrino Mass Models*
- [23] S.Eno,W.Smith, S.Dasu, R.Kinnunen, A.Nikitenko *A study of a First and Second Level Tau Trigger*, CMS Note 2000/055
- [24] G.Sguazzoni, G.Bagliesi, S.Gennai *A study of a Level-3 Trigger for tau hadronic decays with regional tracker reconstruction*CMS IN 2001/047
- [25] CMS TN /96-045 R.Kinnunen and D.Denegri, *B-Tagging with Impact Parameter in the CMS Tracker*
- [26] L3 note2108 UCSD L3 group *The UCSD B tag for 1996*

- [27] Nucl.Physics B345 331-368
- [28] CMS-NOTE 1997/096 G.Wrochna, Muon Trigger of the CMS Detector for LHC
- [29] CERN/LHCC 2000-38 CMS TDR 6.1, CMS collaboration
- [30] IT-2777/EP/CMS
- [31] CMS-Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38
- [32] CMS, The Muon Project, Technical Design Report, CERN/LHCC 97-32
- [33] CMS, The Electromagnetic Calorimeter Project, CERN/LHCC 97-33
- [34] Atlas Collaboration: Technical Proposal, CERN-LHCC 94-43
- [35] D. Acosta et al. *Results on L2trigger reconstruction on single and di-muon topology* CMS-NOTE 2001/011
- [36] N.Neumeister, CMS High Level triggering, Nucl.Instr. and Meth. A 462 (2000) 254-258
- [37] CMS: Electrons, Photons and Muons, N. Neumeister EPJdirect A1,1-11 (2002) Springer Verlag
- [38] E.Meschi, T. Monteiro, C.Seez and P.Vikas, Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter, CMS Note 2001/034
- [39] hep-ph/0003142 P.Nason et al. with P.Eerola *Bottom Production*
- [40] P. Bartalini, *First study of LHCb sensitivity to neutrinoless decay $\tau \rightarrow 3\mu^\pm$* , IPHE NOTE 2000-020
- [41] L.Serin, R.Stroynowski *Study of lepton numebr violating decay $\tau \rightarrow \mu\gamma$ in Atlas* Atlas internal Note PHYS-97-114
- [42] T.Sjostrand, CERN-TH/7112/93, PYTHIA Manual
- [43] <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>
- [44] Cern Program Library Writeup W5013
- [45] Brun R. and Zoll J., CERN Program Library Q100. Zebra-Data Structure Management System
- [46] CMS CR 1999/018, CMS Technical Proposal for Computing CERN/LHCC
http://cmsdoc.cern.ch/lucia/tbeamChep98_main.ps
- [47] <http://cmsdoc.cern.ch/orca>