

Tesi di laurea magistrale:
Ricerca di nuova fisica a CMS in eventi con leptoni nello stato finale

Relatore: Prof. Franco Simonetto

Correlatore: Dott. Sara Vanini

Laureanda: Lisa Benato

Università degli Studi di Padova

A Rita, Margherita, Milla.
Miei miti, miei esempi, mie ispirazioni.

Indice

1	Z' nelle teorie oltre il Modello Standard	9
1.1	Perché andare oltre il Modello Standard	9
1.2	Teorie oltre il Modello Standard	10
1.3	Modelli teorici per risonanze a massa elevata indagabili ad LHC	11
1.3.1	Modelli teorici per la Z'	11
1.3.2	Modelli teorici per altre categorie di bosoni	13
1.4	Produzione e decadimento della Z'	13
1.5	Limiti sulla Z' pre-LHC	14
1.5.1	Limiti a LEP e LEP II	14
1.5.2	Limiti ai collider adronici	14
2	La ricerca della Z' in ATLAS e CMS a 7-8 TeV	17
2.1	L'acceleratore LHC	17
2.1.1	Interazioni protone-protone	19
2.2	I rivelatori di LHC: confronto tra ATLAS e CMS	20
2.2.1	ATLAS vs CMS	20
2.2.2	Altri esperimenti	21
2.3	Limiti nella ricerca di risonanze a massa elevata	22
2.3.1	Limiti a 7 TeV	22
2.3.2	Limiti a 8 TeV	22
3	L'esperimento CMS	25
3.1	Il sistema di coordinate	25
3.2	Il solenoide	27
3.3	I tracciatori	27
3.4	Il calorimetro elettromagnetico	28
3.5	Il calorimetro adronico	29
3.6	Sistema per l'identificazione dei muoni	29
3.7	Altri rivelatori	31
3.8	Sistema di trigger	31
3.8.1	Il trigger di livello 1	32
3.8.2	L'High Level Trigger	32
3.9	Il sistema di calcolo	33
4	La ricostruzione dei muoni a CMS	35
4.1	Ricostruzione dei μ nei tracciatori	35
4.1.1	Ricostruzione locale nei tracciatori	35
4.1.2	Ricostruzione globale nei tracciatori	35
4.1.3	Prestazioni	36
4.2	Ricostruzione dei μ nel rivelatore esterno di muoni	37
4.2.1	Ricostruzione locale nelle camere a muoni	37
4.2.2	Ricostruzione globale nel rivelatore di muoni	38

4.3	Ricostruzione e identificazione dei μ utilizzando tutto CMS	39
4.3.1	Strategie globali di ricostruzione	39
4.3.2	Identificazione	39
4.3.3	Algoritmi di assegnazione del momento	40
4.3.4	Prestazioni	41
5	Analisi di efficienza e risoluzione del segnale a 8 TeV	43
5.1	Campioni di dati, segnale, fondi	43
5.1.1	Dati	43
5.1.2	Segnale Z'	43
5.1.3	Fondi	44
5.2	Selezione di muone singolo e di eventi a due muoni	44
5.2.1	Trigger utilizzato	44
5.2.2	Selezioni di muoni e coppie di muoni	45
5.3	Generazione e ricostruzione della Z'	46
5.4	Misure di accettazione ed efficienza di selezione	48
5.4.1	Accettazione	48
5.4.2	Efficienza di HLT	49
5.4.3	Efficienza combinata di ricostruzione e selezione	50
5.4.4	Grafici bidimensionali	51
5.4.5	Efficienze integrate in funzione della massa generata	52
5.4.6	Fit finale sulle efficienze	56
5.5	Risoluzione	58
5.5.1	Risoluzione in p_T	58
5.5.2	Risoluzione in massa	61
6	Confronti dei dati con i fondi stimati a 8 TeV	63
6.1	Stime dei fondi	63
6.1.1	Drell-Yan	65
6.1.2	Stime di fondi da jets con metodi data-driven	65
6.1.3	Fondi da raggi cosmici	67
6.2	Confronti dati-Monte Carlo	67
6.2.1	Campioni con muoni dello stesso segno	68
6.3	Normalizzazione alla Z_0	68
6.4	Analisi statistica	72
6.4.1	Incertezze sperimentali	72
6.4.2	Calcolo del limite	73
7	Conclusioni e sviluppi futuri	75
8	Approfondimento sui modelli seesaw di nuova fisica	77
8.1	Modello teorico del meccanismo seesaw di tipo III	77
8.2	Ricerca del mediatore del meccanismo seesaw a CMS	77
8.3	Esercizio: calcolo del “fake-rate”	78
8.4	Risultati ottenuti e conclusioni	79

Introduzione

Nel 2011 e 2012 LHC ha prodotto interazioni protone-protone ad un'energia del centro di massa di 7 e 8 TeV, ed il rivelatore CMS ha raccolto una luminosità integrata di ≈ 5 e 20 fb^{-1} rispettivamente; tali dati hanno permesso di verificare l'esistenza del bosone previsto dalla teoria di Higgs e di svolgere numerose analisi per rivelare la presenza di nuova fisica. A partire dal 2015 l'energia del centro di massa delle collisioni a LHC sarà di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Le energie di fascio e la luminosità integrata che verranno raggiunte permetteranno di esplorare nuove regioni dello spazio delle fasi, oltre a rendere visibili fenomeni rari con sezioni d'urto molto basse.

Questa tesi si colloca nell'ambito della ricerca di nuova fisica nei processi di interazione protone-protone mirata alla scoperta di un bosone Z' di massa elevata ($M > 2 \text{ TeV}$). I dati a 7 e 8 TeV non mostrano nessun eccesso di eventi rispetto ai fondi attesi e quindi i primi limiti sulla massa e la sezione d'urto di eventuali risonanze della Z' sono stati pubblicati [1] e altri sono in via di pubblicazione [2][3]. I limiti attualmente fissati stabiliscono che non vi siano segnali di nuove risonanze al di sotto dei 3 TeV.

In questa tesi sono stati analizzati i dati a 8 TeV nel canale $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con strumenti precedentemente sviluppati. I risultati sono stati confrontati con la letteratura in vista di un approfondimento ed una ottimizzazione delle tecniche di analisi che verranno applicate ai dati del 2015.

La tesi è organizzata nel modo seguente.

Il capitolo 1 presenta i problemi teorici ed osservativi del Modello Standard ed alcuni modelli di nuova fisica capaci di superarne le lacune, in particolare propone l'esistenza di bosoni Z' indagabili nei due grandi esperimenti di LHC, ATLAS e CMS, in stati finali con due muoni.

Il capitolo 2 riassume i limiti più recenti sulla Z' , ricercata in canali dileptonici sia ad ATLAS che a CMS nelle collisioni tra protoni a 7 ed 8 TeV.

Il capitolo 3 fa una breve panoramica sul rivelatore CMS.

Il capitolo 4 descrive la ricostruzione dei muoni a CMS.

Il capitolo 5 illustra il primo passo del lavoro di tesi, in cui mi sono occupata di studiare con quale efficienza e con quale risoluzione viene ricostruito un eventuale segnale di Z' che è decaduta in due muoni.

Il capitolo 6 mostra un confronto tra i dati raccolti nel 2012 ad 8 TeV e i fondi attesi e descrive le tecniche statistiche utilizzate per concludere che non vi è osservazione di un segnale di Z' .

Il capitolo 7 spiega quali sono gli obiettivi e le sfide future nella ricerca di questo tipo di risonanze.

Il capitolo 8 presenta un esercizio preliminare che ho svolto a CMS, nella ricerca di un partner del neutrino che si manifesta in uno stato finale a tre leptoni.

Capitolo 1

Z' nelle teorie oltre il Modello Standard

Il Modello Standard rappresenta, attualmente, la migliore descrizione che abbiamo delle particelle elementari e delle loro interazioni. Esso modella due teorie di gauge: l'interazione elettrodebole, che unisce le interazioni elettromagnetiche e deboli, e l'interazione forte, detta anche Cromodinamica Quantistica (QCD). I mattoni fondamentali che compongono la materia, quark e leptoni, sono descritti da fermioni di spin $1/2$, le interazioni sono invece rappresentate da bosoni di spin 1 . Il gruppo di simmetria del Modello Standard è:

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1), \quad (1.1)$$

dove il primo fattore descrive l'interazione forte di colore, mediata da 8 gluoni, mentre $SU_L(2) \times U_Y(1)$ è il gruppo che descrive l'unificazione elettrodebole, mediata dal fotone e dai bosoni Z_0 e W .

Nelle teorie di gauge, senza anomalie e quindi rinormalizzabili, tutti i bosoni di gauge devono essere privi di massa, mentre sperimentalmente si è osservato il contrario. Il problema si risolve con l'introduzione di una particella scalare, il bosone di Higgs, capace di accoppiarsi alle particelle e di dare loro massa tramite il meccanismo di rottura spontanea di simmetria.

Sperimentalmente sappiamo che esistono tre famiglie fermioniche, ognuna contenente due quarks, un leptone carico ed un neutrino. Il meccanismo di Higgs permette di dare automaticamente massa a tutti i fermioni (eccetto i neutrini) e ai bosoni W e Z .

Il Modello Standard è stato studiato accuratamente negli ultimi decenni, specialmente grazie ai contributi dati da LEP e dal Tevatron; il suo grande successo è dovuto alla capacità di spiegare quasi tutti i fenomeni che coinvolgono le particelle elementari, dimostrando uno straordinario accordo con esperimenti che richiedevano elevata precisione o con fenomeni rari (quali le violazioni di CP nei mesoni $K^0 - \bar{K}^0$ e $B^0 - \bar{B}^0$ o le soppressioni dei decadimenti deboli in corrente neutra con cambiamento di flavour, FCNC).

1.1 Perché andare oltre il Modello Standard

Nonostante i meriti del Modello Standard che ho brevemente esposto, alcuni problemi rimangono ancora irrisolti, sia nel versante sperimentale che in quello teorico.

Le lacune suggerite dal punto di vista osservativo sono sostanzialmente quattro:

- il Modello Standard non dà massa ai neutrini (mentre sperimentalmente sappiamo che essa è non nulla ed inferiore all' $\sim eV$);
- non prevede alcun candidato per la materia oscura (che rappresenta quasi l'80% della materia nell'universo);
- non dà alcuna spiegazione sulla dinamica dell'inflazione;
- non è in grado di giustificare l'asimmetria materia-antimateria.

Dal punto di vista teorico, le questioni aperte sono le seguenti:

- *Problema del flavour e dell'elevato numero di parametri.*

Il Modello Standard contiene 18 parametri liberi: le 9 masse dei fermioni; 3 angoli per la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa più 1 fase complessa; il parametro di accoppiamento elettromagnetico α ; il parametro di accoppiamento forte α_{strong} ; il parametro di accoppiamento debole α_{weak} ; la massa della Z_0 ; la massa del bosone di Higgs. Esso insomma è “poco predittivo”, dal momento che non solo non è in grado di anticipare alcuna massa, ma non ne stima neppure il mixing e nemmeno dà vincoli sul numero di famiglie fermioniche. A questi dobbiamo aggiungere, inoltre, i parametri non inclusi nel modello che provengono dalla fisica dell'oscillazione dei neutrini: i tre angoli di mixing più la fase complessa della matrice di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata.

- *Problema dell'unificazione.*

Anche tralasciando l'interazione gravitazionale, non esiste una vera e propria unificazione delle altre tre: ognuna ha un suo gruppo di gauge e una sua “costante running” di interazione che si comporta in maniera differente a seconda della scala di energia.

- *Problema della gerarchia di gauge e del fine-tuning.*

Dalla teoria dei campi è noto che le correzioni perturbative tendono a far crescere la massa degli scalari, spingendola ad un valore prossimo alla scala di energia alla quale la teoria considerata è valida [4]. Se vogliamo ammettere che il Modello Standard sia un'approssimazione di bassa energia di una teoria più ampia valida anche ad altre scale, per esempio alla scala di Planck ($\approx 10^{19}$ GeV), abbiamo bisogno di una cancellazione di fine-tuning di una parte su 10^{34} , che ci appare innaturale, per mantenere la massa del bosone di Higgs all'ordine dei 100 GeV.

- *Problema della scala delle masse.*

Perché nel Modello Standard le masse delle particelle fermioniche vanno dall'ordine dell'eV per i neutrini (limite forse molto sovrastimato, come emerge dalle differenze di massa nelle oscillazioni) al centinaio di GeV del quark top?

1.2 Teorie oltre il Modello Standard

La necessità di estendere il Modello Standard ha dato vita a numerose teorie che dovrebbero superarne le patologie: descrivo brevemente i modelli in auge.

- *Grand Unified Theories (GUT).*

Questi modelli di grande unificazione ambiscono a cercare un gruppo di simmetria che possa includere tre delle quattro interazioni fondamentali: alcuni dei candidati possibili sono i gruppi $S_0(10)$, $SU(5)$ ed $E(6)$. Ci si aspetta che alla scala GUT, dell'ordine di 10^{16} GeV, le interazioni non gravitazionali siano governate da una sola costante di accoppiamento, α_{GUT} . Pur godendo di alcuni punti di forza, quali la possibilità di dare massa ai neutrini ammettendo l'esistenza del neutrino right alla scala GUT, queste teorie prevedono in alcuni casi fenomeni non ancora osservati (decadimento del protone, esistenza dei monopoli magnetici) e sono valide ad energie non riproducibili sperimentalmente. Qualche speranza di trovare nuova fisica a scale inferiori potrebbe nascere dal connubio tra GUT e modelli supersimmetrici.

- *Super Symmetry (SUSY).*

I modelli supersimmetrici propongono che ciascun fermione (bosone) del Modello Standard abbia un superpartner bosonico (fermionico) con gli stessi identici numeri quantici eccetto lo spin. Se questa supersimmetria fosse perfetta, i rispettivi superpartner dovrebbero avere la stessa massa, ipotesi esclusa dalla non osservazione del s-elettrone. La presenza di s-fermioni e s-bosoni permette di risolvere elegantemente il problema della gerarchia per la massa dell'Higgs, dal momento che i contributi portati dalle nuove particelle SUSY cancellano esattamente le divergenze dovute alle correzioni perturbative indotte dalle particelle dello SM: questo è possibile

purché si ammetta che l'accoppiamento di Yukawa con l'Higgs sia identico per fermioni e bosoni e che le particelle SUSY abbiano massa attorno al TeV. Una classe di modelli SUSY, detti Minimal Super Symmetric Standard Models, assume la conservazione di una nuova quantità, la R-parità, che garantisce la stabilità del protone; le particelle SUSY sono allora obbligate a decadere in un numero dispari di altre particelle supersimmetriche: questo porta a concludere che la Lightest Susy Particle è stabile e, se neutra, essa rappresenta un primo possibile candidato per la materia oscura.

- *Teorie di super-stringa.*

In questo gruppo di teorie, ispirate dall'unificazione dell'elettromagnetismo con la gravità ad opera di Kaluza e Klein, si ipotizza l'esistenza di dimensioni oltre alle quattro ordinarie che permetterebbero di includere l'interazione gravitazionale e spiegarne la debolezza rispetto alle altre tre: il mondo a noi accessibile sarebbe solo una brana di un volume (bulk) molto più grande che sfugge dalla nostra osservazione. Il modello Randall-Sundrum, in particolare, postula l'esistenza di una quinta dimensione compattificata: due brane 4-dimensionali, la TeV-brana e la Planck-brana, sono immerse in un bulk 5-dimensionale. Le particelle del Modello Standard sono confinate nella TeV-brana, dove l'intensità della gravità è soppressa esponenzialmente dalla metrica. La gravità risiede nella Planck-brana, così come i gravitoni, per cui è ammessa una torre di Kaluza-Klein di stati eccitati, i quali possono propagarsi nel bulk. L'eventuale presenza di extra-dimensioni si manifesterebbe sperimentalmente con la scomparsa di grandi quantità di energia o, con più difficoltà, con la comparsa nella TeV-brana di particelle provenienti dal bulk.

- *Modelli Technicolor.*

Alcuni modelli non necessitano dell'esistenza del bosone scalare di Higgs e della rottura spontanea di simmetria, ma prevedono che la simmetria elettrodebole venga rotta dinamicamente alla scala del TeV tramite nuove interazioni di gauge: gli stati bosonici necessari per romperla vengono creati da una nuova generazione di technifermioni tramite un meccanismo analogo alla formazione delle coppie di Cooper nel fenomeno della superconduttività. La presenza di queste coppie di technifermioni eliminerebbe completamente il problema della gerarchia; lo scenario sperimentale rimarrebbe ancora aperto a questa ipotesi se, ad esempio, il bosone di Higgs, scoperto nel 2012, non fosse una particella elementare.

1.3 Modelli teorici per risonanze a massa elevata indagabili ad LHC

Gli sforzi per scoprire nuova fisica ad LHC si concentrano principalmente su due grandi fronti. Da un lato si tenta di estendere il Modello Standard attraverso nuove teorie che lo incorporino; in questo ambito, nuove risonanze bosoniche potrebbero manifestarsi alla scala del TeV in seguito alla rottura della simmetria. Dall'altro lato si tenta di risolvere il problema della gerarchia di gauge introducendo nuove dimensioni e nuove particelle. Queste due frontiere possono convogliare nella ricerca di una medesima particella, la Z' .

1.3.1 Modelli teorici per la Z'

Numerose teorie di nuova fisica, incluse quelle viste nella sezione precedente, prevedono l'esistenza di nuovi bosoni vettori massivi e neutri, residui della rottura di gruppi di simmetria che includono il Modello Standard, genericamente chiamati col nome Z' .

Gli accoppiamenti di un eventuale bosone con la prima generazione fermionica saranno del tipo

$$Z'_\mu (g_u^L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + g_d^L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + g_u^R \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + g_d^R \bar{d}_R \gamma^\mu d_R + g_\nu^L \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + g_e^L \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + g_e^R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R), \quad (1.2)$$

dove i campi dei quark e dei leptoni sono intesi nei loro autostati di massa; i coefficienti g sono parametri reali adimensionali. Se si ammettesse un mixing tra le generazioni, occorrerebbe aggiungere degli indici $i, j = 1, 2, 3$ in ciascun campo fermionico; i coefficienti g^{ij} diventerebbero allora delle matrici

hermitiane 3×3 . Questi parametri sono soggetti a dei vincoli teorici: la Z' dev'essere associata a un bosone di gauge con rottura spontanea di simmetria, i suoi accoppiamenti con i fermioni devono cancellare ogni possibile anomalia, i quark e i leptoni devono prendere massa tramite un'interazione (con un doppietto di Higgs o con altri possibili meccanismi) che sia gauge invariante. [5]

Il modo più semplice per dare origine ad una Z' è ammettere l'esistenza di una nuova simmetria di gauge di tipo $U(1)'$, che può essere opportunamente integrata al Modello Standard (modelli di Z' minimali) oppure può essere il risultato della rottura di gruppi più ampi. Descrivo in seguito alcuni dei modelli, concentrandomi poi su quelli che vengono ricercati attualmente a CMS.

- *Z' Sequential Standard Model.*

Lo Sequential Standard Model (SSM), l'estensione più semplice del Modello Standard, definisce gli accoppiamenti del bosone Z'_{SSM} con i fermioni SM identicamente a quelli della Z_0 : ci si attende, di conseguenza, che la sua larghezza intrinseca sia circa il 3% della sua massa. Pur non trattandosi di un modello di particolare importanza teorica, dal momento che l'aggiunta "naive" di un gruppo $U(1)$ farebbe perdere l'invarianza di gauge alla lagrangiana del Modello Standard, è tradizionalmente considerato un termine di confronto (benchmark) in letteratura.

- *Z' da rottura di $E(6)$.*

Questi modelli sono ispirati da teorie di super-stringa. In essi, si ammette che il gruppo di simmetria $E(6)$ si rompa secondo la catena:

$$E(6) \rightarrow SO(10) \times U(1)'_{\Psi} \rightarrow SU(5) \times U(1)'_{\chi} \times U(1)'_{\Psi}.$$

L'esistenza dei due gruppi di simmetria residui $U(1)'_{\Psi}$ ed $U(1)'_{\chi}$ implica l'esistenza di due nuovi bosoni vettori Z'_{Ψ} e Z'_{χ} , che possono mescolarsi tra loro tramite un angolo θ_{E_6} :

$$Z'(\theta_{E_6}) = Z'_{\Psi} \cos \theta_{E_6} + Z'_{\chi} \sin \theta_{E_6}.$$

L'angolo di mixing θ_{E_6} determina l'accoppiamento del bosone con i fermioni del Modello Standard e la sua larghezza intrinseca. Quando $\theta_{E_6} = 0$, abbiamo un bosone Z'_{Ψ} puro, la cui larghezza è prevista essere lo 0.5 % della sua massa; quando $\theta_{E_6} = \pi/2$, abbiamo invece un bosone Z'_{χ} puro, la cui larghezza è prevista essere l'1.2 % della sua massa [6]. In letteratura si trova anche una Z'_{η} , corrispondente a $\theta_{E_6} = \arctan \sqrt{3/5} \approx 37.78^\circ$. [7]

- *Modelli minimali di Z' .*

Questa è la più semplice estensione $U(1)$ dello SM che preservi la rinormalizzabilità: essa infatti non richiede ulteriori bosoni vettori/scalari o fermioni esotici (eccetto il neutrino right), al contrario di quanto accade nei modelli da rottura di $E(6)$, dove sono necessarie nuove particelle di spin 1/2 per cancellare le anomalie. Nei modelli minimali, esse sono automaticamente assorbite ammettendo che il generatore del nuovo gruppo di gauge $U(1)$ sia una combinazione lineare dell'ipercarica debole Y e della differenza tra il numero barionico e il numero leptonico, $B - L$. [8] La fenomenologia del bosone Z' è completamente descritta da soli 3 nuovi parametri aggiuntivi: due costanti di accoppiamento, g_Y e g_{B-L} , e la massa del bosone. Questa parametrizzazione è particolarmente potente perché include la Z'_{χ} , oltre ad una Z'_{3R} da modelli Left-Right ed una Z'_{B-L} da modelli puri $B - L$. Tipicamente le due costanti di accoppiamento dipendono da un parametro che descrive l'interazione della Z' con la Z_0 e da un parametro che descrive il mixing tra i generatori del gruppo di gauge dell'ipercarica debole e di $B - L$. La larghezza intrinseca di una Z' minimale dipende, oltre che da questi due parametri, anche dall'interferenza con i processi del Modello Standard Z/γ^* . [6]

- *Z' Left Right Symmetric Model.*

Il gruppo $SO(10)$, di cui si è discusso nei modelli da $E(6)$, può rompersi secondo un'altra modalità:

$$SO(10) \rightarrow SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(3)_C \times U(1)'_{B-L} \times SU(2)_L \times SU(2)_R.$$

Alla scala del TeV potrebbero quindi esistere una Z'_{3R} da $SU(2)_R$ ed una Z'_{B-L} da $U(1)'_{B-L}$.

1.3.2 Modelli teorici per altre categorie di bosoni

Per completezza, accenno brevemente ad altre due categorie di risonanze ricercate ad ATLAS e CMS che sono state proposte per risolvere il problema della gerarchia, la prima nell'ambito delle teorie di super-stringa, la seconda nell'ambito dei modelli Technicolor.

- *Modelli Randall-Sundrum.*

Un'evidenza sperimentale di tali modelli sarebbe rappresentata dall'osservazione del modo di Kaluza-Klein più leggero per il gravitone, il bosone a spin 2 G^* . La sua fenomenologia è regolata dalla sua massa e dal suo accoppiamento con i fermioni del Modello Standard, il quale dipende dal rapporto k/M_{Planck} , dove k è una costante di proporzionalità ed M_{Planck} è la massa di Planck; sperimentalmente, inoltre, esso è distinguibile dalla Z' per la diversa topologia dei prodotti di decadimento, dettata dal fatto di possedere spin 2. L'osservazione di un G^* che decade in coppie di muoni o di elettroni è stata esclusa a CMS; combinando i risultati a 7 e 8 TeV si è fissato un limite sulla sua massa a 2.39 TeV [1].

- *Minimal Walking Technicolor.*

Secondo questo modello, il bosone di Higgs è un oggetto composto dalla combinazione di due tripletti di techni-mesoni a spin 1, $R_1^{0,\pm}$ e $R_2^{0,\pm}$. Anch'essi possono decadere in stati finali dileptonici. Le masse e le larghezze dei due mesoni sono fortemente dipendenti dalle parametrizzazioni adottate, a seconda delle quali i limiti posti sulle loro masse variano anche di un ordine di grandezza [6].

1.4 Produzione e decadimento della Z'

Nel mio lavoro di tesi, mi occupo di indagare due modelli in particolare: la Z'_{SSM} , scelta per la sua semplicità, e la Z'_{Ψ} da rottura di $E(6)$, poiché si prevede che sia quella a massa più bassa.

Esattamente come per la Z_0 , un'eventuale Z' apparirà come una risonanza Breit-Wigner nella sezione d'urto dei processi Drell-Yan, ossia processi in cui un quark ed un antiquark contenuti in due protoni si scambiano un fotone virtuale oppure una Z e producono due leptoni:

$$q\bar{q} \rightarrow Z_0/\gamma^* \rightarrow l^+l^-. \quad (1.3)$$

Tale risonanza viene ricercata in uno stato finale dileptonico perché notevolmente più semplice rispetto a stati finali con jets o altri bosoni. Vista la difficoltà sperimentale di rivelare i τ a causa della loro vita media estremamente breve, la scelta ricade su elettroni e muoni. In questa tesi di laurea studio il processo

$$pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X, \quad (1.4)$$

rappresentato nei diagrammi di Feynman di figura 1.1. Il canale dimuonico è particolarmente interessante a CMS perché è possibile ricostruire le tracce dei muoni in maniera indipendente in ciascun gruppo di rivelatori, permettendo così di determinare con estrema precisione le grandezze fisiche di interesse.

Con gli accoppiamenti dell'equazione 1.2, ci si attende che l'ampiezza di decadimento nel canale dimuonico sia proporzionale a:

$$\Gamma(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) \propto M_{Z'} \left[\left(g_{\mu}^L\right)^2 + \left(g_{\mu}^R\right)^2 \right]. \quad (1.5)$$

Nel caso di decadimenti in coppia quark-antiquark, occorre aggiungere un fattore di colore pari a 3 e delle correzioni radiative QCD. Non si escludono decadimenti in altri canali dibosonici, del tipo WW, ma essi verrebbero ricercati in un secondo momento, dopo un'eventuale scoperta, per un'indagine più accurata degli accoppiamenti.



Figura 1.1: Meccanismo di produzione della Z' a LEP (collisioni e^+e^-) e a Tevatron (collisioni $p\bar{p}$) / LHC (collisioni pp).

1.5 Limiti sulla Z' pre-LHC

Lo scenario della situazione sperimentale precedente ai run di LHC si basa su ricerche indirette di Z' svolte a LEP e LEP II, e su ricerche dirette al Tevatron.

1.5.1 Limiti a LEP e LEP II

Per quanto riguarda le ricerche indirette, i limiti per la Z' sono stati fortemente costretti da misure di elevata precisione sui parametri elettrodeboli, specialmente in modelli in cui è previsto il mescolamento tra il nuovo bosone e la Z_0 .

Come visto in figura 1.1, il contributo di un'eventuale Z' in canale s nella sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ si manifesta come una discrepanza da quanto previsto dai processi elettrodeboli. Visto lo straordinario accordo con il Modello Standard, si giunge a due differenti conclusioni: gli accoppiamenti di equazione 1.2 della Z' con i fermioni SM sono inferiori all'ordine di 10^{-2} , oppure la massa del nuovo bosone deve superare i 209 GeV, la più alta energia del centro di massa raggiunta a LEP II.

1.5.2 Limiti ai collider adronici

Gli esperimenti CDF e D0 presso il Tevatron si sono occupati di ricercare una risonanza Z' nella massa invariante degli eventuali prodotti nel processo 1.3. La sezione d'urto di produzione per la Z' al Tevatron sarà data da:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z' X \rightarrow f\bar{f}X) \simeq \frac{\pi}{48s} \sum_q c_q^f \bar{w}_q(s, M_{Z'}^2), \quad (1.6)$$

ammesso che la Z' si accoppi diagonalmente ai quark senza mixing tra le famiglie e trascurando l'interferenza Modello Standard con il processo Z_0/γ^* . Il coefficiente

$$c_q^f = \left[(g_q^L)^2 + (g_q^R)^2 \right] BR(Z' \rightarrow f\bar{f}) \quad (1.7)$$

consegue dall'accoppiamento del bosone con i quark che lo hanno prodotto, mentre le funzioni \bar{w}_q contengono le funzioni di distribuzione dei partoni (PDF) e le correzioni QCD. Ad LHC, dove si hanno collisioni tra protoni e pertanto le distribuzioni dei quark di valenza sono differenti, le funzioni \bar{w}_q vengono sostituite da funzioni diverse w_q . Va notato che le w_u e w_d saranno più grandi rispetto a quelle degli altri quark.

I risultati vengono tipicamente mostrati come limiti sulle sezioni d'urto in funzione di $M_{Z'}$, oppure come curve di esclusione a massa fissata nel piano $c_u^l - c_d^l$. Nel primo caso, si determina il limite al 95% confidence level per la sezione d'urto di produzione moltiplicata per il branching ratio nel canale voluto in caso di nuova fisica, in funzione della massa del nuovo bosone. Si costruiscono le medesime curve teoriche a seconda del modello considerato e si osserva dove esse si intersecano.

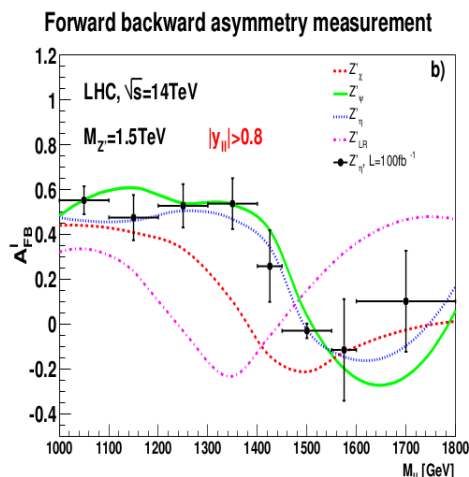


Figura 1.2: Asimmetria avanti-indietro in funzione della massa invariante dei leptoni prodotti a seconda del diverso modello di Z' preso in considerazione[9].

Le distribuzioni angolari dei prodotti possono essere utili per misurare numerosi parametri; dalla cinematica di eventuali dileptoni dello stato finale si può calcolare l'asimmetria avanti-indietro rispetto alla direzione dei quark nel sistema di riferimento del centro di massa, che è sensibile ad accoppiamenti che violano la parità; la distribuzione della rapidità della Z' permette di distinguere se essa è stata prodotta da coppie quark-antiquark di tipo up oppure di tipo down. Tutte queste quantità sono di particolare importanza perché si differenziano a seconda dei diversi modelli teorici della Z' . Si veda ad esempio il grafico di figura 1.2, dove si osserva l'asimmetria avanti-indietro in funzione della massa invariante dei leptoni prodotti da una Z'_η generata a massa 1.5 TeV. Le curve colorate mostrano l'andamento teorico dei vari modelli [9].

CDF non osserva un segnale e pertanto pone i seguenti limiti (consideriamo solo i modelli che verranno studiati in questa tesi di laurea e i canali dileptonici di più facile indagine):

- nel canale e^+e^- , $M_{Z'_{SSM}} > 963$ GeV, $M_{Z'_\psi} > 851$ GeV; [10]
- nel canale $\mu^+\mu^-$, $M_{Z'_{SSM}} > 1071$ GeV, $M_{Z'_\psi} > 917$ GeV. [11]

Presso D0 si sono posti i seguenti limiti:

- nel canale e^+e^- , $M_{Z'_{SSM}} > 1023$ GeV, $M_{Z'_\psi} > 891$ GeV. [12]

Capitolo 2

La ricerca della Z' in ATLAS e CMS a 7-8 TeV

Il Large Hadron Collider è stato inizialmente progettato per poter chiarire la struttura del Modello Standard, in particolare per risolvere il problema del dare massa agli oggetti senza rompere l'invarianza di gauge della lagrangiana. Il suo maggiore e recente successo è stato la scoperta del bosone di Higgs, ad opera dei due esperimenti ATLAS e CMS. Nel futuro, grazie al raggiungimento di un'energia del centro di massa di 13 TeV nelle collisioni protone-protone, i programmi saranno principalmente votati alla ricerca di nuova fisica (extra-dimensioni, particelle SUSY) che possa dare risposte alle lacune del Modello Standard elencate in precedenza o a misure di elevata precisione su oggetti ancora poco conosciuti (come il quark top o il bosone di Higgs).

Prima di descrivere i risultati del lavoro di tesi, quanto ci sarà da fare in futuro e quali problematiche si dovranno affrontare con l'aumento di energia e luminosità, è bene descrivere brevemente gli apparati sperimentali, lo stato dell'analisi e i risultati ottenuti nella ricerca di risonanze a massa elevata al termine del Run 1, tra il 2011 e il 2012.

2.1 L'acceleratore LHC

Il Large Hadron Collider è una struttura ad anello di 27 km per l'accelerazione e la collisione di protoni e ioni pesanti, posta circa 100 m sotto alla superficie terrestre. LHC è situato tra la Francia e la Svizzera, nei pressi del Centro Europeo per la Ricerca Nucleare di Ginevra, dove si trovano altre macchine preposte alla pre-accelerazione e all'iniezione dei fasci. La scelta di costruire LHC al CERN è stata fortemente influenzata dalla possibilità di utilizzare il preesistente tunnel di LEP, adoperato per collisioni elettrone-positrone, permettendo di abbassare notevolmente i costi; il progetto definitivo per la costruzione è stato approvato nel 1996.

La scelta di far collidere protoni è stata dettata da precise ragioni: l'intensità della radiazione di sincrotrone è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa, quindi un collisore pp perde molta meno energia rispetto ad un e^+e^- ; inoltre un collisore pp permette di avere maggiore luminosità rispetto ad uno $p\bar{p}$ come il Tevatron (gli antiprotoni sono complicati da produrre e conservare).

LHC è dotato di due anelli identici, entro cui i fasci di particelle corrono in direzioni opposte in tubi a vuoto. La geometria di LHC si basa su quella precedente di LEP: l'acceleratore è diviso in 8 strutture ad arco per la curvatura delle traiettorie e in segmenti lunghi 520 m utili per l'iniezione e per strumenti di controllo del sistema. I fasci di protoni collidono in 4 punti di interazione, nei quali sono installati i quattro principali rivelatori: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb.

Il ridotto diametro interno del tunnel, di circa 4 m, ha comportato delle limitazioni nella costruzione dei magneti superconduttori, costringendo ad accoppiare magneticamente i due fasci. In figura 2.1 è mostrata una sezione delle strutture ad arco. Attorno ai tubi di fascio sono disposti due magneti dipolari a superconduttore, essi generano due campi magnetici verticali paralleli e discordi e sono preposti alla curvatura delle traiettorie. Oltre a questi, si trovano magneti quadrupolari, utili per la focalizzazione dei fasci, e altri piccoli magneti con sei o otto poli per piccole correzioni sulla dimensione dei fasci e sulla loro posizione. Tutti i magneti e le cavità acceleratrici sono costruite in metalli (titanio e niobio) superconduttori, che vengono raffreddati a -271.3°C (1.9K) con sistemi ad elio liquido.

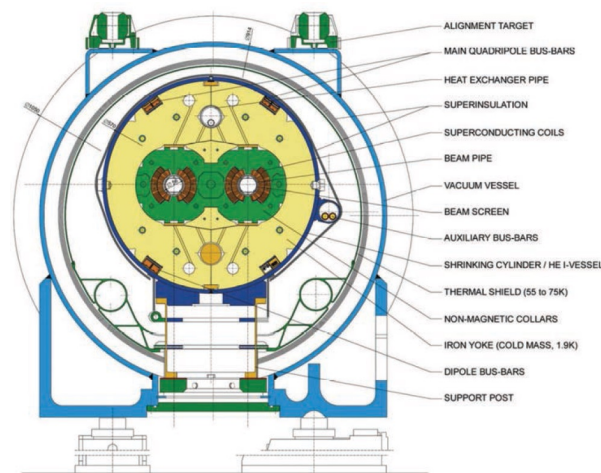


Figura 2.1: Sezione della struttura ad arco per la curvatura delle traiettorie dei protoni.

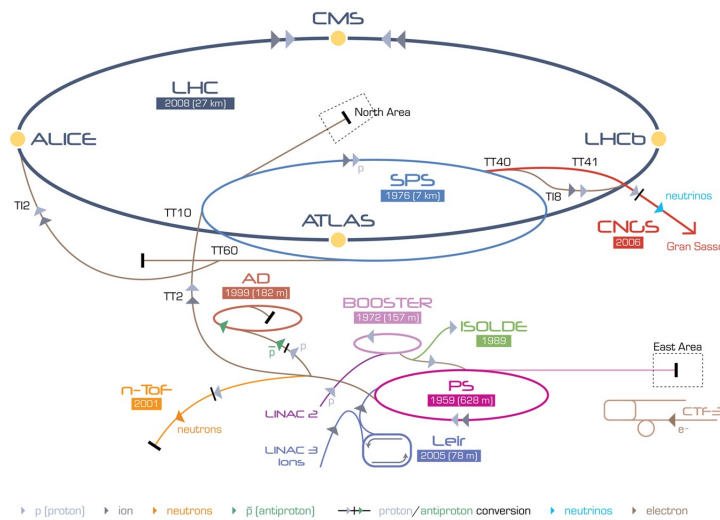


Figura 2.2: Schema dell'apparato di iniezione e rivelazione nel tunnel di LHC. LHC è preposto a molteplici scopi oltre alle collisioni protone-protone, tra cui accelerazione e collisioni tra ioni pesanti (esperimento ALICE), produzione di fasci di neutrini per osservarne le oscillazioni (esperimento CerN to Gran Sasso).

In LHC ci sono un totale di 1232 magneti dipolari e 392 quadrupolari, capaci di creare un campo magnetico massimo di 8.33 T.

Come detto, LHC è soltanto la fase terminale di una serie di macchine che accelerano i protoni ad energie crescenti. I protoni vengono estratti da atomi di idrogeno, quindi vengono immessi in un acceleratore lineare, Linac2, che li porta a 50 MeV. Successivamente vengono accelerati in un piccolo sincrotrone, un Booster, che ne aumenta l'energia fino a 1.4 GeV, quindi nel Proton Synchrotron dove arrivano a 25 GeV. Il Super Proton Synchrotron li accelera fino a 450 GeV ed infine essi vengono iniettati nell'anello principale di LHC, dove le cavità a radiofrequenza li porteranno, nominalmente, fino a 14 TeV. Uno schema degli apparati di accelerazione e iniezione è mostrato in figura 2.2[13].

I fasci, ad LHC, sono suddivisi in pacchetti, necessari per risolvere una delle problematiche che sorgono ai sincrotroni (detta stabilità di fase). Prima della collisione, speciali magneti riducono ciascun pacchetto ad una larghezza di $16 \mu\text{m}$ e ad una lunghezza di 80 mm. In ognuno sono presenti circa 10^{11} protoni. Presso l'esperimento CMS, secondo il progetto di costruzione, le collisioni avverranno ogni 25 ns (fino ad ora sono avvenute ogni 50 ns), corrispondenti a una frequenza di 40 MHz e ad una

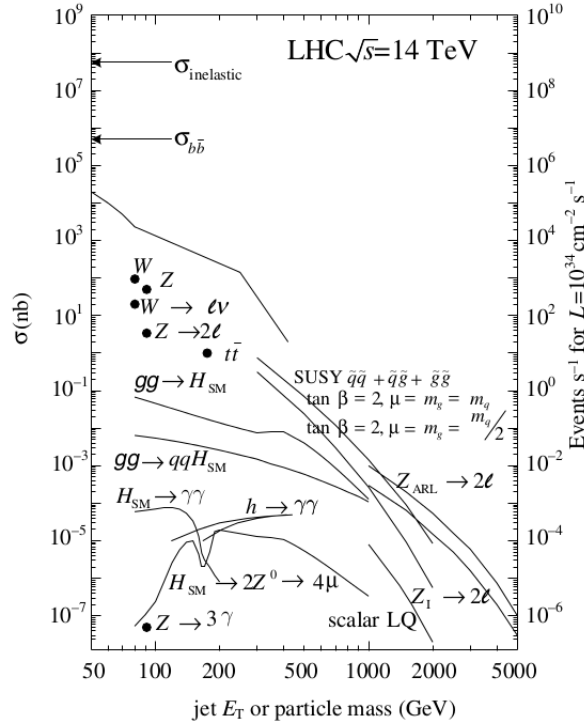


Figura 2.3: Sezioni d'urto e frequenza di eventi attesi da collisioni protone-protone in funzione della massa della particella prodotta (o dell'energia trasversa più alta dei jets prodotti) per $\sqrt{s} = 14$ TeV[14].

luminosità istantanea di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Queste frequenze elevate generano un problema noto con il nome di “pile-up”, che consiste nel moltiplicarsi del numero di vertici primari di interazione. Ad un medesimo evento registrato prodotto dalle collisioni ogni 50 ns, infatti, corrispondono fino a 30 vertici di interazione; essi aumenteranno a 40 quando si arriverà a realizzare una collisione ogni 25 ns.

Le quantità di rilevanza per un acceleratore sono l'energia del centro di massa, che definisce la massima energia disponibile negli scontri tra le particelle, corrispondente alla somma delle energie dei singoli fasci, e la luminosità, che descrive invece la frequenza di interazione tra i fasci. Ammettendo che ciascun pacchetto di un fascio contenga n_1 protoni e l'altro ne contenga n_2 , che l'area in cui i pacchetti si urtano sia Σ e che la frequenza di rivoluzione attorno all'anello sia f , abbiamo che la luminosità istantanea è data da:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{\Sigma}. \quad (2.1)$$

Un generico processo i -esimo con sezione d'urto σ_i avrà allora la frequenza di interazione R_i :

$$R_i = \frac{dN_i}{dt} = \sigma_i \mathcal{L}, \quad (2.2)$$

mentre il numero di eventi totali registrati nell'intervallo di tempo $(0, \tau)$ si ottiene tramite la luminosità integrata:

$$N_i = \sigma_i \int_0^\tau \mathcal{L} dt. \quad (2.3)$$

2.1.1 Interazioni protone-protone

Nonostante la possibilità di raggiungere luminosità ed energie maggiori, le collisioni tra protoni sono molto più complesse rispetto a quelle tra leptoni: non soltanto per la proliferazione dei fondi, specialmente da QCD, che rendono molto difficoltoso discriminare il segnale e distinguere i vertici di interazione primari (*pileup*), ma anche per l'impossibilità di conoscere con esattezza l'impulso dei

partoni che partecipano alla collisione.

La maggior parte degli eventi ad LHC sono le interazioni soffici, vale a dire con basso momento trasverso: si tratta tipicamente di urti elastici o diffrattivi che non sono di interesse per indagini di nuova fisica. Nei processi detti duri, al contrario, la quantità di momento trasferito è elevata: questi eventi sono i più semplici da distinguere nelle geometrie dei rivelatori e sono quelli in cui vengono prodotte le particelle più massive.

Come è noto dalla QCD, ad alti momenti trasferiti è lecito trattare un protone come un insieme di partoni, ciascuno dei quali trasporta una frazione x del momento iniziale del fascio e la cui struttura è descritta dalle parton distribution function (PDF) $f(x, Q^2)$, funzioni della variabile di Bjorken e del momento trasferito Q^2 . Nel caso in cui l'energia del centro di massa sia elevata al punto da rendere trascurabili le masse dei singoli oggetti, l'energia effettivamente disponibile per gli urti tra due partoni 1 e 2 è una quantità incognita, $\sqrt{x_1 x_2 s}$. La sezione d'urto di un processo partonico generico si può esprimere sfruttando la fattorizzazione lecita in regime di QCD perturbativa:

$$\sigma = \int dx_1 f_1(x_1, Q^2) \int dx_2 f_2(x_2, Q^2) \sigma_{12}(x_1 p_1, x_2 p_2, Q^2), \quad (2.4)$$

dove σ_{12} indica la sezione d'urto elementare del processo partonico ed f_1, f_2 sono le PDF. In figura 2.3 sono rappresentate le sezioni d'urto elementari in funzione della massa della particella prodotta: grazie all'elevata luminosità di LHC è possibile osservare fenomeni molto rari mai visti prima, come ad esempio il decadimento del bosone di Higgs in due fotoni o in quattro leptoni, canali nei quali la particella è stata scoperta nel 2012.

2.2 I rivelatori di LHC: confronto tra ATLAS e CMS

La ricerca di nuova fisica ad LHC viene portata avanti in collaborazione/competizione tra due esperimenti simili tra loro, ATLAS e CMS. Prima di confrontare direttamente i limiti ottenuti da entrambi, procedo a una breve descrizione dei due apparati e delle loro differenze. Discuterò nel dettaglio l'esperimento CMS nel capitolo successivo.

2.2.1 ATLAS vs CMS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid) sono i due esperimenti di dimensioni maggiori dentro al tunnel di LHC, situati a 9 km di distanza tra loro. Avere due rivelatori indipendenti capaci di osservare le medesime particelle è di vitale importanza per un confronto incrociato in caso di scoperta.

ATLAS è un rivelatore cilindrico di 25 m di diametro e 46 m di lunghezza, dal peso di 7000 tonnellate. Il suo campo magnetico è prodotto all'interno da un solenoide, all'esterno da un grande magnete toroidale (si veda la figura 2.4), capace di raggiungere i 2 T nel punto di interazione.

Anche CMS è un cilindro, ma il suo campo magnetico di 3.8 T è interamente prodotto da un grande solenoide centrale, le cui linee di campo sono chiuse da una rilevante quantità di ferro, che serve anche da assorbitore per le particelle che lo attraversano.

Entrambi gli esperimenti sono strutturati in tre strati principali che avvolgono completamente la linea di fascio attorno al punto di interazione. A ridosso dell'anello di accelerazione si trovano gli array di rivelatori al silicio, necessari per precise misure posizionali delle tracce cariche. Nel secondo strato, si trovano gli apparati calorimetrici: all'interno il calorimetro elettromagnetico, per la misura dell'energia e posizione di elettroni e fotoni, all'esterno il calorimetro adronico. La struttura più periferica serve per l'identificazione dei muoni. Gli intensi campi magnetici permettono di misurare il momento e la carica delle particelle elettricamente cariche, che vengono deflesse per effetto della forza di Lorentz.

Viste le analogie strutturali e gli scopi comuni tra i due, elenco di seguito le differenze:

- *Tracciatori*: hanno una struttura sostanzialmente identica e presentano solo una differenza nella risoluzione del momento trasverso p_T , migliore in CMS (principalmente a causa del campo

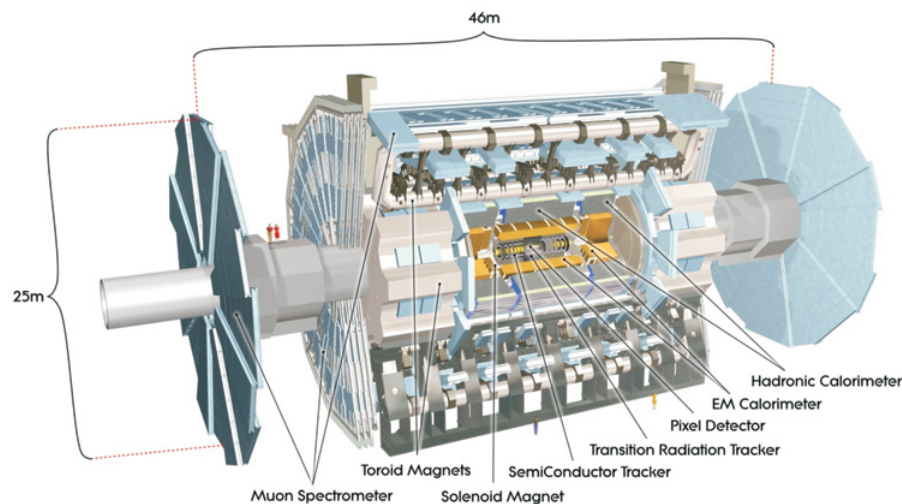


Figura 2.4: Rappresentazione dell'esperimento ATLAS.

magnetico più intenso): $\sigma_{p_T}/p_T \approx 5 \cdot 10^{-4} p_T + 0.01$ per ATLAS; $\sigma_{p_T}/p_T \approx 1.5 \cdot 10^{-4} p_T + 0.005$ per CMS.

- *Calorimetri elettromagnetici*: a CMS il calorimetro elettromagnetico è interamente contenuto all'interno del solenoide, mentre in ATLAS è situato al suo esterno. Ciò comporta una perdita di energia delle particelle ed un conseguente peggioramento nella risoluzione. Il calorimetro a cristalli di tungstenato di piombo di CMS ha una risoluzione sull'energia $\sigma_E/E \approx 3\%/\sqrt{E} + 0.003$; quello a sandwich di argon liquido più assorbitori di piombo di ATLAS ha risoluzione $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E} + 0.007$.
- *Calorimetri adronici*: nel caso di CMS, soltanto una parte del calorimetro adronico è inclusa nel solenoide, ed essa non basta per assorbire completamente le particelle adroniche; si è perciò provveduto ad aggiungere un ulteriore strato calorimetrico al di fuori del magnete. Questa segmentazione abbassa il potere risolutivo. Il calorimetro a sandwich di ferro e scintillatore/rame ed argon liquido di ATLAS ha una risoluzione $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E} + 0.03$; quello a ottone e scintillatore di CMS $\sigma_E/E \approx 100\%/\sqrt{E} + 0.05$.
- *Spettrometri per identificare i muoni*: in entrambi gli esperimenti, i rivelatori di muoni posti all'esterno del calorimetro possono ricostruire la traccia del muone in maniera a sé stante ("standalone"). La particolare geometria per il sistema di magneti in ATLAS permette delle risoluzioni nettamente migliori nel momento in configurazione standalone, che resta attorno al 10% anche ad energie prossime ad 1 TeV. CMS invece risulta più preciso combinando le informazioni delle camere per i muoni con quelle dei tracciatori (7% ad 1 TeV rispetto al 35% per gli standalone).

2.2.2 Altri esperimenti

Per completezza, riassumo in breve gli scopi degli altri due esperimenti di LHC.

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) si occupa principalmente di studiare le collisioni tra nuclei pesanti (piombo) alle energie elevate disponibili ad LHC, con l'obiettivo di esplorare meglio la fisica adronica ad elevate densità, in condizioni in cui si forma una nuova fase detta quark-gluon plasma, di fondamentale interesse per comprendere a fondo la QCD.
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) è un rivelatore per lo studio del quark b, in particolare per le violazioni di CP e per fenomeni rari associati agli adroni che lo contengono. L'obiettivo di queste ricerche è cercare una risposta per il problema dell'asimmetria materia-antimateria.

2.3 Limiti nella ricerca di risonanze a massa elevata

Chiarita la struttura degli apparati di accelerazione e rivelazione, si può completare la discussione relativa ai risultati ottenuti nella ricerca di una risonanza di tipo Z' precedentemente al 2015, allegando i limiti ottenuti ad LHC nel Run 1, sia ad ATLAS che a CMS, negli stati finali dielettronici e dimuonici (si sono studiati anche i canali $e\mu$, $\tau^+\tau^-$, $t\bar{t}$, jj [5]).

2.3.1 Limiti a 7 TeV

Di seguito presento i limiti ottenuti nelle collisioni protone-protone ad un'energia del centro di massa di 7 TeV.

- ad ATLAS, il limite per la Z'_{SSM} al 95% CL è fissato a 2.08 TeV nel canale e^+e^- , 1.99 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.22 TeV nei due canali combinati; [7]
- a CMS, il limite per la Z'_{SSM} al 95% CL è fissato a 2.12 TeV nel canale e^+e^- , 2.15 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.33 TeV nei due canali combinati. [15]
- ad ATLAS, il limite per la Z'_Ψ al 95% CL è fissato a 1.79 TeV nei due canali combinati; [7]
- a CMS, il limite per la Z'_Ψ al 95% CL è fissato a 1.81 TeV nel canale e^+e^- , 1.82 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.00 TeV nei due canali combinati. [15]

2.3.2 Limiti a 8 TeV

Gli articoli relativi alle analisi fatte ad 8 TeV sono ancora in corso di pubblicazione. I risultati che terrò come riferimento sono i seguenti:

- ad ATLAS, il limite per la Z'_{SSM} al 95% CL è fissato a 2.79 TeV nel canale e^+e^- , 2.53 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.90 TeV nei due canali combinati; [6]
- a CMS, il limite per la Z'_{SSM} al 95% CL è fissato a 2.65 TeV nel canale e^+e^- (solo barrel-barrel), 2.77 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.96 TeV nei due canali combinati. [2]
- ad ATLAS, il limite per la Z'_Ψ al 95% CL è fissato a 2.51 TeV nei due canali combinati; [7]
- a CMS, il limite per la Z'_Ψ al 95% CL è fissato a 2.31 TeV nel canale e^+e^- (solo barrel-barrel), 2.43 TeV nel canale $\mu^+\mu^-$, 2.60 TeV nei due canali combinati. [15]

Limiti fissati a 7 TeV			
Z'_{SSM}	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	Canali combinati
ATLAS	1.99 TeV	2.08 TeV	2.22 TeV
CMS	2.15 TeV	2.12 TeV	2.33 TeV
Z'_Ψ	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	Canali combinati
ATLAS	-	-	1.79 TeV
CMS	1.82 TeV	1.81 TeV	2.00 TeV
Limiti fissati a 8 TeV			
Z'_{SSM}	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	Canali combinati
ATLAS	2.53 TeV	2.79 TeV	2.90 TeV
CMS	2.77 TeV	2.65 TeV	2.96 TeV
Z'_Ψ	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	Canali combinati
ATLAS	-	-	2.51 TeV
CMS	2.43 TeV	2.31 TeV	2.60 TeV

Tabella 2.1: Limiti stabiliti con l'analisi dati a 7 e 8 TeV da ATLAS e CMS sui modelli Z'_{SSM} e Z'_Ψ .

Capitolo 3

L'esperimento CMS

Compact Muon Solenoid, installato in una caverna sotterranea nei pressi di Cessy, in Francia, è un rivelatore di forma cilindrica, è lungo 22 m, ha un diametro di 15 m, una massa di 12500 tonnellate ed è preposto a molteplici scopi. La maggior parte dei processi fisici che si vogliono esplorare hanno basse sezioni d'urto, mentre, come è ben noto, i prodotti delle collisioni tra protoni sono dominati da elevati fondi QCD: CMS è progettato in modo da avere un'elevata capacità di discriminazione degli eventi rari, sfruttando in particolare i canali comprendenti elettroni e muoni, e una grande precisione di misura dei vertici secondari, necessaria per distinguere i τ e gli adroni contenenti quark pesanti. L'elevata luminosità nominale di LHC, come accennato, comporta il problema del pile-up: questi effetti possono essere ridotti utilizzando rivelatori ad elevata granularità. L'occupazione si abbassa segmentando l'apparato in molti sottogruppi di rivelatori, al costo di dover ottenere un'ottima sincronizzazione tra di essi. L'alta frequenza di interazione, inoltre, necessita un'alta risoluzione temporale. Infine, gli elevati livelli di radiazione attorno al vertice richiedono apparati robusti e resistenti.

In figura 3.1 è rappresentato uno schema dell'esperimento e dei principali gruppi di rivelatori. Prima di passare a descriverne ciascuno nel dettaglio, ponendo particolare attenzione ai tracciatori e al sistema per l'identificazione dei muoni, voglio precisare alcuni termini ricorrenti. Vista la struttura geometrica di CMS, si preferisce chiamare "barrel" la superficie laterale del cilindro, "endcap" le due basi circolari. I rivelatori "forward", disposti oltre gli endcap, servono per coprire un'ulteriore regione geometrica dove la radiazione è più intensa. I rivelatori di traccia al silicio sono spesso chiamati col nome "tracker"; per il calorimetro elettromagnetico si usa la sigla ECAL; per il calorimetro adronico si usa la sigla HCAL; per il trigger di livello 1 si usa la sigla L1 trigger; per il trigger di alto livello si usa la sigla HLT.

La figura 3.2 esemplifica con chiarezza qual è la traiettoria che ciascun tipo di particella, mediamente, percorre all'interno di CMS.

3.1 Il sistema di coordinate

Il sistema di coordinate, al quale farò spesso riferimento, è orientato nel seguente modo. L'asse x , in direzione radiale, punta verso il centro dell'anello di LHC; l'asse y è verticale e punta verso l'alto; l'asse z è lungo la direzione del fascio. L'angolo azimutale, Φ , giace nel piano xy e si misura a partire dall'asse x ; la coordinata radiale in questo piano si indica con r . L'angolo polare θ è definito nel piano rz . La componente del momento trasversa alla direzione del fascio, indicata con p_T , si calcola dalle componenti x ed y . L'energia trasversa è definita da $E_T = E \sin \theta$.

È bene introdurre altre due grandezze di comodo utilizzo, la rapidità y e la pseudorapidità η , definite nei modi seguenti in funzione dell'energia della particella E , del suo momento longitudinale lungo l'asse z e del modulo del momento:

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.1)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \log \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} = -\log \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.2)$$

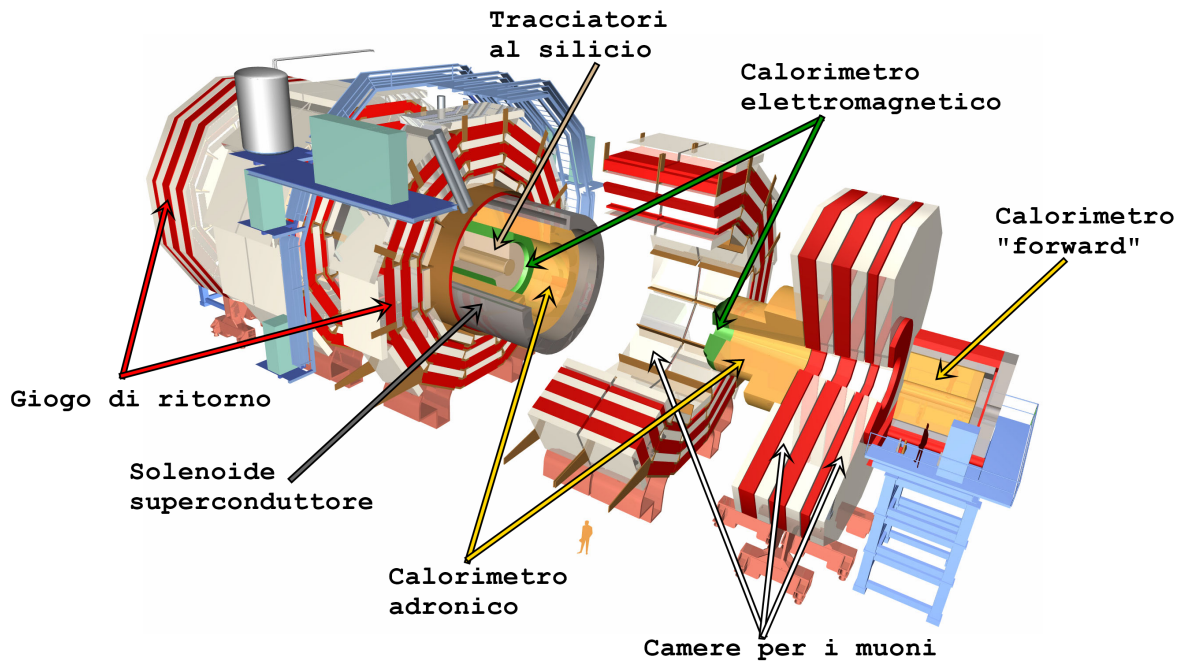


Figura 3.1: Rappresentazione grafica del rivelatore CMS.

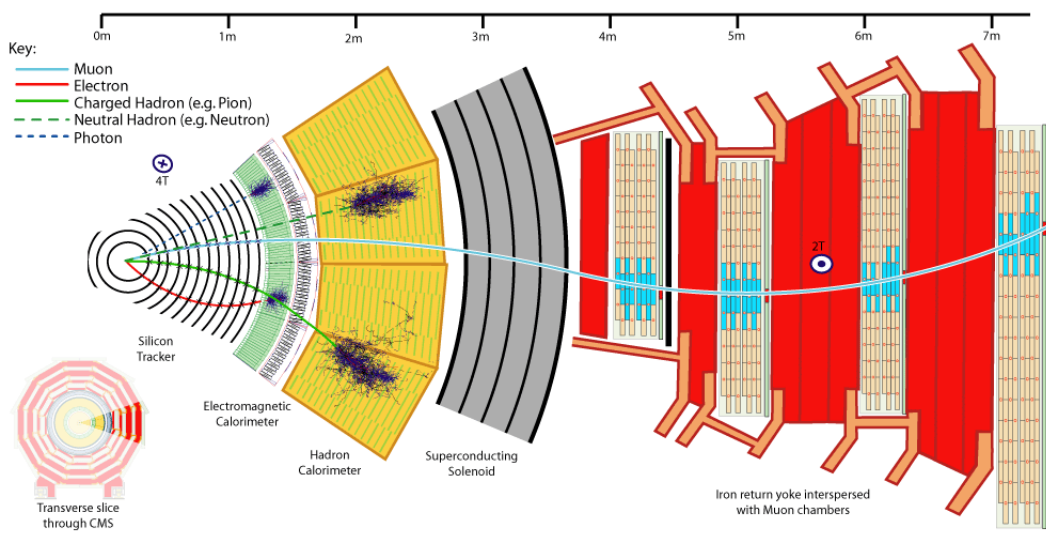


Figura 3.2: Percorso medio di una particella all'interno di CMS. Un muone, in azzurro, attraversa tutti i rivelatori percorrendo una traiettoria curva, lasciando segnale nel tracciatore, nei calorimetri e nelle varie stazioni per i muoni. Un elettrone, in rosso, lascia segnale nei tracciatori e viene assorbito dal calorimetro elettromagnetico. Un fotone, in azzurro tratteggiato, percorre una traiettoria dritta e sciamma soltanto nel calorimetro elettromagnetico, senza rilasciare segnale nel tracciatore. Un adrone, in verde (tratteggiato se neutro), lascia segnale nei tracciatori se carico e sciamma nel calorimetro adronico.

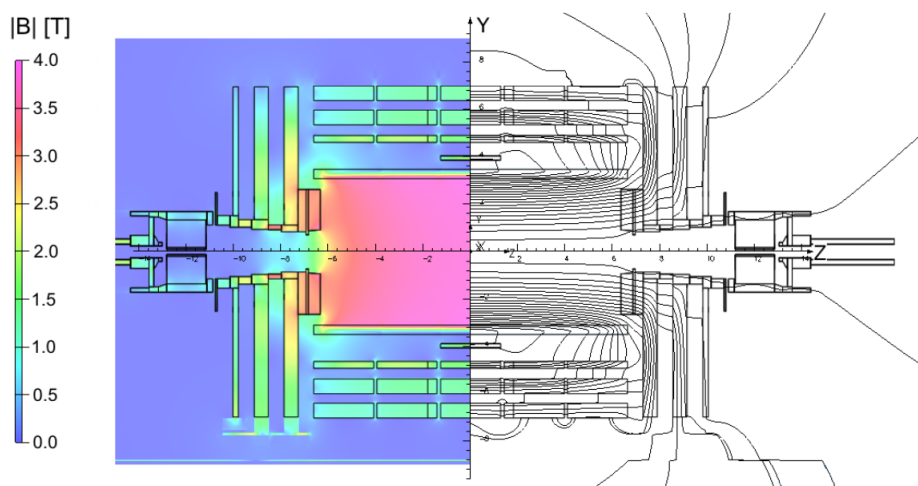


Figura 3.3: Valore del modulo del campo magnetico (a sinistra) e andamento delle linee di campo (a destra) in una sezione longitudinale di CMS.

Quando la particella è emessa in avanti, ossia per $\theta = 0$, $\eta \rightarrow \infty$. Quando la particella è emessa trasversalmente al fascio, ossia per $\theta = \pi/2$, $\eta = 0$. Ad energie elevate, quando le masse diventano trascurabili, rapidità e pseudorapidità coincidono. Queste due grandezze vengono ampiamente usate perché sono invarianti per boost di Lorentz lungo la direzione del fascio.

3.2 Il solenoide

Il grande solenoide superconduttore, un cilindro cavo lungo 13 m e di diametro interno pari a 6 m, fornisce un intenso campo magnetico costante di 3.8 T. Le linee di campo del magnete sono chiuse da circa 10000 tonnellate di ferro, che costituiscono il giogo di ritorno intervallato alle apparecchiature di rivelazione dei muoni. All'interno dei filamenti di niobio e titanio che generano il campo scorre una corrente elettrica massima di 19 kA; l'energia massima immagazzinata nel solenoide ammonta a 2.6 GJ. Gli andamenti delle linee di campo e della sua intensità sono rappresentati in figura 3.3.

3.3 I tracciatori

Il sistema dei tracciatori a CMS è interamente costituito da rivelatori al silicio. La loro elevata precisione nella ricostruzione dei vertici secondari li rende strumenti di vitale importanza per l'identificazione di quark (charm, beauty) e leptoni pesanti (τ), prodotti in numerosissimi processi fisici interessanti. I tracciatori coprono una pseudorapidità $|\eta| < 2.5$ per un'area attiva di circa 200 m^2 e sono suddivisi nel pixel detector, più vicino al vertice di interazione, e nello strip detector, che copre un raggio compreso tra 0.2 e 1.2 m. L'elevata granularità, come accennato, permette di abbassare l'occupazione, vale a dire di avere meno eventi per ciascun sotto-rivelatore: i pixel hanno un'area di $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ e uno spessore di $285 \mu\text{m}$. Le strip adoperate a raggi intermedi (20-55 cm) hanno dimensioni $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m} \times 320 \mu\text{m}$; quelle a raggi maggiori (55-110 cm) $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$. In totale ci sono 1440 moduli di pixel per un totale di 66 milioni di canali di lettura, e 15148 moduli di strip per un totale di 9.3 milioni di canali di lettura.

L'altissima frequenza degli eventi implica l'utilizzo di un'elettronica capace di leggere molto rapidamente i segnali, portando ad un elevato consumo energetico: questo richiede un efficace sistema di raffreddamento che mantenga il rivelatore ad una temperatura di $\approx 10^\circ \text{C}$ in modo da preservarne la durata.

Il pixel detector è costituito da tre strati di rivelatori nel barrel e da due dischi agli endcaps. I moduli nel barrel sono disposti parallelamente al campo magnetico, mentre agli endcaps sono inclinati di

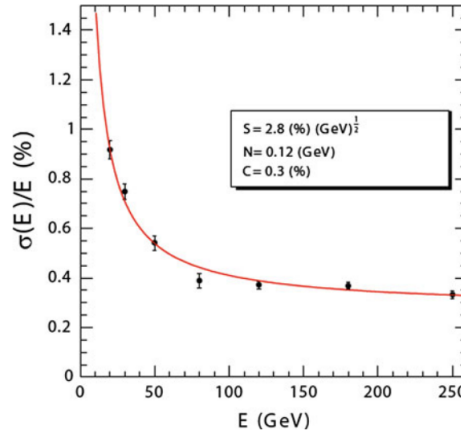


Figura 3.4: Risoluzione in energia di ECAL in funzione dell'energia del fascio di elettroni utilizzato per le misure. Sono mostrati anche i valori per i parametri di fit[16].

circa 20° : le coppie elettrone-lacuna prodotte nel semiconduttore sono allora soggette ad una forza di Lorentz e il loro moto di deriva non avviene più lungo le linee del campo elettrico, bensì esse si sparpagliano lungo diversi pixel. Calcolando il centro della distribuzione di carica raccolta, è possibile determinare la posizione della particella carica che ha attraversato il rivelatore con una risoluzione di $15 \mu\text{m}$, sia nel piano $r\Phi$, sia lungo z .

Il tracciatore a strip è composto da quattro sotto-sistemi: il tracker inner barrel, diviso in 4 strati; il tracker outer barrel, in 6 strati; il tracker inner disk, in 3 strati; il tracker endcaps, in 9 strati. I moduli più esterni, sia del barrel che dell'endcap, sono leggibili sia dal fronte che dal retro.

Nel capitolo 4 descriverò le tecniche di ricostruzione delle tracce nei rivelatori al silicio, in particolare dei muoni.

3.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di CMS è un rivelatore omogeneo composto da cristalli scintillatori di tungstenato di piombo (PbWO_4), ideali per le misure di fotoni ed elettroni. Il calorimetro è suddiviso in due gruppi di sotto-rivelatori, uno nel barrel ed uno per ciascun endcap; nel complesso copre una regione geometrica fino ad $|\eta| < 3$. Il PbWO_4 è stato scelto perché permette una risposta temporale rapida (in 25 ns, ad ogni collisione tra pacchetti, viene emesso l'85% della luce di scintillazione), ha elevate efficienza di scintillazione e resistenza alla radiazione. I 61200 cristalli impiegati nella regione di barrel hanno dimensioni $(22 \times 22) \text{ mm}^2 \times 23 \text{ cm}$, per una corrispondente lunghezza di radiazione di $25.8X_0$; i 7324 cristalli negli endcaps hanno dimensioni $(28.6 \times 28.6) \text{ mm}^2 \times 22 \text{ cm}$, per una corrispondente lunghezza di radiazione di $24.7X_0$. Prima della regione di endcap, è disposto un rivelatore di preshower costituito da due strati di sandwich piombo/silicio, per una lunghezza di radiazione di $3X_0$: questo permette una maggiore efficienza di rivelazione nella regione in avanti e permette di utilizzare cristalli più piccoli agli endcaps; è stato installato appositamente per distinguere due fotoni dal decadimento del π_0 e per poter indagare il canale di decadimento raro dell'Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$. La luce scintillata nel barrel viene raccolta e amplificata da dei fotodiodi a valanga; agli endcaps, dove la frequenza degli eventi è più alta, il segnale è letto da fototridiodi a vuoto. La raccolta e l'amplificazione della radiazione da scintillazione è fortemente dipendente dalla temperatura, rendendo necessario un sistema di controllo e raffreddamento ad acqua che mantenga il calorimetro a 18° C costanti.

La risoluzione in energia del calorimetro è parametrizzata secondo l'espressione seguente:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2, \quad (3.3)$$

dove S è il termine stocastico, N il contributo dal rumore, C un termine costante (contiene le dipendenze dalla calibrazione). In figura 3.4 sono mostrati i risultati ottenuti da misure di prova con un fascio di elettroni: le stime ottenute sono $S = 0.028 \text{ GeV}^{\frac{1}{2}}$, $N = 0.12 \text{ GeV}$, $C = 0.003$.

3.5 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico è costruito a strati alterni di ottone e di scintillatore plastico. La qualità della misura dipende dalla granularità del rivelatore, dalla sua ermeticità e dalla frazione di energia depositata dagli adroni che il calorimetro è in grado di rivelare, quindi deve essere spesso abbastanza da assorbire tutti gli sciame adronici. L'estensione radiale del rivelatore nella regione di barrel è però limitata dalla presenza dell'ECAL e del solenoide superconduttore: per raggiungere una lunghezza di assorbimento sufficiente (11.8λ) è stato installato un ulteriore strato calorimetrico al di fuori del magnete.

La luce di scintillazione, tipicamente nella parte blu-violetta dello spettro elettromagnetico, è interpretata da fibre ("wavelength shifter") che ne spostano la lunghezza d'onda al verde e la trasportano fino a fotorecettori ibridi. I primi strati di scintillatore sono disposti immediatamente a ridosso dell'ECAL, mentre gli ultimi a contatto con le camere per i muoni, permettendo così di raccogliere tutta l'informazione possibile.

La risoluzione energetica combinata dei due calorimetri è data da:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 45\%. \quad (3.4)$$

Le regioni di barrel e di endcaps dell'HCAL coprono un intervallo di $|\eta| < 3$; il calorimetro "forward" aggiuntivo arriva fino ad $|\eta| < 5.2$. Esso si trova a 11.2 m dal punto di interazione ed è stato progettato appositamente in previsione del raggiungimento dell'energia massima di 14 TeV: si calcola infatti che il deposito energetico medio di un adrone prodotto in collisioni pp in queste condizioni sia di 760 GeV nella direzione in avanti, da confrontare con i 100 GeV medi delle altre regioni geometriche. Il calorimetro "forward" è composto da strati assorbitori di acciaio spessi 55 mm in cui sono innestate delle fibre di quarzo, che agisce da mezzo attivo poiché rivela la luce Cherenkov emessa dalle particelle cariche dello sciame, principalmente quella della componente elettromagnetica. La segmentazione longitudinale permette di distinguere i segnali lasciati dagli adroni rispetto a quelli lasciati da elettroni e fotoni.

3.6 Sistema per l'identificazione dei muoni

L'ultimo gruppo di rivelatori di CMS consiste in una serie di rivelatori a gas per l'identificazione dei muoni, intervallati agli strati di ferro che chiudono le linee del campo magnetico generato dal solenoide. Nel barrel ci sono quattro stazioni per i muoni disposte in maniera concentrica; negli endcaps sono organizzate in tre dischi, ciascuno contenente quattro stazioni. Si può vedere la loro disposizione in figura 3.5.

Nella regione di barrel, dove la densità delle tracce è inferiore e il campo magnetico è meno intenso, vengono utilizzate delle camere con tubi a deriva (DT, drift tube). Agli endcaps, dove i flussi sono maggiori, ci sono delle camere a strip catodici (CSC, cathode strip chambers), che permettono una risposta più rapida, una maggiore granularità e resistenza agli alti livelli di radiazione. Inoltre, dei rivelatori resistivi (RPC, resistive plate chamber) vengono sfruttati come ulteriore sistema di trigger indipendente per i muoni. In totale sono installati 250 DT, 540 CSC, 610 RPC.

- L'elemento di base delle camere DT è la cella, di dimensioni di $42 \times 13 \text{ mm}^2$ e lunghezza da 2.5 a 3 m, che contiene una miscela di gas (85% Ar e 15% CO_2), un filo anodico a carica positiva e due strisce catodiche di alluminio (si veda la figura 3.6) che separano una cella dall'altra. Un piano di celle è isolato dall'altro mediante materiale plastico. L'anodo è realizzato da un filo

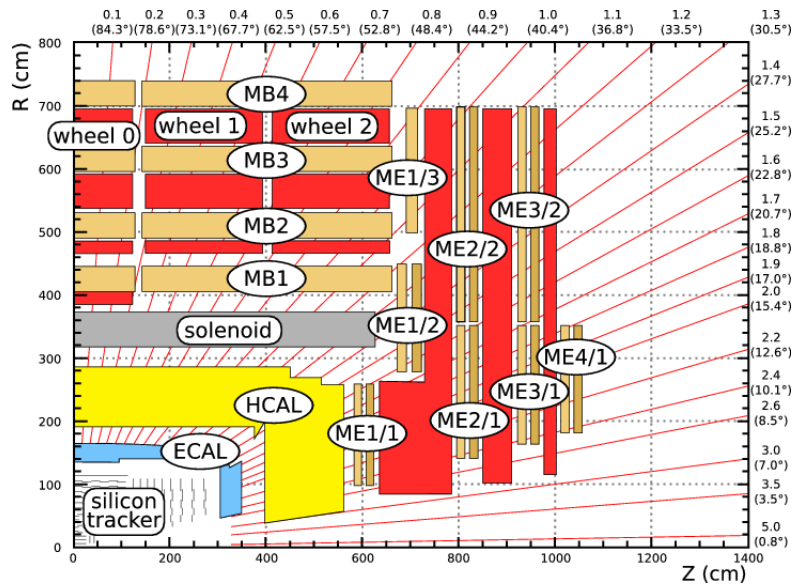


Figura 3.5: Sezione di CMS fatta parallelamente alla linea del fascio, nel piano rz. Si osservi in particolare la disposizione delle camere a muoni nel barrel (MB) e nell'endcap (ME).

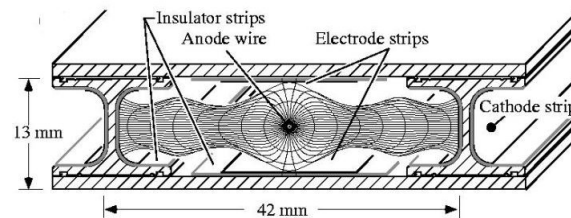


Figura 3.6: Schema di una cella elementare nei Drift Tubes. Le tensioni tipicamente applicate sono: +3600 V al filo anodico, +1800 V alle strip di elettrodi, -1200 V ai catodi di alluminio.

di acciaio di $50 \mu\text{m}$ posto al centro della cella; in totale a CMS sono montati circa 195000 fili. La distanza della traccia dal filo è misurata dal tempo di deriva degli elettroni indotti dalla ionizzazione del gas: due strisce di elettrodi posizionate su due superfici della cella hanno l'obiettivo di dare forma al campo in modo da rendere la velocità di deriva quanto più uniforme possibile. La risoluzione spaziale complessiva del sistema è di $180 \mu\text{m}$. Ogni camera con tubi a deriva (indicata con MB nella figura 3.5) ha una superficie di circa $2 \times 2.5 \text{ m}^2$ e contiene 12 strati di celle DT, arrangiate in tre gruppi di quattro. Il gruppo di celle di mezzo, i cui fili anodici sono disposti perpendicolarmente alla linea di fascio, misura la coordinata z , i due gruppi esterni, in cui i fili anodici sono paralleli al fascio, misurano la coordinata nel piano $r\Phi$. Le camere di diverse stazioni sono geometricamente posizionate in modo da coprire tutta la coordinata Φ .

- Le CSC sono delle camere proporzionali a molti fili di forma trapezoidale. Sono costituite da 6 piani con i fili anodici attraversati da 7 pannelli con strip catodiche di rame, tutto immerso in una miscela di gas. I fili anodici misurano la coordinata radiale r ; le strisce catodiche sono disposte a Φ costante: interpolando la carica indotta nelle strip è possibile ricostruire anche la coordinata azimutale. Come nel caso dei DT, anche le CSC sono sovrapposte in modo da coprire tutta la coordinata Φ . A ciascun endcap ci sono 4 stazioni di CSC che arrivano ad una regione geometrica di $|\eta| < 2.4$. Per $0.9 < |\eta| < 1.2$, un muone attraversa sia i DT del barrel che le CSC degli endcaps. Le CSC di CMS contengono, nel complesso, un volume di gas maggiore di 50 m^3 e più di 2 milioni di fili. Le CSC più grandi hanno dimensioni massime di 3.4 m lungo la direzione dei catodi e 1.5 m lungo la direzione dei fili anodici. La risoluzione raggiungibile alla massima tensione è di circa $80 \mu\text{m}$.
- Gli RPC sono dei piatti plastici ad alta resistività, separati da un volume riempito di gas, e caricati a tensioni elevate, in modo da lavorare nel regime di ionizzazione a valanga. I piatti sono provvisti di strisce di lettura che raccolgono il segnale al passaggio del muone attraverso il gas. La loro risoluzione spaziale è molto bassa, circa 1-2 cm; al contrario la loro rapida risposta temporale (2-3 ns) e l'alta risoluzione (circa 1 ns) li rendono strumenti ideali per il trigger e per la misura del tempo a cui avviene l'interazione. Nel barrel sono montati 6 strati di RPC, negli endcaps ne sono montati 3.

L'intero sistema misura in maniera "standalone" l'impulso con una risoluzione in p_T di circa $\Delta p_T/p_T \approx 8-15\%$ per muoni di $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ e di $\Delta p_T/p_T \approx 20-40\%$ per muoni di $p_T = 1 \text{ TeV}/c$. Combinando con la misura nei rivelatori al silicio la risoluzione passa rispettivamente all'1% e al 7-16%.

Vista l'importanza dei muoni per il lavoro di tesi, nel prossimo capitolo illustrerò nel dettaglio le tecniche utilizzate per la ricostruzione del segnale.

3.7 Altri rivelatori

Tracciatori e camere per i muoni coprono una regione di $|\eta| < 2.5$, gli apparati calorimetrici arrivano fino ad $|\eta| < 5.2$. Ci sono altri due rivelatori che permettono misure nella regione $5 \leq |\eta| \leq 11$, TOTEM e CASTOR. TOTEM sfrutta dei rivelatori a gas per le misure di scattering elastico protone protone in funzione del loro momento. CASTOR è un calorimetro elettromagnetico ed adronico che raccoglie luce Cherenkov, serve per misure di QCD in collisioni p-p, p-ione, ione-ione.

3.8 Sistema di trigger

Il sistema di trigger di CMS è stato realizzato in funzione delle elevate luminosità e frequenza di interazione; deve essere efficiente nello studio di fenomeni rari e molto diversi da loro, e deve applicare delle

selezioni in modo da abbassare la frequenza degli eventi da 40 MHz a circa 100 Hz, tali da consentire la registrazione software. Esso deve inoltre avere tempi decisionali molto brevi, dal momento che ogni 25 ns avviene una collisione: questo intervallo temporale è troppo ristretto anche solo per poter leggere i dati raccolti dal rivelatore. Il problema viene superato operando le selezioni in fasi successive, in ciascuna delle quali vengono prese delle decisioni sulla base di una sola parte dei dati. Il trigger di livello 1, L1, è un dispositivo elettronico hardware che permette di scendere con la frequenza all'ordine di 100 kHz; il trigger di livello alto, HLT, è invece basato su algoritmi software capaci di rielaborare il segnale, ed è a sua volta separato in due livelli logici (Level-2 e Level-3).

3.8.1 Il trigger di livello 1

Il trigger L1 ha accesso solamente alle informazioni provenienti dai calorimetri e dalle camere per i muoni. Esso è segmentato in più processi in parallelo, ciascuno dei quali impiega singolarmente meno di 25 ns. La decisione complessiva del L1 viene presa ogni $3.2 \mu\text{s}$, tenendo conto anche dei tempi tecnici per il trasporto del segnale ai dispositivi: questo significa che la parte puramente computazionale deve impiegare meno di $1 \mu\text{s}$.

Il trigger di livello 1 è suddiviso in tre sistemi: il trigger calorimetrico, il trigger muonico, a sua volta diviso in tre sotto-sistemi indipendenti per ciascuna categoria di rivelatori (DT, RPC, CSC) e il trigger globale, che combina i risultati dei precedenti. Lo scopo del trigger muonico, in particolare, è quello di identificare i muoni, ricostruirne la posizione e assegnarne delle variabili relative al punto di collisione. Avere tre sottosistemi differenti permette di combinarne i rispettivi vantaggi: l'elevata risoluzione spaziale (dei DT e delle CSC) e l'eccellente risoluzione temporale (degli RPC).

I trigger, più che operare delle vere e proprie decisioni autonome, hanno l'obiettivo di identificare dei precisi oggetti: elettroni/fotoni e muoni isolati o non isolati, jets centrali, in avanti o provenienti da τ . I quattro candidati migliori di ciascuna categoria vengono mandati al trigger globale insieme a: una misura della loro posizione, momento trasverso e ad un'etichetta che ne identifica la qualità; informazioni di energia trasversa totale e mancante dal trigger calorimetrico; un importante controllo sull'attività nella regione calorimetrica, che può essere o meno compatibile con il deposito di energia lasciato dal passaggio di un muone. A questo punto il trigger globale opera le selezioni necessarie, scegliendo uno o più oggetti che abbiano energia o momento sopra a una determinata soglia; si possono aggiungere richieste sulla geometria, fino ad un massimo di 128 condizioni in parallelo. I trigger più semplici si basano solitamente sulla presenza di un solo oggetto che abbia p_T o E_T sopra ad una certa soglia (trigger "single-object"), oppure sulla presenza di due oggetti (trigger "di-object"), che possono avere soglie identiche o differenti tra loro. In casi particolari, si può triggerare anche su oggetti differenti.

Le scelte del trigger L1 devono sempre tenere conto della capacità del sistema di acquisizione (Data Acquisition System), monitorato da un sistema di controllo del trigger. In alcuni casi, in particolare per fenomeni con elevate sezioni d'urto (come ad esempio per le misure di fisica del quark b), può essere utile ricorrere a trigger prescalati: gli eventi vengono scelti e salvati a campione, in modo da garantire una sufficiente quantità di dati senza occupare eccessiva memoria.

3.8.2 L'High Level Trigger

Se un evento è stato accettato dal trigger di livello 1, tutta l'informazione del rivelatore, che ammonta a circa 1 MB, viene letta dal sistema di acquisizione ad una frequenza massima di 100 kHz e successivamente passata all'HLT. Gli algoritmi dell'HLT sono implementati nello stesso software utilizzato per l'analisi offline e constano in una serie di passaggi che comprendono la ricostruzione del segnale e le selezioni. Ciascun oggetto processato con i criteri voluti dall'HLT viene assegnato ad un preciso "trigger path" e successivamente salvato come un sottocampione di eventi del campione filtrato dal L1.

3.9 Il sistema di calcolo

Il sistema di calcolo si occupa del salvataggio, del trasferimento e della manipolazione dei dati raccolti da CMS; esso supporta inoltre la produzione e l'analisi di dati simulati ed informazioni sulla calibrazione degli apparati. Le risorse di calcolo non sono situate solo a CMS, bensì sono distribuite in diversi centri detti "Tier", anche esterni al CERN, secondo una specifica gerarchia. L'enorme mole di dati raccolti richiede grosse capacità computazionali ed un metodo flessibile per ridurre le informazioni al minimo necessario senza ridondanze, ma che permetta al contempo una grande varietà di operazioni ad ogni livello dell'analisi.

Il software di CMS, abbreviato in CMSSW, è sviluppato su un metodo di programmazione a oggetti, principalmente in linguaggio C++. L'unità base di ciascun tipo di dato, reale o simulato, è l'evento, Event: esso è un contenitore di molteplici informazioni, dal dato "grezzo" (RAW), al ricostruito (RECO), all'oggetto per l'analisi (AOD, Analysis Object Data) sul quale sono state applicate opportune selezioni. Tipicamente, i dati vengono rielaborati tramite moduli in linguaggio C++ o python; gli output vengono salvati in ROOT files.

Capitolo 4

La ricostruzione dei muoni a CMS

Nei collisori adronici, i leptoni svolgono un ruolo determinante nella segnatura di processi rari. In particolare i muoni sono importanti non soltanto perché facilmente identificabili e ben misurabili, ma anche perché essi rappresentano uno strumento utile per la calibrazione e l'allineamento dell'apparato. Nel capitolo precedente ho illustrato la struttura hardware dei rivelatori di CMS: in questo capitolo descriverò nel dettaglio le tecniche software di ricostruzione delle tracce, della carica e del momento dei muoni, svolte in parallelo dai tracciatori al silicio e dall'apparato per l'identificazione dei muoni.

4.1 Ricostruzione dei μ nei tracciatori

Le traiettorie ad elica delle particelle soggette al campo magnetico del solenoide sono descritte da 5 parametri: la curvatura $1/R$, l'angolo Φ , la pseudorapidità η , il parametro d'impatto trasverso d_0 (con segno) e il parametro d'impatto longitudinale z_0 . I parametri d'impatto sono definiti come la distanza di massimo avvicinamento della traccia dal vertice primario della collisione.

La curvatura, in particolare, è legata alla quantità carica su momento trasverso q/p_T dalla ben nota formula:

$$\frac{1}{R} = 0.3 \times B \times \frac{q}{p_T}; \quad (4.1)$$

ricordiamo che il campo magnetico B giace lungo la direzione del fascio, perciò p_T è l'unica componente del momento soggetta alla forza di Lorentz.

La ricostruzione di qualsiasi traccia carica all'interno dei rivelatori al silicio viene operata in due fasi successive, una fase locale ed una globale.

4.1.1 Ricostruzione locale nei tracciatori

La prima fase consiste nell'identificare i gruppi ("cluster") di cariche depositate nei pixel o nelle strisce del rivelatore. Vengono utilizzati due differenti algoritmi, ciascuno dei quali si basa sulla scelta di tre differenti soglie nel rapporto segnale rumore, S/N (N sta per "noise").

Nel pixel detector, un pixel detto "seed" viene scelto se $S/N > 6$; i pixel adiacenti vengono sommati se hanno $S/N > 5$; il cluster finale viene formato se la carica complessiva che contiene è tale per cui $S/N > 10$.

Nella parte a strip, il "seed" viene scelto se $S/N > 3$; la carica nelle strip adiacenti viene sommata al cluster se $S/N > 2$; il cluster nel complesso è definito se $S/N > 5$.

Una volta definito il cluster, algoritmi specifici ricostruiscono la posizione del cosiddetto "hit" e la matrice dei suoi errori, quantità che verranno utilizzate in seguito.

4.1.2 Ricostruzione globale nei tracciatori

La fase di ricostruzione vera e propria è operata in tre passi:

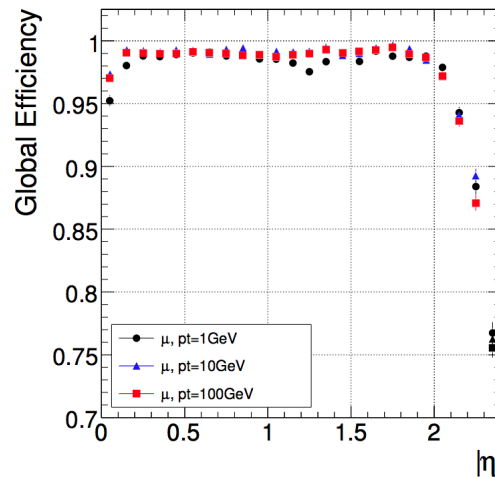


Figura 4.1: Efficienza di ricostruzione globale della traccia per muoni di momento trasverso 1, 10, 100 GeV/c in funzione di $|\eta|$, nei tracciatori al silicio.

1. *Ricerca dei seed*: Un seed è formato da una coppia di hit nel pixel detector più un vincolo sul punto di interazione, oppure da un tripletto di hit negli strati interni. Una prima grossolana misura dei parametri della traccia e dei loro errori viene stimata facendo passare una traiettoria ad elica attraverso i tre punti così definiti.
2. *Riconoscimento della struttura*: Si tratta del passo che richiede maggiore sforzo computazionale. Il processo è iterativo: partendo dalla stima del punto 1), esso raccoglie tutti gli hit lungo il tracker che siano compatibili con una sola e unica traccia.
3. *Fit finale*: Completata la struttura della traccia, si conclude operando un ultimo fit che ne stimi definitivamente i parametri e gli errori.

Sono implementati due algoritmi per la ricostruzione:

- *Combinatorial Track Finder*: CTF si basa su un filtro di Kalman [28] sia per costruire la traiettoria, assegnandone ciascun hit, sia per la stima dei parametri della traccia. Per il seeding si sfruttano gli strati più interni del tracciatore, principalmente il pixel detector. Per il riconoscimento della struttura si adopera un approccio che cerca di seguire la traccia, ricalcolando i parametri di fit ogni volta che si trova un hit compatibile e lo si aggiunge alla traiettoria; gli hit successivi scelti devono essere quelli che minimizzano gli errori. Il fit finale viene operato usando un filtro di Kalman.
- *Road Search*: Con l'algoritmo RS, il seeding viene fatto anche sugli strati esterni del sistema di tracciatura. Nella fase di riconoscimento della struttura, si sfruttano delle "strade" pre-calcolate e si osserva quali hit sono compatibili ad una di queste ipotesi; progressivamente si scartano gli hit fortemente in disaccordo. Il fit finale viene operato nello stesso modo dell'algoritmo CTF.

4.1.3 Prestazioni

Una delle quantità che si sono usate [16] per valutare le prestazioni sulla ricostruzione della traccia confrontata con campioni Monte Carlo, è l'efficienza, definita dal rapporto

$$\epsilon = \frac{\text{n. di tracce ricostruite associate}}{\text{n. di tracce rilasciate dalle particelle cariche simulate}}. \quad (4.2)$$

Le due tracce si intendono associate se condividono almeno il 50% degli hit; inoltre si richiede che le tracce ricostruite abbiano almeno 8 hit, p_T superiore a 0.7 GeV ed $|\eta| < 2.5$. In figura 4.1 è mostrato

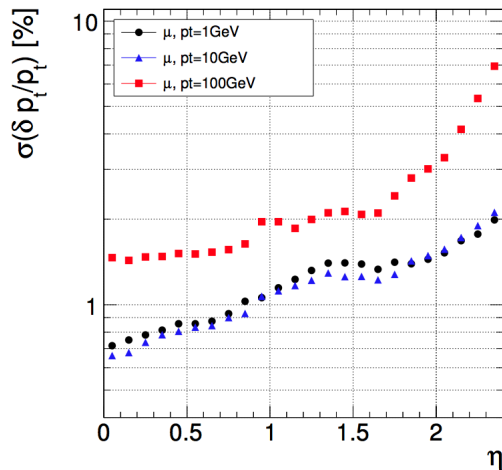


Figura 4.2: Risoluzione relativa in p_T per muoni di momento trasverso 1, 10, 100 GeV/c in funzione di η , nei tracciatori al silicio.

il grafico dell'efficienza di ricostruzione in funzione della pseudorapidità per i muoni: essa sfiora il 99% eccetto per una zona vicina ad $\eta = 0$, dove ci sono delle discontinuità geometriche nella copertura dei pixel, e per η progressivamente vicini a 2.5, a seguito delle dimensioni limitate dei dischi di rivelatori al silicio nella regione di endcap.

La risoluzione in p_T è invece definita a partire da una grandezza detta residuo, ovvero la differenza tra p_T ricostruito e generato:

$$R = p_{T\text{reco}} - p_{T\text{gen}}. \quad (4.3)$$

Spesso si interpreta la risoluzione come l'ampiezza relativa di un fit gaussiano sulla distribuzione dei residui. In figura 4.2 è mostrata la risoluzione relativa in p_T in funzione della pseudorapidità: si noti come essa peggiori all'aumentare di η , a causa del ridotto braccio di leva. A momenti più alti, gli effetti di urti multipli diventano dominanti, degradando ulteriormente la risoluzione.

4.2 Ricostruzione dei μ nel rivelatore esterno di muoni

4.2.1 Ricostruzione locale nelle camere a muoni

Nel sistema di identificazione per i muoni la traccia viene dapprima ricostruita localmente a livello del singolo rivelatore. All'interno delle camere il campo magnetico è trascurabile; esso diventa rilevante e va quindi valutato quando si estrapolano le tracce da una camera all'altra.

Ricostruzione locale negli RPC

Negli RPC, gli hit sono dei punti in tre dimensioni, ricostruiti calcolando il centro di gravità della carica che si deposita nelle strisce catodiche di lettura per effetto della ionizzazione. Le incertezze si calcolano su una distribuzione uniforme di probabilità per gli hit.

Ricostruzione locale nelle CSC

Ogni piano di una CSC legge due coordinate: una è misurata dai fili, letti a gruppi; una è misurata dalle strisce catodiche, sulle quali vengono fatti dei fit opportuni dei cluster di carica per determinarne la posizione. All'interno di ciascuna camera, i punti così individuati vengono collegati a formare un segmento, che ne deve contenere almeno 6.

Ricostruzione locale nei DT

1. Ricostruzione unidimensionale.

Il primo passo è una ricostruzione unidimensionale della posizione di passaggio della particella in ogni cella DT attraversata a partire dalla misura del tempo di deriva della carica di ionizzazione dal punto in cui è stata rilasciata, fino al filo anodico. Un'opportuna sincronizzazione e calibrazione mediante impulsi di test permette di determinare gli offset e le incertezze dovute alle contaminazioni (numerose ritardi infatti si sommano al tempo di drift: i ritardi indotti dalla cablatura e dall'elettronica, il tempo di propagazione del segnale nel filo, i tempi morti del trigger, il tempo di volo del muone dalla sua generazione fino al momento di passaggio nel rivelatore). Stabilito opportunamente l'intervallo temporale corretto, $(t_{produzione}, t_{drift})$, la distanza di deriva sarà ottenuta integrando la velocità di drift:

$$x = \int_{t_{produzione}}^{t_{drift}} v_{drift} dt. \quad (4.4)$$

Il campo magnetico dentro alle celle è trascurabile, mentre il campo elettrico, come si vede dalla figura 3.6, è costante nella regione mediana dei fili anodici: questo implica una v_{drift} costante.

2. Ricostruzione bidimensionale.

La parte di ricostruzione del segmento bidimensionale risolve l'ambiguità destra-sinistra del passaggio precedente, andando a collegare i vari hit unidimensionali passando da uno strato di celle all'altro, fino a formare due segmenti indipendenti nel piano $r - \Phi$ e $r - z$. Un algoritmo combinatorio sceglie quali hit includere nel segmento e quali scartare, basandosi su opportuni intervalli di tolleranza angolare; successivamente viene operato un fit. Il segmento finale viene scelto tra quelli con il più alto numero di hits e il più basso χ^2 . Nel caso in cui il muone abbia sciamato, il riconoscimento della traccia diventa molto complicato a causa dell'elevata occupazione, per questa ragione vengono sfruttate altre strategie di cui parlerò in seguito.

3. Ricostruzione tridimensionale.

Se c'è un solo segmento per ciascuna delle due proiezioni, si ottiene un segmento 3D, utilizzabile sia per le ricostruzioni offline, sia come input agli algoritmi di HLT. Se per ciascuna proiezione ho più di un segmento, tutte le possibili combinazioni vengono combinate a formare un candidato 3D.

La risoluzione lungo la coordinata Φ è di $120 \mu\text{m}$; lungo la coordinata θ è di $250 \mu\text{m}$. Il limite alla risoluzione è dato dalla presenza di raggi delta che anticipano il segnale degli elettroni primari.

4.2.2 Ricostruzione globale nel rivelatore di muoni

In analogia con il caso dei tracciatori, anche nelle camere a muoni la traccia globale è ricostruita in tre passaggi (ricerca dei seed, riconoscimento della struttura e fit). Gli hit o i segmenti ricostruiti dai tre sottosistemi (DT, CSC, RPC) possono essere utilizzati in maniera indipendente tra loro grazie ad un'interfaccia flessibile e identica a quella dei tracciatori: le tracce ricostruite dalle camere a muoni sfruttano gli stessi strumenti visti in precedenza (il filtro di Kalman).

1. *Ricerca dei seed:* per i seed si associano due o più segmenti dei DT o delle CSC (o di DT-CSC) compatibili cercando tracce provenienti dal vertice, in modo da formare una struttura. La curvatura tra due o più stazioni dà una prima stima del p_T .
2. *Riconoscimento della struttura e fit:* nella configurazione standard, i parametri stimati dai seed vengono propagati dalla stazione di rivelatori di muoni più esterna a quella più interna ad essa compatibile, usando un filtro di Kalman. L'operazione si può fare anche nell'altro senso, dall'interno all'esterno. Ogni volta che un nuovo segmento è incluso nel fit, i parametri vengono ricalcolati; la scelta è fatta in modo da minimizzare il χ^2 . Una buona propagazione deve tenere

conto degli effetti di interazione tra i muoni e il materiale, come lo scattering multiplo e la perdita di energia per ionizzazione o per radiazione, importante all'ordine del TeV, i quali devono essere compresi nella stima degli errori. Per la ricostruzione della traiettoria, è necessaria la presenza di hit da almeno due stazioni, una delle quali di DT/CSC, in modo da abbassare la probabilità di ricostruire tracce false per effetti combinatori.

4.3 Ricostruzione e identificazione dei μ utilizzando tutto CMS

4.3.1 Strategie globali di ricostruzione

In CMS si identificano tre categorie, non disgiunte, di muoni che sono usate nelle analisi ufficiali.

- *Ricostruzione Global muon*: si parte dalla traccia ricostruita dal solo spettrometro esterno per i muoni, e si cerca di collegarne la traiettoria con una corrispondente nei tracciatori, usando una tecnica con filtro di Kalman. Questo approccio è particolarmente efficace per momenti elevati ($p_T > 200$ GeV/c), poiché è possibile sfruttare il maggior braccio di leva delle camere per i muoni.
- *Ricostruzione Tracker muon*: si considerano come potenziali muoni tutte le tracce del tracker con $p_T > 0.5$ GeV/c e $p > 2.5$ GeV/c. Si tenta quindi di estrapolarne la traiettoria fino alle camere, tenendo conto del campo magnetico, dello scattering multiplo e delle perdite di energia: quando essa è compatibile con un segmento ricostruito nei DT o nelle CSC, si definisce un muone Tracker. Il segmento e la traccia estrapolata sono corrispondenti se sono distanti meno di 3 cm nella coordinata x e se il valore del pull per la posizione estrapolata x_e e quella reale x_r è meno di 4. Il pull è definito come:

$$\frac{x_e - x_r}{\sqrt{\sigma_{x_e}^2 + \sigma_{x_r}^2}}.$$

Questo approccio è efficace specialmente a bassi momenti ($p < 5$ GeV/c), dal momento che le tracce poco energetiche non riescono a penetrare più di uno strato delle camere esterne.

- *Ricostruzione Standalone muon*: i muoni di questa categoria sono ricostruiti con le sole informazioni del rivelatore esterno oltre a quella sul centro dell'interazione dei fasci. La loro risoluzione tipicamente è peggiore rispetto ai due precedenti.

I muoni così ricostruiti vengono salvati in un'unica collezione, nella quale è possibile reperire le singole informazioni di ricostruzione nella fase di analisi offline. In figura 4.3 [16] mostro la risoluzione relativa in p_T per i muoni ricostruiti nella regione di barrel (a sinistra) e di endcap (a destra) a seconda della strategia di ricostruzione adottata.

4.3.2 Identificazione

Illustro le tre principali selezioni per l'identificazione, dal momento che userò questa terminologia nei capitoli successivi della tesi.

- *Soft Muon*: si richiede che il muone sia Tracker Muon, che il segmento costruito nelle camere corrisponda nelle coordinate x ed y, che entrambi i pull siano inferiori a 3. Questa selezione è utilizzata principalmente per studi sul quark b.
- *Tight Muon*: si richiede che il muone sia Global Muon e inoltre: il χ^2 normalizzato del fit globale sia inferiore a 10; ci sia almeno un hit nelle camere compreso nel fit globale; il muone candidato sia collegato ad un segmento in almeno due stazioni; nel fit globale siano inclusi almeno 10 hit nel tracciatore e di questi almeno 1 di pixel; abbia parametro d'impatto inferiore a 2 mm rispetto al vertice primario.

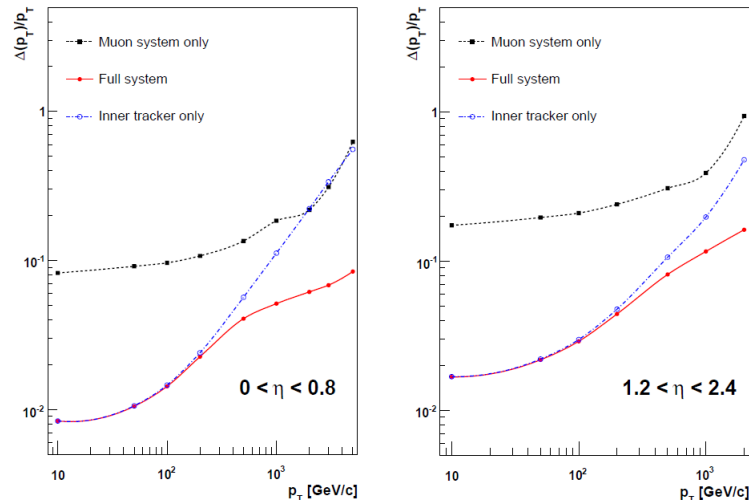


Figura 4.3: Risoluzione relativa in p_T per muoni ricostruiti nelle regioni di barrel (a sinistra) e di endcap (a destra) con le strategie di tipo Global, Tracker, Standalone.

- *Particle-Flow Muon*: le selezioni di questo tipo puntano a ridurre quanto più possibile i fondi da eventi spuri, tipicamente jets ricostruiti erroneamente come muoni. Per fare questo, si sfrutta tutta l'informazione del rivelatore, inclusa quella proveniente dai depositi di energia dei muoni nei calorimetri.

Nella tesi si ricercano muoni dal decadimento di una Z' di massa elevata prodotta nell'interazione dura tra i protoni del fascio. Poiché i muoni ricercati hanno grande momento, attraversano sia il rivelatore centrale che il rivelatore dei muoni esterni; la selezione che verrà utilizzata è la Tight Muon. Tale selezione, identificando muoni provenienti da un vertice primario, permette di minimizzare il contributo di muoni prodotti dal decadimento in volo di adroni con quark leggeri e prodotti in vertici secondari dal decadimento di quark pesanti.

4.3.3 Algoritmi di assegnazione del momento

Come abbiamo visto, la traccia solitamente si ricostruisce collegando i risultati di un fit di tipo standalone con uno di solo tracker, fino a produrre una traccia di tipo global. Tenendo conto delle elevate energie del centro di massa in gioco, e della conseguente elevata energia dei prodotti, si è reso necessario sviluppare appositi algoritmi per la ricostruzione di muoni di alto p_T . Nel passaggio attraverso il ferro del giogo, infatti, i muoni subiscono processi di scattering multiplo e di perdita di energia, oltre alla formazione di eventuali raggi delta all'interno delle camere di rivelazione. La perdita di energia per bremsstrahlung, in particolare, diventa dominante per alte energie: gli sciami elettromagnetici prodotti dai muoni interagiscono con i rivelatori, producendo degli hit spuri che rovinano la misura del momento. Illustro in seguito i principali algoritmi che vengono usati in questo lavoro di tesi.

- **TPFMS**(Tracker Plus First Muon Station): questo algoritmo opera il fit globale ignorando tutti gli hit nelle stazioni muoniche eccetto quelli della più interna; solitamente infatti i muoni sciamano nei segmenti più esterni.
- **Picky**: questo algoritmo parte con il fit globale, ma nelle camere con elevata occupanza, ovvero dove si è sviluppato uno sciame, sceglie soltanto gli hit che mantengono il χ^2 del fit sotto a una certa soglia.

In generale, piuttosto di usare questi due algoritmi da soli, si preferisce utilizzarne opportune combinazioni.

- **Sigma-switch:** in questa combinazione viene assegnato il momento da un fit di solo tracker; si passa al fit globale soltanto se il p_T del candidato è superiore a 200 GeV/c e il risultato dei due fit per q/p_T è in accordo entro due sigma del fit di solo tracker.
- **TMR**(Truncated Muon Reconstruction): questo algoritmo sceglie tra il fit di solo tracker e il fit TPFMS sulla base del χ^2 . Quando TPFMS ha un comportamento nettamente peggiore del tracker-only, viene scelto il secondo.
- **Tune P:** questo algoritmo è il più completo, ed è quello che utilizzerò nel lavoro di tesi. Esso combina opportunamente il solo tracker, TPFMS e Picky: parte con il Picky e passa al tracker-only soltanto se il χ^2 è significativamente migliore. Infine confronta il χ^2 ottenuto con quello di un fit con TPFMS, e passa al secondo soltanto se si ottengono valori migliori.

4.3.4 Prestazioni

Stabilire le efficienze di ricostruzione e la risoluzione in momento trasverso dei muoni per i diversi algoritmi su campioni di simulazioni Monte Carlo è uno dei miei obiettivi della tesi. Mi limito brevemente ad accennare i metodi utilizzati su campioni di dati reali in studi preliminari a 7 TeV. [17]

Efficienza di ricostruzione

L'efficienza complessiva di rivelazione di un muone si esprime generalmente fattorizzandola nel modo seguente:

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{tracker} \times \epsilon_{ricostruzione+identificazione} \times \epsilon_{isolamento} \times \epsilon_{trigger}, \quad (4.5)$$

dove i pedici specificano i singoli contributi. L'efficienza di ricostruzione nei soli tracciatori è stata misurata essere attorno al 99% [18][19]. Il contributo all'efficienza proveniente dagli algoritmi che sfruttano il sistema per identificare i muoni è contenuta nel fattore $\epsilon_{ricostruzione+identificazione}$ e si può valutare con una tecnica tag&probe che illustrerò. L'isolamento è una quantità che permette di distinguere i muoni provenienti da bosoni W e Z rispetto a quelli provenienti da quark pesanti; essa si misura cercando l'eventuale presenza di altre tracce entro un cono che circonda la traccia del muone. Anch'essa incide l'efficienza di rivelazione ed è fattorizzata in $\epsilon_{isolamento}$, misurabile con tecniche tag&probe. Lo stesso metodo si può sfruttare per valutare l'efficienza di trigger, sia a livello L1 che a livello HLT.

Efficienza con metodo tag&probe

Quando si vuole valutare l'efficienza di rivelazione di un muone, tipicamente si sfruttano decadimenti dimuonici di risonanze ben note, quali la J/Ψ o la Z: da essi si possono valutare le efficienze non solo del trigger, ma di ogni livello di selezione dell'analisi offline. Gli eventi sono selezionati ponendo criteri restrittivi su uno dei due muoni, il "tag", e criteri più laschi sul secondo, il "probe". La frazione di probe che passano le selezioni dell'analisi dà una stima dell'efficienza $\epsilon_{ricostruzione+identificazione}$.

Risoluzione con raggi cosmici

I muoni provenienti da raggi cosmici che attraversano il rivelatore vicino al vertice primario sono uno strumento di verifica della calibrazione e dell'allineamento dell'apparato, oltre che di stima della risoluzione del momento quando esso è elevato, ovvero maggiore del momento dei muoni da decadimento della Z. La traccia di un muone cosmico che attraversa la regione di barrel, infatti, si può suddividere in due tronconi, quello superiore e quello inferiore, interpretabili come un evento dimuonico ad elevato momento. Dalla quantità residuo relativo, definita come:

$$R(q/p_T) = \frac{(q/p_T)^{upper} - (q/p_T)^{lower}}{\sqrt{2}(q/p_T)^{lower}}, \quad (4.6)$$

è possibile dare una stima della risoluzione in p_T al variare dell'algoritmo di ricostruzione scelto, in modo da individuare quale sia quello più efficace. Studi precedenti [17] hanno dimostrato che Tune-P ha le risoluzioni mediamente migliori in funzione di p_T .

Capitolo 5

Analisi di efficienza e risoluzione del segnale a 8 TeV

In questo capitolo mostro gli studi preliminari di efficienza e di risoluzione ottenuti da simulazioni Monte Carlo del processo $Z'_\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, necessari per conoscere quale sia la mia capacità di distinguere un eventuale segnale di nuova fisica.

I risultati sono stati ottenuti con la versione più recente del software di CMS, che offre caratteristiche migliori in termini di allineamento e di risoluzione, rispetto a quelli usati per la pubblicazione citata in [3].

5.1 Campioni di dati, segnale, fondi

5.1.1 Dati

I campioni di dati raccolti da CMS che sfrutterò nella tesi prendono il nome dal trigger di livello 1 che li discrimina e sono elencati nella tabella 5.1.1. Tali campioni sono stati ottenuti da un riprocessamento dei dati grezzi fatto nel gennaio del 2013 con nuove costanti di calibrazioni e allineamento (Global Tag FT53_V21A_AN6). Le lettere A, B, C, D denominano le cosiddette ere di presa dati; il numero di Run indica invece quali gruppi di dati sono stati utilizzati all'interno di ciascuna era. Può accadere che, durante un run, il rivelatore mostri delle problematiche o delle instabilità, per questa ragione si utilizzano soltanto alcune “lumi sections”. Una lumi section è un pacchetto di dati raccolti ogni 23 secondi. Le lumi sections ottimali in cui tutti i rivelatori erano operativi alla massima efficienza vengono collettivamente denominate *Golden*; nel caso in cui fossero ottimizzati soltanto i tracciatori e le camere a muoni, si parla di lumi sections *Muon*. I files in cui esse sono elencate, chiamati JSON, sono disponibili nella pagina web per gli utenti di CMS. A ciascuno dei due JSON files corrisponde una diversa luminosità integrata, che ho misurato essere di 19.66 fb^{-1} nel caso *Golden*.

5.1.2 Segnale Z'

Per gli studi di efficienza e di risoluzione utilizzo dei campioni Monte Carlo di segnale Z'_Ψ generati con PYTHIA, elencati nella tabella 5.1.2. La massa generata della nuova risonanza va dai 750 ai 3000 GeV.

Campione di dati	Numero di Run
/SingleMu/Run2012A-22Jan2013-v1/AOD	190645-193621
/SingleMu/Run2012B-22Jan2013-v1/AOD	193834-196531
/SingleMu/Run2012C-22Jan2013-v1/AOD	198049-203742
/SingleMu/Run2012D-22Jan2013-v1/AOD	203777-208686

Tabella 5.1: Campioni di dati usati in questa analisi.

Campione di segnale Monte Carlo

/ZprimePSIToMuMu_M-750_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-1000_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-1250_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-1500_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-1750_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-2000_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-2250_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-2500_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-2750_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM
/ZprimePSIToMuMu_M-3000_TuneZ2star_8TeV-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM

Tabella 5.2: Campioni Monte Carlo di segnale Z'_ψ usati in questa analisi.

Processo	Generatore	Campione di fondo Monte Carlo
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-120_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-200_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-500_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-800_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-1000_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-1500_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
Z/γ^*	POWHEG	/DYToMuMu_M-2000_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$	POWHEG	/DYToTauTau_M-20_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6/
$t\bar{t}$	POWHEG	/TT_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/
tW	POWHEG	/T_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/
$\bar{t}W$	POWHEG	/Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/
WW	PYTHIA	/WW_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/
WZ	PYTHIA	/WZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/
ZZ	PYTHIA	/ZZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/
$W + jets$	MADGRAPH	/WJetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball/
QCD con μ	PYTHIA	/QCD_Pt_20_MuEnrichedPt_15_TuneZ2star_8TeV_pythia6/

Tabella 5.3: Campioni Monte Carlo di fondi usati in questa analisi. Per brevità si è omessa la parte terminale dell'indirizzo, identica per ciascun campione: */Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7C1-v1/AODSIM*.

5.1.3 Fondi

Il contributo dominante ai fondi è dovuto ai processi del Modello Standard Z/γ^* chiamati Drell-Yan. In tabella 5.1.3 sono elencati tutti gli altri contributi, che verranno discussi approfonditamente nel prossimo capitolo.

5.2 Selezione di muone singolo e di eventi a due muoni

5.2.1 Trigger utilizzato

Il trigger di livello 1 utilizzato è di muone singolo con $p_T > 16$ GeV senza richieste sull'isolamento, scelta che garantisce semplicità rispetto al trigger dimuonico ed elevata efficienza vista la soglia di bassa energia. A livello HLT sono implementate le ulteriori richieste di avere un muone con $p_T > 40$ GeV e con $|\eta| < 2.1$; infine vengono applicati i cosiddetti “tagli di qualità” per ridurre le contaminazioni da μ di momento basso prodotti nel decadimento di fermioni pesanti (τ , quark charm e beauty): $d_{xy} < 0.1$ cm, dove d_{xy} è il parametro d'impatto trasverso rispetto alla linea di fascio, e il fit di ricostruzione del muone deve avere $\chi^2/d.o.f. < 20$. Gli eventi singoli che soddisfano questi criteri vengono salvati in un sottocampione *HLT_Mu40_eta2p1* di *SingleMu*.

Le efficienze di questo trigger sono state misurate sui dati con la tecnica tag&probe [17], sfruttando

i decadimenti della Z , e sono risultate del 97%. Nelle sezioni successive darò una stima dell'efficienza di trigger HLT calcolata sul segnale Monte Carlo.

5.2.2 Selezioni di muoni e coppie di muoni

Elenco di seguito tutti i criteri adoperati per le selezioni di muone singolo.

- Si richiede di avere un “buon” vertice primario, ossia: almeno quattro tracce devono essere associate al vertice e il vertice deve trovarsi entro $|r| < 2$ cm e $|z| < 24$ cm dal punto d'interazione nominale (questa selezione abbassa le contaminazioni da raggi cosmici che fanno scattare il trigger).
- Il muone dev'essere ricostruito come muone Global e come muone Tracker.
- Il p_T di ciascun muone deve superare una soglia offline di 45 GeV, laddove l'efficienza di trigger ha raggiunto il suo valore asintotico.
- L'errore relativo deve essere tale per cui $\delta p_T/p_T < 0.3$, in modo da eliminare le tracce mal ricostruite.
- Il parametro d'impatto trasverso del muone, misurato dal fit di solo tracker, dev'essere $d_{xy} < 0.2$ cm.
- Il muone deve passare un taglio sull'isolamento nel tracker. Definito un cono di apertura $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} < 0.3$, la somma scalare complessiva dei p_T di tutte le tracce entro il cono, esclusa quella del muone, deve essere meno del 10% del p_T del muone. Si utilizzano solo le tracce la cui distanza dal vertice primario associato al muone soddisfa la richiesta $\Delta z < 0.2$.
- Nel fit della traccia di muone Global devono essere usati hit da almeno 6 strati del tracker.
- Nel fit della traccia di muone Global deve essere usato almeno un hit dal pixel detector e dalla camera a muoni.
- Il fit di muone tracker dev'essere in corrispondenza con almeno due stazioni per i muoni.

L'efficienza di questi criteri è stata misurata sui dati con il metodo tag&probe dal decadimento della Z_0 e si attesta attorno al 95%[17]. Sono implementate inoltre ulteriori richieste sulla coppia di muoni:

- Uno dei muoni deve giacere entro un cono $\Delta R < 0.2$ dal muone che ha fatto scattare il trigger HLT.
- Si richiede che i due muoni siano di carica opposta; nel caso in cui siano presenti più muoni di carica opposta rispetto a quello che ha fatto scattare il trigger, si tiene solo quello con cui si ottiene la massa invariante più alta.
- Quando si valuta la massa invariante del dimuone, usando un filtro di Kalman, si richiede che il fit al vertice abbia $\chi^2/d.o.f. < 10$, in modo da scartare eventi che non si originano dallo stesso vertice primario.
- Per ridurre le contaminazioni da muoni provenienti da raggi cosmici, si richiede che l'angolo tra i momenti dei muoni sia inferiore a $\pi - 0.02$ rad.

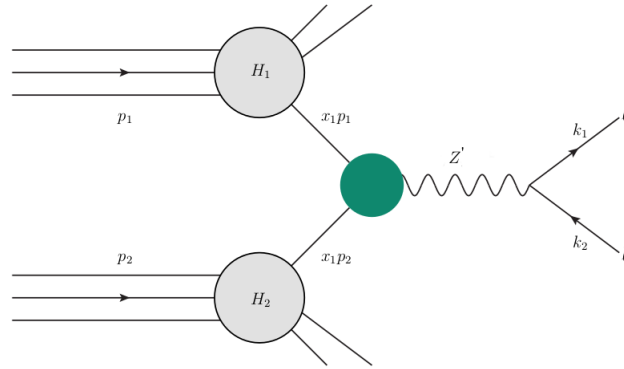


Figura 5.1: Diagramma di produzione della Z' a livello partonico e successivo decadimento in due leptoni.

5.3 Generazione e ricostruzione della Z'

Preliminarmente ai primi passi dell'analisi, riporto le distribuzioni di alcuni parametri per la Z' generata e per i muoni da essa provenienti: è interessante in particolare confrontare la larghezza intrinseca con cui è prodotta con la larghezza misurata dopo la ricostruzione (vedere anche al paragrafo 5.5.2). Nel grafico di figura 5.1 rappresento il processo di generazione della risonanza a livello partonico. In figura 5.2 mostro:

1. La distribuzione della massa invariante dei muoni provenienti dalla Z' generata: vediamo che la larghezza intrinseca della risonanza generata che decade in questo canale è di circa 13 GeV a fronte di una massa di 1000 GeV (1.3%);
2. La distribuzione in p_T della Z' generata, molto basso;
3. La distribuzione in η della Z' generata: un basso p_T implica necessariamente un'alta pseudorapidità, quindi la maggior parte delle Z' sono prodotte a piccoli angoli rispetto alla direzione del fascio;
4. La distribuzione in ϕ della Z' generata, prodotta in modo isotropo in direzione radiale al fascio;
5. La distribuzione in p_T di entrambi i muoni generati provenienti dalla Z' , in cui c'è un picco a 500 GeV che consegue dal fatto che la Z' è prodotta quasi ferma in direzione trasversa;
6. La distribuzione in p_T di entrambi i muoni generati non provenienti dalla Z' : questa distribuzione mi è servita per comprendere quali altre sorgenti di muoni ci fossero all'interno del campione. Dei 1940 eventi provenienti da sorgenti Modello Standard, 1558 arrivano dal decadimento di mesoni con charm, 163 da mesoni con beauty, 100 da mesoni η , 55 da barioni Λ , 19 dal τ , 21 da barioni Σ con charm e beauty, 10 da mesoni ρ , 8 dalla J/Ψ , 6 da mesoni ϕ .
7. La distribuzione della massa invariante dei muoni ricostruiti dalla Z' : vediamo che la risonanza si è allargata a circa 107 GeV;
8. La distribuzione in p_T della Z' ricostruita;
9. La distribuzione in η della Z' ricostruita;
10. La distribuzione in ϕ della Z' ricostruita;
11. Le distribuzioni in p e p_z (momento lungo la direzione del fascio) della Z' ricostruita. Il grafico mi è utile per capire la cinematica delle Z' , prodotte con un certo boost lungo la linea di fascio.

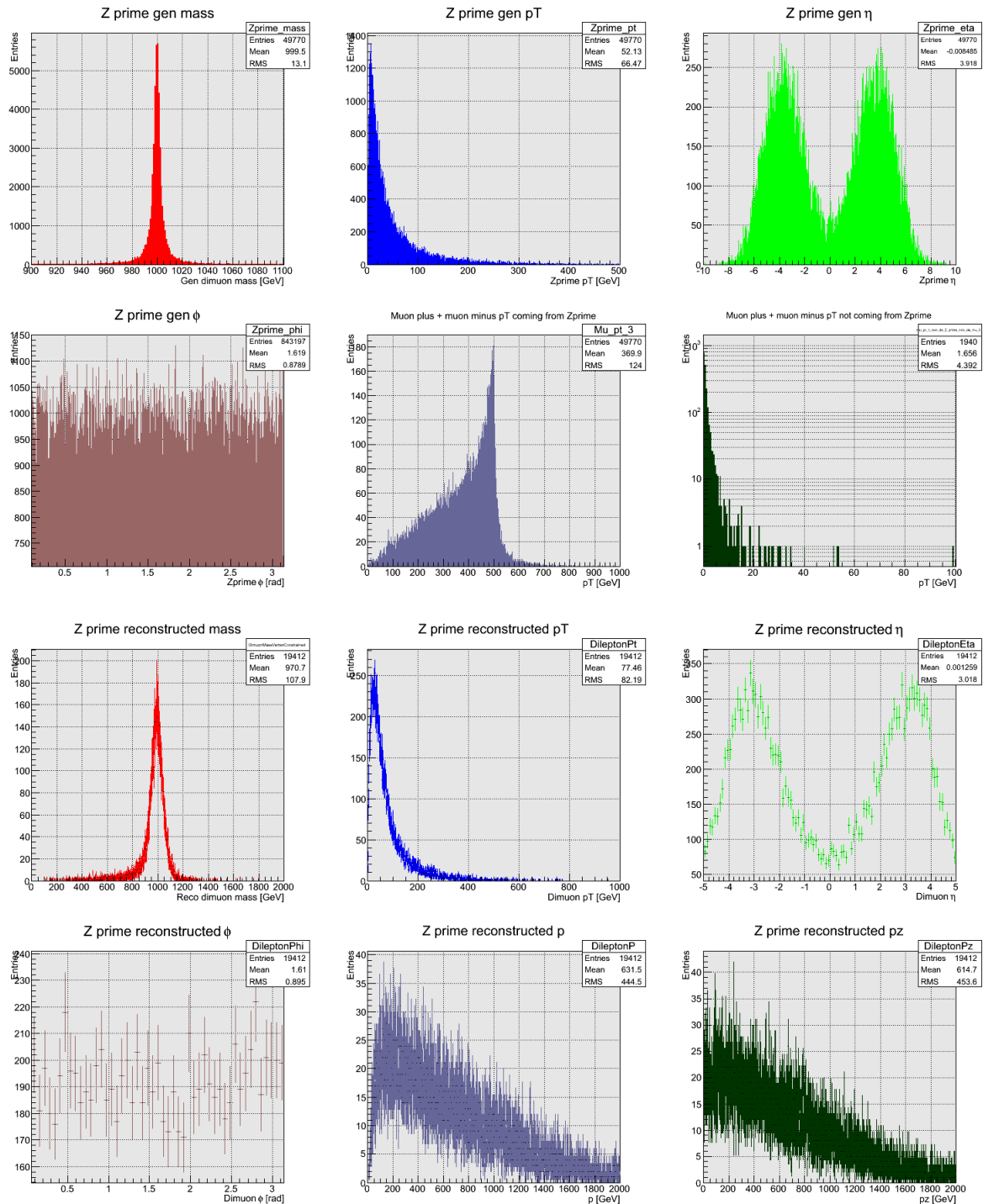


Figura 5.2: Nei grafici delle due righe superiori: distribuzioni di alcune grandezze della Z' generata a 1 TeV: massa invariante dei muoni in cui decade, suo p_T , sua η , sua ϕ , p_T dei muoni figli e p_T dei muoni non provenienti da Z' , bensì da meccanismi Modello Standard. L'ultimo grafico ha scala logaritmica in ordinata, per rendere maggiormente visibile il numero degli eventi a bassa energia. Nei grafici delle due righe inferiori: distribuzioni di alcune grandezze della Z' ricostruita a 1 TeV: massa invariante, p_T , η , ϕ , p e p_z .

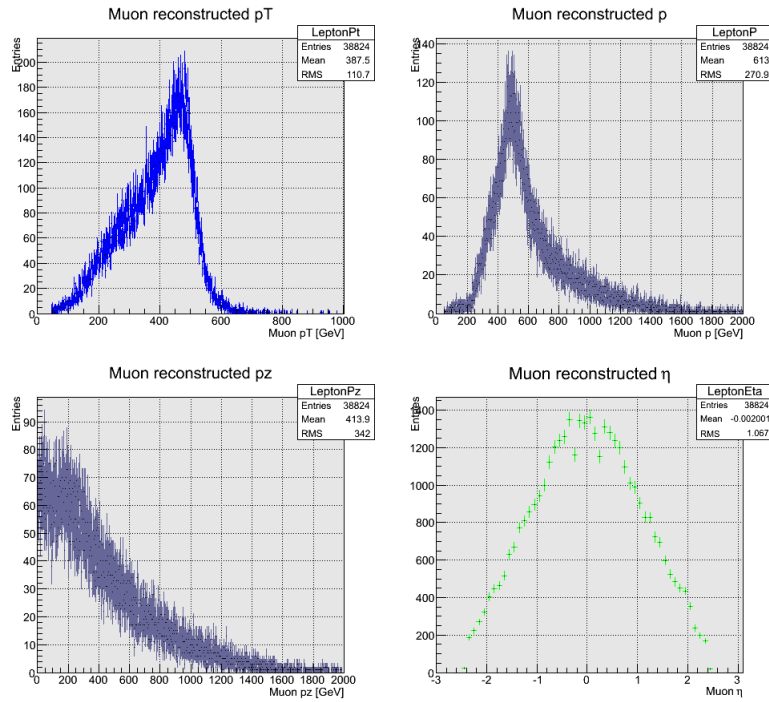


Figura 5.3: Distribuzioni di alcune grandezze dei muoni ricostruiti dal decadimento di Z' generata a 1 TeV: p_T , p , p_z , η .

In figura 5.3 riporto le distribuzioni in p_T , p , p_z ed η dei muoni ricostruiti. Il loro p_T ha un picco attorno a metà della massa della Z' ; il loro p_z tende a conservare quello della risonanza da cui decadono; il loro η ha un picco attorno allo zero: questo è dovuto alla dipendenza angolare non banale della sezione d'urto per branching ratio nel sistema del laboratorio dagli accoppiamenti dei muoni con la Z' .

5.4 Misure di accettazione ed efficienza di selezione

Prima di mostrare le curve, elenco i criteri adottati per stimare le efficienze. Mi riferirò ad essi richiamando la loro sigla, scritta tra parentesi. Indico con μ_1 e con μ_2 i due muoni provenienti dalla Z' , indipendentemente dalla loro carica. Nella terza selezione, che si basa sul trigger di muone singolo, compare soltanto il muone che ha fatto scattare il trigger, μ_{trigg} .

1. (μ_1 con $|\eta| < 2.1$) & (μ_2 con $|\eta| < 2.4$) (*accnopt*)
2. ((μ_1 con $|\eta| < 2.1$) & (μ_2 con $|\eta| < 2.4$)) & ((μ_1 con $p_T > 45$ GeV) & (μ_2 con $p_T > 45$ GeV)) (*acceptance*)
3. μ_{trigg} con ($|\eta| < 2.1$) & ($p_T > 40$ GeV) (*trigg*)

Se non specificato diversamente, tutti i grafici di questa sezione sono stati ottenuti per una Z' generata con massa di 1 TeV. Le barre di errore nei grafici sono calcolate come errore binomiale.

5.4.1 Accettazione

L'accettazione che chiamo $A_{accnopt}$ è definita come il rapporto di eventi accettati geometricamente dal rivelatore e il numero totale di eventi generati:

$$A_{accnopt} = \frac{\text{eventi generati che hanno passato la selezione } accnopt}{\text{eventi generati totali}}. \quad (5.1)$$

Nei grafici seguenti di figura 5.4 mostro qual è il suo andamento per un muone proveniente dal decadimento di Z' funzione del p_T e di η del medesimo muone generato. In blu ho riportato i μ^- , in verde i μ^+ e li ho sovrapposti per verificare l'assenza di discrepanze sistematiche.

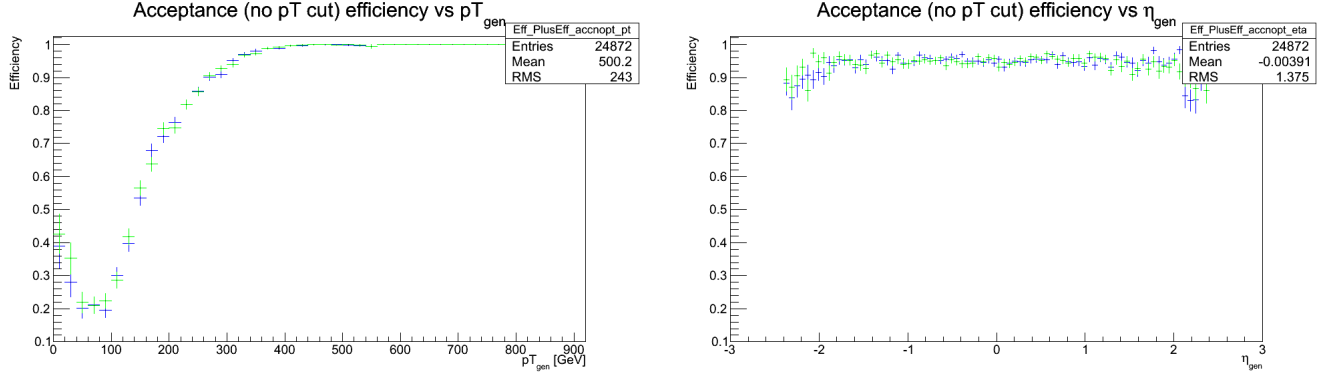


Figura 5.4: Accettazione del muone singolo proveniente da Z' dopo la selezione *accnopt* in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

L'accettazione $A(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ (uso questa notazione per conformarmi a quella del capitolo successivo) è invece definita dal rapporto:

$$A(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{\text{eventi generati che hanno passato la selezione } \textit{acceptance}}{\text{eventi generati totali}}. \quad (5.2)$$

Come si può vedere in figura 5.5, l'effetto dell'applicazione di questo ulteriore criterio è il taglio dei muoni a basso p_T .

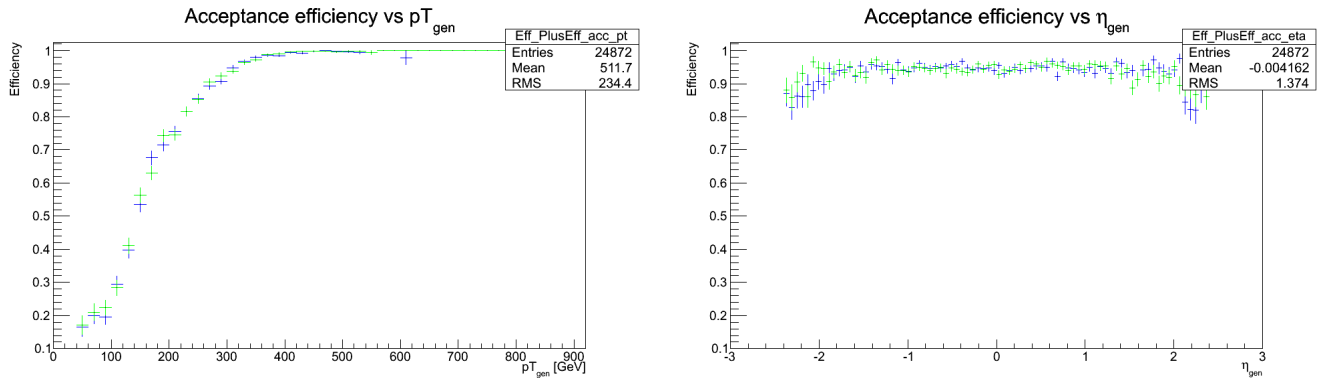


Figura 5.5: Accettazione del muone singolo proveniente da Z' dopo la selezione *acceptance* in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

5.4.2 Efficienza di HLT

L'efficienza di HLT viene valutata dal rapporto tra gli eventi dimuonici in cui uno dei due muoni ha fatto scattare il trigger e l'altro è stato accettato dal criterio *acceptance*:

$$\epsilon_{HLT} = \frac{\text{eventi generati che hanno passato le selezioni } \textit{acceptance} \& \textit{trigg}}{\text{eventi generati che hanno passato la selezione } \textit{acceptance}}. \quad (5.3)$$

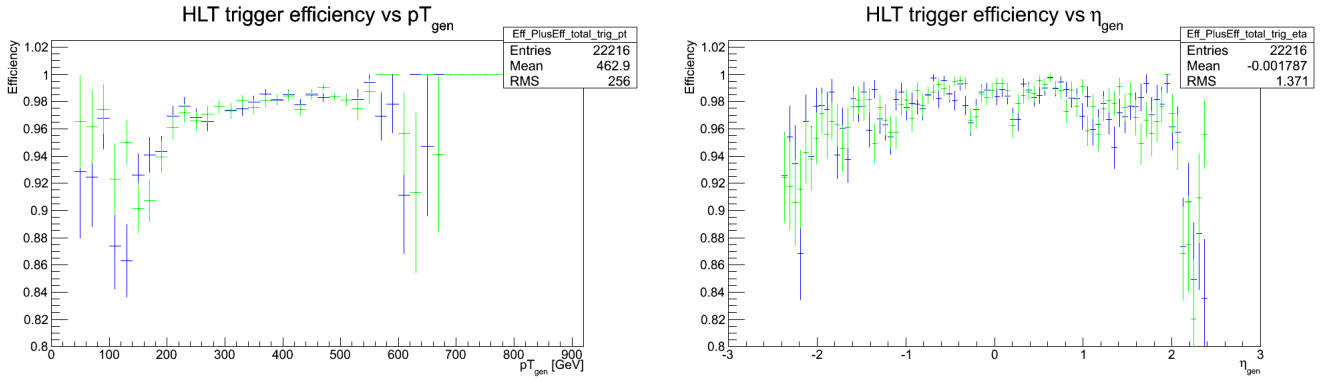


Figura 5.6: Efficienza di HLT del muone singolo proveniente da Z' rispetto alla selezione *acceptance* in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

5.4.3 Efficienza combinata di ricostruzione e selezione

Dal momento che i muoni ricostruiti sono anche quelli che hanno passato tutti i criteri dell'analisi, avremo una stima dell'efficienza combinata di ricostruzione e selezione. La prima misura riguarda l'efficienza di ricostruzione e selezione rispetto agli eventi generati e accettati, che chiamo $\epsilon(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$:

$$\epsilon(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \epsilon_{reco_wrt_acceptance} = \frac{\text{eventi ricostruiti che hanno passato la selezione dell'analisi}}{\text{eventi generati che hanno passato la selezione } acceptance}. \quad (5.4)$$

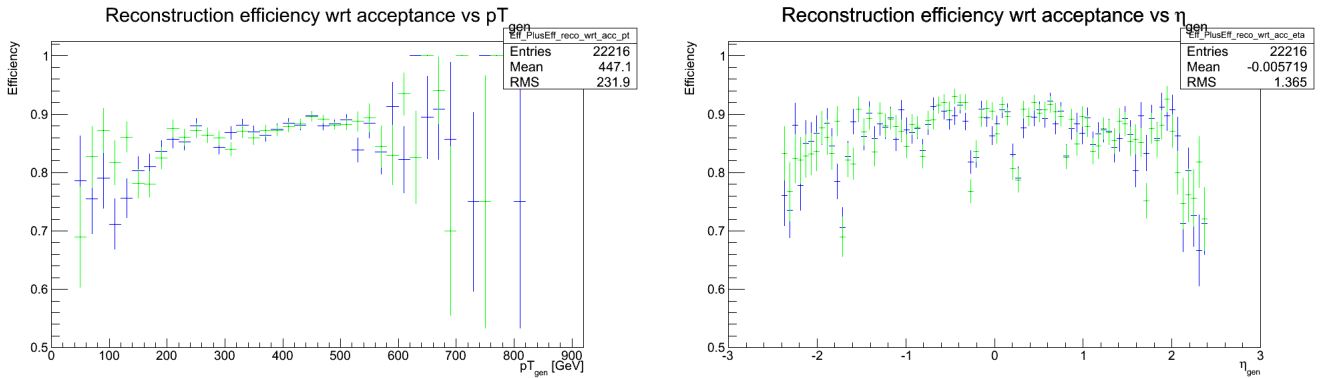


Figura 5.7: Efficienza di ricostruzione e selezione del muone singolo proveniente da Z' rispetto alla selezione *acceptance* in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

La seconda tiene conto anche del trigger:

$$\epsilon_{reco_wrt_acc_trigg} = \frac{\text{eventi ricostruiti che hanno passato la selezione dell'analisi}}{\text{eventi generati che hanno passato le selezioni } acceptance \& trigger}. \quad (5.5)$$

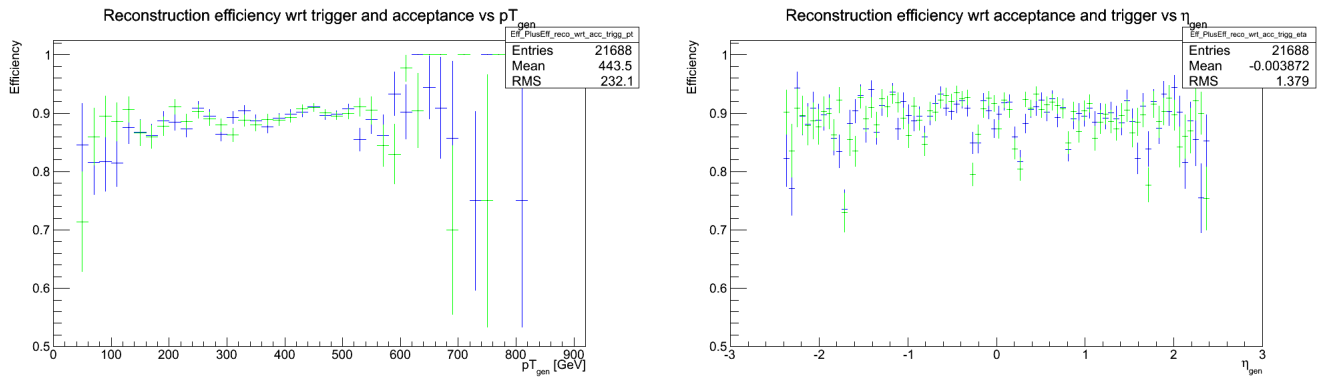


Figura 5.8: Efficienza di ricostruzione e selezione del muone singolo proveniente da Z' rispetto alle selezioni *acceptance&trigger* in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

Infine otteniamo la curva del risultato finale, che descrive l'efficienza complessiva dei rivelatori di ricostruire un muone proveniente da Z' rispetto a tutti quelli che sono stati generati, vale a dire il prodotto $A(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times \epsilon(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$:

$$A(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times \epsilon(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \epsilon_{total_reco} = \frac{\text{eventi ricostruiti che hanno passato la selezione dell'analisi}}{\text{eventi generati totali}} \quad (5.6)$$

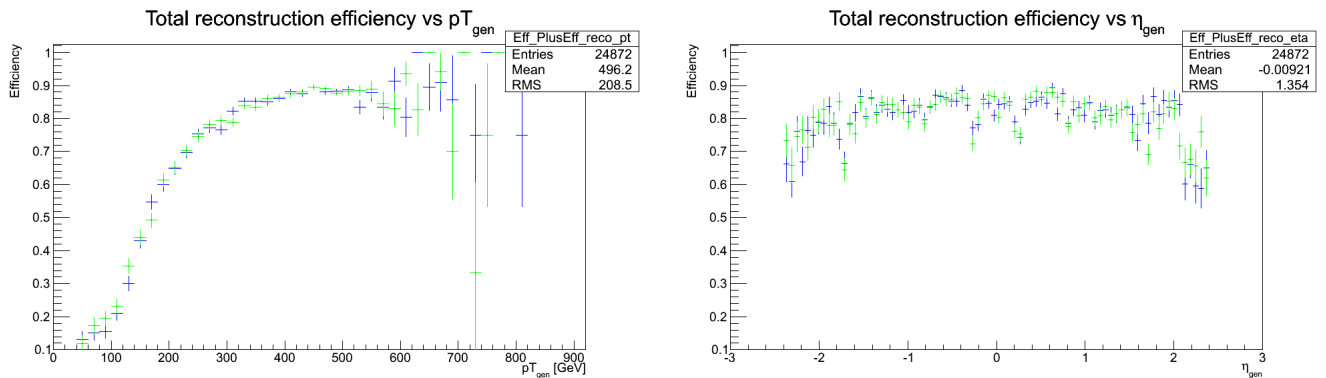


Figura 5.9: Efficienza totale di ricostruzione e selezione del muone singolo proveniente da Z' rispetto a tutti gli eventi generati in funzione di p_T e di η . In blu il μ^- , in verde il μ^+ .

5.4.4 Grafici bidimensionali

Per verificare quale fosse l'eventuale correlazione tra i due muoni per effetto delle selezioni in p_T e in η , ho graficato i grafici bidimensionali del μ^+ e del μ^- in funzione delle due quantità. In figura 5.10 mostro la distribuzione di tutti i μ^- generati, dei muoni dopo la selezione *accnopt*, dopo la selezione *acceptance* e infine dopo la selezione dell'analisi e la ricostruzione.

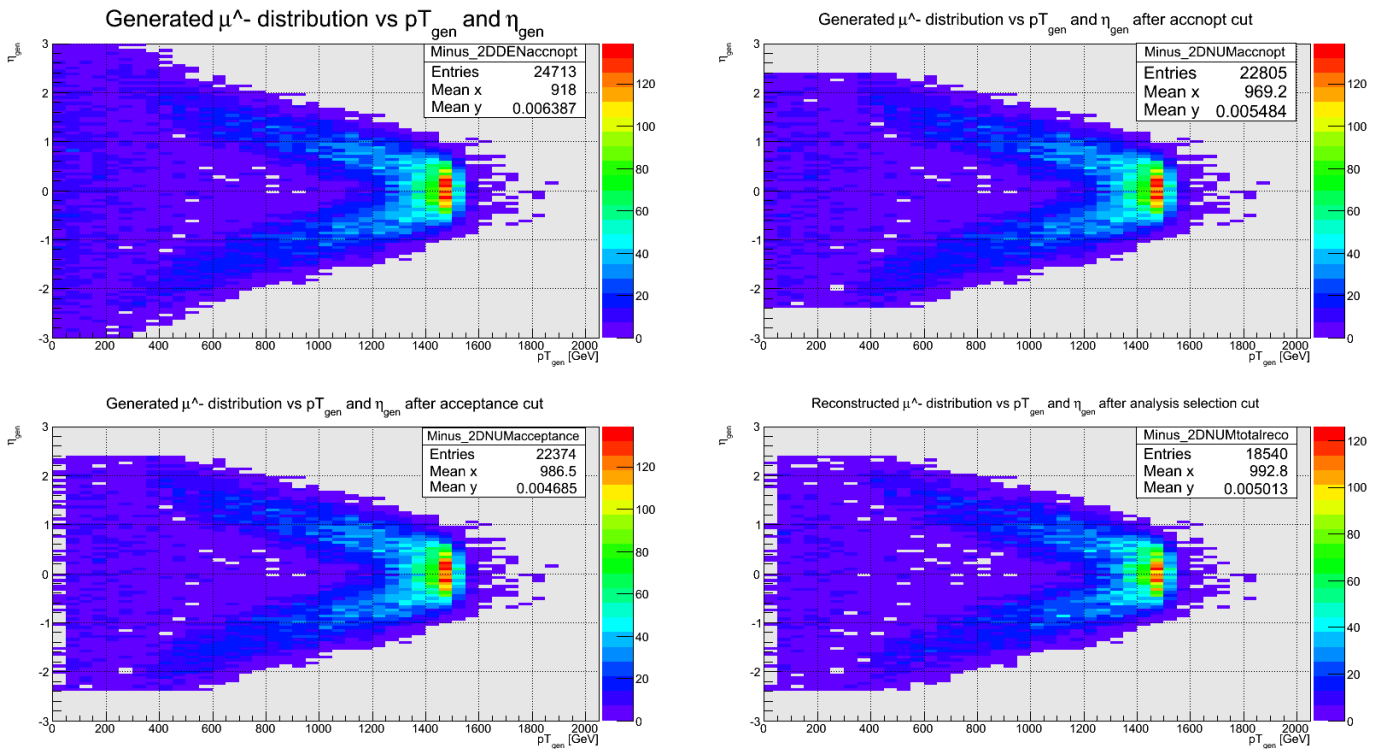


Figura 5.10: Grafici bidimensionali dei μ^- in funzione del $p_{T\text{gen}}$ e di η_{gen} , provenienti da una Z' di massa 3 TeV.

Per una Z' di 3 TeV si conteggiano più muoni con p_T vicino a 1500 GeV e con η prossima allo zero: questo è il caso in cui la Z' è decaduta praticamente a riposo nella direzione trasversa. Nel caso in cui, invece, essa venga prodotta con un boost lungo il fascio, i muoni in cui decade hanno p_T più basso e sono più sparsi nell'intervallo di pseudorapidità.

Nei grafici di figura 5.11 mostro invece quale sia l'efficienza totale di ricostruzione $A \times \epsilon$, punto per punto, e la sola accettazione A . In questo caso la Z' è generata con massa 1 TeV, quindi gli effetti del taglio su p_T a 45 GeV hanno più impatto. Vediamo infatti in entrambi i grafici una coda a minore efficienza a basso p_T , in colore azzurro: in quest'area il muone è vicino alla soglia in p_T di 45 GeV, di conseguenza sono poco efficienti perché perdo molti eventi, anche in seguito ad effetti di trigger. Non vediamo un'analogia coda di bassa efficienza accanto ai limiti delle selezioni in η , a 2.4, perché la selezione è netta.

5.4.5 Efficienze integrate in funzione della massa generata

Posso infine mostrare le tabelle relative all'efficienza complessiva integrata relativa a ciascun punto massa per la Z' (riporto in ascissa la dicitura $m(\mu^+\mu^-)$, ma si tratta in realtà della massa generata). Le barre d'errore sono, al solito, ottenute dall'errore binomiale.

L'efficienza totale di ricostruzione di figura 5.14, la quantità che effettivamente descrive il potere di discriminare un eventuale segnale, si attesta al di sotto dell'80%. La flessione a bassa massa invariante è dovuta all'accettazione (quanto più è bassa la massa della risonanza, tanto minore sarà il p_T dei muoni, che verranno tagliati dalla soglia di 45 GeV), basta infatti confrontare le figure 5.14 e 5.13 per rendersene immediatamente conto. Il calo ad alta massa invariante probabilmente dipende dalle non perfette condizioni di calibrazione e allineamento, che hanno evidentemente impatto sui muoni di p_T sopra al TeV.

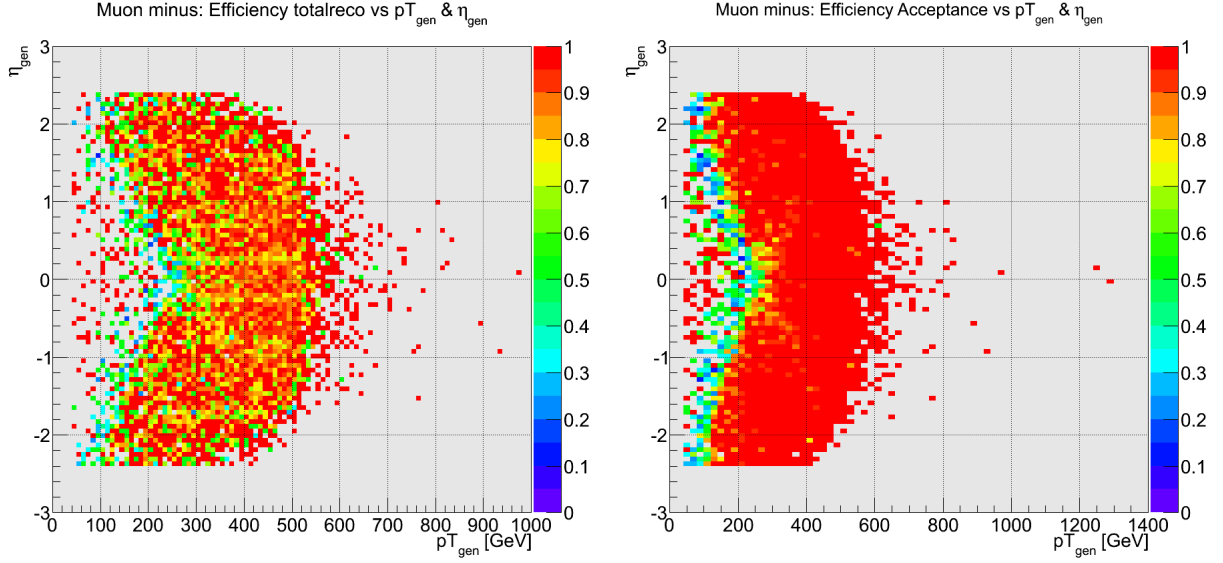


Figura 5.11: Grafico bidimensionale dell'efficienza totale di ricostruzione e dell'accettazione in funzione di pT_{gen} e di η_{gen} per i μ^- provenienti da una Z' generata con massa di 1 TeV.

Quantità osservata	Massa generata	Numeratore	Denominatore	Efficienza integrata
Accettanza (senza taglio in p_T)	$M_{Z'\Psi} = 750$ GeV	21491	24916	0.862538
	$M_{Z'\Psi} = 1000$ GeV	22332	24872	0.897877
	$M_{Z'\Psi} = 1250$ GeV	23078	25198	0.915866
	$M_{Z'\Psi} = 1500$ GeV	23383	25147	0.929852
	$M_{Z'\Psi} = 1750$ GeV	23361	25061	0.932166
	$M_{Z'\Psi} = 2000$ GeV	23361	24884	0.938796
	$M_{Z'\Psi} = 2250$ GeV	23361	24841	0.940421
	$M_{Z'\Psi} = 2500$ GeV	23585	25076	0.940541
	$M_{Z'\Psi} = 2750$ GeV	23377	25100	0.931355
	$M_{Z'\Psi} = 3000$ GeV	22805	24713	0.922794
Accettanza	$M_{Z'\Psi} = 750$ GeV	21335	24916	0.856277
	$M_{Z'\Psi} = 1000$ GeV	22216	24872	0.893213
	$M_{Z'\Psi} = 1250$ GeV	22984	25198	0.912136
	$M_{Z'\Psi} = 1500$ GeV	23275	25147	0.925558
	$M_{Z'\Psi} = 1750$ GeV	23265	25061	0.928335
	$M_{Z'\Psi} = 2000$ GeV	23244	24884	0.934094
	$M_{Z'\Psi} = 2250$ GeV	23206	24841	0.934181
	$M_{Z'\Psi} = 2500$ GeV	23376	25076	0.932206
	$M_{Z'\Psi} = 2750$ GeV	23084	25100	0.919681
	$M_{Z'\Psi} = 3000$ GeV	22374	24713	0.905353

Tabella 5.4: Accettanza integrata dopo aver applicato le selezioni *accnopt* ed *acceptance*.

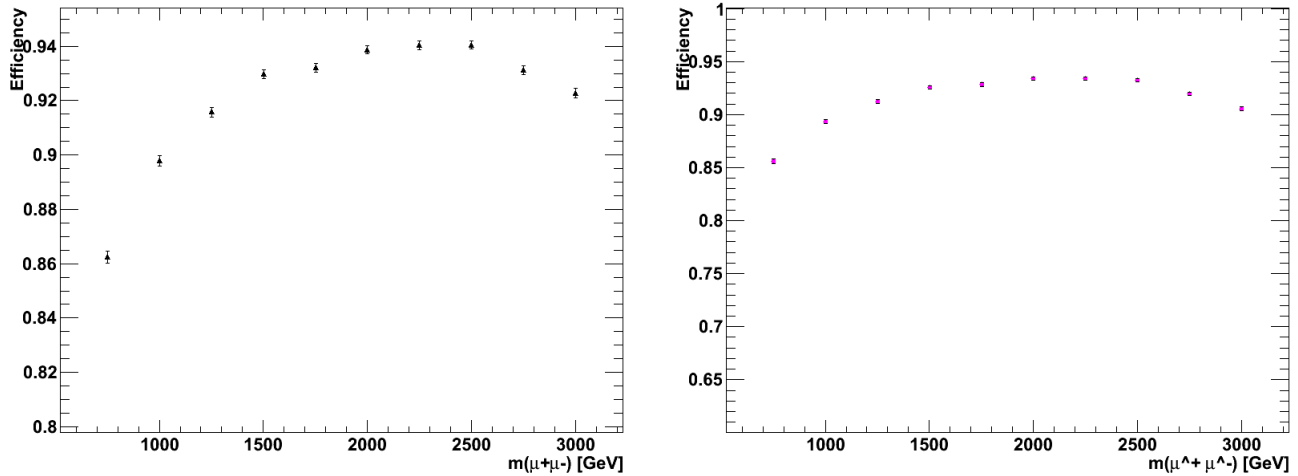


Figura 5.12: Accettanza integrata dopo aver applicato la sola selezione *accnopt* (a sinistra) e le selezioni *accnopt* ed *acceptance* (a destra).

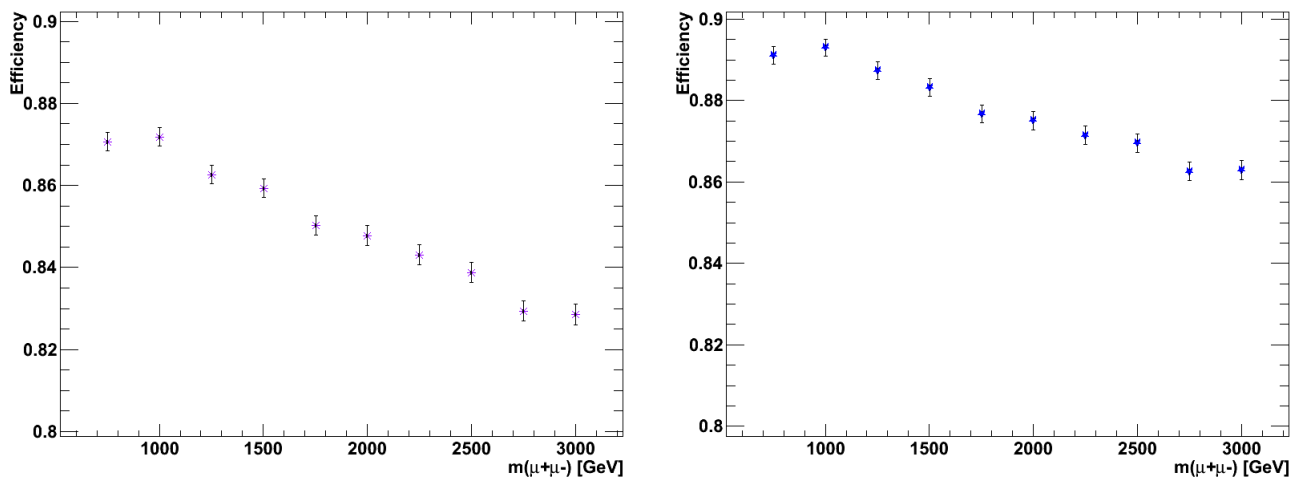


Figura 5.13: Efficienza integrata di ricostruzione e selezione rispetto agli eventi che hanno passato la selezione *acceptance* (a sinistra) e le selezioni *acceptance&trigger* (a destra).

Quantità osservata	Massa generata	Numeratore	Denominatore	Efficienza integrata
Efficienza ricostruzione wrt acceptance	$M_{Z'\Psi} = 750 \text{ GeV}$	18572	21335	0.870494
	$M_{Z'\Psi} = 1000 \text{ GeV}$	19365	22216	0.871669
	$M_{Z'\Psi} = 1250 \text{ GeV}$	19824	22984	0.862513
	$M_{Z'\Psi} = 1500 \text{ GeV}$	20000	23275	0.859291
	$M_{Z'\Psi} = 1750 \text{ GeV}$	19779	23265	0.850161
	$M_{Z'\Psi} = 2000 \text{ GeV}$	19705	23244	0.847746
	$M_{Z'\Psi} = 2250 \text{ GeV}$	19564	23206	0.843058
	$M_{Z'\Psi} = 2500 \text{ GeV}$	19606	23376	0.838723
	$M_{Z'\Psi} = 2750 \text{ GeV}$	19144	23084	0.829319
	$M_{Z'\Psi} = 3000 \text{ GeV}$	18540	22374	0.828640
Efficienza ricostruzione wrt acceptance&trigger	$M_{Z'\Psi} = 750 \text{ GeV}$	18572	20842	0.891085
	$M_{Z'\Psi} = 1000 \text{ GeV}$	19365	21688	0.892890
	$M_{Z'\Psi} = 1250 \text{ GeV}$	19824	22343	0.887258
	$M_{Z'\Psi} = 1500 \text{ GeV}$	20000	22646	0.883158
	$M_{Z'\Psi} = 1750 \text{ GeV}$	19779	22559	0.876768
	$M_{Z'\Psi} = 2000 \text{ GeV}$	19705	22522	0.874922
	$M_{Z'\Psi} = 2250 \text{ GeV}$	19564	22449	0.871486
	$M_{Z'\Psi} = 2500 \text{ GeV}$	19606	22547	0.869561
	$M_{Z'\Psi} = 2750 \text{ GeV}$	19144	22195	0.862537
	$M_{Z'\Psi} = 3000 \text{ GeV}$	18540	21486	0.862887
Efficienza ricostruzione totale	$M_{Z'\Psi} = 750 \text{ GeV}$	18572	24916	0.745384
	$M_{Z'\Psi} = 1000 \text{ GeV}$	19365	24872	0.778586
	$M_{Z'\Psi} = 1250 \text{ GeV}$	19824	25198	0.786729
	$M_{Z'\Psi} = 1500 \text{ GeV}$	20000	25147	0.795323
	$M_{Z'\Psi} = 1750 \text{ GeV}$	19779	25061	0.789234
	$M_{Z'\Psi} = 2000 \text{ GeV}$	19705	24884	0.791874
	$M_{Z'\Psi} = 2250 \text{ GeV}$	19564	24841	0.787569
	$M_{Z'\Psi} = 2500 \text{ GeV}$	19606	25076	0.781863
	$M_{Z'\Psi} = 2750 \text{ GeV}$	19144	25100	0.762709
	$M_{Z'\Psi} = 3000 \text{ GeV}$	18540	24713	0.750212

Tabella 5.5: Efficienza integrata di ricostruzione e selezione rispetto alle selezioni specificate.

Quantità osservata	Massa generata	Numeratore	Denominatore	Efficienza integrata
Efficienza HLT trigger	$M_{Z'\Psi} = 750 \text{ GeV}$	20842	21335	0.976892
	$M_{Z'\Psi} = 1000 \text{ GeV}$	21688	22216	0.976233
	$M_{Z'\Psi} = 1250 \text{ GeV}$	22343	22984	0.972111
	$M_{Z'\Psi} = 1500 \text{ GeV}$	22646	23275	0.972975
	$M_{Z'\Psi} = 1750 \text{ GeV}$	22559	23265	0.969654
	$M_{Z'\Psi} = 2000 \text{ GeV}$	22522	23244	0.968938
	$M_{Z'\Psi} = 2250 \text{ GeV}$	22449	23206	0.967379
	$M_{Z'\Psi} = 2500 \text{ GeV}$	22547	23376	0.964536
	$M_{Z'\Psi} = 2750 \text{ GeV}$	22195	23084	0.961488
	$M_{Z'\Psi} = 3000 \text{ GeV}$	21486	22374	0.960311

Tabella 5.6: Efficienza integrata di HLT.

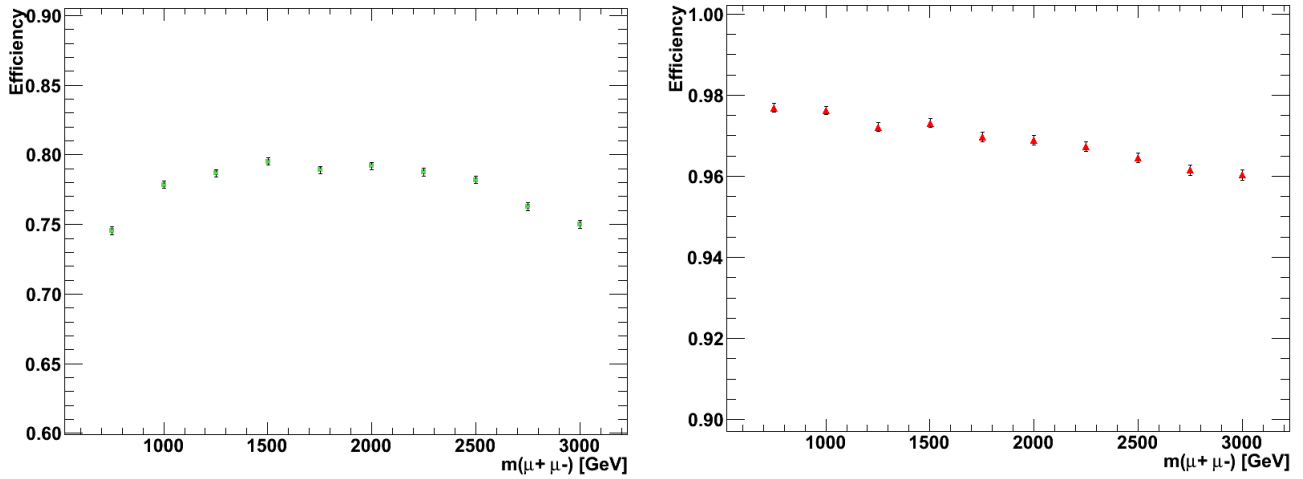


Figura 5.14: Efficienza integrata di ricostruzione e selezione rispetto a tutti gli eventi generati (a sinistra) ed efficienza integrata di HLT (a destra) rispetto agli eventi accettati.

5.4.6 Fit finale sulle efficienze

Per questa parte di lavoro mi sono avvalsa dei campioni di Drell-Yan, poiché mi permettono di esplorare regioni di massa invariante più ampie rispetto ai campioni di segnale Z' . Ho realizzato due grafici di efficienza nel modo seguente. Ho diviso un intervallo di massa invariante tra 0 e 3000 GeV in 38 bin, per ciascun bin ho sommato tutti gli eventi che hanno passato la selezione voluta e che corrispondono ad una massa invariante ricostruita che cade in quell'intervallo, prendendoli da tutti i campioni. A questo punto ho calcolato le efficienze integrate. Nel grafico di figura 5.15 mostro l'efficienza di HLT, che si attesta attorno al 97%. Nel grafico di figura 5.16 mostro invece, sovrapponendoli, i punti ottenuti per le efficienze di ricostruzione rispetto agli eventi che hanno passato la selezione *acceptance*, rispetto agli eventi che hanno passato le selezioni *acceptance&trigger*, e rispetto a tutti gli eventi generati. Per la ricostruzione totale, ho fatto un fit con la funzione:

$$a + \frac{b}{(m + c)^3}, \quad (5.7)$$

dove a , b , c sono i parametri del fit (mostrati nel box della figura) che mi serviranno per il calcolo del limite.

Un gruppo interno di CMS ha effettuato calcoli analoghi sui dati sfruttando la tecnica tag&probe sul picco della Z , e lo ha confrontato con delle accurate simulazioni. Il loro risultato si traduce in un fattore di scala tra eventi misurati ed eventi predetti di 0.987 ± 0.011 , l'errore contiene sia le incertezze sistematiche che quelle statistiche. [3]

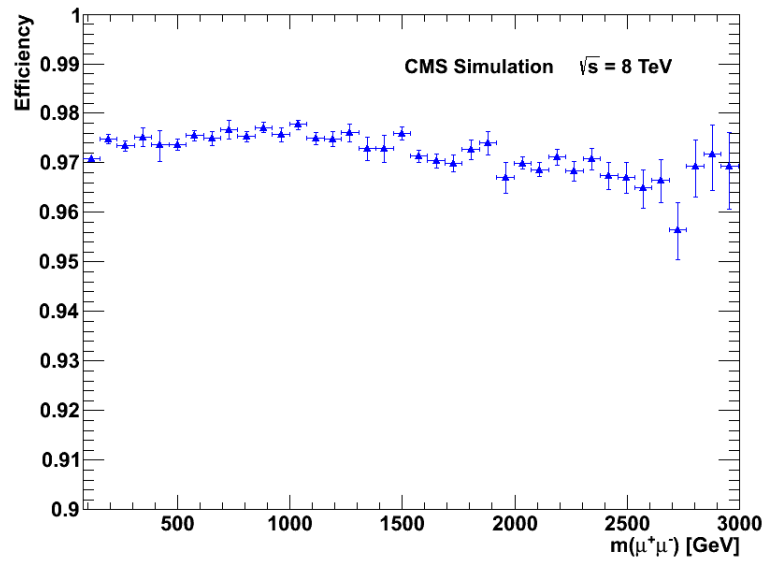


Figura 5.15: Efficienza integrata di HLT, calcolata su campioni simulati di processi Drell-Yan.

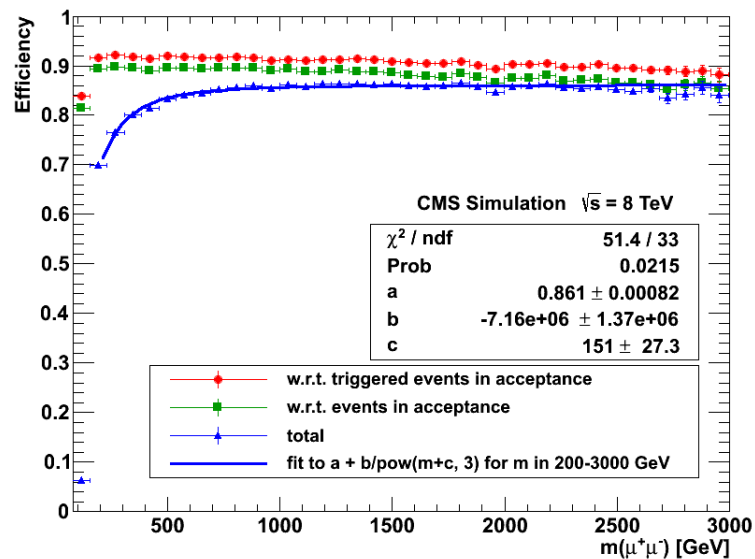


Figura 5.16: Fit efficienza totale di ricostruzione e selezione (rispetto agli eventi selezionati con *acceptance*, oppure con *acceptance&trigger*, oppure rispetto a tutti gli eventi generati) calcolata su campioni simulati di processi Drell-Yan. Nel box sono mostrati i parametri del fit 5.7.

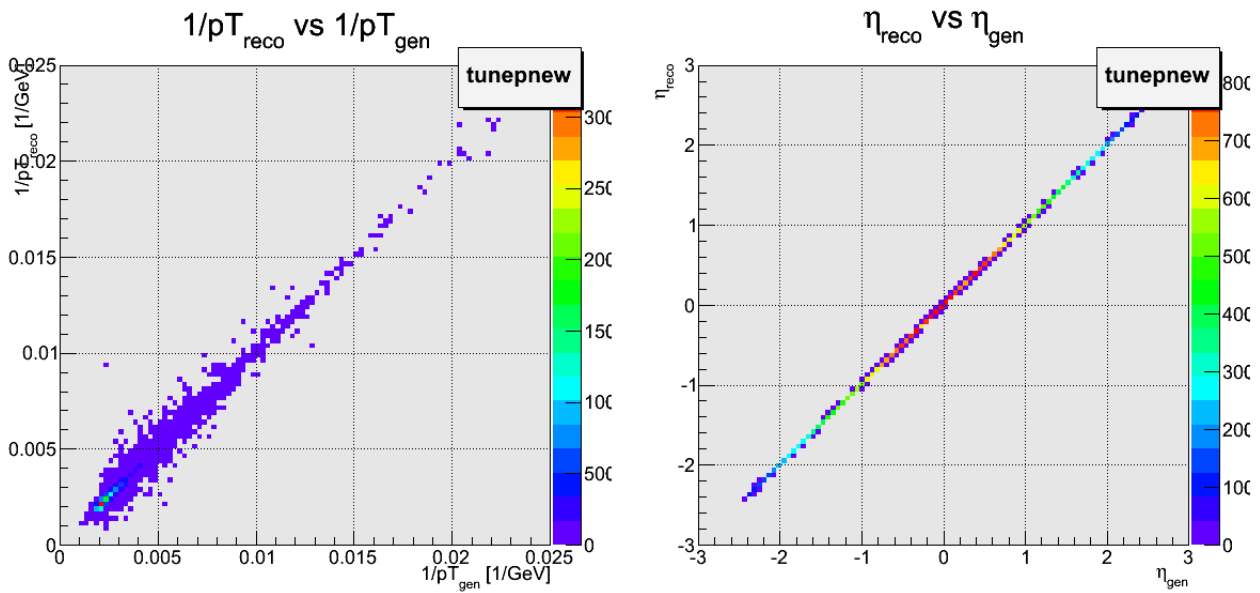


Figura 5.17: Confronto della ricostruzione di $1/p_{T\text{reco}}$ vs $1/p_{T\text{gen}}$ (a sinistra), e di η_{reco} vs η_{gen} (a destra) nel campione Monte Carlo con Z' generata a 1 TeV.

5.5 Risoluzione

La misura del momento trasverso è molto sensibile all'allineamento tra i tracciatori e le camere a muoni, alla composizione del materiale dei rivelatori e al campo magnetico dentro e fuori dal solenoide. Eventuali sistematiche presenti nelle distribuzioni relative hanno solitamente andamento caratteristico a seconda della causa che le produce. Esse possono avere andamento costante al variare del momento (come nel caso della conoscenza imperfetta del campo o di effetti di scattering multiplo e di perdita di energia, a loro volta dipendenti dal materiale) oppure possono crescere linearmente con esso (specialmente in caso di errori sistematici nell'allineamento). Come si è detto nel capitolo precedente, la risoluzione per muoni di basso momento (sotto ai 100 GeV) si studia tipicamente nei decadimenti da Z e da J/Ψ , mentre per le alte energie si ricorre ai raggi cosmici. Mi occupo, nella prima sottosezione, di stimare la risoluzione in p_T a partire dai campioni Monte Carlo di segnale Z' , confrontando tra loro i vari algoritmi di ricostruzione.

Nella seconda sottosezione stimo la risoluzione nella massa, per verificare l'effetto della misura del momento sulla larghezza della distribuzione in massa della Z' . La risoluzione per ciascun campione si ottiene con un fit gaussiano, dopodiché interpolo i punti ottenuti con un fit polinomiale.

Se non diversamente specificato, i grafici di questa sezione sono fatti per un campione di Z' generata a 1 TeV e per l'algoritmo di ricostruzione TuneP new. La differenza, rispetto al TuneP descritto nel capitolo precedente, sta nell'inclusione di criteri di identificazione del muone meno obsoleti e all'introduzione di un criterio per eliminare le tracce muoniche fortemente mal misurate (in formule, $\delta p_T/p_T < 0.25$).

5.5.1 Risoluzione in p_T

Il primo grafico che ho voluto ottenere, in figura 5.17, è una verifica di assenza di distorsioni sistematiche nella ricostruzione delle quantità $1/p_T$ del muone (senza distinguere tra μ^+ e μ^-) ed η . Come si può notare, quantità generata e quantità ricostruita corrispondono. Come visto in precedenza, notiamo una maggiore densità di eventi ad $|\eta| \approx 0$ e ad $1/p_T \approx 0.002 \text{ GeV}^{-1}$, corrispondente ad un $p_T \approx 500 \text{ GeV}$.

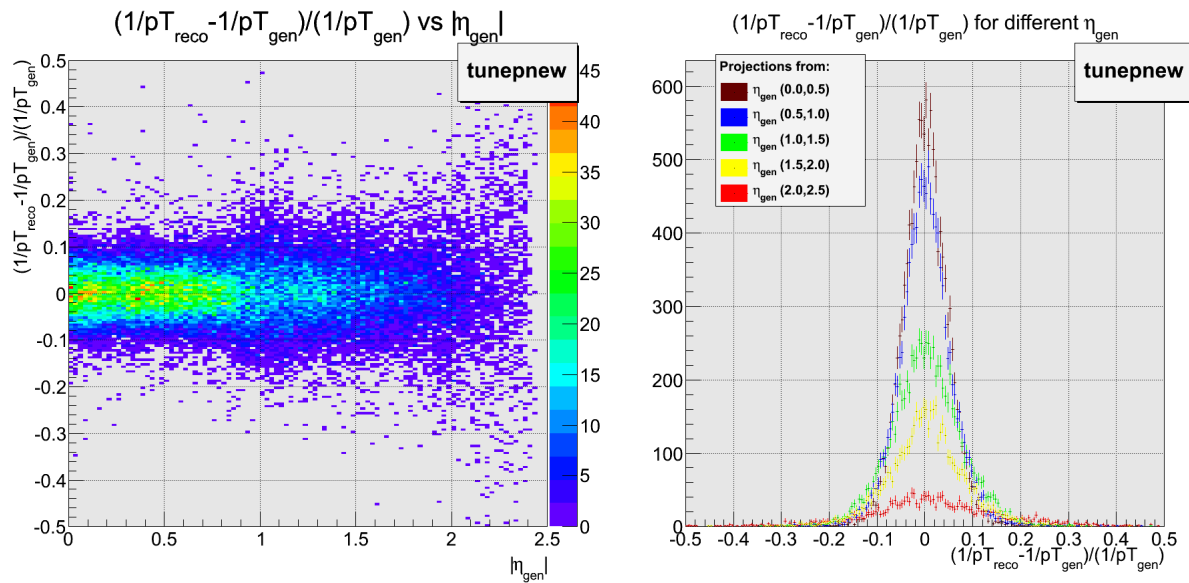


Figura 5.18: *A sinistra*: Grafico bidimensionale della risoluzione relativa in p_T di un muone (senza distinzione di segno) proveniente da Z' di 1 TeV vs $|\eta|_{gen}$. *A destra*: Andamento della risoluzione in p_T dei muoni per diversi intervalli di $|\eta|$. Si noti l'allargamento progressivo della campana con l'aumento della pseudorapidità.

Interpreto quindi come risoluzione relativa in p_T l'RMS della quantità:

$$\frac{\left(\frac{1}{p_{T\ reco}}\right) - \left(\frac{1}{p_{T\ gen}}\right)}{\frac{1}{p_{T\ gen}}}, \quad (5.8)$$

dove i pedici specificano se si tratti della quantità generata oppure ricostruita. In figura 5.18, nel grafico a sinistra, mostro un grafico bidimensionale della risoluzione relativa in funzione di $|\eta|_{gen}$. I punti si addensano a risoluzione elevata, ossia quando la grandezza (5.8) è prossima allo zero, per $|\eta| \approx 0$, ovvero per aree geometriche dove i muoni vengono prodotti trasversalmente, quindi ad elevato p_T . La ragione della buona risoluzione in quest'area dipende dall'algoritmo TuneP e dalle sue prestazioni migliori ad alto momento, come mostrerò in seguito.

Ho quindi proiettato il grafico bidimensionale lungo le ordinate, separando i contributi delle ascisse (provenienti dai due muoni senza distinzione di segno) in 5 intervalli di pseudorapidità di 0.5, si veda la figura 5.18 a destra. Ottengo 5 distribuzioni della risoluzione relativa: essa è una gaussiana molto stretta per $|\eta| \in (0, 0.5)$ (curva marrone), si allarga progressivamente fino ad essere molto sparsa e con pochi conteggi nell'intervallo $|\eta| \in (2, 2.5)$ (curva rossa): ricordiamo che in quest'area sono efficaci i tagli in η delle selezioni viste.

A questo punto, ho voluto verificare quale fosse l'andamento della risoluzione in funzione di η al variare dell'algoritmo di ricostruzione, si veda la figura 5.19.

- L'algoritmo **inner** (in nero) presenta prestazioni migliori in confronto agli altri ad $|\eta|$ grandi, dove i muoni hanno basso p_T , condizioni di lavoro preferibili per il solo tracker.
- L'algoritmo **global** (in verde) presenta elevata risoluzione ad $|\eta|$ piccoli, dove i muoni hanno alto p_T e tipicamente hanno una traiettoria molto dritta.
- Gli algoritmi **TuneP** (in blu) e **TunePnew** (in violetto) rappresentano un ottimo compromesso tra i due.

Il grafico precedente è confrontabile la risoluzione ottenuta dai raggi cosmici in [17]. In figura 5.20 è mostrata la quantità RMS del residuo relativo (si veda la formula al capitolo precedente) per muoni

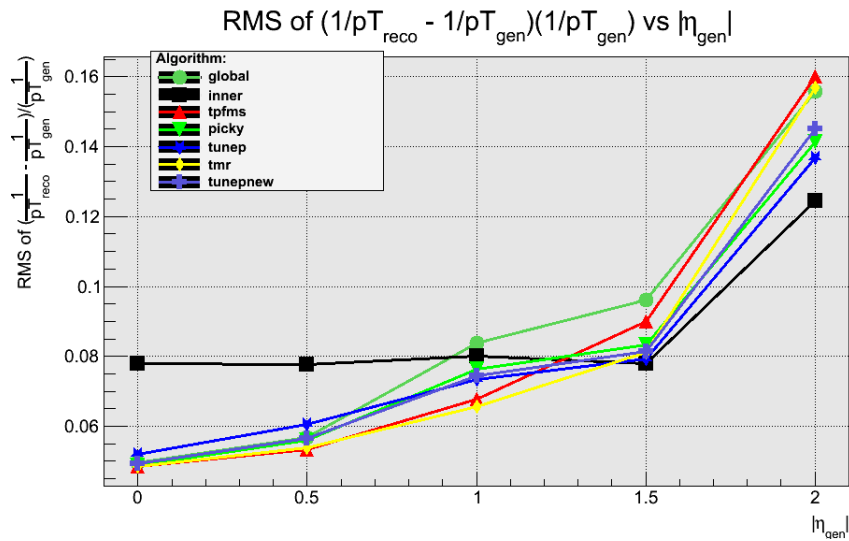


Figura 5.19: Risoluzione in p_T al variare dell'algorithmo utilizzato per ricostruire il momento dei muoni provenienti da Z' di massa 1 TeV in funzione di intervalli di $|\eta|$ di 0.5 ciascuno.

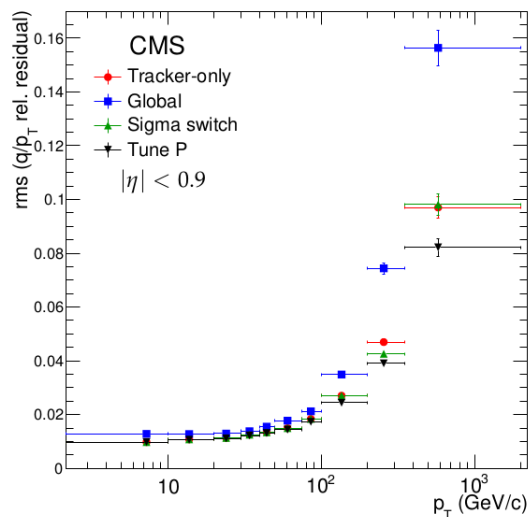


Figura 5.20: Risoluzione in p_T al variare dell'algorithmo utilizzato per ricostruire il momento dei muoni provenienti da Z' di massa 1 TeV in funzione di p_T . [17]

entro $|\eta| < 0.9$ al variare di p_T . In questo caso la risoluzione in p_T per l'algoritmo TuneP a 500 GeV (il momento posseduto dalla maggior parte dei muoni provenienti dal nostro campione Z' con massa di 1 TeV) è attorno all'8%. La risoluzione che ho ottenuto io è leggermente migliore, a causa delle ottimizzate condizioni di allineamento rispetto a quelle di presa dati dei cosmici.

5.5.2 Risoluzione in massa

La risoluzione della massa invariante ricostruita si calcola a partire dai campioni di segnale Z' generato. L'algoritmo utilizzato per le ricostruzioni di questa sezione sarà sempre TunePnew. In accordo con una convenzione interno a CMS, interpreto come risoluzione relativa la σ ottenuta con un fit gaussiano sul centro della distribuzione, definito come la regione contenuta in ± 1.5 volte la larghezza RMS attorno al valor medio della distribuzione. Osservando la figura 5.21, noto che la risoluzione relativa è circa del 4%. Richiamo il fatto che in fase di generazione (figura 5.2) la larghezza intrinseca era circa dell'1.3% a 1 TeV.

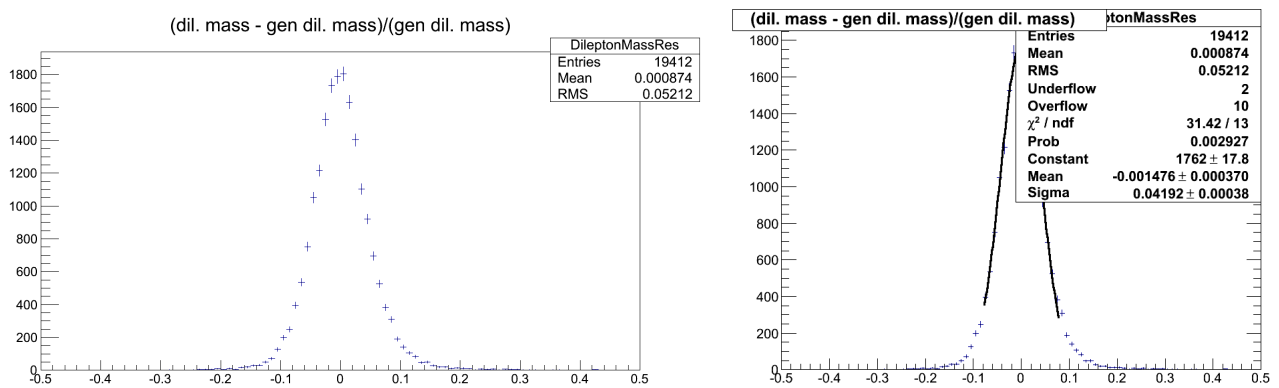


Figura 5.21: Risoluzione in massa per Z' di 1 TeV. A sinistra, la distribuzione della massa invariante dei due muoni. A destra, i risultati del fit gaussiano eseguito tagliando le code.

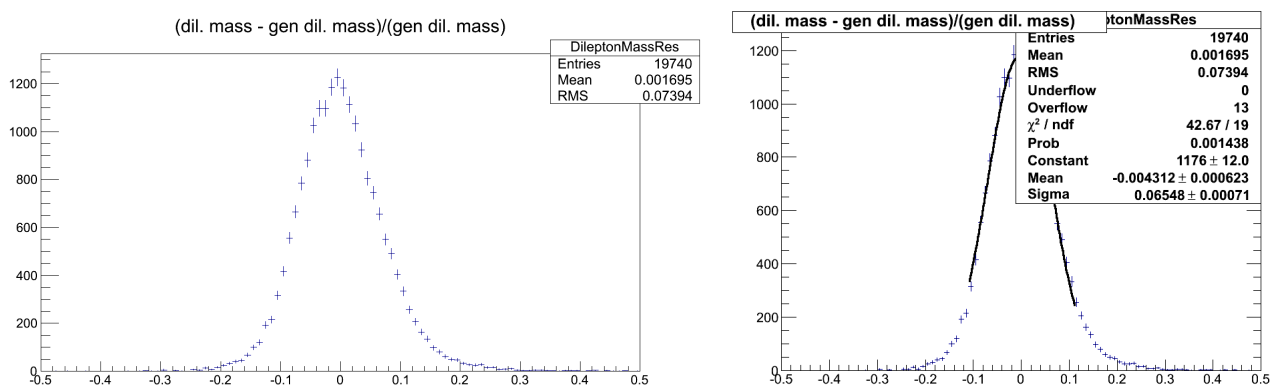


Figura 5.22: Risoluzione in massa per Z' di 2 TeV. A sinistra, la distribuzione della massa invariante dei due muoni. A destra, i risultati del fit gaussiano eseguito tagliando le code.

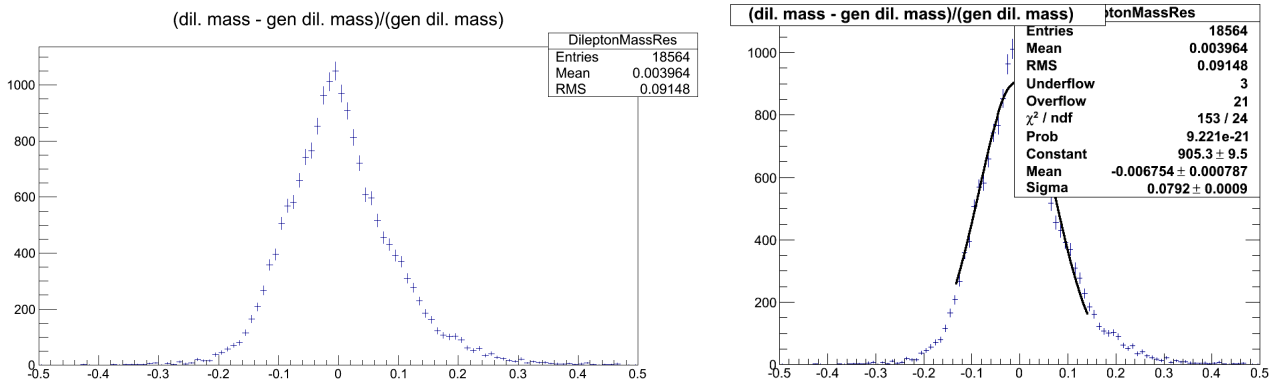
(b)
H

Figura 5.23: Risoluzione in massa per Z' di 3 TeV. A sinistra, la distribuzione della massa invariante dei due muoni. A destra, i risultati del fit gaussiano eseguito tagliando le code.

Le successive figure 5.22, 5.23, mostrano un evidente allargamento progressivo della distribuzione; in particolare a 3 TeV compaiono delle code asimmetriche, dovute al fatto che i muoni prodotti ad elevato momento sciamano all'interno del rivelatore (per energie superiori ad 1 TeV i muoni perdono energia soprattutto per bremsstrahlung).

I risultati ottenuti al variare della massa generata sono mostrati in figura 5.24 per tre differenti algoritmi. Di nuovo, osserviamo come l'algoritmo TunePnew abbia le prestazioni migliori.

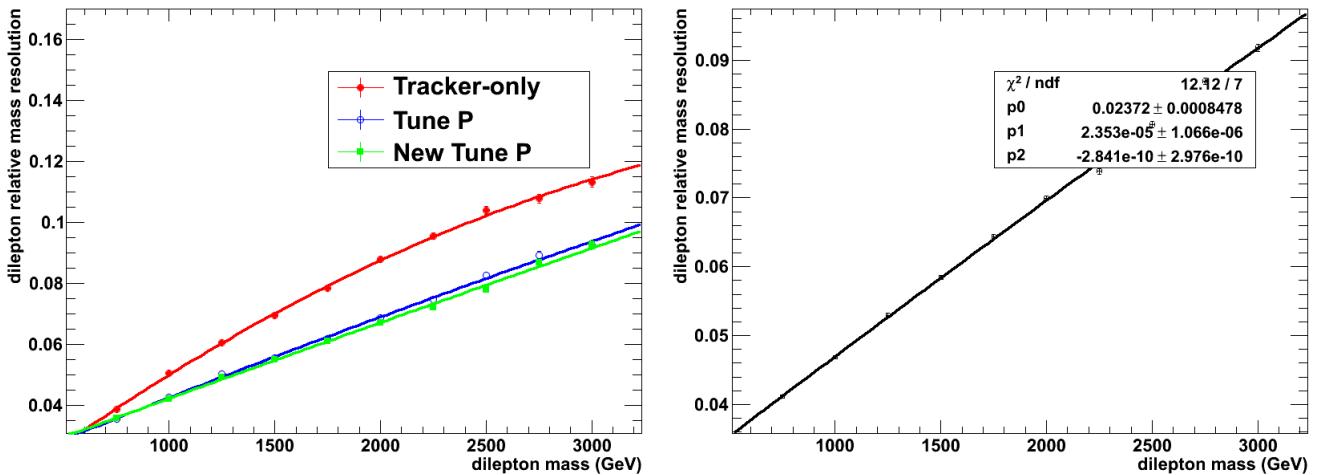


Figura 5.24: Risoluzione in massa al variare dell'algoritmo scelto. Ciascuna curva sovrapposta ai punti si ottiene da un fit polinomiale. Nella figura di destra, mostro i risultati del fit per l'algoritmo TunePnew.

Le curve sovrapposte ai punti sono ottenute mediante un fit polinomiale, dove ciascun p_i è il coefficiente di grado i della polinomiale; riporto quello ottenuto dall'algoritmo TunePnew, che servirà da input per il calcolo dei limiti.

$$\frac{\sigma(m)}{m} = 2.372 \times 10^{-2} + 2.353 \times 10^{-5}m - 2.841 \times 10^{-10}m^2. \quad (5.9)$$

Capitolo 6

Confronti dei dati con i fondi stimati a 8 TeV

Nella seconda parte della tesi mi occupo di cercare una Z' che decada in due muoni sfruttando tutti i dati raccolti nel 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV, per una luminosità integrata complessiva di 19.66 fb^{-1} . La tecnica di analisi consiste nel cercare una risonanza nello spettro della massa invariante dei due muoni sfruttando un fit di massima verosimiglianza. Per ridurre le sistematiche, normalizzo il risultato sfruttando il rapporto tra il prodotto della sezione d'urto di produzione per il branching ratio della risonanza cercata e la stessa quantità per la Z_0 , in formule:

$$R_\sigma = \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z_0 + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X)} = \frac{N(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-)}{N(Z_0 \rightarrow \mu^+\mu^-)} \times \frac{A(Z_0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{A(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-)} \times \frac{\epsilon(Z_0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\epsilon(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (6.1)$$

dove con N indico il numero di eventi conteggiati per ciascun decadimento, con A l'accettanza del rivelatore, con ϵ l'efficienza di ricostruzione e selezione rispetto agli eventi accettati.

CMS ha già svolto questa analisi a 7 TeV [1][15] ed a 8 TeV [2]; la mia tesi serve da esercizio per prepararmi al futuro lavoro a 13 TeV.

6.1 Stime dei fondi

L'eventuale scoperta di una nuova risonanza nasce dal confronto tra i dati acquisiti e i fondi previsti che hanno passato le selezioni dell'analisi. Nella stima di fenomeni dimuonici, il fondo più consistente e non eliminabile è dovuto al processo Drell-Yan, che ho descritto nel primo capitolo e di cui riporto un diagramma di Feynman in figura 6.1.

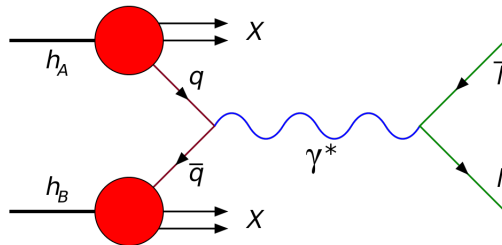


Figura 6.1: Diagramma di Feynman del processo Drell-Yan in cui è avvenuto lo scambio di un fotone virtuale.

Il secondo fondo in ordine d'importanza è dovuto alla produzione in coppia di $t\bar{t}$ che decadono: $t \rightarrow bW^+$, $W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$; $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$, $W^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ (il diagramma di Feynman è riportato in figura 6.2).

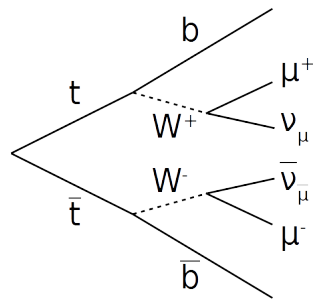


Figura 6.2: Diagramma di Feynman del processo $t\bar{t}$ che costituisce un fondo per la Z' .

Un contributo minore proviene da fenomeni simili al precedente, quali tW , $\bar{t}W$ e $Z \rightarrow \tau\tau$, dove ciascun τ decade in μ , si veda la figura 6.3.

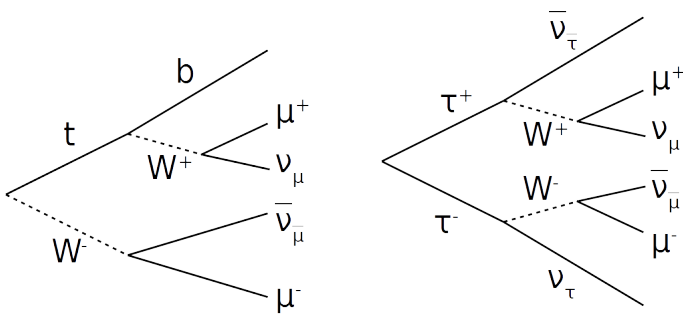


Figura 6.3: Diagramma di Feynman dei processi tW e $Z \rightarrow \tau\tau$, che costituiscono un fondo per la Z' .

In figura 6.4 mostro i diagrammi di Feynman dei fondi da processi dibosonici, quali WZ , WW , ZZ .

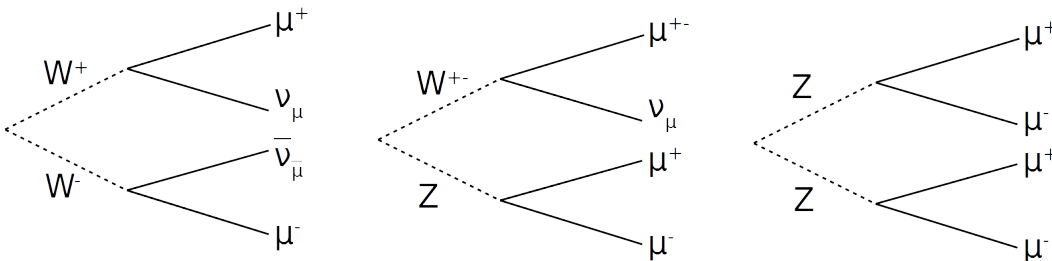


Figura 6.4: Diagramma di Feynman dei processi dibosonici che costituiscono un fondo per la Z' (nel caso in cui siano presenti più di due muoni, significa che essi sono sfuggiti al rivelatore).

Pochi eventi di fondo giungono infine da oggetti misidentificati come muoni (è il caso di fenomeni $W + jets$ o altri processi QCD).

Processo	Parametri di generazione	$\sigma(\text{pb})$	Numero di eventi	PDF set
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}$	1915 (NNLO)	3293740	CT10
	$M_{\mu\mu} > 120 \text{ GeV}$	12.17(NLO \times 1.024)	99984	
	$M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}$	1.520(NLO \times 1.024)	99990	
	$M_{\mu\mu} > 500 \text{ GeV}$	0.04519(NLO \times 1.024)	99992	
	$M_{\mu\mu} > 800 \text{ GeV}$	0.005620(NLO \times 1.024)	99984	
	$M_{\mu\mu} > 1000 \text{ GeV}$	0.001828(NLO \times 1.024)	99989	
	$M_{\mu\mu} > 1500 \text{ GeV}$	1.745e-4(NLO \times 1.024)	99992	
	$M_{\mu\mu} > 2000 \text{ GeV}$	2.260e-5(NLO \times 1.024)	99974	
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$	$M_{\tau\tau} > 20 \text{ GeV}$	1915(NNLO)	3295238	CT10
$t\bar{t}$	-	234(NNLO)	21675970	CT10
tW	-	11.1(NNLO)	497658	CTEQ6L1
$\bar{t}W$	-	11.1(NNLO)	493460	CTEQ6L1
WW	-	54.8(NLO)	10000431	CTEQ6L1
WZ	-	33.2(NLO)	10000283	CTEQ6L1
ZZ	-	17.6(NLO)	9799908	CTEQ6L1
$W + jets$	-	36257 (NNLO)	18393090	CTEQ6L1
Inclusive- μ QCD	$\tilde{p}_T > 20 \text{ GeV}$, $ \eta(\mu) < 2.5$, $p_T(\mu) > 15 \text{ GeV}$	$3.64\text{e}+8 \times 3.7\text{e}-4(\text{LO})$	21484602	CTEQ6L1

Tabella 6.1: Parametri di generazione, sezioni d'urto, numero di eventi e set di funzioni di distribuzione partoniche utilizzati per ciascuna delle simulazioni Monte Carlo dell'analisi.

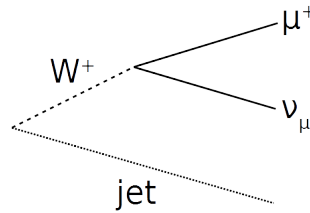


Figura 6.5: Diagramma di Feynman dei processi $W + \text{jet}$ che costituiscono un fondo per la Z' .

Tutti i fondi della mia analisi vengono stimati a partire da simulazioni Monte Carlo, tranne per gli oggetti misidentificati, che si modellizzano con tecniche applicate a un campione di dati.

Nella tabella seguente riassumo i parametri di generazione, la sezione d'urto di ciascun processo, che mi serve per normalizzare correttamente lo spettro a seconda della luminosità integrata dei dati, e il numero di eventi contenuti in ciascun campione.

6.1.1 Drell-Yan

Ciascun campione Drell-Yan generato con PYTHIA ha una soglia inferiore e superiore nella massa invariante dei muoni prodotti, in modo da non contare due volte i medesimi eventi. I vari campioni sono generati a fette per questioni di statistica, altrimenti la maggior parte degli eventi ricadrebbe alla Z e non ci sarebbero eventi nelle code dove ricerchiamo il segnale. Il fattore moltiplicativo 1.024 presente in tabella 6.1 tiene conto delle correzioni QCD per passare al next-to-next-to-leading order.

6.1.2 Stime di fondi da jets con metodi data-driven

Oltre ai fenomeni fisici che producono veri e propri muoni, un altro fondo è causato da oggetti che non sono muoni ma che vengono erroneamente identificati come tali; si parla dei cosiddetti “fake”. Gli oggetti che sono più facilmente misidentificati sono i jets, visto che gli elettroni non sono in grado di superare il filtro del calorimetro elettromagnetico.

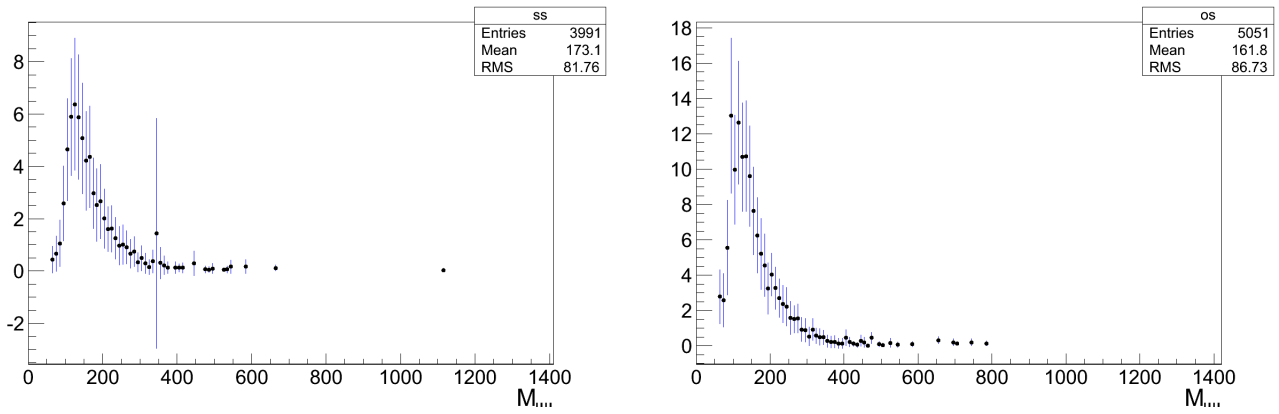


Figura 6.6: Numero di eventi fake dello stesso segno (a sinistra) e di segno opposto (a destra) stimati con metodo data-driven.

Regione di indagine (GeV)	Numero di eventi fake attesi dello stesso segno	Numero di eventi fake attesi di segno opposto
120-200	34 ± 6	58 ± 8
200-400	15 ± 4	25 ± 5
400-600	1 ± 1	2 ± 2
> 600	-	1 ± 1

Tabella 6.2: Numero di eventi fake predetti dal metodo data-driven. Sono incluse solo le incertezze statistiche.

Dal momento che è estremamente complicato simulare questo genere di comportamenti del rivelatore, si è soliti dare una stima degli eventi fake utilizzando un campione di eventi reali: tale metodo viene chiamato “data-driven”.

Nello specifico di questa analisi, ci si avvale dell’isolamento come variabile che discrimina tra i muoni veri e i jets candidati fake, e si vanno a studiare campioni di muoni singoli. La probabilità di misidentificazione (“fake-rate”) è definita come il rapporto degli eventi non isolati che hanno passato i criteri dell’analisi contenenti anche l’isolamento e gli eventi non isolati totali. Dal momento che un muone non isolato può provenire da sorgenti già studiate in precedenza con metodi Monte Carlo, come ad esempio da processi elettrodeboli contenenti la W , la Z o il $t\bar{t}$, prima di procedere al conteggio dei fake è necessario sottrarre gli eventi elencati in precedenza in maniera opportuna, dal momento che si sta guardando un muone singolo e non una coppia di muoni di segno opposto.

Mi aspetto due tipi di contaminazioni da fake: una in cui entrambi i muoni ricostruiti sono in realtà dei jets; l’altra in cui uno è un muone e l’altro un jet. La prima stima si ottiene moltiplicando il numero di eventi dimuonici in cui entrambi i muoni hanno fallito la selezione sull’isolamento per il quadrato del fake-rate. La seconda si ottiene moltiplicando il numero di eventi dimuonici in cui uno solo dei muoni ha fallito la selezione sull’isolamento per il fake-rate, curandosi di avere precedentemente sottratto il fondo stimato da due jets, in modo da non contarli due volte.

Le stime dei fondi complessivi da fake sono riportate nella tabella 6.1.2. Gli errori che includo sono solo gli statistici; è infatti opinione diffusa assegnare agli eventi fake un errore sistematico del 100%. La figura 6.6 mostra lo spettro di eventi previsti per due muoni della stessa carica e per muoni di carica opposta, in cui uno o entrambi hanno fallito il taglio per l’isolamento, per una luminosità di 20.6 fb^{-1} . Nel confronto con i dati, riscalo queste quantità con la luminosità del mio campione.

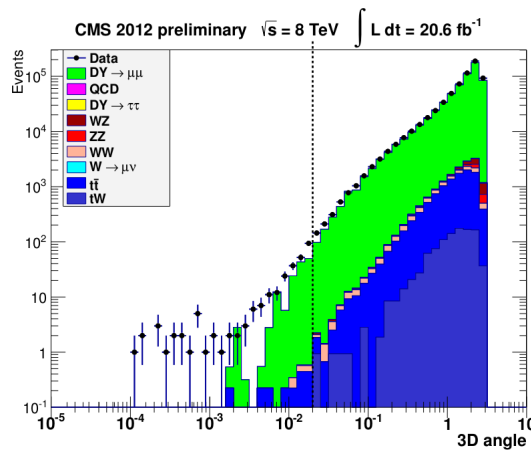


Figura 6.7: Distribuzione della variabile $\pi - \alpha$ per le simulazioni Monte Carlo (istogrammi) e per i dati (punti) che hanno fallito il criterio di selezione sull'angolo α imposto dall'analisi. [3]

6.1.3 Fondi da raggi cosmici

Anche se CMS è situato ad una profondità di circa 100 m sotto la superficie, i raggi cosmici attraversano il rivelatore con frequenza di circa 250 Hz. Un muone cosmico che attraversa il rivelatore per intero, transitando casualmente vicino al vertice di interazione, può essere interpretato con un evento dimuonico, perché la traccia corrispondente viene interpretata come due tronconi indipendenti, entrambi provenienti dal vertice di collisione. Questi eventi si possono facilmente scartare ispezionando variabili quali la distanza di minimo approccio tra le due tracce, la distanza tra ciascuna traccia e il vertice primario, l'angolo α tra le due tracce (si veda il paragrafo 5.2.2).

Nella figura 6.7 mostro la distribuzione per dati (pallini neri) e fondi (istogrammi colorati) del parametro $\pi - \alpha$, nel caso in cui i muoni abbiano fallito la selezione sull'angolo massimo. Dal momento che le simulazioni Monte Carlo non contengono al loro interno i raggi cosmici, posso concludere che l'addensarsi dell'ordine della decina di eventi vicino allo zero è dovuto ai muoni da cosmici. La riga verticale tratteggiata indica il valore a cui la selezione viene applicata, ossia a 0.02 rad: ho eliminato tutti i fondi che attribuisco ai cosmici. Dalla referenza [20] sappiamo che questo criterio rifiuta i cosmici con efficienza del 99%.

6.2 Confronti dati-Monte Carlo

Raccolte tutte le informazioni sui possibili fondi, passo al confronto tra dati e simulazioni. Normalizzo lo spettro dei fondi simulati moltiplicando l'istogramma per tre fattori $w \times \mathcal{L} \times s_f$: un peso parziale w , la luminosità integrata dei dati \mathcal{L} e un fattore di scala s_f , che permette di minimizzare gli errori sistematici (ne parlo nella prossima sezione). Il peso parziale di ciascun campione si ottiene dividendo la sezione d'urto σ di tabella 6.1 (corretta per un fattore k_f che rende conto delle correzioni QCD ad ordini superiori) per il numero di eventi contenuti N_{ev} :

$$w = \frac{\sigma \times k_f}{N_{ev}}. \quad (6.2)$$

La luminosità integrata dei dati viene calcolata mediante moduli software di CMS che sfruttano il JSON file.

Nelle seguenti figure mostro i risultati da me ottenuti nel confronto tra dati e Monte Carlo. Nella tabella 6.2 riassumo il numero di eventi conteggiati nella regione di controllo (120-200 GeV) e nelle due regioni di ricerca ($m > 200$ GeV; $m > 400$ GeV). Le incertezze includono le statistiche e le sistematiche sommate in quadratura. Le sistematiche comprendono le incertezze nelle funzioni di distribuzione partoniche, nelle correzioni QCD ed elettrodeboli, nelle sezioni d'urto $t\bar{t}$. Gli eventi fake

Regione di indagine (GeV)	120-200	> 200	> 400
$N(\mu^+\mu^-)$ osservati	74374	19060	1632
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da Drell-Yan	68834 ± 3337	15562 ± 735	1407 ± 50
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da $t\bar{t}$	3957 ± 267	2331 ± 158	170 ± 13
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da WW	807 ± 30	487 ± 18	60 ± 3
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da tW	218 ± 18	158 ± 14	13 ± 3
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da tW	212 ± 18	144 ± 13	13 ± 3
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da WZ	160 ± 7	99 ± 5	12 ± 1
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da ZZ	136 ± 4	71 ± 2	10 ± 1
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da $\tau\tau$	57 ± 26	23 ± 16	-
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi da fake	58 ± 58	28 ± 29	4 ± 4
$N(\mu^+\mu^-)$ attesi totali	74439 ± 3349	18903 ± 753	1689 ± 53

Tabella 6.3: Numero di eventi $\mu^+\mu^-$ osservati nei dati e predetti dalle simulazioni. Le incertezze sistematiche e statistiche sono sommate in quadratura.

Regione di indagine (GeV)	120-200	200-400	> 400
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ osservati	205	102	18
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da WZ	128 ± 6	80 ± 4	13 ± 1
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da Drell-Yan	-	23 ± 16	-
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da ZZ	42 ± 2	21 ± 1	3 ± 0.3
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da QCD	34 ± 34	15 ± 15	1 ± 1
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da $t\bar{t}$	13 ± 2	5 ± 1	-
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da tW	1 ± 1	-	-
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi da tW	-	1 ± 1	-
$N(\mu^\pm\mu^\pm)$ attesi totali	218 ± 35	145 ± 22	17 ± 2

Tabella 6.4: Numero di eventi $\mu^\pm\mu^\pm$ osservati nei dati e predetti dalle simulazioni. Le incertezze sistematiche e statistiche sono sommate in quadratura.

hanno incertezza sistematica del 100%.

6.2.1 Campioni con muoni dello stesso segno

È possibile verificare la correttezza delle previsioni date dalle simulazioni Monte Carlo osservando lo spettro della massa invariante di due muoni dello stesso segno. In questa regione infatti non mi aspetto segnale, e le sorgenti di fondo prevalenti (coppie di bosoni) sono diverse da quelle dell'analisi (Drell-Yan e $t\bar{t}$). I contributi sono ottenuti da simulazioni, tranne nel caso dei fondi da jets. La distribuzione attesa viene normalizzata sfruttando il numero di eventi di segno opposto contati nella regione del picco della Z, tra 60 e 120 GeV (si veda la prossima sezione). In tabella 6.2.1 mostro il numero di eventi effettivamente visti nei dati e il numero di eventi attesi. L'errore negli eventi generati è calcolato sommando in quadratura l'incertezza statistica e quella sistematica.

6.3 Normalizzazione alla Z_0

L'ulteriore fattore di scala s_f che applico all'istogramma serve per minimizzare le incertezze sistematiche dovute principalmente ad effetti sperimentali, in particolar modo legati al calcolo delle efficienze, e non prevedibili dal modello. Mi posiziono attorno al picco della Z_0 , tra 60 e 120 GeV, dove la fisica del

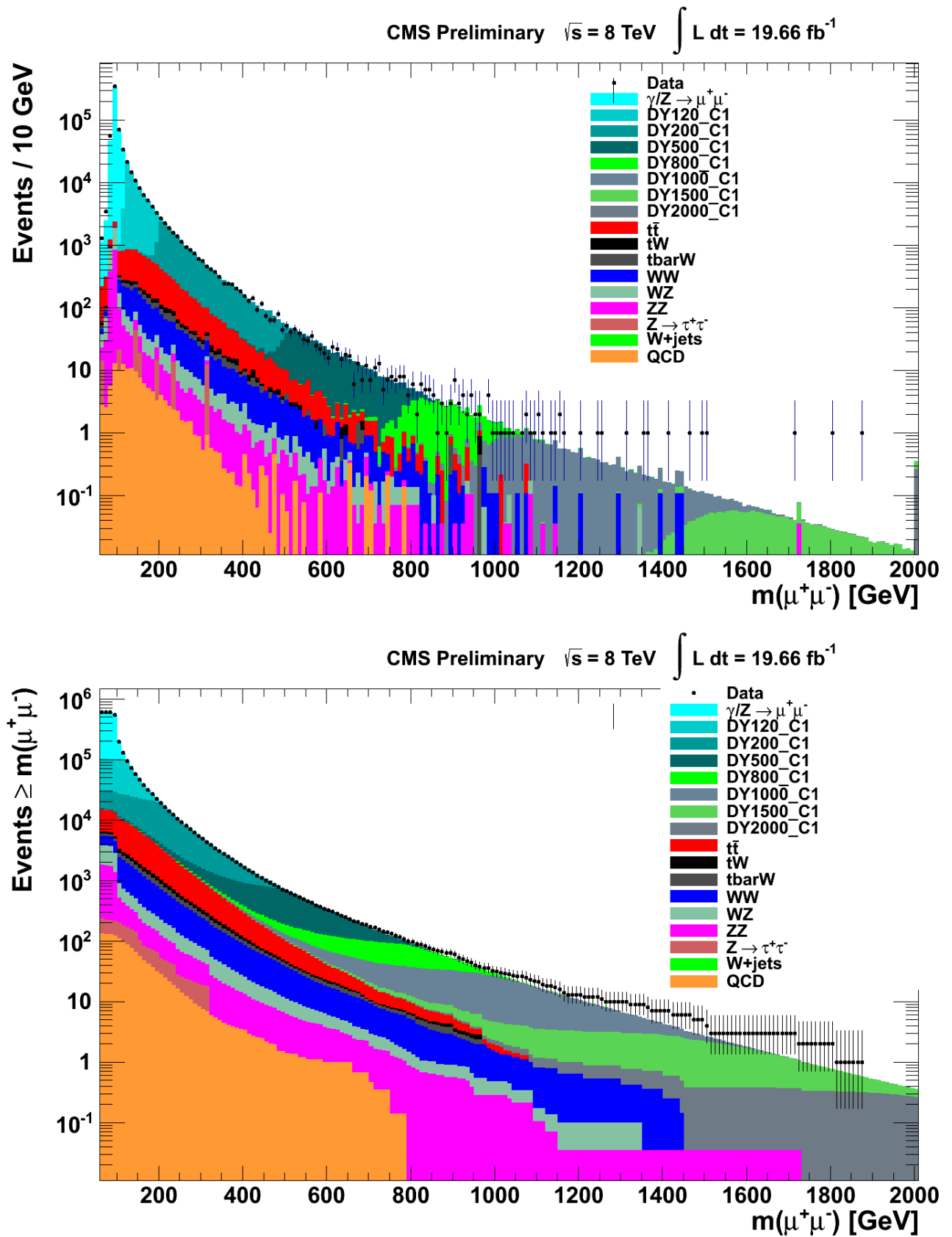


Figura 6.8: Distribuzione della massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$. Nella legenda è descritto ogni singolo contributo. I fondi QCD sono ottenuti dalla stima dei fake del paragrafo 6.2.1. Il grafico superiore mostra gli eventi attesi per ciascun intervallo di massa di 10 GeV; il grafico inferiore mostra la distribuzione cumulativa, vale a dire l'integrale dell'area alla destra di ciascun bin dell'istogramma superiore.

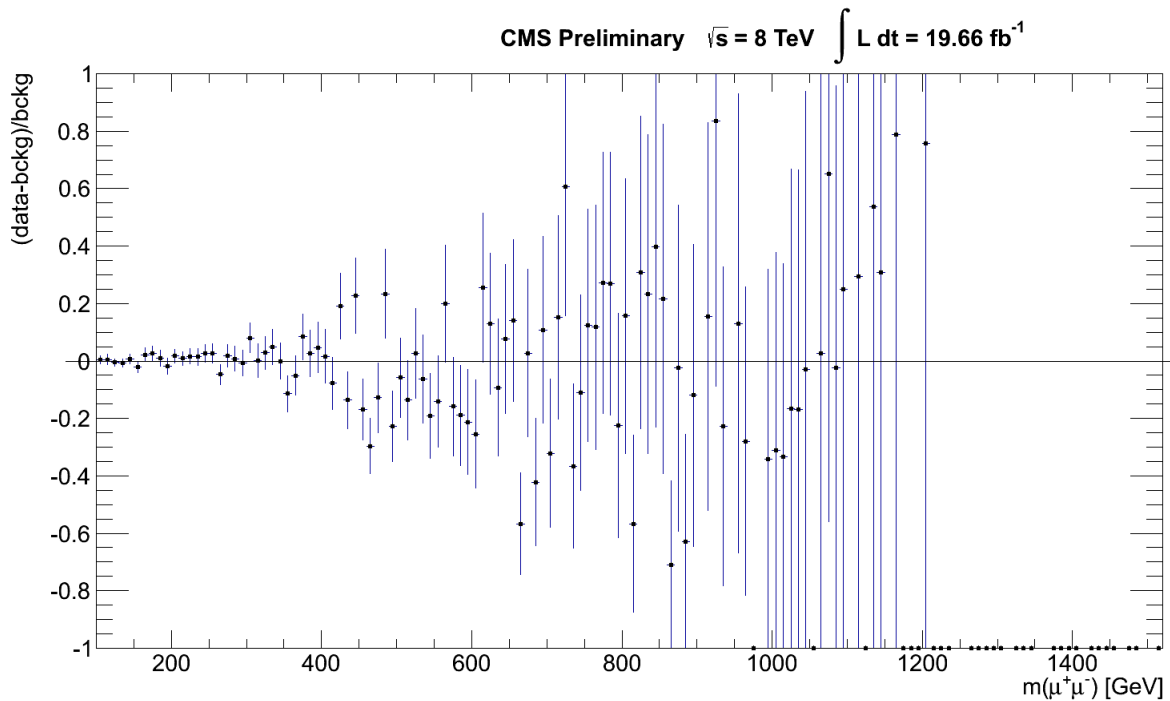
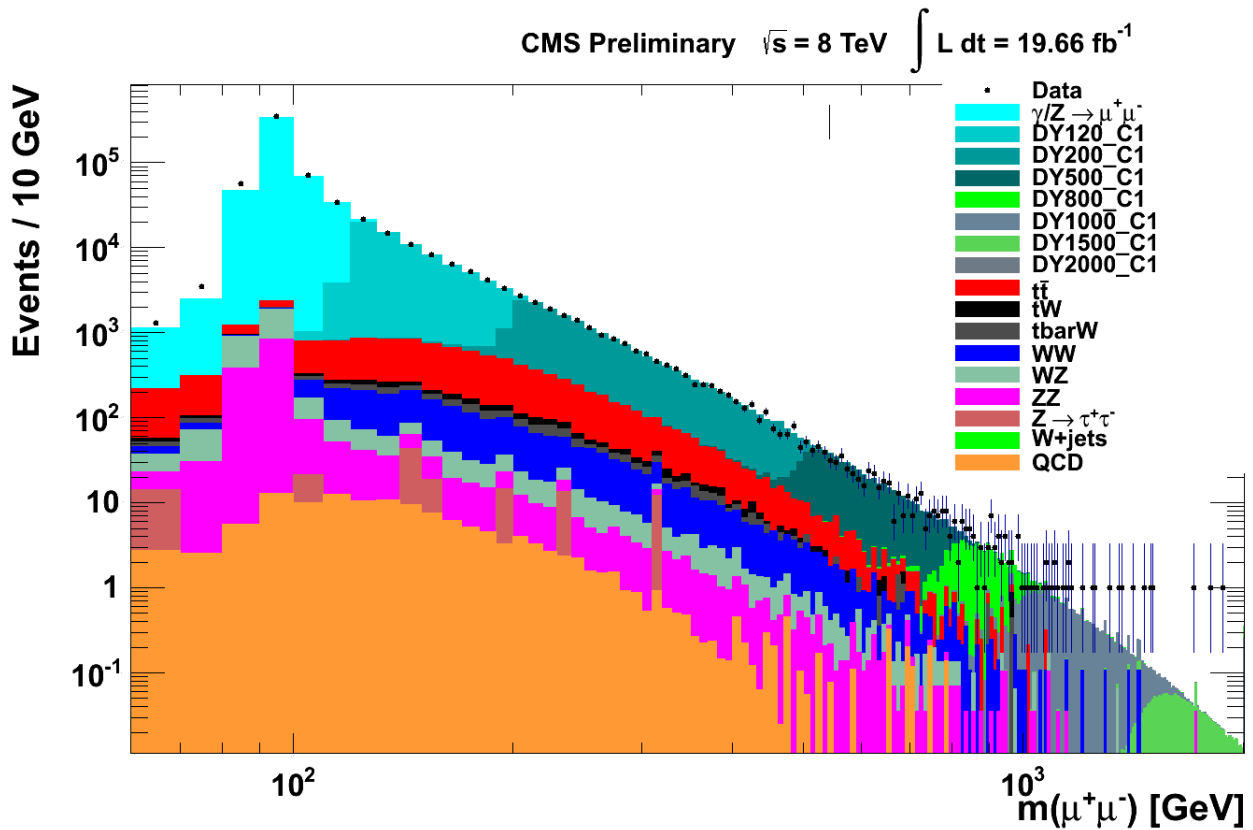


Figura 6.9: Distribuzione della massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in scala bi-logaritmica e distribuzione dei residui relativi tra dati e fondi. Nella legenda è descritto ogni singolo contributo. I fondi QCD sono ottenuti dalla stima dei fake del paragrafo 6.2.1.

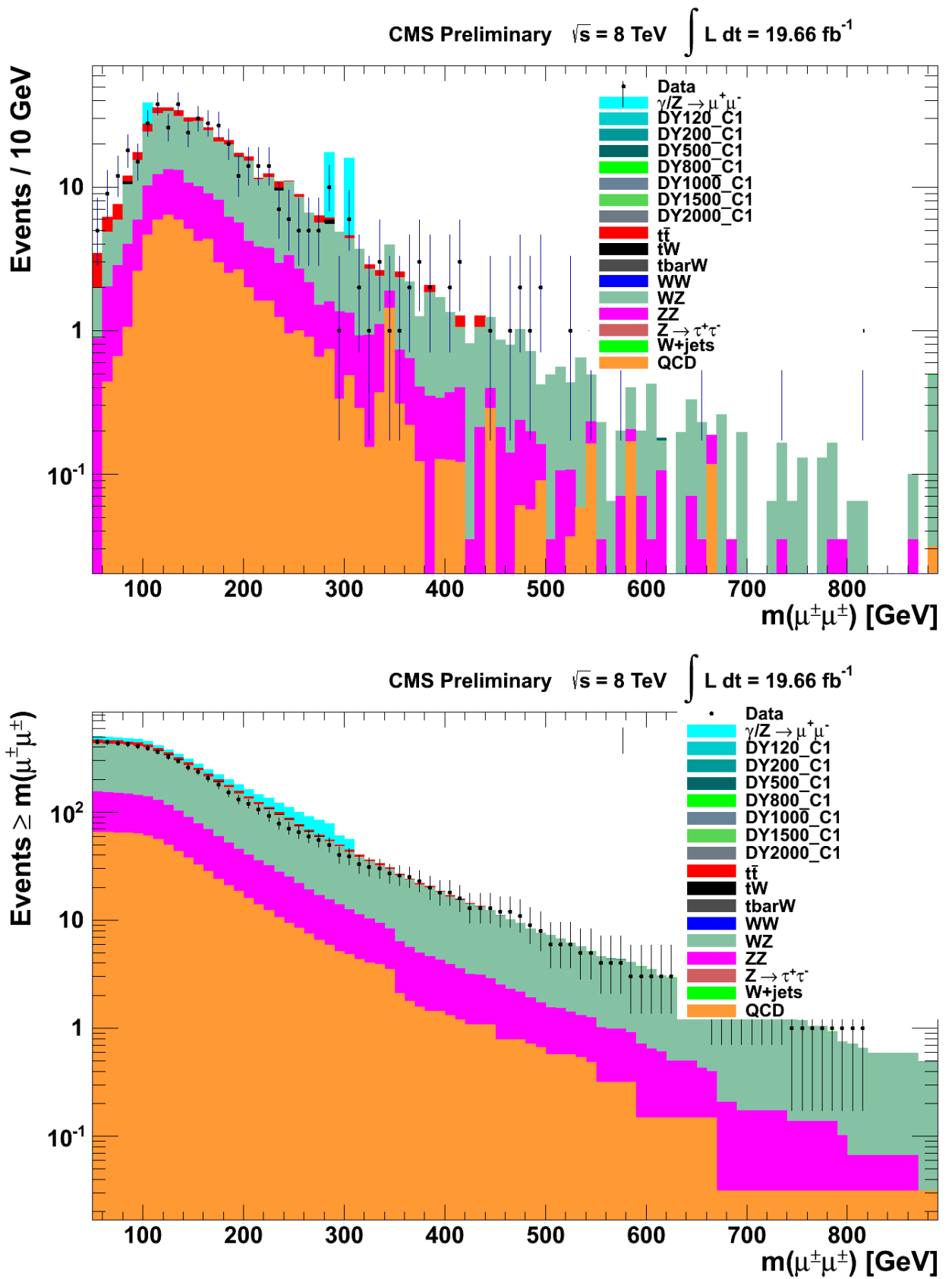


Figura 6.10: Spettro della massa invariante di muoni dello stesso segno, $m(\mu^\pm\mu^\pm)$. Il grafico superiore mostra gli eventi attesi per ciascun intervallo di massa ogni 10 GeV; il grafico inferiore mostra la distribuzione cumulativa, vale a dire l'integrale dell'area alla destra di ciascun bin.

Modello Standard è ben nota, e conto i dati e i fondi (normalizzati con il peso parziale e la luminosità) in quella regione. Il fattore di scala è dato dal rapporto tra eventi contati nei dati ed eventi previsti dalle simulazioni. In questo modo, anziché avere a che fare con le efficienze assolute per la ricerca del segnale di Z' , si ha a che fare con il loro rapporto rispetto a quelle calcolate alla Z_0 (come mostrato nell'equazione 6.1). La dipendenza sperimentale da accettazione, efficienza di trigger e selezione viene così eliminata al primo ordine, lasciando solo una eventuale dipendenza residua di tali grandezze dalla massa invariante. Anche l'incertezza delle funzioni di distribuzione partoniche viene ridotta tramite questo approccio; l'incertezza sulla luminosità integrata viene completamente eliminata.

Gli eventi alla Z vengono contati ricorrendo ad un trigger diverso rispetto a quello dell'analisi, che, come ho spiegato, è poco efficiente vista la soglia in p_T a 40 GeV. Si utilizza un trigger prescalato, chiamato *HLT_Mu_24_eta2p1*, al quale corrisponde una soglia offline di $p_T > 27$ GeV.

L'efficienza totale di ricostruzione è stata stimata al 32.6% [3]; il fattore di prescalamento del trigger è di 300.

Il numero di eventi che ho stimato al picco della Z utilizzando il trigger prescalato ammonta a 23340. A questa quantità sottraggo lo 0.5% di contaminazioni, ossia 117 eventi, ottenendo infine $N(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 23223$ ed un fattore di scala $s_f = 0.996$.

6.4 Analisi statistica

Quando si cerca una risonanza, si modellizzano i dati raccolti come una funzione densità di probabilità data dalla somma della densità di probabilità del segnale, p_s , e di quella del fondo, p_b , con l'ovvia condizione $p_s + p_b = 1$. Il segnale di Z' viene rappresentato dalla convoluzione tra una Breit-Wigner di larghezza Γ e massa M ed una gaussiana di larghezza w che rende conto della risoluzione sperimentale, in funzione della massa invariante m della coppia di muoni:

$$p_s(m|\Gamma, M, w) = BW(m|\Gamma, M) \otimes Gauss(m|w). \quad (6.3)$$

I modelli di Z' presi in considerazione predicono piccoli valori della larghezza Γ della risonanza; la larghezza del picco è dominata dalla risoluzione sperimentale. Il fondo viene parametrizzato con la funzione:

$$p_b(m|a, b, k) = e^{-am+bm^2} m^{-k}. \quad (6.4)$$

I parametri del fit per tutti i contributi di fondo sono calcolati in un intervallo di massa invariante compreso tra 200-3000 GeV; i risultati sono mostrati nelle figure 6.11.

L'entità del segnale (o un limite su di essa) viene stimata mediante un fit di massima verosimiglianza allo spettro di m . La funzione di massima verosimiglianza viene calcolata a partire dal numero di eventi di segnale attesi $\mu_s = R_\sigma \times \mu_Z \times \frac{A' \times \epsilon'}{A \times \epsilon}$, dove μ_Z è la media della distribuzione di Poisson degli eventi contati nel picco della Z ; mentre il numero di eventi di fondo è rappresentato dal parametro μ_b . La funzione da massimizzare è allora data da:

$$\mathcal{L}(m|R_\sigma, M, \Gamma, w, a, b, k, \mu_b) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \prod_{i=1}^N \left(\frac{\mu_s(R_\sigma)}{\mu} p_s(m_i|M, \Gamma, w) + \frac{\mu_b}{\mu} p_b(m_i|a, b, k) \right), \quad (6.5)$$

dove gli osservabili sono le masse invarianti dei due leptoni, N indica il numero di eventi osservati nella regione di massa del fit, $\mu = \mu_s + \mu_b$ è la media della distribuzione di Poisson di cui gli N eventi dei dati rappresentano un'osservazione.

6.4.1 Incertezze sperimentali

La prima sorgente di incertezze sistematiche consegue dal calcolo del rapporto tra accettanze ed efficienze calcolate alla Z' e alla Z_0 . Le differenze nelle topologie di decadimento si riflettono in una

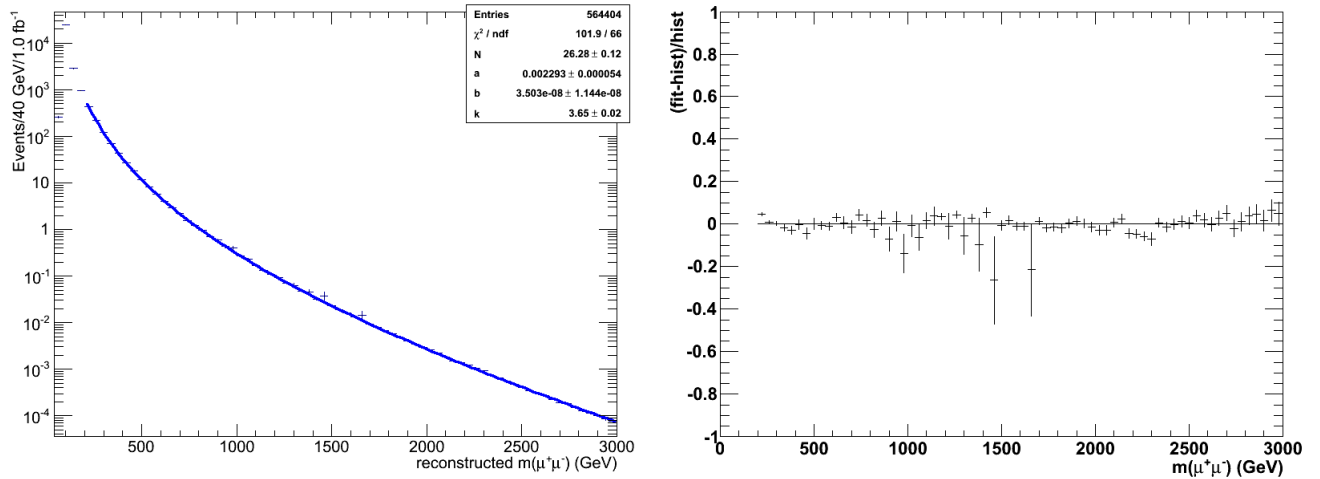


Figura 6.11: Fit sulla forma del fondo, operato con la funzione 6.4 nell'intervallo di massa invariante 200-3000 GeV, e distribuzione dei residui.

incertezza relativa sul rapporto di A/A' pari all'1.9%. La variazione dell'efficienza sulla Z che vedo nelle mie simulazioni è intorno al 3%, che assegno come errore ad ϵ/ϵ' . Combinando le due, assegno come incertezza complessiva del rapporto $A/A' \times \epsilon/\epsilon'$ un 3%.

Le incertezze dovute alla forma del fondo dipendono dal fatto che, mentre le simulazioni riproducono correttamente le regioni a bassa massa invariante, dove la fisica è nota, la forma della distribuzione di massa invariante ad alte energie è più incerta, anche perché diventa più sensibile agli effetti di risoluzione. Le sorgenti di incertezza che concorrono nella stima dei fondi includono la dipendenza residua dalla massa di efficienza e risoluzione (che vanno da qualche % all'ordine del 10% salendo con la massa), l'incertezza nella stima delle PDF (fino al 30% a 3 TeV)[22], l'incertezza nella stima delle correzioni elettrodeboli di ordine superiore (fino al 12%)[3], l'incertezza residua in funzione della massa delle correzioni QCD (circa del 3%)[3]. Sommando in quadratura gli effetti discussi in precedenza, assegniamo alla conoscenza del fondo un'incertezza sistematica complessiva pari al 20% [3].

Nessuna incertezza sistematica è associata al calcolo della luminosità, perché utilizziamo una normalizzazione relativa al numero di $Z_0 \rightarrow \mu\mu$ osservati nei dati e nelle simulazioni.

6.4.2 Calcolo del limite

Se, invece di operare il fit di massima verosimiglianza evento per evento, voglio utilizzare una procedura più semplice e rapida in termini di tempo computazionale, è sufficiente raggruppare gli eventi in bin. Nell'equazione 6.5 compariranno allora degli indici i ad indicare che ciascuna quantità è stata integrata per ciascun bin; sopra al simbolo prodotto si sostituisce il numero di eventi N con il numero di bin N_{bins} . La funzione di verosimiglianza binnata diventa allora:

$$\mathcal{L}(R_\sigma) = \prod_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\mu_i(R_\sigma)^{N_i} e^{-\mu_i(R_\sigma)}}{N_i!} = \prod_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\left(\mu_i^s(R_\sigma) + \mu_i^b\right)^{N_i} e^{-(\mu_i^s(R_\sigma) + \mu_i^b)}}{N_i!}, \quad (6.6)$$

dove continua a rimanere valida la definizione $\mu_i^s(R_\sigma) = R_\sigma \times \frac{A' \times \epsilon'}{A \times \epsilon} \times \mu_i^Z$, questa volta le Z vengono conteggiate per ciascun bin.

In tabella 6.5 riassumo tutti i parametri di input necessari per il calcolo del limite binnato.

Parametro di input	Valore
Eventi N_Z nella regione 60-120 GeV	23223
$A \times \epsilon$ /prescalamento del trigger	0.326/300
Incertezza $A' \times \epsilon' / A \times \epsilon$	3%
N_{dati} in $m > 200$ GeV	19060
Incertezza nel fondo	20%
$A' \times \epsilon'(m)$	$0.861 - 7.16 \times 10^6 / (m + 151)^3$
Risoluzione in massa	$2.372 \times 10^2 + 2.35310^5 m - 10^{10} m^2$
Forma del fondo	$\exp(-0.002293m + 3.503 \times 10^{-8} m^2) \cdot m^{-3.650}$

Tabella 6.5: Parametri di input all'algoritmo di calcolo del limite sul rapporto R_σ .

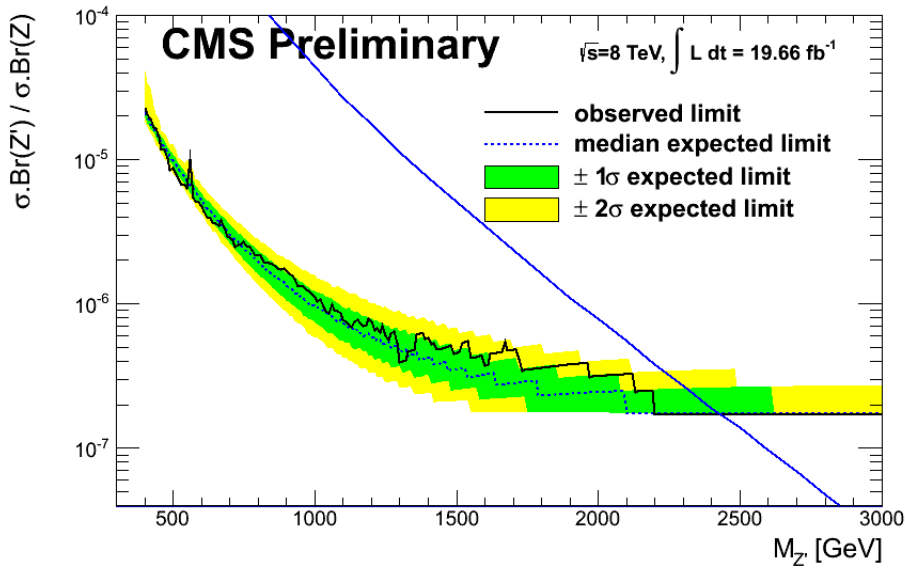


Figura 6.12: Limite finale osservato e atteso per il rapporto R_σ . L'intersezione con la curva teorica predice un limite della massa della Z'_Ψ a 2450 GeV.

Cercare un limite al 95% di livello di confidenza per il rapporto R_σ significa cercarne il valore per cui:

$$\frac{\int_0^{R_\sigma^{95}} \mathcal{L}(R_\sigma) dR_\sigma}{\int_0^\infty \mathcal{L}(R_\sigma) dR_\sigma} = 0.95. \quad (6.7)$$

Nel grafico di figura 6.12 è rappresentato il limite del rapporto R_σ atteso ed osservato in funzione della massa invariante. Dall'intersezione dell'osservato con la curva teorica, posso dedurre un limite inferiore per la massa della Z'_Ψ , che fisso a 2450 GeV.

Capitolo 7

Conclusioni e sviluppi futuri

La mia tesi di laurea si inserisce nel filone di ricerca di risonanze Z' di massa elevata dell'esperimento CMS, nel canale di decadimento in due muoni delle collisioni protone-protone ad $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Dopo aver approfondito i modelli teorici oltre il Modello Standard che prevedono la presenza di bosoni di alta massa chiamati Z' , mi sono focalizzata sulle tecniche di analisi finora sviluppate.

Nella tesi ho analizzato i dati raccolti da CMS nei run di LHC del 2012. Le fasi dell'analisi possono così essere riassunte:

- selezione degli eventi e valutazione delle efficienze;
- valutazione della risoluzione in momento trasverso dei muoni e della massa dei due muoni;
- confronto dati e fondi;
- estrazione dei limiti sulla massa.

Gli algoritmi messi a punto dall'analisi per i dati a 7 e 8 TeV sono disponibili ed efficienti, ma i risultati ottenuti e verificati sono dipendenti dalla calibrazione ed allineamento finali dell'apparato. D'altra parte la risoluzione in momento dei muoni ad alto momento trasverso è fondamentale per identificare una possibile risonanza, prevista essere molto stretta dalla teoria. La misura del momento di muoni ad alto p_T si ottiene utilizzando sia le informazioni del tracciatore centrale che quelle del rivelatore dei muoni esterno, in particolare nella zona a bassa pseudorapidità (nel "barrel"). La parte fondamentale con la nuova presa dati sarà quindi l'allineamento del rivelatore centrale con il sistema esterno di identificazione dei muoni.

Una prima misura di allineamento potrà essere svolta con i dati ottenuti dai raggi cosmici quando il campo magnetico verrà acceso (il campo magnetico di 3.8 T, infatti, deforma la struttura del ferro). Con gli stessi dati di muoni cosmici si dovrà verificare la risoluzione in p_T di tracce ad alto momento (come descritto nel capitolo 5).

CMS ha in programma una cospicua presa dati di raggi cosmici non appena il rivelatore verrà chiuso e il magnete rimesso in funzione. L'analisi di questo campione di dati potrebbe essere un primo importante passo per partecipare in modo rilevante nell'identificazione e misura dei muoni ad alto momento che costituiscono il fondamento per la ricerca di risonanze nel canale dimuonico.

Capitolo 8

Approfondimento sui modelli seesaw di nuova fisica

Durante le prime due settimane di tesi ho preso familiarità con l'architettura del software di CMS ed ho iniziato ad utilizzare e sviluppare i programmi di selezione di eventi con il fine di ricercare i partner pesanti del neutrino nel contesto del modello seesaw di tipo III. Gli eventi di partenza sono stati raccolti dall'esperimento CMS nel 2012 nelle collisioni protone-protone di LHC a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Descrivo molto brevemente il modello teorico, i canali di ricerca della nuova particella a CMS, l'esercizio che ho svolto ed i risultati che ho ottenuto.

8.1 Modello teorico del meccanismo seesaw di tipo III

La scoperta delle oscillazioni dei neutrini dimostra che i neutrini hanno massa, contrariamente a quanto prevede il Modello Standard, ed essa è estremamente piccola se comparata a quella dell'elettrone. Il meccanismo dell'altalena, noto in letteratura come "seesaw", rende conto dei numerosi ordini di grandezza di differenza introducendo una serie di nuove particelle che si accoppiano sia ai leptoni che al doppietto di Higgs. Queste nuove particelle possono essere singoletti fermionici (seesaw di tipo I[23]), tripletti scalari di isospin debole (seesaw di tipo II[24]), tripletti fermionici di isospin debole (seesaw di tipo III[25]). Nel meccanismo di tipo III, in particolare, la massa di Majorana del neutrino è data da:

$$m_\nu = \frac{Y^T M^{-1} Y v^2}{2}, \quad (8.1)$$

dove Y è la matrice degli accoppiamenti di Yukawa tra i mediatori e i fermioni del Modello Standard, M è la massa dei mediatori e v è il valore di aspettazione del vuoto di Higgs. Quando M diventa molto grande (alla scala GUT, 10^{14} GeV), m_ν rimane piccola anche per valori dell'accoppiamento di Yukawa di ordine uno; quando M è prossima ai 100 GeV, sono necessari accoppiamenti di Yukawa più piccoli (i parametri di mixing devono essere dell'ordine di 10^{-6} , ma essi sono fortemente costretti dai limiti elettrodeboli).

8.2 Ricerca del mediatore del meccanismo seesaw a CMS

La ricerca del tripletto di fermioni mediatori, Σ_+ , Σ_- , Σ_0 , possibile a CMS ammettendo che la loro massa sia attorno ai 100 GeV, viene effettuata in uno stato finale multi-leptonico. Studi già pubblicati a 7 TeV [26] ed altri in via di pubblicazione a 8 TeV [27] effettuati nello stato finale a tre leptoni non hanno mostrato alcuna evidenza di segnale oltre al fondo atteso. È stato fissato un limite inferiore sulla loro massa pari a 179 GeV con un livello di confidenza del 95%.

Il tripletto fermionico può venire prodotto ad LHC mediante un bosone virtuale con i due processi seguenti:

$$\begin{aligned} qq' &\rightarrow W^\pm \rightarrow \Sigma_0 \Sigma^\pm; \\ qq' &\rightarrow Z_0 \rightarrow \Sigma_+ \Sigma_-. \end{aligned}$$

I canali di decadimento dominanti sono esemplificati nei diagrammi di Feynman di figura 8.1. Ciascuno dei mediatori decade in un bosone vettore e in un leptone. La Σ_0 decade in $W^\pm l^\mp$, mentre

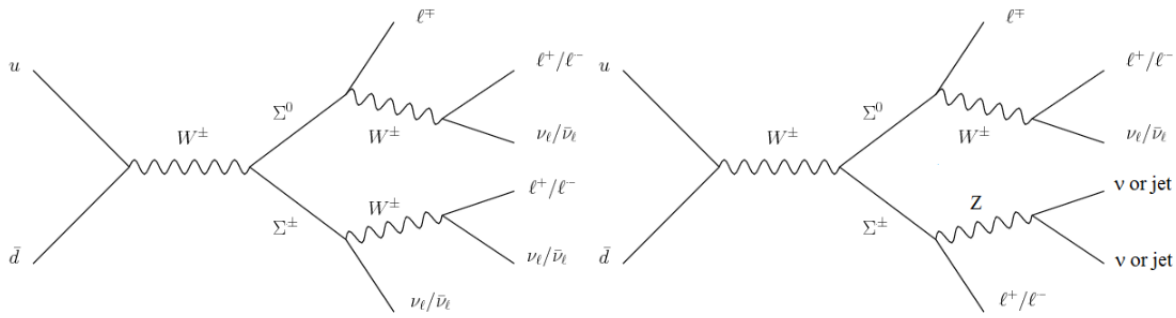


Figura 8.1: Diagrammi di Feynman di produzione del tripletto fermionico di mediazione del meccanismo seesaw e successivi decadimenti presi in considerazione nell’analisi.

le Σ_{\pm} decadono in $W^{\pm}\nu$ oppure Zl^{\pm} . Si considerano gli stati finali dove ciascun bosone W prodotto decade in modo leptonic e dove la Z decade in due neutrini o jets, in quanto, per semplificare l’analisi, viene considerato soltanto lo stato finale in tre leptoni (ed energia trasversa complessiva dell’evento mancante).

In questa analisi gli oggetti vengono ricostruiti con l’algoritmo “particle-flow”, che raccoglie le informazioni provenienti da tutti i rivelatori per ciascuna particella. I muoni vengono ricostruiti sfruttando i tracciatori, le camere e i calorimetri; gli elettroni vengono ricostruiti misurando i depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico; i jets misurando i depositi energetici nel calorimetro adronico; i neutrini vengono individuati misurando uno squilibrio nel momento tra lo stato iniziale e quello finale. Il trigger che si utilizza è dileptonico, esso richiede di avere un leptone con $p_T > 17$ GeV e l’altro con $p_T > 8$ GeV. L’analisi si svolge su tutti i dati raccolti a $\sqrt{s} = 8$ TeV, per una luminosità integrata complessiva di 19.7 fb^{-1} .

8.3 Esercizio: calcolo del “fake-rate”

La particolare topologia dello stato finale favorisce la discriminazione del segnale dai fondi. I principali contributi di fondo sono dati da:

- Processi del Modello Standard che coinvolgono i bosoni vettori e che producono stati finali a tre leptoni, come WZ (dominante), WWW e ZZ (questo caso rappresenta un fondo al segnale quando uno dei quattro leptoni prodotti sfugge dall’apparato di rivelazione). Il fondo dato da Higgs è trascurato visto il suo debole accoppiamento con i leptoni. Questi tipi di fondi vengono studiati tramite simulazioni Monte Carlo.
- Conversioni di fotoni interne asimmetriche. In presenza di un bosone Z che decade leptonicamente, uno dei due leptoni può irradiare un fotone, il quale si converte in coppie. Il leptone che ha irradiato può avere energia molto bassa e non venire rivelato; i tre rimanenti leptoni costituiscono un fondo. Questo tipo di contributo viene stimato con metodi data-driven a seconda della carica e del sapore dei tre leptoni finali.
- Leptoni fake, cioè leptoni isolati non provenienti da un vertice primario di interazione. In questa categoria sono inclusi adroni erroneamente ricostruiti come leptoni, leptoni da decadimenti in volo, leptoni da flavour leggeri e pesanti, leptoni da $t\bar{t}$, leptoni da raggi cosmici. Questo fondo si valuta con metodi data-driven.

L’esercizio che ho svolto è una stima dei contributi da leptoni fake tramite il fake rate, definito come la probabilità di un leptone “loose” di passare una selezione “tight”. Un elettrone “loose”, rispetto ad uno “tight”, non ha l’imposizione sul parametro d’impatto e ha condizioni più lasche per la variabile

Fake Rate per gli elettroni			
Soglia in p_T	Isolamento	Fake Rate	$\sigma_{FakeRate}$
10 GeV	0.15	0.31	0.04
30 GeV	0.15	0.31	0.04
10 GeV	0.20	0.37	0.04
30 GeV	0.20	0.37	0.04
Fake Rate per i muoni			
Soglia in p_T	Isolamento	Fake Rate	$\sigma_{FakeRate}$
10 GeV	0.12	0.16	0.01
30 GeV	0.12	0.16	0.01
10 GeV	0.20	0.18	0.01
30 GeV	0.20	0.18	0.01

Tabella 8.1: Fake rate per e e μ al variare della soglia offline in p_T e dell'isolamento.

di isolamento. Un muone “loose”, rispetto ad uno “tight”, ha una soglia superiore più alta per il parametro d’impatto, per la variabile d’isolamento e per il χ^2 del fit di ricostruzione della traccia. Per svolgere questo calcolo ho utilizzato un campione di dati, chiamato *JetHT*, dove ci fosse un’elevata attività adronica (misurata con il parametro H_T , ossia la somma scalare totale del momento trasverso) e almeno un jet con $p_T > 60$ GeV, ovvero dove la maggior parte dei candidati potessero essere effettivamente dei fake. Per sopprimere ulteriormente la presenza di tre veri leptoni ho applicato delle ulteriori selezioni offline:

- Richiedo che siano presenti un leptone e un jet in direzioni opposte;
- Il jet presente deve avere $p_T > 60$ GeV;
- L’energia trasversa mancante deve essere $ME_T < 20$ GeV;
- La massa trasversa ricostruita con la ME_T e il p_T del leptone deve essere $M_T(ME_T, p_T(l)) < 20$ GeV;
- Se la coppia di leptoni presenti ha carica opposta e stesso sapore, non deve provenire dalla Z, quindi la massa invariante deve essere: $M(ll) < 76$ GeV \vee $M(ll) > 106$ GeV.

8.4 Risultati ottenuti e conclusioni

Ho osservato come il fake rate variasse cambiando le condizioni dell’analisi sull’isolamento e sulla soglia offline in p_T imposta al leptone considerato. Riassumo i risultati che ho ottenuto nella tabella 8.4. L’errore sul rapporto si calcola con la propagazione dell’errore poissoniano sui conteggi. Il mio esercizio è servito per valutare se una scelta di un differente p_T nella soglia offline imposta al leptone in fase di selezione dell’analisi influisse o meno sul fake-rate. Quello che emerge è che il fake-rate è poco dipendente dalla selezione di impulso trasverso mentre è sensibile all’isolamento. La dipendenza del fake-rate dall’isolamento permette di effettuare una stima accurata di errore sistematico nella valutazione dei leptoni fake.

Gli oggetti fake rappresentano una problematica complessa e comune ad ogni analisi: a CMS è infatti nato un gruppo apposito, il “Fake Leptons Group”, che si dedica allo studio di questi fenomeni.

Ringraziamenti

Grazie al relatore, Franco Simonetto, alle sue competenze, alla sua chiarezza e pazienza nel trasmetterle, al suo colpo d'occhio e alla sua immancabile e brillante ironia.

Grazie alla correlatrice, Sara Vanini, per avermi maternamente assistito con infinita pazienza in tutti i passi della tesi, dal cliccare sull'icona giusta, al digitare il comando corretto, ad impostare coerentemente un'esposizione che tratti di fisica, e anche al rassicurarmi durante le crisi di panico pre-consegna.

Grazie ad Anna Meneguzzo, per avermi guidato durante il percorso, per i suoi preziosi consigli non soltanto inerenti alla fisica ma anche ai concorsi di dottorato, per essersi proposta spontaneamente per leggere e correggere la mia tesi.

Grazie a Mia Tosi, per essere prontamente corsa giù dal terzo piano, innumerevoli volte, a risolvere i miei dubbi.

Grazie ad Andrea Gozzelino, per avermi iniziato al mondo di CMS, avermi aiutato nei primi passi ed aver sicuramente spinto affinché il mio nome comparisse nell'AN del seesaw, cosa che sicuramente mi ha aiutato a raccogliere titoli per il concorso di dottorato.

Grazie ad Ezio Torassa, per avermi seguito durante l'esercizio sul meccanismo seesaw e per avermi corretto l'ultimo capitolo della tesi.

Grazie a Stefano Lacaprara, ancora di salvezza per gli infiniti litigi con CRAB.

Grazie ad Alberto Zucchetta, per il suo illuminante tutorial sulla statistica e sul calcolo del limite.

Grazie a tutti i senior e gli junior che lavorano nel gruppo di CMS a Padova, per i loro preziosi consigli, suggerimenti, e per la disponibilità dimostrata.

Grazie ad Andrea Rigoni per tutti i pranzi e caffè che mi ha offerto.

Grazie a Raffaella Radogna, per il suo vitale contributo nell'ultima parte dell'analisi.

Grazie a Luca Martini, per avermi aiutato a decifrare un codice tutt'altro che semplice per una laurea.

Grazie a Paolo Spagnolo, per l'appoggio anche umano in prospettiva di dottorato.

Grazie a tutti i "guys" del gruppo Z' , ormai non più solamente "italiano".

Grazie a Sam Harper, per avermi reso disponibile un codice "facile" per il calcolo del limite che ha scritto di suo pugno, per la sua gentilezza e la sua immensa disponibilità.

Grazie a mamma e papà, per avermi sostenuta, sfamata e foraggiata durante il mio lungo (!) e difficile percorso della Laurea Magistrale. Ormai stavano perdendo le speranze.

Grazie alle nonne, per il loro sostegno emotivo (ed anche economico), per essersi ricordate di ogni mio esame, per non avermi mai negato nemmeno un "sei stata veramente brava".

Grazie a Eddy, che, pur essendosene sempre fregato di cosa facessi io all'università, mi regala tante risate e tante perle della sua sublime saggezza.

Grazie a Virna. Metà della mia laurea è sua. Non dimenticherò mai tutti gli esami che abbiamo superato insieme dopo sessioni intensive di studio, accessi dibattiti, sconforto e conforto; tutte le ore che abbiamo trascorso maledicendo libri, professori, computer e laboratori; tutte le risate, le confessioni notturne, le file eterne in mensa, i bei momenti che abbiamo passato in questi duri anni da universitarie.

Grazie a tutti gli altri fisici: Chiara, Giulia, Francesca, Guglielmo, Alberto, Valentina, Letizia, Matteo, Mauro, Michele. Senza di loro non ce l'avrei mai fatta.

Grazie a Silvia B., per aver sopportato le mie crisi esistenziali degli ultimi tempi, avermi incoraggiato e avermi dato ragione il 99% delle volte in cui discutevamo di questioni morali con Virna.

Grazie a Carmelinda e alla sua esuberante e contagiosa energia, grazie per avermi rallegrato anche le più grige e nebbiose giornate padovane.

Grazie a Franca, che c'è sempre stata, dall'asilo in poi.

Grazie alle amiche del liceo, Laura, Marta ed Elisa, con le quali ho condiviso tutti i momenti migliori della mia adolescenza. Ormai mi accompagnano da una vita e probabilmente sono ancora intimamente sconvolte [cit.] dal fatto che io mi sia ridotta a laurearmi per ultima.

Grazie a tutti gli amici del gruppo dei gemellaggi: Vanessa, Silvia C., Anna, Elisa, Greg. Grazie per avermi regalato quelle che sono le avventure più belle che ho da raccontare.

Grazie a tutti quelli che ho conosciuto per merito della musica: Gilberto, Daniela, gli amici del Coro Polifonico; grazie per tutte le belle e formative esperienze che ho trascorso in loro compagnia.

Grazie a tutte le mie Panteganelle (Angelica, Simone, Veronica, Alice, Martina, Michael, Rudy, Rosy), per aver coronato il mio piccolo grande sogno di avere una band.

Grazie alle amiche geograficamente lontane ma spiritualmente vicine: Erica, Claudia, Dudy, Sara. Grazie per esserci state anche quando pensavo di non farcela, grazie per avermi sopportato anche quando non era facile farlo, grazie per i weekend trascorsi al Lucca Comics a sguazzare nella nostra amata nerdaggine.

Grazie a Chiara, perché sì (lo so che non è un "perché" valido).

Grazie a tutti gli altri amici, a chi ha creduto in me, a chi dimostra stima nei miei confronti. Spero di meritarsela per davvero.

Bibliografia

- [1] CMS Collaboration, Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV, Physics Letters B 720 (2013) 6382, arXiv:1212.6175 (2013).
- [2] CMS Collaboration, Search for Narrow Resonances in Dilepton Mass Spectra in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, CMS PAS EXO-12-061 (2013).
- [3] CMS Collaboration, Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, CMS AN 12-422 (2014).
- [4] G. Degrossi, S. Di Vita, J. Elias-Mirò, J. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori, A. Strumia, Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO, arXiv:1205.6497. (2013)
- [5] J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 0100001 (2012) (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
- [6] ATLAS Collaboration, Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, submitted to Phys. Rev. D, arXiv:1405.4123 (2014).
- [7] ATLAS Collaboration, Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, submitted to JHEP, arXiv:1209.2535 (2013).
- [8] E. Salvioni, G. Villadoro and F. Zwirner, Minimal Z' models: present bounds and early LHC reach, arXiv:0909.1320 [hep-ph], to appear on JHEP. (2009)
- [9] M. Dittmar, A. S. Nicollerat, A. Djouadi, Z' studies at the LHC: an update, arXiv:0307020 (2003).
- [10] CDF Collaboration, Search for High-Mass e^+e^- Resonances in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, arXiv:0810.2059. (2009)
- [11] CDF Collaboration, Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ Collisions, arXiv:1101.4578. (2011)
- [12] D0 Collaboration, Search for a heavy neutral gauge boson in the dielectron channel with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, arXiv:1008.2023. (2011)
- [13] LHC Design Report, <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [14] CMS Collaboration, DAQ generic figures gallery online at <http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/DAQ/TDRweb/daqgeneric.jpg.htm>
- [15] CMS Collaboration, Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, CMS-EXO-11-019, submitted to Physics Letters B, arXiv:1206.1849. (2013)
- [16] CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, JINST 3, S08004. (2008)
- [17] CMS Collaboration, Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV, CMS-MUO-10-004, Submitted to the Journal of Instrumentation, arXiv:1206.4071. (2013)

-
- [18] CMS Collaboration, Measurement of Tracking Efficiency, CMS PAS TRK-10-002. (2010)
 - [19] CMS Collaboration, Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, *J. High Energy Phys.* 01 (2011) 080.
 - [20] D. Acosta et al., Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with 40 pb^{-1} of Collisions Gathered at $\sqrt{s} = 7$ TeV, CMS AN 2010/317 (2010).
 - [21] A. Apyan et al., Measurements of Inclusive W and Z Boson Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, CMS AN 2012/067 (2012).
 - [22] D. Bourilkov and G. Daskalakis, PDF Uncertainties for Z searches at 8 TeV, CMS AN 2012/348 (2012).
 - [23] T. Han and B. Zhang, Signatures for Majorana neutrinos at hadron colliders, *Phys. Rev. Lett.* 97. (2006)
 - [24] M. Muhlleitner and M. Spira, A Note on Doubly-Charged Higgs Pair Production at Hadron Colliders, *Phys. Rev.* D68. (2003)
 - [25] H. L. R. Foot, X.-G. He and G. Joshi, See-saw neutrino masses induced by a triplet of leptons, *Z. Phys.* C44. (1989)
 - [26] CMS Collaboration, Search for heavy lepton partners of neutrinos in proton-proton collisions , in the context of type III seesaw mechanism, *Phys. Lett.* B718 (2012) 348, arXiv:1210.1797.
 - [27] CMS Collaboration, Search for heavy lepton partners of neutrinos in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$, in the context of type III seesaw mechanism, CMS PAS EXO-14-001 (2014).
 - [28] R. Fruhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, *Nucl. Instrum. Meth.* A 262 (1987) 444.