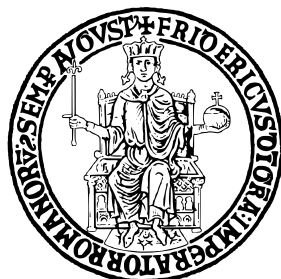


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”



Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”

Laurea Triennale in Fisica

Ricerca di una nuova risonanza $T' \rightarrow tH$ tramite
decadimenti rari di $H \rightarrow \gamma\gamma$ e stati finali del quark t
completamente adronici con il rivelatore CMS ad LHC

Relatore:
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:
Carlo Di Fraia
Matr. N85001181

Anno Accademico 2019/2020

Alla mia famiglia

*"Due cose riempiono l'animo
di ammirazione e venerazione sempre nuova e crescente,
quanto più spesso e più a lungo la riflessione si occupa di esse:
il cielo stellato sopra di me, e la legge morale in me."
Immanuel Kant - Critica della Ragion Pratica*

Indice

Introduzione	1
1 Il Modello Standard e la fisica BSM	3
1.1 Modello Standard	3
1.1.1 L'interazione forte	5
1.1.2 L'interazione debole	7
1.1.3 L'interazione elettromagnetica	8
1.1.4 Unificazione Elettrodebole	10
1.1.5 MS e il bosone di Higgs	10
1.2 Fisica Oltre il Modello Standard	12
1.2.1 Vector-Like Quark	12
1.2.2 Produzione dei VLQ	13
1.2.3 Principali canali di decadimento dei VLQ	14
1.2.4 Search dei VLQ	14
2 LHC e l'esperimento CMS	16
2.1 Large Hadron Collider	16
2.1.1 Struttura e funzionamento	16
2.1.2 Luminosità di LHC	18
2.2 Compact Muon Solenoid	20
2.2.1 Sottorivelatori	22
3 Ricostruzione oggetti fisici e ricerca eventi T'	25
3.1 Stati finali del VLQ T' nel settore tHq	25
3.1.1 Processi di fondo	26
3.2 Ricostruzione e selezione degli oggetti fisici	27
3.2.1 Fotoni e ricostruzione dell'Higgs	27
3.2.2 Jet adronici	29
3.2.3 Ricostruzione del bosone W e del quark top	30
3.2.4 Ricostruzione del singolo VLQ T'	34
3.3 Analisi del segnale	36

Conclusione	40
Bibliografia	42
Ringraziamenti	45

Introduzione

Il Modello Standard (MS) rappresenta la teoria che ad oggi descrive le particelle elementari e le interazioni a cui esse sono soggette. In tale modello vengono rappresentate tre delle quattro interazioni fondamentali note in natura: interazione elettromagnetica, interazione forte e quella debole. In particolare, l'interazione debole e quella elettromagnetica vengono unificate nella cosiddetta interazione elettrodebole, descritta dal *modello Glashow-Weinberg-Salam*. A quest'ultima si aggiunge la *cromodinamica quantistica* per la descrizione dell'interazione forte e assieme costituiscono l'ossatura del MS.

Sebbene tale teoria negli anni sia stata avvalorata da numerose evidenze sperimentali, essa risulta tutt'altro che completa. Il primo suo evidente limite è che l'interazione gravitazionale non è stata ancora descritta mediante una teoria quantistica di campo, a differenza delle altre tre interazioni che sono invece incluse nel MS in tal modo. Inoltre è presente nel modello un considerevole numero di *parametri liberi* non prevedibili teoricamente ma ricavabili unicamente per via sperimentale: tra questi ricordiamo la *costante di struttura fine* α , l'*angolo di Weinberg* θ_W per il mescolamento elettrodebole, la *costante di accoppiamento forte* α_s , gli angoli per il *mixing dei quark*, le masse dei quark stessi.

A tutto ciò vanno ad aggiungersi altri interrogativi come l'*asimmetria barionica*, l'impossibilità di dare una descrizione mediante il modello della Materia Oscura, un'ipotetica componente "invisibile" del nostro universo di cui oggi abbiamo indirettamente prova a seguito degli effetti gravitazionali che subiscono gli elementi del cosmo, i neutrini di tipo Dirac o Majorana, il *problema della gerarchia* e della massa dell'Higgs.

Ad oggi sono numerose le teorie che puntano a risanare simili problematiche, spesso indicate come "*Beyond Standard Model*" (BSM). Gli esperimenti di fisica delle particelle, come quelli che studiano le collisioni protone-protone del Large Hadron Collider, sono alla continua ricerca di evidenze che possano confermare o smentire uno o più modelli BSM.

Per risolvere alcune delle problematiche esposte, ed in particolare le ultime due elencate, numerosi modelli prevedono l'esistenza di *Vector-Like Quark* (VLQ), la cui massa si aggira attorno all'ordine dei TeV. L'esperimento *Compact Muon Solenoid* è attualmente alla ricerca di tali particelle, sfruttando le collisioni protone-protone prodotte da LHC,

che nel Run-II hanno raggiunto un'energia di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ nel centro di massa, raccogliendo un campione di dati corrispondente a 137 fb^{-1} negli anni 2016-2018.

Il presente lavoro di tesi ha come obiettivo la ricerca e l'analisi di un VLQ T prodotto singolarmente, che decade in un quark top e un bosone di Higgs. Nel processo preso in esame, l'Higgs sarà soggetto ad un raro decadimento in due fotoni, mentre il quark top decadrà in un quark b e un bosone W. Un'altra particolarità dello stato finale analizzato per il quark top risiede nel fatto che esso risulta essere completamente adronico: infatti analizzeremo il canale in cui il bosone W decada in due quark.

I dati utilizzati per tale studio corrispondono a quelli raccolti nel corso del Run-II ad LHC; inoltre utilizzeremo simulazioni di segnale in un intervallo di massa che va dai 700 ai 1200 GeV .

Il percorso di tesi si articolerà dunque in tre capitoli, in ordine: verrà fornita una panoramica del Modello Standard e della fisica Oltre Standard Model, successivamente illustreremo LHC soffermando particolare attenzione sull'esperimento CMS, per passare poi al lavoro di selezione e ricostruzione della risonanza in esame, commentare i propositi del futuro Run-III e trarre le conclusioni.

Capitolo 1

Il Modello Standard e la fisica BSM

1.1 Modello Standard

La fisica delle particelle elementari affonda le proprie radici agli inizi del secolo scorso con lo studio delle particelle protagoniste dei principali processi radioattivi, in concomitanza poi alla scoperta dei raggi cosmici e la rivelazione di particelle dallo strano comportamento al tempo non ancora osservato.

Con lo sviluppo delle tecnologie, in particolare grazie alla costruzione dei primi acceleratori, è stato possibile rivelare ulteriori particelle, impensabili ai pionieri della fisica nucleare. Tra gli anni '50 e '60 del secolo scorso parve quindi chiaro che l'insieme delle particelle "elementari" necessitasse di un quadro interpretativo unitario.

Il risultato di questa energica simbiosi tra evidenze sperimentali e suffragate formulazioni teoriche è racchiuso ad oggi nel Modello Standard, attualmente la miglior teoria che ci fornisce un quadro dei costituenti ultimi della materia e delle interazioni a cui essi sono soggetti. Cerchiamo dunque di fornire una loro interpretazione e descrizione.

La prima importante distinzione viene effettuata al riguardo della statistica a cui rispondono le particelle, in particolare individuiamo **fermioni** e **bosoni** (figura 1.1): i primi, a spin semintero e conformi alla Statistica di Fermi-Dirac, obbediscono al *principio di esclusione di Pauli*, i secondi, che seguono la Statistica di Bose-Einstein con spin nullo o intero, non sono vincolati dal principio citato. I fermioni vengono suddivisi ulteriormente in **leptoni** e **quark**, i costituenti della materia ordinaria, i bosoni invece sono i mediatori delle interazioni. Queste particelle vengono dette *elementari* proprio perché si suppone nel modello che siano prive di struttura interna. Entro i limiti sperimentali attuali non è stata trovata ancora evidenza di alcuna struttura per le particelle del MS.

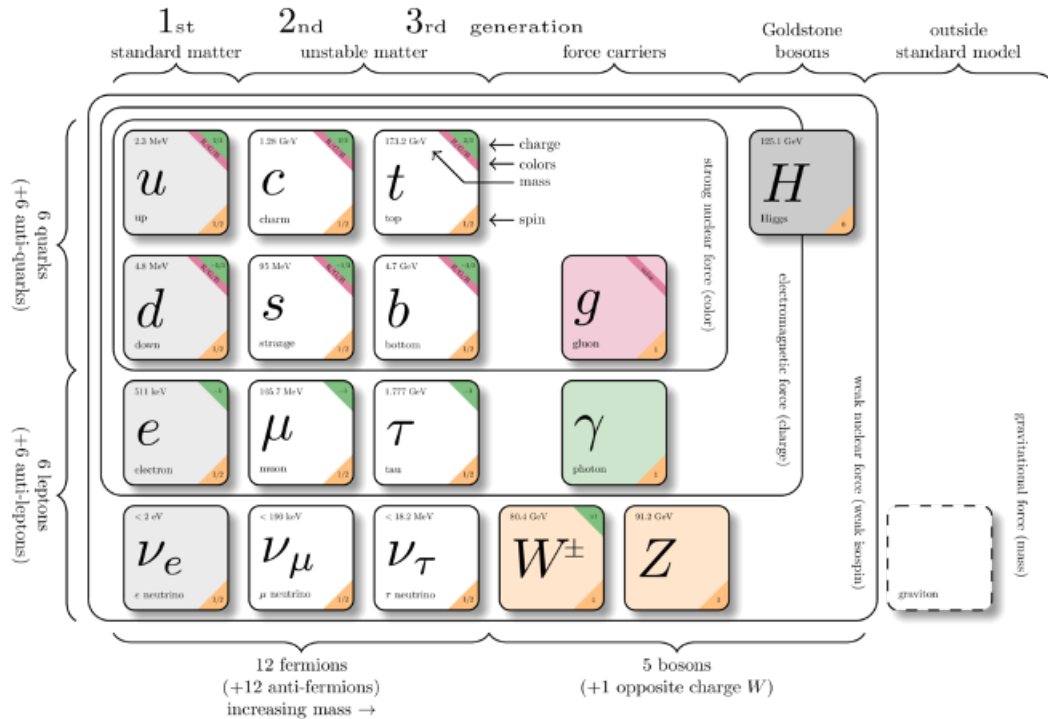


Figura 1.1: Modello Standard delle Particelle Elementari

Sia quark che leptoni vengono suddivisi in tre generazioni, o famiglie: per i primi distinguiamo la categoria *up*, a cui appartengono i quark *up*, *charm* e *tau* aventi carica $+\frac{2}{3}e$, e la categoria dei *down*, tra cui ricordiamo invece i quark aventi carica $-\frac{1}{3}e$ quali i quark *down*, *strange* e *bottom*. I sei quark definiscono i sei distinti "sapori" [1].

Anche i leptoni vengono raggruppati in tre famiglie distinte ed ad ognuno di essi è associato un corrispondente neutrino leptonic: distinguiamo quindi l'*elettrone*, il *muone* e il *tauone*.

Per quanto riguarda i bosoni, il *gluone* rappresenta il mediatore dell'interazione forte a livello subnucleare, il *fotone* media l'interazione elettromagnetica mentre i bosoni W^\pm e Z mediano l'interazione debole. Il bosone di Higgs H , scalare, entra in gioco nel processo di conferimento della massa [2].

Numerose evidenze sperimentali hanno constatato la conservazione di opportune grandezze in processi forti, deboli o elettromagnetici ed è su tali risultati che si basa il MS.

Alcune leggi di conservazione in realtà trascendono dalla tipologia del processo, tra questi ricordiamo la *legge di conservazione del numero barionico*: in un qualsiasi processo

"la somma algebrica dei numeri barionici deve conservarsi". In particolare, ai barioni assegniamo numero barionico $B = 1$, agli antibarioni $B = -1$ mentre a tutte le altre particelle $B = 0$. Una legge simile inoltre interessa anche i leptoni, la cosiddetta *legge di conservazione del numero leptonico di famiglia*: in tal caso a conservarsi deve essere unicamente il numero leptonico di ciascuna delle tre famiglie che riassumiamo nella tabella (1.1)

	e^-, ν_e	$e^+, \bar{\nu}_e$	μ^-, ν_μ	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	τ^-, ν_τ	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$
L_e	1	-1	0	0	0	0
L_μ	0	0	1	-1	0	0
L_τ	0	0	0	0	1	-1

Tabella 1.1: Numeri leptonici di famiglia

Il numero leptonico di famiglia può non conservarsi in alcuni casi. Un fenomeno in cui ciò accade è l'*oscillazione dei neutrini*: durante il loro tragitto i neutrini possono cambiare sapore, comportando una modifica del loro numero leptonico di famiglia. Sebbene questo sia l'unico processo in cui ciò si riscontra, c'è da dire che in realtà viene conservato sempre il *numero leptonico totale*, definito come $L = L_e + L_\mu + L_\tau$.

Abbiamo illustrato due conservazioni generali che prescindono dal processo, ma adesso studiamo nel dettaglio le singole interazioni per così comprendere l'ossatura del MS.

1.1.1 L'interazione forte

L'interazione forte, o forza forte, prende il suo nome dal fatto che si manifesta, alle energie del MS, con la maggiore intensità. Questa è l'interazione risentita dagli adroni, più precisamente a livello nucleare è responsabile della coesione dei protoni e neutroni nel nucleo mediante lo scambio di pioni, mentre a livello subnucleare sono i quark a risentirne mediante lo scambio dei corrispondenti bosoni di campo, i *gluoni*.

Come abbiamo anticipato nel paragrafo precedente, numerosi esperimenti hanno constatato che a seconda dell'interazione in esame vengono conservate specifiche quantità. In questa chiave interpretativa si riesce a delinearare il quadro di quale sia la procedura per la classificazione delle particelle. In particolare, è possibile risalire a delle rappresentazioni in multipletti studiando, ad esempio, il solo comportamento in isospin sotto interazione forte (decupletto barionico, ottetto barionico ed ottetto mesonico) [11].

Quindi, nel tentativo di spiegare la fenomenologia dei processi forti, nei quali si osserva la conservazione di specifiche proprietà, si è risaliti a rappresentazioni in termini di costituenti fondamentali, secondo quanto suggerito dal *modello a quark* di Gell-Mann e Zweig [12]. Distinguiamo dunque le prime due categorie adroniche, cioè sensibili alla

forza forte: **mesoni**, formati da un quark e un antiquark, e i **barioni**, costituiti da tre quark.

A livello subnucleare, la trattazione della forza forte prevede l'introduzione di un nuovo grado di libertà associato ai quark, ovvero la **carica di colore**, le principali sono tre: *red*, *green* e *blue*, contemplate dalla *Cromodinamica Quantistica*. Come detto in precedenza, il bosone corrispondente a tale interazione è il *gluone*, privo di massa, ma colorato, ciò gli permette di interagire con i quark indistintamente dal loro sapore, ma solo in dipendenza dal loro colore. La proprietà che i gluoni siano colorati permette loro di interagire, comportamento non concesso ad esempio ad altri bosoni come i fotoni essendo neutri. Ciò permette di osservare vertici di interazione dovuti allo scattering di gluoni.

In realtà l'interazione gluone-gluone permette di spiegare due peculiari fenomeni della QCD, il *confinamento del colore* e la *libertà asintotica*.

- per **confinamento del colore** intendiamo la proprietà secondo cui lo stato adronico deve essere complessivamente "non colorato". Da questa segue che non è possibile osservare quark liberi, ma solo in un complesso mesonico o barionico (o teoricamente in stati adronici esotici). Tuttavia, in processi in cui vengono a separarsi due quark, questi tendono immediatamente a ricombinarsi con i quark ottenuti dal decadimento di gluoni del mare (essendo i gluoni colorati, questi possono decadere in una coppia $q - \bar{q}$). Tale processo di ricombinazione è detto **adronizzazione** e dà origine ai cosiddetti *jets adronici* (protagonisti di quello che sarà il nostro lavoro di search al Cap. 3), i quali hanno memoria di energia e impulso dei quark generatori.

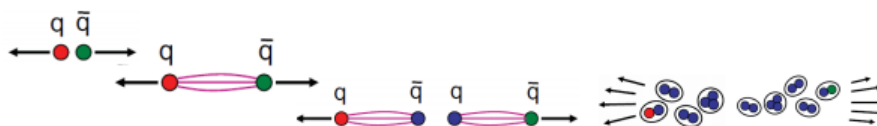


Figura 1.2: Schema del processo di adronizzazione

- per **libertà asintotica** intendiamo invece il cosiddetto "running" della costante di accoppiamento forte. Nei limiti di basse energie α_S tende infatti a 1, dunque non è valida la teoria perturbativa in tale regime. Ad alte energie invece torna la possibilità di uno sviluppo perturbativo, tipico delle altre teorie quantistiche di campo. La libertà asintotica è una conseguenza del valore sempre più piccolo di α_S all'aumentare dell'energia. In effetti, una trattazione della QCD simile alla QED permette di spiegare fluttuazioni quantistiche del vuoto e soprattutto la presenza dei gluoni del mare, protagonisti nella genesi dei jets.

Analizzando aspetti puramente fenomenologici abbiamo dato una formulazione in chiave quantistica dell'interazione forte, così come è contemplata dal Modello Standard secondo il gruppo $SU(3)$.

1.1.2 L'interazione debole

L'interazione debole ha luogo tra tutti i fermioni fondamentali, quark e leptoni. Essa, tuttavia, a scale maggiori di quelle atomiche, e dunque a energie relativamente basse rispetto alla scala delle masse dei suoi bosoni mediatori, è così debole da essere completamente oscurata dalle ben più intense interazioni forte ed elettromagnetica. È perciò facilmente osservabile soltanto quando queste ultime due non possono avvenire per qualche particolare legge di conservazione. Sono sicuramente processi deboli quelli che coinvolgono neutrini o quelli che implicano transizioni tra quark con cambiamento di sapore. Infatti, i primi possono avvenire soltanto per interazione debole in quanto i neutrini non portano né carica elettrica né "carica forte", mentre i secondi risultano essere proibiti sia per l'interazione elettromagnetica che per quella forte.

L'interazione debole è responsabile dei processi di decadimento che cambiano il sapore dei quark, e di conseguenza anche la composizione in termini di quark degli adroni: l'esempio più noto, nonché storicamente uno dei primi casi di interazione debole osservati, è il decadimento β (fig. 1.3), in cui un quark d del neutrone si trasforma in un quark u .

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

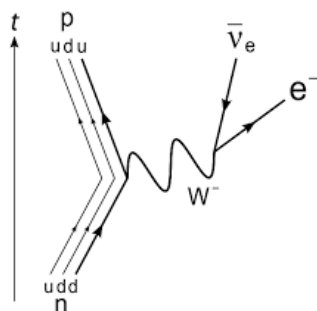


Figura 1.3: Diagramma di Feynman del decadimento beta

Anche l'interazione debole prevede una trattazione secondo una teoria quantistica di campo. I bosoni sono tre, due carichi W^\pm ed uno neutro Z^0 , rispettivamente con massa attorno agli $80 \text{ GeV}/c^2$ e $91 \text{ GeV}/c^2$ [13]. I processi in cui compare W sono detti di *corrente carica*, con Z avremo interazioni con *corrente neutra*.

I processi in cui abbiamo una corrente carica sono quelli in cui possiamo avere cambiamento di sapore dei quark, interazioni con variazioni del sapore a corrente neutra sono soppressi. Ciò è quanto racchiuso nel cosiddetto *meccanismo GIM* (Glashow-Iliopoulos-Maiani): coerentemente con la legge di conservazione del numero leptonico di famiglia, la costante di accoppiamento debole è universale per tutti i leptoni. Per i quark invece ciò non accade: quello che si osserva è che la probabilità calcolata nel vertice di interazione dipende dalla tipologia di quark interessati nel cambiamento di

sapore. Per risolvere tale anomalia, Nicola Cabibbo introdusse il concetto di *mixing dei quark*: gli autostati deboli non corrispondono agli autostati di massa, i primi risultano infatti una combinazione lineare dei secondi. Il mixing è schematizzato mediante la seguente matrice di rotazione, detta *matrice di Cabibbo-GIM* [9]

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_C & \sin \vartheta_C \\ -\sin \vartheta_C & \cos \vartheta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

dove l'*angolo di Cabibbo* $\vartheta_C \approx 13^\circ$ viene stimato sperimentalmente.

Le evidenze sperimentali mostrano che l'interazione debole viola la simmetria CP, e che grazie a questo risultato sia possibile la spiegazione dell'asimmetria tra materia-antimateria. Tuttavia, l'unico modo per far sì che ciò sia matematicamente verificato è quello di avere una matrice di mixing unitaria complessa.

Nel 1973 Kobayashi e Maskawa [10] ebbero l'idea di aggiungere un'altra coppia di quark in modo che queste arrivassero a tre, ipotizzando due quark pesanti, i quark *top* e *bottom*. La nuova matrice che legherà autostati deboli agli autostati di massa viene detta CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Poiché i quark liberi non esistono, non è possibile misurare direttamente gli elementi di matrice né è possibile ricavarli teoricamente. Occorre utilizzare processi in cui vi siano le opportune transizioni dei quark, tipicamente vengono analizzati decadimenti di adroni.

In definitiva, l'interazione debole è l'unica che permette il cambiamento di sapore, a violare la simmetria P (perché agisce solo sulle particelle levogire), la simmetria C e la simmetria CP. Il gruppo di simmetria corrispondente è il gruppo $SU(2)_L$, in cui abbiamo invarianza per rotazione degli autostati deboli *left-handed*, gli unici sensibili a tale interazione [6].

1.1.3 L'interazione elettromagnetica

Come per le interazioni finora considerate, anche quella elettromagnetica è intesa dal MS mediante una teoria quantistica di campo, ci riferiamo alla *Elettrodinamica Quantistica* (QED). Questa nuova formulazione dell'interazione elettromagnetica, cosente una nuova interpretazione del concetto di campo, non più inteso quindi classicamente come un'entità fissata rigidamente, bensì concepirlo come un sistema quantistico costituito da "portatori di interazione", i già citati bosoni. Il bosone del campo elettromagnetico è il

fotone, γ , e la costante di accoppiamento è la costante di struttura fine $\alpha \approx \frac{1}{137}$.

Dunque, in tale chiave interpretativa i fotoni del campo saranno in costante interazione, virtuale, con le cariche, impedendo il loro "nudo" apparire.

La QED, come le altre teorie, si basa su sviluppi in serie di contributi perturbativi per il calcolo di processi di scattering o decadimento stando a principi puramente quantomeccanici, in particolare per il calcolo delle ampiezze di transizione, sezioni d'urto e costanti di decadimento.

A tal proposito intervengono i *diagrammi di Feynman*, di cui abbiamo già fornito un esempio in precedenza, che forniscono oltre ad una rappresentazione pittorica del processo in questione, anche un efficiente strumento di calcolo per la stima di ampiezze di transizione¹.

Riportiamo un esempio di diagramma di Feynman di un processo puramente elettromagnetico (fig. 1.4).

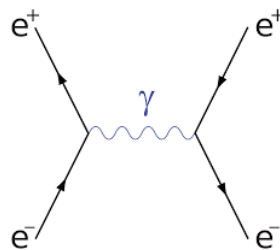


Figura 1.4: Annichilazione elettrone-positrone

Secondo tale modello l'interazione elettromagnetica tra due cariche altro non sarà che lo scambio di fotoni. Ovviamente l'emissione di γ da parte dell'una non potrà avvenire nel solo momento in cui la seconda risulti essere sensibile all'interazione. Questo significa che una carica emette e assorbe continuamente fotoni virtuali, ma l'interazione elettromagnetica si instaurerà nel momento in cui la seconda carica si avvicina a sufficienza in modo da riuscire ad assorbire uno dei suddetti fotoni.

Può accadere però che un fotone virtuale decada in una coppia e^-e^+ , la quale può tornare ad annichilirsi restituendo il fotone. Questo è un tipico esempio di *fluttuazione quantistica del vuoto*, processo squisitamente virtuale. In realtà processi simili risultano avere una grande influenza sul comportamento della particella carica: supponiamo ad esempio di avere un elettrone come particella sorgente, questo può entrare in interazione con i positroni delle varie coppie e^-e^+ . In questo modo verrà a crearsi un vero e proprio effetto di schermaggio della sua carica sorgente. Ciò è la cosiddetta *polarizzazione del*

¹L'ordine dello sviluppo perturbativo sarà dato dal numero di vertici di interazione. Vi è una stretta relazione tra ordine del processo e probabilità che esso avvenga: dati n vertici di interazione, ci troveremo dinanzi ad uno sviluppo perturbativo all'ordine n , la probabilità del processo descritto sarà proporzionale ad α^n .

vuoto, proprio a richiamare la polarizzazione di un dielettrico.

Anche l'Elettrodinamica Quantistica è basata su una teoria di gauge; dovendo asserire alla conservazione della carica elettrica e che l'interazione avvenga mediante bosoni *massless*, il gruppo di simmetria associato alla QED è il gruppo $U(1)$.

1.1.4 Unificazione Elettrodebole

Sperimentalmente si riscontra che a regimi energetici crescenti l'intensità dell'interazione debole diventi confrontabile con l'interazione elettromagnetica. Tale risultato, assieme all'esistenza di correnti deboli neutre, suggerì la possibile unificazione delle due interazioni.

L'unificazione elettrodebole fu elaborata attorno agli anni '60 da S.L. Glashow, S. Weinberg e A. Salam, da cui il cosiddetto modello GWS [5].

L'ipotesi di Glashow fu quella di ricorrere ad una relazione in cui l'ipercarica debole fosse una combinazione lineare della carica elettrica e della terza componente dell'isospin debole. In questo modo, in analogia alla QED in cui la carica era sorgente del gruppo $U(1)_{em}$, l'ipercarica debole genererà il gruppo di simmetria $U(1)_Y$ [3].

La teoria elettrodebole ammette come gruppo unificato il seguente: $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le nuove costanti di accoppiamento saranno

$$e = g_W \sin \theta_W \qquad g_Z = \frac{g_W}{\cos \theta_W}$$

dove θ_W è un nuovo parametro di mixing della teoria, detto *angolo di Weinberg*, per il quale risulta la stima di $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ [4].

1.1.5 MS e il bosone di Higgs

La descrizione finora fornita delle interazioni forte ed elettrodebole riassume il *corpus* teorico e fenomenologico del Modello Standard che è stato sviluppato nel corso dell'ultimo secolo, e trova completamento con l'aggiunta del settore dell'Higgs.

Il MS si presenta come l'unione della teoria elettrodebole e quantocromodinamica, e il corrispondente gruppo di simmetria è

$$\underbrace{SU(3)_C}_{\text{Interazione forte}} \otimes \underbrace{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}_{\text{Settore elettrodebole}}$$

La teoria prevede che i bosoni di gauge siano privi di massa [8]. Questa condizione, mentre è verificata per interazione forte ed elettromagnetica, non vale per l'interazione debole. Per spiegare quindi l'esistenza dei termini di massa, si ricorre all'introduzione di

un bosone scalare, il *bosone di Higgs*, il cui corrispondente campo consente l'aggiunta dei termini di massa alle altre particelle elementari seguendo il cosiddetto *meccanismo di Higgs* [7].

Teorizzato nel 1964, la scoperta del bosone di Higgs è stata annunciata nel 2012 in seguito ai lavori degli esperimenti ATLAS e CMS ad LHC, stimando una massa di 125 GeV . La sua scoperta ha rappresentato un decisivo contributo alla teoria, avvalorando enormemente il MS.

Il bosone di Higgs è relativamente pesante, risulta pertanto impossibile identificarlo direttamente in qualsiasi rivelatore di particelle. Riusciamo a studiarlo infatti dalla distribuzione di massa invariante dei prodotti di alcuni suoi processi di decadimento. Ad LHC gli esperimenti ATLAS e CMS hanno osservato tipici decadimenti dell'Higgs in due Z , risultanti a loro volta in due coppie di leptoni carichi, in due fotoni, e in due bosoni W , risultanti a loro volta in due leptoni carichi e due neutrini. Recentemente sono stati anche osservati i decadimenti del bosone di Higgs in coppie di muoni.

Nel presente lavoro di tesi ci concentreremo su un raro decadimento dell'Higgs in due fotoni, con un $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 0.2\%$.

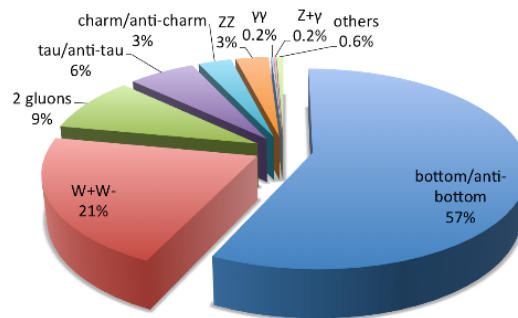


Figura 1.5: Diagramma dei principali decadimenti del bosone di Higgs e corrispondenti Branching Ratios

Dunque, il bosone di Higgs ha dato un enorme contributo alla teoria, ma è anche vero che pone ulteriori interrogativi. In particolare, la massa dell'Higgs sembra avere uno stretto legame con quella che è la stabilità dell'Universo: in realtà il valore preciso della massa dell'Higgs pone anche dei vincoli precisi alle possibilità per la nuova fisica, e riduce significativamente la possibilità di nuove famiglie di quark che interagiscano tramite corrente V-A. Per rispondere a questi ed altri interrogativi si ricercano estensioni del MS che vanno genericamente sotto il nome di modelli *Beyond the Standard Model* (BSM).

1.2 Fisica Oltre il Modello Standard

Il Modello Standard non è in grado di fornire risposta a numerosi problemi. La Fisica Teorica a tal proposito si impegna di fornire modelli *Beyond Standard Model* nel tentativo di spiegare ciò in cui il MS è mancante. Trovano così spazio teorie come la *Great Unification Theory* (GUT), secondo la quale a scale di energia estremamente elevate dell'ordine dei 10^{16} GeV si assisterebbe all'unificazione delle tre interazioni fondamentali, descritte da un unico gruppo di simmetria $SU(5)$. Per includere anche l'interazione gravitazionale, l'energia richiesta affinché questa diventi quantistica corrisponde a quella contemplata dalla *Scala di Planck*, cioè 10^{19} GeV. Tra le tante teorie BSM che mirano a risolvere il *problema della gerarchia*, troviamo la teoria della *Supersimmetria*, o SUSY, secondo la quale ad ogni fermione corrisponde un bosone e viceversa. Inoltre, una trasformazione di supersimmetria è in grado di trasformare uno stato fermionico in uno bosonico e il contrario. Tuttavia, ad oggi nessun esperimento ha dato prova dell'esistenza di partner supersimmetrici.

Un altro esempio di modello, alternativo alla SUSY, per risolvere il problema della gerarchia è il modello dell'*Higgs Composito* (CHM) [14], secondo il quale l'Higgs altro non è che uno stato composito di quella che sembrerebbe una interazione forte rivisitata. In tal caso il bosone di Higgs è da intendersi come uno stato olografico di una gauge pentadimensionale [17], risolvendo il dilemma della sua massa relativamente piccola. In alcune loro incarnazioni, tali teorie, SUSY e CHM, prevedono l'esistenza di un nuovo settore, quello descritto dal modello dei *Vector-Like Quark* (VLQ), vediamo in dettaglio alcuni suoi aspetti.

1.2.1 Vector-Like Quark

I *Vector-like Quark* vengono introdotti con l'intento di risolvere il problema della gerarchia e dare una corretta interpretazione agli attuali valori di massa dell'Higgs [19].

Questi si presentano come degli ipotetici fermioni colorati, quindi sensibili all'interazione forte, con una massa dell'ordine dei TeV , e indicati solitamente come "*top-partners*". Le principali caratteristiche associate a questi candidati di nuova fisica sono la possibilità di avere carica elettrica e di colore del tutto simile alle particelle del MS, inoltre la loro introduzione al Modello Standard prevede la possibilità di violare il meccanismo GIM, assistendo a cambiamento di sapore anche con corrente debole neutra. Un'altra importante caratteristica è che non ricevono massa mediante il meccanismo di Higgs: per non acquistare massa devono avere corrente debole sia V-A che V+A, dove V sta per *corrente vettoriale* e A per *corrente assiale*. Ciò implica che la corrente sia complessivamente (V-A + V+A), cioè V, vettoriale, da cui il nome *vector-like*. Vale a dire che essi non devono essere "*chirali*", cioè le controparti left-handed e right-handed interagiscono debolmente allo stesso modo, a differenza dei quark del MS, di cui solo le

versioni left-handed sono sensibili all'interazione debole. I principali vector-like quark si presentano in quattro sapori, come illustrato nella tabella (1.2).

VLQ	Carica elettrica
X	$+\frac{5}{3}$
T	$+\frac{2}{3}$
B	$-\frac{1}{3}$
Y	$-\frac{4}{3}$

Tabella 1.2: Principali vector-like quark e corrispondente carica elettrica

Tali VLQ possono ritrovarsi in singoletto come T , B , oppure doppietto (XT) , (TB) o (BY) , o in tripletto, (XTB) , (TBY) .

1.2.2 Produzione dei VLQ

Siccome le masse dei VLQ possono raggiungere anche ordine di $2 TeV$, e siccome i meccanismi di produzione principali coinvolgono quark nello stato iniziale, i VLQ sono cercati principalmente dai collisori adronici [15]. Inoltre, la sezione d'urto del loro processo di produzione è fortemente legata alla tipologia di quark del MS interessati nel mixing.

Vediamo alcuni principali esempi di produzione:

- **Produzione di una coppia:** in tal caso il processo avviene prevalentemente per interazione gluonica. Infatti, il meccanismo è molto simile alla produzione di una coppia di top secondo il Modello Standard. C'è da dire che la sezione d'urto del processo è inversamente proporzionale alla massa dei nuovi VLQ prodotti.

$$qq', gg \rightarrow QQ'$$

dove Q rappresenta uno dei VLQ precedentemente elencati.

- **Produzione singola:** il processo di produzione del singolo vector-like quark è prevalentemente associato ad un processo elettrodebole tra un quark pesante, come ad esempio un quark t , oppure un jet proveniente da un quark leggero (fig. 1.6).

$$qq' \xrightarrow{W^\pm, Z^0} qQ$$

La produzione singola dipende fortemente dalla massa dell'ipotetico fermione, dal parametro di mescolamento con le particelle del MS, e dall'accoppiamento tra i nuovi quark e i bosoni W e Z . Tuttavia sono concessi anche processi di interazione con un bosone di Higgs, ma in tal caso sono soppresse le interazioni con jet.

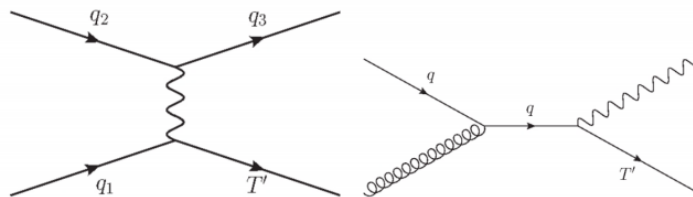


Figura 1.6: Tipici processi di produzione del singolo T'

1.2.3 Principali canali di decadimento dei VLQ

Generalmente i vector-like quark decadono elettrodebolmente in quark del MS, oppure, a seconda del modello e delle rispettive masse ipotizzate, con corrente debole neutra in altri VLQ con differente sapore. I principali canali di decadimento sono

$$T \rightarrow W^+ b, Z t, H t$$

$$B \rightarrow W^- t, Z b, H b$$

$$X \rightarrow W^+ t$$

$$Y \rightarrow W^- b$$

Nel caso dei singoletti T e di B i tre differenti modi di decadere hanno branching ratio indipendente, ciò discende proprio dall'unitarietà

$$BR(Q \rightarrow q W^\pm) + BR(Q \rightarrow Z q) + BR(Q \rightarrow H q) = 1$$

Per doppietti e tripletti invece abbiamo un diverso comportamento, dipendente sostanzialmente dall'isospin corrispondente [18].

1.2.4 Search dei VLQ

Attualmente alla ricerca dei VLQ ha visto coinvolti finora gli esperimenti ai due maggiori acceleratori adronici degli ultimi decenni, LHC al CERN e Tevatron al Fermilab. Entrambi i lavori hanno previsto una massa tipica all'ordine dei TeV [16].

Ad LHC l'esperimento CMS, assieme ad ATLAS, ha compiuto analisi con $\sqrt{s} = 13 TeV$ nel centro di massa e con i dati raccolti durante il Run-II. Gli stati finali previsti nel rivelatore sono molteplici, dovuti a tutte le possibili catene di decadimento dei VLQ attraverso quark top , quark b , e bosoni W , Z ed Higgs. Per sfruttarla al meglio quindi, vengono ottimizzate diverse analisi negli specifici stati finali, che siano essi contenenti adroni, leptoni o energia mancante.

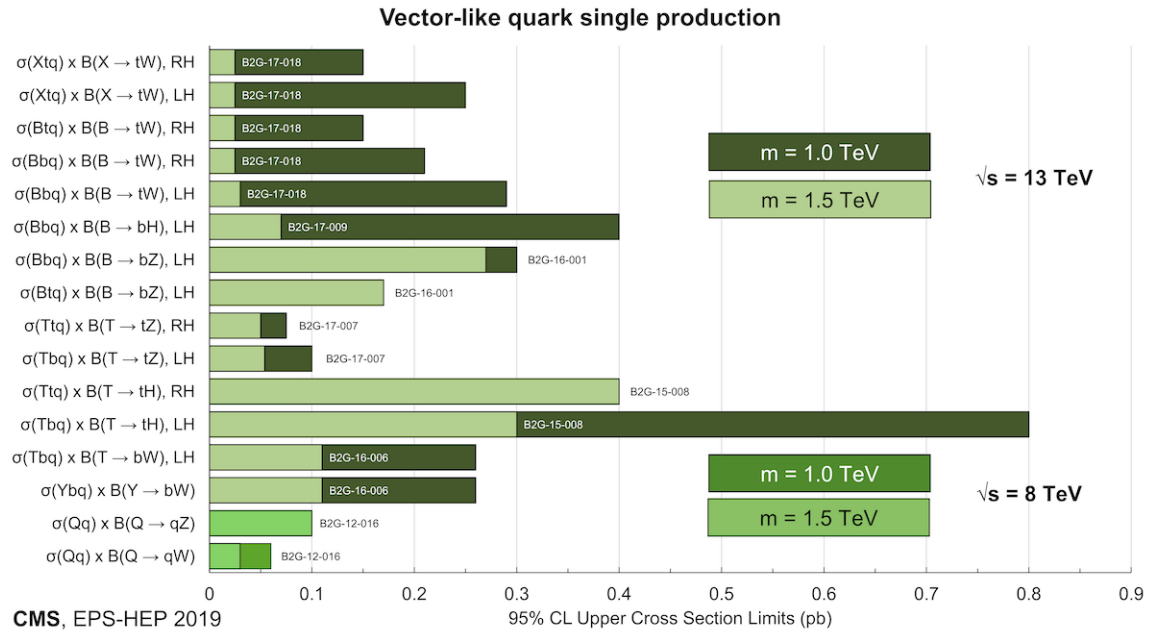


Figura 1.7: Sommario dei risultati per la produzione di un singolo VLQ [33]

A conclusione di questo primo quadro introduttivo circa la fenomenologia degli oggetti in esame, riassumiamo dicendo che l'obiettivo di questa tesi consiste nella ricerca di un processo particolare di produzione di VLQ. Tratteremo la produzione di una nuova risonanza corrispondente al singolo vector-like quark T' nell'ipotesi in cui questo decada nel canale Ht . Gli stati finali su cui però vogliamo soffermare la nostra attenzione sono quelli completamente adronici del top , mentre per il bosone di Higgs prenderemo in esame il raro decadimento in due fotoni.

Capitolo 2

LHC e l'esperimento CMS

2.1 Large Hadron Collider

Large Hadron Collider, LHC, è il più potente acceleratore di particelle al mondo, costruito dal *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) al confine tra Svizzera e Francia, e messo in funzionamento per la prima volta nel 2008. Oltre al primato per mole e potenza, con la partecipazione di migliaia di scienziati, esso rappresenta anche una delle maggiori collaborazioni scientifiche internazionali.

Il principale scopo della costruzione di simili macchine risiede proprio nel tentativo di confermare previsioni teoriche come quelle formulate dal Modello Standard, compiendo misure di altissima precisione che ne provino la validità. L'altro obiettivo è quello di cercare ad ampio spettro possibili eventi dovuti a processi di nuova fisica, per verificare o rigettare le ipotesi di modelli BSM accettabili alle energie di LHC. Tra i principali risultati annoveriamo la scoperta del bosone di Higgs nel 2012.

È proprio in questi tentativi di indagine ad alti livelli energetici che risiede un considerevole sforzo di sviluppo tecnologico per la produzione dei più efficienti dispositivi di rivelazione. La realizzazione e il funzionamento di LHC impegnano dunque numerosi settori, dalla ricerca di materiali innovativi che migliorino le prestazioni energetiche fino all'elettronica di avanguardia passando per l'informatica necessaria al settore di analisi dei dati, risultando così un vero e proprio gioiello dell'ingegneria.

2.1.1 Struttura e funzionamento

Con i suoi 27 km di circonferenza, posto a circa 100 m nel sottosuolo, LHC è l'anello principale di un articolato complesso di acceleratori necessari a iniettare in esso i fasci da far collidere [20].

Il funzionamento prevede che all'interno dell'acceleratore due fasci di particelle ad alta energia, e quindi a velocità prossime a quelle della luce, viaggino in direzioni opposte

in tunnel in cui è fatto un vuoto altamente spinto, circa 10^{-6} mbar.

Per poter pilotare la traiettoria dei fasci (solitamente costituiti da particelle elementari, come gli elettroni, ioni o particelle composite, come i protoni) lungo le traiettorie circolari, si utilizzano speciali elettromagneti: questi altro non sono che bobine i cui cavi sono ricavati da una particolare lega di niobio-titanio in grado di ridurre al minimo la dissipazione di energia. I filamenti di $6 \mu\text{m}$ di Nb-Ti sono immersi in una matrice di rame puro, spazati di circa $1 \mu\text{m}$. Per garantire la loro superconduttività, i magneti devono essere posti ad una temperatura di 1.9 K , ciò consente la possibilità di raggiungere correnti dell'ordine di 35 kA , a loro volta in grado di generare campi magnetici di 8.3 T . Per questo motivo, gran parte degli acceleratori sono connessi ad un sistema di distribuzione contenente circa 96 t di elio liquido per raffreddare i magneti. Quest'ultimi si presentano in grandezza variabile: ad LHC troviamo oltre 1200 magneti dipolari lunghi all'incirca 15 m il cui compito è quello di flettere i fasci, per non contare poi sugli oltre 390 magneti quadrupolari, ciascuno lungo dai 5 ai 7 m , i quali riescono a mettere a fuoco i fasci, collimandoli: in particolare, il processo fa ricorso a quella che è definita analogamente in ottica come *sequenza FODO*. Altre tipologie di magneti sono poi utilizzate in prossimità dei punti di collisione per restringere il fascio e di conseguenza aumentare la probabilità di urti. L'accelerazione del fascio è garantita da cavità a radiofrequenza

LHC fa ricorso ad un complesso sistema di acceleratori, come mostrato in fig.(2.1), di dimensioni via via crescenti in modo che nell'anello principale i fasci arrivino con un'energia di 450 GeV .

Il punto di partenza è segnato dal *LINAC 2*, acceleratore lineare che genera protoni a 50 MeV , da qui le particelle vengono iniettate nel *Proton Synchrotron Booster (PSB)*, il quale porta il fascio a 1.4 GeV . Successivamente viene raggiunto il *Proton Synchrotron (PS)* e un'energia di 26 GeV . I 450 GeV di partenza di LHC vengono ottenuti nell'ultimo step rappresentato dal *SPS, Super Proton Synchrotron*. Dopo aver portato i fasci a regime, questi vengono fatti scontrare in quattro punti principali dell'anello, in corrispondenza dei quattro esperimenti e degli apparati di rivelazione:

- **ATLAS**, *A Toroidal LHC Apparatus*, lungo 46 m , con 25 m di diametro e un peso di 7000 ton , è il più grande esperimento ad LHC. ATLAS indaga su un'ampia gamma di processi fisici, da misurazioni accurate del MS, in particolare quelli in cui partecipa l'Higgs, alla *extradimensions* e particelle di DM [21].
- **ALICE**, *A Large Ion Collider Experiment*, che si occupa dello studio delle collisioni tra ioni pesanti, come ioni di piombo, ad un'energia nel centro di massa di $2,76 \text{ TeV}$, riproducendo lo stato della materia detto *plasma i quark e gluoni*, ritenuto uno degli stati dell'universo primordiale [22].

- **LHC-b**, *Large Hadron Collider-beauty*, progettato per lo studio delle proprietà e dei meccanismi di produzione del quark *b*. L'esperienza si occupa anche dell'indagine di processi di violazione della CP con quark *b* per comprendere la questione legata all'asimmetria barionica. ALICE ha la caratteristica di non far collidere fasci con uguale energia, bensì uno è portato a regime, l'altro invece ha energia pari a quella di iniezione [23].
- **CMS**, *Compact Muon Solenoid*, che verrà approfondito in dettaglio nella prossima sezione 2.2.

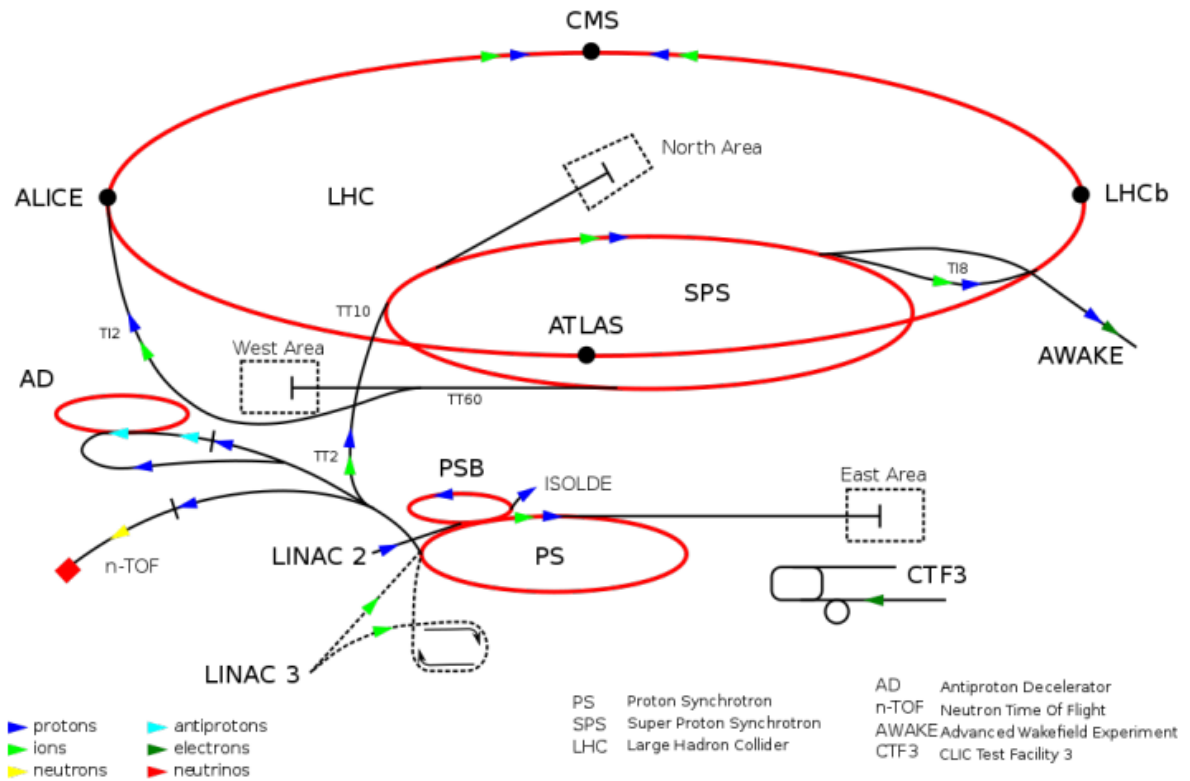


Figura 2.1: Complesso di acceleratori del CERN

2.1.2 Luminosità di LHC

Uno dei parametri fondamentali che caratterizzano un acceleratore di particelle è la *luminosità istantanea*. Essa rappresenta il coefficiente di proporzionalità tra il *rate* di un processo, ovvero il numero di eventi per unità di tempo, e la sua *sezione d'urto*, intrinseca al processo in esame e interpretabile come l'area di scattering

$$\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma}$$

dove appunto \mathcal{L} è la luminosità, σ è la sezione d'urto e R il rate. Tale quantità ha le dimensioni di $cm^{-2}s^{-1}$, tuttavia in fisica delle particelle l'unità utilizzata per la misura delle aree è il *barn* ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), quindi riscriveremo $[\mathcal{L}] = b^{-1}s^{-1}$.

Per il calcolo del numero di eventi con una determinata sezione d'urto in uno specifico intervallo di tempo Δt si ricorre invece alla *luminosità integrata*

$$L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} dt$$

I fasci di particelle ad LHC viaggiano in "pacchetti", detti *bunches*, per facilitare il processo di accelerazione nelle cavità risonanti. La sezione di tali pacchetti è variabile: prima di collidere, i bunches subiscono il processo di *squeezing* per ridurre lo spessore e aumentare la probabilità di urto. In tale ipotesi, il profilo del fascio può intendersi gaussiano e la luminosità istantanea può essere riscritta come

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f n_B N_p^2}{4\pi\sigma^*} F$$

dove γ è il *fattore di Lorentz*, f è la *frequenza di rivoluzione*, n_B è il numero di *bunches* di particelle incidenti per fascio, N_p è il numero di protoni per *bunch*, σ^* è la sezione trasversa dei *bunches* mentre F è un fattore geometrico dipendente dall'angolazione dei fasci incidenti. I corrispondenti valori che osserviamo ad LHC sono riportati nella tabella 2.1

parametro	valore
γ	7641
f	11,246 <i>kHz</i>
n_B	2835
N_p	1.15×10^{11}
F	0.6

Tabella 2.1: Valori dei parametri della luminosità istantanea di LHC

Da quando è stato costruito, LHC ha subito diversi upgrade che hanno portato la macchina a lavorare nel RUN-II con una luminosità di circa 150 fb^{-1} , come mostrato in fig.2.2. Di tale valore fornito da LHC, l'esperimento CMS nel RUN-II ne ha ricavato una luminosità di 137 fb^{-1} .

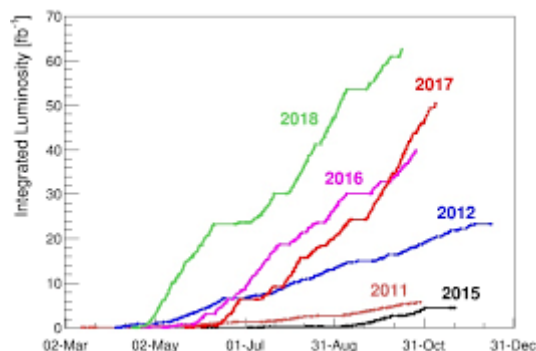


Figura 2.2: Evoluzione della luminosità di LHC negli anni dal RUN-I al RUN-II

Tutt'oggi sono in atto progetti di miglioramento della luminosità di LHC, il futuro Run-III porterà ad esempio la luminosità a 400 fb^{-1} . Tra i progetti più ambiziosi riportiamo soprattutto *High Luminosity LHC* (HI-Lumi LHC), il cui obiettivo è raggiungere i 4000 fb^{-1} entro il 2026. A questo aggiungiamo anche *Future Circular Collider* (FCC), il prossimo acceleratore dopo HiLumi: progetto di ampliamento di LHC per passare dagli attuali 27 km ai 100 km di circonferenza, garantendo 100 TeV nel centro di massa: la macchina farà ricorso a magneti da 16 T e a un più efficiente impianto criogenico.

2.2 Compact Muon Solenoid

L'esperimento CMS appartiene alla categoria dei *general-purpose-detector* [24], cioè impiegabile in un'ampia gamma di processi fisici, in particolare il suo programma va dallo studio del Modello Standard e della fisica del bosone di Higgs (recentemente sono state osservate evidenze di un raro decadimento in due coppie di muoni con $BR(H \rightarrow 2\mu\mu) = 0.02$) e a processi che evidenzino nuova fisica, come ad esempio i VLQ o molti altri come il modello *extra dimensions*, Higgs composito e materia oscura. Sebbene abbia gli stessi obiettivi scientifici dell'esperimento ATLAS, utilizza diverse soluzioni tecnologiche e un diverso design del sistema magnetico.

Il rivelatore CMS (fig.2.3) è costruito attorno a un enorme solenoide. Questo consiste in una bobina cilindrica in grado di generare un campo magnetico di 4 T , circa centomila volte quello terrestre. Il campo è limitato da uno "yoke" (giogo) in acciaio che forma la maggior parte del peso del rivelatore. La parte coassiale al fascio è detta *Barrel* mentre alle estremità sono presenti due "tappi" (*Endcap*) garantiscono l'ermeticità della struttura. Uno dei motivi che rende CMS all'avanguardia rispetto agli altri esperimenti è il suo assemblaggio in strutture modulari prefabbricate, in particolare è costituito da 15 sezioni: ciò facilita interventi mirati sulla struttura (anche gli altri esperimenti stanno mirando ad un simile design). Per poter ridurre al minimo rumori e vibrazioni e permettere il tra-

sperto delle sezioni, il tutto è sospeso su binari ad aria compressa. Complessivamente il rivelatore è lungo 21.5 m, largo 15 m e alto 15 m e con un peso di 14000 t.



Figura 2.3: Struttura del rivelatore CMS

Per la sua geometria, il sistema di coordinate è scelto in modo che l'asse x sia orientato orizzontalmente verso il centro di LHC, l'asse y sia diretto in verticale trasversalmente al fascio mentre z sia parallelo al fascio. Per lo studio degli oggetti fisici è usato il seguente sistema di coordinate (fig.2.4)

- r è la distanza radiale dall'asse z ;
- ϕ è l'angolo individuato nel piano xy attorno a z con origine sull'asse x e positivo in senso orario guardando nella direzione dell'asse z ;
- θ è l'angolo individuato nel piano yz attorno a x con origine in z e crescente in senso orario;

Dal momento che le particelle fascio viaggiano a velocità prossime a quelle della luce, ci troviamo ad analizzare processi in regime relativistico. Per questo motivo si utilizza in alternativa a θ una variabile che risulta essere lineare nei boost di Lorentz lungo z , la cosiddetta *pseudorapidità* η

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

L'importanza di tale quantità risiede proprio nel fatto che $\Delta\eta$ è un'invariante relativistica. Ricorrendo quindi alla metrica (η, ϕ) , la distanza individuata in tale piano restituirà un'altra invariante relativistica

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$$

Per l'analisi e la ricostruzione degli oggetti rivelati vengono utilizzate specialmente grandezze come impulso trasverso p_T ed energia trasversa E_T

$$p_T = \sqrt{|\vec{p}_x|^2 + |\vec{p}_y|^2} \qquad E_T = E \sin \theta$$

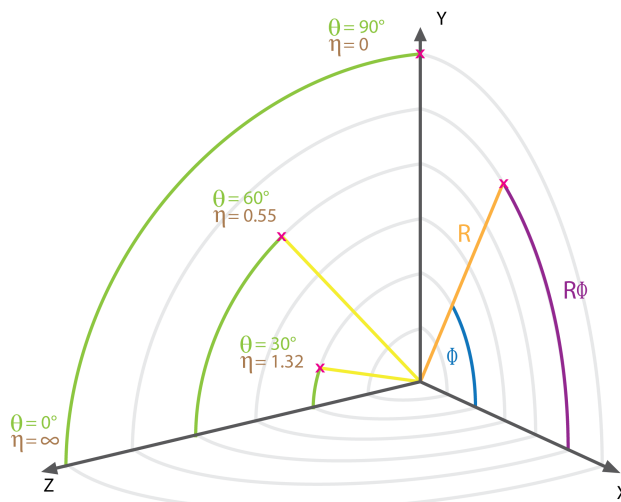


Figura 2.4: Sistema di riferimento di CMS e dipendenza funzionale da η

2.2.1 Sottorivelatori

CMS vanta di un gran numero di sottorivelatori posizionati strategicamente per la rivelazione di specifiche particelle. Nella figura 2.5 è possibile osservarne la sezione trasversa. Andando dal centro verso l'esterno in ordine incontriamo:

- **Tracker**, o **Tracciatore**: addetto alla rivelazione della maggior parte delle particelle prodotte a seguito degli urti tra protoni. Esso ammette all'incirca un raggio $r < 1.2 \text{ m}$ ed è costituito essenzialmente da rivelatori a semiconduttori, in particolare da *silicio*. Simili detector si basano sulle proprietà di drogaggio e sfruttano la regione di svuotamento delle giunzioni $p - n$ come regione attiva alla rivelazione [25]: il passaggio di particelle eccita i portatori di carica che si dirigeranno verso i morsetti esterni alle giunzioni; i loro moto, per induzione elettromagnetica, genererà una variazione di tensione e sarà questa ad essere registrata ed opportunamente amplificata. Poiché nella giunzione il gap energetico tra banda di valenza e conduzione è dell'ordine dell' eV , i tempi di risposta sono rapidissimi. Individuiamo all'interno due principali tipologie:
 - **rivelatore a *pixel*** : questa è la parte più interna del Tracker, capace di rivelare particelle con vita media estremamente breve con una precisione di $10 \mu\text{m}$ radiali e $20 \mu\text{m}$ trasversali.
 - **rivelatore a *microstrips***: rappresenta la parte più esterna del Tracker e ha una precisione di $36 \mu\text{m}$ radiali e $530 \mu\text{m}$ trasversali.

Entrambe le tipologie di rivelatori a semiconduttore le ritroviamo sia nel *Barrel* che negli *Endcap*. Il *Tracker* ricopre una regione di pseudorapidità pari a $|\eta| < 2.5$.

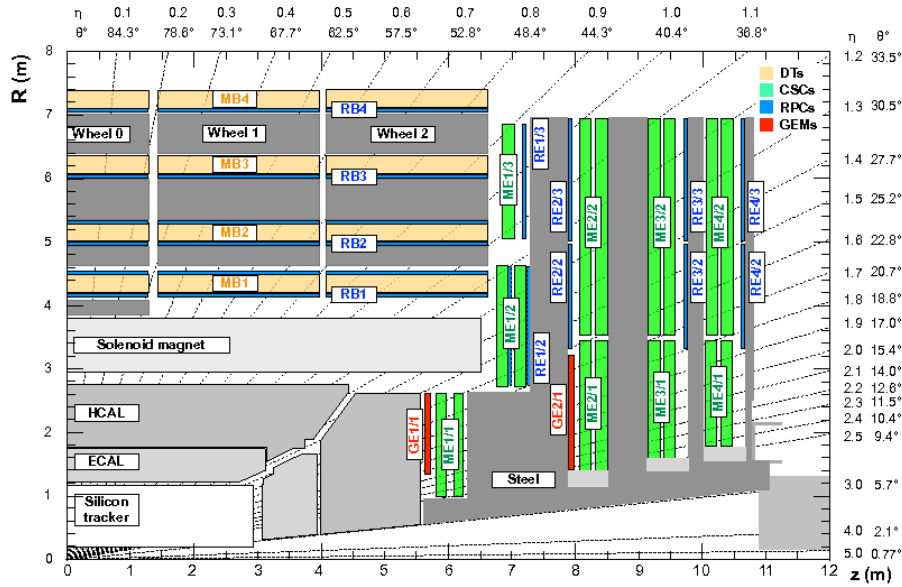


Figura 2.5: Sezione di CMS e sistema di rivelatori

- **Calorimetro elettromagnetico (ECAL):** in grado di rivelare e misurare l'energia di elettroni e fotoni. Esso è costituito da cristalli di *tungstato di piombo* ($PbWO_4$) che assorbono le particelle menzionate in 23 cm . La regione di pseudorapidità coperta è pari a $|\eta| < 3$.
- **Calorimetro adronico (HCAL):** come suggerito dal nome, è addetto alla rivelazione degli adroni, e di conseguenza jet adronici, ma anche particelle come neutrini e stati esotici attraverso il calcolo della *missing energy* sul piano trasverso. Essenzialmente si divide in due parti: una nel *Barrel* nella porzione $1.77\text{ m} < r < 2.95\text{ m}$ ed una negli *Endcap*, dove qui lo ritroviamo in una sua variante, il *Forward Hadron Calorimeter*, che si basa sull'*effetto Čerenkov*. HCAL ricopre la regione corrispondente a $|\eta| < 5.2$.
- **Magnete superconduttore:** si presenta come un enorme solenoide di circa 6 m di diametro in grado di generare un campo magnetico di 4 T . Questo ha il compito di curvare la traiettoria delle particelle cariche generate per effetto della forza di Lorentz: in questo modo è possibile ricavare massa, carica e impulso semplicemente noto il raggio di curvatura. Inoltre il magnete viene circondato da uno *yoke*

di ferro, costituendo uno schermo per le particelle che non interagiscono debolmente, facendo così passare muoni e neutrini. Esso ha il compito di uniformare le linee di campo magnetico

- **Camere muoniche:** concorrono all'individuazione e al tracciamento dei muoni. Poste esternamente al magnete, hanno poca comunicazione con gli strati più interni. La detecting dei muoni riveste un ruolo cruciale per CMS: i muoni sono particelle cariche simili a elettroni e i positroni, ma sono 200 volte più massivi, c'è da aspettarsi quindi che siano il prodotto del decadimento di potenziali nuove particelle. Inoltre i muoni, come altri leptoni e i fotoni, rappresentano una cospicua componente dei segnali di fondo di numerosi processi SM. Dato il loro alto potere penetrante, le dimensioni dei rivelatori muonici devono essere considerevoli, in particolare il complesso ricopre circa $25000 m^2$. Per il riconoscimento dei muoni e del loro impulso si fa ricorso a tre tipologie di rivelatori a gas:
 - **Drift Tubes (DT), o tubi a drift:** questi sono posizionati nel *Barrel*, ogni tubo largo $4 cm$ contiene al suo interno del gas. Il muone passando eccita gli atomi del gas liberando elettroni che si dirigono verso un filo carico coassiale al tubo, in questo modo, analizzando il moto degli elettroni, si riescono a determinare le coordinate r e ϕ dei muoni ($|\eta| < 1.2$).
 - **Cathode Strip Chambers (CSC), o camere a strip:** situate negli *Endcap*, hanno una buona resistenza ai danni da radiazioni. Analizzando le valanghe elettroniche generate dal passaggio dei muoni nel gas posto in un campo elettrico, è possibile risalire alla coordinata spaziale. ($0.9 < |\eta| < 2.4$).
 - **Resistive Plate Chambers (RPC), o camere a piatti restrittivi:** allocate sia nel *Barrel* che negli *Endcap*, sono essenzialmente due piastre parallele, un anodo caricato positivamente e un catodo caricato negativamente, entrambi realizzati in materiale plastico ad altissima resistività e separati da uno strato di gas. Grazie a tempi di risposta dell'ordine del nanosecondo, si ottiene una rapida misura dell'impulso dei muoni. ($|\eta| < 2.4$).
- **Sistema di trigger e Data Acquisition:** La mole di dati proveniente da ogni collisione è di circa $1 Mb$, che alla frequenza di $40 MHz$ si traducono in $40 Tb$ di dati al secondo, una quantità che l'esperimento non può sperare di memorizzare, né tantomeno elaborarli, tuttavia in ognuno di essi possono essere contenute informazioni in teoria interessanti. Per poter gestire il flusso di dati si ricorre a due meccanismi di trigger: il primo è il *Level-1 Trigger (L1)*, che si occupa di una rapida ed iniziale selezione degli eventi per ridurre la frequenza dei segnali in ingresso, il secondo *High-Level Trigger* si occupa della memorizzazione dei dati in arrivo (HLT).

Capitolo 3

Ricostruzione oggetti fisici e ricerca eventi T'

3.1 Stati finali del VLQ T' nel settore tHq

Il presente lavoro di tesi ha come intento la ricerca di una risonanza corrispondente alla produzione di un singolo Vector-Like Quark T' . La strategia di ricerca (*search*) di VLQ come il T' sfrutta i molteplici canali di decadimento di tale particella. Tali decadimenti, descritti in sez. 1.2.3, portano ad un gran numero di possibili stati finali, ovvero configurazioni di particelle stabili identificabili nel rivelatore, attraverso i quali la particella può essere ricercata. Il nostro lavoro si soffermerà in particolare nel caso di eventi tHq , ovvero in cui il decadimento produce un quark top singolo in associazione con un H e un ulteriore quark spettatore q : considereremo che T' decada in un quark top t e un bosone di Higgs. Verrà presa l'ipotesi in cui l'Higgs decada in due fotoni mentre il t in un quark *bottom* e un bosone W , il quale a sua volta decadrà in due quark, lavoreremo cioè su uno stato finale completamente adronico del quark top.

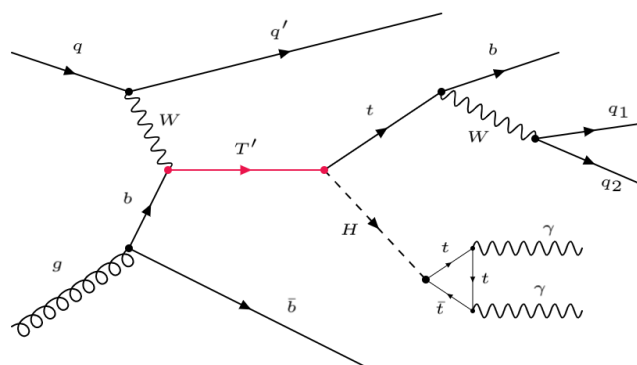


Figura 3.1: Diagramma rappresentativo del processo preso in esame

Avendo considerato il settore tHq, il processo di scattering *head-on* protone-protone prevede che la produzione avvenga a seguito dell'interazione tra un quark bottom proveniente dal *gluon splitting*, ovvero da un gluone del primo protone coinvolto in un vertice dove vengono prodotti una coppia quark-antiquark, e un W decaduto dal quark del secondo protone. Stabiliamo quindi che saranno spettatori al processo il restante b dello split e il quark coinvolto nel vertice di produzione del bosone W .

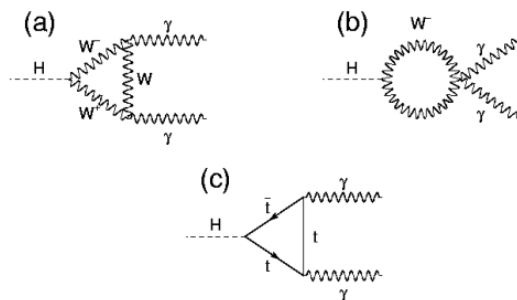


Figura 3.2: Principali decadimenti $H \rightarrow \gamma\gamma$ con loop di particelle cariche massive

Nonostante sia stato considerato un raro decadimento del bosone di Higgs in due fotoni [26] (fig. 3.2), con un branching ratio pari a $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 0.23\%$, questo garantisce una sua migliore ricostruzione a differenza di altri suoi più probabili canali di decadimento adronici (fig.1.5), che in genere però hanno un fondo più abbondante nell'ambiente sperimentale di un collisore adronico: il detector ECAL a CMS, grazie all'alta efficienza di identificazione e ricostruzione dei fotoni, fornisce un'ottima risoluzione di massa invariante per il decadimento $\gamma\gamma$. L'analisi a seguire è stata eseguita su campioni ottenuti da simulazione Monte Carlo (MC) a $13 TeV$ nel centro di massa ipotizzando risonanza a valori di massa pari a $700 GeV/c^2$, $1000 GeV/c^2$ e $1200 GeV/c^2$, nonché su segnali di tipo SM e BSM.

3.1.1 Processi di fondo

Gli stati finali del processo considerato prevedono dunque due fotoni e tipicamente cinque jet a seguito di adronizzazione: due di questi provengono da quark spettatori, due dai prodotti di decadimento del W ed uno corrispondente al quark b proveniente dal t . Ai fini dell'analisi, risulta essere fondamentale la scelta di fondi contemplati dallo Standard Model che prevedano la stessa topologia di stato finale, in tal modo infatti su di essi potrà essere compiuta una selezione a favore degli eventi di segnale. I fondi utilizzati per tale lavoro sono $t\gamma$, $tt\gamma$ e $tt\gamma\gamma$ (fig. 3.3), considerando in questa fase preliminare trascurabili gli altri fondi con topologie diverse, che rientrerebbero nella nostra ricostruzione solo a seguito di errate identificazioni a livello di ricostruzione.

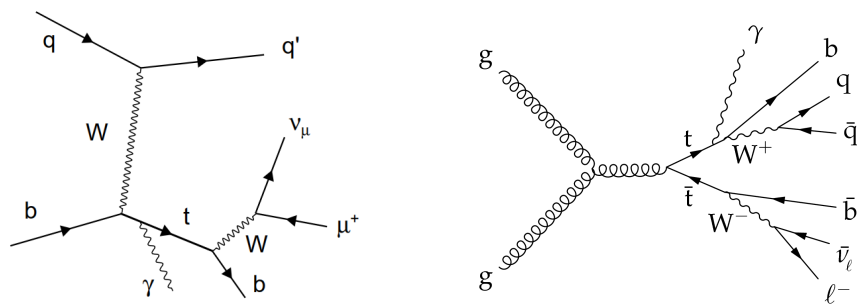


Figura 3.3: A sinistra tipico fondo $t\gamma$, a destra fondo del tipo $tt\gamma$ mentre il fondo $tt\gamma\gamma$ si presenta in un assetto molto simile a quest'ultimo in cui anche il secondo top emette un γ

3.2 Ricostruzione e selezione degli oggetti fisici

La ricostruzione degli oggetti fisici è centrale nello studio delle particelle rivelate. I campioni MC su cui è stato effettuato il presente lavoro ammettono nei loro eventi innumerevoli oggetti fisici, corrispondenti ai diversi tipi di particelle provenienti dalla collisione dei protoni ad alte energie, ognuno con distinte proprietà e configurazioni. Per risalire alla risonanza contemplata dal nostro progetto è quindi essenziale compiere delle selezioni sulle caratteristiche fisiche che questi devono avere. Sarà nostro interesse stabilire i più opportuni ed efficaci criteri di ottimo nella selezione degli oggetti evento per evento.

La ricostruzione comincia innanzitutto dalle particelle che costituiscono lo stato finale del nostro processo e sopravvivono fino ad essere rivelate dal detector. Stando quindi alla figura 3.1 proponiamo nelle prossime sezioni la ricostruzione dei vertici $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $t \rightarrow Wb \rightarrow bq_1q_2$ per risalire così alla risonanza cercata, illustrando gli step di selezione per la ricerca degli oggetti corrispondenti effettivamente alla produzione di tali decadimento.

3.2.1 Fotoni e ricostruzione dell'Higgs

La ricostruzione di oggetti come fotoni ed elettroni avviene grazie all'analisi dei rilasci energetici nel calorimetro elettromagnetico ECAL. Stando quindi alla nostra topologia di stato finale è necessario richiedere che i fotoni osservati siano isolati.

La prima selezione si è basata dunque nella richiesta che i fotoni di ogni evento superassero una soglia cinematica, in particolare per l'impulso trasverso è stato posto $p_T > 30 \text{ GeV}/c$. I candidati fotoni sono stati sottoposti contemporaneamente ad una verifica di identificazione: la tecnica ha previsto l'introduzione di una variabile booleana definita *Photon-mvaID-WP80* [27], ovvero una quantità risultante da un processo di *MultiVariate Analysis* MVA (selezione che sfrutta non una singola variabile, bensì molteplici) e ottenuta tramite algoritmo di machine learning, che, prese in input le caratte-

ristiche del fotone esaminando, assume valore *true* quando questi supera i requisiti di ricostruzione fissati dalla variabile stessa e valore *false* in caso contrario. Tale processo conferisce un margine di sicurezza che effettivamente l'oggetto preso in considerazione sia un fotone con un'efficienza di matching all'80%. A tal punto, tenendo sempre ben presente la casistica in esame (fig. 3.1), è stato richiesto che il numero di candidati fotoni che superassero queste prime richieste fosse almeno due, pena il rigetto dell'evento. L'ECAL è anche lo strumento principale per identificare gli elettroni, che si differenziano dai fotoni per la presenza di una traccia ricostruita nel tracciatore interno di CMS. Dunque, per affinare la selezione degli eventi, risulta importante stabilire un criterio con il quale si assicuri che il segnale ottenuto provenga da un fotone e non da un elettrone. Per garantire ciò, sono stati scartati gli eventi in cui la distanza angolare $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ (stando alla metrica in fig. 2.4) tra il singolo elettrone ricostruito e i due fotoni candidati fosse $\Delta R < 0.4$, infatti la troppa vicinanza tra i due oggetti può rivelarsi come sintomo di una *misconstruction* dei fotoni. Per ricostruire il singolo elettrone è stata posta come soglia un $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ ed una selezione mediante la variabile di identificazione, definita *Electron-cutBased* [28], con valori 0, 1, 2, 3 e 4, corrispondenti rispettivamente a criteri di selezione *fail*, *veto*, *loose*, *medium* e *tight*. Ognuna di queste sta ad indicare quali siano le condizioni limite di alcuni particolari parametri ricostruttivi, tra cui ad esempio il deposito energetico o il seeding per il tracciamento o l'*effective area* del cono in cui inevitabilmente sciamano, che corrispondono dunque, in maniera crescente, ad un sempre più efficace label identificativo per l'elettrone. Con l'obbiettivo di ottenere il miglior matching sono stati presi elettroni con *cutBased* > 3 e quindi nell'ipotesi *tight*.

A seguito della selezione di eventi in cui figurassero almeno due *good photons*, cioè fotoni candidati sopravvissuti agli step di selezione, ed in cui siano stati evitati elettroni isolati, è stato possibile procedere al calcolo della massa invariante del bosone di Higgs.

$$\vec{p}_H = \vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}$$

In figura 3.4 è possibile osservare il suo picco di risonanza in corrispondenza di $125 \text{ GeV}/c^2$. Il picco appare stretto intorno al valore centrale della massa dell'Higgs, dunque si è convenuti ad un taglio attorno al picco di $\pm 10 \text{ GeV}/c^2$ per la selezione di Higgs candidati alla ricostruzione del T' .

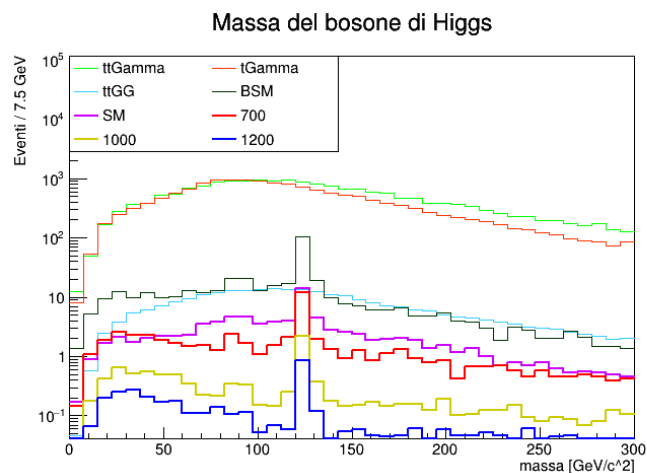


Figura 3.4: Distribuzione di massa invariante del bosone di Higgs nel processo $H \rightarrow \gamma\gamma$ nelle ipotesi di massa a $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e su fondi $t\gamma$, $tt\gamma$, $tt\gamma\gamma$, $tHq - SM$, $tHq - BSM$

3.2.2 Jet adronici

I jet adronici rappresentano la seconda tipologia di oggetti nello stato finale rivelabili e necessari alla ricostruzione del T' . Questi hanno origine a seguito del processo di adronizzazione a cui i quark inevitabilmente vanno incontro, costituendo un fascio collimato di molteplici particelle. Sebbene quindi, a differenza dei leptoni, per i quark non sia possibile una ricostruzione dei singoli oggetti interessati, essi hanno memoria di energia e impulso della particelle da cui sono stati generati e il processo di ricostruzione è affidato a opportuni algoritmi che lavorano su informazioni come i depositi energetici rilasciati nel calorimetro.

Considerati i jet adronici di ogni singolo evento, è stata posta una prima selezione sul valore del loro impulso trasverso, imponendo che avessero $p_T > 30 \text{ GeV}/c$. Contemporaneamente è stato richiesto che la distanza angolare tra ogni singolo jet esaminato e i due fotoni concorrenti alla risonanza dell'Higgs fosse $\Delta R > 0.4$, in questo modo si è scongiurata l'evenienza per cui i jet esaminandi fossero in realtà provenienti dal decadimento del bosone H , o fossero in realtà provenienti dai fotoni erroneamente identificati come jet. I sopravvissuti a tali selezione, i *good jets*, corrispondono a quelli che sono stati presi in considerazione per la ricostruzione del bosone W .

Parallelamente a tale analisi, è stato cercato tra i jet adronici anche quello corrispondente al b proveniente dal quark top, definito *jet b-tagged*. La selezione adoperata per la sua ricerca ha previsto, oltre alla soglia cinematica e alla distanza angolare come per gli altri jet, il ricorso all'utilizzo della variabile *Jet-btagDeepFlavB* [29]: tale MVA è il prodotto di un algoritmo di machine learning, Deep Flavour, che fissa tre distinti working points ognuno relativo ad un grado di identificazione di un jet proveniente da un b (i corrispondenti valori discriminatori fissati dal CMS BTV POG sono *loose* = 0.0494,

$medium = 0.2770$, $tight = 0.7264$). Per la nostra analisi è stata posta una la condizione *medium*: per i candidati *jet b-tagged* è stato posto infatti $b\text{-tag} > 0.277$, corrispondente ad un mistagging rate dell'1%, mentre vale 10% per il *loose* e 0.1% per il *tight* (fig. 3.5).

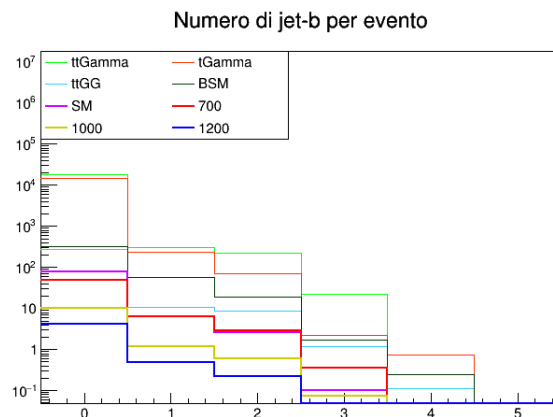


Figura 3.5: Distribuzione del numero di jet b-tagged per evento nei vari canali di lavoro

Si può apprezzare dalla figura 3.5 che una porzione non trascurabile di eventi non contiene b-jet così definiti, si è scelto quindi di non effettuare selezioni più stringenti sull'algoritmo di b-tagging. Dopodiché è stato richiesto quindi che nell'evento utile al segnale ci fosse la presenza di almeno un tale jet. D'altro canto si può notare la presenza in taluni casi di più b-jet candidati. Per la scelta del miglior candidato b , e rimuovere l'ambiguità, è stato selezionato il jet a maggior p_T per partecipare alla ricostruzione del quark top. Tale criterio è stato scelto in virtù del fatto che la massa elevata del T' si traduce in un boost di Lorentz non trascurabile per i suoi prodotti di decadimento nel sistema del rivelatore.

3.2.3 Ricostruzione del bosone W e del quark top

Per ricostruire il W e il t è stato necessario innanzitutto prendere in esame eventi in cui fosse presente almeno un bosone di Higgs, stando alla ricostruzione descritta nella sezione 3.2.1, almeno due *good jets*, j_1 e j_2 , e un *jet b-tagged*. I quadrivettori degli oggetti fisici saranno dati dalle seguenti espressioni

$$\vec{p}_W = \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} \quad \vec{p}_{top} = \vec{p}_W + \vec{p}_{j_b} \equiv \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} + \vec{p}_{j_b}$$

Per selezionare le combinazioni di jet che meglio ricostruissero gli oggetti, è stato richiesto che i valori di massa ottenuti concorressero a minimizzare il *chi quadro* χ^2 [31], che è stato definito come

$$\chi^2 = \chi_W^2 + \chi_{top}^2 = \frac{(m_W - 80.39)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{top} - 172.3)^2}{\sigma_{top}^2}$$

dove m_W e m_{top} sono i valori di massa ricostruiti, $80.39 \text{ GeV}/c^2$ e $172.3 \text{ GeV}/c^2$ le misure di massa contemplate dal MS mentre σ_W^2 e σ_{top}^2 rappresentano le varianze delle distribuzioni di massa.

Al fine di determinare le varianze delle due distribuzioni è stato ricostruito l'intero processo in esame estrapolando le informazioni a livello dei generatori dal MC corrente. In particolare, sono state utilizzate le *Particle Data Group Identifiers* (PDG ID) [30] delle particelle protagoniste del nostro processo: esse costituiscono uno schema di numerazione delle particelle che assegna un codice univoco a ciascun tipo di particella. Sono ampiamente utilizzati nella fisica delle particelle, soprattutto nei moderni generatori di eventi MC. La numerazione include tutte le particelle elementari conosciute (quark, bosoni W , ecc...), particelle composite (mesoni, barioni, stati esotici), nuclei atomici e inoltre codici per particelle ipotetiche BSM. Imponendo quindi le *pdgId* degli oggetti nello stato finale insieme a quelle delle loro particelle madri e così via risalendo, è stato simulato e ricostruito ad hoc l'intero processo di decadimento $T' \rightarrow tH$, come in fig. 3.1. Inoltre, per garantire l'associazione corretta, è stato utilizzato anche un criterio angolare tra i quark qui simulati e i jet ricostruiti (sez. 3.2.2), andando a considerare quindi solo coppie per cui fosse minima la distanza angolare, imponendo che questa valesse tutt'al più $\Delta R = 0.4$. Successivamente, con tali oggetti si è calcolata la distribuzione di massa di W in una regione compresa tra 50 e $150 \text{ GeV}/c^2$. Uno stesso criterio angolare è stato utilizzato per associare *jet b-tagged* e bosone W con gli oggetti ricostruiti ai fini del calcolo della massa del quark top: anche in tal caso sono state prese le coppie (j_b, W) per cui fosse minima la distanza angolare ma che valesse al più $\Delta R = \frac{\pi}{2}$. Nel caso del t non sono state poste finestre di massa (fig. 3.6).

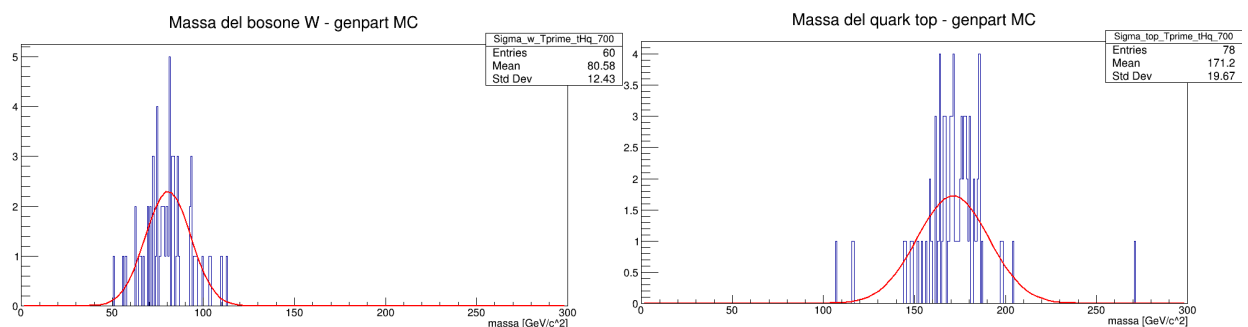


Figura 3.6: A sinistra la distribuzione di massa del bosone W , a destra quella del quark top ricostruiti mediante simulazione MC nell'ipotesi di massa a $700 \text{ GeV}/c^2$

Segue che le deviazioni standard di tali distribuzioni corrisponderanno alla fluttuazione che dovremo considerare nel calcolo del χ^2 .

In particolare, i valori trovati sono

$$\sigma_W = 12.43 \text{ GeV}/c^2 \qquad \sigma_{top} = 19.67 \text{ GeV}/c^2$$

stime che corrispondono alle varianze individuate nel canale $M_{T'} = 700 \text{ GeV}/c^2$: infatti i valori calcolati negli altri canali si discostano da questi di quantità abbastanza piccole da non modificare la selezione in maniera significativa. Come riferimento, riportiamo di seguito anche i fit valutati su un altro canale come $tHq - BSM$ (fig. 3.7).

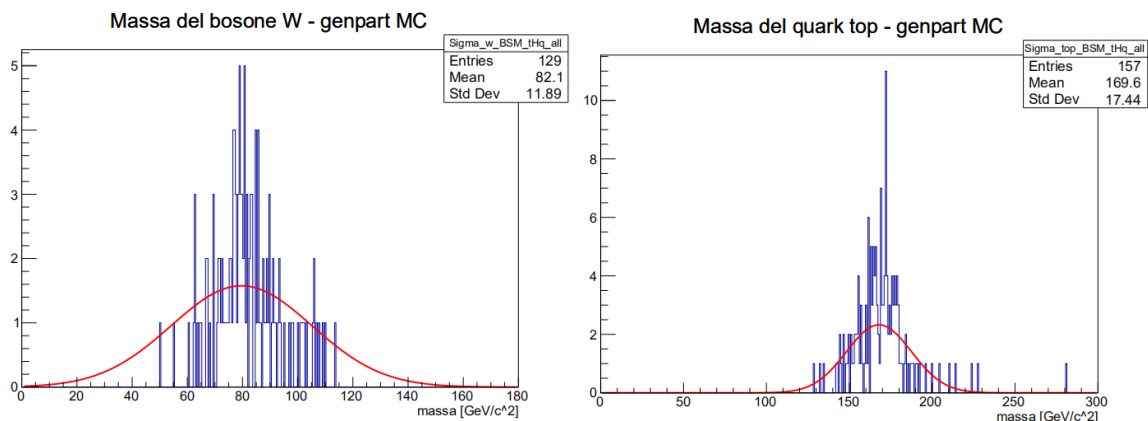


Figura 3.7: A sinistra la distribuzione di massa del bosone W , a destra quella del quark top ricostruiti mediante simulazione MC sul canale $tHq - BSM$

A tal punto è stato possibile ricostruire il bosone W e il quark top del nostro processo (fig. 3.8).

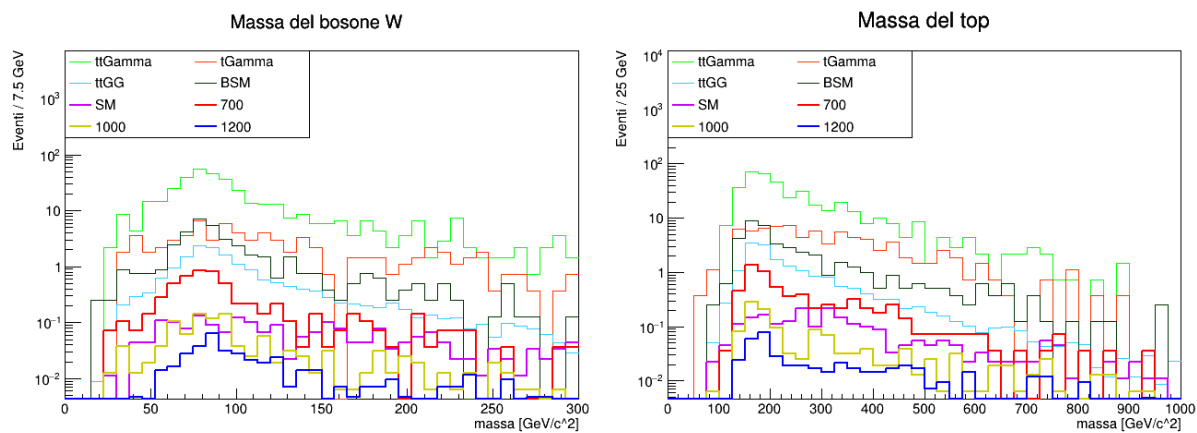


Figura 3.8: Rispettivamente a sx e a dx, distribuzione di massa invariante del bosone W nel processo $W \rightarrow q_1 q_2$ e del quark top nel processo $t \rightarrow Wb$ sui processi selezionati, prima di effettuare la richiesta sul χ^2

Segue la scelta dei reali candidati W e t per la ricostruzione del T' . Per tale selezione si è osservata la distribuzione del χ^2 (fig. 3.9).

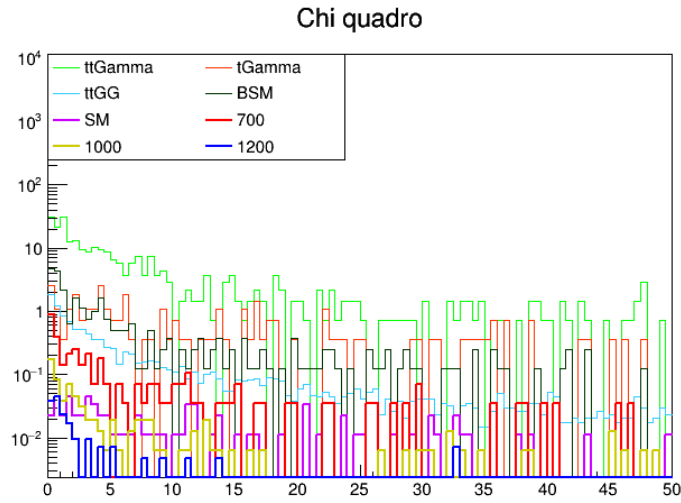


Figura 3.9: Distribuzione del χ^2

Si è convenuti a scegliere dunque le particelle che rientrassero in un taglio di massa corrispondente alla selezione di eventi in cui $\chi^2 < 3$ (fig. 3.10).

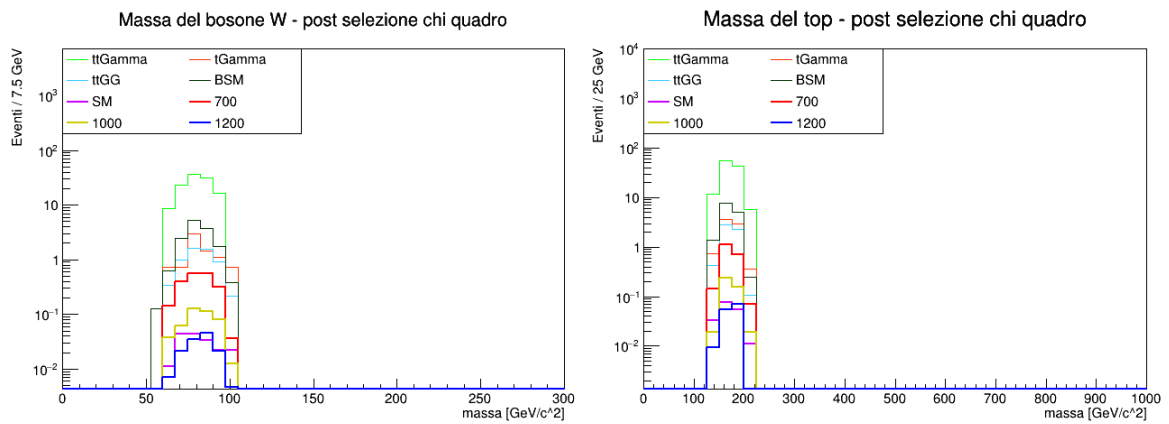


Figura 3.10: Distribuzione di massa del W e del quark top a seguito della selezione sul valore del χ^2

Dalla figura 3.10 apprezziamo la bontà di tale scelta, che ha avuto l'effetto di ridurre la finestra di massa intorno al picco, producendo distribuzioni di massa qualitativamente in buon accordo con quelle ottenute dalla ricostruzione tramite verità MC in confronto con i generatori. Saranno questi gli oggetti selezionati per ricostruire, assieme all'Higgs, il T' .

3.2.4 Ricostruzione del singolo VLQ T'

La condizione necessaria per ricostruire il T' è porre che nell'evento in esame ci sia la presenza di almeno un quark top e un Higgs, quest'ultimi scelti tramite le selezioni finora compiute.

Di conseguenza è stato posto il calcolo della seguente relazione

$$\vec{p}_{T'} = \vec{p}_{top} + \vec{p}_H$$

da cui è stata ottenuta la distribuzione di massa invariante riportata in fig. 3.11

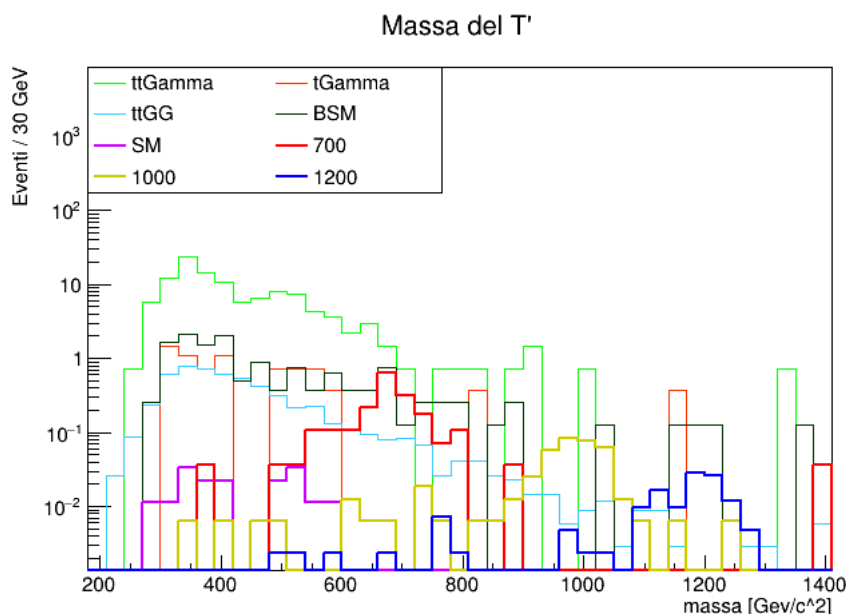


Figura 3.11: Distribuzione di massa invariante del VLQ T' nel processo $T' \rightarrow tH$ nelle ipotesi di massa a $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e su fondi $t\gamma$, $tt\gamma$, $tt\gamma\gamma$, $tHq - SM$, $tHq - BSM$

Dalla figura 3.11 osserviamo che per i tre canali di segnale corrispondente alle tre ipotesi di massa del T' , troviamo dei picchi di risonanza in prossimità dei valori 700 , 1000 e $1200 \text{ GeV}/c^2$. L'analisi di tali risultati e la stima della significatività del segnale rispetto ai fondi verrà effettuata nella prossima sezione.

Volendo affinare la ricerca della nostra risonanza e aumentare l'efficienza di segnale rispetto ai fondi, è possibile compiere un'ulteriore ipotesi circa la configurazione del quark q' spettatore al processo (fig. 3.1). Quest'ultimo è effettivamente rivelabile nello stato finale, quindi in realtà abbiamo considerato sia l'analisi senza effettuare alcuna richiesta su tale quark (come quella finora trattata), sia nel caso in cui aggiungiamo un ulteriore livello di selezione, formulando l'ipotesi che questo sia un quark di valenza o

leggero (ad esempio un quark c del mare).

Assunto quindi che tipicamente il quark entrante nel vertice di interazione sia di valenza, esso trasporterà con sé un p_z elevato che si trasferirà in parte sul quark uscente q' , ritrovandosi di conseguenza ad η molto alto (fig. 2.4). Questo ci permette di stabilire un criterio sulla regione di rivelazione corrispondente ad una simile configurazione di stato finale con quark spettatore di valenza: essa è stata posta a $|\eta| > 2.5$. Dunque nella scelta dei good jets, sez. 3.2.2, è stata posta una parallela selezione per individuare jet che oltre a soddisfare gli altri criteri posti, ammettesse un simile valore di η . Prima di ricostruire in tale ulteriore scenario il T' è stata quindi richiesta nell'evento la presenza di almeno un *good jet* che soddisfacesse tale richiesta su η . La distribuzione di massa invariante ricostruita del T' dopo tale selezione è riportata in figura 3.12

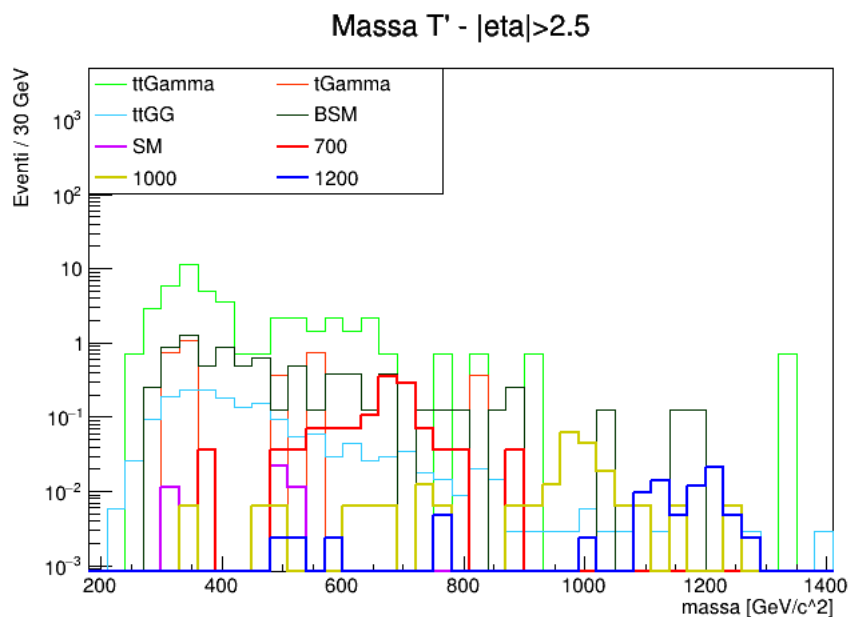


Figura 3.12: Distribuzione di massa invariante del VLQ T' nell'ipotesi in cui il quark spettatore sia ad $|\eta| > 2.5$

3.3 Analisi del segnale

Il lavoro sinora illustrato rappresenta il procedimento mediante il quale sono stati ricostruiti gli oggetti fisici dalla simulazione MC.

Osserviamo innanzitutto in figura 3.13 l'efficienza dei tagli per la selezione degli eventi di segnale utili.

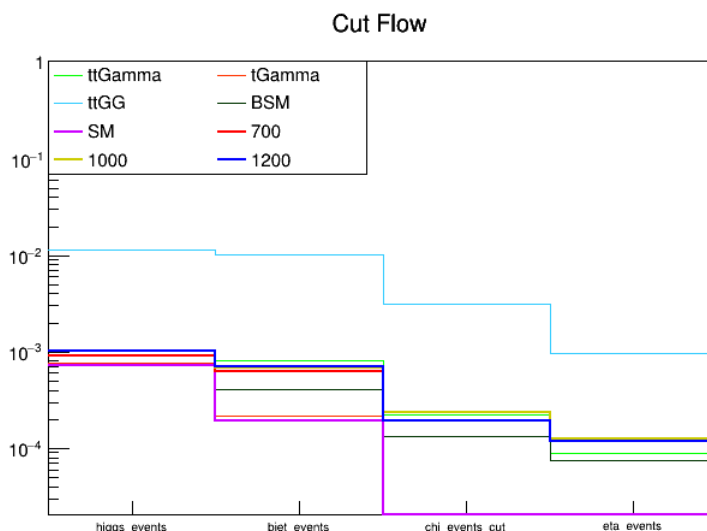


Figura 3.13: Percentuale di eventi sopravvissuti alle varie selezioni adoperate

Nella presente sezione verrà affrontata l'analisi dei risultati e il confronto con quelli di background, stimando i valori di *significance* Z del segnale di nuova fisica: essa è stata calcolata sia in funzione della *sezione d'urto* " σ " del canale che a valori operativi di *luminosità integrata* " L " [32].

$$Z(\sigma) = \frac{N_S(\sigma)}{\sqrt{N_S(\sigma) + N_B(\sigma)}} \quad Z(L) = \frac{N_S(L)}{\sqrt{N_S(L) + N_B(L)}}$$

dove N_S rappresenta il numero di eventi di segnale del singolo canale considerato ed è ottenuto mediante il calcolo dell'integrale della corrispondente curva di distribuzione (fig. 3.11 e 3.12), N_B invece rappresenta il numero di eventi di background: esso è stato ottenuto nel seguente modo $N_B = N_{B_{t\gamma}} + N_{B_{tt\gamma}} + N_{B_{tt\gamma\gamma}}$, cioè sommando gli eventi attesi presi come integrali delle curve corrispondenti ai tre fondi utilizzati. Precisiamo che sia N_S che N_B rappresentano integrali di curve normalizzate all'efficienza di segnale mediante il seguente *scale factor*

$$SF_{canale} = \frac{\sigma_{canale} \times L}{\mathcal{N}}$$

dove σ_{canale} è la sezione d'urto di uno dei canali di lavoro (Tab. 3.1), L il valore della luminosità integrata corrispondente allo scenario considerato mentre \mathcal{N} è il numero di eventi del canale preso in considerazione prima di qualsiasi selezione.

Canale	Sezione d'urto (pb)
$tt\gamma$	3.8
$t\gamma$	2.9
$tt\gamma\gamma$	0.013
tHq-SM	0.09
tHq-BSM	0.79
700	0.078
1000	0.0136
1200	0.0051

Tabella 3.1: Sezioni d'urto dei singoli canali di lavoro nelle ipotesi di massa del T' a $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e su fondi $t\gamma$, $tt\gamma$, $tt\gamma\gamma$, $tHq - SM$, $tHq - BSM$

In tabella 3.1 sono riportati i valori delle sezioni d'urto dei canali su cui è stato compiuto il nostro lavoro di searching. Grazie a tali valori è stato possibile il calcolo della *significance* nelle ipotesi di una larghezza di decadimento Γ pari all'1% e al 5% del valore di massa atteso per la risonanza cercata nelle varie ipotesi di rivelazione (Tab. 3.2 e 3.3). A seguire riportiamo i valori di significatività corrispondenti alla luminosità del Run-II, del futuro Run-III e di HI-Lumi, rispettivamente 137, 400 e 4000 fb^{-1} sia per $\Gamma = 1\%M_{T'}$ (Tab. 3.4 e 3.5) sia per $\Gamma = 5\%M_{T'}$ (Tab. 3.6 e 3.7).

Canale	Significance Z	
	per $\Gamma = 1\%$	per $\Gamma = 5\%$
700	0.176	1,654
1000	0.033	0.330
1200	0.010	0.101
Canali non risonanti		
tHq-SM	0.016	
tHq-BSM	1.197	

Tabella 3.2: Valori della significatività corrispondente alla ricostruzione del T' senza porre l'ipotesi di q' ad $|\eta| > 2.5$

Canale	Significance Z	
	per $\Gamma = 1\% - \eta > 2.5$	per $\Gamma = 5\% - \eta > 2.5$
700	0.172	1.558
1000	0.027	0.266
1200	0.010	0.098
Canali non risonanti		
tHq-SM	0.006	
tHq-BSM	1.038	

Tabella 3.3: Valori della significatività corrispondente alla ricostruzione del T' nell'ipotesi di q' ad $|\eta| > 2.5$

Luminosità (fb^{-1})	Significance Z per $\Gamma = 1\%$			Z per canali non risonanti	
	canale 700	canale 1000	canale 1200	canale SM	canale BSM
137	0.176	0.033	0.010	0.016	1.197
400	0.301	0.057	0.017	0.027	2.045
4000	0.953	0.181	0.055	0.084	6.468

Tabella 3.4: Valori della significatività corrispondente alle tre stime operative di luminosità nei vari canali studiati per il caso di risonanza stretta

Luminosità (fb^{-1})	Significance Z per $\Gamma = 1\%$			Z per canali non risonanti	
	canale 700	canale 1000	canale 1200	canale SM	canale BSM
137	0.172	0.027	0.010	0.006	1.038
400	0.293	0.046	0.017	0.011	1.774
4000	0.927	0.146	0.053	0.033	5.611

Tabella 3.5: Valori della significatività corrispondente alle tre stime operative di luminosità nei vari canali studiati nell'ipotesi di ricostruzione del T' con q' ad $|\eta| > 2.5$ per il caso di risonanza stretta

Luminosità (fb^{-1})	Significance Z per $\Gamma = 5\%$		
	canale 700	canale 1000	canale 1200
137	0.558	0.106	0.032
400	0.953	0.181	0.055
4000	3.014	0.572	0.173

Tabella 3.6: Valori della significatività corrispondenti alle tre stime operative di luminosità nei vari canali studiati per il caso di risonanza larga

Luminosità (fb^{-1})	Significance Z per $\Gamma = 5\%$		
	canale 700	canale 1000	canale 1200
137	0.542	0.085	0.031
400	0.927	0.146	0.053
4000	2.931	0.462	0.105

Tabella 3.7: Valori della significatività corrispondenti alle tre stime operative di luminosità nei vari canali studiati nell'ipotesi di ricostruzione del T' con q' ad $|\eta| > 2.5$ per il caso di risonanza larga

Basandoci sui risultati del modello proposto da tale lavoro di search, a seguire sono riportati i valori attesi di sezione d'urto (Tab. 3.8 e 3.9) per ottenere una significatività di segnale pari a 1,2 e 3. Questi valori sono stati ricavati sia per la ricostruzione standard del T' che nell'ipotesi di rivelazione a $|\eta| > 2.5$.

Significatività Z	Sezione d'urto σ (pb)				
	canale 700	canale 1000	canale 1200	canale SM	canale BSM
1	0.456	0.422	0.523	5.999	0.651
2	0.955	0.884	1.096	12.566	1.363
3	1.498	1.385	1.719	19.704	2.138

Tabella 3.8: Stime della sezione d'urto necessarie per poter registrare i tre valori di significance di segnale del T' nei vari segnali studiati

Significatività Z	Sezione d'urto σ (pb)				
	canale 700	canale 1000	canale 1200	canale SM	canale BSM
1	0.479	0.536	0.552	15.485	0.755
2	1.030	1.151	1.185	33.274	1.622
3	1.655	1.850	1.906	53.498	2.607

Tabella 3.9: Stime della sezione d'urto necessarie per poter registrare i tre valori di significance di segnale del T' con q' ad $|\eta| > 2.5$ nei vari segnali studiati

Conclusione

Il Modello Standard (MS) è l'attuale teoria che descrive le particelle elementari e le loro interazioni fondamentali: in esso sono unificate tre di quelle note in natura, facendo infatti eccezione per l'interazione gravitazionale. Tuttavia, questa e altre mancanze, come ad esempio l'assenza di una spiegazione alla materia oscura, il problema della gerarchia, o il numero elevato di parametri, sono indizi verso possibili scenari di nuova fisica. Nel tentativo di estendere le attuali conoscenze del MS e risolvere tali problematiche contemplandole in un unico quadro teorico, sono state proposte numerose teorie *Beyond Standard Model* (BSM), tra cui ricordiamo la teoria SUSY, il Modello dell'Higgs Composito e delle *extra dimensions*. Simili teorie ammettono la presenza di oggetti di nuova fisica, tra questi troviamo i cosiddetti *Vector-Like Quark* (VLQ). Tali ipotetiche nuove particelle si presenterebbero come fermioni con massa dell'ordine dei TeV . Per questo motivo l'esperimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) ad LHC, potendo raggiungere nel centro di massa un'energia pari a $13 TeV$ sfruttando collisioni protone-protone, si candida a poter rivelare segnali di nuova fisica provenienti da simili particelle.

Il presente elaborato di tesi presenta uno studio preliminare per la ricerca di un VLQ prodotto singolarmente, quale il T' . In particolare, sono state studiate le potenzialità di uno specifico canale di decadimento, $T' \rightarrow tH$, cioè quello in cui T' decadde in un quark *top* e un bosone di Higgs: per quest'ultimo è stato ipotizzato un raro decadimento in due fotoni ($H \rightarrow \gamma\gamma$), mentre per il quark *top* abbiamo assunto uno stato finale completamente adronico, cioè $t \rightarrow bW \rightarrow bq\bar{q}$.

Considerando un campione comparabile a quello dei dati raccolti da CMS nel Run-II, corrispondente ad una luminosità integrata di $137 fb^{-1}$, è stata illustrata la strategia utilizzata per selezionare gli oggetti fisici che concorressero alla ricostruzione della risonanza cercata. Dai risultati di tale lavoro è seguita un'analisi sui valori di Significatività del segnale nell'ipotesi in cui questa risultasse una risonanza stretta con una larghezza di decadimento $\Gamma = 1\%$ del valore di massa atteso e per una risonanza larga corrispondente a $\Gamma = 5\%$ di $M_{T'}$.

Successivamente sono stati stimati i valori della *Significance* anche in funzione dei valori operativi di luminosità a $137 fb^{-1}$, valore a cui si è svolto il RUN-II, e a $400 fb^{-1}$ e $4000 fb^{-1}$, luminosità del futuro Run-III e di HI-Lumi: per tali valori si è ottenuta una significatività apprezzabile in alcuni dei canali studiati, in particolare per le ipotesi di

$\Gamma = 5\%$ e per il settore tHq nel caso di fisica BSM, suggerendo quindi che a tali regimi si potrebbero osservare evidenze di simile nuova fisica, specie in considerazioni di possibili miglioramenti all'analisi. Inoltre, analizzando il segnale nell'ulteriore ipotesi effettuata in cui il quark spettatore al processo sia rivelabile nella regione $|\eta| > 2.5$, si è riscontrata un'assenza di miglioramento della *significance*, legata all'elevata molteplicità di jet nei processi di fondo. Tale aspetto sarà oggetto di studi futuri.

Sebbene tale lavoro di tesi si sia focalizzato sulla particolare configurazione di stato finale completamente adronica, la corretta strategia per la ricerca di nuovi oggetti fisici prevede l'assunzione del maggior numero possibile di stati finali, corrispondenti a più possibili configurazioni di oggetti fisici rivelati nel detector. Questo significa che estendendo analisi simili anche ad altri canali di decadimento, ad esempio con stati finali semileptonici, aumenterebbe sicuramente la probabilità di osservare simili candidati di nuova fisica. Inoltre l'analisi proposta può essere ulteriormente potenziata sfruttando tecniche statistiche più avanzate.

Bibliografia

- [1] J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics*, Vol I e Vol II
- [2] P. Langacker, *Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*, arXiv:0901.0241 (2009)
- [3] S. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2)
- [4] A.Salam, *Elementary particle Theory*, Ed. N. Svarholm (1968)
- [5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>
- [6] L. G. E. Sheldon, *Partial-symmetries of weak interactions, Selected Papers on Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions*, 171 (1981)
- [7] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [8] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321>
- [9] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531>
- [10] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>
- [11] M. Y. Han, Y. Nambu, *Three-Triplet Model with Double $SU(3)$ Symmetry*, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1006>
- [12] M. Gell-Mann, *Symmetries of Baryons and Mesons*, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.125.1067>
- [13] PDG: Tanabashi, M., et al., *Review of particle physics* (2018)
- [14] Florian Goertz - *Composite Higgs theory*, <https://arxiv.org/abs/1812.07362>

- [15] The CMS Collaboration - *Search for single production of vector-like quarks decaying into a b quark and a W boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, <https://authors.library.caltech.edu/82929/1/1-s2.0-S0370269317305786-main.pdf>
- [16] A. Buckley, J. M. Butterworth, L. Corpe, D. Huang, P. Sun - *New sensitivity of current LHC measurements to vector-like quarks*, <https://arxiv.org/pdf/2006.07172>
- [17] R. Contino - *Tasi 2009 lectures: The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson*, <https://arxiv.org/abs/1005.4269>
- [18] The CMS Collaboration - *Search for vector-like T quarks decaying to top quarks and Higgs bosons in the all-hadronic channel using jet substructure*, <https://arxiv.org/pdf/1503.01952.pdf>
- [19] J. A. Aguilar Saavedra, R. Benbrik, S. Heinemeyer, M. Perez Victoria, *A handbook of vector-like quarks: mixing and single production*, <https://arxiv.org/abs/1306.0572>
- [20] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>
- [21] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- [22] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
- [23] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>
- [24] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
- [25] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.*, DOI:10.1007/978-3-642-57920-2
- [26] The CMS collaboration, V. Khachatryan, N. Woods, *Search for the associated production of a Higgs boson with a single top quark in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV* doi:10.1007/jhep06(2016)177.
- [27] The CMS Collaboration, *Performance of photon reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/P08010>

- [28] The CMS Collaboration, *Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/P06005>
- [29] A.M. Sirunyan et al 2018 JINST 13 P05011, *Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV*, doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011
- [30] Monte Carlo Particle Numbering Scheme, <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-monte-carlo-numbering.pdf>
- [31] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford Science Publications
- [32] L. Lista, *Statistical Methods for Data Analysis in Particle Physics*, DOI:10.1007/978-3-319-62840-0
- [33] <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/B2G-19-005/index.html>

Ringraziamenti

A termine di questo ciclo durato tre anni, il primo sentito ringraziamento va al professor A.O.M. Iorio, che mi ha concesso l'onore di poter concludere assieme questo percorso di studi con un lavoro di cui ne ho fatto gelosamente tesoro. A lui i miei più vivi e sinceri ringraziamenti, professionista ineguagliabile e persona di inestimabile valore. Un ringraziamento particolare inoltre va al dottorando A. De Iorio per la sua disponibilità. Immane riferimento durante il lavoro, lo scambio personale che ho avuto con lui è stato estremamente costruttivo, sotto ogni aspetto. A lui un grazie sincero.

Non sarei riuscito ad arrivare a questo traguardo senza l'immane confronto e supporto dei miei compagni e compagne di studio. Un grazie sincero a Davide, Alessandro, Daniele, Mattia, Giuseppe, Nino e Raffaele, e ancora a Benedetta, Giulia, Alice, Sibilla e Chiara. Grazie infinite a tutti, perché ho vissuto con voi i momenti più belli che resteranno indelebili, ma soprattutto mi avete concesso la possibilità di sperimentare ciò che credo sia alla base della scienza: collaborazione e condivisione.

Un pensiero particolare va al mio amico di sempre Shan, un vero fratello: spesso penso a quanto sia surreale il modo con cui si siano incrociate le nostre strade ma nonostante ciò quanto sia forte e naturale la nostra amicizia. Grazie per esserci sempre.

Ringrazio dal cuore Ida ed Eleonora, un pezzo importantissimo della mia vita, non esagererò dicendo che la vostra presenza è stata centrale per rendermi la persona che sono. Un ringraziamento doveroso va a Rossella ed Eleonora per il loro determinante supporto logistico: mi avete assicurato tutte le "carte" in regola. Siete speciali!

Infine, il grazie più grande va alla mia famiglia. Grazie ai miei genitori e mia sorella, che hanno sempre creduto in me durante questo intenso percorso. Uniti nel nostro nucleo, siamo sempre riusciti a superare gli imprevisti e a godere appieno dei momenti di gioia. Grazie per tutti i valori che mi avete donato.

Questo triennio è stato sicuramente determinante per la mia persona, mettendomi costantemente alla prova. Ad ogni modo, il grande amore per la Fisica è stato ed è rimasto il motore che ad oggi mi ha portato fin qui. Che questo sentimento non smetta mai di ardere!