Alma Mater Studiorum · Università di Bologna

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Triennale in Fisica

Studio di fattibilità per la ricerca di eventi $H \to b\bar{b}$ accompagnati da un fotone ad alto p_T col rivelatore CMS a LHC

Tesi di Laurea in Fisica Subnucleare

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Francesco Luigi Navarria

Candidato:
Stefano Sinigardi

Correlatori:
Dott. Andrea Perrotta
Prof. Fabrizio Fabbri

II Sessione
Anno Accademico 2006-2007

Introduzione

La ricerca e il successivo studio delle proprietà del bosone di Higgs sono alcuni dei motivi principali per cui è stato costruito il Large Hadron Collider.
I modi di decadimento più favorevoli per la sua identificazione sono quelli che contengono leptoni carichi, ad esempio il decadimento dell'Higgs in due bosoni vettori e il loro successivo decadimento in leptoni.
Questo decadimento in due bosoni vettori è cinematicamente possibile solo se la sua massa è sufficientemente elevata. Per masse più vicine al limite inferiore determinato al Large Electron-Positron Collider, il rapporto di decadimento più elevato è quello in una coppia di quark b. Un Higgs che decade in $b\bar{b}$ dà luogo a due jet nell'evento, un tipo di segnale fortemente penalizzato in un collisionatore protone-protone in quanto sovrapposto ad un fondo di eventi multi-jet ad altissima sezione d'urto. In conseguenza di ciò, per basse masse dell'Higgs il modo preferito per la ricerca a LHC è $H \to \gamma\gamma$, che ha un piccolissimo rapporto di decadimento, ma una segnatura più facilmente separabile dal fondo.
Un modo di produzione che può meglio caratterizzare i decadimenti adronici dell'Higgs è quello generato dai cosiddetti diagrammi di Vector Boson Fusion, in cui oltre ai due jet provenienti dal decadimento dell'Higgs sono presenti due jet ulteriori a basso angolo, che caratterizzano l'evento. Anche in questo caso, però, separare il segnale dal fondo resta complicato a LHC.

In studi recenti si è osservato che, se si richiede anche la presenza di un fotone ad alto momento trasverso radiato da uno dei rami carichi dei diagrammi di Feynman fondamentali associati al processo, gli eventi di segnale diminuiscono di un fattore circa proporzionale alla costante di accoppiamento elettromagnetica rispetto ai corrispondenti eventi senza il fotone, mentre gli eventi di fondo risultano soppressi di un fattore molto più elevato, a causa del fatto che un gluone non irradia e a causa di altre cancellazioni che intervengono nel calcolo. Pertanto, la richiesta di un fotone energetico e isolato nello stato finale riduce la statistica disponibile, ma al tempo stesso ci si

aspetta che migliori sensibilmente il rapporto segnale su fondo negli eventi selezionati.
Nell'articolo teorico sopra menzionato, queste considerazioni e i relativi calcoli sono tutti svolti al livello partonico; c'è l'esplicita richiesta che siano verificati a livello di eventi completi, dopo la frammentazione, l'adronizzazione, la simulazione del rivelatore e la ricostruzione.

Questa tesi vuole essere un primo studio di fattibilità dell'analisi proposta, basato sullo studio di quelli che sono i fondi principali del processo di segnale, generati con PYTHIA e passati attraverso il programma di simulazione completa e di ricostruzione dell'esperimento Compact Muon Solenoid, uno degli esperimenti che stanno cominciando la presa dati a LHC. La preoccupazione principale è che altre particelle prodotte nella fase di adronizzazione, che pertanto non sono state considerate al livello partonico, possano generare sciami nel calorimetro elettromagnetico indistinguibili da quelli prodotti dai fotoni radiati dai quark primari.
Scopo principale di questo lavoro sarà pertanto verificare che la presenza di questi sciami da fotoni "non-prompt" fra gli eventi selezionati non sia in numero significativo rispetto agli eventi con fotone "prompt": in tal caso, le conclusioni riportate nell'articolo teorico potranno essere estese anche agli eventi reali che saranno raccolti a LHC, confermando che il canale $pp \to b\bar{b}\gamma jj + X$ è uno di quelli di possibile utilizzo per la ricerca e lo studio delle proprietà del bosone di Higgs.

Indice

Introduzione **i**

1 Introduzione Teorica **1**
1.1 Il Modello Standard 1
1.2 Stato della ricerca del bosone di Higgs 4
1.3 Higgs a LHC 5
1.3.1 Processi di produzione del bosone di Higgs 6
1.3.2 Modi di decadimento principali 6
1.3.3 Il canale $b\bar{b}$ 9
1.4 Studio di eventi con produzione di $H \to b\bar{b}$ con associato un fotone ad alto p_T 10
1.4.1 Selezione del segnale 12
1.4.2 Tagli ottimizzati 13

2 LHC e CMS **17**
2.1 Caratteristiche principali di LHC 17
2.2 CMS 18
2.2.1 Il sistema di coordinate convenzionali in CMS 20
2.2.2 Il tracker 21
2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico 24
2.2.4 Il calorimetro adronico 25
2.2.5 Il magnete superconduttore 26
2.2.6 Il sistema di rivelazione dei muoni 29
2.2.7 Trigger e sistema di acquisizione dati 31
2.2.8 Il software e l'elaborazione dei dati 31
2.3 I fotoni nel calorimetro elettromagnetico di CMS 33
2.3.1 Misure di energia di un fotone 33
2.3.2 Misure di posizione di un fotone 35
2.4 I jet in CMS 35
2.4.1 Algoritmi per la ricostruzione dei jet calorimetrici . . . 35

3 Analisi di fattibilità **37**
3.1 Eventi ricostruiti in CMSSW 37
3.2 I campioni di eventi simulati utilizzati 38
3.3 Selezione dei fotoni 40
3.3.1 Identificazione dei fotoni singoli 40
3.3.2 Associazione fotoni - particelle generate 41
3.3.3 Tagli di selezione dei fotoni 42
3.4 Selezione dei jet 43
3.4.1 Identificazione dei jet 43
3.4.2 Associazione jet - particelle generate 43
3.4.3 Tagli di selezione dei jet 43
3.5 Selezione dell'evento complessivo 44
3.6 Risultato dell'analisi 45
3.7 Discussione dei risultati 58

Conclusioni **59**

Bibliografia **61**

Appendice **65**
GammaJetAnalyzer.cc 65
GammaJetAnalyzer.h 75
GammaJetAnalyzer.cfg 77
crab.cfg 78

Elenco delle figure

1.1 Branching Ratios di decadimento del bosone di Higgs standard in funzione della sua massa [8] 5
1.2 Modi di produzione del bosone di Higgs: (a) fusione di gluoni, (b) fusione bosoni-vettori (VBF), (c) Higgs-strahlung, (d) Higgs bremsstrahlung da quark top. 6
1.3 Sezioni d'urto a LHC per differenti modi di produzione del bosone di Higgs per masse elevate. 7
1.4 Diagrammi di Feynman relativi ai processi di fondo dominanti $pp \to b\bar{b}jj + X$. 9
1.5 Diagrammi di Feynman per un processo VBF per la produzione del bosone di Higgs associata all'irraggiamento di un fotone ad alto momento trasverso [19] 11
1.6 Diagrammi di Feynman per processi di fondo con emissione di γ ad alto p_T associato alla produzione $b\bar{b}$. 12
1.7 Distribuzioni della massa dei due jet-forward, del p_T del maggiore jet non b-taggato, del maggiore b-taggato, della massa del sistema Higgs-fotone, della differenza in pseudorapidità dei due jet non b-taggati, utilizzate per ottimizzare i tagli e migliorare il rapporto S/B 14

2.1 Veduta aerea dell'area di Ginevra con sovrapposto l'anello di LHC e i siti dei 4 esperimenti principali 17
2.2 Struttura del rivelatore CMS [20] 19
2.3 Foto del tracker prima dell'installazione in CMS [20] 21
2.4 Disposizione dei pixel detectors nel tracker di CMS 22
2.5 Layout del tracker in funzione della pseudorapidità η (1/4 di sezione lungo l'asse z) 22
2.6 Risoluzione in p_T, d_0 e z_0 del tracker al variare della pseudorapidità di singoli muoni con p_T di 1, 10 e 100 GeV/c. d_0 è il parametro d'impatto così come misurato nel piano xy, mentre z_0 è il parametro d'impatto misurato lungo l'asse z. 23
2.7 Foto calorimetro elettromagnetico 24

2.8 Foto di una Dee dell'endcap nell'ECAL in fase di costruzione. 25
2.9 Risoluzione σ_E/E di un supermodulo dell'ECAL in funzione dell'energia, come misurata durante un test con un fascio di elettroni. La serie superiore è stata ottenuta con un trigger 20×20 mm^2, l'inferiore corrisponde ad eventi selezionati all'interno di una regione 4×4 mm^2. L'energia è misurata in un array di 3×3 cristalli con l'elettrone incidente sul cristallo centrale. 26
2.10 Calorimetro adronico (barrel) [20] 27
2.11 HCAL: risoluzione dell'energia trasversa in funzione dell'energia trasversa del jet simulato per il barrel ($|\eta| < 1.4$), gli endcaps ($1.4 < |\eta| < 3.0$) e i forward-HCAL ($3.0 < |\eta| < 5.0$). I jet sono ricostruiti con il metodo a cono iterativo con raggio R = 0.5 [descritto nel paragrafo 2.4.1] 28
2.12 Alcune camere del rivelatore dei muoni contenute nel giogo del campo magnetico 29
2.13 Layout di un quarto di detector per muoni a CMS 30
2.14 Risoluzione in momento usando solamente il sistema a muoni, solamente il tracker, oppure entrambi (sistema completo) [a) barrel, $|\eta| < 0.2$; b) endcap, $1.8 < |\eta| < 2.0$]. 30
2.15 Schema dei processi paralleli fisici e simulati che portano alla costruzione di dati RAW prima e ai RECO poi. 33

3.1 Distribuzione del ΔR fra due fotoni originati dal decadimento di un mesone neutro negli eventi simulati, nell'intervallo di $\hat{p}_T$ compreso tra 600 e 800 GeV/c. 41
3.2 Distribuzione delle flag sui fotoni pre-selezionati; in verde (linea continua) sono riportate le etichette per i fotoni del campione 300 GeV/$c < \hat{p}_T <$ 380 GeV/c, in rosso (linea tratteggiata) quelle del campione 800 GeV/$c < \hat{p}_T <$ 1000 GeV/c e infine in blu (linea a puntini) per il campione 3000 GeV/$c < \hat{p}_T <$ 3500 GeV/c. 46
3.3 Distribuzione del numero di tracce con $p_T > 1.5$ GeV/c contenute in un cono di $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione dello sciame elettromagnetico per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 300 GeV/$c < \hat{p}_T <$ 380 GeV/c. . 47
3.4 Distribuzione del numero di tracce $p_T > 1.5$ GeV/c contenute in un cono di $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione dello sciame elettromagnetico per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 800 GeV/$c < \hat{p}_T <$ 1000 GeV/c. 48

3.5 Distribuzione della frazione di energia adronica per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c. 49
3.6 Distribuzione della frazione di energia adronica per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c. 50
3.7 Distribuzione delle flag sui fotoni nei diversi livelli di selezione: tagli sull'evento (N_{sel2}, par. 3.5), sull'isolamento del fotone ($N_{sel1+isol\gamma}$) e con entrambe le richieste ($N_{sel2+isol\gamma}$). In verde (linea continua) sono riportate le etichette per i fotoni del campione 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, in rosso (linea tratteggiata) quelle del campione 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e infine in blu (linea a puntini) per il campione 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c. 53
3.8 Distribuzione della variabile R9 sui fotoni pre-selezionati appartenenti al campione 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c nelle varie categorie. 54
3.9 Distribuzione della variabile R9 sui fotoni pre-selezionati appartenenti al campione 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c nelle varie categorie. 55
3.10 Distribuzione della massa dei jet $b\bar{b}$ negli eventi selezionati in 3 campioni di $\hat{p}_T$: 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c. 56
3.11 Distribuzione numero di b-jet fra quelli candidati a provenire dal decadimento dell'Higgs negli eventi dopo la selezione finale nei 3 campioni: $\hat{p}_T$: 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c. 57

Elenco delle tabelle

1.1 Sezioni d'urto a LHC ($\sqrt{s}$ = 14 TeV) per differenti modi di produzione del bosone di Higgs per piccoli valori di massa. . . 7

1.2 Sezioni d'urto a LHC per il segnale e il fondo di processi $b\bar{b}\gamma jj$ e $b\bar{b}jj$ dopo aver applicato i tagli fondamentali al livello partonico descritti nel testo [19]. Si nota come, a livello teorico, la sola richiesta di un fotone porti ad un guadagno nel rapporto segnale-fondo di un fattore 15. 13

1.3 Sezioni d'urto per il segnale e il fondo di processi $b\bar{b}\gamma jj$ e $b\bar{b}jj$ secondo i tagli ottimali 15

2.1 Alcuni parametri di LHC 18

2.2 Alcuni parametri del solenoide superconduttore di CMS 28

3.1 Contenuto dei file utilizzati come input per l'analisi, simulati e passati attraverso la fase di ricostruzione nel periodo Luglio-Agosto 2007 39

3.2 Numero di eventi analizzati (N_0), numero di eventi in cui c'è almeno un fotone ($N_{1\gamma}$), numero di eventi in cui c'è almeno un fotone e 4 jet ($N_{1\gamma 4j}$) e numero di eventi per campione che passano tutti i tagli di pre-selezione (N_{sel1}) 45

3.3 Numero di dati analizzati (N_0), luminosità integrata corrispondente ($\mathcal{L}_{int}$), numero di eventi che hanno passato i tagli di pre-selezione (N_{sel1}) inseriti nell'analyzer, numero di eventi che passano i tagli di pre-selezione e la richiesta di isolamento del fotone ($N_{sel1+isol\gamma}$), numero di eventi che hanno passato i tagli finali (N_{sel2}) descritti nel paragrafo 3.5 e numero di eventi che soddisfano i criteri di taglio stabiliti in fase di analisi dati ($N_{sel2+isol\gamma}$). 51

Capitolo 1

Introduzione Teorica

1.1 Il Modello Standard

Tutti i fenomeni noti nel mondo subnucleare sono ben descritti da una teoria di campo finita e calcolabile che prende il nome di Modello Standard (MS) [1]. Il MS descrive le interazioni forti, elettromagnetiche e deboli fra particelle, alle quali tutti i fenomeni microscopici possono essere ricondotti. Andrebbero considerate anche le interazioni gravitazionali, ma il loro impatto nei processi tra particelle, alle energie attualmente accessibili, è assolutamente trascurabile.
In questa teoria, i campi materiali (detti anche costituenti) sono fermioni elementari, privi cioè di struttura interna, con spin $\hbar/2$: i Quark e i Leptoni. Al momento si conoscono 6 tipi diversi (sapori) di Quark, con carica elettrica frazionaria rispetto a quella dell'elettrone: u,c,t con $Q = +(2/3)\,|e|$, d,s,b con $Q = -(1/3)\,|e|$. In genere i Quark sono osservati solo sotto forma di stati legati dell'interazione forte, gli Adroni, fra i quali il protone ed il neutrone sono quelli più noti. Fa eccezione il Quark t, che decade con una vita media troppo breve per potersi legare con altri Quark.
Sono stati osservati, inoltre, 6 tipi diversi di Leptoni, 3 elettricamente carichi (e, μ, τ) e 3 elettricamente neutri (ν_e, ν_μ, ν_τ).
Quark e Leptoni sono raggruppati in famiglie o generazioni, ciascuna formata da due tipi diversi di Quark, uno di carica elettrica $+2/3$ ed uno di carica $-1/3$, o da due diversi Leptoni, uno elettricamente carico ed uno neutro. L'unica differenza tra le famiglie sembra essere solo la massa, che aumenta progressivamente passando dalla prima alla terza famiglia.
Tutta la materia ordinaria (atomi) è descrivibile ricorrendo solamente ai costituenti della prima famiglia. È stata quindi una sorpresa l'aver osservato in natura l'esistenza di altre due repliche che, a parte la massa, si presentano

con identiche caratteristiche. Il MS non spiega il motivo di questa ripetizione, così come non stabilisce un limite al numero di repliche che potrebbero esistere.

Nel MS le interazioni fra i costituenti sono mediate da bosoni vettoriali (cioè con spin $\hbar$), anch'essi elementari, che prendono collettivamente il nome di bosoni di gauge: il fotone, responsabile dell'interazione elettromagnetica; i 3 bosoni W^+, W^- e Z^0, mediatori della forza debole; 8 diversi gluoni, mediatori dell'interazione forte. Tutti i costituenti sono soggetti all'interazione debole e, a parte i neutrini, all'interazione elettromagnetica. I Quark differiscono profondamente dai Leptoni in quanto i primi, a differenza dei secondi, possono interagire anche attraverso l'interazione forte.

Il MS è una generalizzazione dell'elettrodinamica quantistica, nel senso che la struttura formale della teoria e la sua consistenza interna si basano su una prescrizione di simmetria (simmetria di gauge) che estende l'invarianza di gauge ad una serie di cariche: le cariche forti (o di colore) e le cariche elettrodeboli (che includono in particolare la carica elettrica), che formano un gruppo di simmetria molto più vasto, tecnicamente indicato come $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Questa simmetria fissa in modo univoco le interazioni fra Quark, Leptoni e bosoni di gauge in modo identico per le tre famiglie, ma richiede che le masse dei costituenti e dei bosoni di gauge siano nulle. È ben noto, tuttavia, che i Quark, i Leptoni e i bosoni W e Z hanno massa, ed è per questo motivo che nel MS si introduce un nuovo elemento, la "rottura spontanea della simmetria elettrodebole", il cui scopo è quello di generare le masse.
L'origine fisica della rottura spontanea di questa simmetria in natura non è nota, e sono state formulate diverse congetture teoriche. Quella che riscuote maggior credito è, per il momento, il cosiddetto meccanismo di Higgs [2, 3], che ipotizza l'esistenza di un campo scalare (il campo di Higgs) mediato da (almeno) un bosone elementare di spin zero, il bosone di Higgs. Questa particella è dotata di accoppiamento elettrodebole ed ha una interazione diversa a seconda del tipo di Quark o di Leptone col quale interagisce. L'effetto è per l'appunto quello di generare diversi valori di massa. Questo aspetto della teoria è quello più problematico in quanto il MS non predice la massa del bosone di Higgs e quest'ultimo, per il momento, non è stato ancora osservato sperimentalmente.

Il MS è quasi sicuramente la teoria scientifica che, più di ogni altra, è stata sottoposta a verifica sperimentale. Fra i risultati più eclatanti ci sono sicuramente: la prima evidenza dell'esistenza delle correnti deboli neutre

(1973), previste dalla teoria; la scoperta del quark charm (1974), la cui esistenza era stata postulata per rendere la teoria consistente con alcuni dati sperimentali; l'osservazione diretta dei bosoni vettori W e Z da parte degli esperimenti UA1 e UA2 (1983).
A partire dal 1989, con l'entrata in funzione degli esperimenti ai collisionatori e^+e^- SLC (a Stanford) e, soprattutto, LEP (al CERN), il MS è stato sottoposto ad un programma di verifica sperimentale senza precedenti.
In oltre 15 anni di studi, grazie alla grande mole di dati raccolti, si è potuto misurare un grande numero di osservabili che hanno permesso di confermare le predizioni della teoria con precisioni del permille. Questo ha consentito di verificare per la prima volta un aspetto fondamentale della teoria, e cioè la consistenza delle correzioni radiative elettrodeboli, calcolabili nel MS in un approccio perturbativo.
Una conseguenza spettacolare di questo aspetto è stata la predizione della massa del quark top, all'epoca non ancora scoperto, sulla base del confronto fra previsioni teoriche di certe osservabili sensibili al suo valore tramite le correzioni radiative e le misure precise di LEP. In altre parole, il miglior accordo quantitativo con i dati così precisi di LEP si otteneva quando nella teoria perturbativa le correzioni radiative dovute al quark top (molto piccole ma apprezzabili) contenevano un certo valore di massa.
È sempre sulla base del confronto fra dati sperimentali molto precisi e predizioni teoriche di osservabili le cui correzioni radiative dipendono esplicitamente dalla massa di particelle non ancora osservate, che siamo portati a credere che il MS favorisca un bosone di Higgs con una massa dell'ordine dei 100 GeV. Per il momento, comunque, non si può dire molto di più ed il settore di Higgs della teoria elettrodebole rimane ancora completamente aperto.

Malgrado il grande successo sperimentale del MS alle energie attualmente accessibili, ci sono alcuni aspetti deboli della teoria che potrebbero manifestarsi già alle energie di LHC.
In particolare, la presenza di campi scalari fondamentali nella teoria determina una pericolosa instabilità rispetto alle correzioni quantistiche, che crescono come il quadrato dell'energia. Questo problema rende poco plausibile che il MS possa essere valido per energie molto al di sopra della scala delle interazioni deboli, che è di 250 GeV, e ci si aspetta quindi qualche forma di nuova fisica nella regione del TeV.
Per risolvere questo ed altri punti deboli, sono state formulate numerose estensioni teorica del Modello Standard, tra le quali la più conosciuta è sicuramente la Supersimmetria. In questo nuovo contesto ci si aspettano molte nuove particelle con masse dell'ordine del TeV/c^2. Alla chiarificazione del reale meccanismo fisico che rompe la simmetria elettrodebole ed alla ricerca

di eventuali nuove particelle, che sembra inevitabile debbano esistere nella regione del TeV, è dedicata una buona parte del programma scientifico di LHC.

1.2 Stato della ricerca del bosone di Higgs

Come già accennato nel capitolo precedente, la ricerca del bosone di Higgs è complicata dal fatto che la sua massa, M_H, non è predetta dal MS. Secondo le teorie di campo,

$$M_H = \sqrt{2\lambda} \cdot v \tag{1.1}$$

ma mentre il parametro di accoppiamento di Fermi, v, è noto

$$v = (\sqrt{2} \cdot G_F)^{(-1/2)} = 247\,\mathrm{GeV} \tag{1.2}$$

il parametro λ di auto accoppiamento è libero, rendendo impossibile qualsiasi previsione certa da parte del MS sulla massa.
I dati combinati dei quattro esperimenti condotti al LEP hanno determinato con un livello di confidenza (CL) pari al 95% che il bosone di Higgs del MS ha una massa superiore a 114 GeV/c^2 [4].
Esiste inoltre un limite superiore per la massa dell'Higgs standard attorno agli 800 GeV/c^2 legato a considerazioni teoriche di carattere generale [5, 6, 7].
L'intervallo di masse possibili dove ricercarlo resta quindi molto ampio anche se, come accennato nel paragrafo precedente, i test sugli osservabili elettrodeboli nel MS favoriscono un Higgs leggero, molto vicino al limite sperimentale raggiunto dagli esperimenti al LEP.
Per masse inferiori ai 130 GeV il decadimento $H \to b\bar{b}$ è il più probabile, mentre per masse superiori il canale $H^0 \to W^+W^-$ diventa quello favorito (Figura 1.1).
Al LEP furono sfruttati i canali $e^+e^- \to (H^0 \to b\bar{b})(Z^0 \to q\bar{q})$ — quello con branching ratio maggiore per un Higgs di 115 GeV —, $e^+e^- \to (H^0 \to b\bar{b})(Z^0 \to \nu\bar{\nu})$ — il secondo per importanza ma di difficile studio per la presenza dei neutrini —, $e^+e^- \to (H^0 \to b\bar{b})(Z^0 \to e^+e^-, \mu^+\mu^-)$ — ottimo per il bassissimo background — e i minori come importanza e significatività $e^+e^- \to (H^0 \to q\bar{q})(Z^0 \to \tau^+\tau^-)$ o $e^+e^- \to (H^0 \to \tau^+\tau^-)(Z^0 \to q\bar{q})$.
I dati del 2000, ottenuti principalmente ad energie superiori ai 205 GeV nel centro di massa, riportarono un debole segnale, statisticamente poco significativo, in corrispondenza di una massa per il bosone di Higgs vicina ai 115 GeV/c^2.
Al Tevatron, invece, le ricerche si concentrano sulla produzione associata $p\bar{p} \to VH^0$, con un bosone vettore V ($\equiv Z^0$, W) che poi decade in una coppia di leptoni o neutrini.

Secondo le teorie supersimmetriche, grazie all'apertura di nuovi canali di decadimento e prevedendo strutture diverse per la teoria del bosone di Higgs, il limite di massa raggiunto è diverso. La più semplice estensione supersimmetrica del modello, MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), introduce due doppietti di campo di Higgs e, quindi, tre bosoni neutri e due carichi, prevedendo per il più leggero una massa inferiore ai 135 GeV. Al LEP, in questo scenario, è stato posto un limite inferiore alla massa dell'Higgs neutro di 85 GeV/c^2, sempre con un CL al 95%.

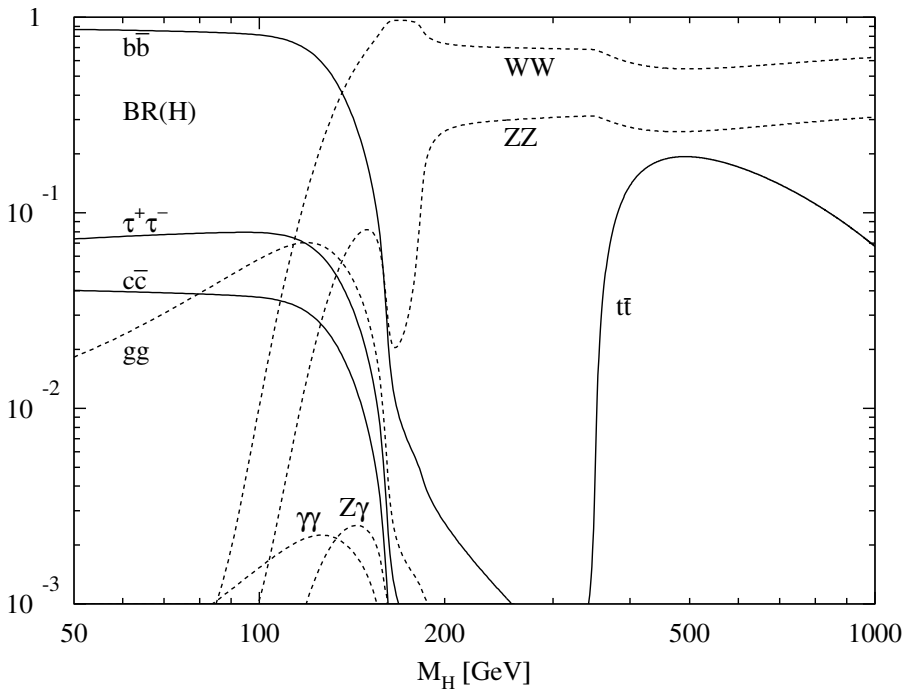

Figura 1.1: Branching Ratios di decadimento del bosone di Higgs standard in funzione della sua massa [8]

1.3 Higgs a LHC

I due esperimenti general-purpose in costruzione a LHC, ATLAS [9, 10] e CMS [11, 12, 8], sono stati ideati con l'intento di studiare un ampio spettro di canali di fisica, ma la ricerca del bosone di Higgs e della supersimmetria sono stati i fattori guida nel determinare i requisiti e le performance degli esperimenti.

1.3.1 Processi di produzione del bosone di Higgs

A LHC ci si aspetta che la produzione del bosone di Higgs possa avvenire attraverso i processi a livello partonico rapprensentati in figura 1.2.

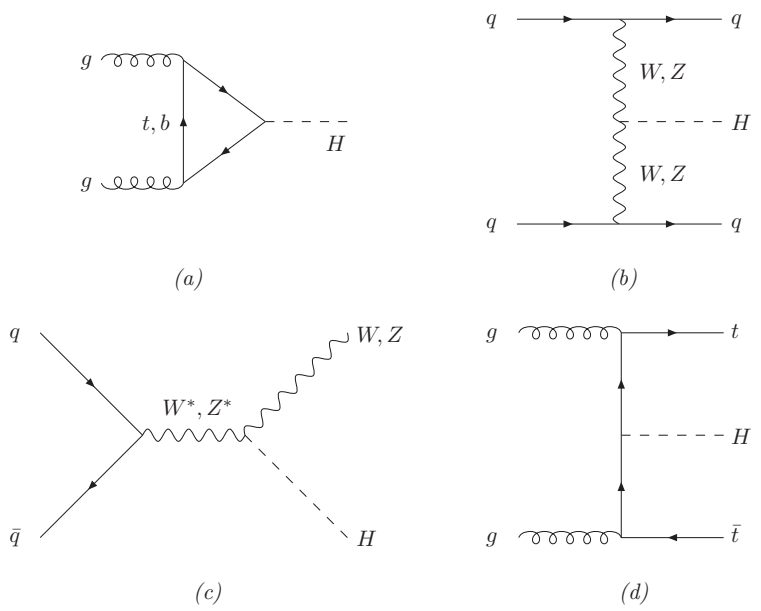

Figura 1.2: Modi di produzione del bosone di Higgs: (a) fusione di gluoni, (b) fusione bosoni-vettori (VBF), (c) Higgs-strahlung, (d) Higgs bremsstrahlung da quark top.

Questi modi di produzione hanno diverse sezioni d'urto [8] e per ciascuna, fusione di gluoni, produzione dell'Higgs associata a bosoni W o Z (VBF), produzione associata ad una coppia $t\bar{t}$, sono riportati i valori a bassa massa in tabella 1.1; per valori maggiori di massa è invece riportato un grafico dell'andamento in figura 1.3.

1.3.2 Modi di decadimento principali

I canali di decadimento più studiati, in quanto statisticamente più puliti, sono:

M_H	115 GeV/c^2	130 GeV/c^2	140 GeV/c^2	150 GeV/c^2
σ (fusione gg)	39.2 pb	31.6 pb	27.7 pb	24.5 pb
σ (fusione VBF)	4.7 pb	4.1 pb	3.8 pb	3.6 pb
σ (WH, ZH, t$\bar{t}$H)	3.8 pb	2.6 pb	2.1 pb	1.7 pb
Total σ	47.6 pb	38.3 pb	33.6 pb	29.7 pb

Tabella 1.1: Sezioni d'urto a LHC ($\sqrt{s}$ = 14 TeV) per differenti modi di produzione del bosone di Higgs per piccoli valori di massa.

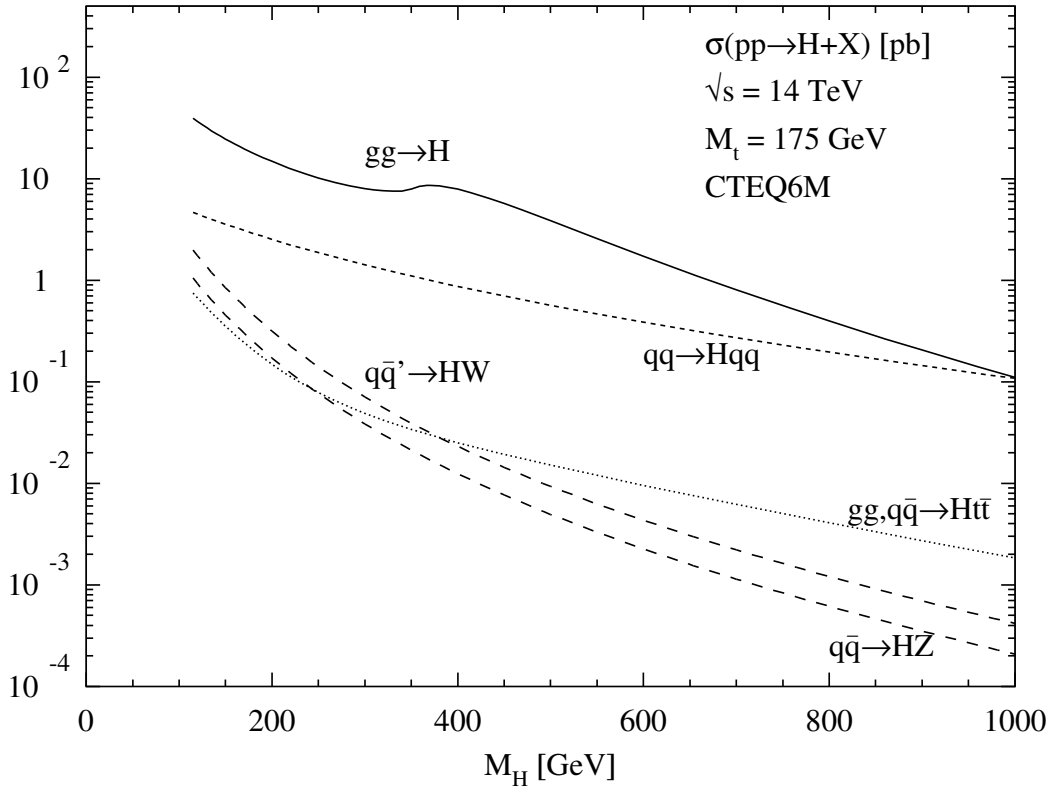

Figura 1.3: Sezioni d'urto a LHC per differenti modi di produzione del bosone di Higgs per masse elevate.

$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-e^+e^-$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$

Questi canali possiedono una segnatura molto ben definita, data dai quattro leptoni, e possiede un background relativamente piccolo; è perciò un canale molto importante per la scoperta del bosone di Higgs in un ampio spettro di masse [13].

$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$

Il decadimento in due W e, successivamente, in due leptoni visibili è il canale di scoperta del bosone di Higgs per masse comprese tra 2 m_W e 2 m_Z. In questo intervallo di masse, infatti, il Branching Ratio dell'evento $H \rightarrow WW$ è circa 1. La segnatura è caratterizzata da due leptoni e da una discreta quantità di energia mancante [14].

$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + \text{jet} + E_T^{miss}$

Questo canale è interessante soprattutto per gli studi di accoppiamento del bosone di Higgs supersimmetrico [15].

$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^\pm\nu jj$

Questo canale si è rivelato molto interessante per il range di masse medio-alte ($m_H > 300\,\text{GeV}/c^2$), ma è un buon complemento anche al canale $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$ specialmente prima dell'apertura del decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, nell'intervallo di masse $120\,\text{GeV}/c^2 < M_H < 250\,\text{GeV}/c^2$ [16].

$H \rightarrow \gamma\gamma$

Questo canale è stato studiato sin dalla fase di progettazione di LHC, data la facilità sperimentale nell'identificazione; il Branching Ratio è molto piccolo ma comunque significativo per masse che vanno dal limite raggiunto al LEP fino ad un massimo di 150 GeV [17].

Il canale di decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$, che per $M_H < 130$ GeV è quello più probabile, in un collider protone-protone come LHC crea eventi con jet ad alto p_T difficilmente distinguibili dal fondo di eventi dovuti ad effetti di CromoDinamica Quantistica (QCD). È perciò spesso trascurato nelle ricerche

sperimentali per la difficoltà che si incontra nell'isolare gli eventi di segnale.

1.3.3 Il canale $b\bar{b}$

Il canale $b\bar{b}$ abbiamo visto essere quello col Branching Ratio più favorevole per lo studio di un Higgs leggero. Ma purtroppo è molto sfavorevole la sua analisi in un collider adronico come LHC, dove il processo $pp \to b\bar{b}jj$ ha moltissimi diagrammi di Feynman che rappresentano il fondo, in quanto non passano per la fase $pp \to Hqq + X \to b\bar{b}qq + X$ (dove X rappresenta l'underlying event, cioè l'insieme di tutte le altre particelle prodotte nello stato finale, originato dagli partoni (spettatori) dei protoni iniziali).
Studi di questo processo sono stati fatti [18], ma data appunto la presenza di un fondo elevato ed ineliminabile di eventi QCD (Figura 1.4), la significatività del segnale, definita come $S/\sqrt{B}$ (dove S è il numero di eventi di segnale selezionati e B il numero di eventi di fondo), è bassa anche ad alte luminosità.

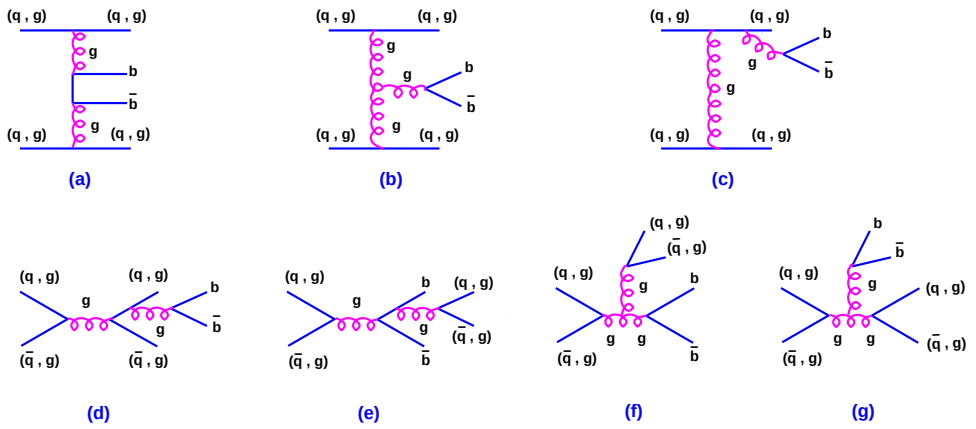

Figura 1.4: Diagrammi di Feynman relativi ai processi di fondo dominanti $pp \to b\bar{b}jj + X$.

Il segnale più sicuro per la rivelazione del bosone di Higgs è lo stesso che è sempre stato applicato per la scoperta di una nuova particella: un picco nella massa invariante dei suoi prodotti di decadimento. Questo picco può essere rivelato anche senza uno studio Monte-Carlo del background, in quanto il fondo combinatorio sottostante può anche essere determinato interpolando la distribuzione nelle bande laterali. Per misure più approfondite, come l'accoppiamento o lo spin-parità, è necessaria una completa simulazione

Monte-Carlo per stimare la sezione d'urto e le caratteristiche delle distribuzioni del segnale e del fondo. Per farle è necessario uno studio completo di tutti i processi possibili che contribuiscono alle configurazioni dell'evento.

1.4 Studio di eventi con produzione di $H \to b\bar{b}$ con associato un fotone ad alto p_T

Un tentativo di sfruttare il canale $b\bar{b}$, inserendo come ulteriore richiesta la presenza di un fotone ad alto p_T associato all'evento, è stato proposto in un recente lavoro teorico [19].
In questo lavoro è stato mostrato che, in caso di produzione tramite VBF, la richiesta di un fotone ad alto p_T associato all'evento $H \to b\bar{b}$

$$pp \to H\gamma jj + X \to b\bar{b}\gamma jj + X \tag{1.3}$$

migliora sensibilmente il rapporto $S/\sqrt{B}$. I diagrammi rilevanti per il segnale sono mostrati in figura 1.5.

Come si può vedere in fig. 1.5, il fotone può essere irraggiato da qualsiasi particella carica; potrebbe anche essere irraggiato dai quark del decadimento dell'Higgs, ma questo determinerebbe una massa invariante dei due b-jet del decadimento significativamente più bassa della massa dell'Higgs: tali eventi verrebbero scartati in un'analisi in cui si ritaglia una finestra attorno al picco di massa invariante e sono pertanto stati qui trascurati.
In figura 1.6 vengono invece mostrati i diagrammi di Feynman relativi al fondo irriducibile di QCD dominante. In questi processi si può notare come sia presente una grande quantità di gluoni, che non sono accoppiati al fotone. L'emissione di un γ ad alto momento trasverso può avvenire ovviamente anche a livello di eventi di fondo, ma, come è stato mostrato in [19], questa richiesta assieme alla quella di avere 2 jet forward, tipica di eventi VBF, permette una soppressione del fondo in misura molto maggiore rispetto alla riduzione del segnale, permettendo una migliore distinzione degli eventi interessanti. In questo modo si migliora anche l'efficienza del trigger, limitando notevolmente il numero di casi selezionati sul totale; però, si riduce notevolmente anche la statistica degli eventi interessanti, abbattendo la sezione d'urto di un fattore $\sim \alpha_{EM}$, ed è richiesta quindi una maggiore luminosità integrata.

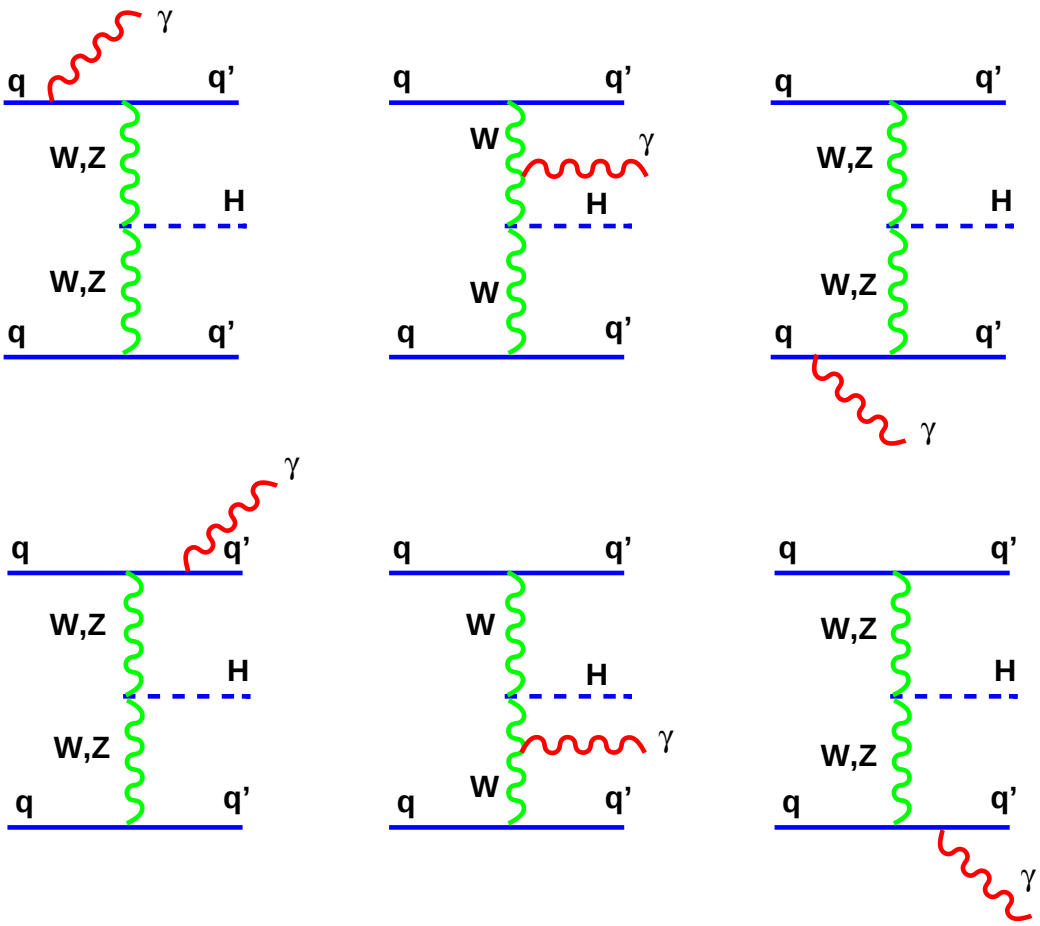

Figura 1.5: Diagrammi di Feynman per un processo VBF per la produzione del bosone di Higgs associata all'irraggiamento di un fotone ad alto momento trasverso [19]

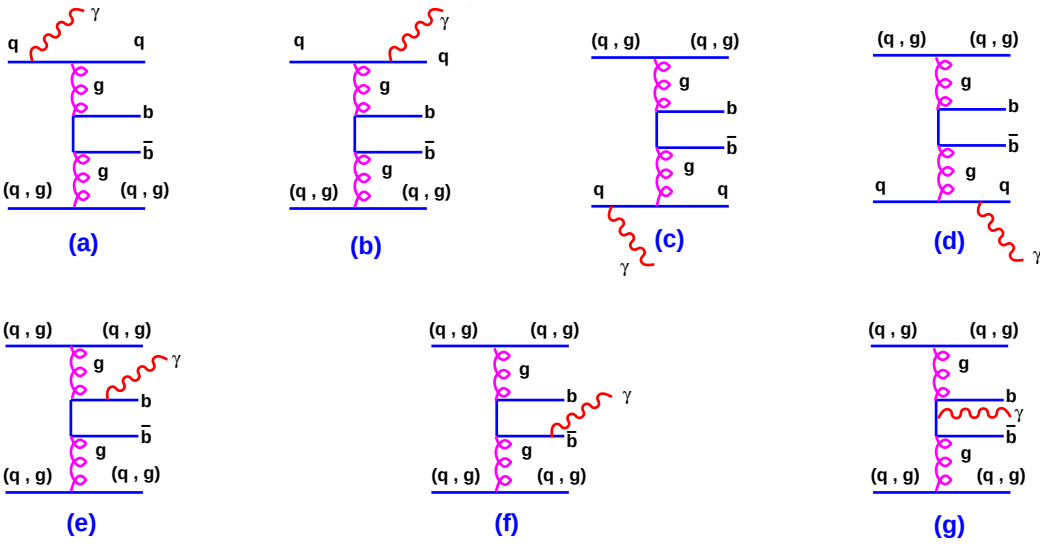

Figura 1.6: Diagrammi di Feynman per processi di fondo con emissione di γ ad alto p_T associato alla produzione $b\bar{b}$.

1.4.1 Selezione del segnale

Nell'articolo [19] sono state studiate configurazioni a livello partonico che potrebbero permettere lo studio sperimentale del processo rimuovendo alcuni dei problemi del canale $b\bar{b}$.
La richiesta fondamentale è di un evento con 4 jet e un fotone isolato; due jet sono originati da quark leggeri, e per essi sono stati proposti i tagli:

- momento trasverso di ciascuno: $p_T^j \geq 30$ GeV;
- massa invariante complessiva: $m_{jj} > 400$ GeV;
- pseudorapidità massima di ciascuno : $|\eta_j| \leq 5$;
- separazione tra i due jet: $\Delta R_{ik} \geq 0.7$ (Eq. 2.4);

mentre gli altri due jet, candidati ad essere i prodotti del decadimento del bosone di Higgs, devono avere:

- $p_T^b \geq 30$ GeV;
- $|\eta_b| \leq 2.5$.

Per il fotone, invece, sono stati studiati due insiemi di tagli:

- $|\eta_\gamma| \leq 2.5$;

- $p_T^\gamma \geq 20$ GeV oppure $p_T^\gamma \geq 30$.

Le sezioni d'urto del segnale e del fondo, dopo questi tagli di base degli eventi, sia del processo con che quello privo del fotone, sono riportati nella tabella 1.2 per tre valori distinti della massa dell'Higgs.

	p_T^γ	$m_H = 120$ GeV	$m_H = 130$ GeV	$m_H = 140$ GeV
$\sigma[H(\to b\bar{b})\gamma jj]$	20 GeV	9.3(1) fb	7.4(1) fb	4.74(7) fb
	30 GeV	6.54(7) fb	5.2(1) fb	3.31(3) fb
$\sigma[b\bar{b}\gamma jj]$	20 GeV	406(2) fb	405(4) fb	389(1) fb
	30 GeV	260.5(7) fb	257.9(6) fb	251.8(7) fb
$\sigma[H(\to b\bar{b})jj]$		727(2) fb	566(2) fb	363(1) fb
$\sigma[b\bar{b}jj]$		593.7(5) pb	550.5(5) pb	505.6(4) pb

Tabella 1.2: Sezioni d'urto a LHC per il segnale e il fondo di processi $b\bar{b}\gamma jj$ e $b\bar{b}jj$ dopo aver applicato i tagli fondamentali al livello partonico descritti nel testo [19]. Si nota come, a livello teorico, la sola richiesta di un fotone porti ad un guadagno nel rapporto segnale-fondo di un fattore 15.

1.4.2 Tagli ottimizzati

Nell'articolo [19] sono stati proposti anche tagli più stringenti, con lo scopo di migliorare ulteriormente la significatività del rapporto segnale su fondo. Sono stati ottenuti studiando le distribuzioni 1.4 rappresentate in Figura 1.7.

$$\frac{d\sigma}{dm_{jj}}, \frac{d\sigma}{dp_T^{j1}}, \frac{d\sigma}{dp_T^{b1}}, \frac{d\sigma}{dm_{\gamma H}}, \frac{d\sigma}{|\Delta\eta_{jj}|} \tag{1.4}$$

Si nota che una certa somiglianza nella forma delle distribuzioni di queste variabili per gli eventi con o senza il fotone associato. Esistono però anche interessanti differenze, che possono permettere di ottimizzare i tagli.

La richiesta nel processo $pp \to (H \to b\bar{b})jj$ della presenza di un fotone ad alto p_T, come si può notare, rende più piatta la distribuzione della massa dei due jet del segnale (Figura 1.7, primo plot in alto), mentre invece restano sovrapposte le curve del fondo, con o senza fotone. Perciò aumentare la massa invariante minima dei due jet non implica una drammatica riduzione del segnale, ma aiuta nella soppressione del background.
Inoltre, come si può vedere, con l'aggiunta di un fotone, la distribuzione

$$\frac{d\sigma}{d|\Delta\eta_{jj}|},$$

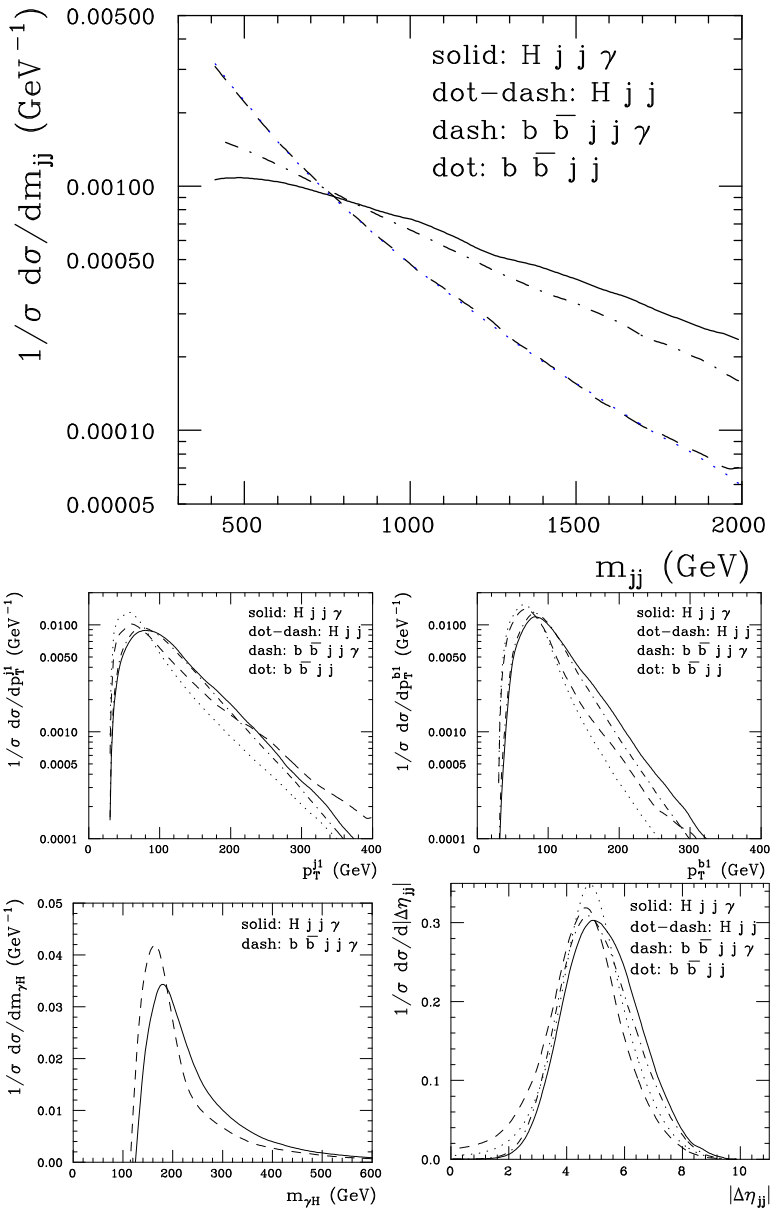

Figura 1.7: Distribuzioni della massa dei due jet-forward, del p_T del maggiore jet non b-taggato, del maggiore b-taggato, della massa del sistema Higgs-fotone, della differenza in pseudorapidità dei due jet non b-taggati, utilizzate per ottimizzare i tagli e migliorare il rapporto S/B

dove $|\Delta\eta_{jj}| = |\eta_{j1} - \eta_{j2}|$, è leggermente traslata verso più grandi valori di $|\Delta\eta_{jj}|$ per il segnale, mentre invece si muove in verso opposto per il fondo, permettendo di fare dei tagli efficaci sulla separazione in η. Allo stesso modo, osservando gli altri plot della fig. 1.7, si nota come p_T e $m_{\gamma H}$ siano più elevati per il segnale.
Studiando questi effetti, è stato proposto quindi un set di tagli ottimizzati, in aggiunta ai precedenti fondamentali:

- $m_{jj} \geq 800$ GeV
- momento trasverso di almeno 1 dei due jet leggeri: $p_T^{j1} \geq 60$ GeV/c
- momento trasverso di almeno 1 dei due jet b-taggati: $p_T^{b1} \geq 60$ GeV/c
- $|\Delta\eta_{jj}| > 4$
- massa del sistema γH: $m_{\gamma H} \geq 160$ GeV/c^2
- separazione del fotone: $\Delta R_{\gamma b/\gamma j} \geq 1.2$

Con queste richieste aggiuntive sono state trovate le sezioni d'urto riportate in tabella 1.3.
Come si può vedere quindi in tabella 1.3, mentre la richiesta di un fotone

	$p_T^{\gamma,cut}$	$m_H = 120$ GeV	$m_H = 130$ GeV	$m_H = 140$ GeV
$\sigma[H(\rightarrow b\bar{b})\gamma jj]$	20 GeV	3.59(7) fb	2.92(4) fb	1.98(3) fb
	30 GeV	2.62(3) fb	2.10(2) fb	1.50(3) fb
$\sigma[b\bar{b}\gamma jj]$	20 GeV	33.5(1) fb	37.8(2) fb	40.2(1) fb
	30 GeV	25.7(1) fb	27.7(1) fb	28.9(2) fb
$\sigma[H(\rightarrow b\bar{b})jj]$		320(1) fb	254.8(6) fb	167.7(3) fb
$\sigma[b\bar{b}jj]$		103.4(2) pb	102.0(2) pb	98.4(2) pb

Tabella 1.3: Sezioni d'urto per il segnale e il fondo di processi $b\bar{b}\gamma jj$ e $b\bar{b}jj$ secondo i tagli ottimali

extra con $p_T^{\gamma} \geq 20$ GeV nello stato finale induce una riduzione di un fattore 100 per il rate del segnale rispetto all'evento senza fotone associato, permette al contempo di sopprimere di un fattore 2500 il fondo.
Questi risultati ottenuti in [19] si basano però su studi effettuati a livello partonico e rimane il dubbio che l'evento reale, molto complesso a causa dell'adronizzazione, renda vana la ricerca.
Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di verificare la fattibilità di questa analisi con un rivelatore reale, cercando innanzitutto di capire se sarà

possibile identificare correttamente il fotone richiesto e cercare di capire se effettivamente proviene preferenzialmente dai diagrammi rappresentati in figura 1.5.
In questa tesi si è cercato anche di valutare l'impatto che hanno i fotoni originati dal decadimento di adroni quali π^0 ed η, prodotti copiosamente a LHC, che non sono stati considerati in [19] in quanto provenienti appunto dai fenomeni di adronizzazione dei partoni.

Capitolo 2

LHC e CMS

2.1 Caratteristiche principali di LHC

Figura 2.1: Veduta aerea dell'area di Ginevra con sovrapposto l'anello di LHC e i siti dei 4 esperimenti principali

I fisici sono come i bambini di 3 anni: l'unico modo che hanno per divertirsi con i loro giocattoli è romperli in mille pezzetti.

Il Large Hadron Collider (LHC), in corso di messa in opera presso i laboratori del CERN a Ginevra, rappresenta lo stato dell'arte nel campo degli acceleratori di particelle. Sarà il più grande e potente acceleratore mai costruito, e si hanno grandi aspettative circa la quantità e la qualità delle nuove informazioni da esso ottenibili per migliorare la comprensione del mondo subnucleare.

Alcuni parametri rilevanti di questo collisionatore sono riportati nella tabella 2.1. Per gli ioni pensanti (H-I) è riportata la luminosità per collisioni Pb-Pb:

		pp	H-I
Energia per nucleone (TeV)	E	7	2.76
Luminosità di disegno ($cm^{-2}s^{-1}$)	$\mathcal{L}$	10^{34}	10^{27}
Separazione pacchetti (ns)		25	100
Numero di pacchetti	k_B	2808	592
Numero di particelle per pacchetto	N_p	1.15×10^{11}	7.0×10^{7}
Numero di collisioni per incrocio	n_c	≈ 20	—
Fattore relativistico γ per i p	7461		
Circonferenza	27 Km		
Campo magnetico dipoli	8.33 T		
Punti di incrocio	4		
Numero di dipoli magnetici	1232		
Numero di quadrupoli magnetici	520		
Numero di esapoli magnetici	2464		
Numero di ottupoli magnetici	1232		

Tabella 2.1: Alcuni parametri di LHC

Gli esperimenti principali costruiti per LHC sono quattro: LHCb (dedicato allo studio della violazione della simmetria CP), Alice (ottimizzato per la ricerca e lo studio dello stato di quark-gluon-plasma, in collisioni fra ioni pesanti), CMS e ATLAS (che per la loro natura "multipurpose" affronteranno una grande varietà di argomenti, in particolare la ricerca del bosone di Higgs, di particelle supersimmetriche o di altre manifestazioni di fisica oltre il Modello Standard).
Lo studio descritto in questa tesi è stato effettuato all'interno di un gruppo di lavoro di CMS, per cui ci si limita solo ad una descrizione breve di questo apparato sperimentale.

2.2 CMS

Il rivelatore CMS (Compact Muon Solenoid) [11, 12, 8] è frutto di una collaborazione di oltre 2600 scienziati appartenenti a più di 180 istituzioni diverse, come università e centri di ricerca.
Le dimensioni complessive ammontano a 21.6 m di lunghezza, 14.6 m di diametro per un peso di 12500 tonnellate. CMS è dotato di un campo magnetico di 4 T, prodotto da un solenoide superconduttore lungo 13 m e con

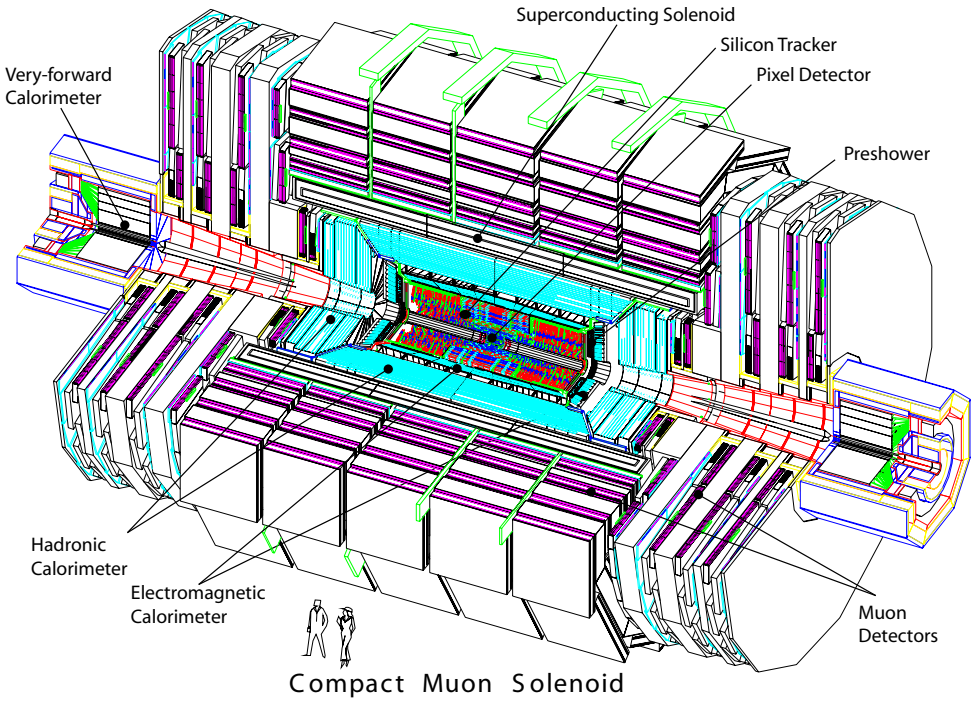

Figura 2.2: Struttura del rivelatore CMS [20]

un diametro di 5.9 m. La parte centrale, detta barrel, è suddivisa in 5 ruote, numerate dalla -2 alla +2. Ai capi del barrel ci sono due endcaps, composti a loro volta da tre dischi. Al di là degli endcaps troviamo due calorimetri adronici, i Very Forward Calorimeters, che servono per coprire quanto più possibile le zone a basso angolo.
Ogni ruota del barrel ha una struttura stratificata, in cui ogni parte è specializzata nel riconoscimento di diversi tipi di particelle. Partendo dall'interno e portandoci verso l'esterno incontriamo nell'ordine:

- il tracker, che è il rivelatore di tracce lasciate da particelle elettricamente cariche;
- il calorimetro elettromagnetico (ECAL), il cui compito è quello di rivelare e misurare l'energia di fotoni ed elettroni;
- il calorimetro adronico (HCAL), per la ricostruzione dei jet adronici e per garantire una copertura calorimetrica ermetica su buona parte dell'angolo solido;
- il magnete superconduttore, che genera il campo magnetico per effettuare misure di momento delle particelle cariche;
- le camere per la rivelazione dei muoni, disposte all'interno del giogo di ferro che confina il campo magnetico.

La stessa struttura di rivelatori si ripete in modo analogo negli endcaps.

2.2.1 Il sistema di coordinate convenzionali in CMS

Il sistema di coordinate adottato da CMS ha l'origine centrata nel punto nominale di collisione all'interno dell'esperimento, l'asse y che punta verticalmente verso l'alto e l'asse x che punta radialmente verso l'interno in direzione del centro dell'anello di LHC. Perciò l'asse z è diretto come il fascio e guarda verso la catena del Jura dal punto 5 di LHC.
L'angolo azimutale ϕ è misurato partendo dall'asse x sul piano x-y; l'angolo polare θ è misurato dall'asse z. La pseudorapidità è definita come

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \tag{2.1}$$

Il momento e l'energia misurati trasversalmente alla direzione del fascio, denotati con p_T ed E_T rispettivamente, sono calcolati sulle componenti x ed y degli stessi.

2.2.2 Il tracker

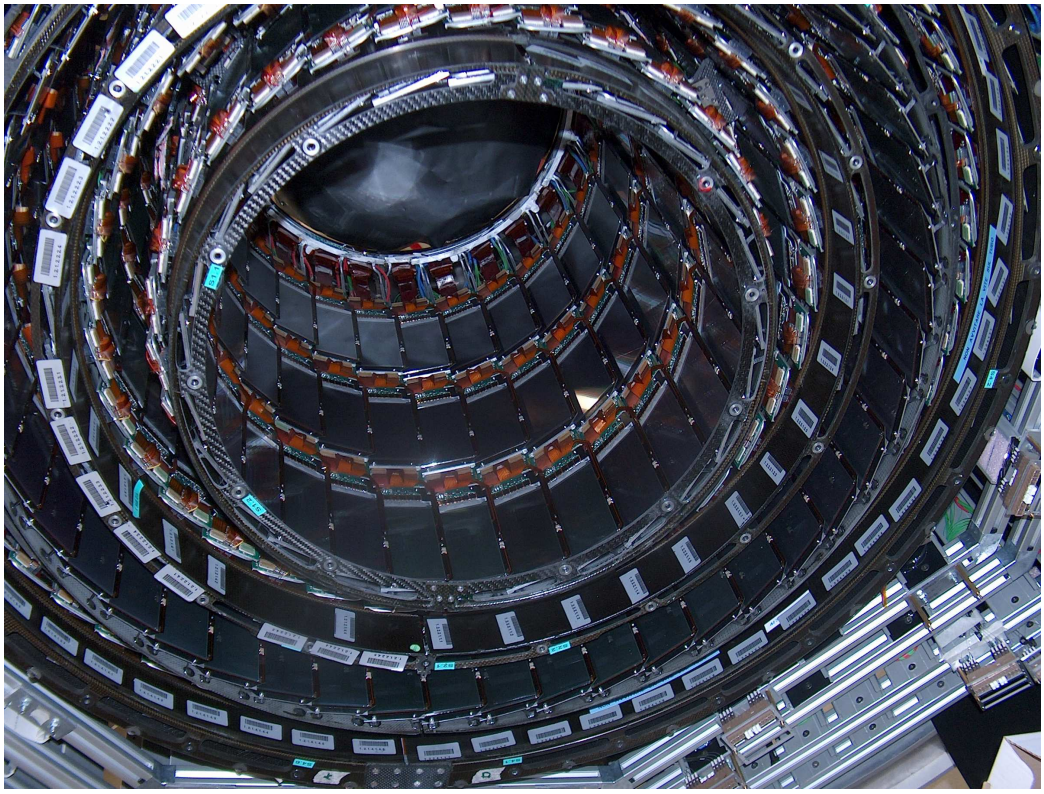

Figura 2.3: Foto del tracker prima dell'installazione in CMS [20]

Il tracker è il componente del rivelatore più vicino alla zona dove avvengono le collisioni ed è quindi sottoposto ad intenso irraggiamento. Il suo scopo è di ricostruire la traccia lasciata dal passaggio di una particella carica, affinché da questa si possa ricavare il momento grazie alla curvatura nel campo magnetico. È di forma cilindrica: 110 cm di raggio e 540 cm di lunghezza. È in grado di rivelare particelle nell'intervallo di pseudorapidità $-2.5 < |\eta| < 2.5$.
Una caratteristica fondamentale è il breve tempo di risposta, per evitare il cosiddetto pile-up, fenomeno di sovrapposizione del segnale di più eventi separati temporalmente che complica notevolmente l'analisi dei dati.
Vicino alla zona dell'urto partonico, dove il flusso di particelle è massimo ($\approx 10^7$/s ad una distanza di 10 cm), sono utilizzati dei pixel detectors, dispositivi a semiconduzione ad elevata tensione di polarizzazione, delle dimensioni ciascuno di $100 \times 150\,\mu\text{m}^2$. Nella zona del barrel sono montati su 3 cilindri alle distanze medie di 4.4 cm, 7.3 cm e 10.2 cm, mentre ai capi sono installati

2 dischi per ciascun endcap (Figura 2.4).
Nella regione intermedia ($20 < r < 55$ cm), il flusso di particelle si è sufficien-

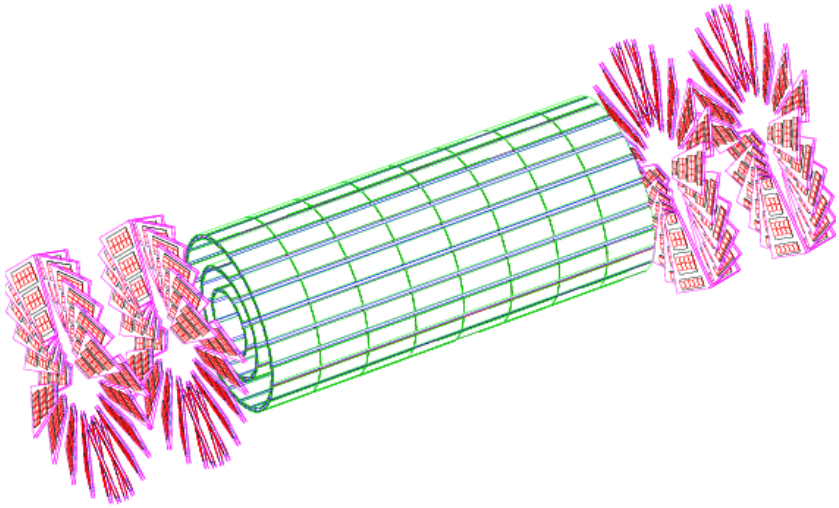

Figura 2.4: Disposizione dei pixel detectors nel tracker di CMS

temente indebolito da permettere l'uso di microstrip di silicio, che formano celle delle dimensioni di 10 cm $\times$ 80 μm. Nelle regioni esterne ($r > 55$ cm) del tracker si usano microstrip di dimensioni maggiori, aventi dimensioni minime di 25 cm $\times$ 180 μm. L'area complessiva coperta dai pixel detectors è di ~ 1 m^2, mentre quella coperta dalle silicon strips è ~ 200 m^2.
Il layout complessivo del tracker, con la copertura in pseudorapidità η, è riprodotto nella figura 2.5, mentre alcune performance sono graficate in figura 2.6.

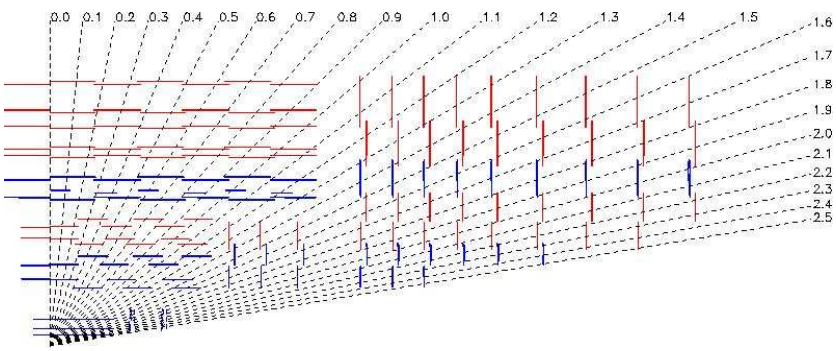

Figura 2.5: Layout del tracker in funzione della pseudorapidità η (1/4 di sezione lungo l'asse z)

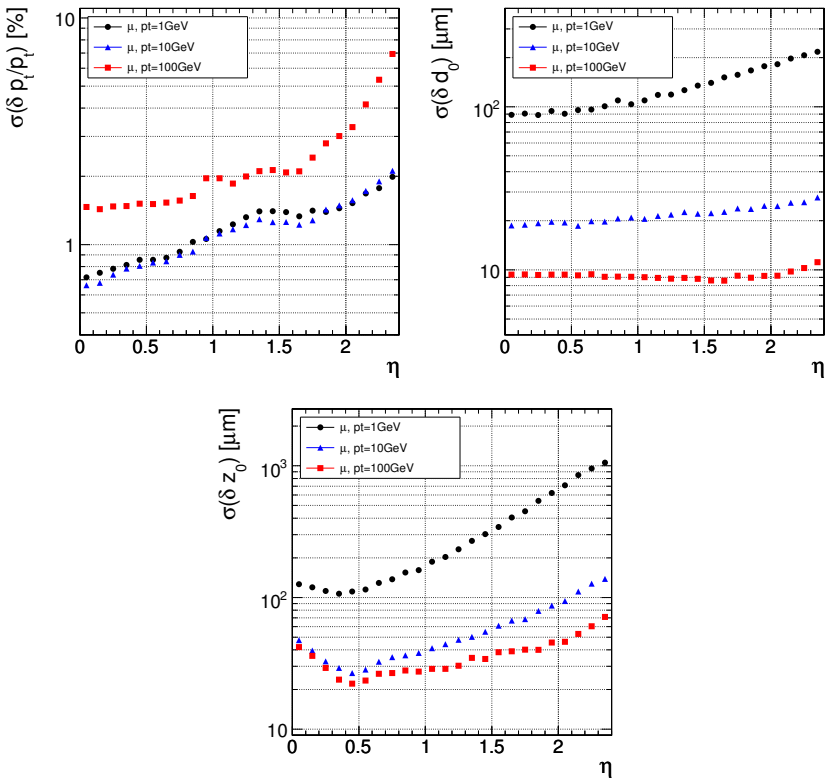

Figura 2.6: Risoluzione in p_T, d_0 e z_0 del tracker al variare della pseudorapidità di singoli muoni con p_T di 1, 10 e 100 GeV/c. d_0 è il parametro d'impatto così come misurato nel piano xy, mentre z_0 è il parametro d'impatto misurato lungo l'asse z.

2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

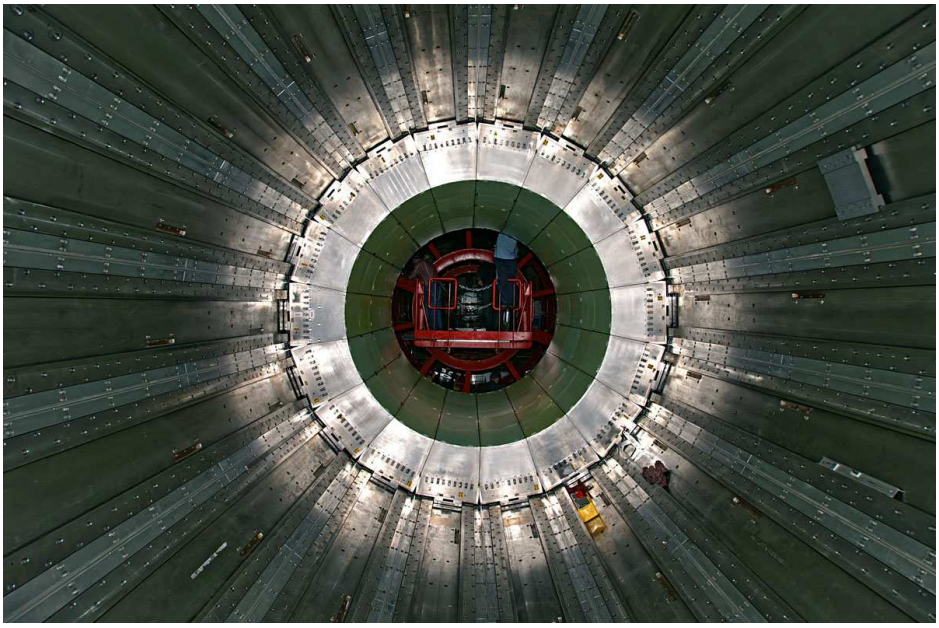

Figura 2.7: Foto calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) ha la funzione di rivelare e misurare l'energia di fotoni ed elettroni. È composto da 61200 cristalli scintillatori di $PbWO_4$ nella parte del barrel (Figura 2.7), e da 7324 cristalli dello stesso materiale in ciascun endcap (Figura 2.8). Il barrel ha un raggio di 129 cm ed è strutturato in 36 supermoduli identici, ciascuno dei quali copre metà lunghezza complessiva, corrispondente ad un intervallo in pseudorapidità di $0 \leq |\eta| \leq 1.479$. La sezione frontale dei cristalli è di 22×22 mm^2, per una lunghezza di 230 mm (nb: la lunghezza di radiazione è di 0.89 cm)
Gli endcaps, ad una distanza di 314 cm dal vertice, coprono pseudorapidità nel range $1.479 < |\eta| < 3.0$, e sono strutturati come due "Dees", piatti semicircolari in alluminio nel quale sono ricavati i posti per strutture di 5×5 cristalli denominate supercristalli. Le performance di ciascun supermodulo sono state misurate con un fascio di test e i risultati sono riportati in figura 2.9. La risoluzione in energia è stata parametrizzata in funzione dell'energia della particella incidente secondo l'equazione:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{2.2}$$

dove S è il termine stocastico, N il rumore dell'elettronica e C una costante

Figura 2.8: Foto di una Dee dell'endcap nell'ECAL in fase di costruzione.

che parametrizza ad esempio l'intercalibrazione dei cristalli.

2.2.4 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico ha come scopo principale la misura dell'energia dei jet di adroni originati nella collisione tra i partoni dei protoni del fascio. In generale, i rivelatori in funzione presso i collisionatori adronici sono progettati per coprire quanto più angolo solido possibile con calorimetri. Il motivo principale è quello di avere una conoscenza quanto più completa possibile del flusso in energia nel singolo evento, e poter valutare la presenza di neutrini energetici o di particelle debolmente interagenti, attraverso considerazioni quantitative su eventuale energia e momento apparentemente mancanti (E_T^{miss}).
Il calorimetro adronico di CMS (HCAL) è un calorimetro a campionamento. Il barrel è composto da 2304 torri, fatte di piani di scintillatore plastico (4 mm di spessore) intervallati da piani di rame (50 mm di spessore), che coprono l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.4$, con una segmentazione $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. La parte più esterna, necessaria per migliorare la risoluzione calorimetrica dell'E_T^{miss}, contiene anch'essa scintillatori con uno spessore di 10 mm, che coprono la regione $|\eta| < 1.26$, raggruppati in set-

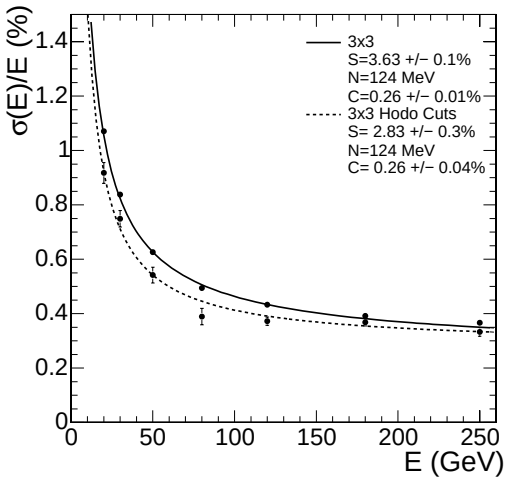

Figura 2.9: Risoluzione σ_E/E di un supermodulo dell'ECAL in funzione dell'energia, come misurata durante un test con un fascio di elettroni. La serie superiore è stata ottenuta con un trigger 20×20 mm^2, l'inferiore corrisponde ad eventi selezionati all'interno di una regione 4×4 mm^2. L'energia è misurata in un array di 3×3 cristalli con l'elettrone incidente sul cristallo centrale.

tori di 30° corrispondenti alla struttura delle camere per la rivelazione dei muoni. Infine, ogni endcap del calorimetro adronico consiste in 2304 torri con segmentazione che varia tra 0.087 e 0.35 (in η) a seconda della posizione espressa come pseudorapidità.
La copertura nell'intervallo $1,4 < |\eta| < 3.0$ è garantita dagli endcaps. Le 5 torri a più basso η possiedono una segmentazione di 5° in ϕ e 0.087 in η, mentre quelle per le pseudorapidità maggiori sono segmentate di 10° in ϕ e con valori compresi tra 0.09 e 0.35 in η.
Una copertura per valori di pseudorapidità $3.0 < |\eta| < 5.0$ è fornita dal forward-HCAL, composto da 900 torri in acciaio e fibre di quarzo con segmentazione media $\Delta\eta \approx 0.175$.
La risoluzione dell'energia trasversa mancante media è data da

$$\langle E_T^{miss} \rangle \approx 1.25\sqrt{\Sigma E_T} \tag{2.3}$$

come visibile in Figura 2.11.

2.2.5 Il magnete superconduttore

Il magnete di CMS è costituito da un solenoide superconduttore di 6 m di diametro e 13 m di lunghezza, raffreddato con elio liquido a 4.4 K; il campo

Figura 2.10: Calorimetro adronico (barrel) [20]

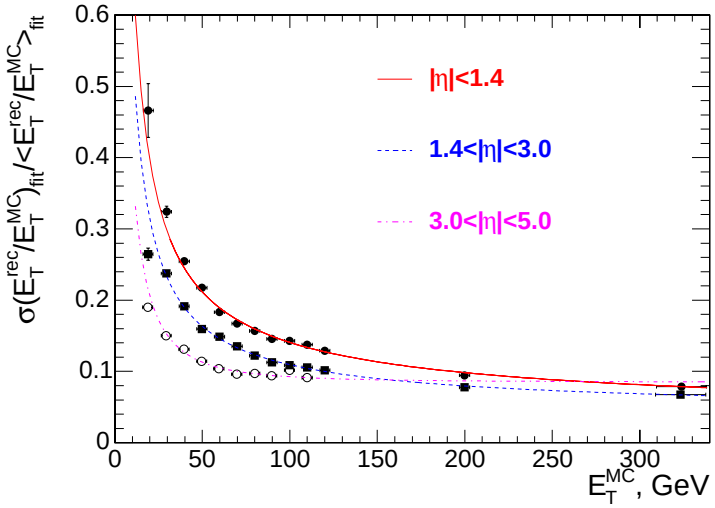

Figura 2.11: HCAL: risoluzione dell'energia trasversa in funzione dell'energia trasversa del jet simulato per il barrel ($|\eta| < 1.4$), gli endcaps ($1.4 < |\eta| < 3.0$) e i forward-HCAL ($3.0 < |\eta| < 5.0$). I jet sono ricostruiti con il metodo a cono iterativo con raggio R = 0.5 [descritto nel paragrafo 2.4.1]

generato è di 4 Tesla. Il conduttore è costituito da sottili filamenti di una lega di Niobio e Titanio immersi in una matrice di rame, circondata da alluminio ad alto grado di purezza.
Il ritorno delle linee di campo del solenoide avviene all'interno di un giogo di ferro, nel quale il campo magnetico, diretto in verso opposto, è notevolmente più debole, pari a circa 2 T, che corrisponde alla saturazione del ferro. All'interno del giogo è installato il rivelatore per i muoni.
La mappatura del campo è stata effettuata con una precisione di una parte su 10^4.

Campo	4 T
Alesaggio interno	5.9 m
Lunghezza	12.9 m
Numero di spire	2168
Corrente	19.5 kA
Energia immagazzinata	2.7 GJ
Stress sul telaio	64 atm

Tabella 2.2: Alcuni parametri del solenoide superconduttore di CMS

2.2.6 Il sistema di rivelazione dei muoni

Figura 2.12: Alcune camere del rivelatore dei muoni contenute nel giogo del campo magnetico

Il sistema per la rivelazione dei muoni, ospitato nel giogo di ritorno del campo magnetico, è diviso in due parti: il barrel, che copre fino ad $|\eta|$ pari a 1.2, composto da 4 stazioni concentriche consistenti complessivamente di 250 camere, e gli endcap detectors ($1.2 < |\eta| < 2.4$) composti da 4 dischi ciascuno perpendicolari alla direzione del fascio.
Per identificare e misurare i muoni sono utilizzati tre tipi di detector a gas: nel barrel, dove l'occupanza è più bassa, sono impiegate delle camere a deriva, mentre negli endcaps, dove il rate è maggiore, sono impiegate delle cathode-strip chambers (CSC). In entrambe le parti sono impiegate, per avere un sistema di rivelazione e trigger ridondante, delle resistive-plate chambers (RPC) (Figura 2.13).
In figura 2.14 sono riportati dei grafici della risoluzione in momento del sistema di rivelazione dei muoni nella regione centrale e in avanti.

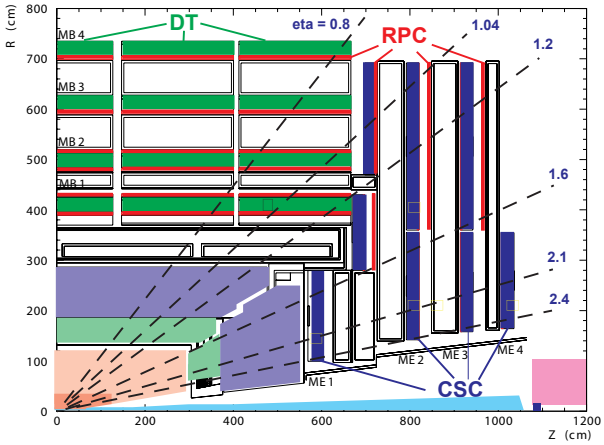

Figura 2.13: Layout di un quarto di detector per muoni a CMS

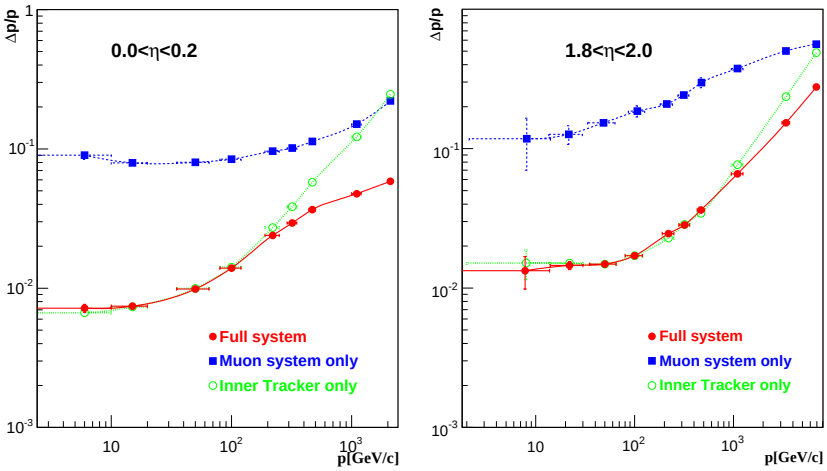

Figura 2.14: Risoluzione in momento usando solamente il sistema a muoni, solamente il tracker, oppure entrambi (sistema completo) [a) barrel, $|\eta| < 0.2$; b) endcap, $1.8 < |\eta| < 2.0$].

2.2.7 Trigger e sistema di acquisizione dati

La complessità e le dimensioni di un progetto come CMS ad LHC richiedono alle spalle un'ingente disponibilità di risorse per l'elaborazione e l'analisi: la frequenza di incrocio dei fasci sarà di 40 MHz e le stime prevedono che alla luminosità di progetto le collisioni saranno circa 20 per ogni incrocio. Attualmente, secondo la tecnologia implementata in CMS, la frequenza massima di eventi acquisibili e registrabili su supporti permanenti è di circa 100 Hz.
È quindi indispensabile la presenza di "filtri" che permettano di acquisire solo gli eventi interessanti all'interno della moltitudine prodotta. È questo il compito del trigger, che in CMS è strutturato su due livelli. Il primo livello è hardware e raccoglie velocemente una parte delle informazioni dei calorimetri e delle camere a μ. I dati accettati dal primo livello avranno una frequenza di circa 100 KHz e saranno inviati su una farm di computer dedicata. Su questa farm verrà operato un secondo livello di selezione, basato su algoritmi software veloci e per questo più grezzi di quelli che sono poi usati nelle ricostruzioni offline.
Nonostante l'enorme riduzione effettuata dai due livelli di trigger, la mole di dati da archiviare sarà comunque impressionante, attestandosi su un valore di oltre un petabyte all'anno.
Funzioni di trigger rilevanti per una ricerca come quella qui discussa saranno quelle che coinvolgeranno i fotoni e i jet. Soglie tipiche per il trigger di fotoni singoli isolati sono: $E_T > 23$ GeV per il primo livello ed $E_T > 80$ GeV per l'HLT. A questi si aggiungeranno i trigger multijet e jet+fotone, che non sno ancora state finalizzate in CMS, ma permetteranno sicuramente di recuperare fotoni anche ad $E_T < 80$ GeV [12]. In ogni caso, in questo lavoro di tesi, che vuole essere uno studio preliminare di fattibilità e non un'analisi completa di un canale di fisica, non è stata presa in considerazione alcuna selezione di trigger.

2.2.8 Il software e l'elaborazione dei dati

Il software di CMS deve coprire un ampio range di attività, che vanno dalla progettazione, valutazione, costruzione e calibrazione del detector, all'immagazzinamento, accesso, ricostruzione e analisi dei dati. L'utilizzo degli stessi deve essere inoltre permesso a tutti gli scienziati impegnati in questi compiti.
La struttura del software di CMS deve adattarsi anche alle esigenze di lavoro globali: tutti i gruppi di lavoro che partecipano al progetto avranno accesso

ai dati e per esigenze di backup questi dati saranno conservati in più sedi.
Data l'estensione globale del progetto e le elevate necessità di computing, i vincoli sulla struttura del software sono stati molteplici: il supporto a più ambienti, la possibilità di riutilizzare il codice anche in altri esperimenti, la facilità di trasporto su nuove macchine più performanti e infine la facilità d'uso per i ricercatori, quindi una intrinseca flessibilità dei programmi.
La generazione degli eventi è effettuata da programmi Monte-Carlo e produce sostanzialmente dei quadrivettori associati alle particelle prodotte in un'interazione p-p simulata. Nella successiva fase di simulazione queste particelle sono fatte interagire virtualmente con una ricostruzione del rivelatore, grazie al pacchetto software GEANT4 [21]. La simulazione, ricostruzione ed analisi in CMS è gestita dal pacchetto CMSSW [22], basato su un framework scritto in C++ e costruito attorno al concetto di evento, affiancato da interfacce modulari e utilities che permettano di agire sugli eventi stessi.
Mentre la prima fase di generazione è realizzata da un gruppo teorico che costruisce un modello valido per le interazioni partoniche, la simulazione delle interazioni col detector, la digitizzazione e la ricostruzione sono compito di gruppi sperimentali che conoscono a fondo la struttura del rivelatore. Nella simulazione del detector si cerca di ricostruire gli effetti di tutti i processi che interferiscono con la presa dati. Effetti come il rumore elettronico, il pile-up e i tempi morti del rivelatore devono essere considerati se si vuole ottenere una ricostruzione dell'oggetto realistica.
Siccome i dati in uscita dalla simulazione sono identici a quelli letti dall'hardware del detector, lo stesso software di ricostruzione può poi essere impiegato (Figura 2.15 [23]).
Per migliorare le performance complessive di questo software così esigente, sono state sviluppate tecnologie di grid-computing che permettono l'elaborazione dei dati parallelamente su più macchine lontane geograficamente, ma collegate da una rete ad altissime prestazioni [24].
Lo sviluppo di questo software è in rapido fermento, per l'avvicinarsi dell'accensione dell'acceleratore e per i risultati provenienti dai test compiuti sui raggi cosmici. Ciò ha reso più difficoltosa la scrittura dell'analyzer alla base di questa tesi, per le frequenti incompatibilità tra codice scritto su differenti versioni dello stesso.

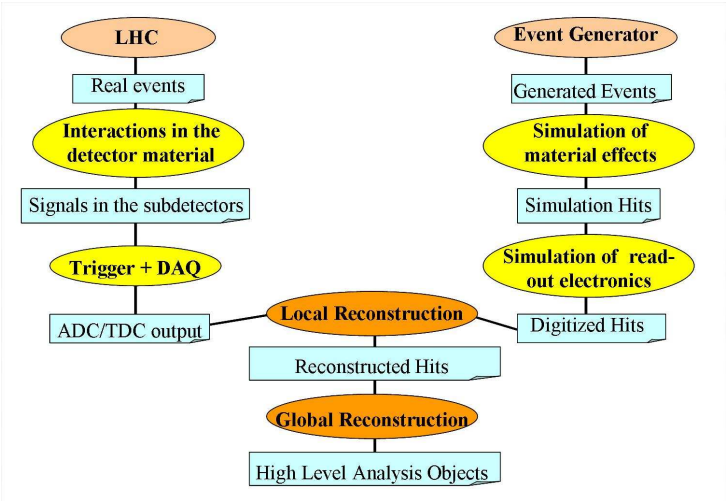

Figura 2.15: Schema dei processi paralleli fisici e simulati che portano alla costruzione di dati RAW prima e ai RECO poi.

2.3 I fotoni nel calorimetro elettromagnetico di CMS

Una delle richieste importanti per poter effettuare l'analisi proposta in [19] è la presenza di un fotone singolo isolato, ed è quindi di notevole interesse indagare i metodi che sono utilizzati in CMS per il riconoscimento e l'analisi degli sciami elettromagnetici.

2.3.1 Misure di energia di un fotone

Nell'ECAL vengono lasciati numerosi segnali ed è necessario riuscire a distinguere quelli provenienti da fotoni originati direttamente nell'urto partonico iniziale. Esistono infatti altri processi che provocano la formazione di fotoni "di fondo", come il decadimento di particelle neutre tipo π^0 ed η oppure processi quali il bremsstrahlung di elettroni. Inoltre, anche altri adroni possono cominciare a rilasciare energia nel calorimetro elettromagnetico, dando origine a degli sciami che possono a loro volta essere confusi come di tipo elettromagnetico.
Per riuscire a distinguere i fotoni interessanti ci sono alcuni metodi a disposizione. Innanzitutto si può analizzare la forma del cluster di cristalli dove è depositata l'energia. Per un fotone singolo, infatti, ci si aspetta una distribuzione molto simmetrica attorno ad un picco, e, nel caso in cui questi

incidano sui cristalli dell'ECAL senza interazioni nel tracker, il 94% dell'energia è contenuta in un reticolo 3×3 di cristalli (il 97% in un reticolo 5×5). Se invece il fotone è contenuto all'interno di un jet adronico o è convertito a causa dell'interazione col materiale del tracker, in quest'ultimo si troveranno tracce associate; se il fotone è originato dal decadimento di mesoni neutri, infine, sarà possibile vedere uno sciame meno simmetrico e più allungato nella direzione di allontanamento reciproco dei due γ, oltre che tracce, siccome questi adroni neutri sono contenuti tipicamente in jet.
La stima dell'energia della particella incidente è data dalla somma delle energie di tutti i cristalli che compongono il cluster elettromagnetico; le funzioni R9 e R25, definite come il rapporto tra l'energia contenuta nell'array 3×3 o 5×5 e l'energia complessiva del supercluster, sono degli indicatori della forma dello sciame, e sono utili per distinguere i pioni e gli altri mesoni decaduti in coppie di γ. Valori di R9 tendenti all'unità sono sinonimo di fotoni non convertiti oppure che sono convertiti molto vicino al calorimetro; valori più bassi descrivono invece un aumento della dispersione dell'energia. Richieste di separazione, analisi di tracce, tagli sull'E_T e analisi delle frazioni di energia depositata nell'HCAL sono i modi più efficaci di ridurre il background di eventi. Un criterio di isolamento basato sulla variabile

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \tag{2.4}$$

è risultato efficace per eliminare tutti quei fotoni circondati da tracce, e quindi potenzialmente appartenenti a dei jet adronici.
La precisione nella misura di energie varia quindi in seguito a numerosi fattori: oltre ai già citati problemi di dispersione degli sciami nati da conversioni avvenute vicino al vertice, esistono problemi derivanti dalla posizione dello sciame.
Esistono infatti fonti di errore sistematico che devono essere considerate:

- nelle due metà del barrel ci sono 18 supermoduli a diversi ϕ, ciascuno composto da 4 moduli; ad entrambi i bordi in ϕ dei supermoduli e in η dei moduli c'è uno spazio di 6 mm tra cristalli adiacenti e le particelle che attraversano queste zone del detector incontrano meno materiale e depositano quindi meno energia

- l'energia di un singolo fotone o elettrone raccolta in un array fisso varia nel barrel in funzione di η: la geometria dei cristalli non è puntante per cui verso le estremità del barrel questi sono colpiti non frontalmente dallo sciame elettromagnetico, causando una perdita laterale

Queste ed altre correzioni sono implementate in CMSSW negli algoritmi di ricostruzione degli eventi Monte-Carlo utilizzati in questa tesi.

2.3.2 Misure di posizione di un fotone

Per valutare le coordinate del punto d'impatto della particella che ha generato lo sciame elettromagnetico, conoscendo la posizione dei singoli cristalli e l'energia in essi depositata, si tiene conto della distribuzione trasversa dello sciame, in cui l'energia decresce esponenzialmente allontanandosi dall'asse [25]; perciò le misure di posizione sono una media pesata dei logaritmi delle energie depositate sui singoli crostalli secondo le formule:

$$x = \frac{\Sigma x_i \cdot W_i}{\Sigma W_i} \tag{2.5}$$

$$y = \frac{\Sigma y_i \cdot W_i}{\Sigma W_i} \tag{2.6}$$

dove

$$W_i = W_0 + \log \frac{E_i}{\Sigma E_j}. \tag{2.7}$$

2.4 I jet in CMS

L'analisi svolta in questa tesi utilizza anche i jet adronici. I jet in CMS possono essere ricostruiti o partendo dai soli depositi calorimetrici (Calojet), oppure combinando le informazioni dei calorimetri e dei rivelatori di traccia (EnergyFlow). In entrambi i casi sono previsti più algoritmi di ricostruzione, il cui utilizzo dipende generalmente dalla particolarità dell'analisi in cui sono utilizzati. In questo studio sono stati utilizzati i jet calorimetrici.

2.4.1 Algoritmi per la ricostruzione dei jet calorimetrici

In CMSSW sono stati codificati tre algoritmi principali per la ricostruzione dei jet: il metodo Iterative-Cone, il Midpoint-Cone e l'inclusivo k_T [26, 12]. Abbiamo scelto il primo per questa tesi, in quanto è il più semplice e veloce; grazie a queste caratteristiche tipicamente viene impiegato anche in sistemi di trigger software. Gli altri due sono usati di solito per analisi più sofisticate e non sono necessari in questa fase.
Nell'algoritmo a Cono Iterativo, il primo passaggio è la creazione di una lista ordinata per E_T degli oggetti in input (cristalli dell'ECAL e torri dell'HCAL).

Un cono di dimensione R nello spazio $\eta\,\phi$ viene quindi "disegnato" attorno all'oggetto con l'energia trasversa maggiore. Gli oggetti interni al cono sono quindi sommati fra loro vettorialmente per calcolare direzione ed E_T di un "proto-jet". I risultati sono utilizzati come seme per disegnare un successivo cono; la procedura viene ripetuta finché l'energia del "proto-jet" cambia di meno dell'1% tra le iterazioni e la direzione di un $\Delta R < 0.01$. Quando un "proto-jet" stabile viene trovato, la lista degli oggetti in esso contenuti viene rimossa dalla lista degli oggetti in input e il jet viene aggiunto alla lista dei Calojet. La procedura complessiva è ripetuta finché la lista degli oggetti in input non contiene più oggetti con un'energia sufficiente per superare la soglia.

Capitolo 3

Analisi di fattibilità

In questo capitolo verrà descritto il lavoro fatto per studiare la fattibilità di una ricerca di eventi $pp \to H\gamma jj \to b\bar{b}\gamma jj$ nel rivelatore CMS a LHC e ne saranno presentati i risultati.
Come anticipato nel par. 1.4, l'analisi proposta in [19] non era mai stata finora provata al livello di eventi ricostruiti nel rivelatore. Il dubbio degli autori di quell'articolo era che negli stati adronici finali potesse apparire qualche particella, prodotta nella fase di adronizzazione o di decadimento degli adroni, che emulasse il comportamento di un fotone radiato dai diagrammi fondamentali del processo. In tal caso, la stima di fondo data nell'articolo sarebbe inferiore a a quella ottenibile nella realtà.
Se questa sottostima del fondo fosse significativa, tutte le considerazioni fatte in [19] sulla possibile significatività del segnale ne sarebbero inficiate.

3.1 Eventi ricostruiti in CMSSW

Per questa analisi si sono utilizzati i fotoni ricostruiti (reco::Photon), i jet calorimetrici (reco::CaloJet) e le tracce ricostruite (reco::Track) come prodotti dal programma di ricostruzione in CMSSW. Su di essi sono stati applicati dei tagli di selezione simili a quelli proposti a livello partonico nell'articolo [19].
RECO è il nome dei dati che contengono oggetti creati dal programma di ricostruzione degli eventi. Sono creati partendo dai dati cosiddetti RAW, i segnali elettronici digitizzati provenienti dal rivelatore oppure da una simulazione della risposta del rivelatore.
La ricostruzione di un evento procede per varie fasi distinte:

1. Spacchettamento e decodifica dei dati provenienti dal detector

2. Applicazione delle calibrazioni e ricostruzione dei cluster o degli hits (ricostruzione locale)
3. Gli hits nel tracker e nelle camere a muoni sono usate per generare tracce globali (ricostruzione globale)
4. Tentativi di ricostruzione dei vertici primari e secondari
5. Identificazione della particella, usando una grande varietà di algoritmi

La ricostruzione degli eventi è molto impegnativa dal punto di vista computazionale ed il tempo complessivo di processamento è dominato dal tracking. I dati RECO sono strutturati (e contengono una quantità di informazione sufficiente) affinché sia possibile evitare il ricorso ai dati RAW per la maggior parte delle analisi. Seguendo la gerarchia nella ricostruzione di un evento, i dati RECO contengono oggetti da tutte le fasi di questo processo: hits, clusters, tracce, vertici, oltre ai link alle informazioni RAW per ciascuno di essi.

3.2 I campioni di eventi simulati utilizzati

Il codice è stato fatto girare su una serie di eventi simulati presi dagli archivi di CMS [28]. La scelta è ricaduta su un set costruito per il Computing Challenge CSA07, un test di affidabilità di tutta la struttura informatica di CMS.
I campioni utilizzati corrispondono al fondo principale per la ricerca di Higgs che decadono adronicamente, cioè eventi prodotti dalle interazioni QCD fra i componenti dei protoni del fascio.
Una breve panoramica dei file utilizzati è descritta nella tabella 3.1. I campioni sono stati suddivisi in funzione del cosiddetto $\hat{p}_T$, ovvero del momento trasverso trasferito nell'urto partonico primario. Chiaramente, gli eventi corrispondenti ad intervalli di momenti trasferiti più bassi hanno una maggiore sezione d'urto, come si vede in tabella 3.1.
I file sono stati realizzati col programma di generazione Monte-Carlo PYTHIA [27]; la fase di simulazione è stata svolta usando la versione 1.4.4 di CMSSW, mentre la fase di digitizzazione e ricostruzione è stata svolta con CMSSW 1.5.2. Avremmo preferito utilizzare dati ricostruiti con CMSSW 1.6.0 (la versione utilizzata per la scrittura dell'analyzer), nel quale le procedure di ricostruzione sono state migliorate rispetto alle versioni precedenti, ma non è stato possibile in quanto non sono ancora stati pubblicati per tutte le scale energetiche necessarie a quest'analisi. Non volendo utilizzare file

provenienti da versioni diverse del software, è stato deciso di utilizzare un campione completo realizzato con CMSSW 1.5.2.

$\hat{p}_T$	N° eventi generati	N° eventi ricostruiti	Sezione d'urto
0-15	748 787	611 787	55.0 mb
15-20	1 348 976	1 286 976	1.46 mb
20-30	2 537 932	2 177 444	630 μb
30-50	2 498 938	1 160 479	163 μb
50-80	2 597 937	914 740	21.6 μb
80-120	1 276 757	1 261 757	3.08 μb
120-170	1 274 451	1 260 951	494 nb
170-230	1 252 434	934 870	101 nb
230-300	1 260 324	800 840	24.5 nb
300-380	1 292 634	1 275 037	6.24 nb
380-470	1 258 947	1 246 202	1.78 nb
470-600	1 320 503	1 317 613	683 pb
600-800	753 669	617 580	204 pb
800-1000	785 458	742 958	35.1 pb
1000-1400	763 147	618 085	10.9 pb
1400-1800	750 167	298 782	1.60 pb
1800-2200	796 458	318 815	145 fb
2200-2600	777 195	771 396	23.8 fb
2600-3000	758 038	755 536	4.29 fb
3000-3500	747 326	514 868	844 ab
3500-∞	754 922	616 334	108 ab

Tabella 3.1: Contenuto dei file utilizzati come input per l'analisi, simulati e passati attraverso la fase di ricostruzione nel periodo Luglio-Agosto 2007

Un'altra caratteristica degli eventi a LHC non considerata in questa fase è il pile-up. Alla luminosità di disegno sono previste in media circa 20 collisioni anelastiche per ogni bunch-crossing, che provocano la comparsa di circa 1000 tracce cariche ogni 25 ns. Gli eventi di pile-up sono tipicamente il risultato di collisioni a basso momento trasverso trasferito e ci si aspetta pertanto che i jet da esse prodotti non influenzino direttamente quelli selezionati, ad alto p_T. Ci si aspetta tuttavia che la sovrapposizione di tante particelle provenienti da eventi diversi modifichi il contenuto e le caratteristiche dei jet ricostruiti. Possono inoltre influire sulla ricostruzione e sulla selezione dei fotoni, in particolare sui criteri di isolamento. In ogni caso, sui campioni simulati su cui è stato fatto girare il programma di analisi non era stato

sovrapposto alcun evento di pile-up; il suo effetto è stato pertanto trascurato.

Come si può notare dalla tabella 3.1, esiste una differenza tra il numero di eventi generati e il numero di eventi ricostruiti: generazione, simulazione e ricostruzione avvengono in fasi distinte e crash nei job su grid, altri problemi in una di queste fasi, o anche la volontà stessa di chi li ha prodotti possono ridurre la statistica finale. In questo caso, spesso la ricostruzione è incompleta per motivi prestabiliti: il job completo sarebbe stato portato a termine con la versione 1.6.0 durante il CSA07.

3.3 Selezione dei fotoni

3.3.1 Identificazione dei fotoni singoli

Una delle richieste fondamentali dell'articolo teorico [19] è l'identificazione in un evento di un fotone singolo isolato dal resto dei jet. I calcoli sulle efficienze "teoriche" del canale attraverso questa richiesta non tengono però in considerazione le numerose problematiche sperimentali legate al riconoscimento dei fotoni.
Ad ogni deposito energetico nel calorimetro elettromagnetico il software associa un oggetto di tipo reco::Photon, lasciando poi all'analisi il compito di effettuare verifiche successive per determinarne l'esatta natura. Un problema considerato fin da subito nel lavoro di progettazione dell'analyzer usato in questa tesi è stato quindi quello di cercare di identificare correttamente i segnali.
A LHC la maggior parte dei fotoni (o delle particelle che producono sciami nel calorimetro elettromagnetico) sono presenti all'interno dei jet. Se si richiede l'assenza di particelle cariche aventi un p_T superiore ad una determinata soglia e di depositi importanti nel calorimetro adronico associabili al reco::Photon, questo tipo di "falsi fotoni" può essere limitato agevolmente.
È più subdolo il caso di mesoni neutri, tipo π^0 o η, che decadono in due fotoni. Se questi mesoni neutri sono all'interno dei jet il problema non si pone, ricadendo nel caso precedente. Se invece loro, oppure i fotoni di decadimento, sono emessi lontani dai jet, allora scartarli può essere più complicato. In questo caso si potrebbero fare considerazioni sulla forma e sulla dimensione trasversa dello sciame, ad esempio usando le variabili R9 o R25 descritte nel par. 2.3.1, per risolvere la sovrapposizione degli sciami di ciascuno dei fotoni del decadimento.
Non è escluso, però, che i due fotoni siano separati fra di loro più di quanto

richiesto dai tipici criteri di isolamento, nel qual caso lo sciame prodotto da ciascuno di essi è uguale a quello prodotto da un fotone singolo.
In figura 3.1 è mostrata la distribuzione di ΔR, definita nell'eq. 2.4, fra i due fotoni di π^0 o η negli eventi simulati usati per questo lavoro. I π^0 o gli η entrano nel plot solo se almeno uno dei fotoni del loro decadimento ha un p_T maggiore di quello di soglia, pari a 20 GeV/c. Si può notare come il boost del mesone di partenza costringe la maggioranza delle coppie di fotoni del decadimento ad essere vicine nel piano η/ϕ; esiste però una coda, percentualmente molto piccola ma numericamente non trascurabile date le sezioni d'urto in gioco, in cui i due fotoni sono separati di un ΔR maggiore di quelli tipicamente richiesti per valutare l'isolamento del fotone.

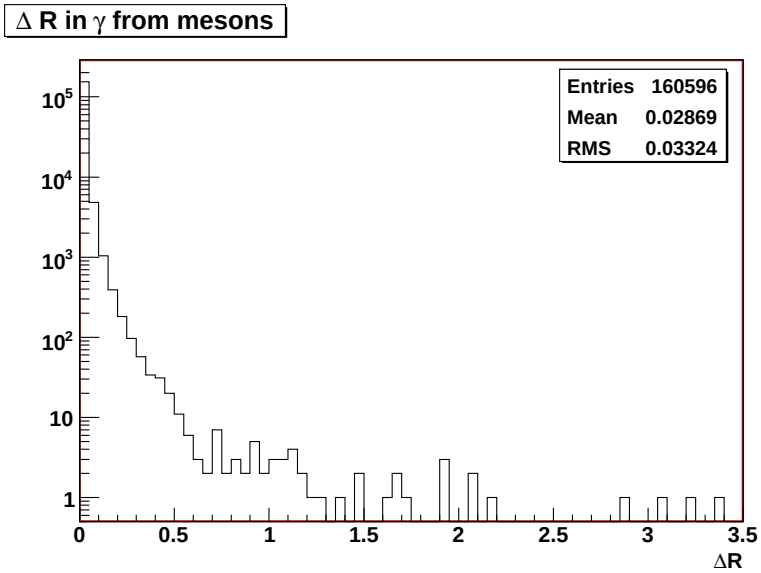

Figura 3.1: Distribuzione del ΔR fra due fotoni originati dal decadimento di un mesone neutro negli eventi simulati, nell'intervallo di $\hat{p}_T$ compreso tra 600 e 800 GeV/c.

3.3.2 Associazione fotoni - particelle generate

Per valutare l'efficienza di identificazione dei fotoni singoli e per stimare quanti fotoni "prompt" (cioè provenienti dall'interazione fra partoni) o provenienti da altre classi restino nel campione selezionato, è stato scelto un algoritmo che collegasse ciascuno sciame elettromagnetico ad una delle particelle generate dal Monte-Carlo: il metodo di associazione esegue un loop su tutte le particelle simulate stabili e associa lo sciame a quella avente il ΔR

minimo.
Ad ogni oggetto di tipo reco::Photon viene quindi applicata un'etichetta che descrive il tipo di particella che l'ha generato e la sua collocazione nell'evento:

- "Charged_Jet", per i depositi energetici nell'ECAL che contengono, in un cono di $\Delta R \leq 0.3$ nel piano η/ϕ, particelle cariche con $p_T > 1.5$ GeV; notiamo che, data la definizione, eventuali sciami elettromagnetici originati da elettroni ricadono in questa categoria;

- "Neutral_Jet", per gli sciami non accompagnati da tracce, prodotti da adroni neutri che non decadono in fotoni, o per i quali comunque l'energia delle altre particelle all'interno del cono di $\Delta R \leq 0.3$ centrato nella direzione del reco::Photon rappresenta più del 10% dell'energia del fotone o della coppia di fotoni provenienti dal decadimento dello stesso mesone neutro;

- "Neutral_Had", per gli sciami prodotti dai decadimenti degli adroni neutri (ad es. π^0 ed η) isolati, cio per i quali la coppia di fotoni prodotti dal decadimento possiede almeno il 90% dell'energia complessiva del deposito e aventi come origine un mesone;

- "Photon", per gli oggetti che si rivelano essere fotoni radiati dai partoni dell'evento, che risultano essere isolati e che non ricadono nelle categorie precedenti.

3.3.3 Tagli di selezione dei fotoni

In accordo con quanto proposto in [19], i fotoni ricostruiti sono stati pre-selezionati applicando i seguenti tagli:

- $|\eta_\gamma| \leq 2.5$

- $p_T^\gamma \geq 20$ GeV/c

- $\Delta R_{\gamma j} \geq 1.2$

Quando fosse accettato più di un fotone per evento, viene scelto quello con più alto p_T.

3.4 Selezione dei jet

3.4.1 Identificazione dei jet

Nell'intervallo di massa del bosone di Higgs studiato nell'articolo [19], il decadimento preferito è quello in una coppia $b\bar{b}$. È quindi necessario trovare un modo per identificare nei jet di un evento quelli prodotti dall'adronizzazione di un quark b.
Siccome molti canali della fisica producono jet b nello stato finale, a CMS sono stati sviluppati più algoritmi in grado di effettuare il b-tag, tutti basati sulle proprietà dei b-adroni: lunga vita media, massa grande, Branching Ratio semileptonico relativamente grande (circa al 20%).
In questo lavoro non si è applicato nessun algoritmo di b-tag sui jet ricostruiti: vertendo l'analisi principalmente sulle caratteristiche del fotone, questa fase di studio dei jet, di particolare difficoltà, è stata posticipata a futuri lavori più approfonditi in questa direzione.

3.4.2 Associazione jet - particelle generate

Per verificare se fra le particelle generate che hanno costruito il jet ci fosse qualche b-adrone, è stato applicato un metodo simile a quello sfruttato per l'analisi dei fotoni. È stato fatto un loop sulle particelle generate con lo status di stabili contenute all'interno di un cono di raggio $\Delta R = 0.3$ centrato sulla direzione del jet; se, andando a ritroso tra i progenitori di queste particelle stabili, si incontra un adrone contenente un quark b, allora l'intero jet viene identificato come b-jet.
Questa associazione può servire per fare delle prime considerazioni sul sapore del jet e, se in un secondo momento verranno implementati algoritmi completi di b-tagging, per valutarne l'efficienza.

3.4.3 Tagli di selezione dei jet

Da un punto di vista sperimentale, i fotoni sono anche parte di un "jet": ad ogni sciame reco::Photon (deposito energetico nell'ECAL) corrisponde anche un reco::CaloJet, costruito con i depositi calorimetrici nell'ECAL e nell'HCAL.
L'associazione fra jet e fotoni ricostruiti è stata messa nel programma di analisi principalmente per rimuovere dalla lista dei jet che definiscono l'evento quello corrispondente al fotone e per valutare la quantità di energia non

elettromagnetica associabile al fotone stesso. Con dei tagli sulle proporzioni energetiche è così possibile distinguere sciami elettromagnetici isolati da jet adronici.
Per i tagli di selezione sui jet non associati al fotone ricostruito sono stati usati i seguenti criteri:

- $p_T^j \geq 30$ GeV/c
- $|\eta_j| \leq 5$
- Percentuale minima di energia depositata nell'HCAL: 10%

3.5 Selezione dell'evento complessivo

In questa tesi viene svolto uno studio su eventi che prevedono la produzione del bosone di Higgs attraverso il processo di Vector Boson Fusion. La definizione dell'evento prevede la presenza di due jet a basso angolo, provenienti dall'adronizzazione originata dai quark dell'interazione primaria (d'ora in poi chiamati jet *leggeri* $- j$), due jet provenienti dal decadimento del bosone di Higgs (jet b), accompagnati da un fotone ad alto momento trasverso. I requisiti per la pre-selezione dell'evento, come suggeriti in [19], sono quindi:

- devono essere presenti almeno 1 fotone e 4 jet;
- $m_{jj} > 400$ GeV/c^2
- $\Delta\eta_{jj} > 4$
- $|\eta_b| \leq 2.5$

In analogia a quanto proposto in [19] è stata fatta una seconda selezione (*sel2*) sugli eventi uscenti dai primi tagli, più stretta, per caratterizzare meglio il segnale di Higgs. Sono stati perciò applicati i seguenti criteri in aggiunta ai precedenti:

- $m_{jj} > 800$ GeV/c^2
- $m_{\gamma b\bar{b}} > 160$ GeV/c^2
- Almeno uno dei due jet provenienti dai quark leggeri e almeno uno dei jet b abbiano $p_T > 60$ GeV/c.

3.6 Risultato dell'analisi

In base ai tagli di selezione studiati, sono stati configurati i parametri in input dell'analyzer. L'analisi è stata eseguita su quasi tutti i campioni QCD che erano a disposizione. Alcuni file, contenenti eventi a basso momento trasferito, non sono stati processati per non occupare inutilmente tempo di elaborazione delle macchine della GRID [24], siccome osservando gli altri risultati circostanti non ci si aspettava in output alcun evento selezionato.
I risultati delle varie fasi di pre-selezione dei campioni sono riportati nella tabella 3.2.

$\hat{p}_T$	N_0	$N_{1\gamma}$	$N_{1\gamma 4j}$	N_{sel1}
0-15	475 338	2	0	0
15-20	—	—	—	—
20-30	—	—	—	—
30-50	—	—	—	—
50-80	900 240	168 209	47	13
80-120	1 206 257	641 694	1 289	401
120-170	1 260 951	1 035 697	9 125	2 574
170-230	934 870	887 442	22 375	6 009
230-300	509 987	503 796	24 841	6 182
300-380	1 193 756	1 190 648	91 364	21 799
380-470	1 040 311	1 039 726	107 263	23 760
470-600	900 613	900 502	116 334	24 036
600-800	523 580	523 564	82 399	15 639
800-1000	685 958	685 952	125 076	21 054
1000-1400	617 585	617 585	122 669	18 738
1400-1800	111 788	111 788	23 487	3 156
1800-2200	170 844	170 844	35 923	3 923
2200-2600	128 500	128 500	26 018	2 409
2600-3000	343 367	343 367	66 888	5 356
3000-3500	396 275	396 275	72 517	4 815
3500-∞	359 275	359 275	60 135	2 998

Tabella 3.2: Numero di eventi analizzati (N_0), numero di eventi in cui c'è almeno un fotone ($N_{1\gamma}$), numero di eventi in cui c'è almeno un fotone e 4 jet ($N_{1\gamma 4j}$) e numero di eventi per campione che passano tutti i tagli di pre-selezione (N_{sel1})

I fotoni associati a ciascun evento preselezionato sono stati suddivisi in

4 diverse categorie, secondo i parametri introdotti nel paragrafo 3.3.2. La distribuzione dei fotoni in tre dei campioni analizzati, a seconda dell'etichetta associata, è mostrata in fig. 3.2: come si può vedere, molti fotoni ricostruiti sono in realtà depositi elettromagnetici di un jet.

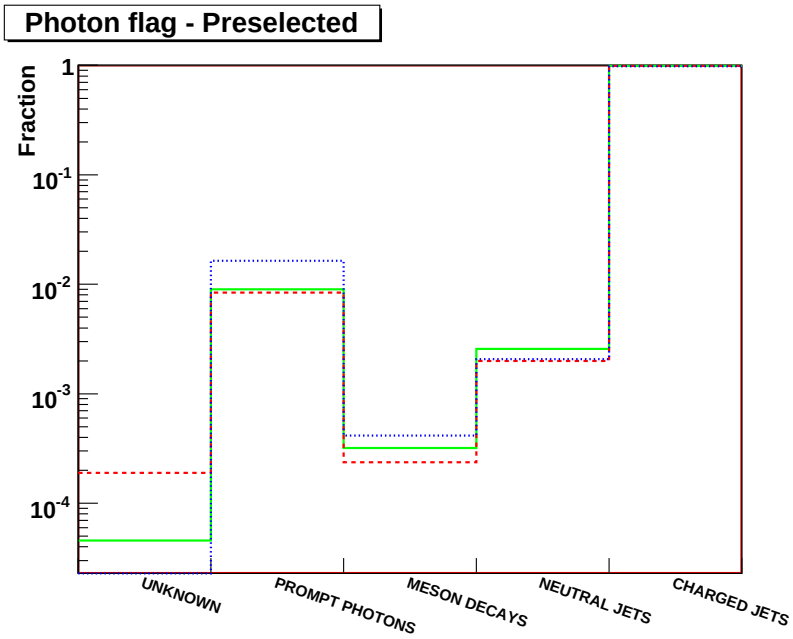

Figura 3.2: Distribuzione delle flag sui fotoni pre-selezionati; in verde (linea continua) sono riportate le etichette per i fotoni del campione 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, in rosso (linea tratteggiata) quelle del campione 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e infine in blu (linea a puntini) per il campione 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c.

Come si può notare dalla tabella 3.2, i tagli di pre-selezione (*sel1*) non azzerano la statistica; la riducono però notevolmente, soprattutto per gli eventi a basso momento trasferito, quelli a maggiore sezione d'urto.
Nel par. 3.5 sono stati definiti gli altri tagli da applicare successivamente sugli eventi pre-selezionati; il numero di eventi che soddisfa questa selezione è riportato nella colonna N_{sel2} della tabella 3.3.
Osservando i grafici della distribuzione delle tracce associate a seconda delle flag del fotone ricostruito (Figure 3.3, 3.4) e della frazione di energia adronica (Figure 3.5, 3.6) sono stati stabiliti ulteriori tagli, con lo scopo di selezionare un fotone isolato:

- frazione massima di energia adronica nel jet associato al fotone: 8 %;

- nessuna traccia con $p_T > 1.5$ GeV/c presente in un cono di $\Delta R \leq 1.3$ attorno al fotone ricostruito.

Nella tabella 3.3 sono mostrati i risultati della preselezione e selezione quando è applicata questa ulteriore richiesta di isolamento del fotone.

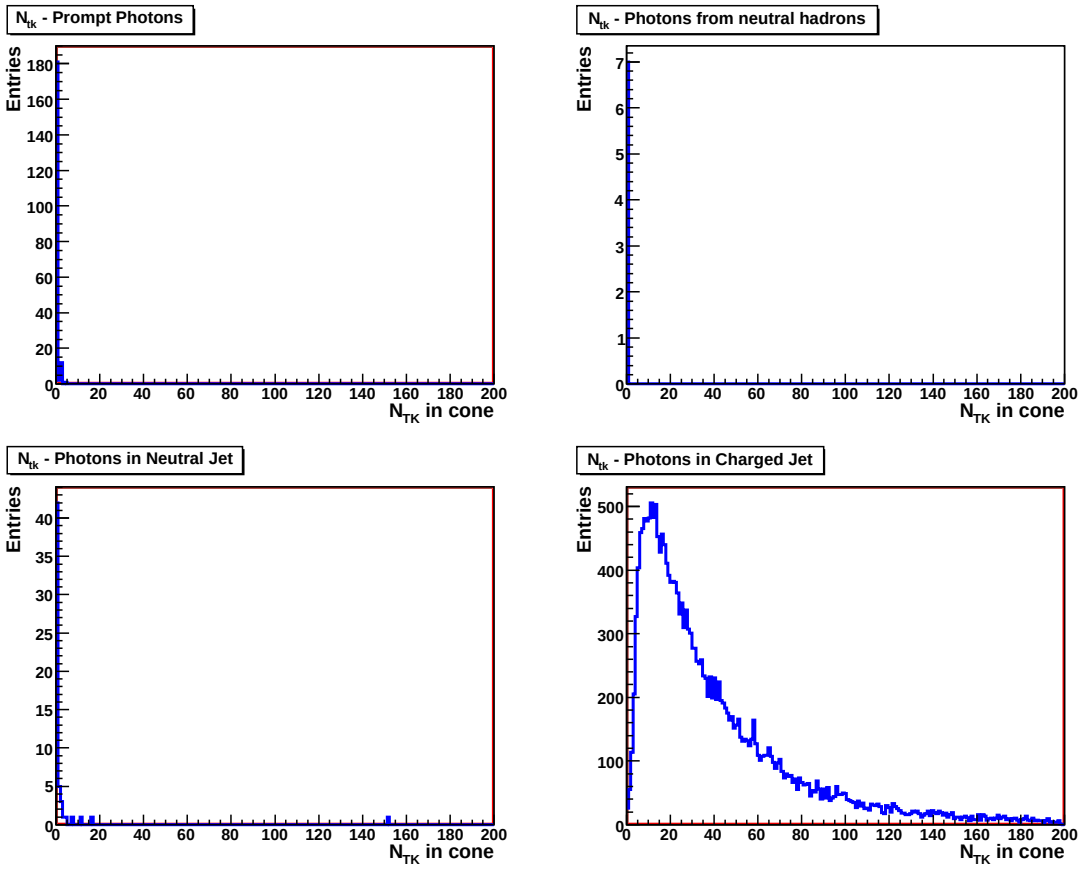

Figura 3.3: Distribuzione del numero di tracce con $p_T > 1.5$ GeV/c contenute in un cono di $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione dello sciame elettromagnetico per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 300 GeV/c < $\hat{p}_T < 380$ GeV/c.

In figura 3.7 sono riportate le distribuzioni dei fotoni nelle 4 categorie (descritte nel par. 3.3.2) per tre campioni fra quelli analizzati, nei diversi livelli di selezione. Con la selezione di 2° livello (*sel2*) e questi tagli aggiuntivi per selezionare i fotoni isolati è stato ottenuto il risultato mostrato nel terzo grafico della figura: si può vedere come il numero di fotoni "prompt" non sia stato praticamente intaccato, mentre invece gli altri segnali sono stati

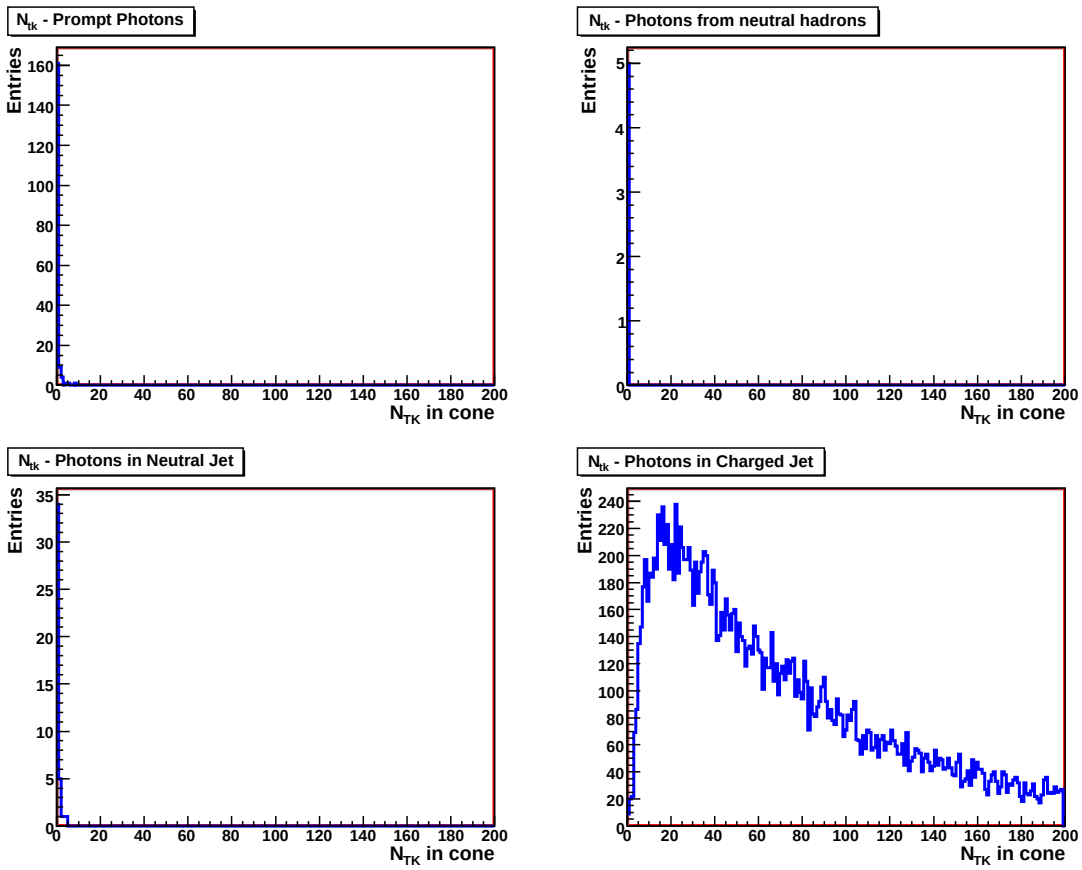

Figura 3.4: Distribuzione del numero di tracce $p_T > 1.5$ GeV/c contenute in un cono di $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione dello sciame elettromagnetico per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 800 GeV/c < $\hat{p}_T < 1000$ GeV/c.

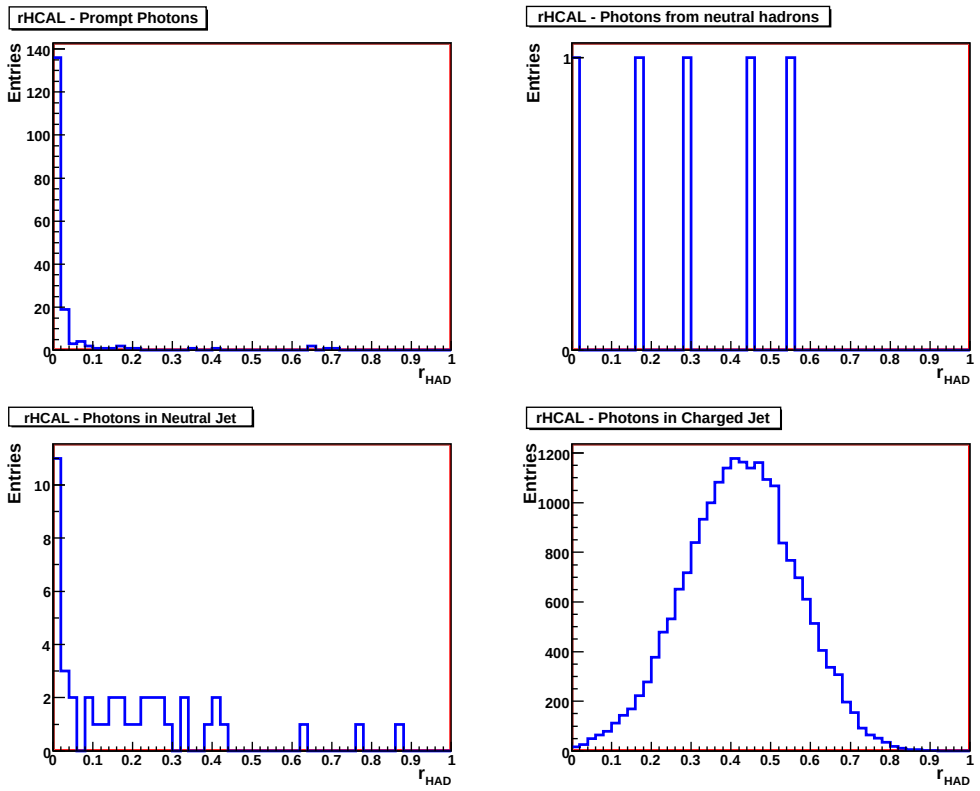

Figura 3.5: Distribuzione della frazione di energia adronica per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 800 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 1000 GeV/c.

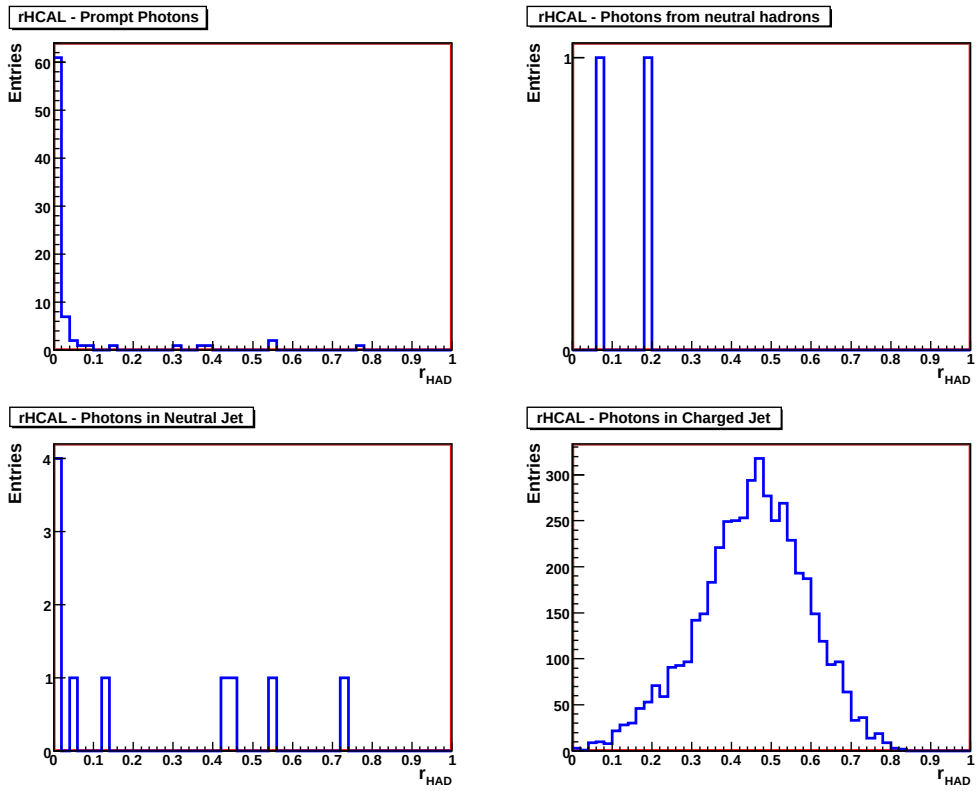

Figura 3.6: Distribuzione della frazione di energia adronica per le varie categorie nei fotoni pre-selezionati nel campione 3000 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 3500 GeV/c.

$\hat{p}_T$	N_0	$\mathcal{L}_{int}$ (b^{-1})	N_{sel1}	$N_{sel1+isol\gamma}$	N_{sel2}	$N_{sel2+isol\gamma}$
0-15	475 338	8,64 $\cdot 10^{6}$	0	0	0	0
15-20	—	—	—	—	—	—
20-30	—	—	—	—	—	—
30-50	—	—	—	—	—	—
50-80	900 240	4,17 $\cdot 10^{10}$	13	0	1	0
80-120	1 206 257	3,92 $\cdot 10^{11}$	401	8	65	1
120-170	1 260 951	2,55 $\cdot 10^{12}$	2 574	33	633	12
170-230	934 870	9,26 $\cdot 10^{12}$	6 009	56	2101	22
230-300	509 987	2,08 $\cdot 10^{13}$	6 182	57	2839	35
300-380	1 193 756	1,91 $\cdot 10^{14}$	21 799	197	11685	147
380-470	1 040 311	5,84 $\cdot 10^{14}$	23 760	203	14077	168
470-600	900 613	1,32 $\cdot 10^{15}$	24 036	215	15382	172
600-800	523 580	2,57 $\cdot 10^{15}$	15 639	139	10455	121
800-1000	685 958	1,95 $\cdot 10^{16}$	21 054	166	14542	141
1000-1400	617 585	5,67 $\cdot 10^{16}$	18 738	179	13001	150
1400-1800	111 788	6,99 $\cdot 10^{16}$	3 156	40	2204	31
1800-2200	170 844	1,18 $\cdot 10^{18}$	3 923	54	2630	40
2200-2600	128 500	5,40 $\cdot 10^{18}$	2 409	29	1539	18
2600-3000	343 367	8,00 $\cdot 10^{19}$	5 356	79	3336	53
3000-3500	396 275	4,70 $\cdot 10^{20}$	4 815	70	2889	45
3500-∞	359 275	3,33 $\cdot 10^{21}$	2 998	33	1703	15

Tabella 3.3: Numero di dati analizzati (N_0), luminosità integrata corrispondente ($\mathcal{L}_{int}$), numero di eventi che hanno passato i tagli di pre-selezione (N_{sel1}) inseriti nell'analyzer, numero di eventi che passano i tagli di pre-selezione e la richiesta di isolamento del fotone ($N_{sel1+isol\gamma}$), numero di eventi che hanno passato i tagli finali (N_{sel2}) descritti nel paragrafo 3.5 e numero di eventi che soddisfano i criteri di taglio stabiliti in fase di analisi dati ($N_{sel2+isol\gamma}$).

efficacemente ridotti.

Non sono state considerate ulteriori possibili selezioni, come quello sulla variabile R9. Come si può vedere nelle figure 3.8 e 3.9, l'utilizzo di questo dato potrebbe permettere di raffinare la selezione, scartando dei segnali troppo dispersi nel calorimetro elettromagnetico: per un fotone singolo non convertito ci aspettiamo infatti una dispersione molto lieve dell'energia.

Sono state graficate anche le distribuzioni della massa invariante dei due b-jet. Come si può vedere in figura 3.10 la distribuzione è molto piatta: quando si faranno tagli di selezione per una finestra precisa della massa dell'Higgs sarà possibile eliminare molti eventi di fondo. Similmente, in fig. 3.11, dove è riportato il numero di jet provenienti da un quark b secondo la definizione data nel par. 3.4.2 fra i due candidati a provenire dal decadimento dell'Higgs, si può vedere come nessun evento selezionato possieda 2 jet b-flaggati. Pertanto, quando in una analisi futura si applicherà anche un taglio basato su un algoritmo di b-tag, la maggior parte degli eventi qui selezionati saranno scartati.

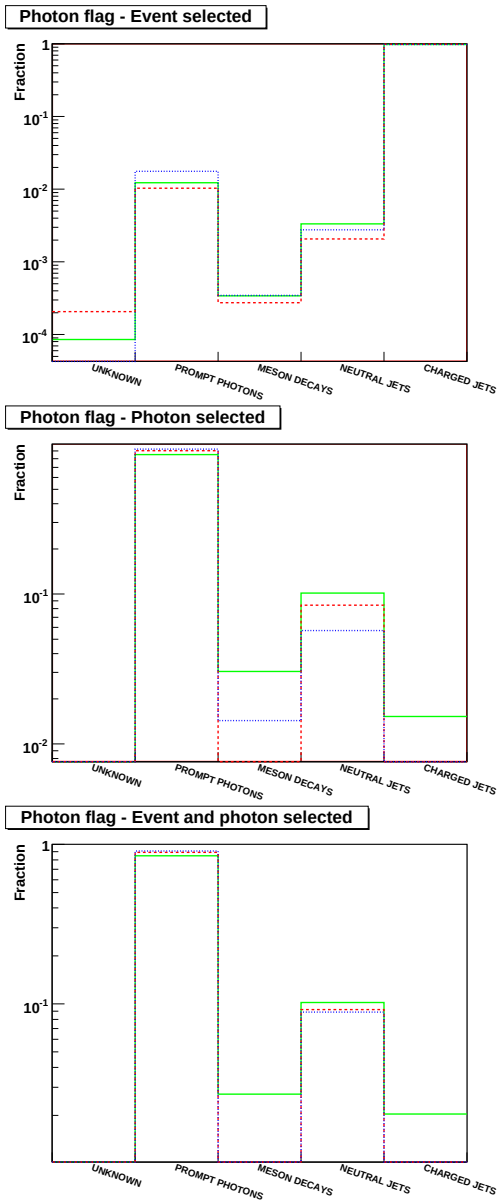

Figura 3.7: Distribuzione delle flag sui fotoni nei diversi livelli di selezione: tagli sull'evento (N_{sel2}, par. 3.5), sull'isolamento del fotone ($N_{sel1+isol\gamma}$) e con entrambe le richieste ($N_{sel2+isol\gamma}$). In verde (linea continua) sono riportate le etichette per i fotoni del campione 300 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 380 GeV/c, in rosso (linea tratteggiata) quelle del campione 800 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 1000 GeV/c e infine in blu (linea a puntini) per il campione 3000 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 3500 GeV/c.

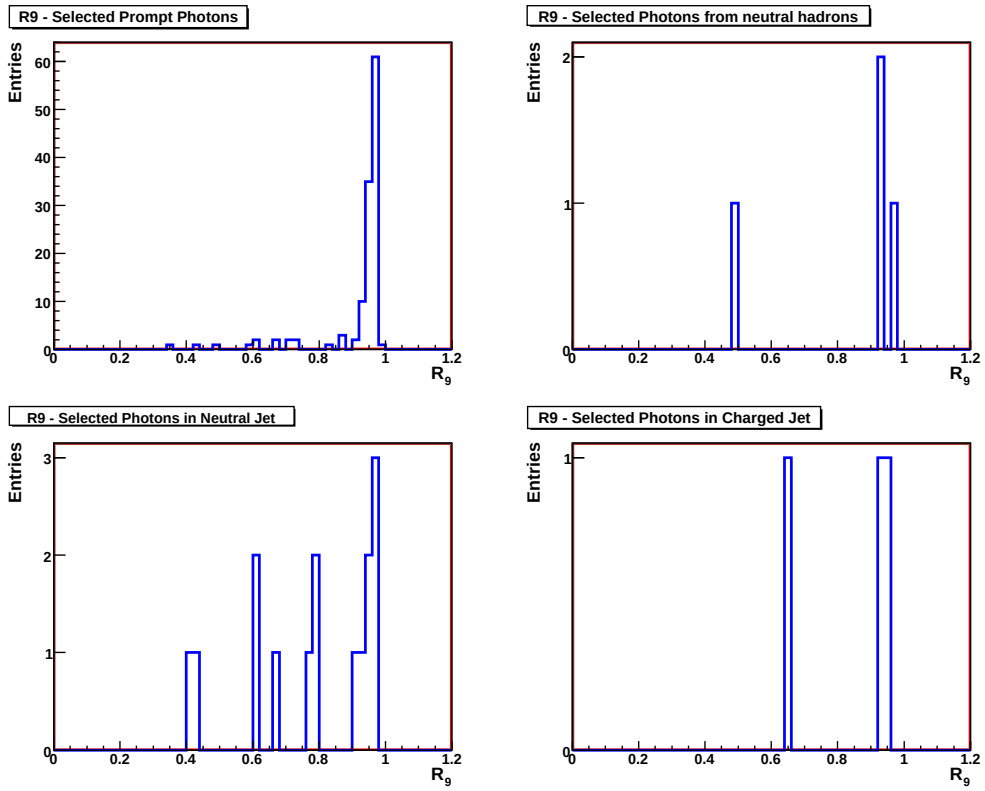

Figura 3.8: Distribuzione della variabile R9 sui fotoni pre-selezionati appartenenti al campione 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c nelle varie categorie.

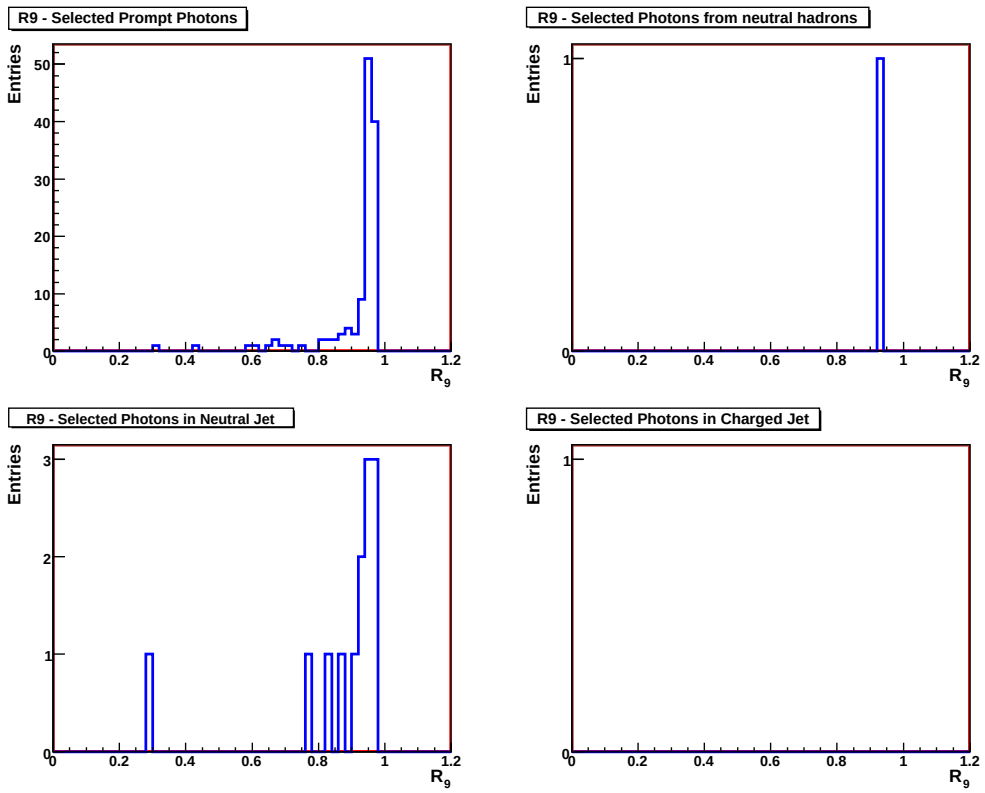

Figura 3.9: Distribuzione della variabile R9 sui fotoni pre-selezionati appartenenti al campione 800 GeV/c $< \hat{p}_T <$ 1000 GeV/c nelle varie categorie.

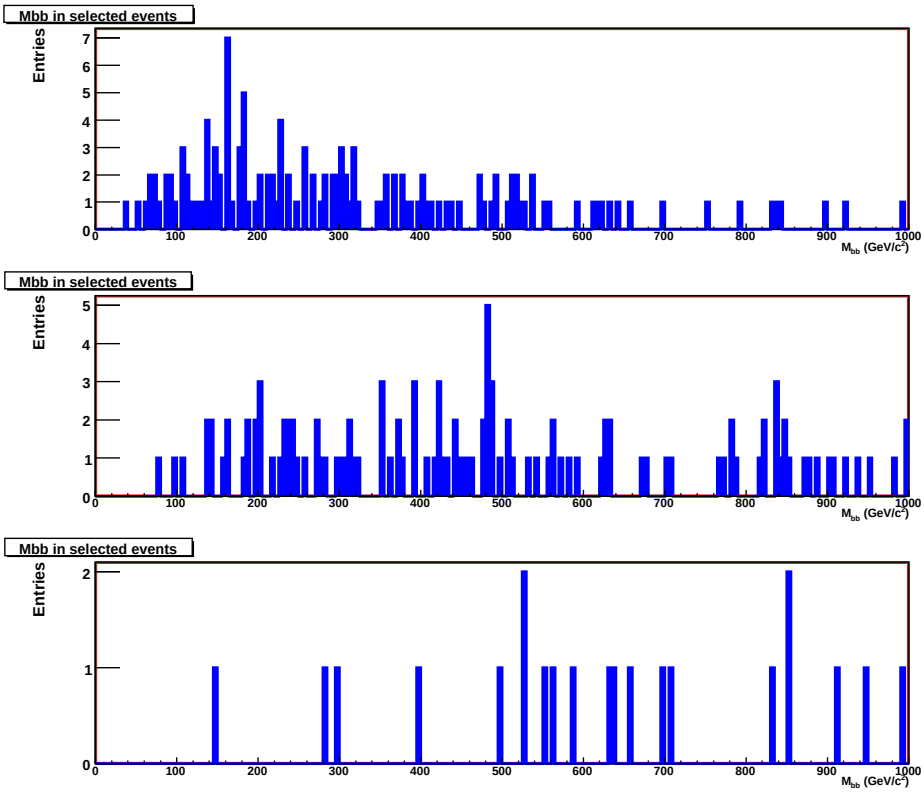

Figura 3.10: Distribuzione della massa dei jet $b\bar{b}$ negli eventi selezionati in 3 campioni di $\hat{p}_T$: 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c.

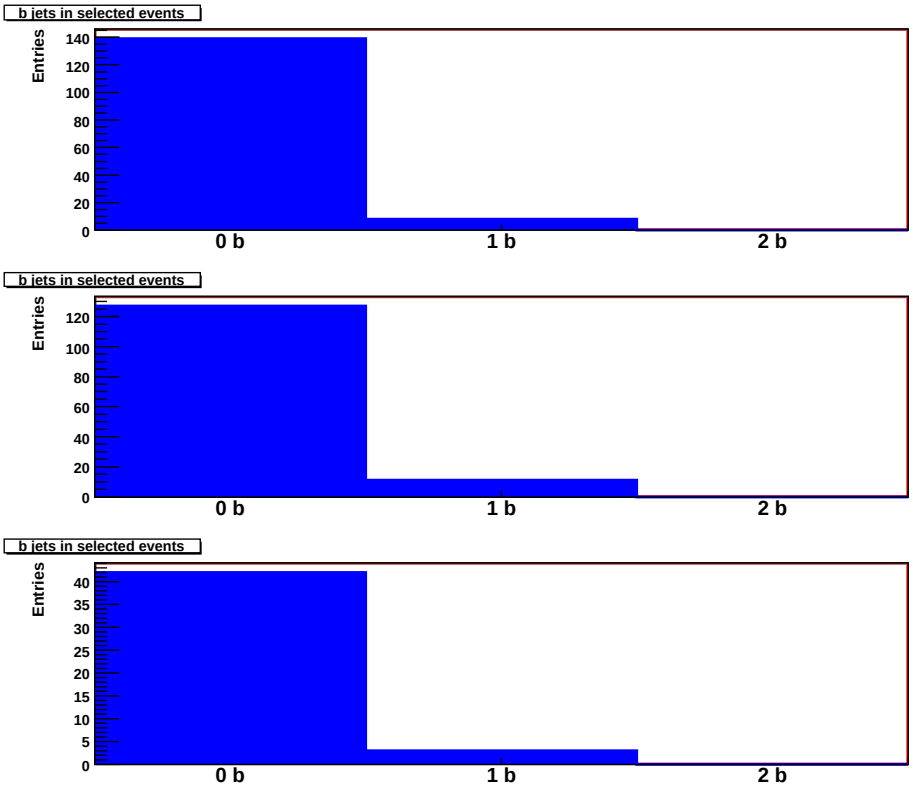

Figura 3.11: Distribuzione numero di b-jet fra quelli candidati a provenire dal decadimento dell'Higgs negli eventi dopo la selezione finale nei 3 campioni: $\hat{p}_T$: 300 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 380 GeV/c, 800 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 1000 GeV/c e 3000 GeV/c < $\hat{p}_T$ < 3500 GeV/c.

3.7 Discussione dei risultati

Sugli eventi selezionati, in più dell'80% dei casi i fotoni sono risultati essere stati radiati da un partone primario. Questo corrisponde al fondo già considerato nell'articolo [19]. Solo meno del 20% dei fotoni provengono da fonti non tenute in considerazione dal lavoro teorico: come si può vedere nell'ultimo plot della figura 3.7, pochi punti percentuali sul totale risultano essere jet adronici mal identificati o fotoni provenienti dal decadimento di pioni, e circa il 10% risulta provenire da jet di adroni neutri.
I tagli applicati, come descritto nei paragrafi precedenti, sono stati mutuati da quelli proposti a livello partonico e quindi non sono completamente ottimizzati; sarà possibile svolgere questi lavori in una analisi dei dati ricostruiti nel rivelatore.
Si è pertanto dimostrato che, considerando eventi QCD simulati in CMS a livello di adronizzazione, interazione col materiale del rivelatore e infine ricostruiti, le stime fatte in [19] solo al livello partonico sono realistiche, e saranno solo in minima parte modificate da eventi in cui il fotone non proviene da uno dei partoni dell'interazione primaria.
Ci sono quindi i presupposti per ritenere che un'analisi di $pp \to H\gamma qq + X \to b\bar{b}\gamma qq + X$ sia fattibile nell'esperimento CMS.

Conclusioni

In questa tesi è stato svolto uno studio di fattibilità di una ricerca a LHC di eventi con produzione di un bosone di Higgs tramite il processo della Vector Boson Fusion e il suo successivo decadimento in una coppia $b\bar{b}$, nel caso particolare in cui nell'evento è presente anche un fotone isolato e ad alto momento trasverso.
Tale ricerca è giustificata dal fatto che, benché questa richiesta abbatta considerevolmente la statistica del segnale, ci si aspetta una soppressione ancora maggiore negli eventi di fondo se il fotone è radiato da uno dei partoni carichi dei diagrammi fondamentali, a causa del fatto che un gluone non irradia e a causa di altre cancellazioni che intervengono nel calcolo. Ci si aspetta pertanto che la richiesta di un fotone energetico e isolato nello stato finale migliori sensibilmente il rapporto segnale su fondo negli eventi selezionati.
Nella tesi si è voluto verificare, studiando il fondo principale di questo tipo di segnale, se questa soppressione fosse ancora rilevante al livello degli eventi ricostruiti nel rivelatore, dopo la frammentazione, l'adronizzazione, la simulazione del rivelatore e la ricostruzione. A questo scopo, si sono presi campioni di eventi simulati con i risultati dell'interazione forte fra i componenti dei protoni del fascio di LHC, il fondo più importante per la ricerca dell'Higgs nel canale in esame. Questi eventi sono stati generati con PYTHIA e passati attraverso il programa di simulazione completa e di ricostruzione dell'esperimento CMS a LHC.
La preoccupazione principale era che altre particelle prodotte nella fase di adronizzazione, che pertanto non possono essere state considerate al livello partonico, potessero generare sciami nel calorimetro elettromagnetico indistinguibili da quelli prodotti dai fotoni radiati dai quark primari. Si è pertanto scritto un programma di analisi, basato sul framework CMSSW del software di CMS, in grado di leggere e processare i dati simulati e ricostruiti dei campioni disponibili. In tale programma, si sono prima estratti i fotoni e i jet rilevanti per la selezione; si sono quindi applicati alcuni tagli cinematici del tutto simili a quelli proposti nell'articolo teorico da cui è stata tratta ispirazione per questo lavoro. Dall'analisi della particella simulata che

ha generato il fotone ricostruito negli eventi selezionati, si è visto come la maggior parte di questi fotoni ricostruiti fossero in realtà all'interno di jet, contenenti anche altre particelle cariche e neutre. Sciami di questo tipo sono facilmente distinguibili da quelli generati dai fotoni isolati richiedendone una precisa separazione rispetto alle tracce e agli altri depositi calorimetrici. Dopo questa ulteriore selezione, si è arrivati ad un campione in cui più dell'80% dei fotoni sono stati effettivamente radiati da una delle linee cariche dei diagrammi fondamentali che definiscono l'evento. Dalle distribuzioni prodotte sugli sciami selezionati, ci si aspetta che selezioni più complicate, basate ad esempio sulla forma degli sciami elettromagnetici, possano ulteriormente aumentare la frazione di "veri" fotoni singoli.
Come conclusione di questo lavoro, si è verificato che gli eventi con sciami provenienti da fotoni "non-prompt" fra gli eventi selezionati non sono in numero significativo rispetto agli eventi con fotone "prompt". Di conseguenza, le conclusioni riportate nell'articolo teorico possono essere estese anche agli eventi reali che saranno raccolti da CMS a LHC, confermando che il canale $pp \to b\bar{b}\gamma jj + X$ è effettivamente uno di quelli di possibile utilizzo per la ricerca e lo studio delle proprietà del bosone di Higgs.

Bibliografia

[1] S. L. Glashow. Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg. Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968)
S. L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani. Phys. Rev. D **2** (1970) 1285

[2] F. Englert e R. Brout. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321

[3] P. W. Higgs. Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508
P. W. Higgs. Phys. Rev. **145** (1966) 1156

[4] LEP Working Group for Higgs boson searches Collaboration, R Barate et al. *Search for the standard model Higgs boson at LEP*. Phys. Lett. B **565** (2003) 61. [`arXiv: hep-ex/0306033`]

[5] S. Dawson, J. F. Gunion, H. E. Haber e G. Kane. *The Higgs Hunter's Guide*. Addison-Wesley (1989)

[6] R. F. Dashen e H. Neuberger. Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1897

[7] M. Luscher e P. Weisz. Phys. Lett. B **212** (1988) 472

[8] CMS Collaboration. *CMS Physics - Technical Design Report Volume II*. CERN/LHCC 2006-021 (v. 8.2)

[9] ATLAS Collaboration. *Technical Proposal*. CERN/LHCC 94-43, 1994

[10] ATLAS Collaboration. *ATLAS Detector and Physics Performance, vol. I&II*. CERN/LHCC 1999-14

[11] CMS Collaboration. *Technical Proposal*. CERN/LHCC 94-38, 1994

[12] CMS Collaboration. *CMS Physics - Technical Design Report Volume I*. CERN/LHCC 2006-001 (v. 8.1)

[13] D. Futyan, D. Fortin e D. Giordano. *Search for the Standard Model Higgs Boson in the Two Electron and Two Muon Final State with CMS.* CMS Note 2006/136

[14] G. Davatz, M. Dittmar e A.-S. Giolo-Nicollerat. *Standard Model Higgs Discovery Potential of CMS in $H \to WW \to l\nu l\nu$ Channel.* CMS Note 2006/047

[15] C. Foudas, A. Nikitenko e M. Takahashi. *Observation of the Standard Model Higgs boson via $H \to \tau\tau \to$ lepton + jet Channel.* CMS Note 2006/088

[16] H. Pi, P. Avery, J. Rohlf, C. Tully e S. Kunori *Search for Standard Model Higgs Boson via Vector Boson Fusion in the $H \to W^+W^-$ to $l^\pm\nu jj$ with $120 < m_H < 250\ GeV/c^2$.* CMS Note 2006/092

[17] M. Dubinin, V. Litvin, Y. Ma, H. Newman e M. Pieri *Vector Boson Fusion Production with $H \to \gamma\gamma$.* CMS Note 2006/097

[18] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau e A.D. Polosa. *$b\bar{b}$ final states in Higgs Production via Weak Boson Fusion at the LHC.* Phys. Lett. B **556** (2003) 50. [`arXiv:hep-ph/0210261`]

[19] E. Gabrielli, F. Maltoni, B. Mele, M. Moretti, F. Piccinini e R. Pittau. *Higgs Boson Production in Association with a Photon in Vector Boson Fusion at the LHC.* Nucl. Phys. B **781** (2007) 64. [`arXiv:hep-ph/0702119`]

[20] CMS Collaboration. `http://cmsinfo.cern.ch/outreach`

[21] GEANT4 Collaboration (S. Agostinelli e altri). *Geant4 - A Simulation Toolkit.* Nuclear Instruments and Methods A **506** (2003) 250

[22] CMS Software Collaboration. `http://cms.cern.ch/iCMS/`

[23] A. Giammanco e A. Perrotta. *Fast Simulations of the ATLAS and CMS experiments at LHC.* CMS CR 2007/010

[24] The LCG TDR Editorial Board, LHC. *Computing Grid - Technical Design Report.* CERN-LHCC-2005-024

[25] T.C. Awes et al. *A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **311**, Issues 1-2 (1992) 130

[26] CMS Collaboration.
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetAlgorithms

[27] T. Sjöstrand. Comput. Phys. Commun. **39** (1986) 347
T. Sjöstrand e M. Bengtsson. Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367
T. Sjöstrand. *JETSET 7.3 Program and Manual*, CERN-TH/6488-92, 1992
http://www.thep.lu.se/∼torbjorn/Pythia.html

[28] CMS Collaboration. *The CMS Dataset Bookkeeping System (DBS).*
http://cmsdbs.cern.ch/

Appendice

GammaJetAnalyzer.cc

```
// v. 0.19.SS


// class GammaJetAnalyzer
// GammaJetAnalyzer.cc


#include "APAnalyzers/GammaJetAnalyzer/interface/GammaJetAnalyzer.h"

#include "FWCore/MessageLogger/interface/MessageLogger.h"
#include "FWCore/Utilities/interface/Exception.h"

#include "FWCore/Framework/interface/Frameworkfwd.h"
#include "FWCore/Framework/interface/Event.h"
#include "FWCore/Framework/interface/EventSetup.h"
#include "FWCore/Framework/interface/MakerMacros.h"

#include "DataFormats/EgammaCandidates/interface/Photon.h"
#include "DataFormats/EgammaCandidates/interface/PhotonFwd.h"
#include "DataFormats/EgammaReco/interface/SuperCluster.h"

#include "DataFormats/JetReco/interface/CaloJetCollection.h"
#include "DataFormats/JetReco/interface/CaloJet.h"
#include "DataFormats/JetReco/interface/GenJet.h"

#include "DataFormats/TrackReco/interface/TrackFwd.h"
#include "DataFormats/TrackReco/interface/Track.h"

#include "DataFormats/VertexReco/interface/Vertex.h"
#include "DataFormats/VertexReco/interface/VertexFwd.h"

#include "SimDataFormats/HepMCProduct/interface/HepMCProduct.h"
#include "HepMC/GenEvent.h"
#include "HepMC/GenParticle.h"

#include "CLHEP/Units/PhysicalConstants.h"
#include "TFile.h"


enum {PHOTON, NEUTRAL_HAD, NEUTRAL_JET, CHARGED_JET};


GammaJetAnalyzer::GammaJetAnalyzer(const edm::ParameterSet& ps) {
photonCollectionProducer_ = ps.getParameter<std::string>("phoProducer");
photonCorrCollectionProducer_ = ps.getParameter<std::string>("corrPhoProducer");
uncorrectedPhotonCollection_ = ps.getParameter<std::string>("uncorrectedPhotonCollection");
correctedPhotonCollection_ = ps.getParameter<std::string>("correctedPhotonCollection");

trackProducer_ = ps.getParameter<std::string>("trackProducer");
mcProducer_ = ps.getParameter<std::string>("mcProducer");
vertexProducer_ = ps.getParameter<std::string>("primaryVertexProducer");

CaloJetAlgorithm_ = ps.getParameter<std::string>("CaloJetAlgorithm") ;
GenJetAlgorithm_ = ps.getParameter<std::string>("GenJetAlgorithm") ;

// Output files
outputFile_ = ps.getParameter<std::string>("outputFile");
rootFile_ = TFile::Open(outputFile_.c_str(),"RECREATE"); // open output file to store histograms

// Debug options
```

```
debug_particle = ps.getParameter<bool>("debug_particle");
debug_photon = ps.getParameter<bool>("debug_photon");
debug_jet = ps.getParameter<bool>("debug_jet");
debug_ = debug_particle || debug_photon || debug_jet;

// Parametri analisi:
theHiggsReferenceMass = ps.getParameter<double>("higgsMass");
minimumPhotonPt = ps.getParameter<double>("minimumPhotonPt");
maximumPhotonEta = ps.getParameter<double>("maximumPhotonEta");

minimumDRPhotonJet = ps.getParameter<double>("minimumDRPhotonJet");

minimumJetHadEnergyFraction = ps.getParameter<double>("minimumHadronicRatioInJets");
maximumPhotonDR = ps.getParameter<double>("coneAroundPhoton");

minimumParticlePt = ps.getParameter<double>("minimumParticlePt");
maximumChargedInCone = ps.getParameter<int>("maximumChargedInCone");
ptThresholdInCone = ps.getParameter<double>("ptThresholdInCone");

minimumLJetPt = ps.getParameter<double>("minimumLJetPt");
minimumBJetPt = ps.getParameter<double>("minimumBJetPt");
minimumLJetEnergy = ps.getParameter<double>("minimumLJetEnergy");
minimumBJetEnergy = ps.getParameter<double>("minimumBJetEnergy");
maximumLJetEta = ps.getParameter<double>("maximumLJetEta");
maximumBJetEta = ps.getParameter<double>("maximumBJetEta");
minimumLJetDeltaEta = ps.getParameter<double>("minimumLJetDeltaEta");
minimumLJetMass = ps.getParameter<double>("minimumLJetMass");
minimumAnyJetPt = (minimumLJetPt<minimumBJetPt?minimumLJetPt:minimumBJetPt);
minimumAnyJetEnergy = (minimumLJetEnergy<minimumBJetEnergy?minimumLJetEnergy:minimumBJetEnergy);
maximumAnyJetEta = (maximumLJetEta>maximumBJetEta?maximumLJetEta:maximumBJetEta);

minimumJetPhotonDeltaR = ps.getParameter<double>("minimumJetPhotonDeltaR");
}




GammaJetAnalyzer::~GammaJetAnalyzer() {
delete rootFile_;
}




// ------------------------- ANALYZER ---------------------------

void GammaJetAnalyzer::analyze(const edm::Event& iEvent, const edm::EventSetup& iSetup) {
using namespace edm;

run =  iEvent.id().run();
evt =  iEvent.id().event();
nEvtTot++;

if (debug_) std::cout << "*** Analyzing event # " << nEvtTot
<< " : run " << run << " , event " << evt << "\n";

//
// ================PHOTONS==================
//

Handle<reco::PhotonCollection> correctedPhotonHandle;
iEvent.getByLabel(photonCorrCollectionProducer_, correctedPhotonCollection_ , correctedPhotonHandle);
const reco::PhotonCollection corrPhoCollection = *(correctedPhotonHandle.product());

// Get the primary event vertex
Handle<reco::VertexCollection> vertexHandle;
iEvent.getByLabel(vertexProducer_, vertexHandle);
reco::VertexCollection vertexCollection = *(vertexHandle.product());
math::XYZPoint vtx(0.,0.,0.);
if (vertexCollection.size()>0) vtx = vertexCollection.begin()->position();

//Get the CaloJet collection
Handle<reco::CaloJetCollection> caloJets;
iEvent.getByLabel( CaloJetAlgorithm_, caloJets );

// Get the MC truth
Handle< HepMCProduct > hepProd ;
iEvent.getByLabel( mcProducer_.c_str(),  hepProd ) ;
const HepMC::GenEvent * myGenEvent = hepProd->GetEvent();

if (debug_particle) myGenEvent->print();

int photonNumber=0;
```

```
// Loop over corrected Photon candidates
photonNumber=0;
reco::PhotonCollection vectorCandInterestingPhotons;
std::vector<reco::CaloJetCollection::const_iterator> vectorJetsInterestingPhotons;
std::vector<int> vectorFlagInterestingPhotons;

HepMC::GenParticle *mcMatchedPhoton = 0;
HepMC::GenParticle *mcMatchedParticle = 0;

reco::PhotonCollection::const_iterator pho;
for( reco::PhotonCollection::const_iterator pho = corrPhoCollection.begin(); pho != corrPhoCollection.end(); pho++) {
// Set event vertex
reco::Photon localPho(*pho);
localPho.setVertex(vtx);

//  Fill histos
hPhoton_e->Fill( localPho.energy() );
hPhoton_pt->Fill( localPho.pt() );
hPhoton_eta->Fill( localPho.eta() );
hPhoton_phi->Fill( localPho.phi() );
hPhoton_r9->Fill( localPho.r9() );

double ptPhoton=localPho.pt();
double etaPhoton=localPho.eta();
double phiPhoton=localPho.phi();

bool onlyPhoton = true;
mcMatchedPhoton = mcMatched(myGenEvent,etaPhoton,phiPhoton,maximumPhotonDR,onlyPhoton);
onlyPhoton = false;
mcMatchedParticle = mcMatched(myGenEvent,etaPhoton,phiPhoton,maximumPhotonDR,onlyPhoton);

int momId = 0;
if (mcMatchedPhoton) {
momId = getMotherId(mcMatchedPhoton);
hMatchedPhoton_recEoverTrueE -> Fill( localPho.energy()/ mcMatchedPhoton->momentum().e() );
}

if (debug_photon) {
printConeParticles (myGenEvent, etaPhoton, phiPhoton,maximumPhotonDR);
if (mcMatchedPhoton) {
momId = getMotherId(mcMatchedPhoton);
double ptgen = mcMatchedPhoton->momentum().px()*mcMatchedPhoton->momentum().px() +
mcMatchedPhoton->momentum().py()*mcMatchedPhoton->momentum().py();
if (ptgen>0) ptgen = sqrt(ptgen); else ptgen =0.;
std::cout << "RecoPH #" << photonNumber
<< " (" << localPho.pt() << ", " << localPho.eta() << ", " << localPho.phi()
<<") matched with: GenPH #" << mcMatchedPhoton->barcode()
<< " (" << ptgen << ", " << mcMatchedPhoton->momentum().eta() << ", "
<< mcMatchedPhoton->momentum().phi()  << ") - deltaR: "
<< deltaR(mcMatchedPhoton,localPho.eta(),localPho.phi())
<< " - mother: " << pdgName(momId) << std::endl;
}
else {
std::cout << "Unable to match a GenPH  with RecoPH #" << photonNumber << std::endl;
}

if (mcMatchedParticle) {
if (mcMatchedParticle->pdg_id() != 22) {
double ptgen = mcMatchedParticle->momentum().px()*mcMatchedParticle->momentum().px() +
mcMatchedParticle->momentum().py()*mcMatchedParticle->momentum().py();
if (ptgen>0) ptgen = sqrt(ptgen); else ptgen =0.;
std::cout << "RecoPH #" << photonNumber
<< " (" << localPho.pt() << ", " << localPho.eta() << ", " << localPho.phi()
<< ") matched with: GenPart #" << mcMatchedParticle->barcode()
<< " (" << ptgen << ", " << mcMatchedParticle->momentum().eta() << ", "
<< mcMatchedParticle->momentum().phi()  << ") - deltaR: "
<< deltaR(mcMatchedParticle,localPho.eta(),localPho.phi())
<< " - pdgId: " << mcMatchedParticle->pdg_id() << " (" << pdgName(mcMatchedParticle->pdg_id())
<< ")" << std::endl;
}
}
else {
std::cout << "\tUnable to match a GenParticle with RecoPH #" << photonNumber << std::endl;
}
}

photonNumber++;
if ( ptPhoton > minimumPhotonPt  &&  etaPhoton > -maximumPhotonEta  &&  etaPhoton < maximumPhotonEta ) {

double drMin = 999.;
double drTwo = 999.;
```

```
double ptOne = 0.;

reco::CaloJetCollection::const_iterator  thePhotonJet;

for(reco::CaloJetCollection::const_iterator cal = caloJets->begin(); cal != caloJets->end(); cal++)  {
reco::CaloJet localJet(*cal);
double ptJet = localJet.pt();
double dr = deltaR(localJet,etaPhoton,phiPhoton);
if (dr<drMin) {
if (ptOne>minimumAnyJetPt) drTwo = drMin;
drMin = dr;
ptOne = ptJet;
thePhotonJet = cal;
}
else if (dr<drTwo) {
if (ptJet>minimumAnyJetPt)  drTwo = dr;
}
}

hDrPhoton -> Fill(drTwo);
if ( drTwo > minimumDRPhotonJet ) {
vectorCandInterestingPhotons.push_back(localPho);
vectorJetsInterestingPhotons.push_back(thePhotonJet);

int theFlag = photonFlag (myGenEvent, mcMatchedParticle, etaPhoton, phiPhoton, maximumPhotonDR);
vectorFlagInterestingPhotons.push_back(theFlag);
}
}

}  //  End loop over reconstructed corrected photons

if (vectorCandInterestingPhotons.size() <= 0)  return;
nEvtPho++;



// Decidiamo quale fotone tenere per l'analisi:
std::vector<reco::CaloJetCollection::const_iterator>::const_iterator cal=vectorJetsInterestingPhotons.begin();
std::vector<int>::const_iterator flg=vectorFlagInterestingPhotons.begin();
int thePhotonFlag = 99;
double thePhotonPt = 0.;

reco::Photon thePhoton;
reco::CaloJetCollection::const_iterator thePhotonJet;

for (pho = vectorCandInterestingPhotons.begin(); pho != vectorCandInterestingPhotons.end(); pho++) {
int thisFlag = ( ( (*flg)==PHOTON || (*flg)==NEUTRAL_HAD )? PHOTON : (*flg) );
if (thisFlag<0) thisFlag = 9;   // Metti quelli senza flag ultimi in priorita'
if ( thisFlag <= thePhotonFlag  &&  (*pho).pt()>thePhotonPt ) {
thePhotonPt = (*pho).pt();
thePhotonFlag = (*flg);
thePhoton = (*pho);
thePhotonJet = (*cal);
}
cal++;
flg++;
}
double etaPhoton = thePhoton.eta();
double phiPhoton = thePhoton.phi();


// Count the number of reconstructed tracks around the selected photon:
int ntrks = 0;
Handle<reco::TrackCollection> theTracks;
iEvent.getByLabel(trackProducer_,theTracks);
for ( reco::TrackCollection::const_iterator trk=theTracks->begin(); trk!=theTracks->end(); ++trk) {
if ( (*trk).pt() > minimumParticlePt ) {
if ( deltaR((*trk),etaPhoton,phiPhoton) < maximumPhotonDR ) nrks++;
}
}


//
// ================JETS==================
//

// Loop on Calo Jets
int jetInd = 0;

std::vector<reco::CaloJet> vectorCandInterestingCaloJets;
std::vector<reco::CaloJet> vectorCandInterestingCaloBJets;

for( reco::CaloJetCollection::const_iterator cal = caloJets->begin(); cal != caloJets->end(); cal++ ) {
```

```
reco::CaloJet localJet(*cal);

if (debug_jet) {
std::cout << "CALO JET #" << jetInd << std::endl << localJet.print() << std::endl;
if (cal == thePhotonJet) {
std::cout << "*** THIS IS THE PHOTON JET ***" << std::endl;
std::cout << "*** PHOTON pt, eta phi : " << thePhoton.pt()
<< " , " << thePhoton.eta() << " , " << thePhoton.phi() << std::endl;
}
jetInd++;
}

if (cal == thePhotonJet) continue;

// Fill vectors with interesting jet:
double ptJet = localJet.pt();
double eJet = localJet.energy();
double etaJet = localJet.eta();
if ( localJet.energyFractionHadronic() > minimumJetHadEnergyFraction ) {
if ( ptJet > minimumAnyJetPt && (etaJet > -maximumAnyJetEta)
&& (etaJet < maximumAnyJetEta) && eJet > minimumAnyJetEnergy )

vectorCandInterestingCaloJets.push_back(localJet);
}

if ( (etaJet > -maximumAnyJetEta) &&  (etaJet < maximumAnyJetEta) ) hJet_pt->Fill(ptJet);
if ( ptJet > minimumAnyJetPt ) hJet_eta->Fill(etaJet);
if ( ptJet > minimumAnyJetPt ) hJet_phi->Fill(localJet.phi());
}



// E qua utilizziamo i fotoni e i jet che abbiamo selezionato
int nJetsAccepted = vectorCandInterestingCaloJets.size();
hNJets -> Fill ((float) nJetsAccepted);

if ( nJetsAccepted < 4 )  return;
nEvtJet++;

int interestingEvent=0;

std::vector<reco::CaloJet>::const_iterator cal1, cal2, bcal1, bcal2;

double theDMHiggs = 99999.;
double lightJetMass = 0.;

for (cal1 = vectorCandInterestingCaloJets.begin(); cal1 != vectorCandInterestingCaloJets.end(); cal1++) {
reco::CaloJet localLJet1(*cal1);
if ( localLJet1.pt() < minimumLJetPt
||  localLJet1.eta() < -maximumLJetEta  ||  localLJet1.eta() > maximumLJetEta
||  localLJet1.energy() < minimumLJetEnergy  )  continue;

for (cal2 = cal1+1; cal2 != vectorCandInterestingCaloJets.end(); cal2++) {
reco::CaloJet localLJet2(*cal2);
if ( localLJet2.pt() < minimumLJetPt
||  localLJet2.eta() < -maximumLJetEta  ||  localLJet2.eta() > maximumLJetEta
||  localLJet2.energy() < minimumLJetEnergy  )  continue;

double deltaLJetEta = localLJet1.eta()-localLJet2.eta();
if (deltaLJetEta < 0) deltaLJetEta = -deltaLJetEta;
double invMassLJets = (localLJet1.p4()+localLJet2.p4()).mass();
bool okTagJets = deltaLJetEta > minimumLJetDeltaEta &&
invMassLJets > minimumLJetMass;

if (okTagJets) {

for (bcal1 = vectorCandInterestingCaloJets.begin(); bcal1 != vectorCandInterestingCaloJets.end(); bcal1++) {
if (bcal1==cal1 || bcal1==cal2) continue;
reco::CaloJet localBJet1(*bcal1);
if ( localBJet1.pt() < minimumBJetPt
||  localBJet1.eta() < -maximumBJetEta  ||  localBJet1.eta() > maximumBJetEta
||  localBJet1.energy() < minimumBJetEnergy  )  continue;

for (bcal2 = bcal1+1; bcal2 != vectorCandInterestingCaloJets.end(); bcal2++) {
if (bcal2==cal1 || bcal2==cal2) continue;
reco::CaloJet localBJet2(*bcal2);
if ( localBJet2.pt() < minimumBJetPt
||  localBJet2.eta() < -maximumBJetEta  ||  localBJet2.eta() > maximumBJetEta
||  localBJet2.energy() < minimumBJetEnergy  )  continue;

double deltaR_Pho_BJet1 = deltaR(localBJet1,etaPhoton,phiPhoton);
double deltaR_Pho_BJet2 = deltaR(localBJet2,etaPhoton,phiPhoton);
double deltaR_Pho_LJet1 = deltaR(localLJet1,etaPhoton,phiPhoton);
```

```
double deltaR_Pho_LJet2 = deltaR(localLJet2,etaPhoton,phiPhoton);

double invMassBJets = (localBJet1.p4()+localBJet2.p4()).mass();

bool okEvent = deltaR_Pho_BJet1 > minimumJetPhotonDeltaR && deltaR_Pho_BJet2 > minimumJetPhotonDeltaR &&
deltaR_Pho_LJet1 > minimumJetPhotonDeltaR && deltaR_Pho_LJet2 > minimumJetPhotonDeltaR ;

if (okEvent) {
interestingEvent++;
if (invMassLJets > lightJetMass) {
lightJetMass = invMassLJets;
bool onlyPhoton = true;
mcMatchedPhoton = mcMatched(myGenEvent,thePhoton.eta(),thePhoton.phi(),maximumPhotonDR,onlyPhoton);
onlyPhoton = false;
mcMatchedParticle = mcMatched(myGenEvent,thePhoton.eta(),thePhoton.phi(),maximumPhotonDR,onlyPhoton);

photon_pt = thePhoton.pt();
photon_eta = thePhoton.eta();
photon_phi = thePhoton.phi();
if (mcMatchedParticle) photon_pdgId = mcMatchedParticle->pdg_id();
else photon_pdgId = 0;
if (mcMatchedPhoton) photon_momId = (getMother(mcMatchedPhoton))->pdg_id();
else photon_momId = 0;
photon_flag = thePhotonFlag;
photon_nTk = ntrks;
photon_r9 = thePhoton.r9();

photonJet_pt = thePhotonJet->pt();
photonJet_eta = thePhotonJet->eta();
photonJet_phi = thePhotonJet->phi();
photonJet_eecal = thePhotonJet->emEnergyFraction();
photonJet_ehcal = thePhotonJet->energyFractionHadronic();

nComb = interestingEvent;
nJets = vectorCandInterestingCaloJets.size();

mjj = invMassLJets;
mbb = invMassBJets;
mbbgam = (localBJet1.p4()+localBJet2.p4()+thePhoton.p4()).mass();

jet_pt[0]  = localLJet1.pt();
jet_eta[0] = localLJet1.eta();
jet_phi[0] = localLJet1.phi();
jet_eecal[0] = localLJet1.emEnergyFraction();
jet_ehcal[0] = localLJet1.energyFractionHadronic();
jet_btag[0]  = (detBTag(myGenEvent, localLJet1.eta(), localLJet1.phi(), maximumPhotonDR)?1:0);

jet_pt[1]  = localLJet2.pt();
jet_eta[1] = localLJet2.eta();
jet_phi[1] = localLJet2.phi();
jet_eecal[1] = localLJet2.emEnergyFraction();
jet_ehcal[1] = localLJet2.energyFractionHadronic();
jet_btag[1]  = (detBTag(myGenEvent, localLJet2.eta(), localLJet2.phi(), maximumPhotonDR)?1:0);

jet_pt[2]  = localBJet1.pt();
jet_eta[2] = localBJet1.eta();
jet_phi[2] = localBJet1.phi();
jet_eecal[2] = localBJet1.emEnergyFraction();
jet_ehcal[2] = localBJet1.energyFractionHadronic();
jet_btag[2]  = (detBTag(myGenEvent, localBJet1.eta(), localBJet1.phi(), maximumPhotonDR)?1:0);

jet_pt[3]  = localBJet2.pt();
jet_eta[3] = localBJet2.eta();
jet_phi[3] = localBJet2.phi();
jet_eecal[3] = localBJet2.emEnergyFraction();
jet_ehcal[3] = localBJet2.energyFractionHadronic();
jet_btag[3]  = (detBTag(myGenEvent, localBJet2.eta(), localBJet2.phi(), maximumPhotonDR)?1:0);

// Cosi' riempirebbe tutte le combinazioni possibili
// theTree->Fill();
}
}
}
}
}
}
}

if (interestingEvent>0) {
nEvtSel++;

// Se c'e' piu' di una combinazione gli facciamo riempire solo quella che ha
// la maggiore massa invariante dei due jet leggeri
```

```
// [ era "la massa dei due jet B piu' vicina a quella dell'Higgs che cerchiamo" ]

theTree->Fill();
}


if (debug_) {
std::cout << "\nThere are " << caloJets->size() << " calo Jets " << std::endl;
if (vectorCandInterestingCaloJets.size() != 1)
std::cout << "There are " << vectorCandInterestingCaloJets.size() << " interesting hadronic jets" << std::endl;
else std::cout << "There is " << vectorCandInterestingCaloJets.size() << " interesting hadronic jet" << std::endl;

if (vectorCandInterestingPhotons.size() != 1)
std::cout << "There are " << vectorCandInterestingPhotons.size() << " interesting photons" << std::endl;
     else std::cout << "There is " << vectorCandInterestingPhotons.size() << " interesting photon" << std::endl;

if (interestingEvent != 0)
std::cout << "This event has " << interestingEvent << " combinations interesting for the analysis" << std::endl;
else if (vectorCandInterestingCaloJets.size() != 0 && vectorCandInterestingPhotons.size() != 0)
std::cout << "This event has not passed cuts even if it had some good starting points" << std::endl;

std::cout << "\n\n" << std::endl;
}

vectorCandInterestingCaloJets.clear();
vectorCandInterestingCaloBJets.clear();
vectorCandInterestingPhotons.clear();
vectorJetsInterestingPhotons.clear();
vectorFlagInterestingPhotons.clear();
}




HepMC::GenParticle*  GammaJetAnalyzer::getMother(HepMC::GenParticle * gp) {
// Trova la mamma del mcMatchedPhoton navigando in GenEvent
HepMC::GenParticle* mom = 0;
int PartId = gp->pdg_id();
int MomId = 0;

if (  gp->production_vertex() ) {
if ( gp->production_vertex()->particles_begin(HepMC::parents) !=
gp->production_vertex()->particles_end(HepMC::parents)  ) {

mom = *( gp->production_vertex()->particles_begin(HepMC::parents) ) ;
MomId = mom->pdg_id();
}

// Let try once more if MomId == PartId...
if (MomId == PartId && mom->production_vertex() ) {
if ( mom->production_vertex()->particles_begin(HepMC::parents) !=
mom->production_vertex()->particles_end(HepMC::parents) ) {

mom = *( mom->production_vertex()->particles_begin(HepMC::parents) ) ;
MomId = mom->pdg_id();
}
}
}
    return mom;
}



int GammaJetAnalyzer::getMotherId(HepMC::GenParticle * gp) {
int MomId = -1;
HepMC::GenParticle* mom = getMother(gp);
if (mom)  MomId = mom->pdg_id();
return MomId;
}



std::string GammaJetAnalyzer::pdgName (int pdgId) {
std::string partname="NoName";

const ParticleData* pdt = Particle_Data_Table->particle(pdgId);
if (pdt) partname = pdt->name();
else throw edm::Exception( edm::errors::InvalidReference )
<< std::endl << "*** WARNING: particle PDG Id code = " << pdgId
<< " has no particle data" << std::endl;

return partname;
}
```

```
double GammaJetAnalyzer::deltaR(double eta1, double phi1, double eta2, double phi2) {
double deltaEta = eta1-eta2;
deltaEta=pow(deltaEta,2);
double deltaPhi = phi1-phi2;
if ( deltaPhi > pi )  deltaPhi -= twopi;
if ( deltaPhi < -pi) deltaPhi += twopi;
deltaPhi=pow(deltaPhi,2);
double dr = sqrt( deltaPhi+deltaEta);
return dr;
}



double GammaJetAnalyzer::deltaR(HepMC::GenParticle * mcp, double eta2, double phi2) {
double eta1 = mcp->momentum().eta();
double phi1 = mcp->momentum().phi();
return deltaR(eta1,phi1,eta2,phi2);
}



double GammaJetAnalyzer::deltaR(reco::CaloJet & jet, double eta2, double phi2) {
double eta1 = jet.momentum().eta();
double phi1 = jet.momentum().phi();
return deltaR(eta1,phi1,eta2,phi2);
}



double GammaJetAnalyzer::deltaR(reco::CaloJet & jet1, reco::CaloJet & jet2) {
double eta1 = jet1.momentum().eta();
double phi1 = jet1.momentum().phi();
double eta2 = jet1.momentum().eta();
double phi2 = jet1.momentum().phi();
return deltaR(eta1,phi1,eta2,phi2);
}



double GammaJetAnalyzer::deltaR(reco::GenJet & jet, double eta2, double phi2) {
double eta1 = jet.momentum().eta();
double phi1 = jet.momentum().phi();
return deltaR(eta1,phi1,eta2,phi2);
}



double GammaJetAnalyzer::deltaR(const reco::Track & trk, double eta2, double phi2) {
double eta1 = trk.eta();
double phi1 = trk.phi();
return deltaR(eta1,phi1,eta2,phi2);
}



HepMC::GenParticle *  GammaJetAnalyzer::mcMatched (const HepMC::GenEvent *myGE,
double eta, double phi, double dimCone, bool onlyPhoton) {
double minDeltaPhoton = dimCone;
HepMC::GenParticle * mcp=0;
for ( HepMC::GenEvent::particle_const_iterator p = myGE->particles_begin(); p != myGE->particles_end(); p++ )  {
if ((*p)->status()== 1 && ( !onlyPhoton || (*p)->pdg_id() == 22 ) ) {
double deltaPhoton =  deltaR((*p),eta,phi);
if ( deltaPhoton < minDeltaPhoton )  {
minDeltaPhoton=deltaPhoton;
mcp = (*p);
}
}
}
return mcp;
}



void GammaJetAnalyzer::printConeParticles(const HepMC::GenEvent *myGE, double eta, double phi, double dimCone) {
for ( HepMC::GenEvent::particle_const_iterator p = myGE->particles_begin(); p != myGE->particles_end(); p++ ) {
if ( (*p)->status()== 1 ) {
double deltaParticle = deltaR((*p),eta,phi);
if (deltaParticle <= dimCone)  {
std::cout << "GenPart #" << (*p)->barcode() << " : " << (*p)->pdg_id()
<< " , E = " <<(*p)->momentum().e()
```

```
<< " , deltaR = " << deltaParticle << std::endl;
}
}
}
}


int GammaJetAnalyzer::photonFlag(const HepMC::GenEvent *myGE, HepMC::GenParticle * mcp, double eta, double phi, double dimCone) {
int theFlag = -1;
if (!mcp) return theFlag;

HepMC::GenParticle * mcMother = 0;
HepMC::GenParticle * mcSister = 0;
int pdgId = mcp->pdg_id();
int momId = -1;
if (pdgId==22) {
mcMother = getMother(mcp);
momId = mcMother->pdg_id();
for ( HepMC::GenVertex::particle_iterator p = mcp->production_vertex()->particles_begin(HepMC::descendants);
p != mcp->production_vertex()->particles_end(HepMC::descendants); p++) {

if ( (*p)->status()==1 && (*p)->pdg_id()==22 && (*p)!=mcp ) {
mcSister = (*p);
double ptPhoton = sqrt( pow((*p)->momentum().px(),2) + pow((*p)->momentum().py(),2) );
if (ptPhoton > minimumPhotonPt) hDrPizero -> Fill(deltaR(mcSister,eta,phi));
}
}
}

int nCha = 0;
double ptSum = 0;
for ( HepMC::GenEvent::particle_const_iterator p = myGE->particles_begin(); p != myGE->particles_end(); p++ ) {
if ( (*p)->status()== 1 ) {
double deltaParticle = deltaR((*p),eta,phi);
if (deltaParticle <= dimCone)  {
double ptParticle = sqrt( pow((*p)->momentum().px(),2) + pow((*p)->momentum().py(),2) );
if (ptParticle > minimumParticlePt) {
if ( Particle_Data_Table->particle((*p)->pdg_id())->charge() != 0 ) nCha++;
if ( (*p)!=mcp && (*p)!=mcSister ) ptSum += ptParticle;
}
}
}
}

if (nCha > maximumChargedInCone)  theFlag = CHARGED_JET;
else if (ptSum > ptThresholdInCone) theFlag = NEUTRAL_JET;
else if (pdgId != 22 || ( momId >= 100 && momId < 1000) ) theFlag = NEUTRAL_HAD;
else theFlag = PHOTON;

return theFlag;
}


bool GammaJetAnalyzer::detBTag(const HepMC::GenEvent *myGE, double eta, double phi, double dimCone) {
bool bTagged = false;

for ( HepMC::GenEvent::particle_const_iterator p = myGE->particles_begin(); p != myGE->particles_end(); p++ ) {
double deltaParticle = deltaR((*p), eta, phi);
if (deltaParticle <= dimCone) {
int pdgB = abs((*p)->pdg_id());
pdgB = pdgB/100;
int overBMeson = pdgB % 10;
bool bMeson = (overBMeson==5?true:false);
pdgB = pdgB/10;
int overBBaryon = pdgB % 10;
bool bBaryon = (overBBaryon==5?true:false);
if (bMeson || bBaryon) {
bTagged = true;
return bTagged;
}
}
}
return bTagged;
}



// ------------------------- BEGINJOB ----------------------------

void  GammaJetAnalyzer::beginJob(const edm::EventSetup& iSetup) {
// Initialize counters:
nEvtTot = 0;
nEvtPho = 0;
```

```
nEvtJet = 0;
nEvtSel = 0;

// Initialize the ParticleDataTable
iSetup.getData(Particle_Data_Table);

// go to *OUR* rootfile and book histograms
rootFile_  -> cd();

theTree = new TTree("T","GammaJetAnalyzer root tree",0);

theTree->Branch("run",&run,"run/I");
theTree->Branch("evt",&evt,"evt/I");

theTree->Branch("photon_pt",&photon_pt,"photon_pt/F");
theTree->Branch("photon_eta",&photon_eta,"photon_eta/F");
theTree->Branch("photon_phi",&photon_phi,"photon_phi/F");
theTree->Branch("photon_pdgId",&photon_pdgId,"photon_pdgId/I");
theTree->Branch("photon_momId",&photon_momId,"photon_momId/I");
theTree->Branch("photon_flag",&photon_flag,"photon_flag/I");
theTree->Branch("photon_nTk",&photon_nTk,"photon_nTk/I");
theTree->Branch("photon_r9",&photon_r9,"photon_r9/F");

theTree->Branch("photonJet_pt",&photonJet_pt,"photonJet_pt/F");
theTree->Branch("photonJet_eta",&photonJet_eta,"photonJet_eta/F");
theTree->Branch("photonJet_phi",&photonJet_phi,"photonJet_phi/F");
theTree->Branch("photonJet_eecal",&photonJet_eecal,"photonJet_eecal/F");
theTree->Branch("photonJet_ehcal",&photonJet_ehcal,"photonJet_ehcal/F");

theTree->Branch("nJets",&nJets,"nJets/I");
theTree->Branch("nComb",&nComb,"nComb/I");

theTree->Branch("mjj" ,&mjj ,"mjj/F ");
theTree->Branch("mbb" ,&mbb ,"mbb/F ");
theTree->Branch("mbbgam",&mbbgam,"mbbgam/F");

theTree->Branch("jet_pt",&jet_pt,"jet_pt[4]/F");
theTree->Branch("jet_eta",&jet_eta,"jet_eta[4]/F");
theTree->Branch("jet_phi",&jet_phi,"jet_phi[4]/F");
theTree->Branch("jet_eecal",&jet_eecal,"jet_eecal[4]/F");
theTree->Branch("jet_ehcal",&jet_ehcal,"jet_ehcal[4]/F");
theTree->Branch("jet_btag",&jet_btag,"jet_btag[4]/I");

hPhoton_e                      = new TH1F("Photon_e","Photons : Energy ",200,0.,400.);
hPhoton_pt                     = new TH1F("Photon_pt","Photons:  p_{T} ",200,0.,400.);
hPhoton_eta                    = new TH1F("Photon_eta","Photons: #eta ",200,-2.5, 2.5);
hPhoton_phi                    = new TH1F("Photon_phi","Photons: #phi ",200,-pi, pi);
hPhoton_r9                     = new TH1F("Photon_r9","Photons: R9 ",200, 0., 2.);
hMatchedPhoton_recEoverTrueE   = new TH1F("MatchedPhoton_recEoverTrueE","Matched Photons: recE / trueE ",200, 0., 10.);

hJet_pt                        = new TH1F("Jet_pt","Jets: p_{T} ", 200, 0, 1000);
hJet_eta                       = new TH1F("Jet_eta","Jets: #eta ", 200,-5. , 5.);
hJet_phi                       = new TH1F("Jet_phi","Jets: #phi ", 200, -pi, pi);
hNJets                         = new TH1F("nJets","Number of accepted Jets",21,-0.5,20.5);

hDrPhoton                      = new TH1F("drPhoton","Photon isolation (#Delta R)",200,0.,10.);
hDrPizero                      = new TH1F("drPizero","#Delta R in #pi",200,0.,10.);
}



// -------------------------- ENDJOB ----------------------------

void GammaJetAnalyzer::endJob() {
std::cout << "*** -----------------------------------------------------" << std::endl;
std::cout << "*** GAMMAJETANALYZER final report : " << std::endl;
std::cout << "*** Numero totale di eventi:                            " << nEvtTot << std::endl;
std::cout << "*** Numero di eventi con almeno un fotone selezionato:   " << nEvtPho << std::endl;
std::cout << "*** Numero di eventi con un fotone e 4 jet selezionati: " << nEvtJet << std::endl;
std::cout << "*** Numero di eventi che passano tutti i tagli:          " << nEvtSel << std::endl;
std::cout << "*** -----------------------------------------------------" << std::endl;

rootFile_                     -> cd();

theTree                       -> Write();

hPhoton_e                     -> Write();
hPhoton_pt                    -> Write();
hPhoton_eta                   -> Write();
hPhoton_phi                   -> Write();
hPhoton_r9                    -> Write();
hMatchedPhoton_recEoverTrueE  -> Write();
```

```
hJet_pt                      -> Write();
hJet_eta                     -> Write();
hJet_phi                     -> Write();
hNJets                       -> Write();

hDrPhoton                    -> Write();
hDrPizero                    -> Write();

rootFile_                    -> Close();
}



// -------------- Define this as a plug-in --------------------------------

DEFINE_FWK_MODULE(GammaJetAnalyzer);
```

GammaJetAnalyzer.h

```
// v.0.19.SS

#ifndef APAnalyzers_GammaJetAnalyzer_GammaJetAnalyzer_H
#define APAnalyzers_GammaJetAnalyzer_GammaJetAnalyzer_H

// class: GammaJetAnalyzer
// GammaJetAnalyzer.h


// system include files
#include <memory>

// user include files
#include "FWCore/Framework/interface/ESHandle.h"
#include "FWCore/ParameterSet/interface/ParameterSet.h"
#include "FWCore/Framework/interface/EDAnalyzer.h"

#include "SimGeneral/HepPDTRecord/interface/ParticleDataTable.h"

#include "TH1.h"
#include "TFile.h"
#include "TH1F.h"
#include "TH2F.h"
#include "TTree.h"


class TFile;

namespace HepMC {
class GenEvent;
class GenParticle;
}

namespace reco {
class Photon;
class CaloJet;
class GenJet;
class Track;
}



class GammaJetAnalyzer : public edm::EDAnalyzer {
public:
explicit GammaJetAnalyzer(const edm::ParameterSet&);
~GammaJetAnalyzer();


private:
virtual void beginJob(const edm::EventSetup&) ;
virtual void analyze(const edm::Event&, const edm::EventSetup&);
virtual void endJob() ;

std::string pdgName (int pdgId);

double deltaR(double eta1, double phi1, double eta2, double phi2);
double deltaR(HepMC::GenParticle * , double eta2, double phi2);
double deltaR(reco::CaloJet & , double eta2, double phi2);
```

```
double deltaR(reco::GenJet & , double eta2, double phi2);
double deltaR(reco::CaloJet & , reco::CaloJet &);
double deltaR(const reco::Track & , double eta2, double phi2);

HepMC::GenParticle * getMother(HepMC::GenParticle *) ;
int getMotherId(HepMC::GenParticle *) ;
HepMC::GenParticle * mcMatched(const HepMC::GenEvent *, double, double, double, bool);

void printConeParticles (const HepMC::GenEvent *, double eta, double phi, double dimCone);
int photonFlag (const HepMC::GenEvent *, HepMC::GenParticle *, double eta, double phi, double dimCone);
bool detBTag (const HepMC::GenEvent *, double , double, double);


// ----------member data ---------------------------
private:
std::string outputFile_;
TFile*  rootFile_;

std::string mcProducer_;
std::string photonCollectionProducer_;
std::string photonCorrCollectionProducer_;
std::string uncorrectedPhotonCollection_;
std::string vertexProducer_;
std::string correctedPhotonCollection_;
std::string CaloJetAlgorithm_ , GenJetAlgorithm_ ;
std::string trackProducer_;

bool debug_particle;
bool debug_photon;
bool debug_jet;
bool debug_;

double theHiggsReferenceMass;
double minimumPhotonPt;
double maximumPhotonEta;
double minimumDRPhotonJet;
double minimumJetHadEnergyFraction;
double maximumPhotonDR;
double minimumParticlePt;
int maximumChargedInCone;
double ptThresholdInCone;
double minimumLJetPt, minimumLJetEnergy, maximumLJetEta , minimumLJetDeltaEta, minimumLJetMass;
double minimumBJetPt, minimumBJetEnergy, maximumBJetEta;
double minimumAnyJetPt, minimumAnyJetEnergy, maximumAnyJetEta;
double minimumJetPhotonDeltaR;

edm::ESHandle<ParticleDataTable> Particle_Data_Table;

// Counters
int nEvtTot, nEvtPho, nEvtJet, nEvtSel;

// -- Histograms and root trees (if any...)

TH1F*  hPhoton_e;
TH1F*  hPhoton_pt;
TH1F*  hPhoton_eta;
TH1F*  hPhoton_phi;
TH1F*  hPhoton_r9;
TH1F*  hMatchedPhoton_recEoverTrueE;

TH1F*  hJet_pt;
TH1F*  hJet_eta;
TH1F*  hJet_phi;
TH1F*  hNJets;

TH1F*  hDrPhoton;
TH1F*  hDrPizero;

TTree *theTree;

Int_t run;
Int_t evt;

Float_t photon_pt;
Float_t photon_eta;
Float_t photon_phi;
Int_t photon_pdgId;
Int_t photon_momId;
Int_t photon_flag;
Int_t photon_nTk;
Float_t photon_r9;

Float_t photonJet_pt;
```

```
Float_t photonJet_eta;
Float_t photonJet_phi;
Float_t photonJet_eecal;
Float_t photonJet_ehcal;

Int_t nComb;
Int_t nJets;

Float_t mjj;
Float_t mbb;
Float_t mbbgam;

Float_t jet_pt[4];
Float_t jet_eta[4];
Float_t jet_phi[4];
Float_t jet_eecal[4];
Float_t jet_ehcal[4];
Int_t jet_btag[4];
};

#endif
```

GammaJetAnalyzer.cfg

```
process gammaJetAnalysis = {

untracked PSet maxEvents = {untracked int32 input = -1}

include "FWCore/MessageService/data/MessageLogger.cfi"
# replace MessageLogger.destinations = {"detailedInfo.txt"}
replace MessageLogger.cerr.threshold = "WARNING"

# use default PYTHIA particle data table in CMSSW

include "SimGeneral/HepPDTESSource/data/pythiapdt.cfi"

# Our analyzer module:
module  simpleGammaJetAnalyzer = GammaJetAnalyzer {
string outputFile = "GammaJetAnalyzer.root"
string phoProducer = "photons"
string corrPhoProducer = "correctedPhotons"
string uncorrectedPhotonCollection = ""
string correctedPhotonCollection   = ""
string primaryVertexProducer = "offlinePrimaryVerticesFromCTFTracks"
string mcProducer = "source"
string trackProducer = "ctfWithMaterialTracks"
string CaloJetAlgorithm ="iterativeCone5CaloJets"
string GenJetAlgorithm = "iterativeCone5GenJetsNoNuBSM"

bool debug_particle = false
bool debug_photon = false
bool debug_jet = false

double higgsMass = 140.

double minimumPhotonPt = 20.
double maximumPhotonEta = 2.5
double minimumDRPhotonJet = 0.5
double minimumHadronicRatioInJets = 0.1
double coneAroundPhoton = 0.3

double minimumParticlePt = 1.5
int32 maximumChargedInCone = 0
double ptThresholdInCone = 0.9

double minimumLJetPt = 30.
double maximumLJetEta = 5.
double minimumLJetEnergy = 0.
double minimumLJetDeltaEta = 4.
double minimumLJetMass = 400.
double minimumBJetPt = 30.
double maximumBJetEta = 2.5
double minimumBJetEnergy = 0.

double minimumJetPhotonDeltaR = 1.2
}

path p = {simpleGammaJetAnalyzer}
}
```

crab.cfg

```
[CRAB]

jobtype = cmssw
scheduler = edg

[CMSSW]

datasetpath=/QCD_Pt_0_15/CMSSW_1_5_2-CSA07-2047/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_15_20/CMSSW_1_5_2-CSA07-2026/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_20_30/CMSSW_1_5_2-CSA07-2162/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_30_50/CMSSW_1_5_2-CSA07-2048/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_50_80/CMSSW_1_5_2-CSA07-2049/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_80_120/CMSSW_1_5_2-CSA07-2027/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_120_170/CMSSW_1_5_2-CSA07-2171/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_170_230/CMSSW_1_5_2-CSA07-2069/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_230_300/CMSSW_1_5_2-CSA07-2050/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_300_380/CMSSW_1_5_2-CSA07-2061/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_380_470/CMSSW_1_5_2-CSA07-2172/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_470_600/CMSSW_1_5_2-CSA07-2096/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_600_800/CMSSW_1_5_2-CSA07-2097/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_800_1000/CMSSW_1_5_2-CSA07-2028/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_1000_1400/CMSSW_1_5_2-CSA07-2205/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_1400_1800/CMSSW_1_5_2-CSA07-2081/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_1800_2200/CMSSW_1_5_2-CSA07-2051/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_2200_2600/CMSSW_1_5_2-CSA07-2052/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_2600_3000/CMSSW_1_5_2-CSA07-2098/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_3000_3500/CMSSW_1_5_2-CSA07-2163/GEN-SIM-DIGI-RECO
datasetpath=/QCD_Pt_3500_inf/CMSSW_1_5_2-CSA07-2176/GEN-SIM-DIGI-RECO

### The ParameterSet you want to use
pset=GammaJetAnalyzer.cfg

### Total number of events to be accessed: -1 means all ("-1" is not usable if no input)
total_number_of_events=-1

### Number of jobs
number_of_jobs = 10

### The output files produced by your application (comma separated list)
output_file = GammaJetAnalyzer.root

[USER]

################################
#### to publish output data ####
################################

publish_data=0

#################################
#### JOB OUTPUT MANAGEMENT #####
#################################

### RETRIEVE JOB OUTPUT INTO UI ###
## to have back the job executable output into UI (return_data= 1)
return_data = 1

#################################
####### JOB MONITORING  ### #####
#################################

### Use central BOSS DB instead of one for each task: the DB must be already been setup!
use_central_bossDB = 0

### Use Boss RealTime monitoring
use_boss_rt = 1

[EDG]

################################
###### EDG specific stuff ######
################################

## to change the CMS-broker RB. The ones available for CMS are "CERN" and "CNAF": the configuration
## files needed to change the broker will be automatically downloaded from CRAB web page. If the
## files are already present on the working directory they will be used.
rb = CERN

## CMS myproxy server, to proxy delegation
proxy_server = myproxy.cern.ch
```

```
## fields written into jdl
virtual_organization = cms

## number or retry count
retry_count = 0

lcg_catalog_type = lfc
lfc_host = lfc-cms-test.cern.ch
lfc_home = /grid/cms
```

Ringraziamenti

Ringrazio innanzitutto il Prof. Navarria, per avermi dato l'opportunità di svolgere quest'esperienza all'interno dell'INFN.
Ringrazio inoltre il Prof. Fabbri, che mi ha più volte aiutato in questo lavoro di Tesi con preziosi consigli, nonostante i numerosi impegni.
Ringrazio moltissimo il Dr. Perrotta (grazie Andrea!), per essermi stato d'aiuto con la sua esperienza quando ancora non riuscivo a capire il significato dell'articolo [19], quando c'erano problemi con i pc, quando non conoscevo il funzionamento di un certo programma o di una certa funzione del codice, quando avevo bisogno di un consiglio per la scrittura della Tesi, quando non sapevo più cosa fare, e anche per la compagnia offerta.
Dopo i ringraziamenti formali, ma non per questo meno sinceri, voglio anche esprimere la mia gratitudine verso tutti coloro che mi sono stati accanto fino ad oggi, anche nei momenti di maggior stress. Ringrazio quindi i miei genitori e i miei fratelli, che hanno tollerato un famigliare negli ultimi tempi un po' "schizzato"; la nonna, sempre orgogliosa dei suoi nipoti; i vicini di casa, che mi hanno già chiesto un progetto per una centrale nucleare di dimensioni domestiche; mio cugino Nicola, grandissimo compagno di risate; e infine tutte le amiche (cito solo, spero senza offendere nessuno, Giulia, Lucia e Mara) e gli amici vari (anche qui, in particolare Alberto, Filippo, Paolo e Davide); non vi cito uno ad uno perchè posso scrivere solo una pagina...
Per quanto riguarda l'esperienza all'INFN voglio anche ringraziare il Dr. Sergio Lo Meo, compagno di stanza degli ultimi mesi nel laboratorio al 2° piano; Stefano Caiazza, aggiuntosi negli ultimi giorni al gruppo di lavoro assieme alle sue macchine virtuali; il Dr. Andrea Paolucci, che ha più volte cercato di sistemare un pc che incomprensibilmente non vuole ancora collaborare in maniera continuativa; la Dr.ssa Francesca Romana Cavallo, collega e compagna di stanza del Dr. Perrotta, più volte disturbata durante il suo lavoro dalle mie interruzioni.
Ringrazio infine il gruppo teorico che ha posto le basi [19] per questo lavoro, i ricercatori del CERN e di CMS in particolare, per avermi fornito un ottimo software e dei volumi indispensabili per questa analisi quali i Techical Design

Reports [8, 12], e anche il sistema di GRID, che più volte ha cercato di sabotare l'analisi dati con indesiderati crash, ma che alla fine mi ha permesso di avere la base per scrivere questa Tesi.

È possibile richiedere all'autore una copia di questa tesi, completa e revisionata, inviando un'email all'indirizzo
`stefano.sinigardi@gmail.com`