



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

Corso di laurea magistrale in Fisica

OSSERVAZIONE E MISURE
RELATIVE AD UNA RISONANZA
COMPATIBILE CON IL BOSONE DI HIGGS
NEL DECADIMENTO IN DUE FOTONI
ALL'ESPERIMENTO ATLAS

RELATORE:
Dott. Marcello Fanti

TESI DI LAUREA DI:
Marco Incarbone
Matricola 733701

CORRELATORE:
Prof. Attilio Andreazza

CODICI PACS:
13.85.-t, 14.80.Bn

ANNO ACCADEMICO 2011/2012





Ai miei genitori
Aurelio & Rita

INDICE

INTRODUZIONE	7
I COMPENDIO DEL MODELLO STANDARD	9
I.1 Particelle elementari	9
I.1.1 Costituenti della materia	10
I.1.2 Mediatori delle forze	11
I.2 Interazioni fondamentali	12
I.2.1 Trasformazioni globali e locali	12
I.2.2 Elettrodinamica quantistica	13
I.2.3 Cromodinamica quantistica	15
I.2.4 Unificazione elettrodebole	18
I.3 Fisica del bosone di Higgs	23
I.3.1 Rottura spontanea di simmetria	24
I.3.2 Meccanismo di Higgs	25
I.3.3 Produzione e decadimenti	27
I.3.4 Ricerche sperimentali	30
I.4 Cenni su limiti ed estensioni	32
2 CARATTERISTICHE DI LHC E DELL'ESPERIMENTO ATLAS	35
2.1 Panoramica generale di LHC	35
2.2 Struttura del rivelatore ATLAS	38
2.2.1 Rivelatore interno	41
2.2.2 Calorimetria	43
2.2.3 Spettrometro per muoni	46
2.2.4 Sistema di trigger	46
3 RICOSTRUZIONE, IDENTIFICAZIONE E SELEZIONE DEI FOTONI	49
3.1 Ricostruzione dei fotoni	49
3.1.1 Recupero dei fotoni convertiti	51

3.2	Identificazione dei fotoni	52
3.2.1	Forma dello sciame	53
3.2.2	Isolamento dei fotoni	58
3.3	Selezione degli eventi	59
3.4	Osservabili per l'analisi	62
3.4.1	Massa invariante	63
3.4.2	Angolo di decadimento	64
4	DETERMINAZIONE DELLA COMPOSIZIONE DEL FONDO	67
4.1	Contributi al fondo	67
4.2	Metodo di scomposizione	68
4.2.1	Efficienze e fake rate	68
4.2.2	Pesi degli eventi	72
4.3	Risultati della scomposizione	75
5	ANALISI DELLO SPETTRO DI MASSA INVARIANTE	81
5.1	Simulazioni Monte Carlo	81
5.2	Strategia di analisi	82
5.3	Numero di eventi di segnale attesi	85
5.4	Modellizzazione del picco di massa	88
5.5	Modellizzazione del fondo in massa	93
5.6	Risultati dell'analisi	95
6	STUDIO DELLO SPIN DELLA RISONANZA BOSONICA	103
6.1	Simulazioni Monte Carlo	103
6.2	Strategia di analisi	104
6.3	Distribuzioni dell'angolo di decadimento	106
6.3.1	Modellizzazione del segnale	106
6.3.2	Estrazione del fondo	108
6.4	Distribuzione della massa invariante	108
6.4.1	Modellizzazione del segnale	109
6.4.2	Estrazione del fondo	109
6.5	Risultati dell'analisi	110
	CONCLUSIONI	117
	RIFERIMENTI	119

INTRODUZIONE

Secondo il Modello Standard, la teoria su cui è basata la fisica delle particelle, le masse dei bosoni e dei fermioni elementari sono conseguenza di un meccanismo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole. Questo modello prevede l'esistenza di una particella scalare massiva, nota come bosone di Higgs. La risonanza bosonica che è stata scoperta il 4 luglio 2012 dagli esperimenti ATLAS e CMS, all'acceleratore LHC presso il CERN, presenta molte similarità con il bosone di Higgs. L'obiettivo principale degli esperimenti è ora quello di misurare le proprietà di tale risonanza, nel seguito indicata con H per brevità, per confrontarle con quelle previste dalla teoria.

Il canale di decadimento in due fotoni $H \rightarrow \gamma\gamma$ è di particolare interesse grazie al considerevole tasso di eventi di segnale e alla possibilità di ricostruire la cinematica completa con un'elevata risoluzione. Queste caratteristiche consentono di misurare con precisione la massa e la sezione d'urto del segnale, ed offrono la possibilità di studiare il suo spin.

In questo lavoro di tesi, svolto nell'ambito del gruppo ATLAS di Milano, ho analizzato i dati registrati dalle collisioni protone-protone a $\sqrt{s} = 8$ TeV durante il 2012, corrispondenti ad una luminosità integrata di 20.7 fb^{-1} , sviluppando un criterio di selezione alternativo degli eventi con il quale ho potuto misurare la massa, il numero di eventi di segnale e lo spin della risonanza scoperta recentemente nel canale di decadimento in due fotoni.

Nel primo capitolo introduco gli aspetti principali del Modello Standard, descrivendo in particolare le interazioni fondamentali tra le particelle elementari e la fisica del bosone di Higgs, dal meccanismo di rottura spontanea della simmetria alle ricerche sperimentali.

Successivamente nel secondo capitolo presento l'apparato sperimentale dal quale provengono i dati che ho analizzato in questo lavoro; dopo una breve rassegna delle principali caratteristiche di LHC, mi soffermo sulla struttura del rivelatore ATLAS, descrivendo i suoi sottorivelatori e il sistema di trigger.

L'individuazione di un campione di eventi a due fotoni è l'oggetto del terzo capi-

tolo, in cui ripercorro la procedura di ricostruzione e di selezione dei fotoni mediante opportuni tagli, i più importanti fra i quali riguardano l'identificazione e l'isolamento; introduco inoltre le osservabili di interesse, motivando la selezione alternativa che ho scelto per l'analisi.

Nel quarto capitolo studio la composizione del fondo nel campione di dati, presentando ed applicando un metodo basato sui dati per determinare le frazioni di ciascuno dei quattro stati finali, in cui ciascun componente della coppia può essere un fotone reale o un jet erroneamente identificato come fotone.

Il quinto capitolo è dedicato all'analisi dello spettro della massa invariante; dopo aver definito la strategia di analisi, costruisco un modello di segnale e di fondo, tenendo conto delle incertezze sistematiche, e discuto i risultati che ho ottenuto.

Infine nel sesto capitolo mi occupo dell'analisi dello spin del candidato bosone di Higgs impiegando due osservabili: la massa invariante della coppia di fotoni e l'angolo di decadimento; introdotta la metodologia di analisi e i modelli che descrivono le ipotesi di spin 0 e di spin 2, rispettivamente per il bosone di Higgs e per una particella tipo gravitone prodotta da fusione gluone-gluone, espongo il risultato di esclusione per quest'ultima ipotesi.

I COMPENDIO

DEL MODELLO STANDARD

In questo capitolo presento i fondamenti teorici della fisica delle particelle elementari, i quali sono contenuti nel Modello Standard, una teoria quantistica dei campi che incorpora la relatività ristretta: introduco la classificazione delle particelle elementari; discuto le proprietà di simmetria delle interazioni fondamentali; descrivo il meccanismo di rottura spontanea della simmetria e la fenomenologia del bosone di Higgs; accenno ai limiti e alle estensioni del Modello Standard.

I.1 PARTICELLE ELEMENTARI

Il Modello Standard classifica almeno 61 particelle elementari in base ai valori che possono assumere i numeri quantici ad esse associati. La principale distinzione, fondata sul momento angolare intrinseco, è tra costituenti della materia (spin semi-intero) e mediatori della forza (spin intero).

Dal punto di vista della teoria quantistica dei campi, ogni particella è descritta da una densità di lagrangiana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi, \partial_\mu \psi),$$

funzione del campo $\psi = \psi(x)$ associato alla particella stessa e delle derivate del campo. Queste lagrangiane sono costruite in modo assiomatico affinché, applicando l'equazione generalizzata di Eulero-Lagrange

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \psi)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi}, \quad (1.1)$$

si ottengano le equazioni che descrivono in modo appropriato il moto relativistico del campo ψ in assenza di interazioni.

TABELLA I.1 Fermioni costituenti della materia nel Modello Standard.

	Famiglie			Carica elettrica (e)	Interazioni		
	1 ^a	2 ^a	3 ^a		FORTE	DEBOLE	E.M.
QUARK					○	○	○
	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	●	●	●
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	●	●	●
LEPTONI						○	○
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0		●	
	e^-	μ^-	τ^-	-1		●	●

I.1.1 *Costituenti della materia*

Le particelle costituenti sono fermioni di spin $\frac{1}{2}$ raggruppati come quark o leptoni, a seconda che siano rispettivamente soggetti o non soggetti all'interazione forte; di conseguenza ai quark è associato anche un numero quantico di colore, che induce una degenerazione di terzo ordine sugli autostati di massa. Entrambe le classi di fermioni sono composte dalle tre famiglie di doppietti schematizzate nella tabella I.1; i quark hanno carica elettrica frazionaria, mentre i leptoni hanno carica elettrica intera.

In meccanica quantistica relativistica un fermione libero di massa m è descritto dalla lagrangiana di Dirac

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi, \quad (I.2)$$

in cui il campo fermionico ψ è bispinoriale, con $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, e le matrici γ^μ di Dirac soddisfano la regola di anticommutazione $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, dove $g^{\mu\nu}$ è il tensore metrico che caratterizza lo spaziotempo di Minkowski; la rappresentazione più diffusa delle matrici di Dirac [1] è costruita a partire dalla matrice identità e dalle matrici di Pauli. Per i quark la (I.2) resta formalmente valida ammettendo che la dipendenza dal colore sia contenuta implicitamente in ψ .

Introducendo nella (I.1) la lagrangiana (I.2) si ottiene l'equazione di Dirac

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0,$$

che produce un insieme completo di soluzioni di tipo onda piana per gli stati di par-

TABELLA I.2 Bosoni mediatori delle interazioni fondamentali [2].

	Interazione	Carica elettrica (e)	Massa (GeV)
γ	elettromagnetica	0	$< 1 \times 10^{-27}$
$W^\pm$	debole	± 1	80.385(15)
Z^0		0	91.1876(21)
g	forte	0	0

ticella e di antiparticella, caratterizzati dall'avere la stessa massa, ma numeri quantici opposti; pertanto il numero di fermioni elementari raddoppia.*

I.1.2 Mediatori delle forze

Le particelle mediatrici sono bosoni di spin 1 associati ai campi delle tre forze fondamentali comprese nel Modello Standard: il fotone per l'interazione elettromagnetica, tre bosoni vettoriali intermedi per l'interazione debole, otto gluoni per l'interazione forte; le rispettive proprietà sono riassunte nella tabella I.2.

Per le ragioni di consistenza della teoria descritte nella sezione I.3, nel Modello Standard è richiesta l'esistenza di almeno un bosone di Higgs; una particella scalare, massiva e con carica elettrica nulla, candidata ad essere compatibile con le proprietà del bosone di Higgs, è stata recentemente osservata a LHC dagli esperimenti ATLAS e CMS; maggiori dettagli sono contenuti nella sezione I.3.4.

Nel contesto della teoria quantistica dei campi un bosone vettore libero di massa m è descritto dalla lagrangiana di Proca

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu, \quad (I.3)$$

dove il campo vettoriale è A^μ , e per definizione $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$; ponendo $m = 0$ nella (I.3) si ottiene la lagrangiana di Maxwell

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (I.4)$$

* Non è ancora chiaro se i neutrini siano fermioni di Dirac oppure di Majorana; una delle prove di quest'ultima ipotesi potrebbe essere l'osservazione del decadimento doppio beta senza neutrini.

L'equazione (1.1) applicata alla lagrangiana (1.3) produce l'equazione di Proca

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0;$$

il caso speciale $m = 0$ corrisponde all'equazione di Maxwell, già nota in elettrodinamica classica come la coppia di equazioni per il campo elettromagnetico in assenza di sorgenti.

I.2 INTERAZIONI FONDAMENTALI

Tutti i fenomeni naturali finora osservati possono essere spiegati in termini di quattro interazioni fondamentali: elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale. Come già accennato, il Modello Standard comprende solo le prime tre interazioni, poiché per la gravità attualmente non esiste una teoria definitiva che incorpori la relatività generale nel formalismo della meccanica quantistica.

Le interazioni tra le particelle elementari emergono in modo naturale nella teoria a partire da un principio di simmetria locale ispirato alle proprietà di invarianza globale della lagrangiana di Dirac.

I.2.1 *Trasformazioni globali e locali*

Una lagrangiana possiede una proprietà di simmetria se non è alterata dall'azione di una particolare trasformazione dei campi

$$\psi \rightarrow U\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}U^\dagger$$

rappresentata dall'operatore U unitario, cioè tale per cui $U^\dagger U = 1$. Una trasformazione globale, in cui per definizione U non dipende dal punto dello spazio-tempo, lascia invariata la lagrangiana (1.2). Questa proprietà di simmetria è conseguenza della struttura bilineare dei suoi termini e della commutazione dell'operatore di trasformazione con il termine contenente le derivate del campo, proprio perché U è indipendente dalla variabile di derivazione.

Passando ad una trasformazione locale, il cui parametro è funzione del punto dello spazio-tempo, il commutatore tra U e la derivata produce un termine aggiuntivo che preclude l'invarianza della lagrangiana di Dirac. Per preservare la proprietà di simmetria anche rispetto ad una trasformazione locale è quindi necessario ridefinire l'opera-

tore di derivazione; in questa procedura, nota come *regola di accoppiamento minimale*, si introduce in modo automatico un campo di interazione.

1.2.2 Elettrodinamica quantistica

La (1.2) è evidentemente invariante rispetto alla trasformazione globale di fase

$$\psi \rightarrow e^{i\vartheta} \psi \quad (1.5)$$

generata dalla matrice identità, qui sottintesa, con parametro ϑ indipendente dal punto dello spazio-tempo. Nel linguaggio della teoria dei gruppi l'invarianza della lagrangiana rispetto a tale trasformazione è detta invarianza globale $U(1)$, essendo quest'ultimo il gruppo delle matrici unitarie 1×1 a cui appartiene l'operatore $U = e^{i\vartheta}$ definito implicitamente nella (1.5); se i generatori del gruppo di simmetria commutano, la teoria descritta dalla lagrangiana è detta abeliana.

Applicando alla lagrangiana di Dirac (1.2) la trasformazione locale $U(1)$

$$\psi \rightarrow e^{-ig_e \lambda(x)} \psi,$$

in cui la fase $\vartheta(x) = -g_e \lambda(x)$, riscritta estraendo la costante di accoppiamento g_e , è funzione del punto x^μ dello spazio-tempo, compare un termine aggiuntivo che rompe la simmetria di invarianza, perché si ha

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + (q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)\partial_\mu\lambda. \quad (1.6)$$

La simmetria è recuperata aggiungendo alla lagrangiana (1.2) un nuovo termine che cancelli quello comparso nella (1.6) oppure, equivalentemente, sostituendo l'operatore di derivazione con la derivata covariante

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ig_e A_\mu,$$

dove è stato introdotto un campo di gauge A_μ che si trasforma come

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\lambda. \quad (1.7)$$

Considerando A_μ come un campo libero, anziché come un potenziale esterno, la corrispondente lagrangiana libera deve essere aggiunta alla (1.2). Poiché nella (1.6) il bilineare $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ è di tipo vettoriale, tale deve essere anche il campo A_μ a cui si accoppia;

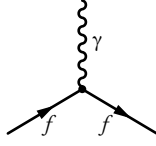


FIGURA 1.1 Vertice di interazione della QED, corrispondente al secondo termine della (1.8).

conseguentemente, le candidate lagrangiane sono quella di Proca (1.3) oppure quella di Maxwell (1.4). Ancora una volta, il requisito di invarianza locale di gauge impone di scegliere la lagrangiana di Maxwell, perché il termine di massa di Proca romperebbe la simmetria. Il campo A_μ deve dunque avere massa nulla, così che è naturale identificare il fotone come la sua particella associata.

Il procedimento sopra descritto produce la lagrangiana dell'elettrodinamica quantistica (QED), che descrive l'accoppiamento tra fermioni dotati di carica elettrica mediante lo scambio di un fotone:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{QED}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - g_e(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu \\ &\quad - \frac{1}{4}(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu).\end{aligned}\tag{1.8}$$

La QED è evidentemente una teoria abeliana, perché il gruppo di simmetria locale $U(1)$ ha un unico generatore, pertanto non esiste l'interazione fotone-fotone e il raggio d'azione della forza è infinito, essendo il fotone privo di massa. Il vertice di Feynman che schematizza l'accoppiamento previsto dalla QED è rappresentato nella figura 1.1.

Come conseguenza del gruppo di rinormalizzazione [3] la costante di accoppiamento elettromagnetica $g_e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ dipende dal momento trasferito secondo la relazione (valida all'ordine α_0^2 per $|q^2| \gg m_f^2$)

$$\alpha_{\text{em}}(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \sum_f Q_f^2 \frac{\alpha_0}{3\pi} \ln\left(\frac{|q^2|}{m_f^2}\right)},\tag{1.9}$$

in cui la sommatoria è estesa a tutti i fermioni di carica Q_f e massa m_f , mentre α_0 è la costante di struttura fine, che ad energie dell'ordine di m_e [2] ha il valore

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{4\pi} = 7.2973525698(24) \times 10^{-3},\tag{1.10}$$

dove e è la carica dell'elettrone in unità di Heaviside-Lorentz ($e_{\text{SI}} = e_{\text{HL}}\sqrt{\varepsilon_0}$, con ε_0 costante dielettrica del vuoto).*

Il segno relativo tra i due termini nel denominatore della (1.9) indica che la costante di accoppiamento elettromagnetica, ovvero la carica elettrica, aumenta all'aumentare del momento trasferito. L'interpretazione fisica di questo andamento è basata sulla polarizzazione del vuoto, che scherma parzialmente la carica in modo analogo ad un materiale dielettrico; di conseguenza la carica elettrica misurata sperimentalmente è in realtà una carica efficace.

1.2.3 Cromodinamica quantistica

Partendo dall'ipotesi che ogni quark esista in tre diversi autostati di colore, in modo da conciliare il principio di esclusione di Pauli con l'esistenza di barioni formati da tre quark identici, il numero di campi nella lagrangiana di Dirac deve essere triplicato. È conveniente mantenere la forma della (1.2) ridefinendo i campi come vettori con tre componenti bispinoriali:

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_g \\ \psi_b \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi} \equiv (\bar{\psi}_r \quad \bar{\psi}_g \quad \bar{\psi}_b).$$

Con questa modifica la (1.2) presenta una simmetria rispetto alla trasformazione globale $U(3)$ definita dall'operatore unitario $U = e^{iH}$, scritto in termini della matrice hermitiana 3×3

$$H = g \mathbf{1} + \boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{a}, \quad (1.11)$$

dove il prodotto scalare definisce una somma di otto termini, ciascuno dei quali è il prodotto tra una matrice λ_i di Gell-Mann [1] e un coefficiente a_i .

Il primo termine della (1.11), contenendo la matrice identità 3×3 , genera una trasformazione di fase riconducibile a quella già trattata nel caso della QED. La matrice che si ottiene come esponenziale del secondo termine della (1.11) ha determinante 1, grazie alla proprietà $\text{Tr}[\lambda_i] = 0$, pertanto appartiene al gruppo delle matrici speciali unitarie $SU(3)$.

* La costante di struttura fine è il parametro del Modello Standard misurato con la migliore precisione, come suggeriscono le numerose cifre significative nella (1.10).

Se i coefficienti $\mathbf{a}$ dipendono da x^μ si ottiene la trasformazione locale

$$\psi \rightarrow e^{-ig_s \boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\phi}(x)} \psi,$$

dove si è posto $\mathbf{a}(x) = -g_s \boldsymbol{\phi}(x)$ per esplicitare la costante di accoppiamento. La simmetria di gauge è preservata anche nel caso della trasformazione locale passando alla derivata covariante

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s \boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{G}_\mu;$$

i campi vettoriali di gauge $\mathbf{G}_\mu$ così introdotti si trasformano al primo ordine come

$$\mathbf{G}_\mu \rightarrow \mathbf{G}_\mu + \partial_\mu \boldsymbol{\phi} + 2g_s (\boldsymbol{\phi} \times \mathbf{G}_\mu), \quad (1.12)$$

in cui il prodotto vettoriale in otto dimensioni

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B})_i \equiv \sum_{j,k=1}^8 f_{ijk} A_j B_k \quad (1.13)$$

è definito per mezzo delle costanti di struttura f_{ijk} di SU(3), ricavate dalle regole di commutazione delle matrici di Gell-Mann:

$$[\lambda_i, \lambda_j] = 2if_{ijk}\lambda_k. \quad (1.14)$$

Per descrivere la cinematica dei campi liberi si aggiunge la lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu}, \quad (1.15)$$

costruita analogamente alla (1.4), con la differente definizione

$$\mathbf{F}^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu \mathbf{G}^\nu - \partial^\nu \mathbf{G}^\mu - 2g_s (\mathbf{G}^\mu \times \mathbf{G}^\nu), \quad (1.16)$$

dove il prodotto vettoriale è quello indicato nella (1.13). Dalla scelta della (1.15) si deduce che agli otto campi $\mathbf{G}_\mu$ sono associate otto particelle prive di massa, identificabili con i gluoni, mentre il termine di secondo ordine nella (1.16) suggerisce l'interazione reciproca tra gluoni, che devono quindi portare una carica di colore.*

Mettendo tutto insieme, per ciascuno dei sei quark si ottiene la lagrangiana della

* Più precisamente, la carica dei gluoni è formata da una componente di colore e una di anti-colore.

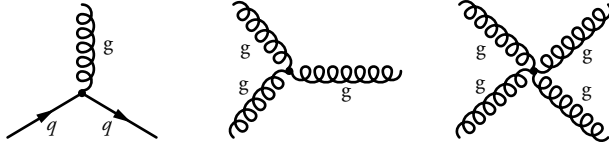


FIGURA I.2 Vertici di interazione della QCD, corrispondenti rispettivamente al secondo, quarto e quinto termine della (I.17).

cromodinamica quantistica (QCD), che descrive le interazioni tra particelle dotate di carica di colore, cioè quark e gluoni:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{QCD}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} \\
 &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - g_s (\bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\lambda} \psi) \cdot \mathbf{G}_\mu \\
 &\quad - \frac{1}{4} (\partial^\mu \mathbf{G}^\nu - \partial^\nu \mathbf{G}^\mu) \cdot (\partial_\mu \mathbf{G}_\nu - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu) \\
 &\quad + g_s (\mathbf{G}^\mu \times \mathbf{G}^\nu) \cdot (\partial_\mu \mathbf{G}_\nu - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu) - g_s^2 (\mathbf{G}^\mu \times \mathbf{G}^\nu) \cdot (\mathbf{G}_\mu \times \mathbf{G}_\nu).
 \end{aligned} \tag{I.17}$$

Poiché dalla (I.14) è evidente che i generatori del gruppo di simmetria $\text{SU}(3)$ non commutano, la QCD risulta essere una teoria non abeliana; di conseguenza esistono anche accoppiamenti tripli e quadrupli di gluoni, come già osservato a proposito dal termine aggiuntivo nella (I.16). La figura I.2 rappresenta i tre vertici di Feynman che schematizzano gli accoppiamenti previsti dalla QCD.

L'interazione reciproca tra gluoni influisce anche sulla dipendenza della costante di accoppiamento forte $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ dal momento trasferito, la quale al primo ordine perturbativo ($|q^2| \gg \mathcal{A}^2$) può essere espressa come

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(11n - 2f) \ln \left(\frac{|q^2|}{\mathcal{A}^2} \right)}, \tag{I.18}$$

dove $\mathcal{A}$ è un parametro di scala, il cui valore determinato sperimentalmente è circa 0.2 GeV , n è il numero di colori e f il numero di sapori dei quark. In una teoria come il Modello Standard, in cui la coppia di valori $(n, f) = (3, 6)$ rende positivo il coefficiente del logaritmo nella (I.18), la costante di accoppiamento forte decresce all'aumentare del momento trasferito, al contrario di quanto avviene per l'interazione elettromagnetica.

Per grandi valori di $|q^2|$, cioè a distanze inferiori al raggio del nucleone, α_s è piccola e la QCD può essere trattata in regime perturbativo. In questo limite di *libertà*

asintotica sono stati osservati i costituenti dei nucleoni negli esperimenti di diffusione fortemente inelastica (*Deep Inelastic Scattering*, DIS). Per piccoli valori di $|q^2|$, vicini al limite di validità della (1.18), la costante di accoppiamento forte assume valori elevati e le particelle colorate sono fortemente legate tra loro; le conseguenze osservabili sono il *confinamento* dei quark negli adroni, che sono singoletti di colore, e la produzione di jet dai processi con particelle colorate nello stato finale.

1.2.4 Unificazione elettrodebole

Le interazioni deboli coinvolgono tutti i fermioni in diversi processi di decadimento e di diffusione; costituiscono inoltre l'unica modalità di interazione dei neutrini. Si classificano come interazioni in corrente carica, mediate dai bosoni $W^\pm$, ed interazioni in corrente neutra, mediate dal bosone Z^0 . L'accoppiamento in corrente carica ha una struttura di tipo $V-A$, rappresentata dalla differenza tra una componente vettoriale e una assiale;* per esempio, due leptoni possono interagire debolmente per mezzo delle correnti cariche

$$j_-^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) e, \quad j_+^\mu = \bar{e}\gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) \nu; \quad (1.19)$$

relazioni simili valgono per le altre famiglie di leptoni e quark. L'accoppiamento in corrente neutra ha una struttura non puramente $V-A$ per la presenza di coefficienti che dipendono dal tipo di fermione coinvolto; l'origine di questi coefficienti, riportati nella tabella 1.4, è discussa più avanti in questa sezione.

Per trattare l'interazione debole come una teoria di gauge è necessario considerarla insieme all'interazione elettromagnetica, nel contesto della teoria dell'unificazione elettrodebole di Glashow, Weinberg e Salam (GWS).

Un campo fermionico può essere espresso come somma di una componente chirale sinistrorsa e di una destrorsa tramite opportuni operatori di proiezione:

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \frac{1-\gamma^5}{2} \psi + \frac{1+\gamma^5}{2} \psi; \quad (1.20)$$

nel limite di massa nulla, le componenti sinistrorsa e destrorsa coincidono con l'autostato di elicità rispettivamente negativa e positiva della particella. Per gli anti-fermioni valgono analoghe definizioni, in cui gli indici di chiralità sono scambiati.

* Questa caratteristica è alla base della violazione della parità nelle interazioni deboli.

In base alla (1.20) l'accoppiamento $V-A$ dell'interazione debole in corrente carica può essere riscritto come accoppiamento puramente vettoriale tra gli stati sinistrorsi dei fermioni, così che per esempio le (1.19) diventano

$$j_-^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L, \quad j_+^\mu = \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L; \quad (1.21)$$

in questo modo si evidenzia un'analogia formale con la corrente elettromagnetica

$$j_{\text{em}}^\mu = -\bar{e} \gamma^\mu e = -\bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R, \quad (1.22)$$

con la differenza che quest'ultima accoppia separatamente entrambi gli stati chirali, infatti nella (1.22) i termini misti si annullano grazie alla proprietà degli operatori di proiezione, legate a quelle di commutazione delle matrici di Dirac.

Da queste proprietà risulta naturale descrivere gli stati chirali dei fermioni per mezzo di un numero quantico di isospin debole T , con la sua componente T_3 , tali per cui $(T, T_3) = (1/2, \pm 1/2)$ per i doppietti sinistrorsi e $(T, T_3) = (0, 0)$ per i singoletti destrorsi; la tabella 1.3 schematizza questi multipletti. Per i quark* si nota che gli autostati dell'interazione debole non coincidono con quelli di massa indicati nella tabella 1.1, ma sono ruotati per mezzo della matrice unitaria V_{CKM} di Cabibbo-Kobayashi-Masukawa, secondo la relazione

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

Le correnti deboli cariche (1.21) possono essere riscritte come

$$j_\pm^\mu = \bar{\chi}_L \gamma^\mu \tau_\pm \chi_L, \quad (1.23)$$

dove χ_L rappresenta un doppietto di fermioni nella tabella 1.3 e $\tau_\pm$ sono le usuali combinazioni lineari delle prime due matrici di Pauli. La simmetria di isospin debole si completa definendo la corrente

$$j_3^\mu = \bar{\chi}_L \gamma^\mu \frac{1}{2} \tau_3 \chi_L, \quad (1.24)$$

dove τ_3 è la terza matrice di Pauli, ed introducendo l'ipercarica debole Y , un numero

* Si osserva una caratteristica simile nel settore leptonico con l'oscillazione dei neutrini, legata alla matrice di mixing V_{PMNS} di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata.

TABELLA I.3 Multiplietti chirali dell'interazione elettrodebole, con i rispettivi numeri quantici. Le osservazioni sperimentali escludono il coinvolgimento dei neutrini destrorsi nelle interazioni deboli.

Multiplietti			Numeri quantici			
			T	T_3	Q	Y
QUARK						
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$
u_R	c_R	t_R	0	0	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{4}{3}$
d_R'	s_R'	b_R'	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$
LEPTONI						
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	-1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1	-2

quantico legato alla carica elettrica Q e alla terza componente T_3 dell'isospin debole per mezzo della formula di Gell-Mann–Nishijima

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} Y; \quad (I.25)$$

mettendo insieme la (I.23) e la (I.24) si ottengono tre correnti di isospin debole

$$j^\mu = \frac{1}{2} \bar{\chi}_L \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \chi_L$$

e una corrente di iper carica debole

$$j_Y^\mu = 2j_{em}^\mu - 2j_3^\mu = 2 \sum_{i=1}^2 Q_i (\bar{\psi}_{iL} \gamma^\mu \psi_{iL} + \bar{\psi}_{iR} \gamma^\mu \psi_{iR}) - 2j_3^\mu, \quad (I.26)$$

dove nella corrente elettromagnetica, generalizzazione della (I.22), la somma è estesa alle particelle ψ_i del doppietto, in cui $\psi_1 \equiv u$ denota la componente superiore e $\psi_2 \equiv d$ quella inferiore.

Il modello di unificazione di GWS prevede che le tre correnti di isospin debole (I.23) possano accoppiarsi ad un tripletto debole di bosoni vettori $\mathbf{W}_\mu$, mentre la corrente di iper carica debole (I.24) possa accoppiarsi ad un singoletto bosonico B_μ .

Il termine di accoppiamento complessivo è quindi

$$-i \left[g_w \mathbf{j}^\mu \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{g'}{2} j_Y^\mu B_\mu \right]. \quad (1.27)$$

I campi dei bosoni vettori fisici $W^\pm$ si ricavano immediatamente dalla combinazione lineare dei primi due campi del tripletto:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2 \right). \quad (1.28)$$

I rimanenti campi neutri W_μ^3 e B_μ si mescolano, attraverso l'angolo di mixing di Weinberg ϑ_W , per produrre un campo privo di massa e un campo massivo, associati rispettivamente al fotone e alla Z^0 :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_W & \sin \vartheta_W \\ -\sin \vartheta_W & \cos \vartheta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}; \quad (1.29)$$

sostituendo queste relazioni nella (1.27) e ricordando che l'accoppiamento elettromagnetico ha la forma $-ig_e j_{em}^\mu A_\mu$, dove la corrente associata è definita dalla (1.26), la consistenza della teoria elettrodebole rispetto alla QED richiede

$$g_w \sin \vartheta_W = g' \cos \vartheta_W = g_e,$$

così che di conseguenza l'accoppiamento alla Z^0 risulta essere

$$-ig_z \left(j_3^\mu - \sin^2 \vartheta_W j_{em}^\mu \right) Z_\mu, \quad (1.30)$$

dove la costante di accoppiamento è definita dalla relazione $g_e = g_z \sin \vartheta_W \cos \vartheta_W$.

Esplicitando la (1.30) per tutti i fermioni è possibile ricavare i coefficienti di accoppiamento vettoriale ed assiale, esprimibili equivalentemente in termini chirali, riassunti nella tabella 1.4.

Dal punto di vista della simmetria di gauge, l'interazione elettrodebole presenta un'invarianza rispetto alla trasformazione locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

$$\psi \rightarrow \exp \left[i \frac{g'}{2} Y a(x) + i g_w \mathbf{T} \cdot \mathbf{b}(x) \right] \psi,$$

dove Y è l'ipercarica debole (1.25) e $\mathbf{T} \equiv \boldsymbol{\tau}/2$ è l'operatore di isospin debole, i quali generano rispettivamente le trasformazioni di $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$. L'invarianza segue dal-

TABELLA I.4 Costanti di accoppiamento in corrente neutra nel modello gws, scritte per le componenti vettoriale-assiale e sinistrorsa-destrorsa dei fermioni.

f	c_V	c_A	g_L	g_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \vartheta_W$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \vartheta_W$	$\sin^2 \vartheta_W$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \vartheta_W$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \vartheta_W$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \vartheta_W$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \vartheta_W$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \vartheta_W$	$\frac{1}{3} \sin^2 \vartheta_W$

l'introduzione dei campi B_μ e $\mathbf{W}_\mu$, con le opportune regole di trasformazione analoghe alla (I.7) e alla (I.12), nella derivata covariante

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu + i g_w \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu. \quad (I.31)$$

Aggiungendo i termini di lagrangiana libera dei campi di interazione, in cui

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{\mu\nu} &\equiv \partial^\mu \mathbf{W}^\nu - \partial^\nu \mathbf{W}^\mu - g_w (\mathbf{W}^\mu \times \mathbf{W}^\nu), \\ G^{\mu\nu} &\equiv \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu, \end{aligned}$$

si ottiene la lagrangiana dell'interazione elettrodebole

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{GWS}} &= i \bar{\psi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - \frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \\ &= i \bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i \bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - \frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \\ &\quad - \frac{g'}{2} (\bar{\psi} \gamma^\mu Y \psi) B_\mu - g_w (\bar{\psi}_L \gamma^\mu \mathbf{T} \psi_L) \cdot \mathbf{W}_\mu \\ &= i \bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i \bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - \frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \\ &\quad - \frac{g'}{2} (\bar{u}_R \gamma^\mu Y_R^u u_R B_\mu - \bar{d}_R \gamma^\mu Y_R^d d_R B_\mu) \\ &\quad - \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} g' Y_L B_\mu + g_w W_\mu^3 & g_w (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ g_w (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & g' Y_L B_\mu - g_w W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (I.32)$$

dove nell'esplicitare le componenti chirali del campo ψ si è tenuto conto che la parte sinistrorsa forma un doppietto, mentre la parte destrorsa è un singoletto. Come nel caso della QCD, anche la teoria elettrodebole di gws non è abeliana; i possibili accoppiamenti sono schematizzati dai vertici di Feynman rappresentati nella figura I.3.

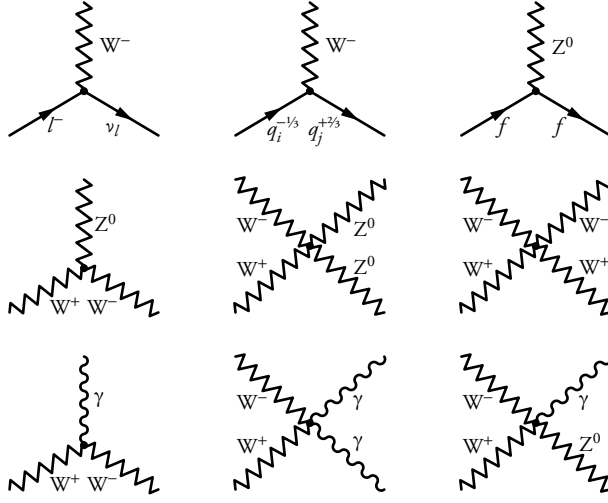


FIGURA 1.3 Vertici di interazione della teoria gws, corrispondenti ai vari termini provenienti dallo svolgimento della (1.32).

I.3 FISICA DEL BOSONE DI HIGGS

Il modello di unificazione elettrodebole di gws non spiega con quale meccanismo avviene la rottura della simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, né il mixing dei bosoni neutri o l'origine delle masse dei mediatori, motivate dal corto raggio d'azione osservato per l'interazione debole. D'altra parte la simmetria di gauge richiede che i bosoni mediatori siano privi di massa, perché come osservato a proposito della QED l'aggiunta di un termine di Proca nella lagrangiana impedisce l'invarianza per trasformazioni locali di gauge.

Un ulteriore problema della teoria di gws è l'attribuzione delle masse ai fermioni, dal momento che nella lagrangiana un termine di massa della forma

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -im\bar{\psi}\psi = -im(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

mescolerebbe componenti chirali che si trasformano in modo diverso rispetto al gruppo di simmetria.

Per rimediare a questi problemi è necessario costruire un meccanismo con cui assegnare le masse alle particelle mantenendo l'invarianza di gauge della lagrangiana. Nel Modello Standard è stato introdotto il meccanismo di Higgs [4–6], che spiega l'unificazione elettrodebole come il risultato dell'invarianza locale di gauge applicata ad una rottura spontanea di simmetria.

1.3.1 *Rottura spontanea di simmetria*

Quando le proprietà di simmetria di una lagrangiana non sono condivise dallo stato di vuoto, cioè lo stato del sistema con la minima energia, la scelta di un particolare stato di vuoto rompe, o meglio nasconde, la simmetria originaria.

Definendo un campo scalare complesso $\phi \equiv \phi_1 + i\phi_2$ in un potenziale scalare

$$V(\phi) = -\mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.33)$$

dove μ^2 ha le dimensioni di una massa al quadrato e λ è un parametro adimensionale, con $\lambda > 0$ per limitare inferiormente il potenziale, si costruisce la lagrangiana

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) + \mu^2 (\phi^\dagger \phi) - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.34)$$

che è invariante rispetto alle trasformazioni globali U(1) definite dalla (1.5).

Lo stato di vuoto ϕ_0 del sistema, corrispondente al minimo del potenziale $V(\phi)$, dipende dal segno del coefficiente μ^2 nella (1.33). Il caso $\mu^2 < 0$ non è di interesse, poiché il potenziale ha la forma di un paraboloide e lo stato di vuoto è univocamente definito da $(\phi_{1\min}, \phi_{2\min}) = (0, 0)$. Nel caso $\mu^2 > 0$, invece, il potenziale ha la forma a “cappello messicano” mostrata nella figura 1.4, con i punti di minimo appartenenti ad una circonferenza di equazione

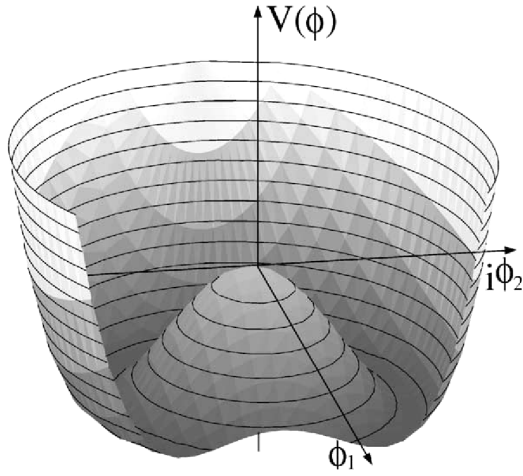
$$\phi_0^\dagger \phi_0 = \phi_{1\min}^2 + \phi_{2\min}^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}; \quad (1.35)$$

per lo stato di vuoto è quindi possibile scegliere un punto qualunque di tale circonferenza, ad esempio $(\phi_{1\min}, \phi_{2\min}) = (\mu/\sqrt{2\lambda}, 0)$, e ridefinire i campi in termini di fluttuazioni intorno allo stato di vuoto:

$$\begin{aligned} \eta &\equiv \phi_1 - \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}, \\ \xi &\equiv \phi_2. \end{aligned} \quad (1.36)$$

La scelta di un particolare stato di vuoto rompe l'invarianza di gauge e la lagrangiana perde la proprietà di simmetria formale che aveva nella forma (1.34):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= [(\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - 2\mu^2 \eta^2] + [(\partial_\mu \xi) (\partial^\mu \xi)] \\ &\quad + \left[2\mu\sqrt{2\lambda} (\eta^3 + \eta\xi^2) - \lambda (\eta^4 + 2\eta^2\xi^2 + \xi^4) \right] + \frac{\mu^4}{4\lambda}; \end{aligned} \quad (1.37)$$


 FIGURA I.4 Forma del potenziale $V(\phi)$ per $\mu^2 > 0$.

i primi due termini sono le lagrangiane libere per i campi η e ξ rispettivamente, il terzo termine definisce gli accoppiamenti tra questi due campi, mentre l'ultimo termine è irrilevante, essendo una costante additiva.

Dalla lagrangiana (I.37) si deduce che il campo η ha acquistato la massa $m_\eta = 2\mu$ e che il campo ξ è rimasto privo di massa, in accordo con il teorema di Goldstone [7], il quale prevede la comparsa di uno o più bosoni scalari non massivi in seguito alla rottura di una simmetria globale continua.

I.3.2 Meccanismo di Higgs

Lo schema della rottura spontanea di simmetria può essere applicato alla teoria dell'unificazione elettrodebole ridefinendo il campo ϕ in modo che appartenga ad un multipletto di $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il modo più semplice è scegliere un doppietto di campi scalari complessi con $Y = 1$ e $T = 1/2$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}.$$

La scelta di un minimo del potenziale (I.33) in base alla (I.35) deve preservare la simmetria $U(1)$ della carica elettrica; il valore di aspettazione sullo stato di vuoto

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v \equiv \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}},$$

soddisfa la condizione richiesta, poiché è ottenuto imponendo che $Q\phi_0 = 0$, dove l'operatore Q è definito dalla (1.25). Si ridefinisce inoltre il campo ϕ con una sostituzione simile alla (1.36); passando al gauge unitario, in cui $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, grazie all'invarianza rispetto alle trasformazioni locali di $SU(2)$, si ottiene

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

dove H è l'unico campo fisico rimasto, rappresentato dal campo di Higgs.

Il passaggio finale è l'inserimento della derivata covariante (1.31) e del campo (1.38) nella lagrangiana di Higgs (1.34). Il termine cinetico $\mathcal{D}_\mu \phi \mathcal{D}^\mu \phi$ così ottenuto, in cui

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu \phi &= \partial_\mu \phi + i \frac{g'}{2} B_\mu \phi + i \frac{g_w}{2} \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu \phi \\ &= \partial_\mu (\phi - \phi_0) + \frac{i}{2} [g' B_\mu \phi + g_w \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \phi] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ H \end{pmatrix} + \frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g_w W_\mu^3 & g_w (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ g_w (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & g' B_\mu - g_w W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

contiene un contributo della forma

$$\begin{aligned} \left| i \frac{g'}{2} B \phi + i \frac{g_w}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W} \phi \right|^2 &= \left| \frac{i(v+H)}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} g_w (W^1 - i W^2) \\ g' B - g_w W^3 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{(v+H)^2}{8} \left| \begin{pmatrix} g_w \sqrt{2} W^- \\ -\frac{g_w}{\cos \vartheta_W} Z \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \left(\frac{g_w v}{2} \right)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_w v}{2 \cos \vartheta_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad + \frac{g_w^2 v}{2} H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{4} \frac{g_w^2 v}{\cos^2 \vartheta_W} H Z_\mu Z^\mu \\ &\quad + \left(\frac{g_w}{2} \right)^2 H^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_w}{2 \cos \vartheta_W} \right)^2 H^2 Z_\mu Z^\mu, \end{aligned}$$

dove i campi sono stati riscritti mediante la combinazione lineare (1.28) e la rotazione (1.29); i primi due termini di questo contributo indicano che i bosoni $W^\pm$ e Z^0 hanno acquistato rispettivamente le masse

$$m_W = \frac{g_w v}{2}, \quad m_Z = \frac{g_w v}{2 \cos \vartheta_W} = \frac{m_W}{\cos \vartheta_W},$$

mentre gli altri termini identificano le interazioni tra i bosoni di gauge e il bosone di Higgs, in cui gli accoppiamenti a tre campi sono proporzionali alle masse dei bosoni di gauge. Dal termine di potenziale si ricava la massa del bosone di Higgs

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

e gli accoppiamenti dell'interazione Higgs-Higgs. La teoria non fornisce il valore della massa del bosone di Higgs, ma impone dei limiti a tale valore [8]; nel processo di diffusione $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, per esempio, avvengono scambi di bosoni neutri: se il bosone di Higgs avesse una massa superiore a circa 1 TeV, l'ampiezza di diffusione crescerebbe proporzionalmente al quadrato dell'energia disponibile nel centro di massa, violando l'unitarietà.

Dal meccanismo di Higgs appena costruito non emergono in modo automatico i termini di massa per i fermioni. Tuttavia, sfruttando il doppietto di Higgs (1.38) e il suo coniugato di carica $\phi_C = -i\tau_2\phi^\dagger$ si postulano gli accoppiamenti tra il bosone di Higgs e i fermioni per mezzo di termini di Yukawa

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= - \left[g_d \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \phi d_R + g_u \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \phi_C u_R \right] + (\text{h.c.}) \\ &= - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[g_d(v + H)\bar{d}_L d_R + (\text{h.c.}) + g_u(v + H)\bar{u}_L u_R + (\text{h.c.}) \right],\end{aligned}$$

dove per brevità (h.c.) indica il coniugato hermitiano, mentre u e d sono definiti come nella (1.26); i termini di massa dei fermioni hanno quindi la forma

$$m_{u,d} = \frac{1}{\sqrt{2}} (g_{u,d}v),$$

e gli accoppiamenti Higgs-fermioni sono proporzionali alle masse di questi ultimi. I valori delle masse dei fermioni non sono previsti dalla teoria, ma devono essere misurati sperimentalmente.

1.3.3 Produzione e decadimenti

Ad LHC il bosone di Higgs può essere prodotto in quattro modi principali, mediante l'accoppiamento ai bosoni vettori dell'interazione debole o ai quark pesanti. Le sezioni d'urto di produzione di questi processi a $\sqrt{s} = 8$ TeV sono mostrate nella figura 1.5.

Poiché alle energie di LHC la luminosità dei gluoni è elevata, il processo produzione da *fusione gluone-gluone* (ggF) è dominante in quasi tutto il range di massa dell'Higgs.

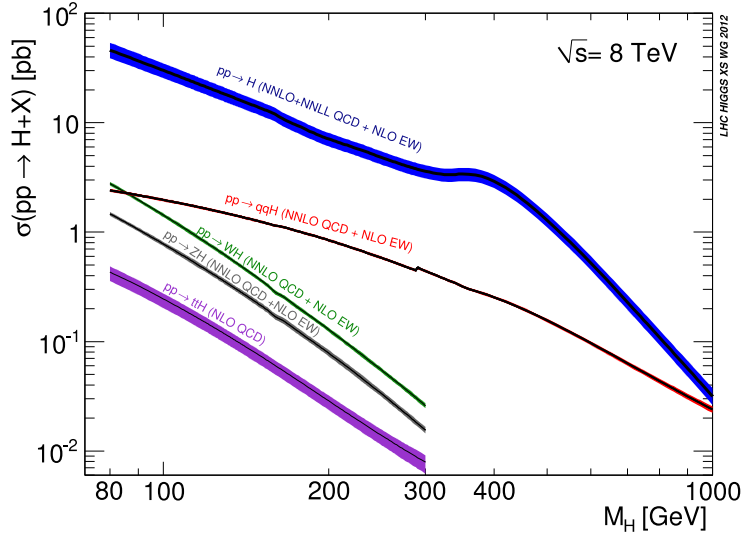


FIGURA 1.5 Sezioni d'urto dei principali processi di produzione in funzione della massa del bosone di Higgs a $\sqrt{s} = 8$ TeV [9].

L'accoppiamento del bosone di Higgs ai gluoni, che sono particelle effettivamente prive di massa, è realizzato indirettamente mediante un loop di fermioni virtuali, dove prevalgono i quark pesanti; nella figura 1.6a è mostrato il corrispondente diagramma all'ordine più basso della QCD.

Il secondo processo di produzione del bosone di Higgs è la *fusione di bosoni vettori* (VBF), che è originato dall'interazione elettrodebole di una coppia di quark; un contributo a tale processo è rappresentato dal diagramma di Feynman in canale t nella figura 1.6b. Nella VBF l'Higgs è accompagnato da due jet di alto momento trasverso nella direzione avanti-indietro, caratteristica che costituisce un'ottima segnatura per distinguere questo processo dal fondo, nonostante la sezione d'urto circa 10 volte inferiore al processo ggF, eccetto nella regione di masse elevate, a circa 1 TeV, dove le due sezioni d'urto diventano confrontabili.

Il bosone di Higgs può essere anche prodotto a partire dall'interazione $q\bar{q}$, schematizzata nella figura 1.6c, in cui è emesso come conseguenza del passaggio on-shell di un bosone virtuale W^* o Z^* . Questo processo di *Higgsstrahlung* (WH, ZH) ha sezioni d'urto inferiori di due ordini di grandezza rispetto al processo ggF a causa della maggiore energia richiesta per produrre due bosoni massivi nello stato finale.

Può inoltre verificarsi la *produzione associata con coppie di quark top*, un processo iniziato dall'interazione di due gluoni, come mostra la figura 1.6d, o di due quark. Questo processo ha sezioni d'urto molto basse, perciò è di limitato interesse a LHC.

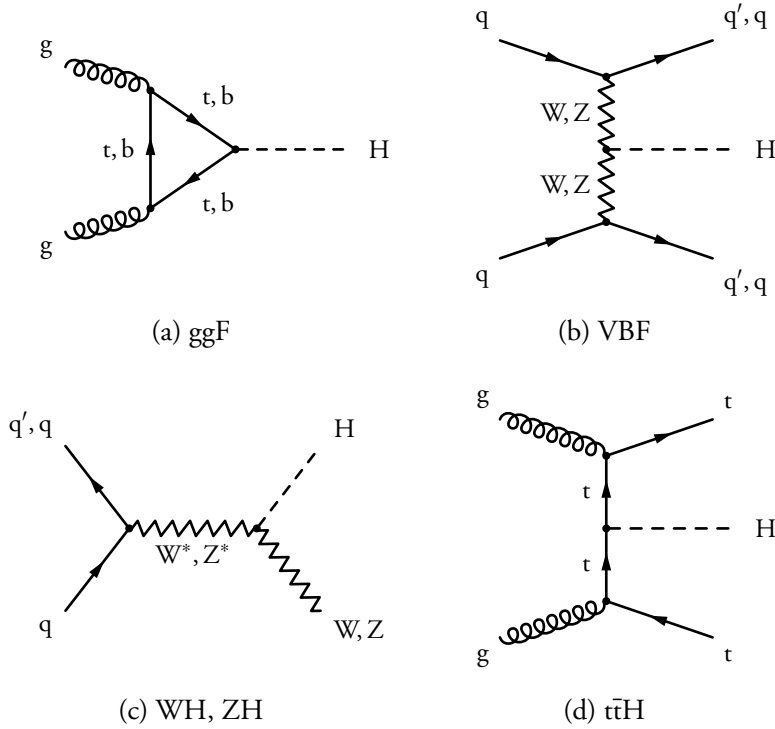


FIGURA I.6 Diagrammi di Feynman dei principali processi di produzione del bosone di Higgs a LHC: (a) fusione gluone-gluone, (b) fusione di bosoni vettori, (c) Higgsstrahlung, (d) produzione associata a quark top.

I rapporti di decadimento del bosone di Higgs per ogni canale sono mostrati nella figura 1.7 in funzione della massa m_H . La forte dipendenza dalla massa individua tre regioni in cui si classificano i canali di decadimento.

Nella regione di massa bassa ($m_H < 130$ GeV) il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ domina con un rapporto di decadimento (*Branching Ratio*, BR) compreso tra 50% e 75%, seguito da $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ con BR dal 5% al 7%. I canali $H \rightarrow gg$ e in $H \rightarrow c\bar{c}$ hanno BR modesti, mentre i canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow Z\gamma$ hanno BR al livello del permille. I decadimenti in particelle prive di massa, cioè gluoni e fotoni, sono mediati da un loop di particelle pesanti; in particolare, nel caso dei fotoni i contributi al loop provengono dal quark top e dal bosone W. Il canale di decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$, oggetto di questo lavoro di tesi, è uno dei più importanti nonostante il basso rapporto di decadimento, perché ha una segnatura molto forte (due fotoni isolati molto energetici che formano un piccolo stretto di massa invariante) ed una buona risoluzione in massa (attorno a 1 GeV).

Nella regione di massa intermedia ($130 < m_H < 180$ GeV) prevale il decadimento in una coppia di bosoni di gauge, generalmente con un bosone off-shell. Intorno

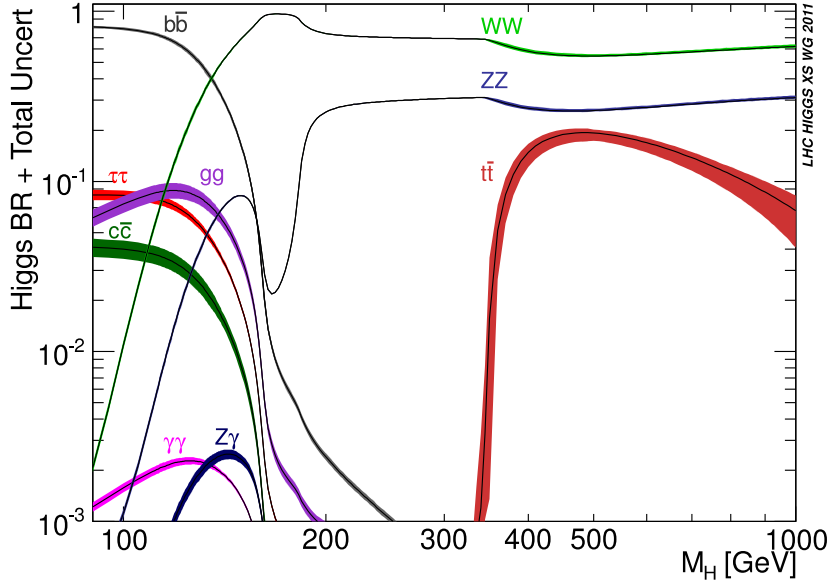


FIGURA 1.7 Rapporti di decadimento del bosone di Higgs in funzione della massa [9].

a $m_H = 130$ GeV il canale dominante è $H \rightarrow WW^*$, diventando di fatto l'unico possibile quando entrambi i bosoni passano on-shell, a $m_H > 2m_W$. Il decadimento $H \rightarrow ZZ^*$ rimane soppresso a causa della produzione di un bosone virtuale.

Nella regione di massa elevata ($180 < m_H < 1000$ GeV) i canali dominanti sono $H \rightarrow WW$, che ha un BR di circa $\frac{2}{3}$, e $H \rightarrow ZZ$ con un BR intorno a $\frac{1}{3}$; il fattore 2 per i W è legato alla loro molteplicità di carica. Il decadimento $H \rightarrow t\bar{t}$ è accessibile intorno a masse di 350 GeV, e contribuisce al più per il 20%.

1.3.4 Ricerche sperimentali

Le ricerche sperimentali del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard sono state svolte a LEP e al Tevatron, prima dell'avvio di LHC. I limiti alla massa del bosone di Higgs fissati dagli esperimenti sono il risultato sia di ricerche dirette sia di misure di precisione dei parametri elettrodeboli, che contengono termini correttivi dipendenti logaritmicamente dalla massa dell'Higgs.

Le ricerche a LEP [10], basate sul processo di Higgsstrahlung iniziato dalle collisioni e^+e^- fino a $\sqrt{s} = 209$ GeV, hanno prodotto il limite inferiore $m_H > 114.4$ GeV, mentre in assenza di segnale il limite atteso è $m_H > 115.3$ GeV, come mostrato nella figura 1.8.

I limiti indiretti sulla massa del bosone di Higgs sono estratti da un fit dei para-

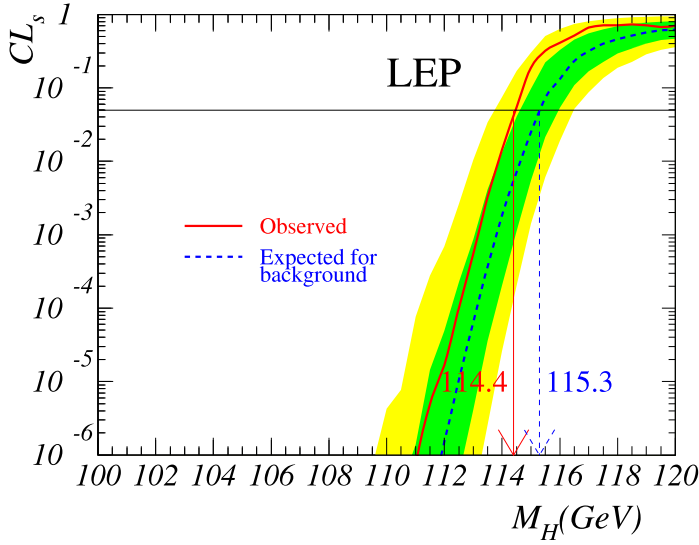


FIGURA 1.8 Grafico di esclusione per l'Higgs del Modello Standard a LEP. I valori di massa inferiori alle intersezioni tra le curve e la retta orizzontale sono esclusi ad un CL del 95%.

metri elettrodeboli [11] in cui sono combinate le previsioni teoriche e le osservabili ricavate da misure di precisione. La figura 1.9 mostra la distribuzione $\Delta\chi^2$ in funzione della massa del bosone di Higgs; il miglior valore, corrispondente al minimo della curva, è a 94^{+29}_{-24} GeV, con un'incertezza al 68% di CL ($\Delta\chi^2 = 1$), mentre sono esclusi valori superiori a 152 GeV al 95% di CL ($\Delta\chi^2 = 2.7$, tenendo conto sia dell'incertezza sperimentale sia dell'incertezza teorica).

Gli esperimenti CDF e DØ al Tevatron [12] hanno studiato le collisioni protone-antiprotone a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, escludendo con CL del 95% la regione di massa tra 100 e 103 GeV e quella tra 147 e 180 GeV, rispetto all'ipotesi di solo fondo, che esclude le regioni $100 < m_H < 120$ GeV e $139 < m_H < 184$ GeV; la figura 1.10 riassume i risultati di esclusione più recenti.

Il 4 luglio 2012 le collaborazioni ATLAS e CMS [13, 14] hanno annunciato la scoperta di una risonanza bosonica candidata ad essere identificata con il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard. In particolare, ATLAS ha osservato un eccesso di eventi ad una massa di $126 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})$ GeV con una significanza locale di 5.9σ nella regione di massa tra 122 e 131 GeV ed una significanza globale di 5.1σ nell'intervallo di massa tra 110 e 600 GeV. Il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard è stato inoltre escluso al 95% di CL negli intervalli tra 111 e 122 GeV e tra 131 e 559 GeV, come indica la figura 1.10.

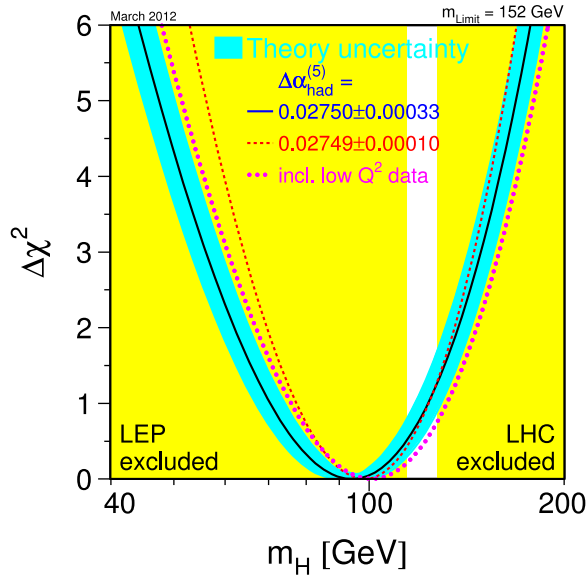


FIGURA I.9 Grafico della curva $\Delta\chi^2$ ricavata dalle misure elettrodeboli di precisione a LEP, Tevatron e LHC. Le regioni di massa evidenziate in giallo sono escluse dagli esperimenti.

I.4 CENNI SU LIMITI ED ESTENSIONI

Nonostante le numerose verifiche sperimentali, le quali hanno sempre confermato la validità delle previsioni teoriche, molto spesso con elevata precisione, il Modello Standard non è una teoria completa.

Dal punto di vista astrofisico e cosmologico il Modello Standard non prevede candidati per la materia oscura e non spiega l'asimmetria dei barioni nell'universo. La mancanza di una formulazione quantistica della relatività generale esclude l'interazione gravitazionale dal Modello Standard, anche se gli effetti quantistici della gravità diventano importanti ad energie dell'ordine della scala di Planck, intorno a 10^{18} GeV, cioè a 15 ordini di grandezza rispetto alla scala di energia di circa 10^3 GeV oggi accessibile sperimentalmente a LHC.

Il numero totale di particelle elementari (61) e di parametri liberi (18) è considerato eccessivo; inoltre, le masse delle particelle non sono previste dalla teoria, e variano di 5 ordini di grandezza, senza considerare le masse dei neutrini. L'evoluzione delle costanti di accoppiamento forte ed elettrodebole non mostra un punto di intersezione ad elevate scale di energia, rendendo impossibile la formulazione di una teoria unificata; non esiste una motivazione per la scelta di $\mu^2 > 0$ nel potenziale di Higgs (I.33).

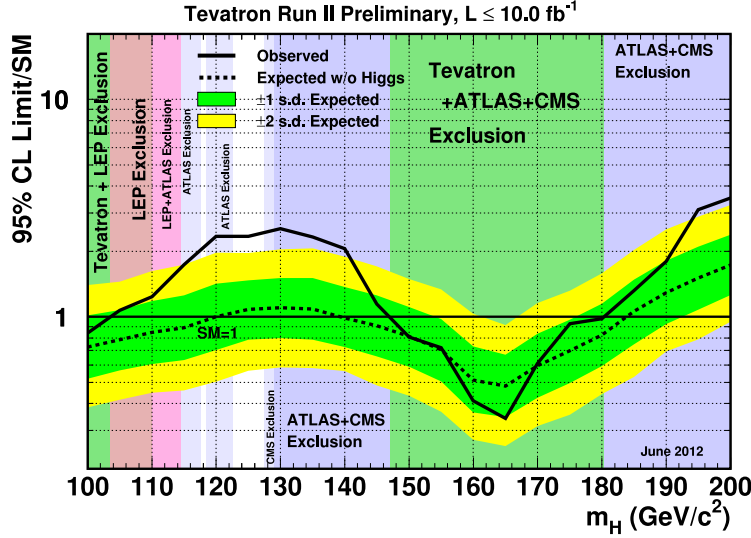


FIGURA 1.10 Limiti superiori osservati ed attesi ad un CL di 95% per la produzione del bosone di Higgs al Tevatron. Gli intervalli in cui la curva osservata è inferiore a 1 sono esclusi con CL del 95%. Sono inoltre riportate le zone escluse dagli esperimenti più recenti ad LHC.

Esiste inoltre un problema di gerarchia per il bosone di Higgs, legato alla divergenza quadratica, anziché logaritmica, del suo termine correttivo; introducendo un valore di soglia per la validità del modello, fissato alla scala di unificazione delle interazioni, cioè a circa 10^{16} GeV, per ottenere una massa del bosone di Higgs inferiore a 1 TeV sarebbe necessario un termine correttivo con una precisione di oltre 10 cifre significative.

Per tutti questi motivi, e per altri ancora, si ritiene che il Modello Standard sia una teoria efficace in grado di fornire previsioni corrette alla scala di energia elettrodebole, ma completamente inadeguata a scale di energia più elevate.

Un'estensione del Modello Standard è la supersimmetria (*Supersymmetry*, SUSY), che risolve quasi tutti i problemi sopra descritti introducendo per ogni fermione (bosone) un corrispondente bosone (fermione) supersimmetrico. Esistono diverse teorie SUSY, tra le quali si distingue il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (*Minimal Supersymmetric Standard Model*, MSSM), che in generale ha più di 100 parametri liberi, riducibili a 10 sotto opportune ipotesi; in tale modello sono previsti due bosoni di Higgs carichi e tre neutri, uno dei quali coincide di fatto con quello previsto dal Modello Standard. Le ricerche di supersimmetria sono attualmente in corso ad ATLAS e a CMS, come parte del programma di ricerca di nuova fisica oltre il Modello Standard.

2 CARATTERISTICHE DI LHC E DELL'ESPERIMENTO ATLAS

In questo capitolo presento l'apparato sperimentale, inteso nel senso più ampio, su cui si basa il mio lavoro: descrivo a grandi linee l'acceleratore LHC; analizzo nel dettaglio la struttura del rivelatore ATLAS, distinguendo i principali componenti.

2.1 PANORAMICA GENERALE DI LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un acceleratore circolare di particelle in cui avvengono collisioni tra adroni ad energie nel centro di massa dell'ordine del TeV con elevata luminosità istantanea. L'acceleratore, gestito dal CERN (*Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire*, oggi *European Organization for Nuclear Research*), è collocato ad ovest di Ginevra, presso il confine tra Svizzera e Francia, in una galleria circolare lunga 27 km ad una profondità media di 100 m.

L'acceleratore LHC è stato progettato per realizzare collisioni protone-protone ad un'energia nel centro di massa di 14 TeV con luminosità istantanea di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e collisioni di ioni piombo a $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ con luminosità di $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nel 2012 LHC ha accumulato una luminosità integrata di circa 21 fb^{-1} per le collisioni pp a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$; attualmente il funzionamento dell'acceleratore è sospeso fino al 2015 per consentire gli interventi di manutenzione e di miglioramento finalizzati a raggiungere le prestazioni previste dal progetto.

L'anello di LHC è costituito da una coppia di tubi a vuoto in cui circolano in senso opposto i fasci di particelle; ogni pacchetto che compone il fascio è accelerato da cavità a radiofrequenza, mentre una serie di elettromagneti superconduttori, raffreddati ad una temperatura di 1.9 K da un sistema criogenico ad elio superfluido, mantiene il fascio su una traiettoria circolare con un campo di 8.4 T (magneti dipolari) e lo focalizza al centro della camera a vuoto (quadrupoli e magneti di ordine superiore), concentrandolo maggiormente in prossimità dei rivelatori.

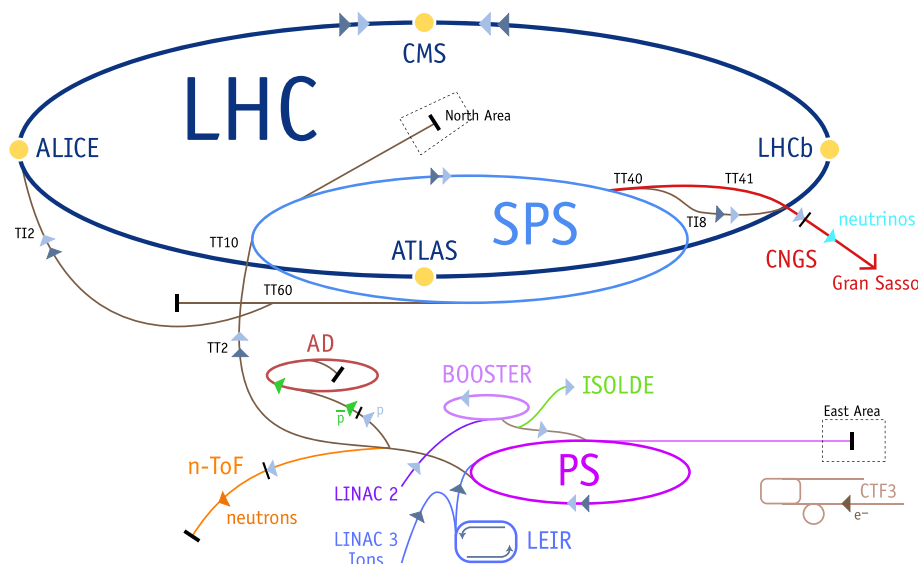


FIGURA 2.1 Sistema di acceleratori del CERN ed esperimenti a LHC (punti gialli).

L'iniezione dei fasci in LHC è lo stadio finale di un processo di accelerazione progressiva dei protoni attraverso il sistema di acceleratori schematizzato nella figura 2.1. Dopo essere stati estratti da un serbatoio di idrogeno gassoso, i protoni sono immessi nel LINAC2, un acceleratore lineare che li porta ad un'energia di 50 MeV. Successivamente passano nel PSB (*Proton Synchrotron Booster*), dove sono accelerati fino a 1.4 GeV, quindi sono inviati nel PS (*Proton Synchrotron*), in cui raggiungono un'energia di 26 GeV. I protoni giungono poi nell'SPS (*Super Proton Synchrotron*), dal quale sono infine iniettati in LHC ad un'energia di 450 GeV.

Lungo la galleria dell'acceleratore, in corrispondenza dei quattro punti di collisione dei fasci, si trovano altrettante caverne presso le quali sono ospitati i rivelatori ATLAS, CMS, LHCb e ALICE. I primi due, ATLAS e CMS, sono rivelatori versatili dedicati alla verifica delle previsioni del Modello Standard e all'esplorazione di nuova fisica in processi ad alto momento trasferito; LHCb è finalizzato alla misura di precisione della violazione di CP e alla ricerca di decadimenti rari nella fenomenologia del quark bottom; ALICE ha l'obiettivo di indagare la fisica delle interazioni di ioni pesanti e del cosiddetto plasma di quark e gluoni.

La scelta di passare da LEP a LHC, cioè da una macchina elettrone-positrone ad una macchina adronica, è dovuta principalmente al fatto che, in un acceleratore circolare,

l'energia massima raggiungibile è limitata dalla radiazione di sincrotrone, che ad ogni giro comporta una perdita di energia

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{m^4 R}, \quad (2.1)$$

dove R è il raggio di curvatura della traiettoria, E è l'energia e m è la massa della particella. Dalla (2.1) è evidente che, ad energia e raggio fissati, l'energia persa dai protoni è del tutto trascurabile rispetto a quella persa dagli elettroni.*

Se da un lato LHC può raggiungere energie molto elevate, dall'altro lato le collisioni adroniche sono più complicate da studiare. Nel caso delle collisioni protone-protone si distinguono due tipi di interazioni: *soft* e *hard*. Le interazioni *soft* sono caratterizzate da un basso momento trasferito e rappresentano la maggior parte delle interazioni protone-protone. Nelle interazioni *hard*, invece, sono prodotte particelle ad alto momento trasverso; questi processi sono descritti dalla QCD perturbativa, considerando l'interazione tra due partoni, ciascuno con una frazione ignota del momento del nucleone di appartenenza.

La figura 2.2 mostra la dipendenza della sezione d'urto protone-protone dall'energia $\sqrt{s}$ nel centro di massa, distinguendo anche i contributi dai principali processi del Modello Standard. Si nota che la sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs all'energia nominale di LHC è inferiore di un fattore 10^8 rispetto a quella dei processi di QCD e di un fattore 10^3 rispetto a quella dei processi elettrodeboli di produzione dei bosoni vettori W e Z . Alla luminosità nominale di LHC, cioè a circa $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la produzione attesa di un bosone di Higgs è di 0.1 al secondo, mentre gli eventi di QCD avvengono con una frequenza di circa 10^{16} al secondo.

L'elevata luminosità raggiunta da LHC, necessaria per studiare processi caratterizzati da sezioni d'urto molto basse, comporta numerose complicazioni, tra le quali rientrano l'aumento del pile-up e la predominanza dei processi di QCD rispetto a quelli di interesse. I rivelatori che operano ad LHC devono quindi soddisfare precisi requisiti: il tempo di risposta dell'elettronica deve essere molto veloce, per contrastare l'effetto del pile-up; la granularità del rivelatore deve essere sufficientemente fine per gestire gli elevati flussi di particelle; i componenti del rivelatore devono essere resistenti alla radiazione; il sistema di trigger deve selezionare in modo rapido ed efficiente solo gli eventi di interesse; l'apparato deve coprire il più ampio angolo azimutale e polare possibile, per consentire il calcolo del bilancio energetico nel piano trasverso; il rivelatore deve essere in grado di ricostruire ed identificare i diversi tipi di particelle.

* Il rapporto $(m_e/m_p)^4$ dell'energia persa dai protoni rispetto agli elettroni vale circa 10^{-13} .

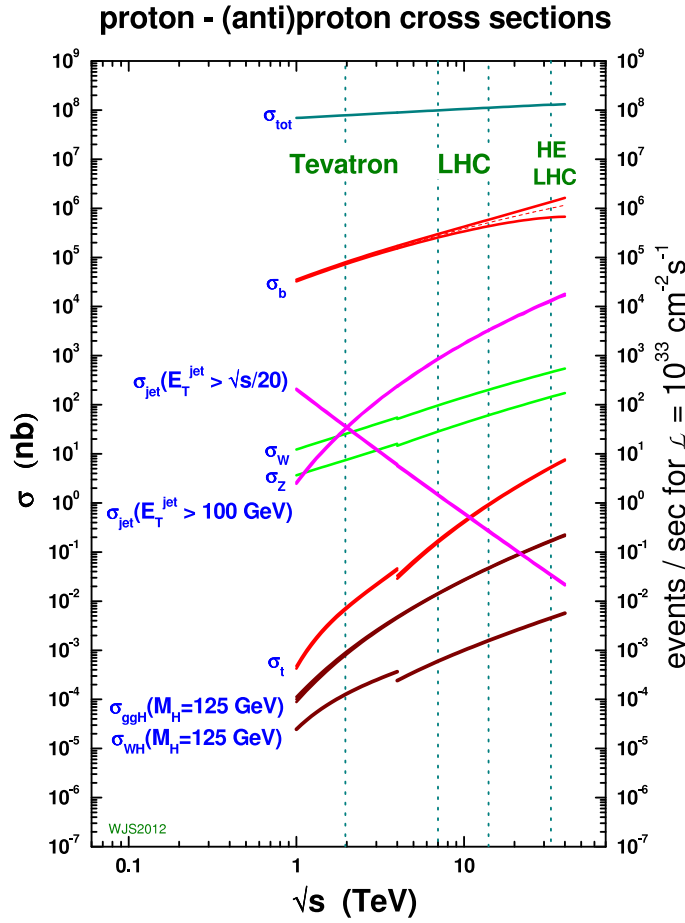


FIGURA 2.2 Sezioni d'urto dei diversi processi nelle collisioni protone-protone in funzione dell'energia nel centro di massa.

2.2 STRUTTURA DEL RIVELATORE ATLAS

Il rivelatore ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [15] è collocato nel punto 1 di collisione di LHC; ha una larghezza di 44 m, un'altezza di 25 m ed un peso complessivo di circa 7000 tonnellate. Il progetto è stato presentato nel 1994 e la costruzione è terminata nel 2008, anno in cui è stato fatto circolare il primo fascio di protoni in LHC.

Il programma di fisica di ATLAS è molto vasto, spaziando dalle misure di precisione alle ricerche di nuova fisica; fra queste ultime, le più importanti sono volte al bosone di Higgs, alla supersimmetria e ad altre particelle esotiche.

Dalla vista d'insieme della figura 2.3 è evidente la simmetria cilindrica del rivelatore

TABELLA 2.1 Obiettivi generali per le prestazioni del rivelatore ATLAS [15].

Componente del rivelatore	Risoluzione richiesta	Copertura in η
Tracciatore	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5 (± 2.0 per il TRT)
Calorimetro EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2 (± 2.5 per il trigger)
Calorimetro adronico		
barrel ed end-cap	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2
regione in avanti	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spettrometro per muoni	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ a $p_T = 1$ TeV	± 2.7 (± 2.4 per il trigger)

intorno all'asse del fascio. Sono inoltre distinguibili i sottorivelatori principali, disposti in strati concentrici: il tracciatore, il calorimetro elettromagnetico, il calorimetro adronico e lo spettrometro per muoni.

I rivelatori fondamentali per l'analisi di questo lavoro, basato sugli eventi a due fotoni, sono il calorimetro elettromagnetico e il tracciatore. Il calorimetro elettromagnetico rivela e ferma i fotoni, identificandoli e misurando la loro energia e la loro posizione, fondamentale per determinare il vertice primario e la massa invariante; il tracciatore consente di distinguere tra fotoni non convertiti e convertiti in base alla presenza di tracce di conversione, e fornisce informazioni sull'isolamento del fotone in maniera stabile rispetto al pile-up.

Le prestazioni nominali dei rivelatori di ATLAS, descritti nelle sezioni successive, sono riassunte nella tabella 2.1.

Il sistema di coordinate usato in ATLAS è una terna destrorsa di assi cartesiani con origine nel punto nominale di interazione, al centro del rivelatore. L'asse z è definito lungo la direzione del fascio, l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC e l'asse y è orientato verso l'alto.

Nel piano trasverso xy si usano coordinate cilindriche (r, ϕ) , dove ϕ è l'angolo azimutale intorno all'asse del fascio. Invece dell'angolo polare ϑ , misurato a partire dall'asse del fascio, si usa la pseudorapidità, definita come $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$, perché le differenze di tale coordinata sono invarianti rispetto ai boost longitudinali di Lorentz. Le quantità trasverse, come ad esempio il momento trasverso $p_T = p \sin \vartheta = p/\cosh \eta$ o l'energia trasversa $E_T = E \sin \vartheta = E/\cosh \eta$, sono definite nel piano xy . La distanza angolare è definita come $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$.

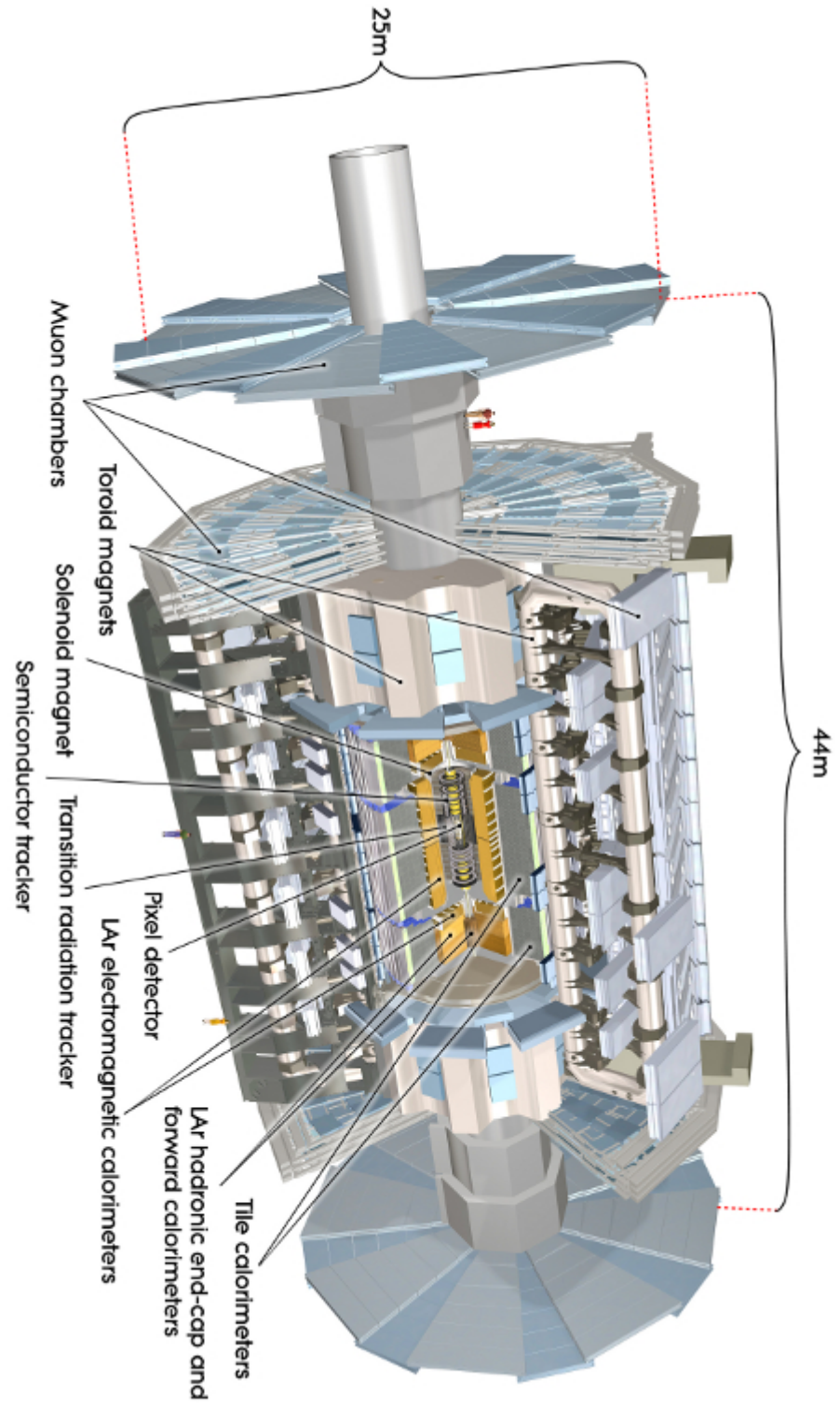


FIGURA 2.3 Vista d'insieme del rivelatore ATLAS. Si nota la simmetria cilindrica e i sottosistemi principali: il tracciatore, il calorimetro elettromagnetico, il calorimetro adronico, lo spettrometro per muoni e l'apparato dei magneti (ATLAS Experiment © 2013 CERN).

2.2.1 *Rivelatore interno*

Il rivelatore interno di ATLAS ha il compito di misurare le tracce delle particelle cariche, determinando per ciascuna la direzione, il momento e i parametri d'impatto. Le informazioni delle tracce sono poi impiegate per ricostruire i vertici primari e secondari; questi ultimi indicano, per esempio, la conversione di un fotone o la produzione di un jet proveniente da un quark bottom.

Le particelle cariche, attraversando il rivelatore, creano coppie di informatori* che sono raccolte e tradotte in segnali elettrici. Con più strati sottili di rivelatori a granularità fine è possibile ricostruire la traiettoria della particella in base ai punti di passaggio (hit) rivelati; nello stesso tempo è importante che la particella rilasci la minore quantità possibile di energia, in modo che possa essere successivamente misurata con precisione nei calorimetri. Per questi motivi il rivelatore interno è collocato il più vicino possibile alla camera a vuoto del fascio, ed è immerso in un campo magnetico di 2 T parallelo all'asse del fascio, generato da un solenoide superconduttore che avvolge il tracciatore stesso; in tale condizione il momento delle particelle cariche è ricavato misurando la curvatura delle loro traiettorie nel campo magnetico.

Complessivamente il rivelatore interno ha un diametro di 2.1 m e una larghezza di 6.2 m, ed è diviso in tre sottorivelatori, come mostrato nella figura 2.4: procedendo dall'interno verso l'esterno si trova il rivelatore a pixel, poi il tracciatore a semiconduttore (*Semi-Conductor Tracker*, SCT), quindi il tracciatore a radiazione di transizione (*Transition Radiation Tracker*, TRT).

Per garantire la copertura nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$ il rivelatore interno è inoltre diviso lungo la direzione del fascio in una sezione centrale (barrel) e in due sezioni estremali (end-cap); i sottorivelatori nella regione del barrel, schematizzati nella figura 2.5, sono disposti in strati cilindrici concentrici intorno all'asse del fascio, mentre negli end-cap sono organizzati in strutture a forma di dischi, impilati perpendicolarmente rispetto all'asse del fascio.

Il rivelatore a pixel è composto da tre strati cilindrici nel barrel e da tre dischi in ciascun end-cap; lo strato più interno nel barrel, detto B-layer, dista circa 2 cm dalla camera a vuoto del fascio. Ogni componente è formato da moduli al silicio segmentati bidimensionalmente in pixel di dimensioni in $r\phi \times z$ di $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, che permettono un'accuratezza intrinseca di $10 \mu\text{m}$ in $r\phi$ e $115 \mu\text{m}$ in z . La tecnologia di segmentazione in pixel, anziché in strip, consente misure di alta precisione, con tre hit

* Tipicamente le coppie di informatori sono elettroni-lacune nei semiconduttori, ioni-elettroni nei gas e fotoni negli scintillatori.

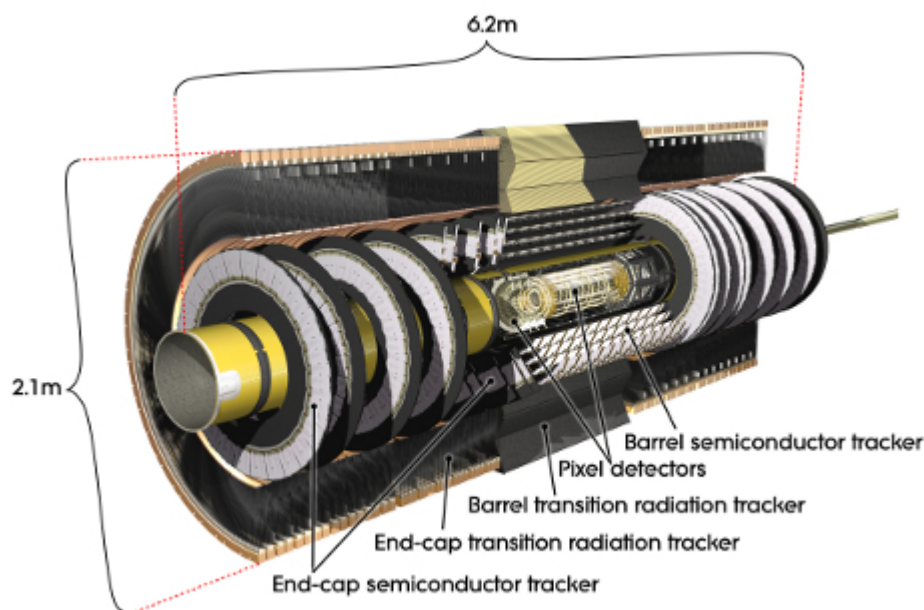


FIGURA 2.4 Struttura del rivelatore interno (ATLAS Experiment © 2013 CERN).

attesi per traccia, ma è limitata alla regione più interna per l'elevato costo e la necessità di predisporre un gran numero di canali di lettura (circa 80.4 milioni).

Immediatamente dopo il rivelatore a pixel è collocato il SCT, che completa la misura di alta precisione con otto hit attesi per traccia. Nella regione del barrel sono disposti quattro strati cilindrici di microstrip al silicio, ciascuno costituito da due sensori montati con un angolo stereo di 40 mrad per la misura dell'informazione bidimensionale; in ciascuna regione dell'end-cap il SCT consiste di nove dischi. Il passo delle strip è di circa $80\text{ }\mu\text{m}$, con un totale di circa 6.3 milioni di canali, mentre l'accuratezza intrinseca è di $17\text{ }\mu\text{m}$ in $r\phi$ e $580\text{ }\mu\text{m}$ in z .

Il TRT è composto da tubi di diametro 4 mm riempiti di una miscela gassosa costituita prevalentemente da xeno ed intervallati da strati sottili di polipropilene; i tubi sono disposti parallelamente all'asse del fascio nel barrel e in direzione radiale negli end-cap. Una particella carica passante ionizza il gas contenuto nei tubi ed emette radiazione di transizione nello strato di separazione a causa del diverso indice di rifrazione dei due mezzi. Gli elettroni prodotti per conseguente effetto fotoelettrico producono un segnale nei tubi nettamente più intenso di quello delle particelle passanti, così che fissando una soglia il TRT può discriminare i due contributi. Poiché l'intensità della radiazione di transizione è proporzionale al fattore relativistico $\gamma = E/m$ della particella, il TRT è in grado di distinguere gli elettroni dai pioni sfruttando il fatto che

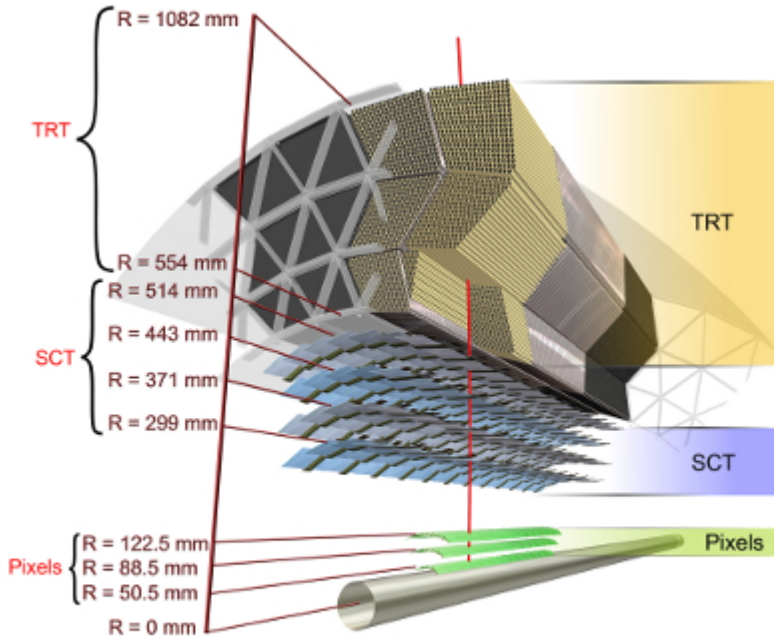


FIGURA 2.5 Strati del rivelatore interno nel barrel (ATLAS Experiment © 2013 CERN).

i primi iniziano ad irraggiare quando il loro momento è vicino a 1 GeV, mentre per i secondi è necessario un momento di almeno 100 GeV. Il TRT fornisce inoltre informazioni sulle tracce soltanto in $r\phi$, con 36 hit attesi per traccia. L'accuratezza intrinseca è di $130 \mu\text{m}$ per tubo, mentre il numero totale di canali è circa 351000.

2.2.2 Calorimetria

Il settore calorimetrico di ATLAS è composto da un calorimetro elettromagnetico, che rivela elettroni e fotoni, ed un calorimetro adronico, necessario per rivelare gli adroni, ricostruire i jet adronici e misurare l'energia trasversa mancante. Ciascun calorimetro è organizzato in diversi comparti che coprono differenti regioni longitudinali e di pseudorapidità, come è mostrato nella figura 2.6.

Il primo calorimetro sul percorso delle particelle è il calorimetro elettromagnetico (ECAL), dove gli elettroni e i fotoni interagiscono con il materiale, rispettivamente per bremsstrahlung e per produzione di coppie, producendo a cascata fotoni ed elettroni secondari; il processo si arresta quando lo sciame termalizza, così che l'energia della particella originaria è completamente assorbita dal calorimetro.

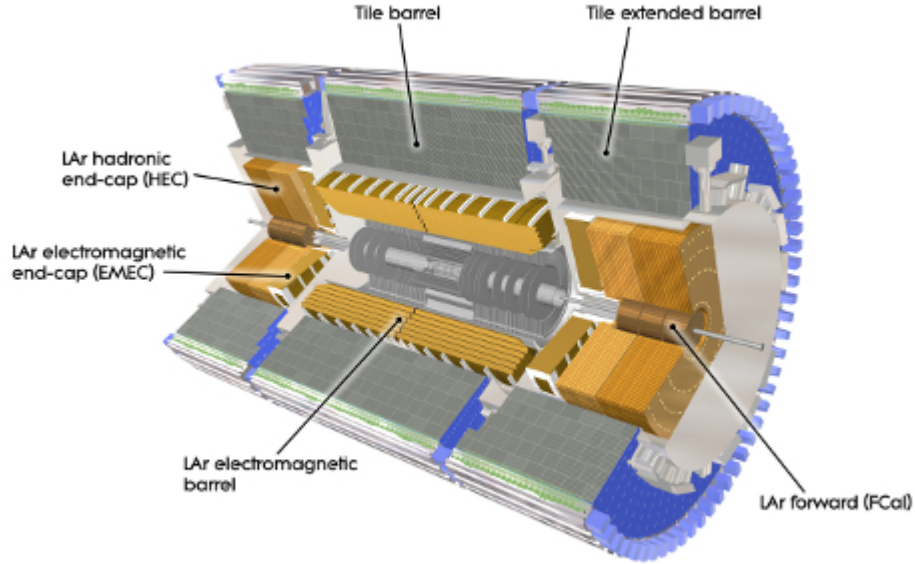


FIGURA 2.6 Struttura dei calorimetri (ATLAS Experiment © 2013 CERN).

L'ECAL è un calorimetro a campionamento di forma cilindrica con larghezza di 6.4 m, raggio interno di 1.4 m e raggio esterno di 2 m. Il calorimetro impiega il piombo come assorbitore e l'argon liquido (LAr) come materiale sensibile per ottenere buone caratteristiche di risoluzione energetica e resistenza alla radiazione. Gli strati di materiale sono ripiegati in funzione della distanza radiale con una geometria a fisarmonica, che ha due vantaggi: rende omogenea la copertura azimutale, evitando zone insensibili, e consente una rapida raccolta della carica di ionizzazione, perché i ripiegamenti stessi costituiscono la linea di trasmissione del segnale.

Per massimizzare la copertura in pseudorapidità il calorimetro elettromagnetico è composto da una sezione cilindrica nel barrel, corrispondente a $|\eta| < 1.5$, e da due coppie di ruote negli end-cap, divise in due comparti che coprono la regione di pseudorapidità $1.4 < |\eta| < 3.2$. Il calorimetro elettromagnetico è composto da 190000 celle, per uno spessore totale di oltre 24 lunghezze di radiazione.

La sezione nel barrel, rappresentata nella figura 2.7, è costituita da tre comparti longitudinali (strip, middle, back) di granularità differente; lo spessore totale supera 22 lunghezze di radiazione. Il primo comparto è segmentato finemente in strip di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$, per risolvere le coppie di fotoni ravvicinati prodotti da eventi di fondo. Il comparto intermedio è diviso in celle di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$, dove la particella deposita la maggior parte dell'energia. Il terzo comparto ha una granularità

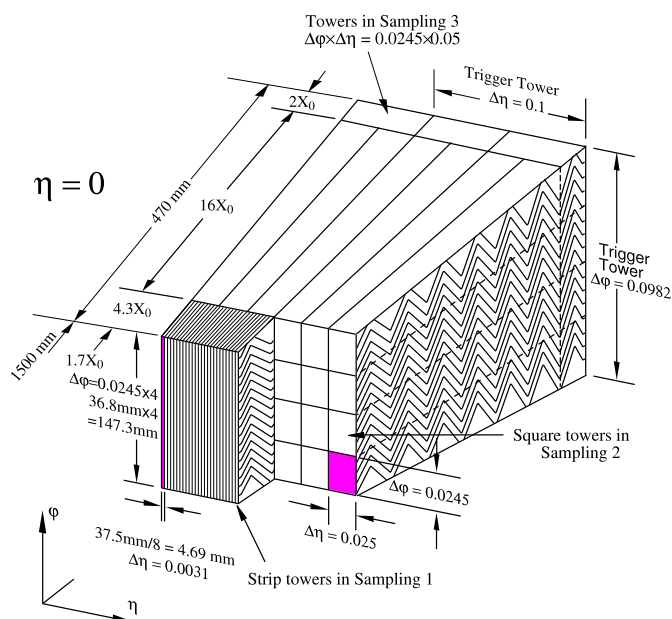


FIGURA 2.7 Comparti di un modulo del calorimetro elettromagnetico nel barrel. Si notano la forma a fisarmonica degli elettrodi e le differenti granularità in η e in ϕ .

di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ e misura l'energia della coda degli sciame più energetici, contribuendo alla distinzione tra depositi di energia elettromagnetici ed adronici.

La regione con $|\eta| < 1.8$ è provvista di un ulteriore comparto (presampler) di solo LAr, usato per la correzione sull'energia persa dalla particella nel materiale che precede il calorimetro. Le prestazioni dell'ECAL sono degradate nella zona di transizione tra barrel ed end-cap compresa nell'intervallo $1.37 < |\eta| < 1.52$ a causa della mancanza di strumentazione; tale regione, insieme a quella con $|\eta| > 2.37$, è conseguentemente esclusa dalle analisi.

Il secondo calorimetro che le particelle sopravvissute all'ECAL incontrano è il calorimetro adronico (HCAL), dove avviene un analogo processo di produzione e assorbimento dello sciame tramite interazioni adroniche con il materiale calorimetrico.

Il calorimetro adronico è composto da una sezione cilindrica larga 5.8 m nel barrel fino a $|\eta| < 0.8$, da altre due sezioni che estendono il barrel per ulteriori 2.6 m nella regione $0.8 < |\eta| < 1.7$, e da due ruote in ciascun end-cap nell'intervallo $1.5 < |\eta| < 3.2$. I calorimetri a campionamento delle due regioni del barrel sono costituiti da moduli di piani di ferro alternati a mattonelle di scintillatore plastico; questa sezione cilindrica del calorimetro, di raggio interno di 2.28 m e raggio esterno di 4.25 m, è segmentata longitudinalmente in tre comparti, per uno spessore totale di 9.7 lunghezze di intera-

zione. Le ruote nell'end-cap sono costituite da camere a ionizzazione a piani paralleli che impiegano il LAr come materiale sensibile e il rame come assorbitore; ogni ruota è divisa in quattro comparti finemente segmentati allo scopo di contrastare il rumore di pile-up.

Il sistema calorimetrico è completato da due calorimetri LAr in avanti che coprono la regione $3.1 < |\eta| < 4.9$, con una segmentazione in tre comparti. Il primo comparto contiene assorbitori di rame ed è quindi dedicato alla misura dell'energia degli sciame elettromagnetici; il secondo e il terzo comparto, nei quali il materiale assorbitore è tungsteno, sono progettati per misurare l'energia degli sciame adronici.

2.2.3 Spettrometro per muoni

Le uniche particelle che riescono ad attraversare completamente il rivelatore, superando i calorimetri, sono i muoni. Il rivelatore dedicato alla loro misura, mostrato nella figura 2.8, è uno spettrometro cilindrico di raggio interno di 5 m, raggio esterno di 10 m e larghezza di 36 m; lo spettrometro per muoni, che circonda tutti gli altri sottorivelatori di ATLAS, ha la duplice funzione di tracciatore e di trigger. Il campo magnetico necessario per la misura del momento è generato da un sistema toroidale di magneti superconduttori con una struttura tale ridurre la diffusione multipla dei muoni.

Il tracciamento è realizzato per mezzo di tubi a deriva (*Monitored Drift Tubes*, MDT) con risoluzione spaziale intorno a $80\ \mu\text{m}$ nel barrel, mentre ad alte pseudorapidità, dove è necessaria una maggiore granularità a causa dell'elevato fondo, si impiegano camere proporzionali multifilo con catodo di misura segmentato in strip (*Cathode Strip Chambers*, CSC).

Il sistema di trigger dei tracciatori è costituito da camere a piatti resistivi (*Resistive Plate Chambers*, RPC) nel barrel e da camere proporzionali sottili multifilo (*Thin Gap Chambers*, TGC) negli end-cap. L'informazione del trigger permette di identificare l'istante di collisione tra pacchetti di protoni e fornisce la misura della coordinata spaziale ortogonale a quella ricavata dalle camere di tracciamento ad alta precisione.

2.2.4 Sistema di trigger

In ATLAS sono previste collisioni con una frequenza di 40 MHz, che corrisponde alla spaziatura temporale di 25 ns con cui i pacchetti di protoni sono iniettati in LHC; con una luminosità di $10^{34}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ sono attese mediamente 23 interazioni protone-protone ad ogni collisione. In base a questi valori, la frequenza degli eventi in ATLAS

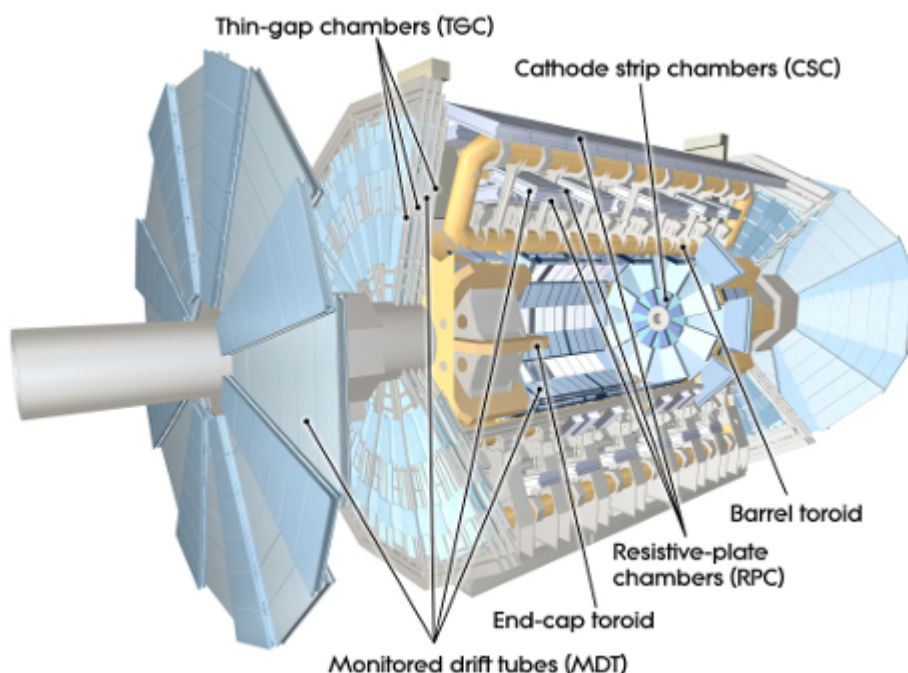


FIGURA 2.8 Struttura dello spettrometro per muoni (ATLAS Experiment © 2013 CERN).

può arrivare a 1 GHz, ma con la tecnologia attuale non è possibile acquisire un quantitativo di dati corrispondente a tale frequenza.

L'obiettivo del sistema di trigger è ridurre il tasso di acquisizione degli eventi ad una frequenza di circa 400 Hz, cioè 5 ordini di grandezza in meno rispetto alla frequenza delle collisioni; il trigger deve quindi avere un'elevata efficienza e tempi di risposta estremamente brevi. Queste caratteristiche sono realizzate in ATLAS attraverso un sistema di trigger basato su tre livelli decisionali in cui la frequenza di analisi è anticorrelata al tempo di decisione; il primo livello è un sistema hardware, gli altri sono sistemi software che costituiscono il trigger di alto livello (*High Level Trigger*, HLT).

Il primo livello di trigger (L1) individua le particelle ad alto momento trasverso oltre una soglia preimpostata impiegando le informazioni a granularità ridotta dallo spettrometro (muoni) e dai calorimetri (fotoni, elettroni, jet e leptoni tau); l'informazione calorimetrica è inoltre usata per valutare l'energia totale e mancante. La massima frequenza di dati in uscita è di 75 kHz, mentre la decisione finale ha un tempo di latenza di $2.5 \mu\text{s}$. Il trigger L1 produce una collezione di regioni di interesse che sono passate al livello successivo.

Il secondo livello di trigger (L2) filtra gli eventi nelle regioni di interesse in base a criteri di selezione preimpostati sulle grandezze fisiche quali la posizione, il momento

trasverso, l'energia trasversa e l'energia mancante, misurate in tutti i rivelatori con le granularità effettive. Il tasso degli eventi in uscita è ridotto a 3.5 kHz dopo un tempo di latenza di 40 ms.

Il terzo livello di trigger (*Event Filter*, EF) analizza gli eventi filtrati da L2 in maniera simile all'analisi offline, impiegando le informazioni di calibrazione, di allineamento e di mappatura del campo magnetico per selezionare gli eventi che sono finalmente registrati nel sistema di storage per le successive analisi. A questo livello, dopo alcuni secondi di latenza, il tasso di eventi in uscita è ridotto a 200 Hz, al quale corrisponde un flusso di dati di circa 200 MiB s⁻¹.

3 RICOSTRUZIONE, IDENTIFICAZIONE E SELEZIONE DEI FOTONI

In questo capitolo presento l'insieme di algoritmi, criteri e definizioni che costituisce la premessa per le analisi dei capitoli successivi: descrivo a grandi linee l'algoritmo grazie al quale si ricostruiscono i candidati fotoni a partire dalle informazioni fornite dal rivelatore ATLAS, in particolare dal tracciatore e dal calorimetro elettromagnetico; mi soffermo sulla definizione dei criteri che consentono di distinguere tra fotoni reali e falsi fotoni, all'interno della collezione dei candidati; elenco le fasi del processo di selezione, necessario per individuare gli eventi a due fotoni rilevanti per le successive analisi; presento le due osservabili che impiego nel mio lavoro di tesi.

3.1 RICOSTRUZIONE DEI FOTONI

La ricostruzione dei fotoni ha molti aspetti in comune con quella degli elettroni, specialmente nel caso della conversione di un fotone in una coppia elettrone-positrone nel materiale davanti al calorimetro. L'algoritmo di ricostruzione [16] è quindi progettato per distinguere tra elettroni, fotoni convertiti e fotoni non convertiti, sfruttando l'informazione sia del calorimetro sia del tracciatore.

La ricostruzione ha inizio con la ricerca di un deposito di energia superiore a 2.5 GeV nel calorimetro elettromagnetico, usando un algoritmo a finestra scorrevole (sliding window) con una granularità di 5×5 celle; intorno a questo "seme", posizionato in modo da massimizzare l'energia contenuta nella finestra, è poi ricostruito un insieme di celle (cluster) di dimensioni fissate, che dipendono dal tipo di particella e dalla regione del calorimetro.

Nella regione del barrel gli elettroni richiedono dimensioni del cluster maggiori rispetto ai fotoni, a causa della più alta probabilità di interazione con il materiale che precede il calorimetro elettromagnetico, e dell'irraggiamento di fotoni soft come conseguenza della deflessione dovuta al campo magnetico solenoidale; nelle zone dei

due end-cap, invece, questi effetti sono trascurabili, pertanto le dimensioni dei cluster sono le medesime, indipendentemente dal tipo di particella.

Per gli elettroni e per i fotoni convertiti le dimensioni di un cluster nel barrel sono di 3×7 celle (equivalenti a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$); con questa scelta si ottiene il bilanciamento ottimale tra i requisiti contrastanti di raccogliere in ogni caso tutta l'energia depositata e di preservare la risoluzione energetica minimizzando i contributi del rumore elettronico e del pile-up. Per i fotoni non convertiti si ottengono le stesse prestazioni con un'area di 3×5 celle. Negli end-cap del calorimetro la superficie ottimale è di 5×5 celle sia per gli elettroni sia per i fotoni.

Le collezioni di cluster così ottenute sono il punto di partenza per la calibrazione e la selezione dei candidati elettroni e fotoni. Nel processo di calibrazione, diversificata per fotoni convertiti e non convertiti, l'energia del cluster è determinata considerando le correzioni sulla misura della posizione, sulla combinazione delle energie depositate e sulle modulazioni angolari dell'energia.

In particolare, la somma delle energie depositate in ogni cella del cluster è corretta tenendo conto delle perdite di energia in quattro regioni: nel materiale davanti al calorimetro EM, nelle zone insensibili del calorimetro, all'esterno del cluster (perdita laterale) e oltre il calorimetro EM (perdita longitudinale). I corrispondenti quattro termini sono funzioni della pseudorapidità $|\eta|$, assumendo la simmetria del calorimetro, e dell'energia misurata nei quattro comparti del calorimetro: presampler (dove presente), strip, middle e back. Le correzioni di calibrazione sono ottenute sia da simulazioni Monte Carlo sia da misure di eventi reali (soprattutto $Z \rightarrow e^+e^-$); questi ultimi sono fondamentali per determinare i fattori di scala dell'energia tra dati e MC.

Per ogni cluster ricostruito si cerca una traccia che sia compresa in una finestra $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.1$ rispetto al baricentro del cluster, e che abbia un momento compatibile con almeno il 10% dell'energia del cluster. Se è presente una traccia con questi requisiti, l'oggetto è classificato come candidato elettrone e in tale ipotesi sono applicate le calibrazioni della posizione e dell'energia; altrimenti l'oggetto è classificato come fotone non convertito. Rimane tuttavia una certa ambiguità tra elettroni e fotoni convertiti, a causa della presenza di tracce in entrambi i casi.

La distinzione tra gli elettroni e i fotoni convertiti richiede la ricostruzione del vertice di conversione nel tracciatore [17] e la sua associazione ad un cluster calorimetrico ricostruito. I vertici di conversione sono ricostruiti in due modi diversi a seconda del numero di tracce di elettroni assegnate.

Nel caso di due tracce assegnate, la ricostruzione del vertice di conversione avviene per mezzo di un fit vincolato in cui si usano i parametri di traccia dei due elettroni

con la condizione che il fotone abbia massa nulla. Nel caso di una sola traccia assegnata, non essendo possibile impiegare un fit, il vertice di conversione è posizionato in corrispondenza del primo punto di misura della traccia dell'elettrone.

I vertici di conversione con una sola traccia assegnata sono tipicamente localizzati a grandi distanze radiali nel tracciatore; la mancata ricostruzione dell'altra traccia dell'elettrone può essere dovuta al suo ridotto momento trasverso (conversioni asimmetriche dove una delle tracce ha $p_T < 0.5$ GeV) oppure allo stretto angolo di apertura che impedisce la separazione delle due tracce (conversioni simmetriche nelle zone periferiche del tracciatore con due tracce di alto p_T).

L'associazione dei vertici di conversione ai cluster calorimetrici è basata sul criterio che il punto d'impatto della traccia estrapolata verso il secondo comparto del calorimetro sia compreso entro una finestra di larghezza 0.05 in η e ϕ (con ϕ estesa a 0.1 dal lato dove sono attese perdite per bremsstrahlung) rispetto al centro del cluster.

3.1.1 *Recupero dei fotoni convertiti*

Dopo il processo di ricostruzione finora descritto i fotoni convertiti sono stati classificati come elettroni, ai quali però è associato un vertice di conversione. Tra i candidati elettroni è stata ricostruita anche una frazione significativa (circa il 9% nel campione simulato [16]) di fotoni non convertiti, a causa dell'assegnazione erronea di tracce con $p_T < 2$ GeV ai cluster calorimetrici. È stata quindi sviluppata una procedura di recupero di tutti questi fotoni dalla classe dei candidati elettroni.

I candidati elettroni abbinati ad una traccia ricostruita solamente nel TRT e con $p_T < 2$ GeV sono considerati automaticamente fotoni non convertiti. Per ciascuno dei rimanenti elettroni con un vertice di conversione associato, si confronta la miglior traccia associata, cioè quella che ha il punto d'impatto estrapolato più vicino al centro del cluster, con le tracce provenienti dal vertice di conversione. Se la traccia associata coincide con una di queste ultime, il candidato elettrone è riclassificato come fotone convertito; l'unica eccezione è il caso di un vertice di conversione con due tracce, in cui la traccia coincidente ha un hit nel B-layer, mentre l'altra ne è priva. Se non si trova una coincidenza tra la traccia associata e le tracce provenienti dal vertice di conversione, il candidato elettrone rimane tale, a meno che il momento trasverso della traccia associata sia minore di quello del candidato fotone convertito.

Nella classe dei candidati elettroni sono quindi esaminati quelli privi di un vertice di conversione associato. Se l'elettrone ha una traccia con $p_T < 2$ GeV oppure il rapporto tra l'energia E del cluster e il momento p della traccia è inferiore a 10, allora è

TABELLA 3.1 Efficienze di ricostruzione [16] per fotoni con parametri di verità MC $p_T > 20$ GeV e $|\eta| < 2.37$, esclusa la regione di transizione.

Stato della ricostruzione	Categoria di fotoni	Efficienza (%)
Prima del recupero	Tutti	56.61 ± 0.12
	Non convertiti	85.89 ± 0.10
	Convertiti	5.71 ± 0.09
Dopo il recupero	Tutti	97.82 ± 0.03
	Non convertiti	99.83 ± 0.01
	Convertiti	94.33 ± 0.09

considerato come un fotone non convertito. Altrimenti, se l'elettrone ha una traccia ricostruita solo con gli hit del TRT e momento trasverso $p_T > 2$ GeV, è considerato come un fotone convertito.

I cluster corrispondenti ai fotoni convertiti recuperati con questa procedura sono ricostruiti di nuovo con dimensioni più estese, per tenere conto della maggior larghezza dello sciame nella direzione azimutale rispetto al caso dei fotoni non convertiti. In seguito è applicata una calibrazione specifica per i fotoni, insieme con le necessarie correzioni per le perdite di energia longitudinali e trasversali [18]. La posizione dei vertici di conversione viene quindi ricalcolata in modo più preciso, applicando le correzioni per le perdite da bremsstrahlung mediante un apposito fit delle tracce di conversione nell'ipotesi che la particella corrispondente sia un elettrone.

Le efficienze di ricostruzione prima e dopo la procedura di recupero sono calcolate da simulazioni di $H \rightarrow \gamma\gamma$ generate con $m_H = 120$ GeV e $p_T > 20$ GeV; l'accettanza in pseudorapidità è limitata a $|\eta| < 2.37$, ed è esclusa la regione di transizione tra barrel ed end-cap. I risultati [16] sono riportati nella tabella 3.1, dove le efficienze sono mediate sugli spettri di momento trasverso e pseudorapidità dei fotoni.

3.2 IDENTIFICAZIONE DEI FOTONI

Nella collezione candidati fotoni ottenuta al termine del processo di ricostruzione sono presenti anche i contributi dai jet che, rilasciando parte della loro energia nel calorimetro EM, sono erroneamente ricostruiti come fotoni. È possibile separare la componente di fotoni reali da quella dei falsi fotoni per mezzo di tagli rettangolari su opportune variabili calorimetriche relative alla forma dello sciame elettromagne-

tico; si applica inoltre un requisito di isolamento che impiega contemporaneamente le informazioni del calorimetro e del tracciatore. L'intento di questi tagli è mantenere un'ottima efficienza per i fotoni nonostante la forte presenza di pile-up dovuto all'elevata luminosità istantanea ad LHC.

3.2.1 Forma dello sciame

La principale distinzione tra fotoni e jet si basa sulla forma dello sciame calorimetrico: quello prodotto dai fotoni ha una forma stretta, contenuta interamente nel calorimetro elettromagnetico; quello prodotto dai jet tende ad avere un profilo più largo, e una notevole frazione di energia è depositata nel calorimetro adronico. I jet possono quindi essere rigettati usando una serie di variabili discriminanti legate alla forma longitudinale e trasversale dello sciame, le quali possono essere divise in tre categorie a seconda del settore del calorimetro in cui sono definite.

- Variabili definite nel calorimetro adronico:
 - rapporto, per $0.8 < |\eta| < 1.37$, tra l'energia trasversa totale nel calorimetro adronico (in una regione $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.24 \times 0.24$ dietro il cluster del fotone) e l'energia trasversa del cluster del fotone nel calorimetro EM:

$$R_{\text{had}} = \frac{E_{\text{T}}^{\text{had}}}{E_{\text{T}}} ;$$

- rapporto, per $|\eta| < 0.8$ e $|\eta| > 1.37$, tra l'energia trasversa totale nel primo comparto del calorimetro adronico (in una regione $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.24 \times 0.24$ dietro il cluster del fotone) e l'energia trasversa del cluster del fotone nel calorimetro EM:

$$R_{\text{had}_1} = \frac{E_{\text{T}}^{\text{had}_1}}{E_{\text{T}}} .$$

- Variabili definite nel secondo comparto del calorimetro elettromagnetico:
 - rapporto dell'energia depositata in una regione di 3×7 celle rispetto a 7×7 celle in $\eta \times \phi$:

$$R_{\eta} = \frac{E_{3 \times 7}^{\text{S2}}}{E_{7 \times 7}^{\text{S2}}} ;$$

- larghezza laterale in η dello sciame, valutata su una regione di 3×5 celle in $\eta \times \phi$ attorno al centro del cluster:

$$w_2 = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \eta_i^2}{\sum_i E_i} - \left[\frac{\sum_i E_i \eta_i}{\sum_i E_i} \right]^2};$$

- rapporto dell'energia depositata in una regione di 3×3 celle rispetto a 3×7 celle in $\eta \times \phi$:

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}}.$$

- Variabili definite nel primo comparto del calorimetro elettromagnetico:

- larghezza in η dello sciame, valutata su tre strip i centrate sulla strip $i_{\max}$ con il massimo deposito di energia:

$$w_{s3} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i (i - i_{\max})^2}{\sum_i E_i}};$$

- larghezza laterale totale in η dello sciame, valutata in una regione di 20×2 celle in $\eta \times \phi$ su tutte le strip i centrate sulla strip $i_{\max}$ con il massimo deposito di energia:

$$w_{s\text{tot}} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i (i - i_{\max})^2}{\sum_i E_i}};$$

- frazione dell'energia $E(\pm 7)$ depositata nelle sette strip attorno a quella con il deposito di energia maggiore, escludendo le tre strip centrali:

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 7) - E(\pm 3)}{E(\pm 7)};$$

- presenza di due picchi nel profilo di energia, espressa quantitativamente come differenza tra l'energia nella strip con il secondo massimo deposito e l'energia nella strip con il minimo deposito compreso tra il primo e il secondo massimo deposito:

$$\Delta E = E_{\max 2}^{S1} - E_{\min}^{S1};$$

- asimmetria tra i due picchi nel profilo di energia, espressa come rapporto della differenza dell'energia nelle strip con il primo e secondo massimo deposito divisa per la loro somma:

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{\text{max1}}^{\text{S1}} - E_{\text{max2}}^{\text{S1}}}{E_{\text{max1}}^{\text{S1}} + E_{\text{max2}}^{\text{S1}}}.$$

La figura 3.1 e la figura 3.2 rappresentano le distribuzioni di queste variabili rispettivamente per i fotoni non convertiti e convertiti. A partire da queste variabili discriminanti si definiscono due criteri principali di selezione, in cui i tagli sono applicati in funzione di $|\eta|$ e di E_T .

La selezione LOOSE, usata anche a livello di trigger, è basata sulle variabili definite nei primi due gruppi (ad eccezione di R_ϕ); sono fissati i requisiti sulla larghezza dello sciame nel calorimetro elettromagnetico e sulla frazione di energia depositata nel calorimetro adronico. I tagli sono ottimizzati per massimizzare il rigetto del fondo mantenendo un'efficienza media per i fotoni di almeno il 97% e non distinguono tra fotoni non convertiti e convertiti.

La selezione TIGHT impiega tutte le variabili discriminanti, restringendo i requisiti della selezione LOOSE ed aggiungendo le informazioni del primo comparto del calorimetro elettromagnetico, dove la segmentazione a strip in η consente di rigettare i jet adronici in cui la maggior parte dell'energia è portata da un mesone neutro. È richiesta una forma più stretta dello sciame e, soprattutto, l'assenza di un secondo massimo significativo di energia depositata in strip contigue. L'impiego delle strip, che non coprono tutto l'intervallo di pseudorapidità, implica un taglio di accettazione che rigetta i fotoni ricostruiti nella regione di transizione tra barrel ed end-cap o con $|\eta| > 2.37$. I fotoni non convertiti e convertiti sono trattati diversamente a causa della diversa forma dello sciame nei due casi. I tagli sono ottimizzati per mantenere stabile la selezione rispetto agli effetti di pile-up, tenendo conto delle differenti sensibilità delle variabili discriminanti rispetto a quest'ultimo; l'efficienza media di selezione per i fotoni è intorno all'85% del numero totale di candidati fotoni con $E_T > 20$ GeV.

Inoltre sono definite alcune selezioni non-TIGHT finalizzate alla creazione di campioni di controllo per lo studio del fondo. Le selezioni non-TIGHT sono basate sull'inversione dei gruppi di tagli tipici della selezione TIGHT; questi tre gruppi di tagli riguardano la larghezza centrale dello sciame, la presenza di due massimi nel cluster o la larghezza totale dello sciame nelle strip.

Le variabili calorimetriche di forma dello sciame sono riassunte nella tabella 3.2; la tabella 3.3 indica quali sono impiegate dalle selezioni LOOSE, TIGHT e non-TIGHT.

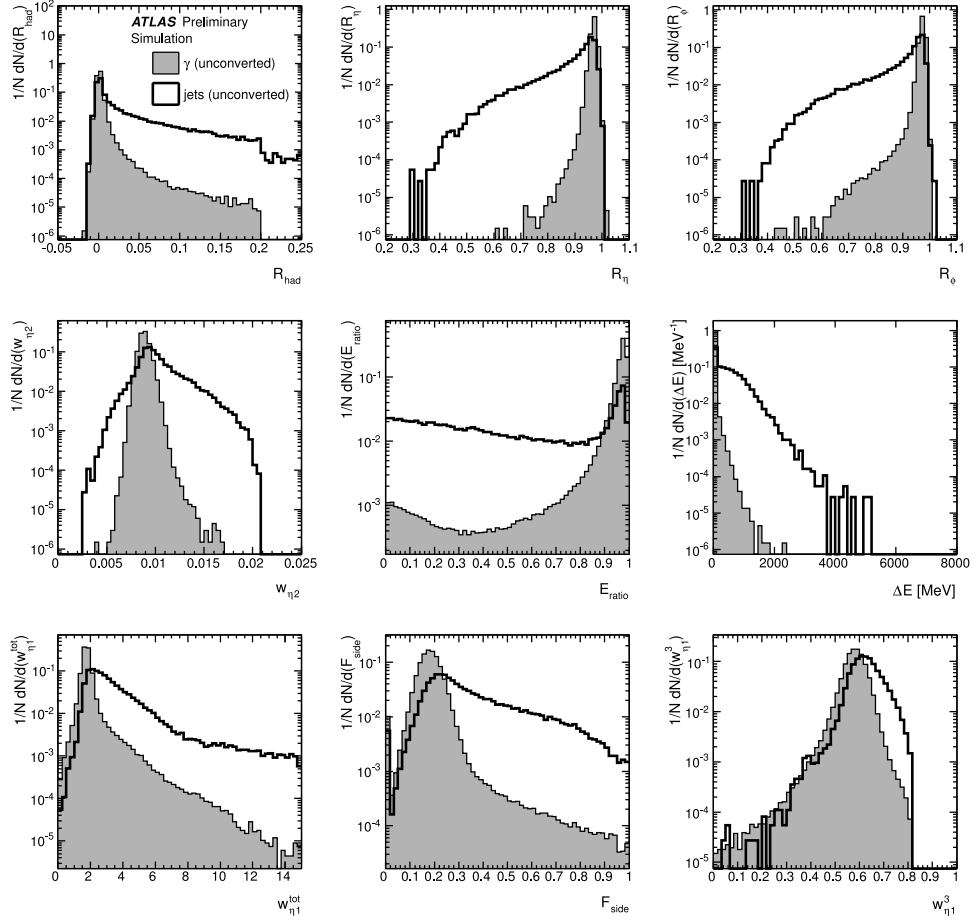


FIGURA 3.1 Distribuzioni normalizzate delle variabili calorimetriche discriminanti nella regione $0 < |\eta| < 0.6$ con $E_T > 20$ GeV per i fotoni ricostruiti come non convertiti. L'istogramma riempito si riferisce ai fotoni reali, quello con fondo bianco corrisponde ai jet. Queste distribuzioni sono state ottenute senza imporre alcuna selezione.

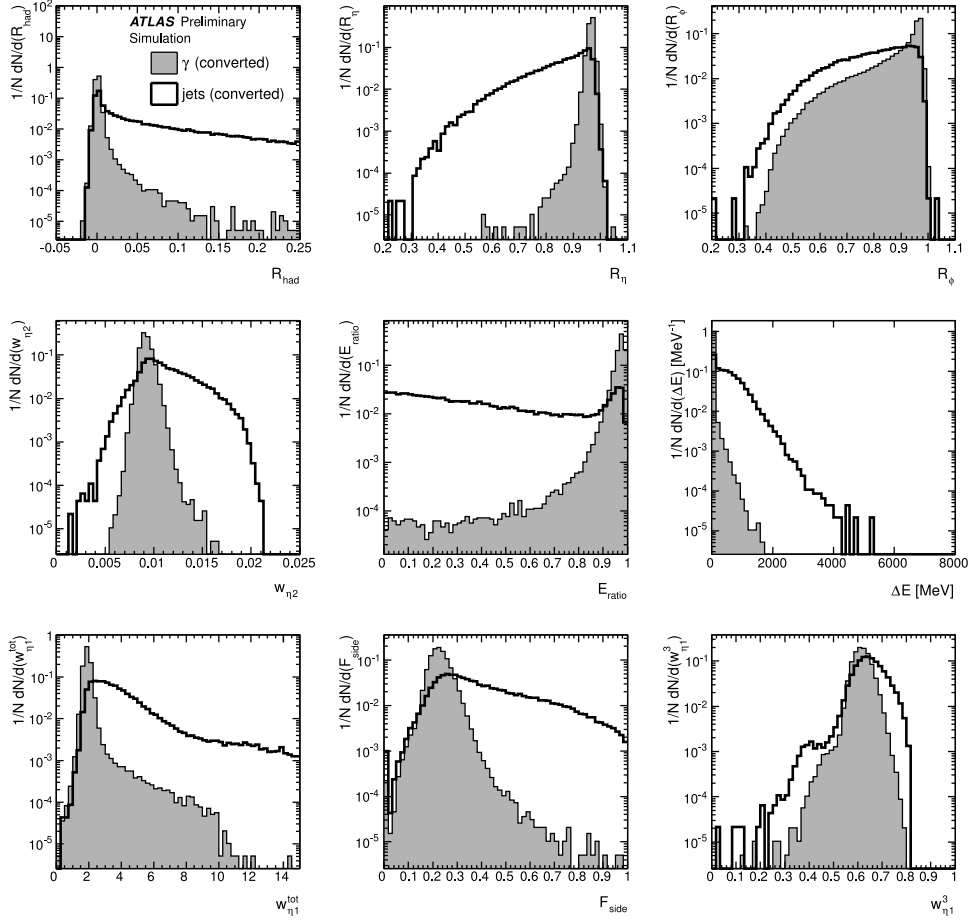


FIGURA 3.2 Distribuzioni normalizzate delle variabili calorimetriche discriminanti nella regione $0 < |\eta| < 0.6$ con $E_T > 20 \text{ GeV}$ per i fotoni ricostruiti come convertiti. L'istogramma riempito si riferisce ai fotoni reali, quello con fondo bianco corrisponde ai jet. Queste distribuzioni sono state ottenute senza imporre alcuna selezione.

TABELLA 3.2 Variabili calorimetriche di forma dello sciame.

DEPOSITO NEL CALORIMETRO ADRONICO	
R_{had}	Rapporto tra E_T nel calorimetro adronico ed E_T del cluster EM (usato nel range $0.8 < \eta < 1.37$)
R_{had_1}	Rapporto tra E_T nel primo comparto del calorimetro adronico ed E_T del cluster EM (usato nel range $ \eta < 0.8$ e $ \eta > 1.37$)
SECONDO COMPARTO DEL CALORIMETRO EM	
R_η	Rapporto in η dell'energia depositata in 3×7 e 7×7 celle
w_2	Larghezza laterale in η dello sciame
R_ϕ	Rapporto in ϕ dell'energia depositata in 3×3 e 3×7 celle
PRIMO COMPARTO DEL CALORIMETRO EM	
w_{s3}	Larghezza in η dello sciame valutata su tre strip intorno a quella con il massimo deposito di energia
$w_{s\text{tot}}$	Larghezza laterale totale in η dello sciame
F_{side}	Frazione di energia in η valutata su sette strip eccetto le tre centrate su quella con massimo deposito di energia
ΔE	Differenza dell'energia nella strip con il secondo massimo deposito e in quella con il minimo deposito compreso tra i primi due massimi
E_{ratio}	Rapporto tra la differenza di energia nelle strip con il primo e il secondo massimo deposito e la somma di tali energie

3.2.2 Isolamento dei fotoni

Per sopprimere ulteriormente il fondo adronico si introduce un requisito di isolamento calorimetrico del candidato fotone, completato dall'informazione del tracciatore per aumentare la stabilità rispetto al pile-up.

L'energia trasversa di isolamento è stimata sommando l'energia trasversa dei cluster topologici* con energia positiva ricostruiti nei calorimetri elettromagnetico ed adronico [19] in un cono di apertura $\Delta R = 0.4$ intorno al candidato fotone, escludendo la regione $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.175$ rispetto al baricentro del fotone. All'energia di isolamento è applicata la correzione per la perdita di energia al di fuori della regione esclusa, stimata in funzione dell'energia trasversa del fotone. Si calcola inoltre l'ener-

* I cluster topologici sono cluster tridimensionali di dimensioni variabili, costruiti associando le celle calorimetriche in base al loro rapporto segnale/rumore.

TABELLA 3.3 Variabili usate nelle selezioni LOOSE, TIGHT e non-TIGHT; i tagli non applicati nelle selezioni non-TIGHT sono indicati da cerchi vuoti.

	η	HCAL		2° comp. ECAL			1° comp. ECAL				
		R_{had_1}	R_{had}	R_η	w_2	R_ϕ	w_{s3}	$w_{s\text{tot}}$	F_{side}	ΔE	E_{ratio}
LOOSE		•	•	•	•						
TIGHT	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
non-TIGHT2	•	•	•	•	•	•	○	•	○	•	•
non-TIGHT4	•	•	•	•	•	•	○	•	○	○	○
non-TIGHT5	•	•	•	•	•	•	○	○	○	○	○

gia ambientale degli eventi underlying e di pile-up [20] per correggere ulteriormente l'energia di isolamento di ciascun evento.

Un ulteriore taglio di isolamento è imposto su una variabile costruita a partire dalla somma dei momenti trasversi delle tracce che circondano il candidato fotone. Si considerano tutte le tracce con $p_T > 1 \text{ GeV}$ ricostruite in un cono di apertura $\Delta R = 0.2$ intorno alla direzione del fotone, con un parametro d'impatto trasverso $d_0 < 1.5 \text{ mm}$ e un parametro d'impatto longitudinale $z_0 < 15 \text{ mm}$ rispetto al vertice ricostruito. Le tracce devono inoltre avere un punto ricostruito nello strato più interno del rivelatore a pixel e almeno 9 punti ricostruiti complessivamente nei rivelatori al silicio. Dalla somma sono escluse le eventuali tracce di conversione del fotone considerato. Nonostante l'insensibilità alle particelle neutre, questa variabile di isolamento presenta un buon potere di reiezione del contributo del pile-up sfruttando l'informazione spaziale dei vertici ricostruiti nel tracciatore.

La distribuzione delle variabili di isolamento è stata studiata nei dati e nelle simulazioni usando elettroni dagli eventi $Z \rightarrow e^+e^-$ e fotoni dagli eventi $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$. Tra dati e MC si osserva un buon accordo; la piccola discrepanza residua è trattata come incertezza sistematica, come descritto nella sezione 5.3.

3.3 SELEZIONE DEGLI EVENTI

Il passaggio successivo è la selezione di coppie di fotoni dalla collezione dei candidati ricostruiti, usando anche i criteri di identificazione appena descritti.

In questo lavoro ho considerato la selezione sviluppata per l'analisi standard e, a partire da questa, ho ricavato una variante sulla quale ho basato la mia analisi. In

particolare ho contribuito ad aggiornare, a beneficio del gruppo di ATLAS che studia il decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ a Milano, il codice C++ che si occupa della selezione dei fotoni rispetto ai criteri definiti per le analisi presentate allo *Hadron Collider Physics Symposium* tenuto a Kyoto (Giappone) a novembre 2012 e ai *Rencontres de Moriond* organizzati a La Thuile (Valle d'Aosta) nel marzo 2013.

La sequenza di selezione più recente (Moriond 2013) è composta dai seguenti tagli:

- *Trigger*. Il trigger di difotoni EF_g35_loose_g25_loose seleziona gli eventi in cui sono stati ricostruiti due candidati fotoni con energia trasversa di almeno 35 e 25 GeV. Entrambi i fotoni devono superare il criterio di selezione LOOSE descritto nella sezione 3.2.1.
- *Good run list (GRL)*. Per ciascun evento è richiesto che, al momento della presa dati del corrispondente lumiblock,* tutti i sottorivelatori funzionali all'analisi fossero correttamente operativi.
- *Cleaning degli eventi*. Oltre al requisito della GRL, si rigettano gli eventi con errori di integrità dei dati nei calorimetri e quelli incompleti per mancanza di alcune informazioni del rivelatore. In questa fase è applicata anche una reiezione speciale per gli eventi appartenenti ai periodi di presa dati B1 e B2, in cui una cella difettosa nella sezione esterna del calorimetro non è stata mascherata durante la ricostruzione.
- *Vertice primario*. Nell'evento deve essere stato ricostruito almeno un vertice primario (PV). A questo livello non sono posti requisiti sul numero di tracce ricostruite associate all'evento.
- *Pre-selezione dei fotoni*. I candidati fotoni devono superare alcuni prerequisiti:
 - *Taglio su E_T* . Si richiede che $E_T > 25$ GeV, dove l'energia trasversa E_T è calcolata usando l'energia misurata nel calorimetro elettromagnetico, con la pseudorapidità η_{S2} valutata nel secondo comparto di quest'ultimo. L'energia del cluster è calibrata con le modalità citate nella sezione 3.1; per i cluster ricostruiti dai dati l'energia è corretta con opportuni fattori di scala, mentre per le simulazioni MC si applica uno *smearing* all'energia in modo da tenere conto della differenza sulla risoluzione energetica rispetto ai dati.

* Il blocco di luminosità, o lumiblock, rappresenta l'unità fondamentale di dati registrata in ATLAS; un lumiblock contiene approssimativamente 2 minuti di presa dati, ma in generale il periodo di tempo varia a seconda delle condizioni operative.

Nel caso di un fotone convertito si applica inoltre un'ulteriore correzione all'energia del cluster, in funzione del raggio di conversione ricostruito.

- *Accettanza.* I candidati fotoni devono essere ricostruiti entro $|\eta_{cl}| < 2.37$, escludendo la regione di transizione tra il calorimetro del barrel e dell'end-cap, corrispondente a $1.37 < |\eta_{cl}| < 1.56$.
 - *Risolutore di ambiguità.* Per minimizzare la contaminazione da elettroni, dal campione di candidati sono rimossi i fotoni con un vertice di conversione ricostruito usando le regioni del rivelatore a pixel dove il primo strato di pixel non era correttamente funzionante.
 - *Cleaning dei fotoni.* I cluster con un contributo significativo all'energia proveniente da celle etichettate come non valide sono rimossi dal campione di candidati fotoni.
 - *Identificazione LOOSE.* Si applica il primo criterio di identificazione basato sulla forma dello sciame, descritto nella sezione 3.2.1. Le distribuzioni delle variabili di forma dello sciame nei MC sono corrette con appositi fattori, detti *fudge factors*, per renderle più simili a quelle osservate nei dati nei vari periodi di misura.
 - *Selezione di due fotoni.* Al termine della pre-selezione devono sopravvivere almeno due fotoni; quello con l'energia trasversa maggiore è etichettato come fotone leading, mentre il rimanente è etichettato come fotone sub-leading. Il vertice primario dell'evento è selezionato usando un algoritmo di rete neurale artificiale.
- *Taglio cinematico.* Nell'analisi ufficiale il fotone leading deve avere un momento trasverso $p_{T,1} > 40$ GeV, mentre per il fotone sub-leading la soglia è ridotta a $p_{T,2} > 30$ GeV. Nell'analisi di questo lavoro sono impiegati tagli proporzionali alla massa invariante, con la richiesta che $p_{T,1} > 0.35 \cdot m_{\gamma\gamma}$ per il fotone leading, e $p_{T,2} > 0.25 \cdot m_{\gamma\gamma}$ per il fotone sub-leading.
 - *Identificazione TIGHT.* La coppia di candidati fotoni deve superare anche il secondo criterio di identificazione, descritto nella sezione 3.2.1, basato sulle variabili definite nel comparto delle strip del calorimetro elettromagnetico.
 - *Isolamento.* Entrambi i fotoni devono superare il duplice requisito di isolamento descritto nella sezione 3.2.2. Il taglio sull'isolamento calorimetrico è fissato a 6 GeV, mentre la soglia per l'isolamento basato sulle tracce è di 2.6 GeV.

TABELLA 3.4 Numero di eventi in ciascun passaggio della sequenza dei tagli, per la selezione standard e per quella alternativa, differenti nel taglio in p_T e in massa.

	Numero di eventi	
Totale	71173462	
Trigger	25501602	
Good run list	24611502	
Cleaning degli eventi	24557715	
Vertice primario	24551893	
Pre-selezione dei fotoni	11907820	
	Selezione	
	Standard	Alternativa
Taglio in p_T	6550457	9531132
Identificazione TIGHT	675075	968196
Isolamento	311723	469157
Taglio in massa	118893	94484

- *Taglio in massa invariante.* Ai fini dell'analisi ufficiale si considerano solo i candidati difotoni nell'intervallo di massa tra 100 e 160 GeV. Per l'analisi di questo lavoro ho fissato l'estremo inferiore dell'intervallo di massa a 105 GeV, così che per il taglio cinematico si introducono i due valori minimi $p_{T,1} > 36.75$ GeV e $p_{T,2} > 26.25$ GeV. Questa scelta è motivata dall'andamento della risoluzione in p_T del trigger EF rispetto alla selezione offline, poiché si osserva che il trigger è pienamente efficiente per fotoni con p_T maggiore del valore nominale di taglio a livello di selezione del trigger stesso.

Al termine della selezione appena descritta, nel campione di dati a $\sqrt{s} = 8$ TeV ho osservato 118893 e 94484 candidati eventi a due fotoni, rispettivamente per la selezione standard dell'analisi ufficiale e per la selezione alternativa usata in questo lavoro. La tabella 3.4 riporta il numero di eventi che superano ciascun passaggio delle due selezioni.

3.4 OSSERVABILI PER L'ANALISI

L'analisi di questo lavoro è finalizzata alla misura della massa m_H , dell'intensità μ del segnale e dello spin del candidato bosone di Higgs nel canale di decadimento in due

fotoni. Le osservabili di interesse per questa analisi sono la massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ e l'angolo ϑ^* di decadimento. La misura di m_H e μ è basata sulla massa invariante, che è impiegata anche per la misura dello spin, insieme alla distribuzione angolare.

3.4.1 Massa invariante

La massa invariante di un evento a due fotoni è definita come

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{T,1}E_{T,2}(\cosh \Delta\eta - \cos \Delta\phi)}, \quad (3.1)$$

dove $E_{T,i}$ ($i = 1, 2$) è l'energia trasversa di ciascun fotone, mentre $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono le distanze angolari dei due fotoni rispettivamente in pseudorapidità e in azimuth; l'equazione (3.1) è invariante rispetto a un boost di Lorentz lungo l'asse z .

Le energie trasverse dei fotoni sono corrette come descritto nella sezione 3.1. La coordinata azimutale ϕ è misurata direttamente nel secondo comparto del calorimetro EM; la pseudorapidità η è ricavata tramite interpolazione lineare tra la posizione del vertice primario e il punto di impatto nel primo comparto del calorimetro EM.

La misura della posizione del vertice primario è fondamentale per il calcolo della massa invariante della coppia di fotoni.* Il vertice primario è generalmente determinato con un fit di verosimiglianza globale basato su tre informazioni: le direzioni di volo dei fotoni, determinate grazie alla segmentazione longitudinale del calorimetro, la posizione media del punto del fascio e la somma $\sum p_T^2$ dei quadrati dei momenti trasversi delle tracce associate ad ogni vertice ricostruito.

Il puntamento calorimetrico è ottenuto combinando le direzioni dei fotoni estrapolate fino all'asse z ; per i fotoni non convertiti la direzione è definita da una retta che attraversa il baricentro dello sciame elettromagnetico nei primi due comparti calorimetrici, mentre per i fotoni convertiti i punti di passaggio della retta sono il vertice di conversione e il baricentro dello sciame nel primo comparto calorimetrico. Usando solamente l'informazione del puntamento calorimetrico si ottiene una risoluzione σ_z sulla posizione longitudinale di circa 15 mm per i fotoni non convertiti e di circa 6 mm per i fotoni convertiti. La figura 3.3 mostra che in questo modo si raggiunge una risoluzione in massa invariante molto vicina a quella ottimale e sostanzialmente equivalente a quella ottenuta con il fit di verosimiglianza globale; la risoluzione sulla massa invariante è quindi dominata dal contributo della risoluzione energetica.

* In generale si ha una risoluzione peggiore per la coordinata longitudinale z a causa degli effetti di pile-up, poiché le collisioni avvengono in prevalenza lungo l'asse del fascio.

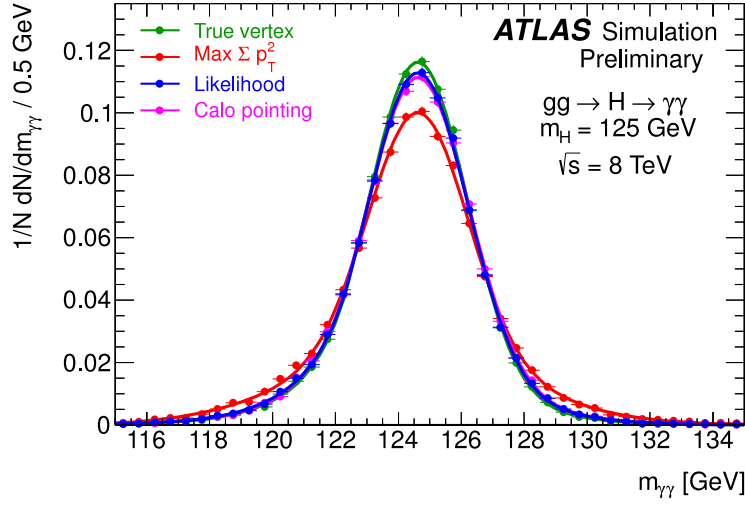


FIGURA 3.3 Distribuzione attesa della massa invariante per eventi del decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ in funzione del metodo usato per determinare la posizione longitudinale del vertice primario.

Lo spettro della massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ riceve il contributo della coppia di fotoni più energetici in ogni evento selezionato con i tagli descritti nella sezione 3.3. Nel caso di eventi di fondo, la distribuzione in massa invariante è continua e decrescente, mentre il segnale del processo $H \rightarrow \gamma\gamma$ si manifesta come un eccesso di eventi rispetto al fondo, distribuiti intorno al valore della massa del bosone di Higgs.

3.4.2 Angolo di decadimento

L'informazione sullo spin può essere estratta dalla distribuzione dell'angolo $\mathcal{S}^*$ di decadimento rispetto ad un asse nel sistema di riferimento del centro di massa della risonanza, cioè del candidato bosone di Higgs.

Per l'analisi di questo lavoro ho scelto l'asse z del sistema di riferimento di Collins-Soper [21], che biseca l'angolo compreso tra le direzioni dei due partoni interagenti. Con questa scelta l'impatto della radiazione di stato iniziale sulla distribuzione di $\cos \mathcal{S}^*$ è minimizzato, ottenendo nel contempo un potere discriminante migliore rispetto all'asse dell'elicità.

L'osservabile $\mathcal{S}^*$ è quindi definita come l'angolo, misurato nel sistema del centro di massa, tra la direzione del fotone leading e l'asse z del sistema di riferimento di Collins-Soper, come illustrato nella figura 3.4.

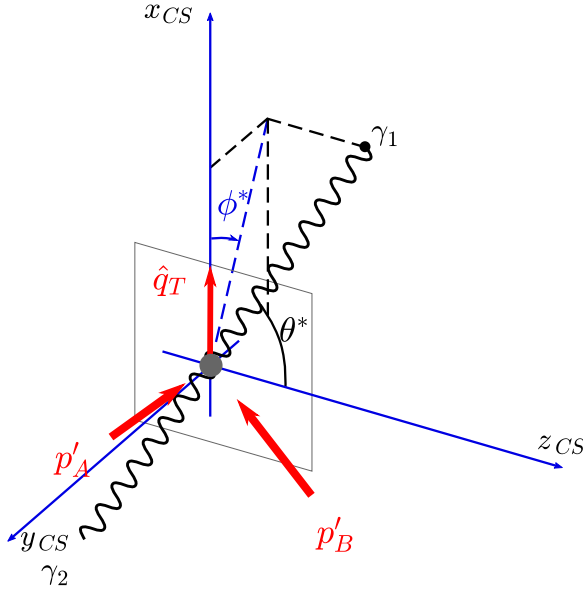


FIGURA 3.4 Sistema di riferimento di Collins-Soper usato per definire l'angolo $\mathcal{S}^*$. L'asse x è ortogonale al piano yz dove giacciono i momenti $\mathbf{p}'_A$ e $\mathbf{p}'_B$ dei partoni interagenti, con l'asse z che biseca l'angolo tra $\mathbf{p}'_A$ e $-\mathbf{p}'_B$. L'angolo polare $\mathcal{S}^*$ del fotone leading γ_1 è misurato nel sistema del centro di massa della risonanza rispetto all'asse z del sistema di Collins-Soper.

L'espressione analitica di $\cos \mathcal{S}^*$ riferito all'asse z di Collins-Soper è data da

$$\begin{aligned} \cos \mathcal{S}^* &= \frac{(E_1 + p_{z,1})(E_2 - p_{z,2}) - (E_1 - p_{z,1})(E_2 + p_{z,2})}{m_{\gamma\gamma} \cdot \sqrt{m_{\gamma\gamma}^2 + (p_T^{\gamma\gamma})^2}} \\ &= \frac{\sinh(\eta_1 - \eta_2)}{\sqrt{1 + (p_T^{\gamma\gamma}/m_{\gamma\gamma})^2}} \cdot \frac{2p_{T,1}p_{T,2}}{m_{\gamma\gamma}^2}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

dove $p_T^{\gamma\gamma}$ e $m_{\gamma\gamma}$ sono rispettivamente il momento trasverso e la massa del sistema dei due fotoni, mentre E_i , $p_{z,i}$, $p_{T,i}$ e η_i ($i = 1, 2$) sono nell'ordine l'energia, il momento longitudinale, il momento trasverso e la pseudorapidità del fotone leading e sub-leading. Per scopi pratici, poiché la distribuzione angolare di $\cos \mathcal{S}^*$ risulta simmetrica, ho preferito usare il valore assoluto di tale quantità.

Dalla forma dell'equazione (3.2) appare evidente che la distribuzione angolare è correlata alla massa invariante. L'introduzione dei tagli sul momento trasverso proporzionali alla massa invariante, descritta nella sezione 3.3, ha precisamente lo scopo di

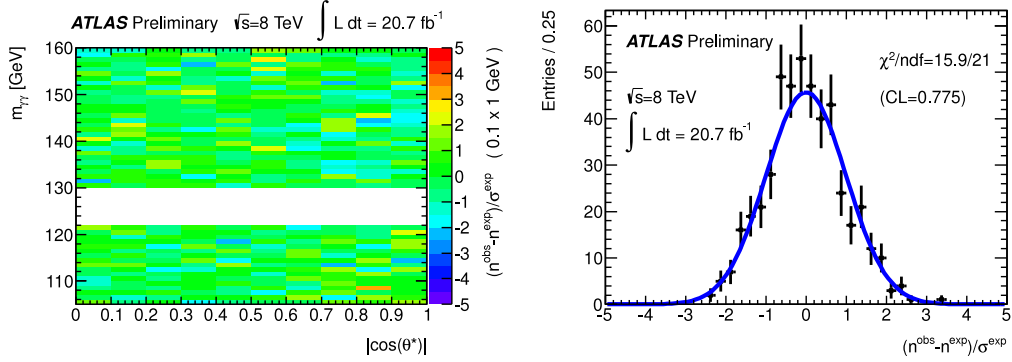


FIGURA 3.5 Effetto della selezione alternativa sulla correlazione tra $m_{\gamma\gamma}$ e $|\cos \vartheta^*|$. A sinistra è mostrata la differenza in unità di incertezza tra il numero di eventi osservati e attesi per ogni intervallo bidimensionale in angolo e massa (esclusa la regione $122 < m_{\gamma\gamma} < 130$ GeV del segnale). A destra è rappresentata la distribuzione di tali valori, confrontata con una gaussiana canonica.

rendere l'effetto-soglia del secondo fattore della (3.2) indipendente da $m_{\gamma\gamma}$. In questo modo resta soltanto una correlazione residua dovuta al termine $(p_T^{\gamma\gamma}/m_{\gamma\gamma})$ sotto radice quadrata; questa correlazione residua è trascurabile, ad eccezione di grandi valori di $|\cos \vartheta^*|$, dove sono selezionate solo coppie di fotoni ad alto momento trasverso.

La correlazione tra angolo e massa può essere quantificata confrontando il numero di eventi osservati in ciascuna regione dello spazio $(|\cos \vartheta^*|, m_{\gamma\gamma})$ con il numero di eventi attesi, definito dal prodotto delle due funzioni di distribuzione di probabilità marginali ottenute proiettando la distribuzione bidimensionale $|\cos \vartheta^*| \times m_{\gamma\gamma}$ su ciascuna dimensione. La figura 3.5 mostra l'effetto della selezione alternativa sul metodo di quantificazione della correlazione appena descritto: la differenza tra numero di eventi osservati e attesi è quasi ovunque molto piccola, e la distribuzione di tali differenze è compatibile con una gaussiana canonica, ad indicare che i dati sono consistenti con l'assenza di correlazioni tra $|\cos \vartheta^*|$ e $m_{\gamma\gamma}$.

4 DETERMINAZIONE DELLA COMPOSIZIONE DEL FONDO

In questo capitolo esamino un metodo per determinare la composizione del fondo negli eventi a due fotoni: classifico i processi che contribuiscono al fondo; descrivo il metodo della matrice 4×4 per stimare la composizione del fondo a partire dai dati; presento i risultati che ho ottenuto applicando tale metodo ai dati registrati da ATLAS nel corso del 2012.

4.1 CONTRIBUTI AL FONDO

Il contributo dominante al fondo nel canale di decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ proviene dai processi di QCD, che possono essere divisi in due categorie: il *fondo irriducibile*, costituito dai processi con coppie di fotoni nello stato finale (figura 4.1), e il *fondo riducibile*, che comprende i processi di produzione associata fotone-jet (figura 4.2) e quelli in cui sono prodotti diversi jet; queste due tipologie di processi contribuiscono al fondo quando rispettivamente uno o due jet sono ricostruiti in modo erraneo come fotoni, a causa della presenza nel jet di un mesone neutro (tipicamente un π^0) che decade in due fotoni ravvicinati.

Un ulteriore contributo al fondo proviene dai processi di Drell-Yan, in cui gli elettroni prodotti dall'interazione elettromagnetica dei partoni sono ricostruiti erroneamente come fotoni convertiti; il profilo di isolamento di tali elettroni è simile a quello dei fotoni di segnale. Il tasso di errata identificazione è misurato dagli eventi $Z \rightarrow e^+e^-$ nei dati, considerando la frazione di eventi ricostruita come coppie elettrone-fotone. La distribuzione del fondo da Drell-Yan in funzione della massa invariante è mostrata nella figura 4.3; il contributo al fondo è significativo nella regione intorno alla massa del bosone Z (circa 91 GeV), mentre è molto ridotto nella regione di ricerca del bosone di Higgs; per i dati a $\sqrt{s} = 8$ TeV, il numero di eventi di fondo da Drell-Yan è $N_{\gamma\gamma}^{\text{DY}} = 270 \pm 4(\text{stat}) \pm 24(\text{syst})$ [22] nell'intervallo $100 < m_{\gamma\gamma} < 160$ GeV.

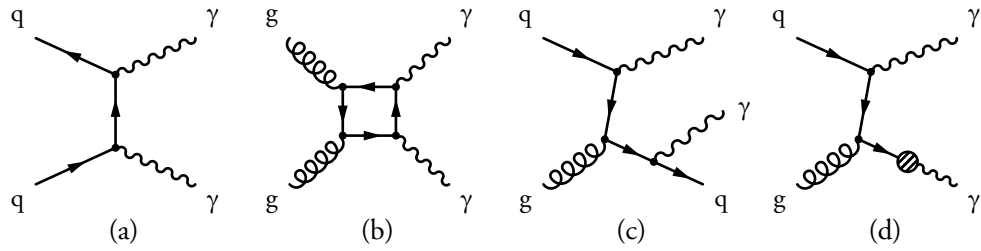


FIGURA 4.1 Esempi di processi che contribuiscono al fondo irriducibile: (a) annichilazione quark-antiquark; (b) «scatola fermionica»; (c) radiazione di stato finale; (d) frammentazione.

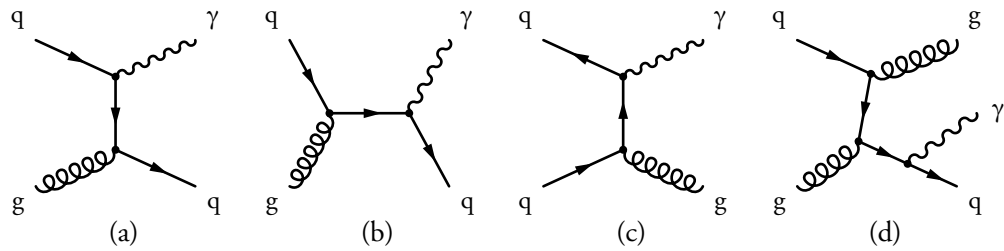


FIGURA 4.2 Esempi di processi che contribuiscono al fondo riducibile: scattering Compton (a) in canale t , (b) in canale s ; (c) annichilazione quark-antiquark; (d) radiazione di stato finale.

4.2 METODO DI SCOMPOSIZIONE

Lo studio della composizione del fondo sui dati ha lo scopo di controllare le prestazioni dei criteri di selezione ed identificazione dei fotoni e di convalidare le distribuzioni dei fondi generati nelle simulazioni.

Come parte di questo lavoro di tesi ho studiato la composizione del fondo con il metodo della matrice 4×4 , adattandolo agli attuali criteri di selezione degli eventi. I risultati che ho ottenuto sono stati impiegati dal gruppo di ATLAS all'Università del Wisconsin per generare una simulazione ad alta statistica del fondo di fotoni e jet, usata nelle analisi del candidato bosone di Higgs nel decadimento in due fotoni.

4.2.1 Efficienze e fake rate

A partire dagli eventi che hanno superato la pre-selezione descritta nella sezione 3.3, ho definito una regione di segnale richiedendo che i fotoni superino la selezione TIGHT (T) e siano isolati (I). Per stimare l'efficienza di conteggio dei fotoni reali ho introdotto tre regioni di controllo arricchite di falsi fotoni, cioè jet ricostruiti erroneamente come fotoni che falliscono uno o entrambi i requisiti di identificazione e di isolamento.

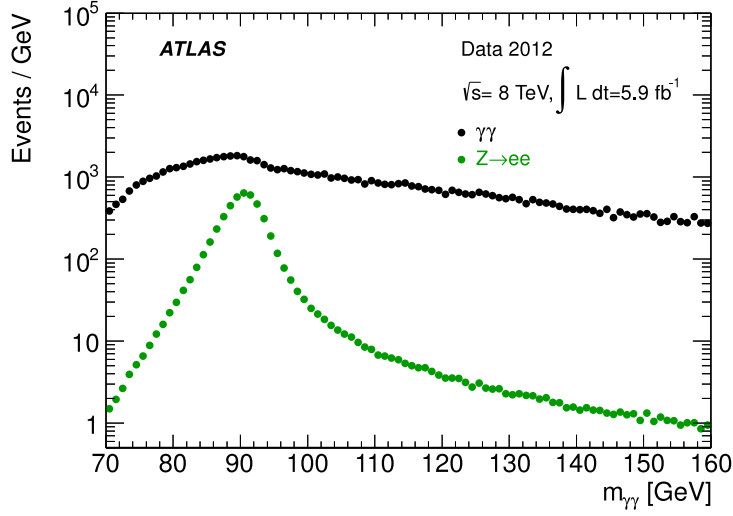


FIGURA 4.3 Distribuzione della massa invariante dopo l'applicazione della selezione di eventi a due fotoni; in nero sono rappresentati i dati, in verde il contributo del fondo da Drell-Yan, stimato da $Z \rightarrow e^+e^-$.

Il fallimento del requisito di identificazione è definito da un criterio non-TIGHT ($\tilde{T}$), in cui alcuni tagli sulle strip nella selezione TIGHT sono invertiti, come indicato nella tabella 3.3. Da studi MC su campioni di jet filtrati si è osservato che con la selezione non-TIGHT4, ottenuta invertendo quattro dei cinque tagli sulle strip calorimetriche, si ottiene un campione contaminato solo in minima parte dal segnale, evitando al contempo di impiegare variabili di forma dello sciame eccessivamente correlate con quelle di isolamento.

Lo stato di fotone non isolato corrisponde in realtà ad una regione di anti-isolamento ($\tilde{I}$) che è separata dalla regione di isolamento da una zona di sicurezza, in modo da mitigare l'effetto di soglia ed ottenere un campione essenzialmente privo di fotoni isolati; la regione $\tilde{I}$ è definita per $10 < E_T^{\text{isol}} < 25 \text{ GeV}$ e $4 < p_T^{\text{isol}} < 20 \text{ GeV}$, dove l'estremo superiore è necessario per escludere i piccoli effetti di risalita delle code delle variabili di isolamento a grandi valori. Le quattro regioni TI, $\tilde{T}\tilde{I}$, $\tilde{T}I$, $\tilde{T}\tilde{T}$ così individuate sono rappresentate nella figura 4.4.

Ho quindi contato il numero di fotoni del campione completo di dati in diverse condizioni, distinguendo alternativamente in ogni coppia il fotone di riferimento (probe) e l'altro fotone (tag); ho classificato i conteggi in base ai seguenti criteri:

- intervallo di $|\eta|$: (0, 0.6), (0.6, 1.37), (1.56, 1.81), (1.81, 2.37);
- intervallo di p_T (GeV): (0, 25), (25, 30), (30, 40), (40, 50), (50, 70), (70, 200);

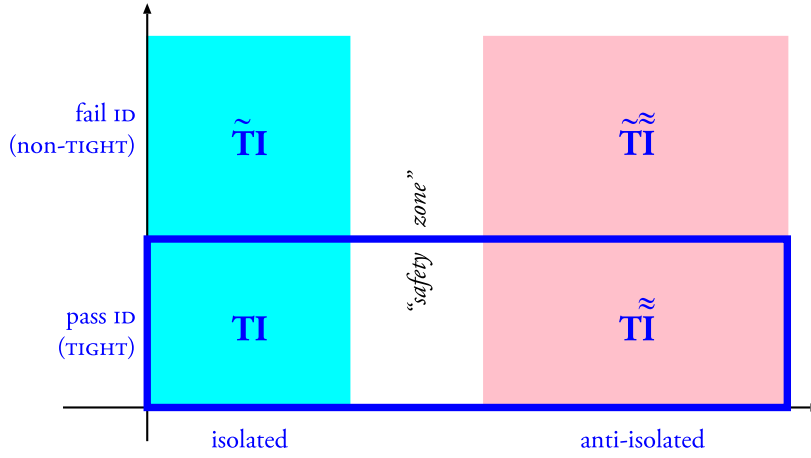


FIGURA 4.4 Regione di segnale e regioni di controllo per il calcolo di efficienze e fake rate.

- ordine del fotone: leading, sub-leading;
- numero di vertici ricostruiti nell'evento: $n_{\text{vtx}} \leq 10$, $n_{\text{vtx}} > 10$;
- identificazione γ probe/tag: TIGHT, non-TIGHT₄;
- isolamento γ probe/tag: isolato o anti-isolato.

Per ciascun conteggio ho assunto un'incertezza statistica di tipo poissoniano. Rispetto al fallimento dell'identificazione e all'anti-isolamento sono possibili scelte diverse, delle quali ho tenuto conto considerandole come incertezze sistematiche.

Per il calcolo delle efficienze e dei fake rate mi sono basato su tre ipotesi:

1. il rapporto α del numero di fotoni reali identificati come $\tilde{T}$ o T è indipendente dallo stato dell'isolamento:

$$\alpha = \frac{n_{\gamma}^{\tilde{T}}}{n_{\gamma}^T} = \frac{n_{\gamma}^{\tilde{T}I}}{n_{\gamma}^{TI}} = \frac{n_{\gamma}^{\tilde{\tilde{T}}\tilde{I}}}{n_{\gamma}^{\tilde{\tilde{T}}I}}; \quad (4.1)$$

2. il rapporto β del numero di falsi fotoni identificati come T o $\tilde{T}$ è indipendente dallo stato dell'isolamento:

$$\beta = \frac{n_j^T}{n_j^{\tilde{T}}} = \frac{n_j^{TI}}{n_j^{\tilde{T}I}} = \frac{n_j^{\tilde{\tilde{T}}I}}{n_j^{\tilde{\tilde{T}}\tilde{I}}}; \quad (4.2)$$

3. la regione di anti-isolamento è tale da non contenere fotoni reali, in modo che $\tilde{n}_\gamma^{\tilde{\tilde{\Pi}}} = n_\gamma^{\tilde{\tilde{\Pi}}} = \tilde{n}_\gamma^{\tilde{\tilde{\Pi}}} = 0$, da cui β può essere calcolato direttamente dai dati:

$$\beta = \frac{n^{\tilde{\tilde{\Pi}}}}{n^{\tilde{\tilde{\Pi}}}}.$$

Per la quantità α definita nella (4.1) il valore atteso è piccolo, tuttavia non è trascurabile; ho quindi stimato il valore di α ripetendo la procedura di conteggio su una simulazione MC, senza tuttavia considerare la dipendenza dalla condizione del tag.

Con queste ipotesi il numero n_γ^X e n_j^X di fotoni rispettivamente reali e falsi può essere calcolato in qualunque regione X . Per esempio, introducendo la (4.1) e la (4.2) nell'identità $n_\gamma^T = n^T - n_j^T$ si ottiene la relazione

$$n_\gamma^T = n^T - n_j^T = n^T - \beta n_j^{\tilde{T}} = n^T - \beta (n^{\tilde{T}} - n_\gamma^{\tilde{T}}) = n^T - \beta (n^{\tilde{T}} - \alpha n_\gamma^T),$$

che può essere risolta per determinare n_γ^T e, in modo simile, n_γ^{Π} :

$$n_\gamma^T = \frac{n^T - \beta n^{\tilde{T}}}{1 - \alpha\beta}, \quad n_\gamma^{\Pi} = \frac{n^{\Pi} - \beta n^{\tilde{\Pi}}}{1 - \alpha\beta}; \quad (4.3)$$

il numero di falsi fotoni segue da queste relazioni essendo $n_j^X = n^X - n_\gamma^X$:

$$n_j^T = \frac{\beta}{1 - \alpha\beta} (n^{\tilde{T}} - \alpha n^T), \quad n_j^{\Pi} = \frac{\beta}{1 - \alpha\beta} (n^{\tilde{\Pi}} - \alpha n^{\Pi}). \quad (4.4)$$

Usando le (4.3) e le (4.4) ho quindi calcolato le efficienze e i fake rate:

$$\varepsilon \equiv \frac{n_\gamma^{\Pi}}{n_\gamma^T} = \frac{n^{\Pi} - \beta n^{\tilde{\Pi}}}{n^T - \beta n^{\tilde{T}}}, \quad f \equiv \frac{n_j^{\Pi}}{n_j^T} = \frac{n^{\tilde{\Pi}} - \alpha n^{\Pi}}{n^{\tilde{T}} - \alpha n^T};$$

ho stimato le incertezze su tali valori con la propagazione dell'incertezza dei conteggi del numero di fotoni.

Le efficienze inclusive che ho calcolato con i criteri nominali di identificazione ed isolamento sono mostrate nella figura 4.5. Ho osservato che le efficienze sono più elevate nella zona del barrel, con un valor medio del 93%, rispetto alla zona degli end-cap, dove il valor medio è 89%; non sono presenti correlazioni con il momento trasverso né con lo stato del fotone.

I fake rate che ho calcolato con i criteri nominali di identificazione ed isolamento

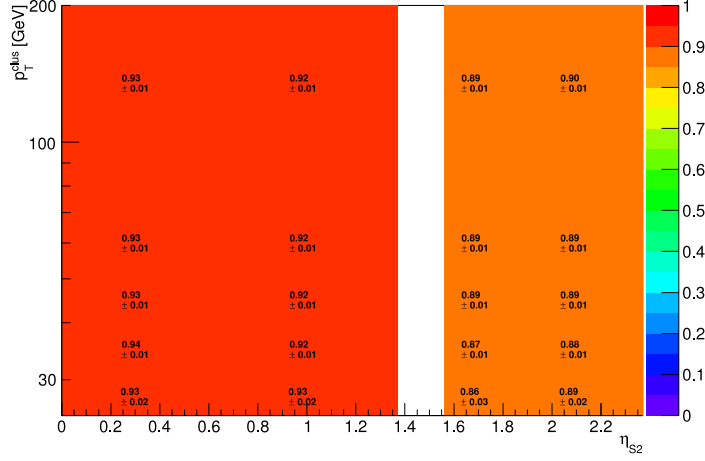


FIGURA 4.5 Efficienze inclusive per i fotoni in funzione di η e p_T con i criteri nominali di identificazione e di isolamento.

sono mostrati nella figura 4.6 per il fotone leading e sub-leading. In questo caso si nota che il fake rate diminuisce all'aumentare del momento trasverso, grazie al migliore isolamento ottenuto in tale condizione, mentre non esiste una correlazione tra il fake rate e la regione di η ; inoltre, il fotone sub-leading ha fake rate mediamente più bassi.

Ho svolto anche un test di consistenza su un MC con filtro sui jet a 35 GeV, osservando che le efficienze e i fake rate calcolati a partire dai dati sono compatibili entro 1σ con i valori veri ottenuti grazie all'informazione della verità MC.

4.2.2 Pesi degli eventi

Dal campione TT di eventi in cui entrambi i fotoni soddisfano la selezione TIGHT, ho classificato ciascun evento in una delle quattro categorie PP, PF, FP, FF a seconda che il fotone abbia superato (pass) o fallito (fail) il criterio di isolamento. Per ciascun evento k queste quattro categorie sono legate ai quattro possibili stati finali $\gamma\gamma$, γj , $j\gamma$, jj attraverso la relazione [23]

$$\begin{pmatrix} S_{PP}^{(k)} \\ S_{PF}^{(k)} \\ S_{FP}^{(k)} \\ S_{FF}^{(k)} \end{pmatrix} = \mathbf{E}^{(k)} \begin{pmatrix} W_{\gamma\gamma}^{(k)} \\ W_{\gamma j}^{(k)} \\ W_{j\gamma}^{(k)} \\ W_{jj}^{(k)} \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

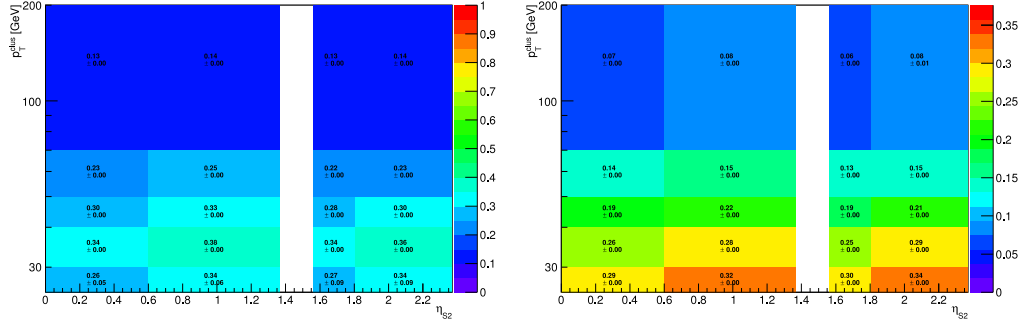


FIGURA 4.6 Fake rate per il fotone leading (a sinistra) e sub-leading (a destra) in funzione di η e p_T con i criteri nominali di categorizzazione per l'identificazione e l'isolamento.

Se si applica questo procedimento ad un grande numero di eventi, le quantità S_{XY} rappresentano le frazioni di eventi in ciascuna delle quattro categorie di isolamento, mentre le quantità $W_{\alpha\beta}$ rappresentano le frazioni di eventi del campione TT in ciascuno dei quattro stati finali.

Se invece si considerano evento per evento, le quattro quantità $S_{XY}^{(k)}$ sono variabili di stato booleane (ad esempio, per un evento in cui entrambi i candidati sono isolati si avrebbe $S_{PP}^{(k)} = 1$ e $S_{PF}^{(k)} = S_{FP}^{(k)} = S_{FF}^{(k)} = 0$) e le quantità $W_{\alpha\beta}^{(k)}$ sono i pesi dell'evento rispetto al campione TT.

La quantità $\mathbf{E}^{(k)}$ è una matrice 4×4 i cui coefficienti rappresentano la probabilità che uno stato finale produca un determinato esito pass/fail. Se si trascurano le correlazioni tra le variabili di isolamento dei due candidati fotoni, la matrice $\mathbf{E}^{(k)}$ assume la forma

$$\mathbf{E}^{(k)} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \varepsilon_2 & \varepsilon_1 f_2 & f_1 \varepsilon_2 & f_1 f_2 \\ \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2) & \varepsilon_1 (1 - f_2) & f_1 (1 - \varepsilon_2) & f_1 (1 - f_2) \\ (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2 & (1 - \varepsilon_1) f_2 & (1 - f_1) \varepsilon_2 & (1 - f_1) f_2 \\ (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) & (1 - \varepsilon_1)(1 - f_2) & (1 - f_1)(1 - \varepsilon_2) & (1 - f_1)(1 - f_2) \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

dove ε_i e f_i (in cui gli indici $i = 1, 2$ si riferiscono al fotone leading o sub-leading) sono le probabilità che un fotone rispettivamente reale o falso superi il taglio di isolamento.

I coefficienti della matrice (4.6) contengono in realtà delle probabilità condizionate che dipendono dallo stato pass/fail del fotone di tag. L'effetto è significativo soprattutto nello stato finale jj, dove le particelle responsabili dell'adronizzazione sono legate dalla carica di colore, che induce una correlazione positiva tra l'isolamento dei due jet, poiché questi ultimi devono essere dei singoletti di colore.

La forma completa della matrice $\mathbf{E}^{(k)}$, scritta per vettori colonna, diventa quindi

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\gamma\gamma}^{(k)} &= \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \\ \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2) \\ (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2 \\ (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \end{pmatrix} \\ \mathbf{E}_{\gamma j}^{(k)} &= \begin{pmatrix} \varepsilon_1 f_2^{\hat{P}} \\ \varepsilon_1 (1 - f_2^{\hat{P}}) \\ (1 - \varepsilon_1) f_2^{\hat{P}} \\ (1 - \varepsilon_1)(1 - f_2^{\hat{P}}) \end{pmatrix} \\ \mathbf{E}_{j\gamma}^{(k)} &= \begin{pmatrix} f_1^{\hat{P}} \varepsilon_2 \\ f_1^{\hat{P}} (1 - \varepsilon_2) \\ (1 - f_1^{\hat{P}}) \varepsilon_2 \\ (1 - f_1^{\hat{P}})(1 - \varepsilon_2) \end{pmatrix} \\ \mathbf{E}_{jj}^{(k)} &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} [f_1^{\tilde{T}} f_2^{\tilde{T}, \hat{P}} + f_1^{\tilde{T}, \hat{P}} f_2^{\tilde{T}}] \\ \frac{1}{2} [f_1^{\tilde{T}} (1 - f_2^{\tilde{T}, \hat{P}}) + f_1^{\tilde{T}, \hat{P}} (1 - f_2^{\tilde{T}})] \\ \frac{1}{2} [(1 - f_1^{\tilde{T}}) f_2^{\tilde{T}, \hat{P}} + (1 - f_1^{\tilde{T}, \hat{P}}) f_2^{\tilde{T}}] \\ \frac{1}{2} [(1 - f_1^{\tilde{T}})(1 - f_2^{\tilde{T}, \hat{P}}) + (1 - f_1^{\tilde{T}, \hat{P}})(1 - f_2^{\tilde{T}})] \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

dove gli apici $\hat{P}$ e $\hat{F}$ denotano lo stato pass/fail del tag, mentre l'apice $\tilde{T}$ denota lo stato non-TIGHT del tag, che altrimenti è sempre considerato implicitamente nello stato TIGHT.

L'aggiunta del requisito di identificazione per il tag, oltre a quello sull'isolamento, è dovuta alla necessità di selezionare un tag più puro possibile, inteso come fotone reale nei primi tre stati finali e come falso fotone nello stato finale jj; in quest'ultimo caso l'ambiguità nella scelta della probabilità condizionata è risolta mediando su entrambe le possibilità.

Dal momento che il vettore colonna delle quantità $S_{XY}^{(k)}$ e la matrice $\mathbf{E}^{(k)}$ sono noti a partire dai dati, invertendo la (4.5) ho ottenuto i pesi $W_{\alpha\beta}^{(k)}$. Moltiplicando opportunamente questi pesi, definiti sul campione TT, per le efficienze e i fake rate, ho ricavato i pesi per il campione TITI; per esempio, il peso per il k -esimo evento nel campione TITI è dato da

$$w_{\gamma\gamma}^{(k)} = \varepsilon_1^{(k)} \varepsilon_2^{(k)} W_{\gamma\gamma}^{(k)},$$

TABELLA 4.1 Variazione degli estremi della regione di anti-isolamento per lo studio delle incertezze sistematiche.

	Estremo inferiore			Estremo superiore		
	MIN	NOM.	MAX	MIN	NOM.	MAX
E_T^{isol} (GeV)	9	10	12	20	25	35
p_T^{isol} (GeV)	3.5	4	5	17	20	30

e sommando su tutti gli eventi TT nell'intervallo di massa invariante considerato si ottiene il numero di eventi di segnale nel campione TITI:

$$N_{\gamma\gamma}^{\text{TITI}} = \sum_{k \in \{\text{TT}\}} w_{\gamma\gamma}^{(k)} \pm \sqrt{\sum_{k \in \{\text{TT}\}} \left[w_{\gamma\gamma}^{(k)} \right]^2}.$$

Ho stimato i contributi all'incertezza sistematica sulle quantità $N_{\alpha\beta}^{\text{TITI}}$ dalla differenza tra i valori calcolati con la selezione nominale e quelli calcolati variando separatamente ciascuna delle seguenti sorgenti di incertezza:

- *definizione del campione non-TIGHT*: invece del criterio di identificazione nominale (non-TIGHT4) ho usato alternativamente il criterio non-TIGHT5 e non-TIGHT2, descritti nella tabella 3.3, per valutare la componente rispettivamente positiva e negativa dell'incertezza;
- *definizione della regione di anti-isolamento*: ho variato separatamente in positivo e in negativo ciascuno dei quattro estremi della regione di anti-isolamento, come indicato nella tabella 4.1, con la condizione di mantenere almeno il 90% degli eventi contenuti nella regione originale, ottenendo anche in questo caso un'incertezza asimmetrica;
- *limitatezza della statistica*: ho incrementato e decrementato le efficienze e i fake rate di una quantità pari alle rispettive incertezze statistiche, per ricavare il contributo all'incertezza sistematica dalla variazione del numero di eventi.

4.3 RISULTATI DELLA SCOMPOSIZIONE

Ho applicato il metodo descritto nella sezione precedente considerando entrambe le selezioni descritte nella sezione 3.3; il numero di eventi nei quattro stati finali è ri-

TABELLA 4.2 Composizione del fondo nel campione di dati con la selezione standard.

	Numero di eventi	Frazione (%)
$\gamma\gamma$	$97691 \pm 379^{+7211}_{-5021}$	$82.2 \pm 0.3^{+6.1}_{-4.2}$
γj	$14712 \pm 88^{+2735}_{-4817}$	$12.4 \pm 0.1^{+2.3}_{-4.1}$
$j\gamma$	$3714 \pm 62^{+1729}_{-1630}$	$3.1 \pm 0.1^{+1.5}_{-1.4}$
jj	$2776 \pm 21^{+1289}_{-1473}$	$2.3 \pm 0.0^{+1.1}_{-1.2}$

TABELLA 4.3 Composizione del fondo nel campione di dati con la selezione alternativa.

	Numero di eventi	Frazione (%)
$\gamma\gamma$	$77952 \pm 336^{+14259}_{-7352}$	$82.5 \pm 0.4^{+15.1}_{-7.8}$
γj	$11735 \pm 77^{+4062}_{-9362}$	$12.4 \pm 0.1^{+4.3}_{-9.9}$
$j\gamma$	$2812 \pm 52^{+3404}_{-3436}$	$3.0 \pm 0.1^{+3.6}_{-3.6}$
jj	$1985 \pm 18^{+1913}_{-3148}$	$2.1 \pm 0.0^{+2.0}_{-3.3}$

portato nella tabella 4.2 per la selezione standard e nella tabella 4.3 per la selezione alternativa.

In particolare, per il campione TITI ho ottenuto una purezza di $(82.2^{+6.1}_{-4.2})\%$ con la selezione standard e $(82.5^{+15.1}_{-7.8})\%$ con la selezione alternativa; la frazione di fondo a un jet è $(15.5^{+2.7}_{-4.3})\%$ e $(15.4^{+5.6}_{-10.5})\%$ con la selezione rispettivamente standard e alternativa; gli stati finali a due jet contribuiscono, nell'ordine, per $(2.3^{+1.1}_{-1.2})\%$ e per $(2.1^{+2.0}_{-3.3})\%$.

Dall'informazione sui pesi per gli eventi ho ricavato anche la scomposizione delle distribuzioni delle osservabili $m_{\gamma\gamma}$ e $|\cos \vartheta^*|$ definite nella sezione 3.4; tali distribuzioni sono mostrate nella figura 4.7 e nella figura 4.8 rispettivamente per la selezione standard e quella alternativa. Le tabelle numeriche e le distribuzioni di queste figure mostrano una chiara soppressione della componente a due jet: in tale stato finale, in-

TABELLA 4.4 Contributi alle incertezze sistematiche totali sulle componenti del fondo con la selezione standard.

	Definizione di non-TIGHT	Anti-isolamento		Incertezza statistica su ε e f
$\gamma\gamma$	+6829	+231	+381	+2274
	-4500	-498	-242	-2157
γj	+2061	+309	+125	+1766
	-4429	-6	-308	-1870
$j\gamma$	+1173	+147	+98	+1258
	-948	-190	-59	-1310
jj	+1266	+43	+18	+239
	-1452	-34	-15	-246

TABELLA 4.5 Contributi alle incertezze sistematiche totali sulle componenti del fondo con la selezione alternativa.

	Definizione di non-TIGHT	Anti-isolamento		Incertezza statistica su ε e f
$\gamma\gamma$	+13355	+195	+837	+4921
	-5808	-404	-652	-4442
γj	+1886	+292	+424	+3561
	-8444	-0	-635	-3993
$j\gamma$	+2077	+66	+172	+2691
	-1807	-214	-145	-2911
jj	+1846	+45	+57	+495
	-3103	-40	-57	-522

fatti, la produzione è dovuta in maggior parte a coppie di gluoni, che conferiscono ai jet una forma molto allargata, facilmente identificabile.

L'incertezza statistica sul numero di eventi nei quattro stati finali è trascurabile; le componenti dell'incertezza sistematica, descritte precedentemente, sono riportate nel dettaglio nella tabella 4.4 per la selezione standard e nella tabella 4.5 per la selezione relativa. Dall'andamento dei valori si nota che il contributo dominante è quello dovuto alla definizione del criterio non-TIGHT, mentre il secondo contributo dominante proviene dalla limitatezza della statistica; l'incertezza sistematica sulla definizione della regione di anti-isolamento è trascurabile.

In linea di principio, l'informazione sulla composizione del fondo può essere im-

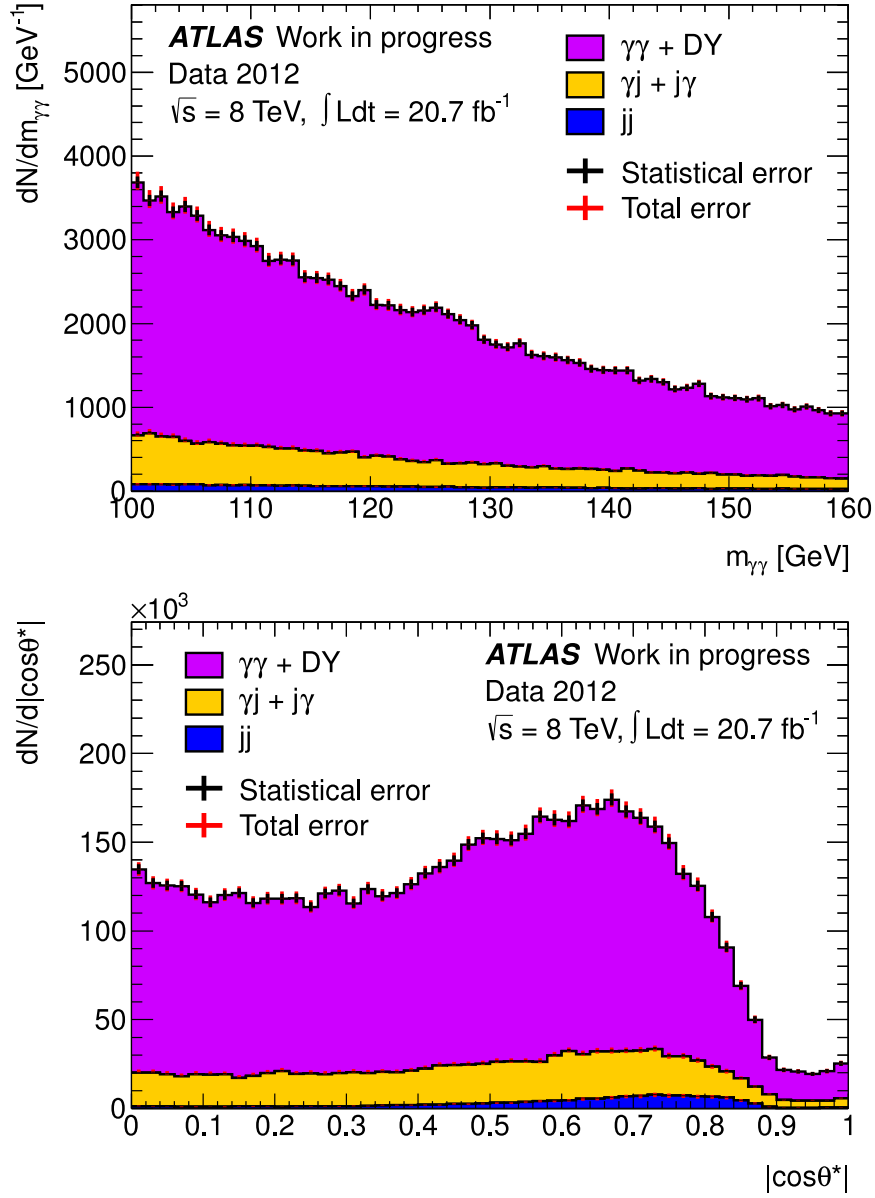


FIGURA 4.7 Scomposizione delle distribuzioni di massa invariante e di $|\cos\vartheta^*|$ (definizione di Collins-Soper) con la selezione standard descritta nella sezione 3.3. Il contributo al fondo dai processi di Drell-Yan è incluso nella componente $\gamma\gamma$.

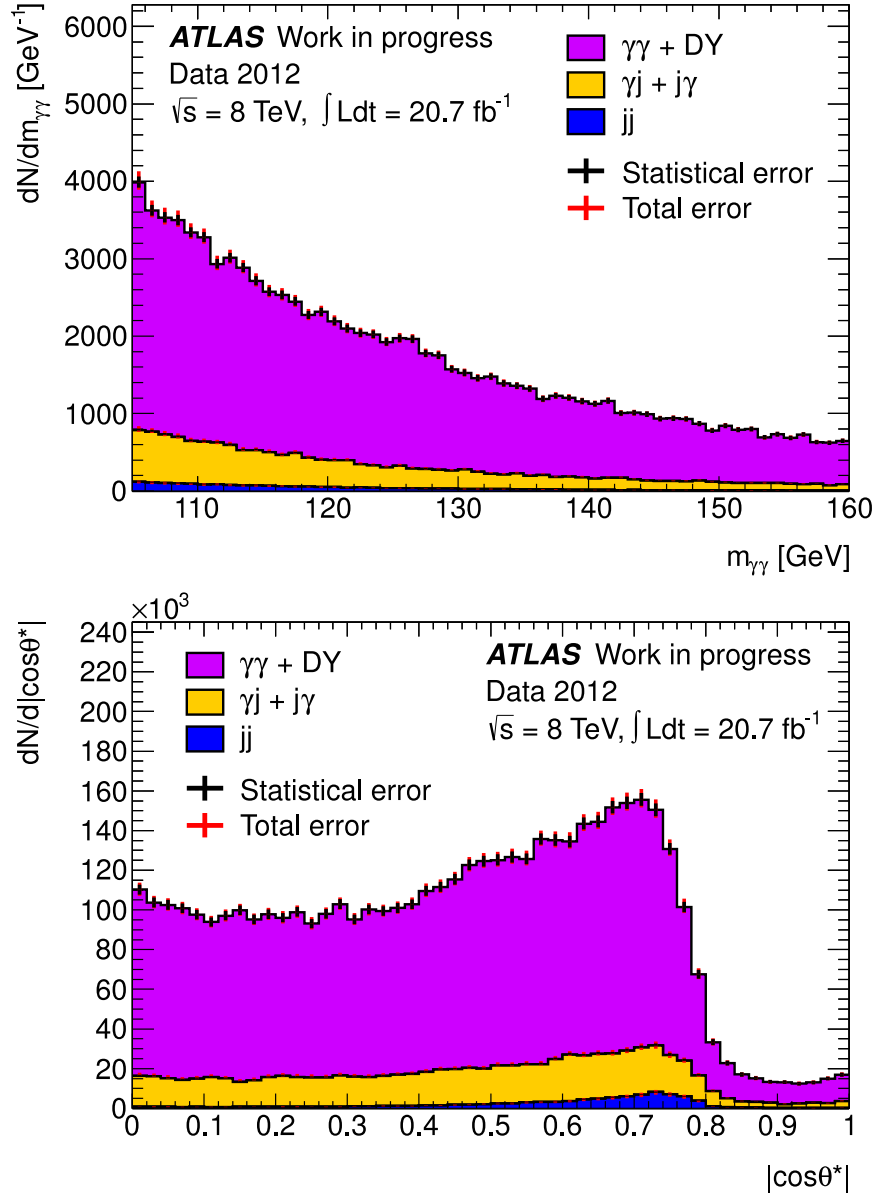


FIGURA 4.8 Scomposizione delle distribuzioni di massa invariante e di $|\cos\theta^*|$ (definizione di Collins-Soper) con la selezione alternativa basata sui tagli lineari in p_T descritti nella sezione 3.3. Il contributo al fondo dai processi di Drell-Yan è incluso nella componente $\gamma\gamma$.

piegata per ottenere, tramite sottrazione, la distribuzione dei soli fotoni, ad esempio per lo spettro in massa invariante. Tale procedimento, tuttavia, risulta controproducente ai fini della ricerca di un eccesso di eventi, poiché introduce un ulteriore contributo alle fluttuazioni statistiche della distribuzione in esame, riducendo la significanza di un'eventuale scoperta, che è legata al rapporto $S/\sqrt{B}$, dove S è il numero di eventi di segnale attesi e B è il numero di eventi di fondo.

5 ANALISI DELLO SPETTRO DI MASSA INVARIANTE

In questo capitolo presento la mia analisi dello spettro di massa invariante, finalizzata alla misura della massa della risonanza e al numero di eventi di segnale attesi: elenco i generatori usati per le simulazioni di segnale e fondo; espongo la strategia di analisi; ricavo la parametrizzazione del numero di eventi di segnale attesi; modellizzo il picco di massa invariante; descrivo il modello del fondo in massa; discuto i risultati dell'analisi.

5.1 SIMULAZIONI MONTE CARLO

La produzione e il decadimento di un bosone di Higgs a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ sono simulati con campioni MC che sono poi introdotti in una simulazione completa del rivelatore [24] ottenuta con GEANT4 [25]. Ogni evento nei campioni MC è arricchito con la simulazione di un numero variabile di collisioni inelastiche protone-protone [26] per tenere conto degli effetti di pile-up dovuti alle collisioni dei pacchetti in LHC.

I processi di produzione dell'Higgs tramite fusione di gluoni (ggF) o fusione di bosoni vettori (VBF) sono generati con POWHEG [27, 28], interfacciato con PYTHIA8 [29] per la simulazione della cascata di partoni e dell'adronizzazione. I processi di produzione associata dell'Higgs con un bosone vettore (VH) o con una coppia di quark top ($t\bar{t}H$) sono generati con PYTHIA8.

Le sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs da ggF sono calcolate fino al next-to-next-to-leading order (NNLO) [30–35] della QCD. Le risommazioni di gluoni soffici fino al next-to-next-to-leading logarithmic order e gli effetti di massa finita sono trattati direttamente in POWHEG [9]; sono inoltre applicate le correzioni elettrodeboli (EW) al next-to-leading order (NLO) [36, 37]. I risultati sono stati compilati in [38–40] assumendo che le correzioni QCD ed EW siano fattorizzabili. Le sezioni d'urto per il processo VBF sono calcolate includendo tutte le correzioni QCD ed EW al NLO [41–43],

con l'applicazione delle correzioni QCD approssimate al NNLO [44]. I processi VH sono calcolati al NLO [45] e al NNLO [46], includendo le correzioni radiative EW al NLO [47]. Il processo $t\bar{t}H$ è calcolato con le correzioni complete di QCD al NLO [48–51].

Il contributo al fondo di due fotoni prompt è ottenuto dai generatori RESBOS [52], DIPHOX [53] e SHERPA [54]; il fondo riducibile è comune nei tre casi, ed è basato su SHERPA per la componente γ -jet e su PYTHIA6 [55] per la componente jet-jet. Si considera anche il fondo da processi di Drell-Yan, ricavando la forma e il numero di eventi di questa componente tramite studi basati direttamente sui dati. In tutti i campioni sono stati inclusi gli effetti dell'efficienza di identificazione dei fotoni; inoltre nei campioni SHERPA e PYTHIA sono stati introdotti anche altri effetti dovuti al rivelatore, quali la risoluzione sull'energia dei fotoni, il processo per cui un jet viene ricostruito come un fotone e la frazione di fotoni convertiti nelle varie regioni del rivelatore.

Ciascuna delle componenti dei campioni MC del fondo è infine combinata nelle proporzioni estratte dai dati e normalizzata rispetto al numero totale di eventi osservato nei dati stessi. Le distribuzioni e la composizione della massa invariante ottenute dal modello del fondo basato su SHERPA sono state verificate sui dati in opportune regioni di controllo.

5.2 STRATEGIA DI ANALISI

La ricerca del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni consiste nell'individuare un eventuale picco di risonanza nello spettro della massa invariante (3.1). La regione di massa esplorabile in questo canale è compresa tra 100 e 160 GeV: il limite inferiore è dovuto al picco della Z^0 a circa 90 GeV, che contribuisce al fondo nella regione $80 < m_{\gamma\gamma} < 100$ GeV attraverso il decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$, contaminando soprattutto il campione di fotoni convertiti; l'estremo superiore 160 GeV è legato alla soppressione del rapporto di decadimento dell'Higgs in due fotoni, a causa dell'apertura del canale $H \rightarrow W^+W^-$ con entrambi i bosoni W sulla loro shell di massa intorno a 80 GeV.

Il modello statistico che ho scelto è la funzione di verosimiglianza

$$-\ln \mathcal{L} = (n_S + n_B) - \sum_{\{\text{events}\}} \ln [n_S \cdot f_S(m_{\gamma\gamma}) + n_B \cdot f_B(m_{\gamma\gamma})], \quad (5.1)$$

dove la somma è estesa a tutti gli eventi, gli indici $i = S, B$ si riferiscono rispettivamente al segnale e al fondo, n_i è un numero di eventi e f_i è una funzione di densità di probabilità (pdf); nelle sezioni successive descrivo i modelli di queste ultime.

Ho parametrizzato il numero di eventi n_S di segnale in termini del numero di eventi attesi, introducendo il parametro μ di intensità del segnale, definito come il rapporto tra la sezione d'urto osservata e la sezione d'urto prevista dal Modello Standard per il bosone di Higgs, moltiplicate per i rispettivi rapporti di decadimento:

$$\mu = \frac{n_S}{n_S^{\text{exp}}} = \frac{\sigma}{\sigma_{\text{SM}}} \cdot \frac{BR}{BR_{\text{SM}}}; \quad (5.2)$$

il caso $\mu = 0$ indica l'assenza di segnale, il caso $\mu = 1$ coincide con la previsione del Modello Standard, mentre altri valori segnalano potenziali deviazioni nella descrizione dei dati da parte della teoria.

I parametri di interesse nella (5.1) sono la massa m_H del bosone di Higgs e l'intensità μ del segnale; a questi ho unito un insieme di parametri ν non di interesse, necessari per tenere conto delle incertezze sistematiche descritte nelle sezioni successive.

Per valutare l'esito del fit, in particolare gli intervalli di confidenza dei valori ottenuti, ho usato il test statistico q definito a partire dal rapporto di verosimiglianza profilata (*Profile Likelihood Ratio*, PLR) [56]:

$$q(m_H) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(m_H, \hat{\hat{\mu}}, \hat{\nu})}{\mathcal{L}(\hat{m}_H, \hat{\mu}, \hat{\nu})}, \quad (5.3)$$

$$q(\mu) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\hat{m}}_H, \hat{\nu})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{m}_H, \hat{\nu})}, \quad (5.4)$$

dove il parametro di interesse al numeratore ha un valore fissato (m_H oppure μ), mentre al denominatore è ricavato dal fit sui dati ($\hat{m}_H$ oppure $\hat{\mu}$) mediante una massimizzazione della funzione di verosimiglianza. In generale, la notazione $\hat{\hat{\mathcal{S}}}$ indica il miglior valore per il parametro $\mathcal{S}$ ricavato dal fit, mentre $\hat{\mathcal{S}}$ indica lo stimatore di massima verosimiglianza del parametro $\mathcal{S}$ condizionato al valore fissato per il parametro di interesse. Ho considerato inoltre il test statistico per il fit bidimensionale nei parametri di interesse (m_H, μ) definito da

$$q(m_H, \mu) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(m_H, \mu, \hat{\nu})}{\mathcal{L}(\hat{m}_H, \hat{\mu}, \hat{\nu})}. \quad (5.5)$$

Per costruzione, i dati e il valore fissato per il parametro di interesse sono tanto più compatibili quanto più il valore del test statistico è piccolo. La scelta di questi test statistici consente di quantificare gli intervalli di confidenza e la compatibilità grazie al teorema di Wilks [57]. Per un campione sufficientemente grande di dati, se i valori

fissati per i parametri di interesse coincidono con i loro valori veri, questo teorema permette di trattare la pdf del test statistico come una distribuzione di χ_D^2 , dove il numero di gradi di libertà D è pari al numero di parametri di interesse, indipendentemente dai valori dei parametri non di interesse. Le pdf dei test statistici (5.3) e (5.4) possono quindi essere approssimate come

$$\chi_1^2(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-q/2}}{\sqrt{q}},$$

mentre la pdf del test statistico (5.5) è approssimata dalla distribuzione

$$\chi_2^2(q) = \frac{1}{2} e^{-q/2}.$$

Quindi, con un test statistico q ad un solo parametro di interesse, l'intervallo di confidenza al 68% comprende tutti i valori del parametro di interesse per i quali $q < 1$, mentre per una confidenza del 95% deve essere $q < 4$. Analogamente, con un test statistico a due parametri di interesse l'intervallo di confidenza al 68% è definito da $q < 2.3$, quello al 95% è dato da $q < 6$.

L'osservazione di un eccesso di eventi è basata sul rigetto dell'ipotesi di solo fondo. In questo caso la definizione del test statistico è modificata per renderlo insensibile ad un difetto di eventi, imponendo che sia nullo per valori di $\hat{\mu}$ negativi; l'ipotesi di solo fondo equivale a fissare $\mu = 0$, che effettivamente elimina dal modello (5.1) la componente di segnale:

$$q_0(m_H) = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu = 0, \hat{\nu})}{\mathcal{L}(m_H, \hat{\mu}, \hat{\nu})} & \text{se } \hat{\mu} \geq 0, \\ 0 & \text{se } \hat{\mu} < 0; \end{cases} \quad (5.6)$$

dalla pdf del test statistico (5.6) si calcola la probabilità

$$p_0 = \int_{q_{\text{obs}}}^{\infty} \text{pdf}(q_0) dq_0, \quad (5.7)$$

dove l'estremo di integrazione q_{obs} è il valore del test statistico ricavato dal fit sui dati, e la pdf di q_0 ora contiene un fattore $1/2$ per tenere conto dell'equiprobabilità di fluttuazioni positive o negative del fondo.

Il valore p_0 , per costruzione, è tanto più basso quanto più l'ipotesi di solo fondo è incompatibile con i dati. Convenzionalmente, se $p_0 < 1.35 \times 10^{-3}$, corrispondente

ad una deviazione gaussiana unilaterale di 3σ , si parla di «evidenza di nuova fisica», mentre se $p_0 < 2.87 \times 10^{-7}$, corrispondente a una deviazione di 5σ , si annuncia una «scoperta di nuova fisica».

5.3 NUMERO DI EVENTI DI SEGNALE ATTESI

Per ogni processo di produzione dell'Higgs e per ogni massa compresa nell'intervallo tra 100 e 150 GeV con passo di 5 GeV ho calcolato l'efficienza di selezione

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sel}}}{N_{\text{gen}}}, \quad (5.8)$$

in cui N_{gen} è il numero totale di eventi generati, mentre N_{sel} è il numero di eventi che ha superato la selezione alternativa descritta nella sezione 3.3, in particolare fino al taglio di isolamento. Ho quindi calcolato il numero di eventi di segnale attesi

$$N_{\text{evt}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot BR \cdot \int L dt,$$

dove ε è l'efficienza calcolata nella (5.8), σ è la sezione d'urto teorica del processo di produzione (tabella 5.2), BR è la frazione di decadimento nel canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ (tabella 5.3) e l'ultimo termine è la luminosità integrata, che per i dati 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV corrisponde a 20.7 fb^{-1} . Le sezioni d'urto e i rapporti di decadimento [58–60] del bosone di Higgs, con le rispettive incertezze, sono tratti da [9, 61].

I risultati che ho ottenuto sono riportati nella tabella 5.1, dove ho indicato anche il numero totale di eventi attesi per ogni valore di m_H . Confrontando gli andamenti delle efficienze calcolate con la selezione alternativa e con la selezione standard dell'analisi ufficiale, che ho rappresentato nella figura 5.1, si nota che con i tagli proporzionali alla massa invariante le efficienze hanno variazioni più contenute, perché la selezione alternativa accetta un numero maggiore di eventi per masse inferiori a circa 120 GeV, mentre al di sopra di tale valore è più restrittiva rispetto alla selezione standard.

Ho quindi descritto l'andamento del numero totale n_s^{exp} di eventi di segnale attesi con un polinomio di terzo grado, normalizzandolo alla luminosità integrata di 1 fb^{-1} , come mostrato nella figura 5.2. Nel fit per determinare la parametrizzazione di n_s^{exp} ho considerato le seguenti incertezze sistematiche [22, 62]:

- *luminosità*: l'incertezza sulla luminosità è del 3.6%;
- *trigger*: l'efficienza del trigger di difotoni introduce un'incertezza dello 0.5%;

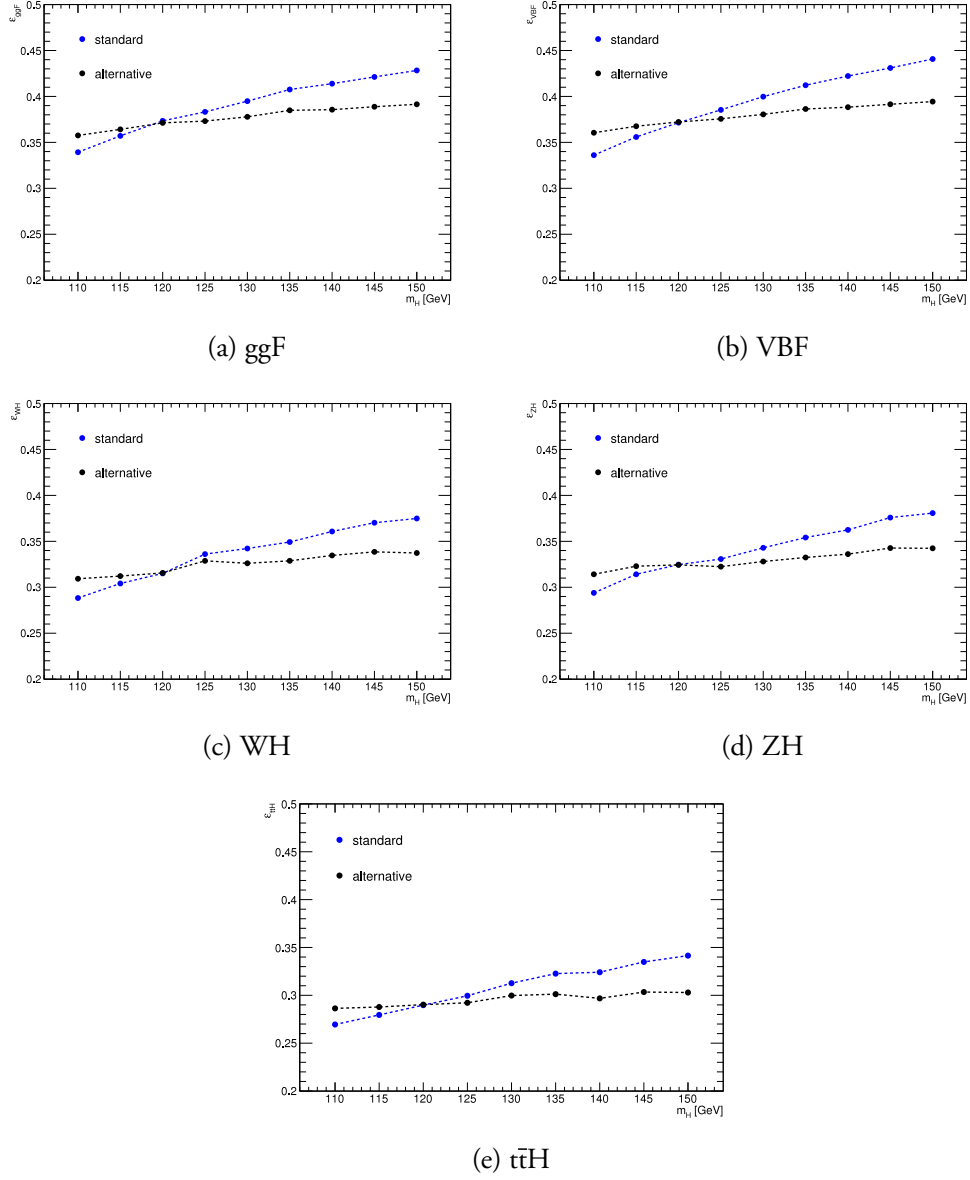


FIGURA 5.1 Andamento delle efficienze di selezione in funzione della massa per i processi di produzione del bosone di Higgs, calcolate con la selezione alternativa (nero) e con la selezione standard (blu).

TABELLA 5.1 Efficienze attese sul segnale di un bosone di Higgs a diverse masse e numero di eventi attesi per il decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ assumendo una luminosità integrata di 20.7 fb^{-1} per i dati a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. I risultati sono ricavati dopo aver applicato la selezione descritta nella sezione 3.3. Sono riportati i valori distinti per ogni processo di produzione e il risultato totale.

m_H (GeV)	gg $\rightarrow$ H		VBF		WH		ZH		$t\bar{t}H$		Totale
	$\varepsilon(\%)$	N_{evt}	$\varepsilon(\%)$	N_{evt}	$\varepsilon(\%)$	N_{evt}	$\varepsilon(\%)$	N_{evt}	$\varepsilon(\%)$	N_{evt}	N_{evt}
110	35.8	361.2	36.1	26.1	30.9	13.2	31.4	7.4	28.6	2.2	410.1
115	36.4	365.0	36.8	27.4	31.2	12.5	32.3	7.2	28.8	2.1	414.2
120	37.1	361.8	37.2	28.0	31.6	11.6	32.4	6.7	29.0	2.0	410.1
125	37.3	343.6	37.6	27.6	32.9	10.8	32.3	6.0	29.2	1.8	389.8
130	37.8	317.8	38.0	26.4	32.6	9.3	32.8	5.3	30.0	1.6	360.4
135	38.5	284.8	38.6	24.5	32.9	7.8	33.2	4.5	30.1	1.4	323.0
140	38.6	240.6	38.8	21.2	33.5	6.3	33.6	3.7	29.7	1.1	272.9
145	38.9	197.2	39.1	17.8	33.8	4.9	34.3	2.9	30.3	0.9	223.7
150	39.2	151.5	39.4	14.0	33.7	3.5	34.2	2.1	30.3	0.6	171.7

- *identificazione dei fotoni*: l'incertezza sull'identificazione dei fotoni, stimata in funzione della pseudorapidità da studi su simulazioni MC e sui dati in processi $Z \rightarrow e^+e^-$ e $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$, è del 5.3% a livello di evento a due fotoni;
- *efficienza di isolamento*: l'efficienza del taglio di isolamento, stimata come descritto nella sezione 3.2.2, contribuisce con un'incertezza dell'1%;
- *effetti di pile-up*: l'impatto del pile-up sul numero di eventi attesi, studiato da confronti di simulazioni in cui si varia il numero medio di interazioni protone-protone, è del 4%;
- *scala di energia*: l'incertezza sulla scala di energia dei fotoni è dello 0.4% per il processo $H \rightarrow \gamma\gamma$;
- *sezioni d'urto*: le incertezze teoriche sulle sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs, dovute all'incertezza sulla scala della QCD e sulle funzioni di distribuzione dei partoni (PDF), sono riportate nella tabella 5.2 per diversi valori della massa m_H dell'Higgs;
- *rapporto di decadimento*: l'incertezza sul rapporto di decadimento del bosone di Higgs in due fotoni è riportata nella tabella 5.3 in funzione di m_H .

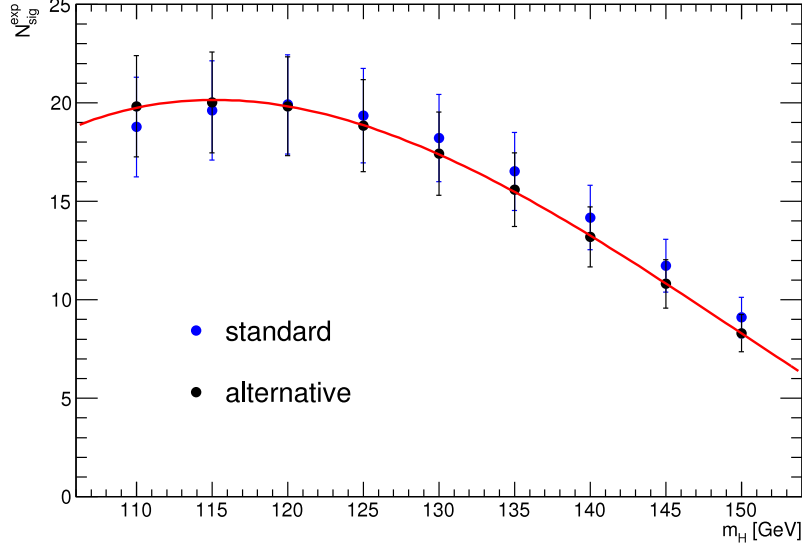


FIGURA 5.2 Andamento del numero di eventi di segnale attesi, normalizzato a 1 fb^{-1} , in funzione di m_H , con la selezione standard e alternativa. Al grafico è sovrapposta la curva polinomiale di terzo grado che è stata adattata ai punti ottenuti con la selezione alternativa.

Sommando in quadratura le incertezze dominanti, ho ottenuto un'incertezza sistematica totale sul numero di eventi di segnale attesi dell'11.6%; ho inserito questa incertezza, che ha effetto sulla normalizzazione n_s definita dalla (5.2), nel modello statistico (5.1), vincolandola con una gaussiana.

5.4 MODELLIZZAZIONE DEL PICCO DI MASSA

Ho modellizzato la funzione di densità di probabilità $f_S(m_{\gamma\gamma})$ per il segnale [63] con la somma di una funzione Crystal Ball [64] e di una gaussiana:

$$f_S(m_{\gamma\gamma}) = \phi_{CB} \cdot f_{CB}(m_{\gamma\gamma}) + (1 - \phi_{CB}) \cdot f_{GA}(m_{\gamma\gamma}), \quad (5.9)$$

dove ϕ_{CB} è un parametro che quantifica il contributo della Crystal Ball (CB) alla pdf totale del segnale. La Crystal Ball descrive la zona centrale del picco di massa e parte delle code, soprattutto quella a bassi valori di massa; la componente gaussiana, che interessa circa il 5% degli eventi, migliora la descrizione delle code.

La forma asimmetrica della distribuzione del segnale è dovuta principalmente alla

TABELLA 5.2 Sezioni d'urto teoriche e incertezze per i processi di produzione del bosone di Higgs a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ in funzione di m_H [61]. Per ogni incertezza sistematica è riportata l'incertezza sulla scala di energia e l'incertezza sulla PDF.

m_H (GeV)	gg $\rightarrow$ H		VBF		WH		ZH		t $\bar{t}$ H	
	$\sigma(\text{pb})$	$\delta_\sigma(\%)$	$\sigma(\text{pb})$	$\delta_\sigma(\%)$	$\sigma(\text{pb})$	$\delta_\sigma(\%)$	$\sigma(\text{pb})$	$\delta_\sigma(\%)$	$\sigma(\text{pb})$	$\delta_\sigma(\%)$
110	25.0	$+7.6+7.7$ $-8.2-6.7$	1.79	$+0.2+2.5$ $-0.2-2.8$	1.06	$+0.1+3.8$ $-0.6-3.8$	0.59	$+1.3+4.1$ $-1.3-4.1$	0.19	$+4.1+7.8$ $-9.4-7.8$
115	23.0	$+7.4+7.6$ $-8.1-6.8$	1.71	$+0.2+2.5$ $-0.2-2.8$	0.92	$+0.1+3.9$ $-0.6-3.9$	0.51	$+1.4+4.2$ $-1.3-4.2$	0.17	$+4.0+7.9$ $-9.4-7.9$
120	21.1	$+7.3+7.5$ $-7.9-6.9$	1.63	$+0.2+2.6$ $-0.2-2.8$	0.80	$+0.1+3.4$ $-0.6-3.4$	0.45	$+1.5+3.5$ $-1.4-3.5$	0.15	$+3.9+7.8$ $-9.3-7.8$
125	19.5	$+7.2+7.5$ $-7.8-6.9$	1.56	$+0.2+2.6$ $-0.2-2.8$	0.70	$+0.2+3.5$ $-0.6-3.5$	0.39	$+1.6+3.5$ $-1.5-3.5$	0.13	$+3.8+7.8$ $-9.3-7.8$
130	18.1	$+7.1+7.5$ $-7.7-6.9$	1.49	$+0.2+2.6$ $-0.2-2.7$	0.61	$+0.2+3.5$ $-0.6-3.5$	0.35	$+1.7+3.7$ $-1.6-3.7$	0.12	$+3.7+7.9$ $-9.3-7.9$
135	16.8	$+7.0+7.4$ $-7.7-7.0$	1.43	$+0.2+2.6$ $-0.2-2.7$	0.54	$+0.1+3.4$ $-0.7-3.4$	0.31	$+1.8+3.6$ $-1.6-3.6$	0.10	$+3.7+7.9$ $-9.2-7.9$
140	15.6	$+6.9+7.4$ $-7.6-6.9$	1.37	$+0.2+2.5$ $-0.2-2.7$	0.47	$+0.1+3.5$ $-0.7-3.5$	0.27	$+1.9+3.7$ $-1.7-3.7$	0.09	$+3.6+7.9$ $-9.2-7.9$
145	14.6	$+6.8+7.3$ $-7.5-6.9$	1.31	$+0.3+2.5$ $-0.1-2.7$	0.42	$+0.1+3.8$ $-0.7-3.8$	0.24	$+2.0+4.0$ $-1.8-4.0$	0.08	$+3.5+7.9$ $-9.2-7.9$
150	13.7	$+6.7+7.4$ $-7.4-7.0$	1.25	$+0.3+2.5$ $-0.2-2.7$	0.37	$+0.1+3.3$ $-0.7-3.3$	0.22	$+2.1+3.6$ $-1.8-3.6$	0.07	$+3.5+8.0$ $-9.1-8.0$

rivelazione incompleta dell'energia dei fotoni convertiti, ad esempio perché una frazione notevole dell'energia è stata persa nel materiale davanti al calorimetro, oppure perché, in seguito ad una ripartizione asimmetrica dell'energia nella coppia e^+e^- , la particella meno energetica ha subito una deflessione eccessiva nel campo magnetico e non è rivelata correttamente, causando uno spostamento del picco verso sinistra.

L'espressione analitica della CB, con tale indice sottinteso nei suoi parametri, è

$$f_{CB}(m_{\gamma\gamma}) = N \cdot \begin{cases} e^{-t^2/2} & \text{se } t > -\alpha, \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot e^{-|\alpha|^2/2} \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - t\right)^{-n} & \text{se } t \leq -\alpha, \end{cases}$$

dove N è un fattore di normalizzazione, $t = (m_{\gamma\gamma} - \mu_{CB})/\sigma_{CB}$ è la variabile indipendente, in cui μ_{CB} e σ_{CB} rappresentano rispettivamente il punto di picco della CB e

TABELLA 5.3 Frazioni di decadimento ed incertezze per il processo $H \rightarrow \gamma\gamma$ in funzione di m_H [61].

m_H (GeV)	BR/ 10^{-3}	σ_{BR} (%)	
110	1.95	+5.9	-5.8
115	2.11	+5.7	-5.6
120	2.23	+5.4	-5.3
125	2.28	+5.0	-4.9
130	2.25	+4.5	-4.4
135	2.13	+4.0	-3.9
140	1.93	+2.7	-2.8
145	1.68	+2.4	-2.4
150	1.37	+2.1	-2.1

la risoluzione energetica della massa invariante $m_{\gamma\gamma}$, mentre la coda non gaussiana è descritta dai parametri α_{CB} e n_{CB} . La gaussiana addizionale ha lo stesso punto di picco μ_{CB} della Crystal Ball ed una propria larghezza σ_{GA} . Dal momento che i parametri che descrivono il picco hanno una naturale dipendenza dalla massa del bosone di Higgs, ho introdotto le variabili ausiliarie

$$\mu_{CB}^{rel} = \frac{\mu_{CB}}{m_H}, \quad \sigma_{CB}^{rel} = \frac{\sigma_{CB}}{m_H}, \quad \sigma_{GA}^{rel} = \frac{\sigma_{GA}}{m_H}. \quad (5.10)$$

Ho quindi studiato l'andamento dei parametri del modello del segnale in funzione della massa del bosone di Higgs, come mostrato nella figura 5.3; i punti sono ottenuti adattando il modello ai campioni MC di segnale prodotto dal processo dominante di fusione di gluoni, le cui sezioni d'urto sono riportate nella tabella 5.2. Per non introdurre un bias legato alla scelta del campione MC, ho eseguito i fit con l'intento di descrivere l'andamento medio dei parametri. In particolare, per i tre parametri relativi definiti nella (5.10) ho usato dei polinomi di primo grado, per evidenziare il loro andamento chiaramente lineare; le larghezze σ_{CB} e σ_{GA} decrescono con m_H , coerentemente con il comportamento della risoluzione sperimentale (tabella 2.1), che migliora all'aumentare dell'energia. Per i fit degli altri parametri ho usato una costante, mentre nel caso di n_{CB} ho osservato un effetto di saturazione verso l'estremo superiore della variabile, che ho quindi fissato a priori. Un esempio della forma del segnale ottenuta per $m_H = 125$ GeV è rappresentato nella figura 5.4.

I contributi principali all'incertezza sistematica sul modello del segnale [22, 62] provengono dalle incertezze sistematiche sulla risoluzione energetica, che ho applicato

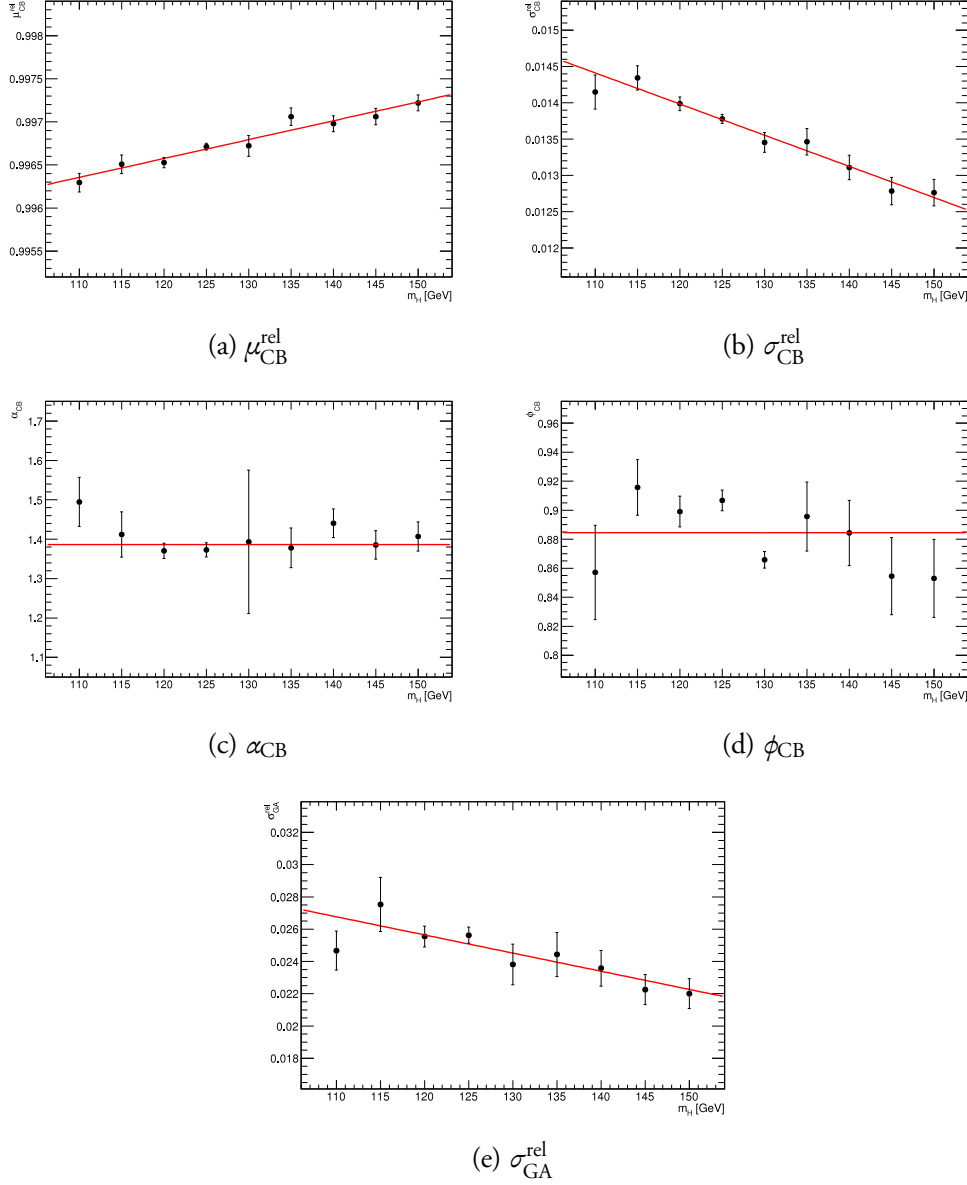


FIGURA 5.3 Parametri del modello del segnale in funzione della massa del bosone di Higgs. I grafici da (a) a (d) rappresentano l'andamento dei parametri della Crystal Ball, ad eccezione di n_{CB} , il cui valore è fissato a priori. Il grafico (e) rappresenta l'andamento della larghezza della gaussiana, che condivide lo stesso valor medio della Crystal Ball. Ad ogni grafico è sovrapposta la retta che è stata adattata ai punti.

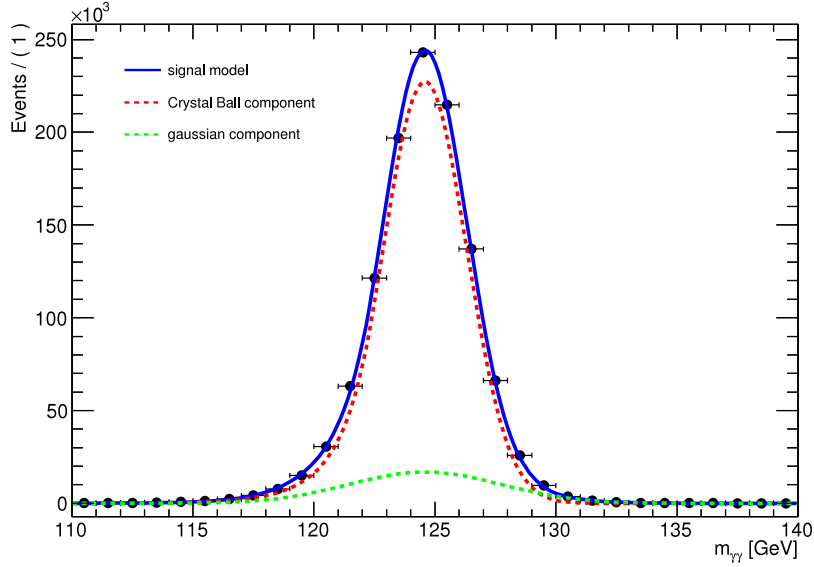


FIGURA 5.4 Spettro di massa invariante per un segnale ottenuto da una simulazione con $m_H = 125$ GeV. Ai punti simulati è sovrapposto il modello del segnale (curva blu continua) costituito dalla somma di una Crystal Ball (curva rossa tratteggiata) e di una gaussiana (curva verde tratteggiata), con i rispettivi parametri ottenuti da fit lineari.

alle larghezze σ_{CB} della Crystal Ball e σ_{GA} della gaussiana, e sulla scala di energia dei fotoni, che ho applicato al parametro μ_{CB} . Ho inserito queste incertezze nella pdf del segnale con vincoli gaussiani.

L'incertezza sulla risoluzione energetica è del 21%; una parte di tale valore è dovuta ai seguenti contributi:

- *incertezza sul termine costante*: la parametrizzazione della risoluzione energetica del calorimetro contiene un termine costante che ha un'incertezza variabile in pseudorapidità; da studi entro l'intervallo di variabilità si è stimata un'incertezza del 12% sulla risoluzione della massa invariante;
- *estrapolazione elettroni-fotoni*: l'applicazione ai fotoni di una calibrazione basata sugli elettroni, nell'ipotesi che la differenza nella risposta del calorimetro ad elettroni e fotoni sia dominata dal materiale davanti al calorimetro stesso, comporta un'incertezza del 6% sulla risoluzione della massa invariante;
- *effetti di pile-up*: l'impatto del pile-up sulla risoluzione energetica, studiato variando il numero medio di interazioni in simulazioni MC, è del 4%;

- *selezione del vertice primario*: la variazione della quantità $\sum p_T^2$ usata nell'identificazione del vertice primario (descritta nella sezione 3.4.1) produce un effetto sulla risoluzione energetica inferiore allo 0.2%, pertanto è trascurata.

L'incertezza sulla scala di energia è 0.6%; tale valore è ottenuto dalla somma in quadratura di due gruppi di contributi. Il primo gruppo di contributi è costituito dalle seguenti incertezze sistematiche dominanti:

- *incertezza sul metodo*: alle correzioni di scala basate sulla differenza residua della forma della distribuzione $Z \rightarrow e^+e^-$ tra dati e MC è assegnata un'incertezza relativa dello 0.38%;
- *estrapolazione elettrone-fotone*: gli effetti del materiale nell'estrapolazione della scala di energia degli elettroni ai fotoni, considerando separatamente la zona del barrel e degli end-cap, introducono un'incertezza totale dello 0.33%;
- *scala del presampler*: introduce un'incertezza dello 0.1% sulla posizione del picco di massa invariante;

il secondo gruppo di contributi comprende le incertezze sistematiche stimate recentemente da controlli incrociati e studi sull'elettronica, sulla calibrazione e sul puntamento, per un'incertezza totale di 0.25%.

5.5 MODELLIZZAZIONE DEL FONDO IN MASSA

La funzione che modella il fondo in funzione della massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ viene scelta in modo da ottenere il miglior compromesso che consenta di limitare l'impatto di un potenziale bias, mantenendo nel contempo un buon potere statistico; in altre parole, l'intento è descrivere l'andamento globale del fondo senza però riprodurre troppo accuratamente le fluttuazioni locali, che potrebbero dare origine ad un falso segnale.

Sono stati studiati diversi tipi di parametrizzazione del fondo e per ciascuna categoria di eventi [22] è stata scelta una tra le seguenti funzioni: esponenziale semplice, polinomiale di Bernstein [65] di quarto grado, esponenziale di un polinomio di secondo grado. L'analisi inclusiva ufficiale impiega una funzione polinomiale di Bernstein di quarto grado, mentre per l'analisi inclusiva di questo lavoro, svolta con una diversa selezione dei fotoni, il fondo è modellizzato con una funzione polinomiale di Bernstein di quinto grado.

La forma generale della polinomiale di Bernstein è

$$B_n(t) = \sum_{i=0}^n C_i^n b_{i,n}(t) = \sum_{i=0}^n C_i^n \binom{n}{i} t^i (1-t)^{n-i}, \quad (5.11)$$

dove C_i^n sono i coefficienti della combinazione lineare degli $n+1$ polinomi di Bernstein $b_{i,n}(t)$ di grado n . Considerando questa funzione come una densità di probabilità, un coefficiente della combinazione lineare è fissato dal vincolo di normalizzazione; nell'analisi di ATLAS si pone convenzionalmente $C_0^n = 1$.

Per quantificare il bias introdotto dalla scelta della parametrizzazione, è stato condotto uno studio basato sulle tre diverse simulazioni MC ad alta statistica di eventi di solo fondo citate nella sezione 5.1. Il potenziale bias di ciascuna candidata parametrizzazione è stimato adattando ai campioni di fondo una funzione costituita dalla somma del modello di segnale e del modello di fondo in esame, nell'intervallo di massa tra 100 e 160 GeV. La forma del segnale è quella del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard, con una massa compresa tra 110 e 150 GeV, e il numero di eventi, detto in questo caso *segnale spurio*, è un parametro libero del fit di massima verosimiglianza. Le parametrizzazioni con problemi di convergenza del fit vengono scartate; tra le rimanenti, si scelgono quelle il cui massimo valore assoluto del segnale spurio soddisfi almeno uno dei seguenti requisiti:

- inferiore al 20% dell'incertezza statistica sul numero di eventi di segnale, normalizzata alla luminosità integrata di riferimento;
- inferiore al 10% del numero totale di eventi di segnale attesi.

Poiché il primo requisito dipende dalla luminosità integrata, diventando sempre più stringente all'aumentare di quest'ultima, lo studio per la scelta della parametrizzazione del fondo è stato ripetuto in due diversi momenti, inizialmente con una statistica di 13 fb^{-1} , più recentemente con 20.7 fb^{-1} ; si è osservato che in entrambi i casi le forme ottimali del fondo sono le medesime, mentre il segnale spurio scala con la luminosità come il rapporto tra luminosità finale ed iniziale.

Infine, individuata la parametrizzazione migliore secondo la procedura appena descritta, il corrispondente massimo segnale spurio in valore assoluto viene assunto come incertezza sistematica sulla scelta del modello per il fondo; per la presente analisi inclusiva il valore di tale incertezza sistematica è di ± 12 eventi [66], che ho sommato al numero n_S di eventi di segnale osservati definito nella (5.2), vincolandolo con una gaussiana.

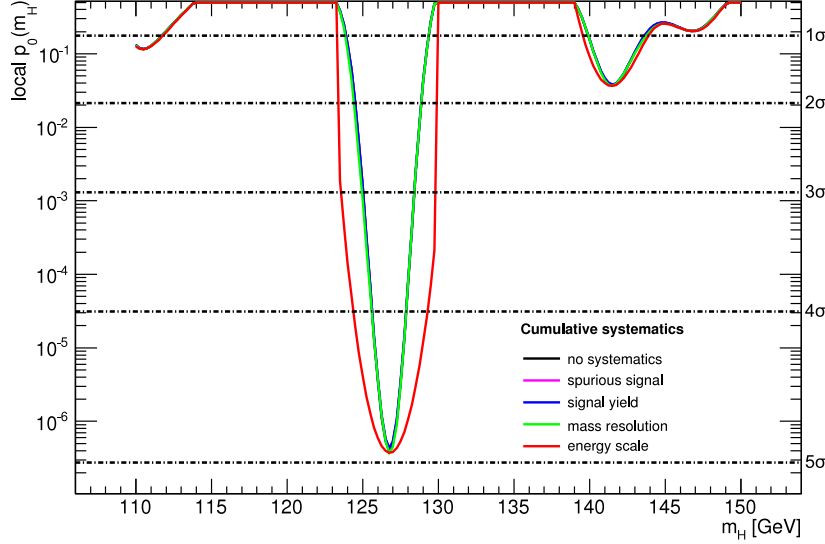


FIGURA 5.5 Valori di p_0 locale osservati in funzione della massa del bosone di Higgs. È mostrato l'effetto delle incertezze sistematiche, introdotte a cascata nel seguente ordine: modello del fondo (viola), numero di eventi di segnale (blu), risoluzione energetica (verde), scala di energia (rosso).

5.6 RISULTATI DELL'ANALISI

Come analisi preliminare ho verificato la compatibilità dell'ipotesi di solo fondo, compiendo una scansione in m_H per determinare l'andamento del valore p_0 locale (5.7) ricavato dal test statistico modificato (5.6). Il risultato è mostrato nella figura 5.5, in cui si nota che l'unico contributo delle incertezze sistematiche al valore p_0 locale è dovuto all'incertezza sulla scala di energia. Ho quindi osservato un eccesso di eventi nella regione compresa tra 123 e 130 GeV con un valore p_0 locale di 3.77×10^{-7} , corrispondente ad una significanza locale di 4.9σ , ad una massa di 126.8 GeV.

L'analisi ufficiale di ATLAS [67] sullo stesso insieme di dati produce un'evidenza oltre 6σ : la ragione è che tale analisi è basata sulla divisione degli eventi in 14 categorie, a seconda della loro cinematica e della risoluzione sperimentale. In questo modo gli eventi appartenenti alle categorie più sensibili hanno un impatto maggiore sul risultato.

L'andamento del miglior valore dell'intensità $\hat{\mu}$ del segnale, impiegato nella scansione in massa finalizzata al calcolo del valore p_0 locale, è mostrato nella figura 5.6. Rispetto al caso senza incertezze sistematiche, si nota chiaramente un appiattimento

TABELLA 5.4 Valori ed incertezze determinati dal fit per la massa m_H della risonanza e per l'intensità μ del segnale, in funzione della sovrapposizione a cascata delle sorgenti di incertezze sistematiche.

Contributi all'incertezza	$\hat{m}_H \pm \sigma_{\text{tot}}$ (GeV)	$\hat{\mu} \pm \sigma_{\text{tot}}$
nessuna incertezza	$126.8^{+0.3}_{-0.4}$	$2.05^{+0.42}_{-0.42}$
+ modello del fondo	$126.8^{+0.3}_{-0.4}$	$2.05^{+0.42}_{-0.43}$
+ eventi di segnale attesi	$126.8^{+0.2}_{-0.4}$	$2.05^{+0.55}_{-0.47}$
+ risoluzione in massa	$126.8^{+0.3}_{-0.4}$	$1.91^{+0.60}_{-0.49}$
+ scala di energia	$126.8^{+0.8}_{-0.8}$	$1.90^{+0.61}_{-0.48}$

del massimo locale nella regione di segnale; tale effetto è dovuto esclusivamente all'incertezza sulla scala di energia, che nei fit con m_H fissata interviene per cercare di riportare la posizione del picco di massa al miglior valore del fit libero, allargando la curva del miglior valore di μ fino a produrre un plateau.

Ho quindi eseguito diversi fit del modello sui dati. La figura 5.7 mostra un fit con i parametri m_H e μ liberi, ottenuto definendo la zona di segnale in base ai risultati dallo studio del valore p_0 locale. In questo modo ho ottenuto i migliori valori per m_H e per μ ; successivamente ho ripetuto i fit eseguendo due scansioni in tali variabili allo scopo di determinare le distribuzioni dei rispettivi test statistici e, di conseguenza, gli intervalli di incertezza statistica e sistematica. La tabella 5.4 riassume l'evoluzione dei migliori valori per i parametri di interesse, con le rispettive incertezze totali, rispetto all'introduzione a cascata delle incertezze sistematiche. L'incertezza statistica e sistematica è ricavata dai punti a quota $q = 1$ delle distribuzioni del test statistico.

Il miglior valore della massa m_H della risonanza è $126.8 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst})$ GeV; le distribuzioni del test statistico (5.3) sono mostrate nella figura 5.8. L'unico effetto apprezzabile delle incertezze sistematiche è dovuto, come prevedibile, all'incertezza sulla scala di energia, che produce un allargamento della distribuzione del test statistico e conseguentemente dell'incertezza sul miglior valore ottenuto dal fit.

Il miglior valore dell'intensità μ del segnale è $1.90 \pm 0.42(\text{stat})^{+0.44}_{-0.24}(\text{syst})$; le distribuzioni del test statistico (5.4) sono mostrate nella figura 5.9. Gli effetti delle incertezze

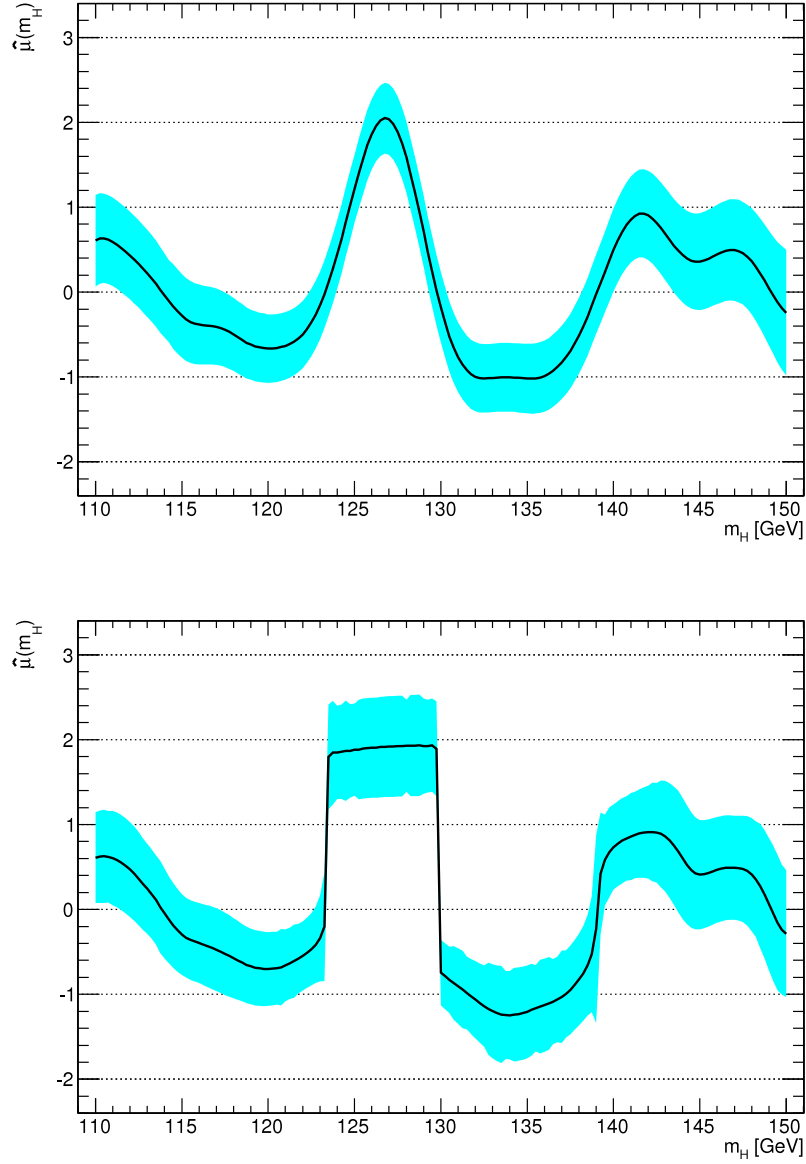


FIGURA 5.6 Miglior valore del parametro di intensità del segnale in funzione della massa del bosone di Higgs, con banda di incertezza a $\pm 1\sigma$. Il grafico superiore è ottenuto senza considerare le incertezze sistematiche; il grafico inferiore mostra l'effetto delle incertezze sistematiche, in cui domina sostanzialmente quella sulla scala di energia.

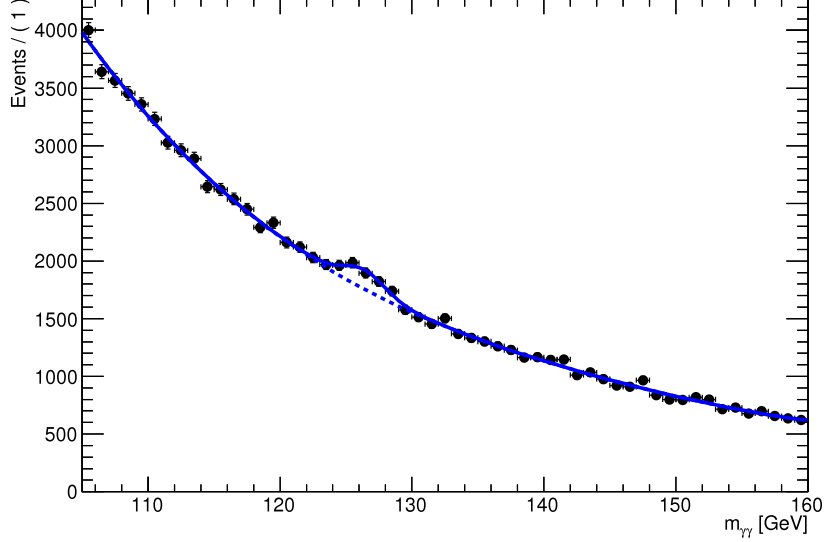


FIGURA 5.7 Fit del modello di segnale e fondo sui dati 2012 con i parametri m_H e μ liberi; nella regione del segnale è mostrata anche la distribuzione del solo fondo (linea tratteggiata).

sistematiche sono dovuti all'incertezza sul numero di eventi di segnale attesi e all'incertezza sulla risoluzione energetica; la prima introduce un'asimmetria sulla distribuzione del test statistico, poiché il corrispondente numero di eventi si trova a denominatore nella (5.2), mentre la seconda produce un abbassamento del miglior valore di μ come conseguenza della tendenza, osservata nel fit, a ridurre la larghezza della pdf del picco di massa, con l'effetto di conteggiare un numero minore di eventi di segnale.

I contorni di verosimiglianza per la distribuzione del test statistico bidimensionale (5.5), che comprende gli andamenti dei due test statistici appena discussi, sono mostrati nella figura (5.10), con gli effetti delle incertezze sistematiche. Le forme dei contorni riflettono il fatto che all'aumentare dell'intensità del segnale migliora la sensibilità sulla massa. Si nota che il miglior valore di μ si trova a 2σ dalla previsione del Modello Standard; per confermare o escludere l'ipotesi $\mu = 1$ è necessaria maggiore statistica. I valori che ho ottenuto sono pienamente compatibili con quelli dell'analisi ufficiale [62], confermando che la diversa selezione degli eventi, ottimizzata per l'analisi dello spin, non influisce sui risultati dell'analisi della massa e dell'intensità del segnale.

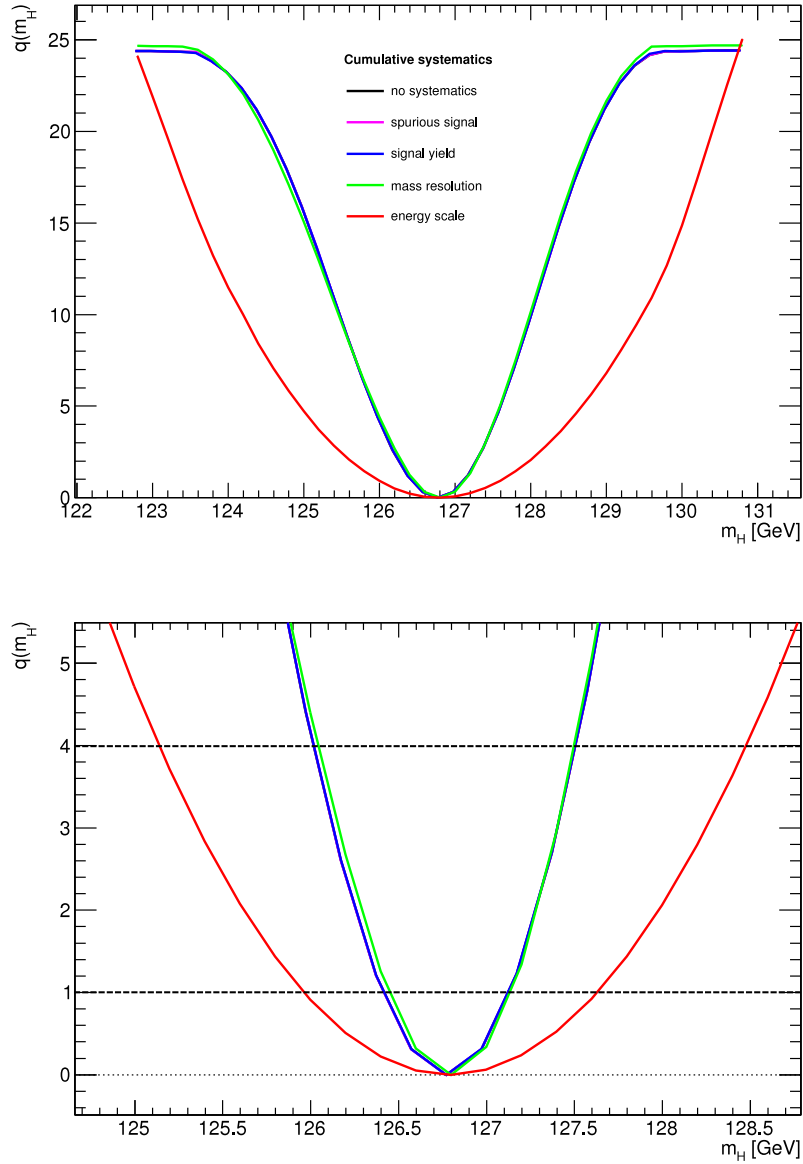


FIGURA 5.8 Valori di q osservati in funzione della massa m_H del bosone di Higgs. È mostrato l'effetto delle incertezze sistematiche, introdotte a cascata nel seguente ordine: modello del fondo (viola), numero di eventi di segnale (blu), risoluzione energetica (verde), scala di energia (rosso). Gli effetti delle incertezze corrispondenti alle curve che si sovrappongono a quelle di ordine immediatamente precedente (blu su viola e nero, verde parzialmente su blu) sono trascurabili.

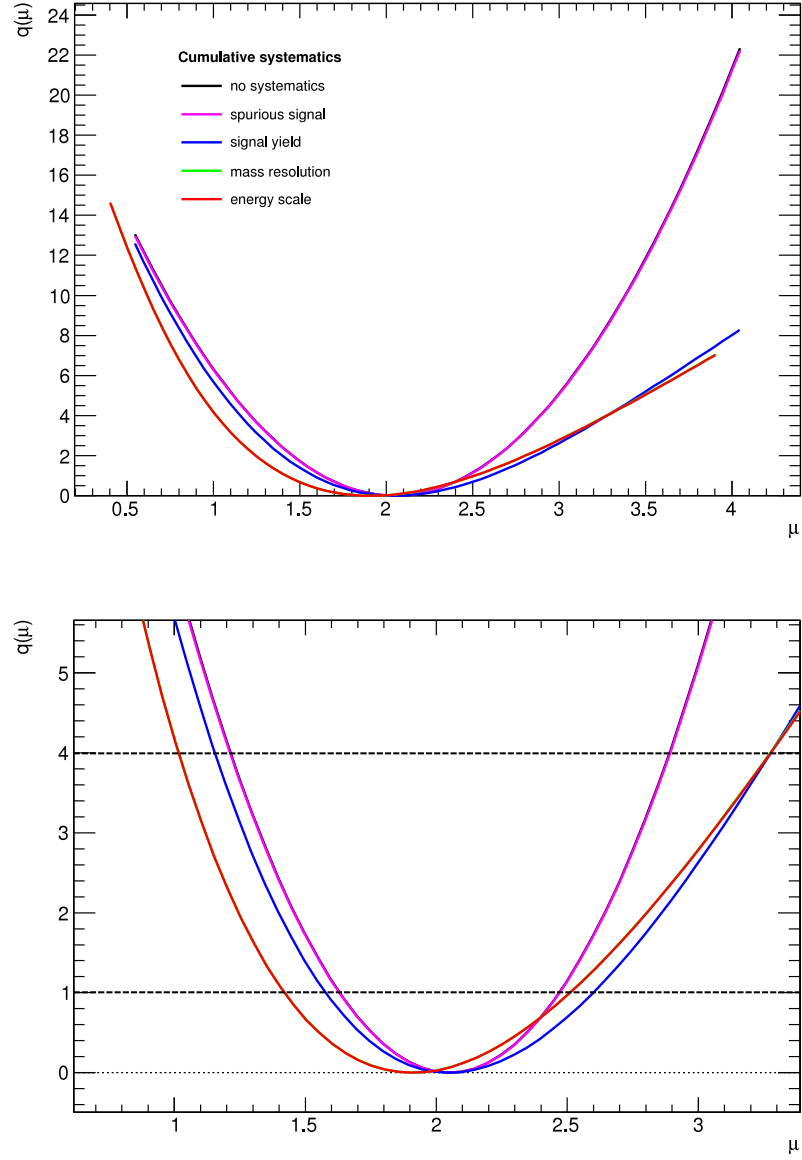


FIGURA 5.9 Valori di q osservati in funzione del parametro μ di intensità del segnale. È mostrato l'effetto delle incertezze sistematiche, introdotte a cascata nel seguente ordine: modello del fondo (viola), numero di eventi di segnale (blu), risoluzione energetica (verde), scala di energia (rosso). Gli effetti delle incertezze corrispondenti alle curve che si sovrappongono a quelle di ordine immediatamente precedente (viola su nero, rosso su verde) sono trascurabili.

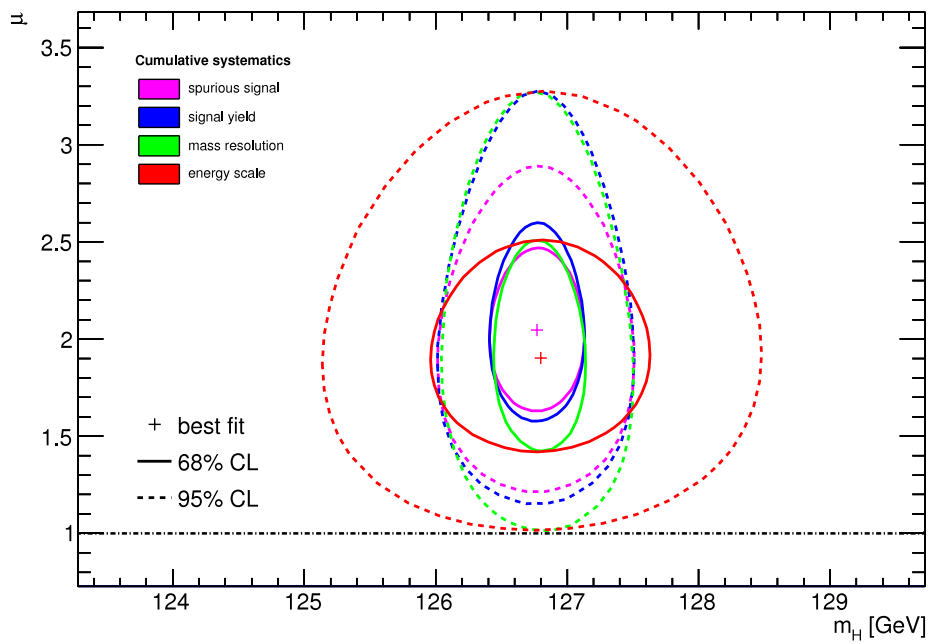


FIGURA 5.10 Contorni di verosimiglianza per la coppia (m_H, μ) , con livello di confidenza del 68% (linea continua) e del 95% (linea tratteggiata). È mostrato l'effetto delle incertezze sistematiche, introdotte a cascata nel seguente ordine: modello del fondo (viola), numero di eventi di segnale (blu), risoluzione energetica (verde), scala di energia (rosso).

6 STUDIO DELLO SPIN DELLA RISONANZA BOSONICA

In questo capitolo presento un’analisi a due variabili finalizzata a determinare lo spin della risonanza: elenco i generatori usati per le simulazioni di segnale e fondo; espongo la strategia di analisi; modellizzo le distribuzioni angolari per segnale e fondo; descrivo il modello per segnale e fondo in massa invariante; discuto i risultati dell’analisi.

6.1 SIMULAZIONI MONTE CARLO

Il segnale del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard, prodotto tramite fusione di gluoni o di bosoni vettori, è simulato con il generatore POWHEG [27, 28] interfacciato con PYTHIA8 [29] per simulare la cascata di partoni e le interazioni multiple; PYTHIA8 è anche usato per simulare la produzione associata dell’Higgs con bosoni vettori o con una coppia di quark top. I campioni di segnale di spin 2 sono simulati con il generatore JHU [68, 69] interfacciato con PYTHIA8.

Tutti questi campioni sono poi introdotti in una simulazione MC di ATLAS [24] basata su GEANT4 [25]. Gli effetti di pile-up sono simulati sovrapponendo ad ogni evento un numero variabile di collisioni inelastiche protone-protone [26] originate dalle collisioni dei pacchetti in LHC. Si applica inoltre una procedura di ripesamento per allineare le simulazioni alla molteplicità di interazioni osservate nei dati. Poiché i campioni sono generati ad una massa $m_H = 125$ GeV, le energie trasverse dei fotoni sono riscalate per riprodurre quelle attese per una risonanza di massa pari al valore misurato nel canale di decadimento in due fotoni [62].

I campioni MC ad elevata statistica di fondo da eventi $\gamma\gamma$, γ -jet e jet-jet sono simulati con SHERPA [54]. Questi contributi sono miscelati in modo da riprodurre la combinazione misurata sui dati attraverso un metodo che impiega le regioni definite nella figura 4.4 in base ai requisiti di identificazione e isolamento dei fotoni. Gli effetti del rivelatore, come l’efficienza di identificazione dei fotoni o l’erronea ricostruzione

di jet come fotoni, sono considerati in funzione della pseudorapidità e dell'energia trasversa.

6.2 STRATEGIA DI ANALISI

In questa analisi confronto l'ipotesi di spin 0 del Modello Standard con quella di un modello di spin 2 tipo gravitone con accoppiamenti minimali, prodotto dalla fusione gluone-gluone.* L'analisi è basata su un fit inclusivo dei dati in due dimensioni ($|\cos \mathcal{J}^*|, m_{\gamma\gamma}$), dove le osservabili sono definite nella sezione 3.4, nella regione di segnale intorno al picco di risonanza, compresa tra 122 e 130 GeV.

Per $|\cos \mathcal{J}^*|$ ho usato funzioni di densità di probabilità (pdf) ad intervalli con passo 0.1 definite nella regione tra 0 e 1; ciò è dovuto al fatto che non sono attualmente disponibili modelli per descrivere analiticamente la distribuzione di $|\cos \mathcal{J}^*|$ osservata nei dati. Per $m_{\gamma\gamma}$ ho usato pdf analitiche definite nella regione tra 105 e 160 GeV.

Con queste pdf ho costruito la funzione di verosimiglianza

$$-\ln \mathcal{L} = (n_S + n_B) - \sum_{\{\text{events}\}} \ln \left[n_S \cdot f_S(|\cos \mathcal{J}^*|, m_{\gamma\gamma}; \varepsilon) + n_B \cdot f_B(|\cos \mathcal{J}^*|, m_{\gamma\gamma}) \right],$$

dove la somma è estesa a tutti gli eventi, gli indici $i = S, B$ si riferiscono rispettivamente al segnale e al fondo, n_i è un numero di eventi e f_i è una pdf.

Poiché la regione del segnale è molto ristretta, le correlazioni tra massa ed angolo sono in ogni caso trascurabili; assumendo che la larghezza della risonanza sia molto inferiore alla risoluzione sperimentale, ho usato lo stesso modello di massa invariante per entrambi i segnali di spin 0 e spin 2. La pdf del segnale è quindi fattorizzata come

$$f_S(|\cos \mathcal{J}^*|, m_{\gamma\gamma}; \varepsilon) = f_S(|\cos \mathcal{J}^*|; \varepsilon) \cdot f_S(m_{\gamma\gamma}),$$

dove la parte di spin è scritta come una combinazione lineare della pdf $f_S^{\text{spin}0}$ di spin 0 e della pdf $f_S^{\text{spin}2}$ di spin 2 con parametro ε :

$$f_S(|\cos \mathcal{J}^*|; \varepsilon) = \varepsilon \cdot f_S^{\text{spin}0}(|\cos \mathcal{J}^*|) + (1 - \varepsilon) \cdot f_S^{\text{spin}2}(|\cos \mathcal{J}^*|);$$

una tale combinazione lineare degli spin non ha alcuna motivazione fisica, ma è usata soltanto per scopi pratici di analisi. In questo modo, con il solo parametro di interesse ε è possibile controllare due ipotesi concorrenti nella stessa funzione di verosimiglianza.

* Nel decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ l'ipotesi di spin 1 è esclusa per il teorema di Landau-Yang [70, 71].

Per la pdf f_B del fondo è cruciale l'ipotesi di assenza di correlazione tra le variabili $|\cos \mathcal{J}^*|$ e $m_{\gamma\gamma}$, realizzata grazie alla selezione alternativa descritta nella sezione 3.3. Con questa premessa ho potuto usare la fattorizzazione

$$f_B(|\cos \mathcal{J}^*|, m_{\gamma\gamma}) = f_B(|\cos \mathcal{J}^*|) \cdot f_B(m_{\gamma\gamma})$$

ricavando le distribuzioni del fondo direttamente dai dati. Questo metodo è preferibile rispetto all'impiego di simulazioni MC, la cui descrizione del fondo per il momento non è ancora sufficientemente compatibile con i dati.

Per valutare l'esito degli esperimenti ho usato il test statistico q definito a partire dal rapporto profilato di verosimiglianza per le due ipotesi di spin:

$$q = -\ln \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_2} = -\ln \frac{\mathcal{L}(\varepsilon = 1, \hat{\nu}_1)}{\mathcal{L}(\varepsilon = 0, \hat{\nu}_0)}, \quad (6.1)$$

dove ν rappresenta l'insieme dei parametri non di interesse, necessari per completare la descrizione del modello; i parametri ν che ho usato sono descritti nelle sezioni successive. La notazione $\hat{\nu}$ indica lo stimatore di massima verosimiglianza dei parametri ν per un valore fissato di ε .

Ho ricavato le distribuzioni g_0 e g_2 del test statistico da pseudo-esperimenti (toys) generati rispettivamente nell'ipotesi di spin 0 e di spin 2. Individuate le mediane q_0^m e q_2^m di tali distribuzioni, la probabilità attesa per rigettare l'ipotesi di spin 2 è data dall'integrale della coda inferiore della distribuzione di g_2 :

$$p_2^{\text{exp}} = \int_{-\infty}^{q_0^m} g_2(q) dq,$$

mentre la corrispondente probabilità attesa per rigettare l'ipotesi di spin 0 è data dall'integrale della coda superiore della distribuzione di g_0 :

$$p_0^{\text{exp}} = \int_{q_2^m}^{\infty} g_0(q) dq;$$

ho ottenuto le probabilità osservate sostituendo l'estremo di integrazione in entrambi i casi con il valore del test statistico (6.1) ricavato dal fit sui dati. Ho calcolato il limite di esclusione [72] per l'ipotesi di spin 2 secondo la definizione

$$CL_S(2) = \frac{p_2^{\text{obs}}}{1 - p_0^{\text{obs}}}. \quad (6.2)$$

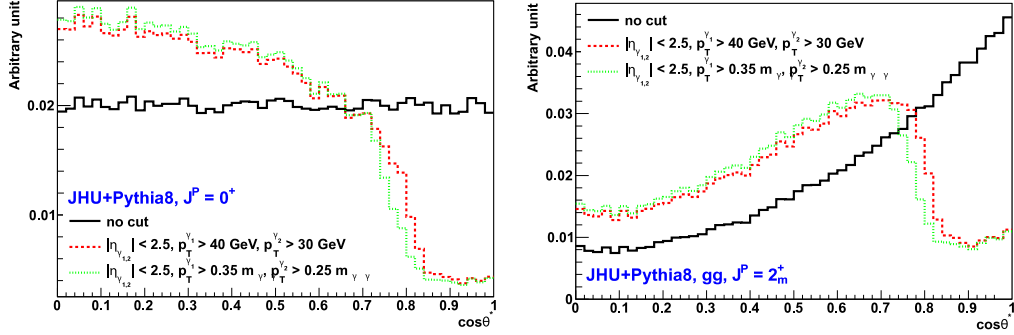


FIGURA 6.1 Distribuzioni della variabile $|\cos \theta^*|$ generate per una particella di spin 0 (sinistra) e di spin 2 (destra) prodotta dalla fusione di gluoni, senza tagli cinematici (linea nera) e con tagli cinematici a p_T costante (rossa) e a p_T relativo (verde).

6.3 DISTRIBUZIONI DELL'ANGOLO DI DECADIMENTO

La distribuzione di $|\cos \theta^*|$ è modellizzata da istogrammi sia per il segnale sia per il fondo. Gli istogrammi per il segnale di spin 0 e di spin 2 sono ottenuti da simulazioni MC, mentre l'istogramma del fondo è estratto dai dati.

6.3.1 Modellizzazione del segnale

Le pdf $f_s^{\text{spin}0}(|\cos \theta^*|)$ e $f_s^{\text{spin}2}(|\cos \theta^*|)$ sono rappresentate a livello di verità MC (usando il generatore JHU per entrambi i valori di spin) nella figura 6.1. Dalla stessa figura si osserva che i tagli cinematici introducono una distorsione della forma della distribuzione teorica ed un effetto di soglia per $|\cos \theta^*|$ intorno a 0.75; in particolare, la distribuzione per lo spin 0 ha un andamento decrescente, mentre quella per lo spin 2 è crescente ed esibisce un picco al valore di soglia.

Sono stati considerati diversi contributi alle incertezze sistematiche sull'istogramma della distribuzione di spin 0 in $|\cos \theta^*|$. I seguenti contributi sono risultati inferiori all'1% e dunque trascurabili:

- l'incertezza sull'efficienza di identificazione dei fotoni nelle diverse regioni di pseudorapidità;
- l'incertezza sistematica sulla scala di energia dei fotoni;
- l'incertezza sulla distribuzione di momento trasverso per il bosone di Higgs, calcolata al next-to-next-to-leading order con precisione al next-to-next-to-leading

TABELLA 6.1 Incertezze sistematiche sul numero di eventi in ciascun intervallo di $|\cos \vartheta^*|$ per il segnale di spin 0 (dall'interferenza tra produzione risonante e non risonante) e per il segnale di spin 2 (dall'incertezza sulla distribuzione di p_T) prodotto da fusione di gluoni.

	Valore centrale dell'intervallo di $ \cos \vartheta^* $									
	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
Spin 0 (%)	-0.4	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.1	0.4	0.7	1.0	5.4
Spin 2, da gg (%)	-1.2	-1.8	-2.1	-2.7	-3.4	-4.1	-3.5	-1.2	27	46

logarithmic order (NNLO/NNLL) variando le scale di QCD (rinormalizzazione, fattorizzazione e risommazione);

- l'incertezza sistematica dovuta alle incertezze teoriche sulle sezioni d'urto di produzione, a causa della differente cinematica dei rispettivi processi, stimata variando in senso opposto l'incertezza per il processo dominante (fusione di gluoni al 92%) e per gli altri processi;
- l'incertezza dovuta al pile-up, studiata variando il numero medio di interazioni per collisione di pacchetti.

Un contributo non trascurabile alle incertezze sulla distribuzione di spin 0 è dovuto all'interferenza tra la produzione non risonante $gg \rightarrow \gamma\gamma$ e il processo $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$, calcolata in funzione di $\cos \vartheta^*$ [73]. L'impatto dell'interferenza, parametrizzato come un termine che riduce il numero di eventi di segnale, varia da -1% a -3% per valori di $|\cos \vartheta^*|$ rispettivamente piccoli ed intermedi, fino ad arrivare a circa -10% per valori vicini all'unità. Ho corretto quindi il numero di eventi in ciascun intervallo di $|\cos \vartheta^*|$ rispetto a questo effetto e ho assunto come incertezza sistematica la differenza tra la distribuzione originale e quella corretta; i valori sono indicati nella tabella 6.1.

Al modello di spin 2 non sono applicate correzioni per l'interferenza tra il processo di produzione risonante e quello non risonante, poiché in questo caso non sono note le ampiezze complesse di produzione e di decadimento; ciò rende impossibile prevedere da principi primi l'andamento della riduzione del numero di eventi di segnale in funzione di $\cos \vartheta^*$.

Il contributo principale alle incertezze sulla distribuzione di $|\cos \vartheta^*|$ per il segnale di spin 2 proviene dalla scarsa attendibilità della distribuzione associata del momento trasverso. Si è pertanto scelto di ripesare la predizione al leading order (LO) dello spettro di p_T , generato tramite cascata di partoni in JHU, mediante la predizione al NNLO/NNLL

usata dal generatore POWHEG del segnale di spin 0. In questo modo si riproducono anche per il segnale di spin 2 le correzioni di ordini successivi al LO, nell'ipotesi che siano identiche al caso di spin 0. Ad ogni intervallo di $|\cos \vartheta^*|$ ho dunque assegnato un'incertezza sistematica conservativa, riportata nella tabella 6.1, corrispondente alla differenza tra la distribuzione originale e quella ripesata.

6.3.2 Estrazione del fondo

Ho sfruttato ancora una volta l'ipotesi di assenza di correlazione tra $|\cos \vartheta^*|$ e $m_{\gamma\gamma}$ per estrarre la pdf del fondo nella variabile angolare $f_B(|\cos \vartheta^*|)$ direttamente dai dati, costruendola in particolare come somma degli istogrammi nella regione inferiore ($105 < m_{\gamma\gamma} < 122$ GeV) e nella regione superiore ($130 < m_{\gamma\gamma} < 160$ GeV); la presenza di una piccola componente di segnale in tali regioni è trascurabile.

Ho stimato l'incertezza sistematica su $f_B(|\cos \vartheta^*|)$, come mostrato nella figura 6.3, sommando in quadratura due contributi per ciascun intervallo di $|\cos \vartheta^*|$.

Il contributo dominante è dovuto alla limitata statistica delle regioni laterali, specialmente nella regione a grandi valori di $m_{\gamma\gamma}$; questo contributo corrisponde all'incertezza statistica sul numero di eventi in ogni intervallo di $|\cos \vartheta^*|$, variabile da 1% a 3%, per valori di $|\cos \vartheta^*|$ rispettivamente minori e maggiori di 0.8.

Il secondo contributo proviene dal bias introdotto dalla correlazione residua tra $|\cos \vartheta^*|$ e $m_{\gamma\gamma}$: questo effetto, illustrato nella figura 6.2, non è stato osservato nei dati con la statistica attuale, ma è apprezzabile nel campione MC ad alta statistica; all'incertezza totale si aggiunge pertanto una stima conservativa ottenuta come massima differenza tra il numero relativo di eventi nelle regioni laterali e in quella di segnale, con valori intorno a 0.6% e 2% per $|\cos \vartheta^*| < 0.8$ e $|\cos \vartheta^*| > 0.8$ rispettivamente.

6.4 DISTRIBUZIONE DELLA MASSA INVARIANTE

La distribuzione di $m_{\gamma\gamma}$ è modellizzata da funzioni analitiche sia per il segnale sia per il fondo. Ho ricavato l'andamento dei parametri del segnale in funzione della massa del bosone di Higgs da simulazioni MC, mentre per il fondo ho estratto i valori dei parametri dai dati. Nell'ipotesi di assenza di correlazione tra massa ed angolo, per tutti gli intervalli di $|\cos \vartheta^*|$ ho impiegato lo stesso modello di massa invariante.*

* È stato verificato che trascurando le piccole variazioni del modello in funzione dell'angolo non si introduce un bias sull'estrazione del segnale.

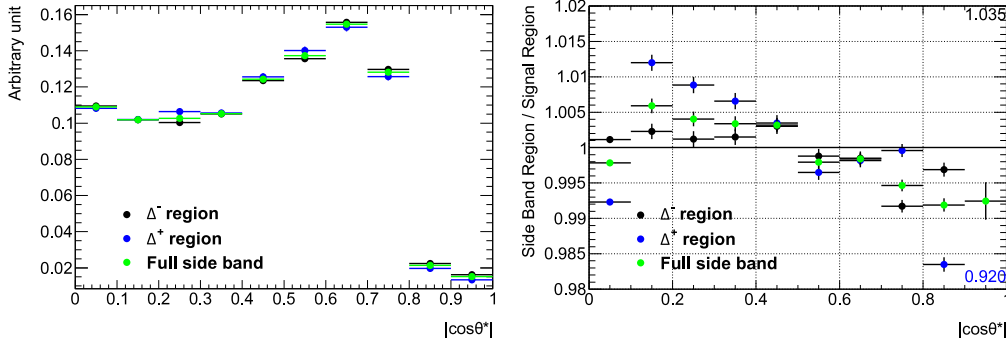


FIGURA 6.2 A sinistra: distribuzioni normalizzate di $|\cos \vartheta^*|$ nei dati per le due regioni laterali e per la loro somma. A destra: rapporto tra le distribuzioni di $|\cos \vartheta^*|$ nelle regioni laterali e nella regione di segnale per un campione MC ad elevata statistica; i valori indicati esplicitamente sono riferiti ai punti dell'ultimo intervallo della regione laterale inferiore e superiore.

6.4.1 Modellizzazione del segnale

La pdf del segnale in massa invariante $f_S(m_{\gamma\gamma})$ è modellizzata, come descritto nella sezione 5.4, con la somma (5.9) di una funzione Crystal Ball e di una gaussiana. In questo caso, tuttavia, non ho parametrizzato il numero di eventi di segnale n_S in termini dell'intensità μ del segnale e del numero di eventi attesi; con questa scelta ho potuto tralasciare la corrispondente incertezza sistematica, evitando di aggiungere un numero eccessivo di parametri non di interesse.

Poiché nella mia analisi la massa m_H del bosone di Higgs è lasciata libera nel fit e non è un parametro di interesse, ho evitato di considerare l'incertezza sistematica sulla scala di energia, dal momento che avrebbe al più l'effetto di spostare la posizione del picco di massa, lasciando invariato il numero di eventi di segnale osservati.

Tra le incertezze sistematiche descritte nella sezione 5.4 ho dunque tenuto conto soltanto dell'incertezza sulla risoluzione energetica, introducendo un'incertezza del 21% sulle larghezze σ_{CB} e σ_{GA} di $f_S(m_{\gamma\gamma})$; tale incertezza è vincolata con una gaussiana.

6.4.2 Estrazione del fondo

La pdf del fondo in massa invariante $f_B(m_{\gamma\gamma})$ è modellizzata come descritto nella sezione 5.5, usando una funzione polinomiale di Bernstein (5.11) di quinto grado.

Con un fit sui dati limitato alla regione laterale inferiore ($105 < m_{\gamma\gamma} < 122$ GeV) e alla regione laterale superiore ($130 < m_{\gamma\gamma} < 160$ GeV) ho ottenuto i valori dei pa-

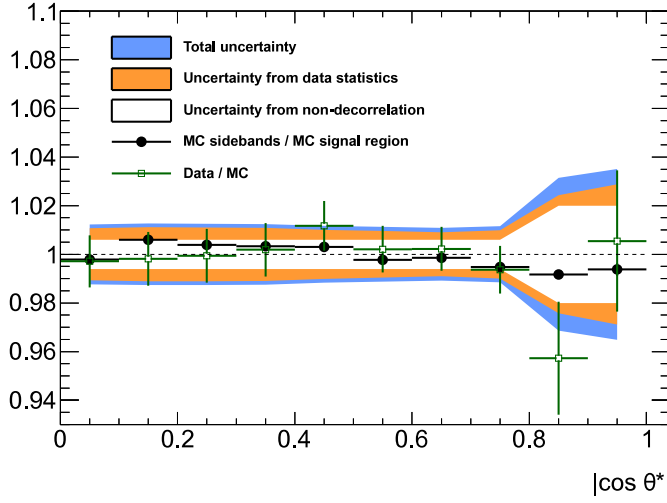


FIGURA 6.3 Contributi all'incertezza sistematica totale assegnata a $f_B(|\cos \vartheta^*|)$.

rametri. Ho quindi esteso alla regione del segnale ($122 < m_{\gamma\gamma} < 130$ GeV) tale scelta dei parametri, mantenendoli costanti nella successiva analisi. Il risultato del fit per l'estrazione del fondo è mostrato nella figura 6.4.

Per tenere conto del potenziale bias introdotto dalla statistica limitata di un modello di fondo estratto dalle regioni laterali dei dati, ho assunto l'incertezza statistica di ± 355 eventi di fondo ottenuta dal fit come incertezza sistematica sul numero totale n_B di eventi di fondo, vincolandola con una gaussiana.

Un'ulteriore incertezza sistematica proviene dalla scelta della parametrizzazione del fondo ed è quantificata dal numero di eventi di segnale spurio, secondo le modalità descritte nella sezione 5.5.

6.5 RISULTATI DELL'ANALISI

Prima di analizzare i dati con il modello descritto nelle sezioni precedenti, ho eseguito un test di consistenza del modello stesso su campioni di dati simulati con i generatori citati nella sezione 6.1; in particolare, ho considerato due campioni ottenuti iniettando un segnale simulato di spin 0 o di spin 2 in un campione MC di fondo ad elevata statistica, ripesato in modo che il numero equivalente di eventi coincida con quello osservato nei dati. In tal modo si ottiene uno pseudo-esperimento in cui le fluttuazioni statistiche danno effetti trascurabili, così che una qualunque deviazione dei risultati dalle quantità iniettate sarebbe da attribuirsi ad inadeguatezze del modello.

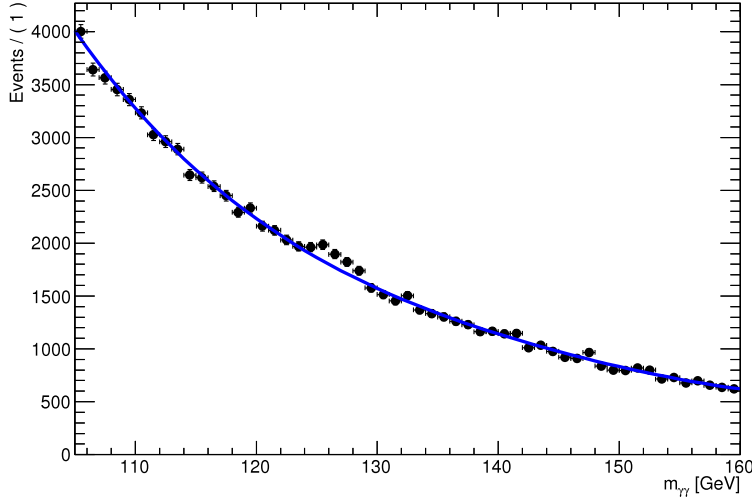


FIGURA 6.4 Fit del modello del fondo in $m_{\gamma\gamma}$ ottenuto dalle regioni laterali ed esteso alla regione del segnale ($122 < m_{\gamma\gamma} < 130$ GeV).

Ho osservato che l'adattamento del modello ai due campioni, con un fit in cui il parametro ε è lasciato libero, riproduce il numero di eventi di segnale iniettato e il valore atteso per il parametro di interesse in ciascuna ipotesi di spin, anche introducendo a cascata gli effetti delle incertezze sistematiche.

Il modello è dunque consistente e può essere applicato ai dati. Il risultato dei fit ottenuti fissando l'ipotesi di spin 0 ($\varepsilon = 1$) o di spin 2 ($\varepsilon = 0$) è mostrato nella figura 6.5, dove sono evidenziate le componenti del segnale e del fondo della pdf.

Poiché per il parametro di interesse ε , definito tra 0 e 1, si fissano i valori corrispondenti agli estremi, non è possibile usare un'approssimazione asintotica simile a quella del teorema di Wilks; di conseguenza, ho determinato le pdf dei test statistici per ciascuna ipotesi di spin generando degli pseudo-esperimenti.

Da un fit libero del modello sui dati ho fissato i parametri del generatore, in particolare i migliori valori per il numero di eventi $\hat{n}_S$ e $\hat{n}_B$ di segnale e di fondo; successivamente ho estratto un numero di eventi di segnale e di fondo da due distribuzioni poissoniane con parametro dato rispettivamente da $\hat{n}_S$ e $\hat{n}_B$. Con questi valori ho generato un campione di dati che riproducono l'esito di uno pseudo-esperimento con un valore di spin fissato; su tale campione ho calcolato il test statistico (6.1).

Ripetendo questa procedura per 10000 pseudo-esperimenti in cui ho fissato l'ipotesi di spin 0, e altrettante volte con l'ipotesi fissata di spin 2, ho determinato la pdf del test statistico q per ciascuna ipotesi di spin.

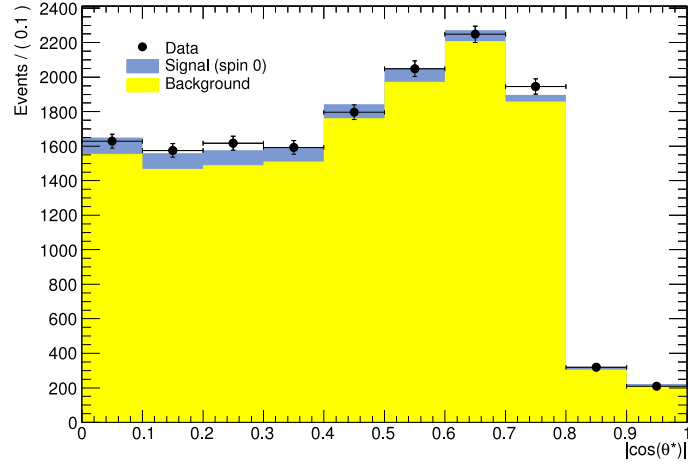
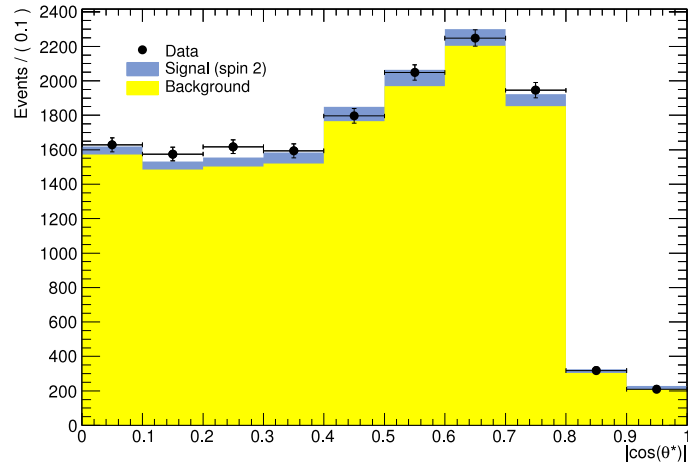
(a) Ipotesi di spin 0 ($\varepsilon = 1$)(b) Ipotesi di spin 2 ($\varepsilon = 0$)

FIGURA 6.5 Numero di eventi osservati (punti) nella zona di segnale in funzione di $|\cos \vartheta^*|$, con sovrapposizione della proiezione su $|\cos \vartheta^*|$ della componente di segnale (blu) e di fondo (giallo) della pdf ottenuta dal fit dei dati nell'ipotesi (a) di spin 0 e (b) di spin 2.

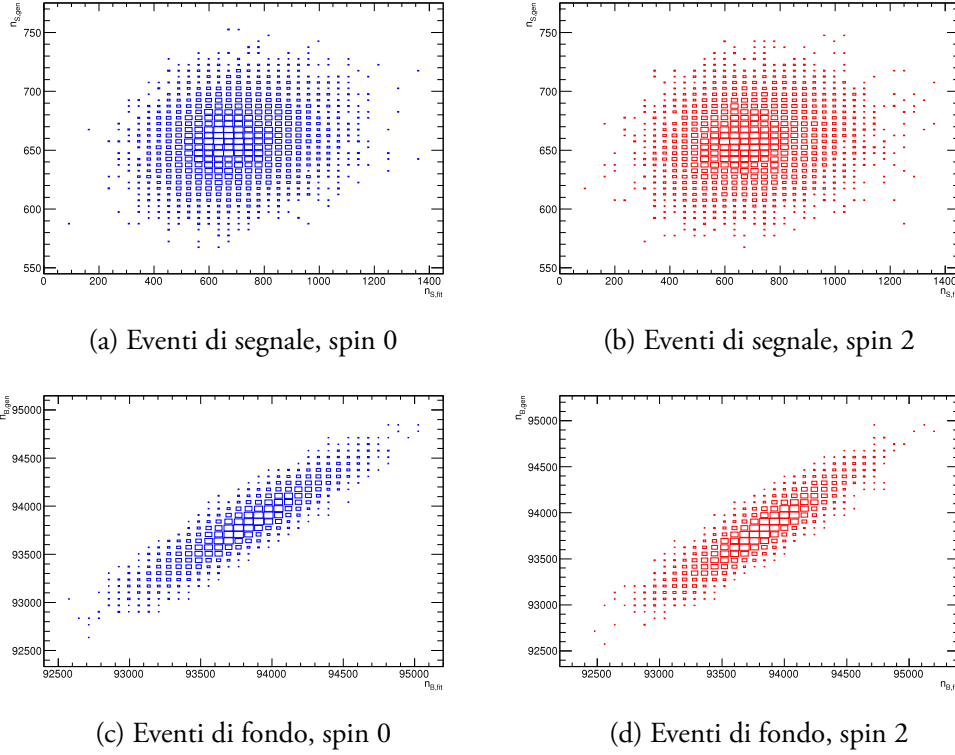


FIGURA 6.6 Confronto tra il numero di eventi di segnale (in alto) e di fondo (in basso) generati per gli pseudo-esperimenti e ricavati dal fit sui dati, nell'ipotesi di spin 0 (blu) e di spin 2 (rosso).

La figura 6.6 mostra, per ciascuna ipotesi di spin, un confronto tra il numero di eventi di segnale e di fondo generati per gli pseudo-esperimenti e ricavati dal fit.

Nel caso del numero di eventi di segnale si nota che le fluttuazioni dovute al fit sono molto maggiori delle fluttuazioni poissoniane del segnale generato, con l'effetto di mascherare la correlazione attesa. Calcolando la differenza tra il numero di eventi di segnale ricavati dal fit e il numero di eventi generati ho osservato che in entrambe le ipotesi di spin il fit produce una sovrastima di circa 30 eventi, rispetto ad una RMS di circa 153 eventi: il bias è quindi trascurabile rispetto all'incertezza statistica.

La correlazione positiva del numero di eventi di fondo, invece, indica una corrispondenza tra il valore generato e quello ricavato dal fit. Si osserva lo stesso tipo di correlazione considerando il numero totale di eventi, senza distinguere tra segnale e fondo, a causa della predominanza di quest'ultimo.

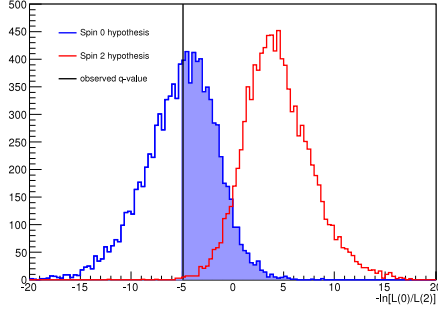
Le distribuzioni dei test statistici (6.1) sono mostrate graficamente nella figura 6.7 e i valori numerici delle probabilità e del limite di confidenza descritti nella sezio-

TABELLA 6.2 Numero di eventi di segnale ottenuti dal fit, con la rispettiva incertezza statistica, per ciascuna ipotesi di spin, valori p attesi ed osservati e limite di esclusione per l'ipotesi di spin 2, in funzione della sovrapposizione a cascata delle sorgenti di incertezze sistematiche.

Contributi all'incertezza	Ipotesi di spin	Eventi di segnale	Valore p (%)		$1 - CL_S(2)$ (%)
			atteso	osservato	
nessuna incertezza	0	858 ± 199	0.22	50.6	99.8
	2	864 ± 214	0.11	0.10	
+ incertezza sul fondo in $m_{\gamma\gamma}$	0	688 ± 146	0.56	63.2	99.5
	2	689 ± 152	0.55	0.17	
+ incertezza sul fondo in $ \cos \vartheta^* $	0	686 ± 147	0.62	60.8	99.3
	2	686 ± 151	0.50	0.26	
+ incertezza sul segnale in $m_{\gamma\gamma}$	0	684 ± 152	0.43	59.0	99.6
	2	686 ± 158	0.42	0.17	
+ incertezza sul segnale in $ \cos \vartheta^* $	0	686 ± 151	0.52	63.8	99.6
	2	688 ± 158	0.44	0.14	

ne 6.2 sono riportati nella tabella 6.2 per ciascuna ipotesi di spin. La linea nera negli istogrammi delle distribuzioni dei test statistici corrisponde al valore q_{obs} osservato per i dati; dal confronto dei valori p è evidente che i dati sono in accordo con l'ipotesi di spin 0, ed il calcolo del limite di confidenza (6.2) esclude l'ipotesi di spin 2 al 99%.

Ho infine considerato a cascata gli effetti delle incertezze sistematiche: dalle figure si nota che all'aumentare del numero di incertezze considerate le due distribuzioni del test statistico si avvicinano, benché il limite di confidenza per l'esclusione resti sostanzialmente stabile.



(a) nessuna incertezza

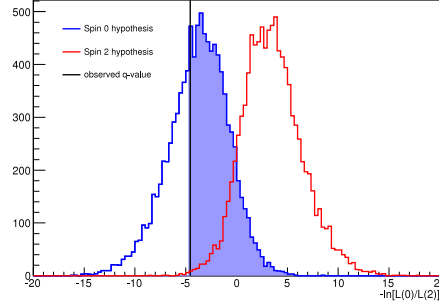
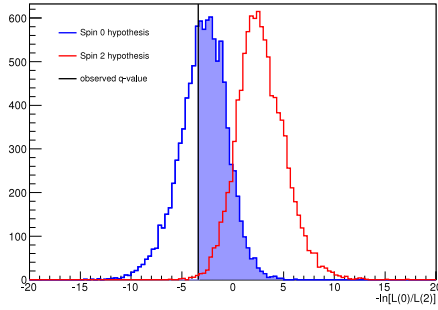
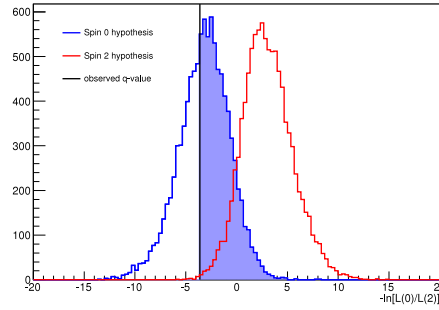
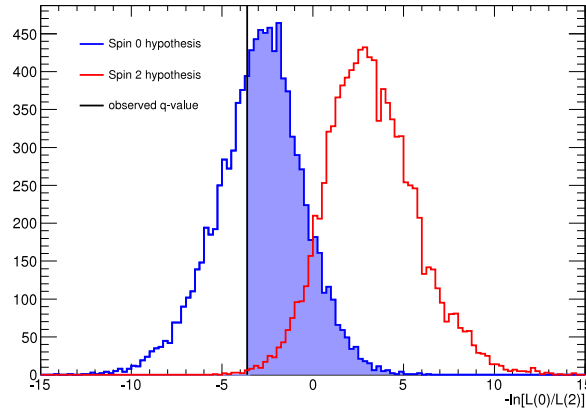
(b) incertezza sul fondo in $m_{\gamma\gamma}$ (c) incertezza sul fondo in $|\cos \vartheta^*|$ (d) incertezza sul segnale in $m_{\gamma\gamma}$ (e) incertezza sul segnale in $|\cos \vartheta^*|$

FIGURA 6.7 Distribuzioni attese per il test statistico q nelle ipotesi di spin 0 (blu) e spin 2 (rosso), calcolate senza considerare gli effetti sistematici in (a) e considerando a cascata gli effetti sistematici da (b) a (e); ciascuno di questi grafici comprende l'incertezza indicata e quelle dei grafici precedenti. L'area colorata rappresenta l'integrale della distribuzione attesa per l'ipotesi di spin 0 usato per calcolare il valore p osservato. Il risultato finale è ottenuto dalla distribuzione (e), che comprende tutti gli effetti sistematici.

CONCLUSIONI

Partendo da un criterio di selezione alternativo degli eventi, in cui il taglio sul momento trasverso di ciascuno dei due fotoni è proporzionale alla massa invariante della coppia, anziché essere fissato ad un valore costante, ho eliminato la correlazione tra la massa invariante del sistema dei due fotoni e l'angolo di decadimento. Sul campione di dati così ottenuto ho basato le mie successive analisi.

Come fase preliminare del lavoro ho studiato la composizione del fondo nel canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ attraverso un metodo basato interamente sui dati osservati, il quale consente di separare la componente di eventi a due fotoni da altri stati finali quali fotone-jet e di-jet. Questo metodo distingue i fotoni reali da quelli falsi basandosi su alcune variabili misurate nel calorimetro elettromagnetico e nel tracciatore di ATLAS, in particolare la forma dello sciame elettromagnetico e l'isolamento degli altri prodotti di collisione. Applicando questo metodo al mio campione di dati, per la componente di eventi formata da coppie di fotoni reali ho misurato una purezza dell' $(82.5^{+15.1}_{-7.8})\%$, un valore sostanzialmente identico a quello estratto da un campione ottenuto con la selezione standard dell'analisi ufficiale.

Successivamente ho sviluppato un modello statistico per misurare la massa e il numero di eventi di segnale nel mio campione. Ho costruito un modello di segnale, determinando i valori dei parametri da simulazioni Monte Carlo, ed un modello di fondo in massa invariante, tenendo conto delle diverse sorgenti di incertezza sistematica. Ho poi inserito questi modelli in una funzione di verosimiglianza che ho adattato ai dati del mio campione, usando un test statistico definito dal rapporto di verosimiglianza profilata; con questa tecnica, tutti gli effetti sistematici sono determinati ottimizzando la funzione di verosimiglianza sui dati. Ho osservato un eccesso di eventi nella regione compresa tra 123 e 130 GeV con un valore p_0 locale di 3.77×10^{-7} , corrispondente ad una significanza locale di 4.9σ . Per la massa della risonanza ho misurato un valore $m_H = 126.8 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst})$ GeV, mentre per il numero di eventi di segnale osservati ho trovato $n_S = 723 \pm 155(\text{stat})^{+157}_{-86}(\text{syst})$, pari ad un fattore $\mu = 1.90 \pm 0.42(\text{stat})^{+0.44}_{-0.24}(\text{syst})$ rispetto al numero di eventi di segnale previsti dal Mo-

dello Standard. Tutti i miei risultati sono compatibili con quelli ufficiali, confermando la validità della selezione alternativa che ho adottato.

Infine mi sono occupato di realizzare una prima misura dello spin della risonanza, con un'analisi della massa invariante e dell'angolo di decadimento. Per la massa invariante ho impiegato lo stesso modello di segnale che ho sviluppato nella parte precedente del lavoro, mentre per la distribuzione angolare ho usato i modelli di segnale da simulazioni Monte Carlo per il bosone di Higgs (spin 0) e per una particella tipo gravitone (spin 2), quest'ultima prodotta da fusione gluone-gluone; in entrambi i casi ho estratto i modelli del fondo direttamente dai dati, sommando le regioni laterali in massa invariante rispetto alla zona del segnale. Con questi modelli, nei quali ho considerato anche le incertezze sistematiche, ho costruito una funzione di verosimiglianza che ho adattato ai dati, ricavando i parametri del modello. Per ciascuna ipotesi di spin ho quindi generato 10000 pseudo-esperimenti, dai quali ho ricavato le distribuzioni del test statistico definito dal rapporto profilato di verosimiglianza, sotto le ipotesi di spin concorrenti. Ho concluso che i dati sono in buon accordo con l'ipotesi di spin 0, mentre l'ipotesi di spin 2 è esclusa ad un livello di confidenza del 99%.

RIFERIMENTI

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley (2008).
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [3] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley (1995).
- [4] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133.
- [5] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–323.
- [6] G. Guralnik, C. Hagen and T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585–587.
- [7] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127** (1962) 965–970.
- [8] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome I: The Higgs boson in the Standard Model*, Phys. Rept. **457** (2008) 1–216, [arXiv:hep-ph/0503172](#) [hep-ph].
- [9] The LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs cross sections: 2. Differential Distributions*, ed. by S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka, CERN-2012-002 (2012), [arXiv:1201.3084](#) [hep-ph].
- [10] The ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** (2003) 61–75, [arXiv:hep-ex/0306033](#) [hep-ex].
- [11] The LEP Electroweak Working Group, *Constraint on the mass of the Higgs boson* (2012), <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.

- [12] The CDF and DØ Collaborations, The TEVNPH Working Group, *Updated Combination of CDF and DØ Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data* (2012), [arXiv:1207.0449 \[hep-ex\]](#).
- [13] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [14] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [15] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) s08003.
- [16] The ATLAS Collaboration, *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2011-007 (2011), <http://cds.cern.ch/record/1345329>.
- [17] The ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment: Detector, Trigger and Physics*, CERN-OPEN-2008-020 (2008), [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [18] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV*, ATLAS-CONF-2010-005 (2010), <http://cds.cern.ch/record/1273197>.
- [19] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch et al., *Calorimeter clustering algorithms: description and performance*, ATLAS-LARG-PUB-2008-002 (2008), <http://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [20] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **83** (2011) 052005, [arXiv:1012.4389 \[hep-ex\]](#).
- [21] J. C. Collins and D. E. Soper, *Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions*, Phys. Rev. D **16** (1977) 2219–2225.
- [22] The ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2012-091 (2012), <http://cds.cern.ch/record/1460410>.
- [23] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **85** (2012) 012003, [arXiv:1107.0581 \[hep-ex\]](#).

- [24] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS simulation infrastructure*, Eur. Phys. J. C **70** (2010) 823–874.
- [25] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration), *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250–303.
- [26] The ATLAS Collaboration, *ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MCII*, ATL-PHYS-PUB-2011-009 (2011), <http://cds.cern.ch/record/1363300>.
- [27] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **04** (2009) 002.
- [28] P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **02** (2010) 037.
- [29] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852–867.
- [30] A. Djouadi, M. Spira and P. Zerwas, *Production of Higgs bosons in proton colliders: QCD corrections*, Phys. Lett. B **264** (1991) 440–446.
- [31] S. Dawson, *Radiative corrections to Higgs boson production*, Nucl. Phys. B **359** (1991) 283–300.
- [32] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, Nucl. Phys. B **453** (1995) 17–82, [arXiv:hep-ph/9504378](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9504378) [hep-ph].
- [33] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 201801, [arXiv:hep-ph/0201206](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201206) [hep-ph].
- [34] C. Anastasiou and K. Melnikov, *Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD*, Nucl. Phys. B **646** (2002) 220–256, [arXiv:hep-ph/0207004](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0207004) [hep-ph].
- [35] V. Ravindran, J. Smith and W. L. van Neerven, *NNLO corrections to the total cross-section for Higgs boson production in hadron-hadron collisions*, Nucl. Phys. B **665** (2003) 325–366, [arXiv:hep-ph/0302135](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0302135) [hep-ph].
- [36] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrossi and A. Vicini, *Two loop light fermion contribution to Higgs production and decays*, Phys. Lett. B **595** (2004) 432–441, [arXiv:hep-ph/0404071](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0404071) [hep-ph].
- [37] S. Actis, G. Passarino, C. Sturm and S. Uccirati, *NLO electroweak corrections to Higgs boson production at hadron colliders*, Phys. Lett. B **670** (2008) 12–17, [arXiv:0809.1301](https://arxiv.org/abs/0809.1301) [hep-ph].

- [38] D. de Florian and M. Grazzini, *Higgs production at the LHC: updated cross sections at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$* , [arXiv:1206.4133 \[hep-ph\]](#).
- [39] C. Anastasiou, S. Buehler, F. Herzog and A. Lazopoulos, *Inclusive Higgs boson cross-section for the LHC at 8 TeV*, JHEP **1204** (2012) 004, [arXiv:1202.3638 \[hep-ph\]](#).
- [40] J. Baglio and A. Djouadi, *Higgs production at the LHC*, JHEP **1103** (2011) 055, [arXiv:1012.0530 \[hep-ph\]](#).
- [41] M. Ciccolini, A. Denner and S. Dittmaier, *Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2-jets via weak interactions at the LHC*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 161803, [arXiv:0707.0381 \[hep-ph\]](#).
- [42] M. Ciccolini, A. Denner and S. Dittmaier, *Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC*, Phys. Rev. D **77** (2008) 013002, [arXiv:0710.4749 \[hep-ph\]](#).
- [43] K. Arnold, M. Bahr, G. Bozzi, F. Campanario et al., *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1661–1670, [arXiv:0811.4559 \[hep-ph\]](#).
- [44] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch and M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 011801, [arXiv:1003.4451 \[hep-ph\]](#).
- [45] T. Han and S. Willenbrock, *QCD correction to the $pp \rightarrow WH$ and ZH total cross-sections*, Phys. Lett. B **273** (1991) 167–172.
- [46] O. Brein, A. Djouadi and R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, Phys. Lett. B **579** (2004) 149–156, [arXiv:hep-ph/0307206 \[hep-ph\]](#).
- [47] M. Ciccolini, S. Dittmaier and M. Krämer, *Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders*, Phys. Rev. D **68** (2003) 073003, [arXiv:hep-ph/0306234 \[hep-ph\]](#).
- [48] W. Beenakker, S. Dittmaier, M. Krämer, B. Plümper et al., *Higgs radiation off top quarks at the Tevatron and the LHC*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 201805, [arXiv:hep-ph/0107081 \[hep-ph\]](#).
- [49] W. Beenakker, S. Dittmaier, M. Krämer, B. Plümper et al., *NLO QCD corrections to $t\bar{t}H$ production in hadron collisions*, Nucl. Phys. B **653** (2003) 151–203, [arXiv:hep-ph/0211352 \[hep-ph\]](#).

- [50] S. Dawson, L. Orr, L. Reina and D. Wackeroth, *Next-to-leading order QCD corrections to $pp \rightarrow t\bar{t}h$ at the CERN Large Hadron Collider*, Phys. Rev. D **67** (2003) 071503.
- [51] S. Dawson, C. Jackson, L. Orr, L. Reina et al., *Associated Higgs production with top quarks at the Large Hadron Collider: NLO QCD corrections*, Phys. Rev. D **68** (2003) 034022, [arXiv:hep-ph/0305087 \[hep-ph\]](#).
- [52] C. Balázs, E. L. Berger, P. M. Nadolsky and C. P. Yuan, *Calculation of prompt diphoton production cross-sections at Tevatron and LHC energies*, Phys. Rev. D **76** (2007) 013009.
- [53] T. Binoth, J. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, *A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. C **16** (2000) 311.
- [54] T. Gleisberg, S. Höche, F. Krauss, M. Schönherr et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) 007, [arXiv:0811.4622 \[hep-ph\]](#).
- [55] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05** (2006) 026.
- [56] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1554, [arXiv:1007.1727 \[physics.data-an\]](#).
- [57] S. S. Wilks, *The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses*, Ann. Math. Statist. **9** (1938) 60–62.
- [58] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, *HDECAY: A program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension*, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56–74, [arXiv:hep-ph/9704448 \[hep-ph\]](#).
- [59] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier and M. Weber, *Precise predictions for the Higgs-boson decay $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ leptons*, Phys. Rev. D **74** (2006) 013004, [arXiv:hep-ph/0604011 \[hep-ph\]](#).
- [60] S. Actis, G. Passarino, C. Sturm and S. Uccirati, *NNLO computational techniques: The cases $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow gg$* , Nucl. Phys. B **811** (2009) 182–273, [arXiv:0809.3667 \[hep-ph\]](#).
- [61] The LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. Inclusive Observables*, ed. by S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka, CERN-2011-001 (2011), [arXiv:1101.0593 \[hep-ph\]](#).

- [62] The ATLAS Collaboration, *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2012-168 (2012), <http://cds.cern.ch/record/1499625>.
- [63] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **705** (2011) 452–470, [arXiv:1108.5895 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1108.5895).
- [64] T. Skwarnicki, *A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and Υ resonances*, PhD thesis, DESY F31-86-02 (1986), Appendix E.
- [65] S. N. Bernstein, *Démonstration du théorème de Weierstrass fondée sur le calcul des probabilités*, Comm. Soc. Math. Kharkov **13** (1912) 1–2.
- [66] The ATLAS Collaboration, *Study of the spin of the Higgs-like boson in the two photon decay channel using 20.7 fb^{-1} of pp collisions collected at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-029 (2013), <http://cds.cern.ch/record/1527124>.
- [67] The ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2013-012 (2013), <http://cds.cern.ch/record/1523698>.
- [68] Y. Gao, A. V. Gritsan, Z. Guo, K. Melnikov et al., *Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders*, Phys. Rev. D **81** (2010) 075022, [arXiv:1001.3396 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1001.3396).
- [69] S. Bolognesi, Y. Gao, A. V. Gritsan, K. Melnikov et al., *On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC*, Phys. Rev. D **86** (2012) 095031, [arXiv:1208.4018 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1208.4018).
- [70] L. D. Landau, *On the angular momentum of a two-photon system*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **60** (1948) 207–209.
- [71] C.-N. Yang, *Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons*, Phys. Rev. **77** (1950) 242–245.
- [72] A. L. Read, *Presentation of search results: The $CL(s)$ technique*, J. Phys. G **28** (2002) 2693–2704.
- [73] L. J. Dixon and M. S. Siu, *Resonance continuum interference in the diphoton Higgs signal at the LHC*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 252001, [arXiv:hep-ph/0302233 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0302233).