

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI



TESI DI LAUREA

titolo

Relatori:

Prof.ssa Mariagrazia Alviggi

Prof. Francesco Conventi

Candidato:

Francesco Cirotto

Matricola: N94/107

ANNO ACCADEMICO 2011/2012

Indice

1	Il Modello Standard ed il bosone di Higgs	5
1.1	Teoria quantistica dei campi	5
1.2	Simmetrie	8
1.3	Elettrodinamica quantistica	9
1.4	Cromodinamica quantistica	10
1.5	Interazione elettrodebole (modello GWS)	12
1.6	Rottura spontanea di simmetria	13
1.7	Il bosone di Higgs	16
1.7.1	Vincoli teorici	17
1.7.2	Vincoli sperimentali prima della fisica a LHC	21
1.7.3	La scoperta del bosone di Higgs a LHC	23
1.8	Produzione del bosone di Higgs	23
1.9	Decadimento del bosone di Higgs	27
2	LHC e l'esperimento ATLAS	31
2.1	L'anello di accumulazione LHC	31
2.1.1	Caratteristiche di LHC	32
2.1.2	Esperimenti a LHC	37
2.1.3	Dati raccolti	37
2.2	L'esperimento ATLAS	38
2.2.1	Sistema di coordinate	39
2.3	Apparato sperimentale di ATLAS	41
2.3.1	Rivelatore interno	41
2.3.2	Calorimetri	45
2.3.3	Spettrometro a muoni	49
2.3.4	Sistema magnetico	55
2.3.5	Rivelatori esterni	56
2.4	Il sistema di trigger in ATLAS	57
2.4.1	Il trigger L1	59
2.4.2	Il trigger L2 e EF	61
2.5	Il computing in ATLAS	62

2.5.1	Il <i>software</i> di ATLAS: il <i>framework</i> di Athena	64
2.5.2	L'ATLAS <i>Virtual Organisation</i> e la <i>Grid</i>	67
3	La Ricostruzione degli eventi in ATLAS	71
3.1	Ricostruzione delle tracce	71
3.2	Ricostruzione dei muoni	72
3.3	Ricostruzione degli elettroni	75
3.4	Ricostruzione di jet	78
3.5	b-tagging	81
3.6	La missing energy \cancel{E}_T	81
4	Il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	83
4.1	Analisi del segnale e del fondo	84
4.1.1	Selezione degli eventi	84
4.1.2	Stima del fondo	86
4.2	Incertezze sistematiche	88
4.3	Risultati	90
4.3.1	Stime del segnale e del fondo	90
4.3.2	Misura della massa	95
4.3.3	Signal strength	95
5	Misura delle proprietà di spin-CP nel canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	97
5.1	Cinematica di produzione e decadimento della risonanza	98
5.2	Struttura tensoriale del vertice $H \rightarrow ZZ^*$	100
5.3	Scopo della misura	102
5.4	Produzione degli eventi	103
5.5	Selezione degli eventi	103
5.6	Implementazione del metodo MELA	105
5.6.1	Funzione di densità di probabilità $\mathbf{J}^{\mathbf{P}} - \mathbf{MELA}$	105
5.6.2	Costruzione della PDF per i candidati GP	107
5.6.3	Costruzione della PDF per i candidati WP	108
5.6.4	Costruzione degli stati a spin 2 misti	108
5.6.5	Closure-test	109
5.7	Ottimizzazione del metodo MELA	110
5.7.1	Funzione densità di probabilità per i candidati WP	111
5.7.2	Nuova definizione di accettazione	112
5.8	Test d'ipotesi	113
5.8.1	Test d'ipotesi	113
5.9	Fit	114
5.9.1	Fit 8D	114
5.9.2	Fit 2D	115

5.9.3 Closure test 116

Capitolo 1

Il Modello Standard ed il bosone di Higgs

1.1 Teoria quantistica dei campi

La teoria quantistica dei campi è una teoria della Fisica moderna nella quale confluiscono tre dei suoi principali argomenti: la teoria quantistica, il concetto di campo ed i principi della relatività. Nell'ambito della fisica delle particelle elementari questa teoria è strettamente necessaria in quanto fornisce gli strumenti adeguati per comprendere al meglio le interazioni tra particelle.

Il punto di partenza è la quantizzazione dei campi che porta ad esprimere gli operatori di campo (che sono funzioni delle coordinate spazio-temporali) come sovrapposizione lineare di operatori i quali, applicati ai vettori di stato, creano e distruggono una particella. Tali operatori obbediscono ad equazioni del moto che sono derivate da una lagrangiana L per mezzo di un principio variazionale. Normalmente L è scritta come integrale sulle coordinate spaziali di una densità lagrangiana \mathcal{L} , alla quale comunemente ci si riferisce semplicemente con il termine lagrangiana. Essa è una funzione dei campi $\phi_j(x)$ e dei loro gradienti $\frac{\partial\phi_j(x)}{\partial x_\mu} \equiv \partial_\mu\phi_j(x)$

$$\mathcal{L}(t, \mathbf{x}) = \mathcal{L}(\phi_j(x), \partial_\mu\phi_j(x)) \quad (1.1)$$

Le equazioni del moto dei campi si ottengono per mezzo delle equazioni di Eulero-Lagrange:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi_j} - \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\left(\frac{\partial\phi_j}{\partial x_\mu}\right)} \right) = 0 \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (1.2)$$

8 CAPITOLO 1. IL MODELLO STANDARD ED IL BOSONE DI HIGGS

che discendono da un principio variazionale. Le interazioni tra campi vengono introdotte imponendo che la lagrangiana libera \mathcal{L}_0 soddisfi una simmetria di gauge locale. In tal modo si ottiene il termine di interazione \mathcal{L}'

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}'$$

Ad ogni lagrangiana corrisponde poi un insieme di regole di Feynman attraverso le quali si possono ricavare velocemente le ampiezze di transizione ed i processi che coinvolgono le interazioni tra particelle.

Il Modello Standard è una teoria quantistica dei campi che descrive tre delle quattro forze fondamentali note (e qui elencate in ordine decrescente di intensità): l'interazione forte, l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole. Le particelle sono raggruppate in due categorie:

- **particelle costituenti la materia:** quark e leptoni, cioè fermioni di spin 1/2 (ad ognuno dei quali corrisponde un'antiparticella). Queste particelle sono classificate in base alla loro interazione e divise in generazioni ognuna contenente una coppia di leptoni ed una di quark. Le particelle differiscono tra loro per massa e numeri quantici. Le tre generazioni note sono riportate in tabella 1.1 per i leptoni e in tabella 1.2 per i quark ;
- **particelle mediatrici delle forze:** sono bosoni, noti anche come *bosoni vettoriali* o *bosoni di gauge* (tabella 1.3) in quanto la loro esistenza viene introdotta in base ad un principio di simmetria, la *simmetria di gauge*.

Generazione	Leptone	Carica [Q/e]	Massa [MeV]
Prima	e	-1	0.511
	ν_e	0	$< 0.225 \times 10^{-3}$
Seconda	μ	-1	105.7
	ν_μ	0	< 0.19
Terza	τ	-1	1777
	ν_τ	0	< 18.2

Tabella 1.1: Le tre generazioni di leptoni con le rispettive masse.

Alla base della formulazione del Modello Standard viene posto un principio di simmetria. Questo consiste nell'invarianza della teoria sotto opportune

Generazione	Quark	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Prima	u	$+\frac{2}{3}$	$< 2.3 \times 10^{-3}$
	d	$-\frac{1}{3}$	$< 4.8 \times 10^{-3}$
Seconda	c	$+\frac{2}{3}$	1.28
	s	$-\frac{1}{3}$	95×10^{-3}
Terza	t	$+\frac{2}{3}$	173.5
	b	$-\frac{1}{3}$	4.18

Tabella 1.2: Le tre generazioni di quark con le rispettive masse

Interazione	Bosone	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Elettromagnetica	γ	0	0
Debole	W^\pm	± 1	80.4
	Z	0	91.2
Forte	g	0	0

Tabella 1.3: I bosoni di gauge delle tre interazioni fondamentali descritte nel Modello Standard

trasformazioni, dette trasformazioni di gauge. L'invarianza di gauge garantisce la coerenza matematica e la predittività della teoria, ossia quella che tecnicamente viene definita la rinormalizzabilità della teoria. Il gruppo di simmetria utilizzato nel Modello Standard è

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

dove:

- $SU(3)_C$ è il gruppo di simmetria non abeliano di colore, che descrive le interazioni forti tra i quark, mediate da un ottetto di bosoni privi di massa, i gluoni secondo le regole della cromodinamica quantistica (QCD).
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è il gruppo di simmetria di isospin debole che descrive l'interazione elettrodebole ottenuta a partire dal prodotto dei due gruppi di simmetria $SU(2)_L$ (interazione debole) e $U(1)_Y$ (interazione elettromagnetica) e descritto nel modello di Glashow, Weinberg e Salam. L'interazione elettrodebole è mediata da quattro bosoni, tre dei quali massivi (W^\pm, Z) ed uno a massa nulla, il fotone (γ).

La lagrangiana del Modello Standard può essere divisa in due parti: la parte di QCD, che descrive le interazione forti, e la parte elettrodebole (EW),

che descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW}$$

1.2 Simmetrie

Simmetrie e leggi di conservazione, e la loro intima connessione, giocano un ruolo importantissimo nell'esplorazione e nella comprensione dei fenomeni fisici e delle leggi che li governano. Questo ruolo si è manifestato e si manifesta in modo particolarmente evidente nello studio della fisica delle particelle elementari. La progressiva costruzione delle fondamenta del Modello Standard è stata in buona parte resa possibile dall'osservazione e dallo studio di leggi di conservazione che si manifestano nei processi che interessano le particelle subatomiche e che devono trovare riscontro in altrettante proprietà di simmetria delle equazioni che descrivono la fisica di tali processi. In fisica una *simmetria* è un'operazione (trasformazione) matematica che se applicata alla funzione lagrangiana della teoria che descrive un particolare sistema fisico, lascia invariate le osservabili del sistema. In tal caso la teoria si dice invariante sotto la trasformazione considerata. Una distinzione cruciale è quella tra invarianze per gruppi di *trasformazioni globali* e *locali*.

Nel primo caso ci si riferisce ad un attributo della maggior parte delle teorie di gauge (teorie di scala) descritte da lagrangiane che sono invarianti sotto certe trasformazioni del sistema di coordinate che sono eseguite identicamente in ogni punto dello spaziotempo. Imponendo alla lagrangiana un'invarianza sotto trasformazione globale si arriva ad una quantità fisica conservata.

Nelle trasformazioni locali invece, la trasformazione assume un valore diverso in ogni punto dello spazio-tempo senza che l'intero sistema venga influenzato. Richiedere l'invarianza per trasformazione locale porta in maniera naturale ad introdurre dei nuovi campi che fungono da mediatori dell'interazione. Si può dimostrare che l'invarianza locale di gauge non è mai possibile per una teoria di campo libero ma soltanto per una teoria di campi interagenti. Pertanto l'invarianza di gauge locale può essere assunta come principio per lo sviluppo di teorie di gauge, nelle quali, partendo da lagrangiane libere l'interazione sarà sempre introdotta attraverso la richiesta di invarianza di gauge locale.

Nel caso del Modello Standard, le interazioni forti risultano essere perfettamente simmetriche sotto trasformazioni del gruppo di gauge $SU(3)_C$, ovvero la simmetria è esatta. Per l'interazione debole, dove tre dei quattro bosoni vettoriali risultano essere massivi, la simmetria non è esatta (si parla in tal caso di *rottura della simmetria*). Risulta dunque indispensabile chiarire

come tali bosoni acquistino massa, ed in tale contesto si colloca il meccanismo di rottura spontanea della simmetria. Tale meccanismo prevede l'esistenza di una particella scalare, nota come bosone di Higgs, la cui massa è un parametro libero della teoria.

1.3 Elettrodinamica quantistica

L'elettrodinamica quantistica è la teoria quantistica del campo elettromagnetico che descrive tutte le interazioni elettromagnetiche delle particelle cariche, includendo allo stesso tempo la teoria della relatività ristretta. La QED descrive tutti i fenomeni che coinvolgono le particelle cariche interagenti per mezzo della forza elettromagnetica, includendo allo stesso tempo la teoria della relatività ristretta. Matematicamente ha la struttura di una teoria di gauge abeliana con un gruppo di gauge $U(1)$. La lagrangiana di un campo con spin $1/2$ e massa m è:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.3)$$

dove

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger\psi^0$$

e γ^μ è la matrice di Dirac 4×4 , che soddisfa le relazioni di anticommutazione $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$, con $g^{\mu\nu}$ tensore metrico. Se si richiede l'invarianza sotto la trasformazione di gauge locale

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{iq\theta(x)}\psi(x) \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = e^{-iq\theta(x)}\bar{\psi}(x) \end{aligned} \quad (1.4)$$

bisogna introdurre la *derivazione covariante*

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu(x) \quad (1.5)$$

purchè il campo vettoriale $A_\mu(x)$ si trasformi come:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu\theta(x) \quad (1.6)$$

La lagrangiana

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.7)$$

risulta ora invariante sotto trasformazione di gauge locale. Si noti come la richiesta di invarianza di gauge locale porta la teoria ad introdurre il campo di gauge A_μ che viene associato al campo del fotone fisico. La lagrangiana di QED viene completata aggiungendo il termine di energia cinetica che descrive

la propagazione dei fotoni liberi ed è invariante per trasformazione di gauge locali

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

essendo $j^\mu A_\mu$ il termine di interazione tra la particella di Dirac ed il campo elettromagnetico classico. Si ottengono in tal modo le regole di Feynman in figura 1.1.

$$\begin{array}{l} \alpha \longrightarrow \beta \quad \rightarrow \quad \left(\frac{i}{\not{p} - m + i\varepsilon} \right)_{\beta\alpha} \\ \\ \mu \text{ wavy } \nu \quad \rightarrow \quad \frac{-i\eta_{\mu\nu}}{p^2 + i\varepsilon} \\ \\ \begin{array}{l} \beta \\ \swarrow \\ \text{---} \\ \nwarrow \\ \alpha \end{array} \text{ wavy } \mu \quad \rightarrow \quad -ie\gamma_{\beta\alpha}^\mu (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 + p_3) \end{array}$$

Figura 1.1: Regole di Feynman per la QED.

1.4 Cromodinamica quantistica

La cromodinamica quantistica (QCD) è la teoria che descrive le interazioni forti tra quark e gluoni all'interno degli adroni. Analogamente alla QED, si basa su un principio di invarianza di gauge ma è descritta dal gruppo non abeliano $SU(3)_C$ di colore. La caratteristica di non abelianità del gruppo fa sì che nella lagrangiana di QCD compaiano termini di autointerazione dei campi di gauge, che, quindi, trasportano una carica (appunto, la carica di colore). Nella descrizione della QCD i quark partecipano come tripletti di colore, dato un sapore f vi corrispondono tre campi spinoriali $\psi_j^f(x)$ con $j = 1, 2, 3$ indice di colore. La lagrangiana di QCD libera è:

$$\mathcal{L} = \sum_j \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)\psi_j \quad (1.9)$$

Si richiede che i campi siano invarianti per trasformazione di gauge locale del gruppo $SU(3)_C$

$$\psi_j^f \rightarrow \psi_j'^f = e^{ig_s \vec{\lambda} \cdot \vec{\theta}(x)} \psi_j^f(x) \quad (1.10)$$

dove λ_i sono le 8 matrici di Gell-Mann e $g_s = (4\pi\alpha_s)^{\frac{1}{2}}$ è la costante di accoppiamento forte. Per ottenere una lagrangiana invariante, analogamente al caso della QED, si introduce un campo di gauge. In questo caso si hanno gli otto campi di gauge dei gluoni $A_\mu^a(x)$ e utilizzando la derivata covariante

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \quad (1.11)$$

la lagrangiana 1.9 risulta invariante per trasformazioni di gauge locali. Aggiungendo anche il termine di energia cinetica gauge-invariante per ciascun gluone

$$-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

la lagrangiana di QCD completa diventa:

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\psi}_{f,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_{f,a} - g_s \bar{\psi}_{f,a} \gamma^\mu G_\mu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \psi_{f,a} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a(x) G_a^{\mu\nu}(x) \quad (1.12)$$

con $f = 1, 2, 3$ e $a = 1, 2, \dots, 8$. Si noti che, come era stato precedentemente

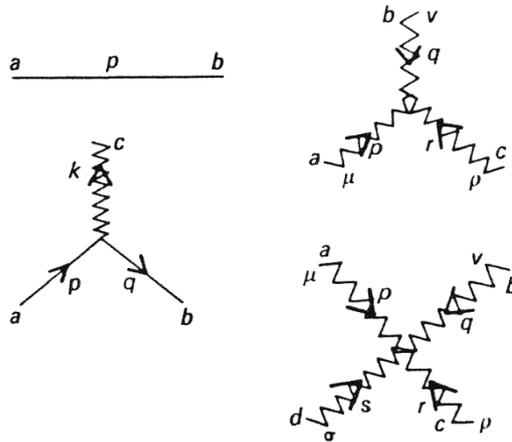


Figura 1.2: Vertici della QCD.

antipato, i termini nella lagrangiana 1.12 danno luogo ad autointerazione tra i campi gluonici, ottenendo così nuovi vertici non esistenti in QED (si veda a tal proposito la figura 1.2). Ne derivano caratteristiche del tutto singolari per l'interazione forte che sono la libertà asintotica ed il confinamento del colore.

1.5 Interazione elettrodebole (modello GWS)

La teoria dell'unificazione delle interazioni elettromagnetica e debole fu sviluppata negli anni '60, da Sheldon Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg, e insignita del Premio Nobel per la Fisica nel 1979. Si basa sul gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, dove L si riferisce a campi sinistrorsi e Y è l'ipercarica debole. Tutti i fermioni del Modello Standard sono soggetti all'interazione elettrodebole.

I campi spinoriali dei fermioni possono essere scritti in termini di componenti sinistrorse e destrorse mediante un operatore di proiezione:

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma^5) \psi$$

Le osservazioni sperimentali mostrano che l'interazione debole non conserva la parità. In particolare sono solo le componenti sinistrorse dei fermioni fondamentali che concorrono ai processi deboli di corrente carica, e pertanto sono rappresentati da doppietti della simmetria di isospin debole. I processi di corrente neutra invece, coinvolgono anche la componente destrorsa dei fermioni e sono rappresentati da singoletti.

Al gruppo $U(1)_Y$ è associata una carica conservata, l'ipercarica debole. L'ipercarica Y e l'isospin I debole soddisfano la relazione di Gell-Mann-Nishima, che li collega alla carica elettrica, una quantità fisicamente osservabile, secondo la relazione:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

essendo I_3 la terza componente dell'isospin debole. In tabella 1.4 sono riportati i valori dei numeri quantici associati ai fermioni nella teoria GWS. L'invarianza di gauge sotto l'azione del gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ richiede che:

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow \psi'_L = e^{i\alpha^a(x) \cdot T_a + i\beta(x)Y} \psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x)Y} \psi_R \end{aligned} \quad (1.13)$$

dove $\alpha^a(x)$ e $\beta(x)$ sono fasi locali e T_a e Y i generatori rispettivamente dei gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)$. Affinchè si preservi l'invarianza è necessario introdurre quattro campi e la derivata covariante è definita come:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}W_\mu^a T_a + i\frac{g'}{2}B_\mu Y \quad (1.14)$$

con g e g' costanti di accoppiamento delle due interazioni. La lagrangiana invariante sotto $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è dunque:

$$\mathcal{L}_\mu = \sum_j i\bar{\psi}_L^j \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_L^j + \sum_k i\bar{\psi}_R^k \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_R^k - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

	Generazione			Numeri Quantici			
	1	2	3	I	I_3	Y	Q[e]
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	-1	0
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	1/2	-1/2	-1	-1
				0	0	-2	-1
Quark	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/3	2/3
	u_R	c_R	t_R	1/2	-1/2	1/3	-1/3
	d_R	s_R	b_R	0	0	4/3	2/3
			0	0	-2/3	1/3	

Tabella 1.4: Panoramica sui numeri quantici dei fermioni del Modello Standard nel modello GWS. I neutrini destrorsi non partecipano alle interazione del Modello Standard e non sono qui considerati.

dove la somma in i e k è su tutti gli stati di singoletto e doppietto riportati in tabella 1.4 e

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g' \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.16)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.17)$$

1.6 Rottura spontanea di simmetria

Sia la teoria elettrodebole che la QCD incorporano i principi di simmetria di gauge. Nonostante questo la forma delle lagrangiane, che non contiene termini di massa, va in contraddizione con le osservazioni sperimentali che mostrano come i fermioni ed i bosoni di gauge Z e W siano massivi. Al fine di generare le masse dunque, la lagrangiana necessita di ulteriori termini che non devono però violare il principio di invarianza di gauge. Il *meccanismo di Higgs* risolve il problema, fornendo dei termini di massa invarianti per $SU(2)$, e le masse delle particelle sono ottenute attraverso il meccanismo di *rottura spontanea della simmetria*. L'idea di fondo è che mentre la lagrangiana è invariante per trasformazioni di gauge, non lo è lo stato fondamentale del sistema. La rottura di simmetria dello stato fondamentale è dovuta all'esistenza di un campo scalare, il *campo di Higgs*.

Il campo di Higgs ϕ consiste in un doppietto di isospin debole di campi scalari complessi con ipercarica $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

contenente quattro campi scalari reali ϕ_i . Il campo è soggetto al potenziale

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \quad (1.19)$$

la lagrangiana del settore dell'Higgs è dunque:

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.20)$$

dove \mathcal{D}_μ è definita nell'equazione 1.14.

Scegliendo $\lambda > 0$, condizione necessaria per la stabilità del vuoto e $\mu^2 < 0$, si ottiene il potenziale illustrato in Figura 1.3. Degli infiniti stati degeneri di minima energia che soddisfano la condizione

$$\phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2 \quad (1.21)$$

dove v è fissato sperimentalmente al valore di 246 GeV, si può scegliere ad esempio:

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = v^2 \quad (1.22)$$

Parametrizzando le fluttuazioni di ϕ intorno al vuoto

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

come:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

operiamo la rottura di simmetria, e sostituendo nella lagrangiana dei campi il valore di ϕ si ottengono le masse volute.

Masse dei bosoni di gauge La lagrangiana del settore campi di gauge e campo ϕ dopo la richiesta di invarianza globale di gauge è

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.25)$$

Dalla parte cinetica (i termini quadratici) si ottengono i campi fisici W^\pm definiti come

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.26)$$

mentre il campo neutro Z ed il campo del fotone risultano essere ortogonali tra loro

$$Z_\mu = \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.27)$$

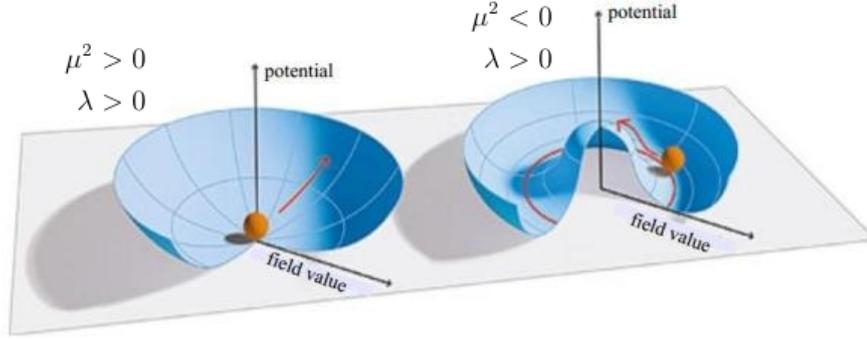


Figura 1.3: Illustrazione del potenziale di Higgs $V(\phi)$. Il caso non banale si ha quando $\lambda > 0$ e $\mu^2 < 0$.

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.28)$$

introducendo l'angolo di mixing debole θ_w

$$\cos \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.29)$$

i campi Z e A si riscrivono come:

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w \quad (1.30)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad (1.31)$$

Le masse dei bosoni sono i coefficienti dei termini quadratici che si ottengono dalla lagrangiana 1.25

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad (1.32)$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} \quad (1.33)$$

mentre il fotone resta privo di massa. La relazione tra le masse dei bosoni e l'angolo di mixing è

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w \quad (1.34)$$

Masse dei fermioni I termini di massa dei fermioni, che mancano nella teoria, possono essere aggiunti considerando l'interazione tra il campo scalare ϕ ed i fermioni, che rappresenta un'interazione di Yukawa. Considerando quindi la lagrangiana relativa ai termini di Yukawa si ha:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -G_\ell^{ij} \bar{L}_L^i \phi \ell_R^j - G_d^{ij} \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - G_u^{ij} \bar{Q}_L^i \phi c u_R^j + \text{h.c.} \quad (1.35)$$

dove \bar{L}_L^i e \bar{Q}_L^i indicano i doppietti di isospin dei leptoni e dei quark, e ℓ_R^j , d_R^j , u_R^j i singoletti per i leptoni e gli stati up e down dei quark. Nel terzo termine $\phi_C = i\sigma_2\phi^*$. Le matrici G_ℓ^{ij} , G_d^{ij} e G_u^{ij} definiscono le costanti di accoppiamento ed il mixing tra le generazioni dei quark, i cui autostati dell'interazione debole sono combinazione degli autostati di massa. Applicando la rottura spontanea di simmetria e sostituendo il valore di ϕ come riportato nell'equazione 1.24 si ottengono i valori delle masse dei fermioni. Si riporta come esempio il termine di massa per il campo dell'elettrone:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_e &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_Le_R + \bar{e}_Re_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_Le_R + \bar{e}_Re_L)H \\ &= -m_e\bar{e}e - \frac{m_e}{v}\bar{e}eH\end{aligned}\quad (1.36)$$

dove $m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ è la massa dell'elettrone. La costante di accoppiamento G_e è arbitraria e la massa attuale dell'elettrone non è predetta. La lagrangiana contiene anche un termine di interazione che accoppia il campo di Higgs all'elettrone, e che è proporzionale alla massa dell'elettrone. Le masse degli altri fermioni vengono generate allo stesso modo, ad eccezione dei neutrini che vengono considerati privi di massa.

In particolare, per quanto riguarda i quark, l'accoppiamento non diagonale nei campi, che corrisponde a matrici di massa non diagonali, permane anche dopo la rottura spontanea della simmetria e vi si ovvia effettuando quattro distinte trasformazioni unitarie, che permettono il passaggio dagli autostati di interazione agli autostati di massa. Queste trasformazioni si riflettono nelle correnti; nel caso delle correnti cariche rivelano una violazione della simmetria CP.

1.7 Il bosone di Higgs

Il meccanismo di Higgs implica l'esistenza di un bosone neutro a spin zero. Come già visto, l'accoppiamento del bosone di Higgs ai fermioni ed ai bosoni di gauge ha la forma:

$$m_f = \frac{G_f v}{\sqrt{2}} \quad (1.37)$$

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad (1.32)$$

$$M_Z = \frac{\sqrt{g'^2 + g^2}v}{2} \quad (1.33)$$

Quindi, gli accoppiamenti crescono con la massa delle particelle. La massa del bosone di Higgs è connessa con il valore di aspettazione del vuoto ed al

parametro λ , secondo la relazione

$$m_H = \sqrt{2\lambda v} \quad (1.38)$$

ma dato che λ è un'incognita, la massa del bosone di Higgs non può essere predetta dal modello. Nelle prossime sezioni saranno illustrati i vincoli teorici e sperimentali sulla determinazione della sua massa. Per quanto concerne l'ampiezza del bosone di Higgs, l'accoppiamento ai fermioni dà:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{c_f}{4\sqrt{2}\pi} G m_H m_f^2 \beta^3 \quad (1.39)$$

dove:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}}.$$

Nel caso dei bosoni vettoriali invece:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = k \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \beta(1 - 4x + 12x^2) \quad (1.40)$$

dove:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2}} \quad ex = \frac{m_V^2}{m_H^2}.$$

Con riferimento alla figura 1.4 si vede che la larghezza risulta molto stretta a bassa massa, inferiore anche alla risoluzione sperimentali tipica degli attuali esperimenti. All'aumentare della massa, sono possibili più modi di decadimento, e ciò comporta un allargamento della grandezza di decadimento. Ad altissima massa $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$, il bosone di Higgs ha una larghezza pari alla sua massa, pertanto è difficile distinguerlo dal fondo.

1.7.1 Vincoli teorici

I vincoli teorici sulla massa dl bosone di Higgs possono essere imposti sotto l'ipotesi che la teoria del Modello Standard risulti valida entro un dato range di energie, oltre il quale la teoria delle perturbazioni non risultà più adatta a spiegare le interazioni tra particelle.

Queste condizioni impongono dei vincoli sui valori che le costanti di accoppiamento possono assumere e, di conseguenza, sul range di massa permesso nel caso del bosone di Higgs. Le condizioni principali nel caso in esame sono: l'unitarietà delle ampiezze di scattering, la perturbatività delle autointerazioni del bosone di Higgs, la stabilità dello stato di vuoto elettrodebole ed il cosiddetto fine-tuning.

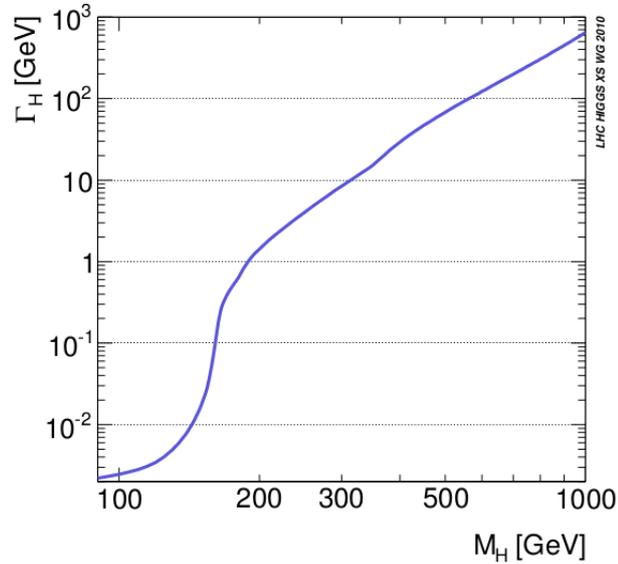


Figura 1.4: Larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

Unitarietà perturbativa Per calcoli perturbativi a livello albero, la sezione d'urto di un un processo del tipo $2 \rightarrow 2$ è limitata superiormente ad un valore che risulta proporzionale all'inverso del quadrato dell'energia nel sistema del centro di massa, s^{-1} , questa è la condizione di unitarietà data dal teorema ottico:

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im}[A(\theta = 0)] = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) |a_l|^2 \quad (1.41)$$

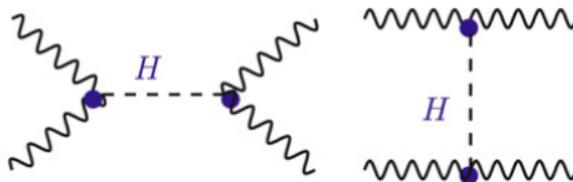


Figura 1.5: Diagrammi di Feynman che contribuiscono allo scattering $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ con scambio del bosone di Higgs

Nel caso di uno scattering di due bosoni vettoriali polarizzati longitudinalmente la sezione d'urto aumenta in funzione del momento dei bosoni,

dunque oltre un dato valore del momento la condizione di unitarietà è violata. L'Higgs partecipa ad interazioni di questo tipo accoppiandosi ai bosoni di gauge (figura 1.5), aumentando il valore dell'energia che implica la violazione dell'unitarietà. Tuttavia l'unitarietà resta rotta fin quando non viene imposto un limite sui parametri che determinano la sezione d'urto. La massa dell'Higgs è uno di questi.

Nell'ipotesi che $s \gg M_H^2$ si ha:

$$M_H \lesssim 870 \text{ GeV}$$

viceversa, assumendo che $s \ll M_H^2$ si ottiene:

$$\sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV}$$

Questo implicherebbe che, se il bosone di Higgs non dovesse esistere, per ripristinare l'unitarietà nelle ampiezze di scattering si dovrebbe manifestare Nuova Fisica oltre il Modello Standard alla scala di energie del TeV.

Trivialità La costante di accoppiamento λ varia al variare della scala di energia Λ , alla quale si ritiene valida la trattazione all'interno del MS. Quindi in funzione della scala di energia a cui si vuole estendere il MS, si possono porre dei limiti superiori e inferiori alla massa dell'Higgs.

Se si prende in considerazione il contributo del solo bosone di Higgs alle correzioni ad un loop, descritte dai diagrammi di Feynman in figura 1.6, la costante λ ha la forma:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \left(\frac{Q^2}{v^2} \right) \right]^{-1} \quad (1.42)$$

Si ha quindi una dipendenza logaritmica dal quadrato dell'energia Q^2 . Si consideri:

- $Q^2 \ll v^2$: la costante di accoppiamento λ diventa estremamente piccola, fino ad annullarsi. Si dice che la teoria è *triviale*, cioè non interagente, dal momento che la costante di accoppiamento è nulla.
- $Q^2 \gg v^2$: la costante di accoppiamento cresce, fino a divergere. Il valore dell'energia in cui si ha la divergenza è detto polo di Landau:

$$\Lambda_c = v \exp \left(\frac{2\pi^2}{3\lambda v^2} \right) = v \exp \left(\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2} \right) \quad (1.43)$$

La richiesta che la costante di accoppiamento resti finita implica $M_H < 640 \text{ GeV}$.

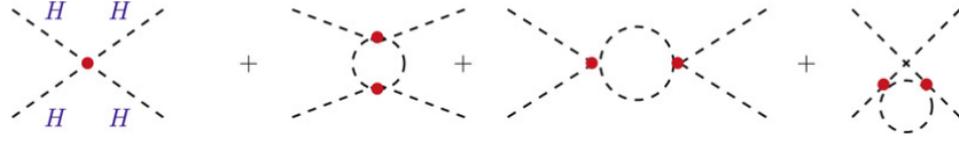


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman a livello albero ed ad 1 loop dell'autoaccoppiamento dell'Higgs.

Stabilità Si vuole ora considerare anche il contributo dei fermioni e dei bosoni alla variazione del parametro di accoppiamento. Dato che l'accoppiamento dell'Higgs è proporzionale alla massa della particella, verrà considerato solo il contributo del quark top e dei bosoni di gauge massivi, i cui diagrammi di Feynman sono illustrati in figura 1.7.

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_{\text{top}}^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} [2g^4 + (g^2 + (g')^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.44)$$

La condizione di stabilità richiede che

$$m_H > \frac{\nu^2}{8\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_{\text{top}}^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} [2g^4 + (g^2 + (g')^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.45)$$

affinchè il potenziale scalare risulti limitato inferiormente. Questa condizione risulta essere estremamente restrittiva per la massa dell'Higgs.



Figura 1.7: Diagrammi di Feynman per i contributi ad un loop a λ dei fermioni e dei bosoni di gauge.

Si ottiene in funzione del cut-off Λ_C

$$\Lambda_C \sim 10^3 \text{ GeV} \implies M_H \gtrsim 70 \text{ GeV} \quad (1.46)$$

$$\Lambda_C \sim 10^{16} \text{ GeV} \implies M_H \gtrsim 130 \text{ GeV} \quad (1.47)$$

La combinazione delle ipotesi di trivialità e di stabilità, che impongono rispettivamente un limite superiore ed inferiore ai valori che la massa del bosone di Higgs può assumere, sono descritti nel grafico in figura 1.8 in

funzione del valore del polo di Landau, in cui le incertezze principali sono quelle sui valori di $\alpha_s = 0.118$ e la massa del quark top $m_{top} = 175 \text{ GeV}$. Da questo grafico si può quindi vedere che se la scala del cut-off è dell'ordine del TeV i valori permessi per il bosone di Higgs sono:

$$\Lambda_C \approx 1 \text{ TeV} \Rightarrow 50 \text{ GeV} \leq m_H \leq 800 \text{ GeV} \quad (1.48)$$

mentre per valori dell'ordine della massa di Planck ($M_P \sim 10^{16} \text{ GeV}$) si ha:

$$\Lambda_C \approx M_P \Rightarrow 130 \text{ GeV} \leq m_H \leq 180 \text{ GeV} \quad (1.49)$$

Un bosone di Higgs al di fuori di questi limiti indicherebbe la presenza di nuova fisica oltre il Modello Standard.

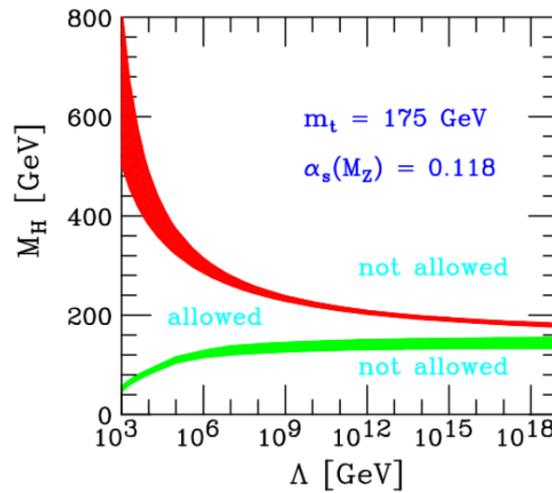


Figura 1.8: Limite di trivialità (in rosso) e stabilità (in verde) della massa del bosone di Higgs in funzione della scala di energia Λ .

1.7.2 Vincoli sperimentali prima della fisica a LHC

I limiti sperimentali sulla massa del bosone di Higgs possono essere suddivisi in due categorie in base alla tipologia di ricerca: ricerca diretta, attraverso lo studio della produzione ai collider, e ricerca indiretta, attraverso lo studio di correzioni radiative elettrodeboli.

Misure dirette

Misure al LEP Il Large Electron-Positron Collider (LEP) costruito al CERN iniziò le misure per la ricerca del bosone di Higgs nel 1989. Dalla

collisione elettrone-positrone i principali meccanismi di produzione della particella (illustrati in figura 1.9) sono:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow HZ^* \quad \text{LEP1}$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ \quad \text{LEP2}$$



Figura 1.9: Diagrammi di Feynman per i meccanismi di produzione principali del bosone di Higgs.

Nella fase LEP1 la Z veniva prodotto al picco della risonanza. Con LEP2 l'energia del centro di massa fu portata fino a 209 GeV, e ciò permetteva la produzione di una Z on-shell e del bosone di Higgs. I risultati finali forniti dal LEP, che combinavano i dati di LEP1 e LEP2, non hanno fornito tracce dell'esistenza della particella, ma hanno fissato un limite inferiore di esclusione della massa (si veda anche figura 1.10):

$$m_H \leq 114.4 \text{ GeV} \quad \text{al } 95\% \text{ C.L.}$$

Misure al Tevatron L'esperimento Tevatron al Fermilab analizza collisioni $p\bar{p}$ ad un'energia nel centro di massa di 1.96 GeV, ricercando il bosone di Higgs nell'intervallo di massa di 100-200 GeV.

Anche al Fermilab non sono stati riscontrati significativi eccessi di eventi, conducendo così all'esclusione di un ulteriore intervallo di massa. In figura 1.11 è mostrato il CL dell'ipotesi di segnale più fondo per la produzione del bosone di Higgs, combinando tutti i canali accessibili ai due esperimenti, CDF e D0, del Tevatron. Scegliendo un C.L. del 95% risultano esclusi i range di massa

$$100 < m_H < 103 \text{ GeV} \quad (1.50)$$

$$147 < m_H < 180 \text{ GeV}. \quad (1.51)$$

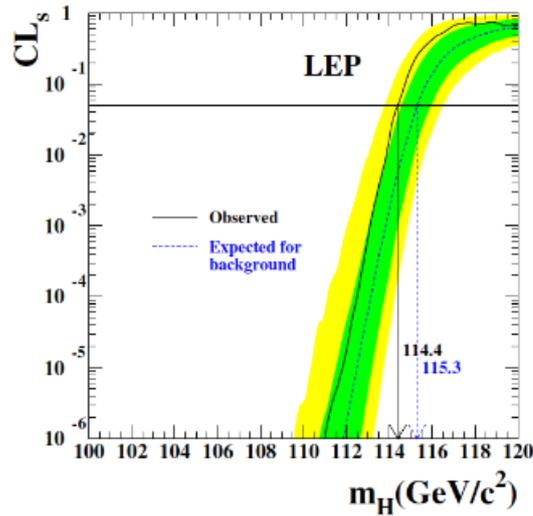


Figura 1.10: Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs al LEP.

Ricerche indirette

L'esistenza del bosone di Higgs contribuirebbe alle correzioni radiative delle osservabili elettrodeboli, che possono essere misurate con alta precisione. Ciò porta ad un vincolo indiretto sulla misura della massa dell'Higgs. Le osservabili misurate vengono date in ingresso a un fit di χ^2 (in figura 1.12). Dal risultato del fit (figura 1.13) si ottiene la seguente stima della massa dell'Higgs:

$$m_H = 92^{+34}_{-26} \text{ GeV } 68\% \text{ C.L.} \quad (1.52)$$

$$m_H < 152 \text{ GeV } 95\% \text{ C.L.} \quad (1.53)$$

1.7.3 La scoperta del bosone di Higgs a LHC

Ricerche a LHC ORA O DOPO? Chiedere come e quanto parlarne? plot?

1.8 Produzione del bosone di Higgs

Nei collider adronici i meccanismi principali di produzione del bosone di Higgs sono quattro. I corrispondenti diagrammi di Feynman sono illustrati in figura 1.14. La sezione d'urto di tali processi in funzione della massa dell'Higgs per $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ è mostrata in figura 1.15.

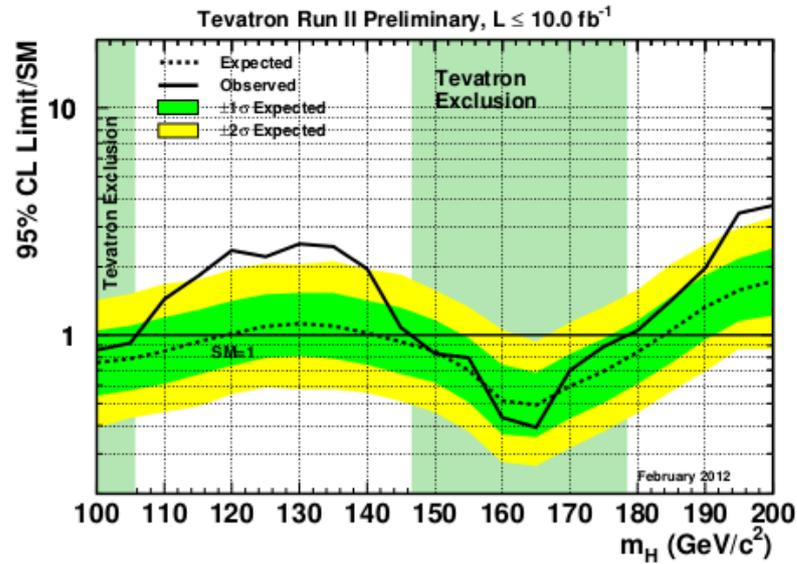


Figura 1.11: Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a Tevatron.

Fusione di gluoni (ggF)

La fusione di gluoni tramite un loop di quark pesanti, produce un bosone di Higgs attraverso il suo accoppiamento ai quark. Ad LHC è il meccanismo dominante nell'intero spettro di massa. Questa produzione è mediata dall'accoppiamento forte, e dal momento che l'accoppiamento dell'Higgs è proporzionale alla massa del quark, il loop di quark top è quello predominante, seguito poi dal quark b.

Vector boson fusion (VBF)

Nel meccanismo VBF il bosone di Higgs viene prodotto tramite l'accoppiamento ai due bosoni deboli emessi dai due quark iniziali, insieme a due jet prodotti nei canali t,u e s.

Produzione associata con bosoni W o Z (WH/ZH)

La produzione associata, nota anche come Higgs-strahlung, produce il bosone di Higgs tramite il suo accoppiamento ai bosoni W e Z, che sono prodotti nell'annichilazione $q\bar{q}$. Questo canale è importante, nonostante la sua

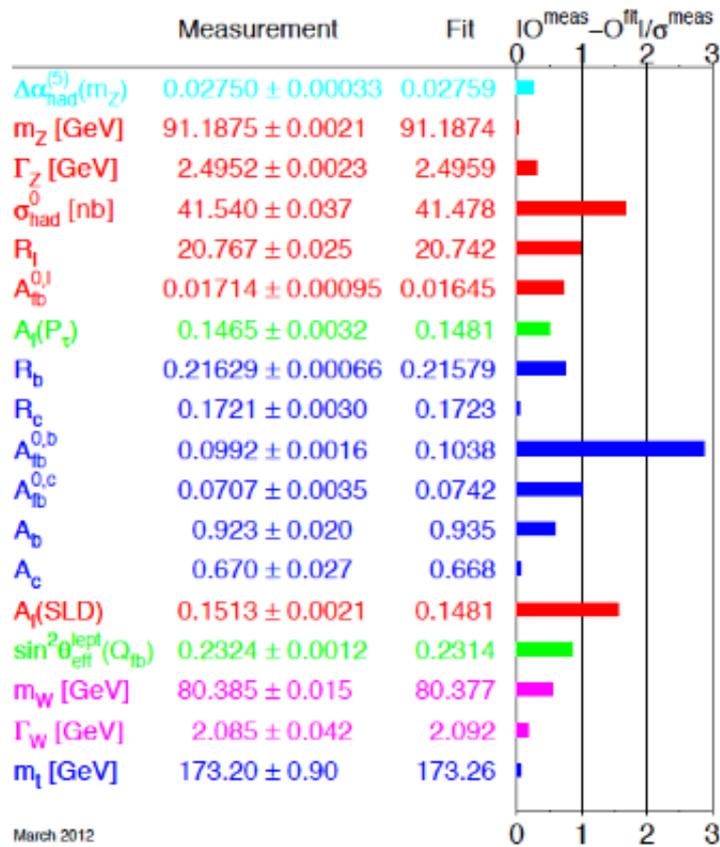


Figura 1.12: Misure di precisione dei parametri della teoria elettrodebole a LEP1, LEP2, SLC e Tevatron mostrate con le relative deviazioni standard relativamente all'inverno 2012.

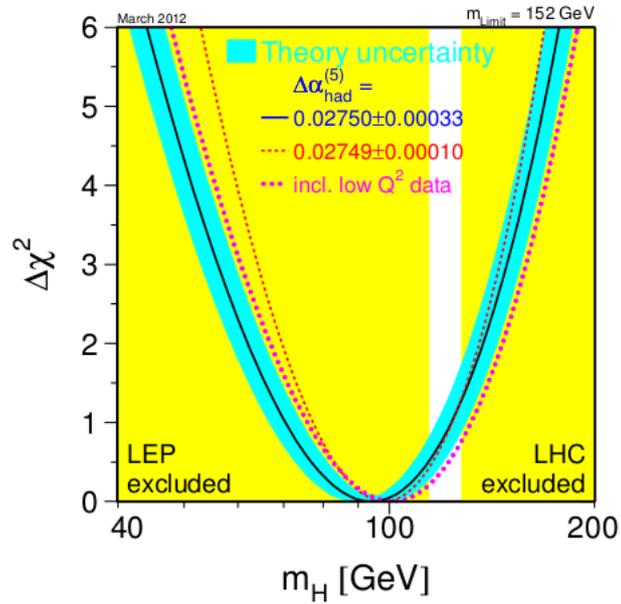


Figura 1.13: $\Delta\chi^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell'Higgs.

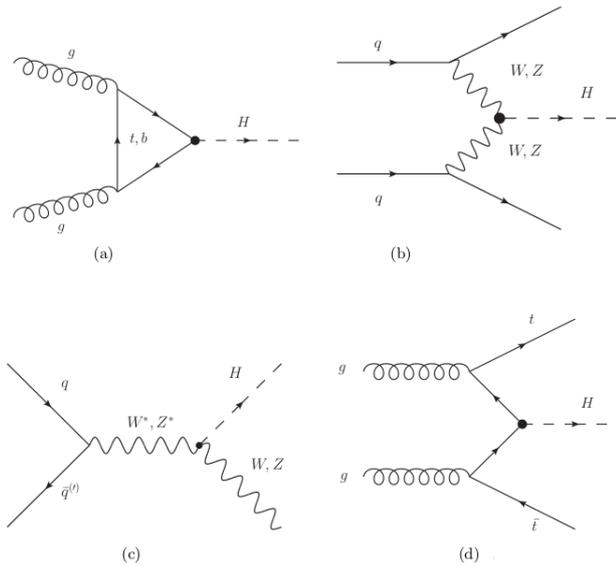


Figura 1.14: I principali meccanismi di produzione dell'Higgs ai collider adronici: fusione di gluoni (a), vector boson fusion (b), Higgsstrahlung (c), produzione associata (d).

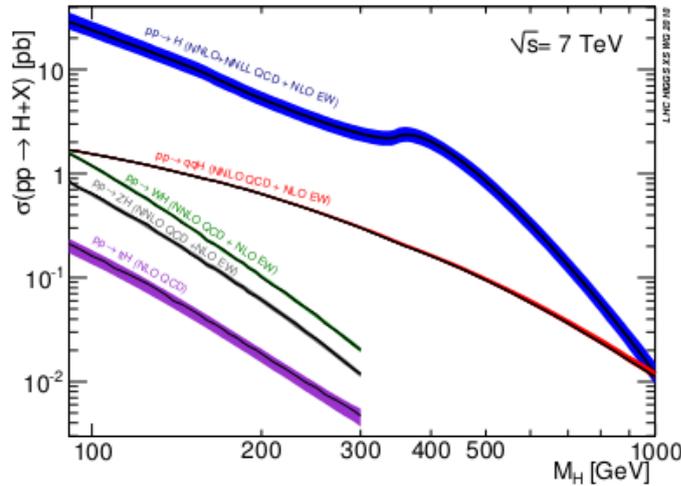


Figura 1.15: Sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs a LHC per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

piccola sezione d'urto, poichè offre un chiaro canale per rivelare il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$.

Produzione associata con coppie $t\bar{t}$ (ttH)

L'Higgs può essere emesso da quark top nel processo $q\bar{q}/g\bar{g} \rightarrow Ht\bar{t}$. Questo canale di produzione dà la possibilità di misurare l'accoppiamento di Yukawa Higgs-top.

1.9 Decadimento del bosone di Higgs

Come per la produzione anche per il decadimento di H gioca un ruolo cruciale il fatto che l'accoppiamento dell'Higgs ad una determinata particella sia tanto più grande quanto più grande è la massa di questa (in particolare cresce con la massa nel caso dei fermioni e con la massa al quadrato per i bosoni vettoriali). Per capire quale canale usare per le ricerche, bisogna considerare diversi fattori. Il canale dovrebbe produrre un numero sufficiente di bosoni di Higgs tale che l'eccesso risulti significativo rispetto al fondo degli eventi. Per massimizzare il rapporto segnale/fondo, la tipologia di decadimento dovrebbe risultare facilmente identificabile nel rivelatore. In figura 1.16 sono mostrati i branching ratio in funzione della massa del bosone di Higgs in tutto lo spettro di massa. Come si può vedere, nonostante l'alto BR, alcuni canali

vengono scartati nella fase di ricostruzione sperimentale, $H \rightarrow c\bar{c}$ e $H \rightarrow gg$ ad esempio. Il fondo di QCD per questi processi è estremamente superiore del segnale, ragion per cui non esiste una segnatura chiara per questi decadimenti. In figura 1.17 si riporta il rapporto tra il BR e la sezione d'urto a 7 TeV. Chiaramente i canali migliori per la ricerca dipendono dalla massa dell'Higgs.

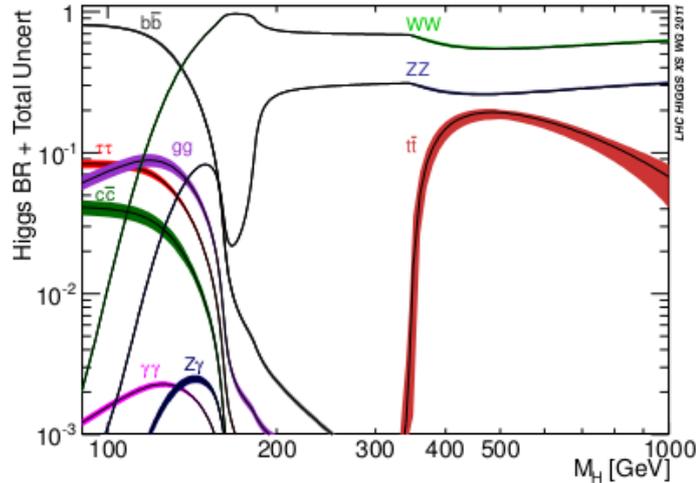


Figura 1.16: Branching ratio del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

Regione di bassa massa, $115 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$

In questa regione domina il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ ma a causa dell'alto fondo di QCD non è possibile estrarre il segnale quando è prodotto con la fusione di gluoni. Nel caso di produzione associata con W/Z la segnatura sperimentale risulta essere distinta, fornendo un promettente canale di ricerca.

L'altro canale con alto BR è $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ in produzione VBF. La segnatura sperimentale è caratterizzata da decadimenti del τ leptonici o semileptonici con jet, facilmente distinguibile dal fondo di QCD.

Sebbene non ha un alto BR in questa regione, $H \rightarrow \gamma\gamma$ ha un ruolo molto importante nella ricerca del bosone di Higgs. A differenza degli altri processi descritti precedentemente, questo processo coinvolge un loop di particelle massive dal quale vengono prodotti i fotoni. Richiedendo due fotoni energetici ed isolati, la topologia del decadimento viene ricostruita.

Come $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$ può essere completamente ricostruito quando si hanno quattro leptoni nello stato finale. L'accuratezza nella ricostruzione dei leptoni permette un'ottima risoluzione della massa dell'Higgs.

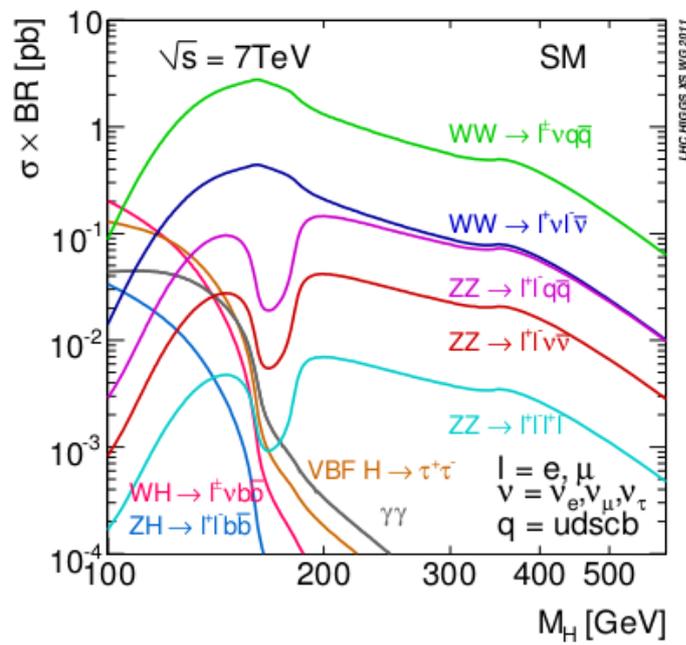


Figura 1.17: Sezioni d'urto di decadimento del bosone di Higgs moltiplicata per la sezione d'urto di produzione a LHC per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Il canale $H \rightarrow WW$ ha un BR relativamente alto in questa regione. La massa dell'Higgs non è ricostruita con accuratezza a causa dell'energia mancante dei neutrini.

Regione di massa intermedia, $130 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$

In questa regione l'Higgs decade principalmente in coppie WW e ZZ . Per $m_H \approx 130 \text{ GeV}$ si verifica anche il decadimento in coppie $b\bar{b}$, ma tale contributo scende al livello di qualche per cento una volta raggiunta la soglia di produzione di due bosoni W . Sopra tale soglia, nell'intervallo considerato, il canale WW domina completamente.

Regione di massa, $180 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$

In questa regione, il BR di $H \rightarrow ZZ$ è molto simile a $H \rightarrow WW$. Avendo entrambe le Z reali, il decadimento in quattro leptoni fornisce la migliore signature sperimentali.

Per $m_H > 600 \text{ GeV}$ è opportuno considerare anche i canali $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ e $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$.

Capitolo 2

LHC e l'esperimento ATLAS

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un acceleratore di particelle in cui due fasci di protoni collidono ad altissime energie. Le particelle prodotte in queste collisioni sono rivelate da quattro grandi esperimenti, ALICE, ATLAS, CMS e LHCb¹. In questo capitolo saranno descritte le caratteristiche tecniche di LHC ed in particolare del rivelatore dell'esperimento ATLAS.

2.1 L'anello di accumulazione LHC

LHC è un collisionatore protone-protone posto all'interno dello stesso tunnel che ha ospitato in passato l'acceleratore LEP al CERN di Ginevra (figura 2.1). L'energia massima raggiungibile da ognuno dei due fasci di protoni per collisioni frontali (head-on) è di 7 TeV, con una luminosità di progetto pari a $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ad LHC sono anche possibili collisioni tra fasci di ioni (nuclei di Pb) all'energia di 2.76 TeV/nucleone, equivalente ad un'energia totale nel centro di massa di 1.15 PeV e una luminosità nominale di $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La massima luminosità integrata di progetto all'anno è $\mathcal{O}(100 \text{ fb}^{-1})$.

Il Large Hadron Collider è costituito da due anelli superconduttivi che fungono da acceleratore e collisionatore di adroni e la sua lunghezza è di 26.7 km. L'intera area sperimentale di LHC si estende sul confine Franco-Svizzero nei pressi di Ginevra, dove ha sede il CERN.

Per contenere i costi di quest'opera, si è cercato di riutilizzare al meglio le infrastrutture preesistenti, modificandole secondo le caratteristiche richieste da LHC. Anche per le strutture di superficie si è cercato di sfruttare i siti già esistenti, infatti gli esperimenti di ALICE e LHCb sono ospitati in zone in

¹Nell'area sperimentale di LHC sono presenti anche due esperimenti minori: Totem ed LHCf

cui erano presenti esperimenti del LEP. Per ATLAS e CMS è stato necessario costruire delle nuove caverne.

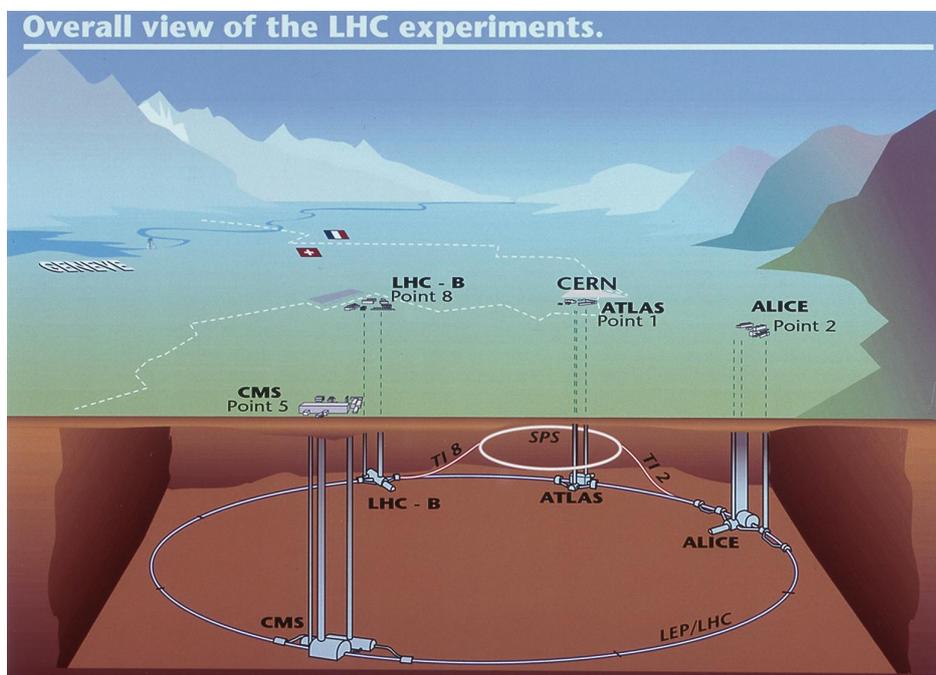


Figura 2.1: Vista schematica della zona sotterranea dove è costruito LHC.

2.1.1 Caratteristiche di LHC

L'obiettivo principale di LHC è quello di rivelare la fisica oltre il Modello Standard utilizzando collisioni ad energie fino a 14 TeV. A tal fine sono state impiegati macchinari all'avanguardia nel campo della tecnologia.

Struttura

Essendo un collider particella-particella, a differenza dei collider particella-antiparticella, risulta essere formato da due anelli. Una macchina di protoni come LHC non presenta grossi problemi per quanto riguarda la radiazione di sincrotrone (a differenza dei collider leptonici), ma per motivi di costo si è deciso di tenere l'infrastruttura precedentemente occupata dal LEP. Delle otto possibili regioni di interazione solo in quattro sono stati installati i rivelatori, mentre le restanti sono state chiuse, per evitare perdite ed interazioni nei fasci.

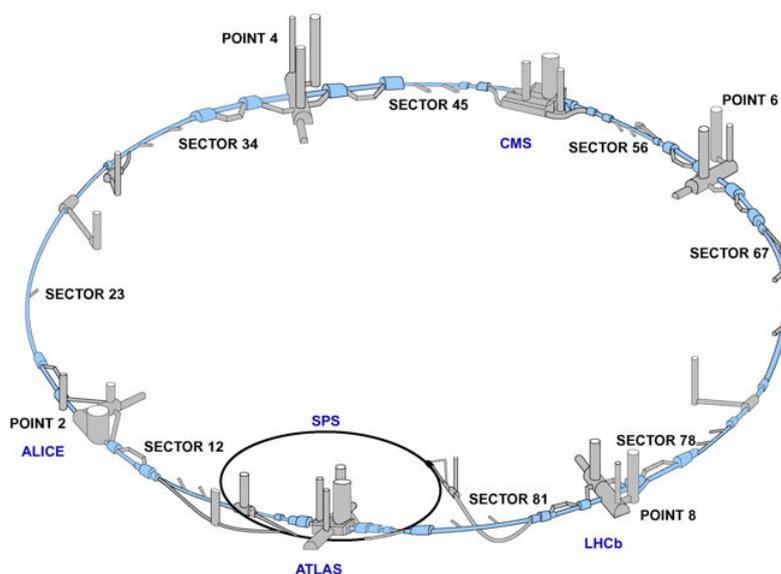


Figura 2.2: Disposizione degli esperimenti in LHC e struttura a reticolo.

Il complesso di acceleratori del CERN funge da iniettore. Il collegamento avviene tramite due linee di trasferimento lunghe 2.5 km. Il tunnel ha 8 sezioni rettilinee e 8 sezioni curve e giace tra i 45 ed i 170 m di profondità. I principali componenti dell'acceleratore sono dipoli magnetici criogenici superconduttivi, che operano alla temperatura di 1.9 K e costruiti per produrre campi magnetici di 8.33 T per permettere ai protoni di percorrere orbite circolari. Elio superfluido viene usato per raffreddare più di 1200 dipoli magnetici. Quadrupoli magnetici focalizzano il fascio e cavità risonanti accelerano le particelle.

Le limitazioni di spazio e il bisogno di contenere i costi, hanno portato all'adozione di una configurazione "due in uno" per gran parte dei magneti di LHC. Tale struttura ha permesso di includere i due canali dei fasci all'interno di un'unica e comune massa criogenica, con i flussi magnetici che circolano in versi opposti all'interno dei due canali. Questo rende la struttura dei magneti complicata, specialmente per i dipoli, in cui la separazione tra i due canali è abbastanza piccola da renderli accoppiati sia magneticamente che meccanicamente.

Struttura a reticolo

Come già detto nel precedente paragrafo, la struttura di LHC segue la geometria del LEP. I due anelli simmetrici di LHC sono divisi in 8 ottanti composti da archi e sezioni rettilinee approssimativamente di 528 metri di lunghezza. Le due zone di massima luminosità, in cui sono posizionati gli esperimenti ATLAS e CMS, si trovano in due sezioni rettilinee diametralmente opposte: Punto 1 e Punto 5 (figura 2.2). Altri due esperimenti ALICE e LHCb sono rispettivamente collocati al Punto 2 e Punto 8 (figura 2.2), dove la macchina raggiunge la minima luminosità. Nelle rimanenti 4 sezioni rettilinee non vi sono ulteriori intersezioni dei fasci. Le zone di iniezione si trovano negli ottanti 2 e 8, rispettivamente per l'iniezione dei bunches in senso orario e antiorario. Gli ottanti 3 e 7, invece, contengono gli apparati per la pulizia e la collimazione del fascio. Le cavità radio frequenza (RF) sono poste nel quarto ottante e costituiscono due sistemi indipendenti (uno per direzione). La sezione rettilinea al Punto 6 contiene i dispositivi per l'estrazione dei fasci: questa operazione viene effettuata usando una combinazione di magneti pulsati velocemente e capaci di produrre deflessioni sia in verticale, che in orizzontale.

Meccanismo di accelerazione

Il processo di accelerazione dei fasci avviene per fasi e in ogni fase il fascio attraversa un diverso dispositivo. La catena di iniettori è anch'essa ereditata da LEP come mostrato in figura 2.3. Seguendo tale catena dalla sorgente di protoni all'ultimo stadio di accelerazione troviamo:

- LINAC2
- Proton Synchrotron Booster (PSB)
- Proton Synchrotron (PS)
- Super Proton Synchrotron (SPS)
- LHC

L'accelerazione avviene a partire da protoni, ricavati da gas H_2 , i quali vengono portati ad una corrente di fascio di 300 mA. I protoni vengono immessi nel PSB ad un'energia di 50 eV dall'acceleratore lineare LINAC2. Il PSB accelera i protoni fino ad un'energia di 1.4 GeV e poi i fasci di protoni vengono iniettati nel PS dove vengono portati fino a 25 GeV. I protoni sono poi spediti al SPS dove raggiungono un'energia di 450 GeV. Infine i due fasci vengono

trasferiti a LHC, e vengono fatti circolare in direzioni opposte, fino a quando raggiungono l'energia richiesta per le collisioni. L'accelerazione all'interno del collisionatore è fornita da 8 cavità risonanti (RF), il cui campo elettrico generato oscilla a 400.8 MHz, per dare una spinta in energia di 5 MeV/giro e compensare le perdite di energia.

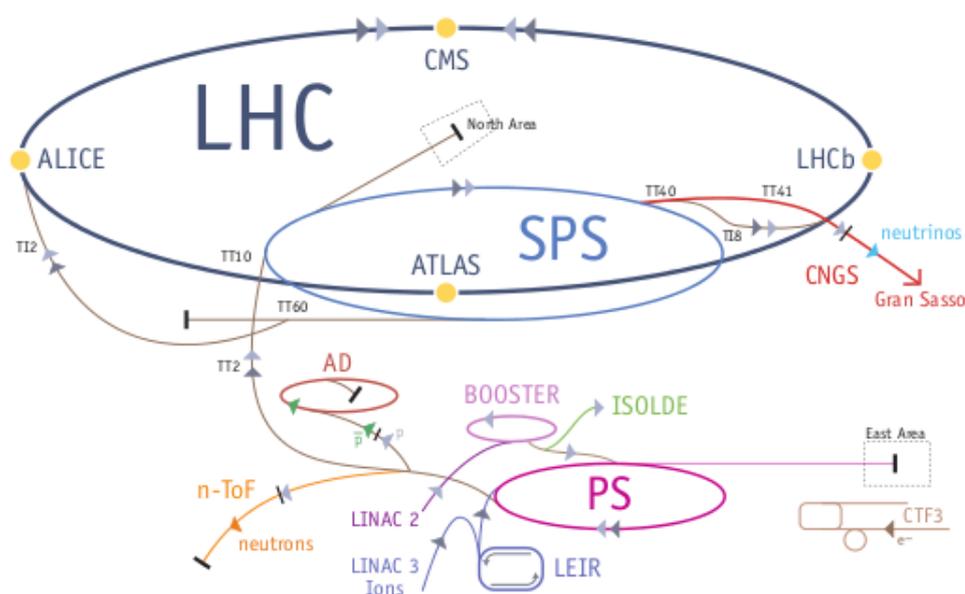


Figura 2.3: Schema dei dispositivi di preaccelerazione ed accelerazione ad LHC.

I protoni arrivano a LHC in pacchetti (bunch). I bunch circolano in tubi in cui è stato fatto il vuoto e dispositivi elettromagnetici ne controllano le traiettorie.

Il numero dei bunch dipende dalla luminosità che si vuole sviluppare, ma esso deve essere sempre adattato alla frequenza di 40.08 MHz di LHC. Un treno di bunch ad alta luminosità nel 2011 conteneva 1380 pacchetti in ogni fascio, con una separazione di 50 ns e $1.5 \cdot 10^{11}$ protoni per bunch.

Luminosità della macchina

Il numero di eventi per secondo generato nelle collisioni è

$$N_{ev} = L \cdot \sigma_{ev} \quad (2.1)$$

dove σ_{ev} è la sezione d'urto dell'evento considerato ed L la luminosità di macchina. Quest'ultima dipende solo dai parametri del fascio e può essere scritta:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.2)$$

dove N_b è il numero di di particelle per bunch, n_b il numero di bunches per fascio, f_{rev} la frequenza di rivoluzione, γ_r il fattore gamma relativistico, ϵ_n l'emittanza trasversa normalizzata², β^* è la funzione beta al punto di collisione³, F il fattore di riduzione di luminosità geometrica dovuto all'angolo di incrocio (*crossing angle*) al punto di interazione (IP). La luminosità di LHC non è costante su un intero ciclo di presa dati (*run*), ma decade a causa della degradazione delle intensità e delle emittanze dei fasci che circolano. La causa principale della diminuzione della luminosità durante un run di fisica è la perdita del fascio dovuta alle collisioni nei punti di interazione. La costante di decadimento iniziale, determinata da questo effetto, è:

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot}(0)}{L \sigma_{tot} k} \quad (2.3)$$

dove $N_{tot}(0)$ è l'intensità del fascio, L la luminosità iniziale, σ_{tot} la sezione d'urto totale ($\sigma_{tot} = 110 \text{ mb}$ a 7 TeV) e k è il numero di punti di interazione. Altri contributi alle perdite del fascio derivano dallo scattering Touscheck e da perdite di particelle dovute a leggeri fenomeni di emittanza, dovuti ad esempio a scattering di particelle con i gas all'interno dell'acceleratore, forze non lineari durante l'interazione dei fasci, rumore nelle cavità risonanti, ed effetti di scattering all'interno dei fasci (IBS).

Approssimando ad una funzione esponenziale la decrescita della luminosità, la costante di decadimento può essere scritta come:

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{gas}} + \frac{1}{\tau_{nuclear}} \quad (2.4)$$

Assumendo

$$\begin{aligned} \tau_{IBS} &= 80 \text{ h} \\ \tau_{gas} &= 100 \text{ h} \\ \tau_{nuclear} &= 29 \text{ h} \end{aligned}$$

Si ottiene

$$\tau_L = 14.9 \text{ h} \quad (2.5)$$

²L'emittanza ϵ si definisce come il prodotto della larghezza della distribuzione in posizione delle particelle nel bunch, σ e della larghezza in impulso, σ' .

³La funzione β^* , anche detta oscillazione di betatrone, è il rapporto $\frac{\sigma}{\sigma'}$.

Integrando la luminosità su un run si ottiene:

$$L_{int} = L_0 \tau_L [1 - e^{-T_{run}/\tau_L}] \quad (2.6)$$

dove T_{run} è il tempo di presa dati. L'efficienza totale della macchina dipende dai parametri nella 2.6. Assumendo che la macchina operi per 200 giorni all'anno, in virtù della 2.5, il tempo ottimale di presa dati è di circa 12 ore, per una luminosità totale integrata per anno di circa 120 fb^{-1} .

2.1.2 Esperimenti a LHC

I fasci di LHC vengono fatti collidere in 4 punti di interazione. In ognuno di questi siti è stato costruito un rivelatore:

- ATLAS (**A** Toroidal LHC **A**pparatu**S**);
- CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid);
- LHCb;
- ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment);

ATLAS e CMS sono progettati per spaziare su una vasta area della Fisica delle Particelle, focalizzando in particolare l'attenzione sul Modello Standard e sulla ricerca del bosone di Higgs.

LHCb studia la fisica del quark b. Investigherà sull'asimmetria materia-antimateria nell'universo.

ALICE utilizzando fasci di ioni pesanti focalizza le ricerche sulle proprietà dei quark gluon plasma, i quali si teorizza siano esistiti nel primo universo immediatamente dopo il Big Bang.

2.1.3 Dati raccolti

Le prime operazioni di LHC sono iniziate nell'autunno 2008, ma sono state interrotte a casa in un incidente. La riparazione del danno, causato da un guasto nelle connessione tra magneti superconduttori, ha richiesto più di un anno. Nel novembre 2009, le operazioni sono state riprese iniziando con collisioni protone-protone con energie nel centro di massa di 900 GeV, seguite nel marzo 2010 da collisioni a $\sqrt{7}$ TeV fino alla fine del 2011. Dal 2012 l'energia è stata portata a 8 TeV.

PLOT???????

2.2 L'esperimento ATLAS

ATLAS (**A** Toroidal LHC) è stato progettato per sfruttare al meglio le potenzialità dell'acceleratore protone-protone. L'ampio spettro di fenomeni di Fisica delle Particelle studiati richiede delle condizioni restrittive sulle proprietà del rivelatore:

- date le particolari condizioni sperimentali che si verificano a LHC, il rivelatore deve disporre di un'elettronica veloce. Inoltre è richiesta una granularità molto alta per ricostruire correttamente gli eventi ed evitare sovrapposizioni;
- si richiede una larga accettazione in pseudorapidità (η) ed una copertura quasi completa dell'angolo azimutale;
- è essenziale avere una buona risoluzione nella ricostruzione del momento della particelle cariche nei tracciatori interni. I rivelatori di vertice devono essere in grado di osservare vertici secondari;
- il sistema calorimetrico deve permettere di identificare al meglio elettroni e fotoni per il calorimetro elettromagnetico, e jet ed energia mancante il secondo;
- si richiede che l'identificazione e la risoluzione in impulso dei muoni sia ottimale, unita alla capacità di determinare senza ambiguità la carica di muoni di alto impulso;
- infine il trigger del rivelatore deve permettere una massimizzazione del rigetto di eventi di fondo.

Sulla base di queste richieste, l'esperimento ATLAS viene strutturato come segue:

- Un rivelatore interno (Inner Detector, ID) per operare la ricostruzione di tracce, misurandone vertici e impulsi, e per l'identificazione di elettroni.
- Calorimetri elettromagnetici e adronici, per misurare le energie depositate dalle particelle e per la ricostruzione di jet.
- Spettrometro per Muoni (MS)n per identificazione e misura di impulso dei muoni.
- Un sistema di magneti toroidali immersi in aria.

- Un sistema di trigger, per ridurre il fondo prima di collezionare gli eventi.
- Un sistema di acquisizione dati, per conservare gli eventi di interesse.

In figura (figura 2.4) è mostrato l'intero rivelatore, le cui dimensioni sono 44 m di lunghezza, 25 di altezza, per un peso complessivo di 7000 tonnellate.

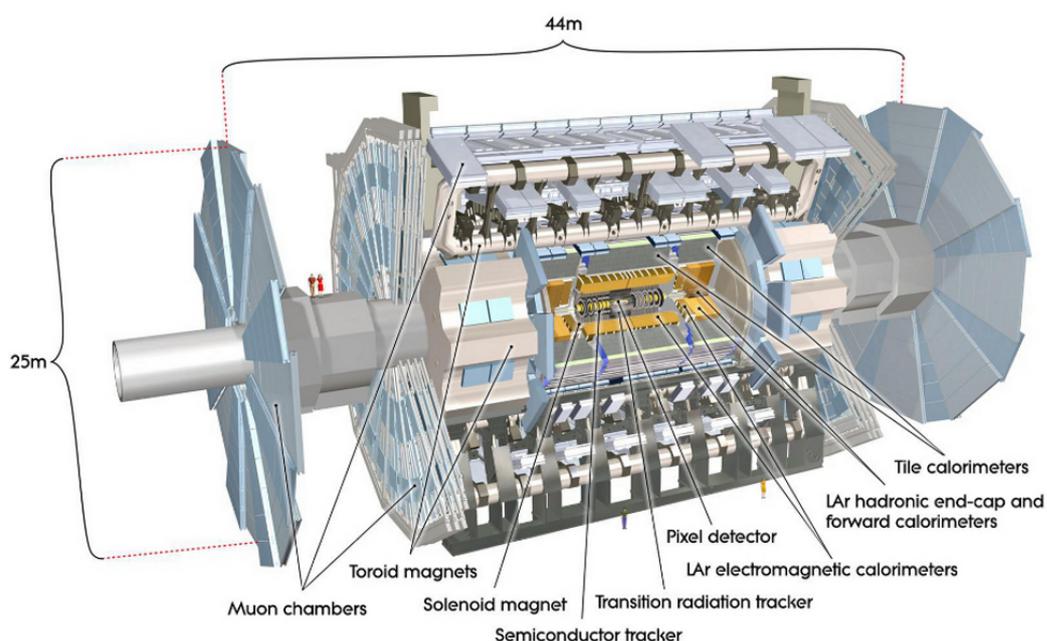


Figura 2.4: Il rivelatore ATLAS ad LHC.

2.2.1 Sistema di coordinate

In questa sezione si illustreranno il sistema di coordinate e le nomenclature usate nell'esperimento ATLAS.

Il punto di interazione definisce l'origine del sistema di coordinate, mentre la direzione del fascio definisce l'asse z ed il piano $x - y$ è trasverso alla direzione del fascio. Il verso positivo dell'asse x punta al centro dell'anello di LHC, l'asse y è diretto verso l'alto. Il punto di interazione determina due regioni, una "a monte" ($z > 0$), l'altra "a valle" ($z < 0$), denominate, rispettivamente, lato A e lato C. Il piano $z = 0$ definisce, invece, il lato B (figura 2.5).

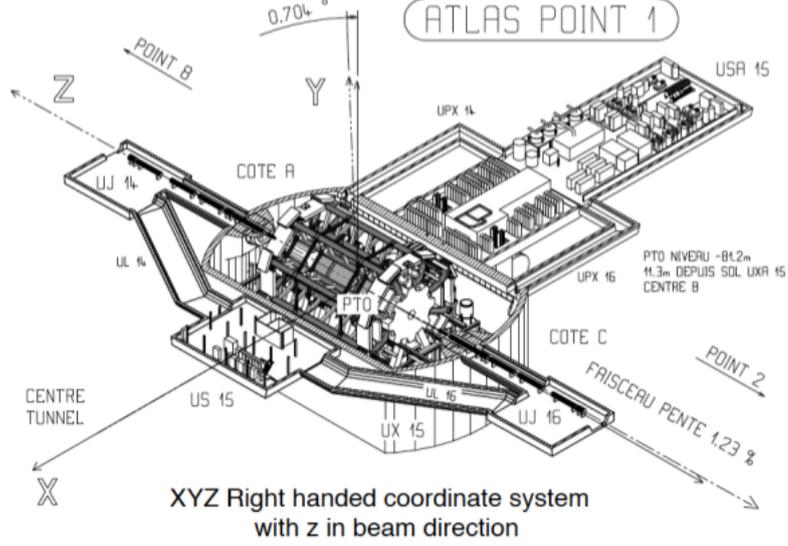


Figura 2.5: Il sistema di coordinate utilizzato in ATLAS.

In coordinate sferiche l'angolo azimutale $\phi \in [-\pi, \pi]$ è misurato nel piano $x - y$ ed è definito come:

$$\phi = \frac{1}{\tan(x/y)} \quad (2.7)$$

nullo in corrispondenza dell'asse x e che cresce muovendosi in senso orario guardando nella direzione delle z positive, ed un angolo polare θ misurato rispetto all'asse delle z positive.

La pseudorapidità è definita come:

$$\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.8)$$

η (figur 2.6) è 0 a $\theta = \pi/2$ (*barrel*) e cresce asintoticamente per $\theta \rightarrow 0$ (*endcap*). Nel caso di oggetti massivi (come i jet, ad esempio) si utilizza la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right] \quad (2.9)$$

dove p_L è la componente longitudinale dell'impulso.

La quantità

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2.10)$$

viene usata per misurare la distanza angolare tra due tracce nel piano $\eta - \phi$. Poichè LHC è un collisore adronico, in cui vengono fatte collidere particelle non elementari composte da partoni (gluoni e quark), l'energia effettiva dell'interazione nel sistema del centro di massa, che dipende dagli impulsi dei partoni che effettivamente partecipano alla singola interazione, non è nota con esattezza. È quindi naturale studiare la cinematica delle interazioni nel piano trasverso $x - y$ (la componente trasversa dell'impulso medio dei partoni è trascurabile rispetto a quella longitudinale) in cui si può imporre la conservazione dell'energia.

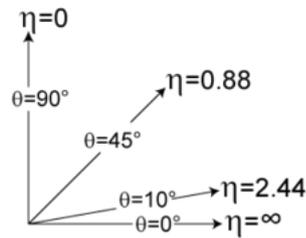


Figura 2.6: Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo θ .

2.3 Apparato sperimentale di ATLAS

2.3.1 Rivelatore interno

Il rivelatore interno (*Inner Detector*, ID) è progettato per permettere una buona pattern recognition, e fornire un'ottima risoluzione in impulso e buone misure di vertici primari e secondari per tracce cariche con impulso trasverso superiore a 0.2 GeV. Tale scopo si raggiunge attraverso dei magneti solenoidali di 2 T e misure di posizione ad alta granularità, che si ottengono da tre rivelatori complementari che costituiscono la struttura dell'inner detector (figura 2.7). Nella parte centrale i primi rivelatori traccianti sono stati realizzati con semiconduttore, con tecnologie a pixel e a microstrisce di silicio (SCT), offrono le caratteristiche migliori, ma il numero totale di strati di precisione deve essere limitato a causa della grande quantità di materiale di cui sono costruiti (che causa effetti di scattering multiplo) e dall'elevato costo.

Ogni traccia attraversa tipicamente tre strati di pixel e otto di strisce, mentre nella zona più esterna un tracciatore a radiazione di transizione (TRT) fornisce un elevato numero di punti, circa 36 per traccia, con una quantità di materiale ed un costo decisamente più bassi rispetto agli SCT. Le due

tecniche combinate permettono di ottenere un'elevata precisione sia in ϕ che z .

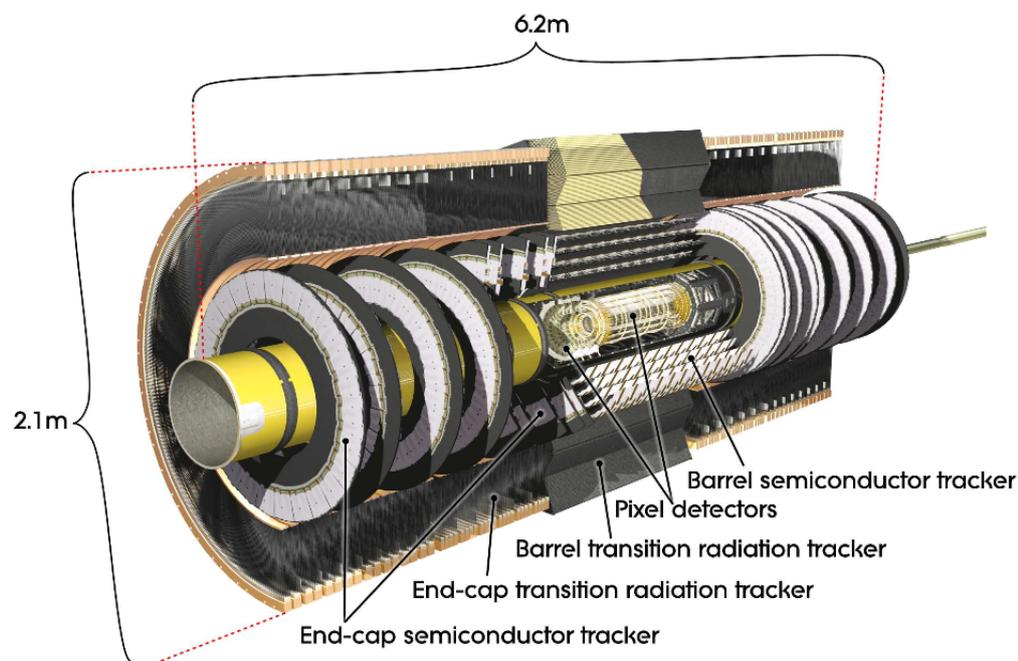


Figura 2.7: Il rivelatore interno in ATLAS.

Il raggio esterno della cavità di tracciamento è 115 cm e la lunghezza totale di 7 m. Da un punto di vista meccanico, il rivelatore interno si struttura in tre unità: una parte cilindrica che si estende per ± 80 cm dal punto di interazione e due parti identiche nelle zone di end-cap che occupano il resto della cavità cilindrica. Nella regione cilindrica gli strati di rivelatore ad alta precisione sono organizzati in cilindri concentrici intorno all'asse del fascio, mentre i rivelatori delle zone di end-cap sono montati su dischi perpendicolari all'asse del fascio. Questo tipo di rivelatore È quello maggiormente soggetto ai danni provocati dalle radiazioni, per cui sarà necessaria una sostituzione relativamente frequente per mantenerne elevate prestazioni. La struttura prevede una copertura delle tracce per $|\eta| < 2.5$.

Rivelatori a pixel

Il rivelatore a pixel permette di avere misure ad alta precisione, di determinare con ottima risoluzione il parametro di impatto e di ricostruire le tracce delle particelle con vita media breve come i leptoni τ ed i quark b . I

pixel sono disposti su cilindri concentrici intorno all'asse del fascio e su dischi perpendicolari al fascio nelle regioni di end-cap. Una schematizzazione dei rivelatori si può vedere in figura 2.8. La disposizione dei rivelatori a pixel è scelta in modo tale che le tracce originate dall'interazione attraversino almeno tre strati di pixel. In totale vi sono 140 milioni di elementi rivelatori, con un passo di $50 \mu m$ nella direzione $R - \phi$ e di $300 \mu m$ in z , ed è formato da 3 corpi cilindrici che contengono circa 1550 moduli e di cinque dischi per ciascun lato di raggi compresi tra 11 e 20 cm, che completano la copertura angolare, contenenti 700 moduli. I moduli hanno tutti ugual dimensione: 64.2 mm di lunghezza e 22.4 mm di larghezza. Per le risoluzioni spaziali, mediate sulla distribuzione in pseudorapidità si ha:

$$\begin{aligned} \sigma(R - \phi) &\simeq 12 \mu m && \text{per tutti i pixel} \\ \sigma(z) &\simeq 66 \mu m && \text{per la regione del barrel} \\ \sigma(R) &\simeq 77 \mu m && \text{per i dischi} \end{aligned}$$

I moduli di elettronica per la lettura hanno grosse aree, con circuiti individuali per ogni elemento del pixel e includono memorie di transito per immagazzinare i dati durante l'attesa della decisione del trigger di primo livello.

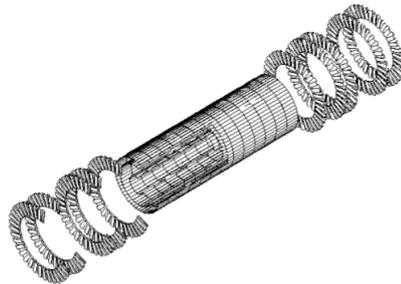


Figura 2.8: Vista 3D dei rivelatori a pixel.

Tracciatore a semiconduttore

Il tracciatore a semiconduttore (SCT) è installato nella zona radiale intermedia (figura 2.9) e fornisce almeno quattro misure di precisione per traccia e contribuisce alle misure di impulso, parametro d'impatto e posizione del vertice, oltre che al riconoscimento delle traiettorie grazie all'elevata granularità del rivelatore. Nella zona cilindrica sono presenti quattro strati di microstriscie al silicio, che forniscono la misura delle coordinate $R - \phi$ e z .

Le singole dimensioni sono di $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$ con 768 strisce di lettura con passo di $80 \mu\text{m}$. L'intero rivelatore contiene 61 m^2 di rivelatori al silicio, per un totale di 6.2 milioni di canali di lettura. La risoluzione spaziale è di $16 \mu\text{m}$ in $R - \phi$ e $580 \mu\text{m}$ in z . I moduli della zona barrel sono montati su quattro cilindri in fibra di carbonio che portano il sistema di raffreddamento, con raggi di 30.0, 37.3, 44.7 e 52.0 cm. I moduli delle zone di end-cap sono montati su nove dischi, fino ad un massimo di tre anelli ciascuno. A causa dell'ambiente altamente radioattivo è necessario che i sensori al silicio operino in condizioni di bassa temperatura (tipicamente tra i -5 e i $-10 \text{ }^\circ\text{C}$). Sono dunque previsti sistemi di rilascio del calore accumulato generato dall'elettronica e dalle perdite di corrente del rivelatore.

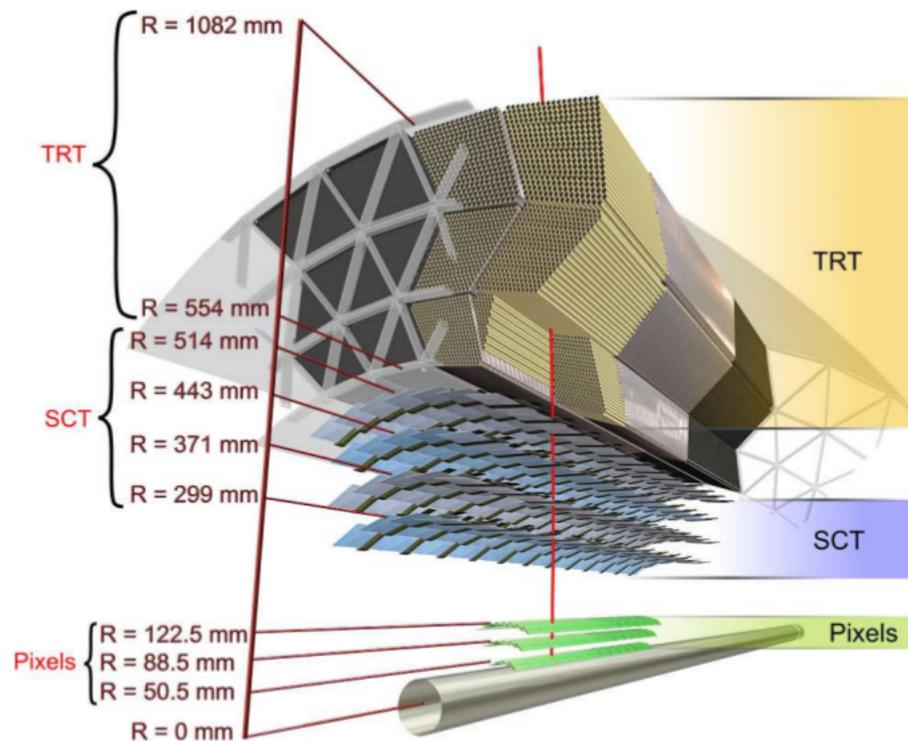


Figura 2.9: Schema 3D dei tre rivelatori di tracce dell'ID.

Tracciatore a radiazione di transizione

Questo tipo di tracciatore può operare ad alti flussi grazie ai fili ben isolati all'interno del volume gassoso. Il rivelatore è composto da fili di 4 mm

di diametro, con una risposta veloce e buone proprietà strutturali per una lunghezza massima di 150 cm. Il barrel contiene circa 50000 tubi, gli end-cap 320000. Il numero totale di elettronica di canale è 420000. I fili sono riempiti con una miscela di gas: 70% Xe, 20% CO_2 e 10% CF_4 , ogni canale fornisce una misura del tempo di drift, dando una risoluzione spaziale di $170 \mu m$, che permette di discriminare tra le hit di traccia e quelle provenienti dalla radiazione di transizione. Questo valore della risoluzione viene rivalutato qualora si considera il gran numero di tubi, che garantisce un'accuratezza nella misura di almeno $50 \mu m$, mediata su tutti i tubi e includendo un errore sistematico di circa $30 \mu m$ dovuto all'allineamento. Si noti infine che i TRT forniscono solo l'informazione relativa alla direzione $R - \phi$. La posizione dei TRT è illustrata in figura 2.9.

Performance di tracciamento?

2.3.2 Calorimetri

I calorimetri (figura 2.10) sono collocati tra l'inner detector e lo spettrometro per muoni. Tutti i calorimetri sono calorimetri di campionamento composti da assorbitori e mezzi di rivelazione. Quando una particella passa per gli assorbitori interagisce col materiale e produce sciami di particelle secondarie, che vengono rivelate nel materiale attivo. Le particelle dello sciame nel proseguire attraverso il mezzo perdono energie fino ad essere completamente assorbito. Diversi tipi di calorimetro vengono usati per fornire una buona risoluzione nella ricostruzione degli sciami elettromagnetici e per contenere gli sciami adronici evitando il loro passaggio nello spettrometro per muoni. L'intero sistema calorimetrico è composto come segue:

- Un calorimetro elettromagnetico (EM) che copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$;
- un calorimetro adronico cilindrico (HC *Tile Barrel*) che copre la regione $|\eta| < 1.7$;
- due calorimetri adronici nelle zone di end-cap (HEC), che coprono la regione $1.5 < |\eta| < 3.2$;
- due calorimetri in avanti (FCAL), che coprono la regione $3.2 < |\eta| < 4.9$;

Il calorimetro EM è un rivelatore a piombo e argon liquido (LAr) con geometria a fisarmonica, ed è preceduto da un rivelatore di precampionamento che ha il compito di correggere le misure per l'energia persa nel materiale a monte del calorimetro (rivelatore interno, criostati, spire).

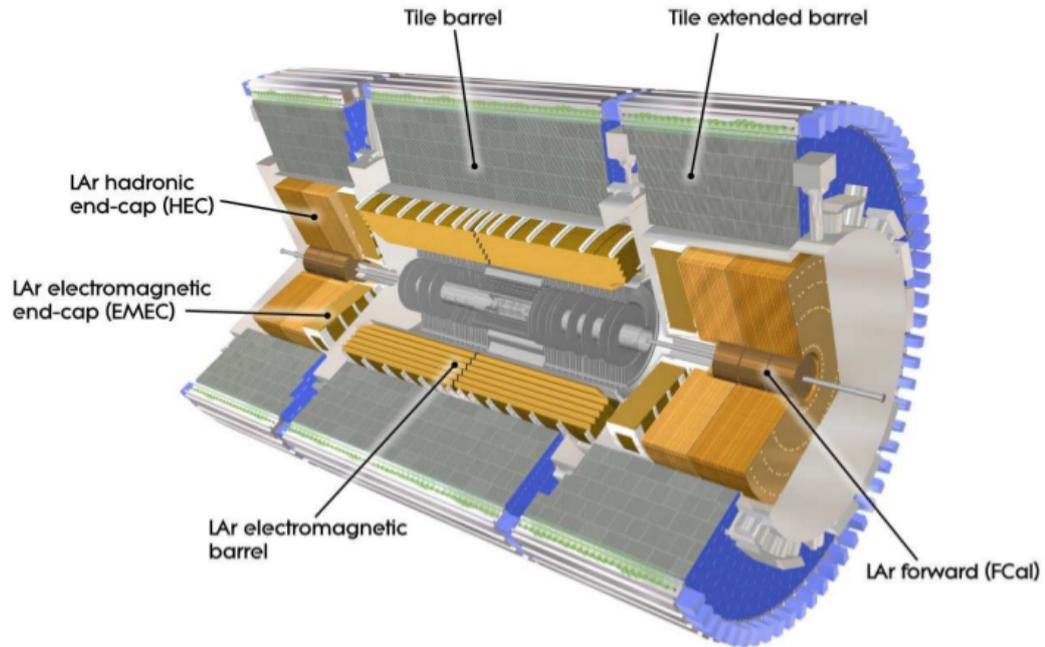


Figura 2.10: Schema del sistema calorimetrico in ATLAS.

Per il calorimetro adronico il mezzo di campionamento consiste in piastre di scintillatori plastici immerse in un assorbitore di ferro. Il calorimetro adronico è diviso in tre sezioni: un cilindro centrale e due cilindri estesi. Per i calorimetri delle zone di end-cap si utilizzano rame (Cu) e Argon liquido, mentre per i calorimetri in avanti si usano argon liquido ed elettrodi sagomati a barre in una matrice di tungsteno. Anche per le zone di end-cap sono previsti due criostati progettati per contenere sia i relativi calorimetri elettromagnetici e adronici che i calorimetri in avanti.

Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è composto da una parte cilindrica ($|\eta| < 1.475$) e due zone di end-cap ($1.375 < |\eta| < 3.2$). La parte cilindrica è composta di due semicilindri identici separati da una fessura sottile (6 mm) nel piano $z = 0$. I calorimetri di end-cap sono invece divisi in un disco interno ($2.5 < |\eta| < 3.2$) e uno esterno ($1.375 < |\eta| < 2.5$) coassiale col primo. Le celle calorimetriche sono segmentate ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$),

in corrispondenza degli elettrodi di lettura⁴. Il campionamento longitudinale dello sciame è ottenuto ripetendo 4 volte lungo la direzione radiale la struttura delle celle. Inoltre, la geometria a fisarmonica consente di ottenere una simmetria completa in senza fenditure nella direzione azimutale. La geometria a fisarmonica consente di ottenere una simmetria completa in ϕ senza fenditure nella direzione azimutale. Lo spessore totale ammonta a circa $25 X_0$ nel barrel e ad oltre $26 X_0$ nelle zone di end-cap (figura 2.11). Complessivamente il calorimetro elettromagnetico è composto da un numero totale di canali pari circa a 190000.

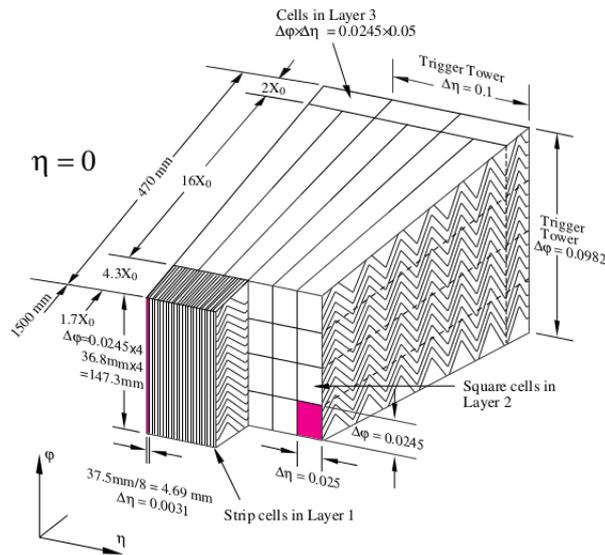


Figura 2.11: Struttura del calorimetro elettromagnetico.

Minimum Bias Trigger Scintillators

In ciascuna regione di endcap del calorimetro elettromagnetico di ATLAS sono montati 2×16 piatti scintillanti connessi a tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questo sistema di scintillatori, denominati *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS), è posizionato a $|z| = 3.56\text{ m}$. È segmentato in η (due segmenti) ed in ϕ (otto segmenti); copre la regione di pseudorapidità $2.09 < |\eta| < 3.84$.

⁴Nella regione di precampionamento (corrispondente a $4.5 X_0$, essendo $X : 0$ la lunghezza di radiazione) in cui è necessaria una segmentazione maggiore ($\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.003 \times 0.1$) per garantire un più elevato potere di identificazione di elettroni, fotoni e un maggior potere di reiezione del fondo di jet.

Il sistema di MBTS è stato utilizzato nei primi mesi di presa dati a bassa luminosità, per il trigger di eventi di minimum bias, ovvero interazioni a bassa molteplicità con produzione di particelle a basso impulso trasverso. La segnatura ricercata è la coincidenza dei segnali dovute a particelle cariche in una o entrambe le stazioni (i due endcap).

Calorimetro adronico

I calorimetri adronici di ATLAS coprono complessivamente l'intervallo $|\eta| < 4.9$ usando tecniche diverse ottimizzate per i diversi valori della pseudorapidità. Lo spessore, come già detto, è una caratteristica importante nella costruzione del calorimetro che deve essere in grado di ridurre al minimo le particelle che arrivano allo spettrometro per muoni, e deve fornire una buona risoluzione per getti adronici di alta energia e una buona misura dell'energia trasversa mancante E_T .

Calorimetro Tile È un calorimetro a campionamento che usa ferro come assorbitore e scintillatori come mezzo attivo. È collocato nella regione con $|\eta| < 1.7$ ed è suddiviso in un cilindro centrale di lunghezza 5.8 m in lunghezza, e due cilindri estesi lunghi 2.6 m, longitudinalmente segmentati in tre strati e azimutalmente suddivisi in 64 moduli, per un totale di circa 10000 canali di lettura. Lo spessore totale all'uscita da questa regione è per $\eta = 0$ esso è pari a 9.7 lunghezze di interazione (λ). La granularità è $(\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1)$.

Calorimetri adronici nelle zone di end-cap (HEC) In questo calorimetro viene usato il rame come assorbitore e LAr come materiale attivo. L'intervallo di pseudorapidità coperto è $1.5 < |\eta| < 3.2$ sovrapponendosi al calorimetro tile e al terzo calorimetro adronico. La granularità è $(\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1)$.

Calorimetro in avanti (FCAL) La struttura particolarmente complessa a causa dell'alto livello di radiazioni della zona in cui si trova immerso, è a circa 4.7 m di distanza dal punto di interazione. Completa l'uniformità in pseudorapidità del sistema calorimetrico adronico ($3.1 < |\eta| < 4.9$) e riduce il fondo che arriva allo spettrometro per muoni. Consiste in tre moduli su ogni end-cap: FCAL1, FCAL2, FCAL3 tutti aventi come materiale attivo LAr. Il primo modulo è ottimizzato per misure elettromagnetiche, con rame come assorbitore; gli altri due misurano principalmente l'energia delle interazioni adroniche usando come assorbitore il tungsteno.

Performance dei calorimetri

Per il calorimetro elettromagnetico la risoluzione in energia è data dalla somma in quadratura (denotata con \oplus) di termini indipendenti

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.11)$$

dove a è il termine di campionamento (che include anche fluttuazioni statistiche), b è il termine che tiene conto del rumore dovuto all'elettronica e alla sovrapposizione (pile-up) di segnale e c è una costante che tiene conto di effetti meccanici, di calibrazione e di sorgenti di non uniformità che comportano errori sistematici. I valori di tali parametri determinano la risoluzione in energia per il calorimetro EM in ATLAS dove si ha:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (2.12)$$

nell'intervallo energetico da 2 GeV a 5 TeV. La risoluzione angolare prevista è pari a circa $40 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ una buona misura della direzione degli sciame in η . Per i calorimetri adronici si ha

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{camp}^2}{E}} \oplus a \quad (2.13)$$

dove a tiene conto di fluttuazioni non gaussiane nella componente elettromagnetica dello sciame, c_{int} tiene conto di fluttuazioni intrinseche nella frazione di energia iniziale che viene trasformata in energia sensibile e c_{camp} riguarda fluttuazioni statistiche e di campionamento. I valori della risoluzione in energia sono:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_E}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\% && \text{per } |\eta| < 3.0 \\ \frac{\sigma_E}{E} &= \frac{100\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 10\% && \text{per } 3.0 < |\eta| < 4.9. \end{aligned} \quad (2.14)$$

2.3.3 Spettrometro a muoni

Lo spettrometro a muoni costituisce la parte esterna di ATLAS ed è stato progettato per rivelare le particelle cariche fuoriscenti dal cilindro centrale e dagli end-cap laterali, e per misurare con precisione il loro impulso nell'intervallo di pseudorapidità di $|\eta| < 2.7$, permettendo l'identificazione di muoni dai 3 GeV (ad energie minori la particella viene assorbita nel calorimetro)

fino ad 1 TeV. È dotato inoltre di un sistema di trigger indipendente che copre la regione $|\eta| < 2.4$. Si basa sulla deflessione magnetica delle traiettorie dei muoni nell'attraversare il campo magnetico toroidale generato da tre grandi magneti (uno nel barrel e due nelle regioni di end-cap). È strutturato in tre parti:

- i magneti toroidali superconduttivi immersi in aria, in grado di fornire un'alta curvatura sull'intero intervallo di pseudorapidità;
- le camere di tracciamento a precisione, costituite dalle Monitored Drift Tubes (MDT) nel barrel e dai Cathode Strip Chambers (CSC) nell'end-cap;
- il sistema di trigger che fornisce informazioni sulle tracce dei muoni che attraversano il rivelatore utilizzando un'elettronica veloce, e composto da Resistive Plate Chamber (RPC) e Thin Gap Chambers (TGC).

In tabella 2.1 sono riportati i principali parametri delle componenti dello spettrometro.

Rivelatore	η	Numero di camere	Numero di canali	Utilizzo
MDT	$ \eta < 2.7$ (strato interno $ \eta < 2.0$)	1088 (1150)	339000 (354000)	Tracciamento ad alta precisione
CSC	$2.0 < \eta < 2.7$	32	31000 (354000)	Tracciamento ad alta precisione
RPC	$ \eta < 1.05$	544 (606)	359000 (373000)	Trigger, seconda coordinata
TGC	$1.05 < \eta < 2.7$ (2.4 per il trigger)	3588	318000	Trigger, seconda coordinata

Tabella 2.1: Parametri principali delle componenti dello spettrometro per muoni.

Considerazioni spaziali devono essere tenute in considerazione per ottimizzare al meglio la geometria dello spettrometro. In particolare:

- la risoluzione nel barrel e negli end-cap sono diverse. Per un dato p_T , l'impulso aumenta con $|\eta|$, mentre la curvatura non aumenta con la stessa velocità. Ciò comporta la necessità di rendere dipendente da $|\eta|$ la granularità nella regione degli end-cap.
- I livelli di radiazione nella regione degli end-cap sono circa dieci volte maggiori che nel barrel, pertanto il trigger di lettura deve essere più preciso e tollerante alle radiazioni, per permettere misure precise.
- Alcune inomogeneità del campo magnetico nella regione di transizione richiedono un'alta precisione del trigger per evitare di registrare falsi eventi.
- Si richiede una buona identificazione temporale per poter garantire la corretta identificazione della collisione dei pacchetti di particelle che ha generato l'evento selezionato dal sistema di trigger (identificazione del bunch-crossing)
- risoluzione dell'impulso trasverso dell'1%
- misura della seconda coordinata spaziale (ϕ) con una risoluzione spaziale di 5 – 10 mm per la ricostruzione delle tracce off-line.

Uno schema dello spettrometro è illustrato nelle figure 2.12 e 2.13.

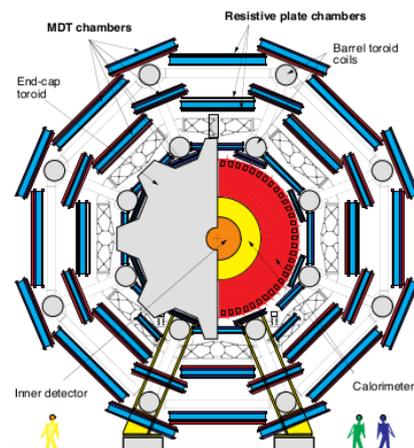


Figura 2.12: Sezione trasversale alla direzione del fascio dello spettrometro per muoni.

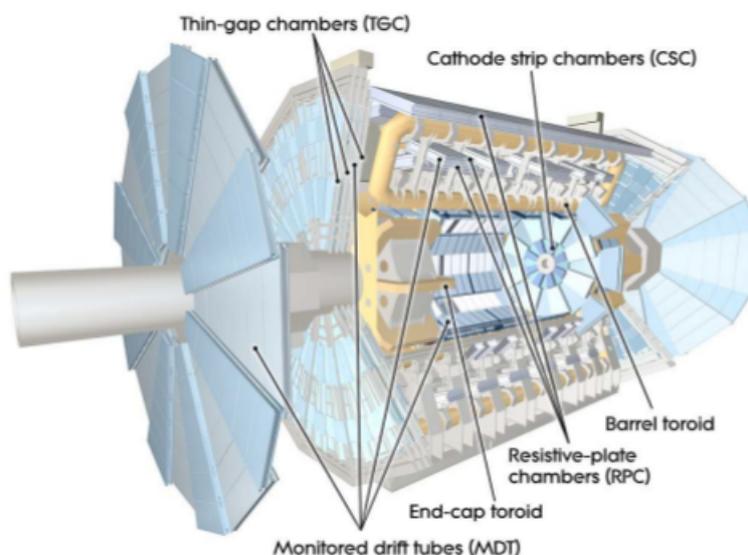


Figura 2.13: Layout dello spettrometro di muoni e disposizione delle diverse tecnologie di camere all'interno dello spettrometro.

Magneti

I campi magnetici toroidali sono generati da bobine superconduttive immerse in aria. Il campo è principalmente ortogonale alla traiettoria dei muoni, con perdite in risoluzione dovute a scattering multiplo ridotte al minimo. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto bobine concentriche e simmetriche intorno l'asse dei fasci. Dato il numero finito di bobine la configurazione del campo non è perfettamente toroidale, ma si ovvia combinando i contributi dei campi negli end-cap e nei barrel.

Camere di precisione

MDT Le camere MDT permettono una misura precisa dell'impulso dei muoni nel piano di curvatura, nell'intervallo $|\eta| < 2.0$. L'elemento principale delle camere sono tubi di drift (figura 2.14) pressurizzati di diametro ~ 30 mm, operanti in una miscela gassosa di Ar/CO_2 (93/7) a 3 bar. All'interno dei tubi è contenuto un filo anodico centrale di spessore di $50 \mu m$ ad un potenziale di 3080 V che raccoglie gli elettroni della ionizzazione dei muoni. I tubi sono disposti secondo una geometria cilindrica, creando un campo elettrico radiale in modo tale da rendere la determinazione della traccia dipendente solo dal

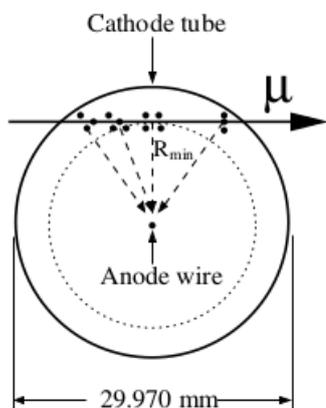


Figura 2.14: Sezione di un tubo MDT.

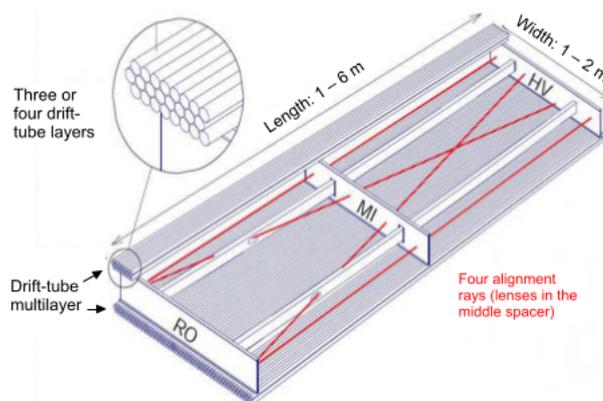


Figura 2.15: Struttura meccanica della camera MDT.

raggio della circonferenza tangente la traiettoria stessa. Inoltre la posizione della traccia può essere ricavata dalla precisa misura del tempo di drift. Si ha una precisione per tubo di $80 \mu m$.

Le camere MDT sono costituite da due multistrati di tubi di drift, montati su entrambi i lati di una struttura rigida di supporto (*spacer frame*). Ogni multistrato è formato da tre strati di tubi per le stazioni mediana ed esterna, e da quattro strati per la stazione interna, ricoprendo un'area di $5500 m^2$, per un totale di circa 37000 canali di lettura (figura 2.15).

CSC Sono camere proporzionali multifilo con una cella simmetrica in cui la distanza anodo-catodo eguaglia la spaziatura tra gli anodi. La posizione della traccia è ottenuta misurando la carica indotta sul catodo dalla valanga sull'anodo. I fili sono orientati in direzione radiale, ci sono due segmentazioni di catodi: una perpendicolare ai fili, che fornisce una misura precisa, ed una parallela ai fili, che fornisce la coordinata trasversa. Il tempo di drift massimo è minore di 25 ns, mentre la risoluzione sulle misure di posizione lungo i fili anodici è dell'ordine di $50 \mu m$. In figura 2.16 è schematizzata la struttura del CSC.

Le camere di trigger

RPC Sono rivelatori a gas costituiti da una coppia di piani paralleli di bachelite, separati da un gap di $\sim 2 mm$ mediante spaziatori isolanti in policarbonato equamente distribuiti riempiti con una miscela non infiamma-

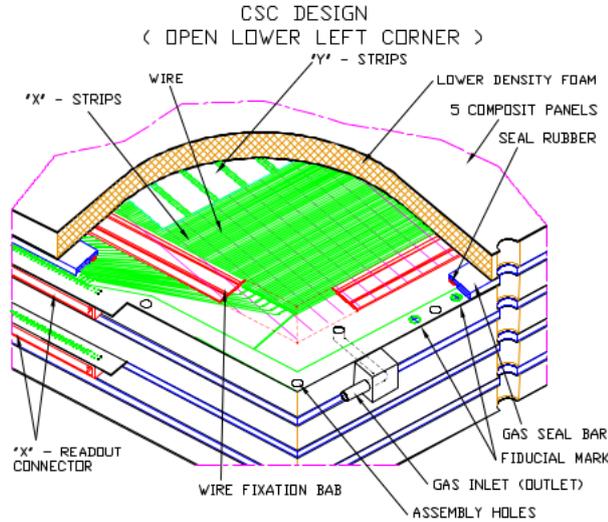


Figura 2.16: Struttura del CSC.

bile di tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$), isobutano ($(CH_3)_3CH$) e da esafluoro di zolfo (SF_6), nelle percentuali 96.7%, 3.0% e 0.3% rispettivamente. Un campo elettrico di 4.9 kV/mm è applicato agli elettrodi localizzati sul lato esterno dei piani.

Il segnale prodotto viene indotto capacitivamente su due piani di strisce di rame (strip) ortogonali tra loro che forniscono le misure delle coordinate denominate η e ϕ . Una strip si comporta come una linea di trasmissione e permette al segnale di propagarsi in due direzioni opposte con perdite minime in ampiezza ed informazione temporale. La carica indotta sulle strip si divide in due parti uguali: metà del totale raggiunge l'elettronica di front-end; l'altra metà è assorbita da una resistenza posta ad un'estremità della striscia di lettura. Il pitch delle strisce in η varia nell'intervallo $26.5 \div 35.3$ mm, quello delle strisce ϕ nell'intervallo $26.6 \div 30.5$ mm. In ATLAS la struttura degli RPC è più complessa: ogni singola unità RPC è composta da due o quattro sottounità indipendenti disposte su due layer.

Una camera di trigger consiste in una o due unità RPC assemblate insieme (2.17). In quest'ultimo caso le due unità si sovrappongono per evitare regioni "morte". Il numero totale di unità di RPC dello spettrometro a muoni è di 1088, per un totale di superficie ricoperta di $3500 m^2$. Tali unità RPC sono classificate in Unità Standard e Unità Speciali; queste ultime coprono meno del 3% dell'area totale. La risoluzione spaziale tipica è dell'ordine di ~ 1 cm, quella temporale di ~ 1 ns. Gli RPC operano in un regime di basso guadagno,

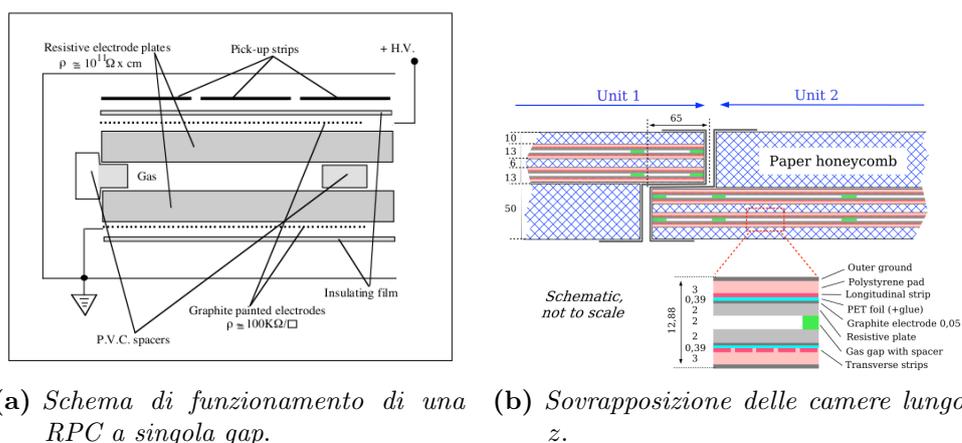


Figura 2.17: La camera RPC nello spettrometro a muoni

che permette di tollerare flussi di radiazione fino a $\sim 1 \text{ kHz/cm}^2$.

TGC Sono camere proporzionali a multifilo simili alle CSC, operano in regime di saturazione e utilizzano fili di diametro di $\sim 50 \mu\text{m}$, con un pitch di 2 mm, racchiusi tra due catodi di grafite poisti a distanza di 1.4 mm dal piano anodico. Le camere contengono una miscela di CO_2 e $n - \text{C}_5\text{H}_{12}$ (55% e 45%). **Le CSC hanno una buona risoluzione temporale.**

2.3.4 Sistema magnetico

La caratteristica peculiare di ATLAS è un sistema ibrido costituito da quattro magneti superconduttori, di 22 m di diametro e 26 di lunghezza. Il sistema magnetico (figura 2.18 è formato da:

- un solenoide centrale (CS), con asse di simmetria lungo la direzione dei fasci, capace di generare un campo magnetico assiale di 2 T per il rivelatore interno. Il CS si estende su una lunghezza di 5.3 m ed ha un diametro di 2.4 m. La bobina del CS è progettata in modo da essere il più sottile possibile in rapporto a sicurezza e affidabilità operazionali.
- Un sistema di tre toroidi superconduttori (uno centrale e due alle estremità). I due toroidi dell'end-cap sono disposti alle estremità della zona cilindrica e si allineano con il CS, hanno una lunghezza di 5 m, un diametro esterno di 10.7 m ed un diametro interno di 1.65 m. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto spire rettangolari assemblate radialmente e simmetricamente intorno all'asse del fascio.

Le specifiche sulla determinazione del campo magnetico sono diverse nel rivelatore interno e nello spettrometro per muoni. Nel primo, l'informazione primaria da raccogliere è legata alla buona accuratezza della ricostruzione dell'impulso. Nello spettrometro per muoni invece il campo è altamente non uniforme: incertezze sul potere di curvamento si traducono in una cattiva risoluzione dell'impulso dei muoni.

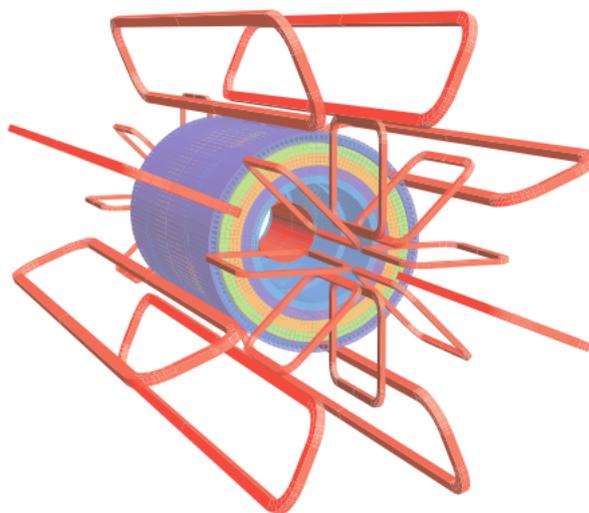


Figura 2.18: I magneti in ATLAS.

2.3.5 Rivelatori esterni

Oltre al sistema principale dei rivelatori di ATLAS, tre piccoli rivelatori sono stati costruiti per fornire una migliore copertura nella parte esterna. Di seguito si riportano i tre rivelatori, in ordine di distanza dal punto di interazione:

- LUCID (**L**uminosity measurement using **C**erenkov **I**ntegrating **D**etector) è un rivelatore Cherenkov posizionato a ± 17 m di distanza dal punto di interazione, ed è l'unico rivelatore che si occupa di monitorare la luminosità e le condizioni del fascio, misurando gli scattering inelastici $p-p$;
- ZDC (**Z**ero-**D**egree **C**alorimeter) il cui scopo principale è rivelare i neutroni nelle collisioni tra ioni pesanti;

- ALFA (Absolute Luminosity For ATLAS) formato da tracciatori di fibre scintillanti collocati a circa ± 240 m dal punto di interazione, utilizzato per misurare la luminosità assoluta.

Questi rivelatori sono parte di un possibile progetto di sviluppo nei prossimi anni.

2.4 Il sistema di trigger in ATLAS

Una sfida imponente per gli esperimenti a LHC è la selezione online di eventi di interesse, che richiede un sistema di trigger altamente efficiente per ridurre l'alto rate di eventi che si genera dalle interazioni dei bunch, la cui frequenza di incrocio è di circa 40 MHz. La tecnologia attuale consente velocità di scrittura di dati su un supporto di memoria a circa 200 Hz: è chiaro quindi, come il sistema di trigger deve essere ottimizzato al meglio, riducendo la frequenza degli eventi di un fattore $10^6 - 10^7$, preservando allo stesso tempo gli eventi interessanti (figura 2.19).

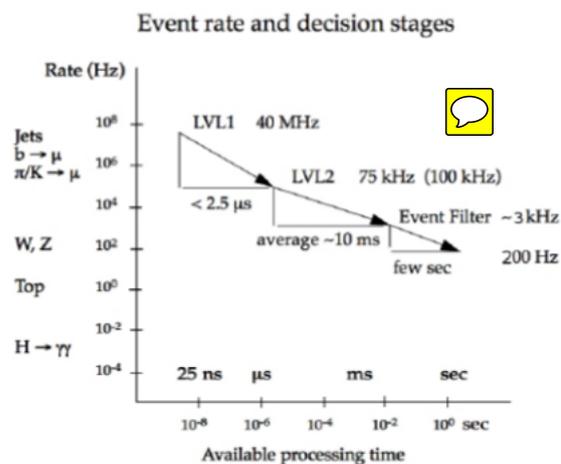


Figura 2.19: Rate di eventi al procedere dei livelli di trigger.

Il sistema di trigger di ATLAS è composto da tre livelli di selezione degli eventi: Livello 1 (L1), Livello 2 (L2) ed Event Filter (EF). In ogni livello successivo vengono applicati ulteriori criteri di selezione. I tre distinti livelli sono illustrati in figura (2.20).

L'utilizzo dei sistemi di trigger è una diretta conseguenza dell'esistenza di un limite al numero di eventi che è possibile registrare su disco nell'unità di tempo.

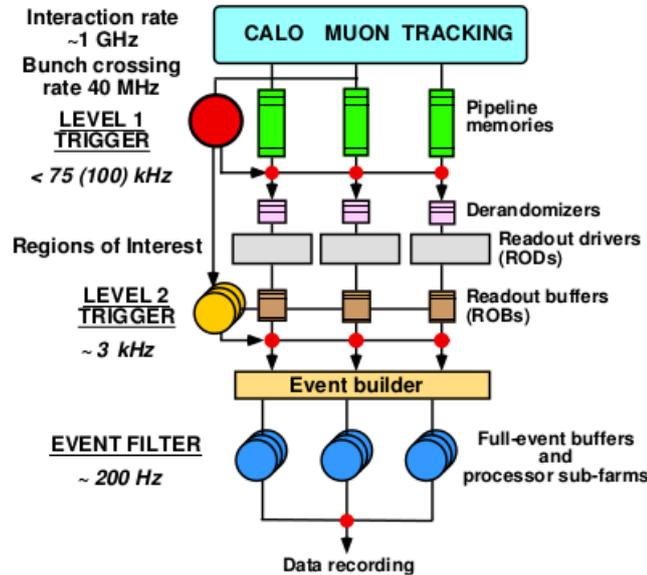


Figura 2.20: Schema del trigger di ATLAS.

Il flusso di dati che passano dai rivelatori alle memorie permanenti viene dunque limitato, richiedendo che ciascun evento sia accettato da almeno uno dei vari trigger attivi (presente cioè nel cosiddetto *menu di trigger* associato a quel particolare periodo di presa dati) per ciascun livello di trigger.

Gli eventi così selezionati vengono poi suddivisi in base al tipo di trigger che li ha accettati. Vengono cioè definite delle *stream* di dati, cui è associato un certo limite di banda passante: all'interno di queste stream finiranno tutti e soli gli eventi che superano determinate caratteristiche. Le stream sono composte in base a criteri generali, quali la simile segnatura sperimentale (ad esempio eventi con almeno un muone triggerato) o la particolare destinazione operativa (ad esempio stream di calibrazione).

La limitazione della banda passante a disposizione di ciascuna stream di dati può portare alla necessità di limitare il numero di eventi accettati, nonostante abbiano superato un certo trigger. Tipicamente, verrà registrato su disco un evento ogni p eventi selezionati dal trigger, mentre gli altri verranno rigettati: in questo caso il trigger si dice in modalità *prescale*, e p prende il nome di fattore di *prescale*.

A banda passante non satura (bassa luminosità) il trigger può venir posto in modalità *pass through*: l'informazione di trigger evento per evento viene salvata in memoria, ma gli eventi non vengono rigettati.

2.4.1 Il trigger L1

Il primo livello di trigger di ATLAS è stato progettato per ridurre il rate iniziale di eventi da 1 GHz ad uno in uscita pari a circa 75 kHz, selezionando gli eventi in meno di $2.5 \mu s$. Esso compie una prima selezione basata su informazioni raccolte da un sottoinsieme dei rivelatori dell'apparato sperimentale ATLAS: lo spettrometro per muoni e calorimetro.

Il trigger L1 ricerca muoni con alto impulso trasverso, elettroni, fotoni, jet, leptoni τ che decadono in adroni, grandi quantità di energia trasversa ed energia mancante. I muoni con alto impulso trasverso sono identificati usando camere di trigger nelle regioni barrel e end-cap dello spettrometro. Le selezioni calorimetriche sono basate su informazioni sulla granularità. I risultati dei trigger dei muoni e dei calorimetri sono processate da un processore centrale (CTP), che implementa un “menu” di trigger che contiene combinazioni delle selezioni fatte.

Per ogni evento, il trigger L1 definisce una o più Regioni di Interesse (RoI) corrispondenti alle coordinate η e ϕ di quelle regioni all'interno del detector dove sono stati identificati eventi di interesse. I dati delle RoI includono informazioni sull'evento e i criteri superati da questo (ad esempio, una soglia). Queste informazioni sono poi successivamente usate dai trigger di livello superiore.

Una funzione essenziale del trigger L1 è l'identificazione del bunch crossing di interesse senza ambiguità, un compito difficile dal momento che l'intervallo tra un bunch crossing ed il successivo è di soli 25 ns.

Trigger del calorimetro

Il trigger di livello L1 del calorimetro (L1Calo) è un sistema digitale progettato per lavorare con circa 7000 torri di trigger (TT) con granularità ridotta (0.1×0.1 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$, ma a $|\eta|$ maggiori la granularità aumenta) collocate nei due calorimetri. Invia i risultati di ogni bunch crossing al processore centrale circa $1.5 \mu s$ dopo che si verifica un evento. La sua architettura è relativamente compatta, con un numero ridotto di cavi e di crate, in questo modo il ritardo tra la formazione dell'evento e la sua selezione risulta ridotto.

L'algoritmo di trigger (figura 2.21) è basato su una finestra di 4×4 torri ed usa sei elementi:

- Quattro cluster elettromagnetici, ognuno è sommato con due TT, in questo modo si misura l'energia trasversa degli sciami elettromagnetici;

- un *core* adronico, le quattro torri adroniche dietro i cluster elettromagnetici, la somma di questi cluster è usata per l'isolamento nel calorimetro adronico
- quattro cluster adronici che sono usati per misurare l'energia trasversa degli sciami adronici. Questi cluster sono formati a partire dal *core* adronico e dai 4 cluster elettromagnetici.
- Un anello di isolamento elettromagnetico composto da 12 TT che circondano i cluster.
- Un anello di isolamento adronico composto da 12 TT che segue quello elettromagnetico.
- Una RoI formata da un cluster 2×2 di TT usata per identificare le RoI candidate. Il trigger di un evento è soddisfatto se il *core* della finestra contiene una coppia di TT con un'energia combinata che passa la soglia di t

rigger richiesta.

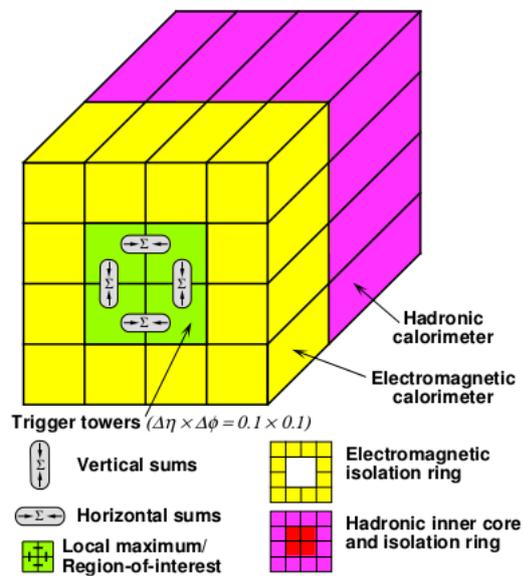


Figura 2.21: Schema dell'algoritmo del trigger del calorimetro.

Trigger dei muoni

Il trigger L1 dei muoni è basato su rivelatori finemente segmentati (gli RPC nel barrel e i TGC negli end-cap) aventi una sufficiente risoluzione temporale da evitare identificazioni ambigue nei bunch crossing che contengono i candidati muoni.

Sia nel barrel che negli end-cap il trigger si basa su tre stazioni. Il principio base dell'algoritmo richiede una coincidenza di hit nelle stazioni. Le hit vengono ricercate progressivamente nelle stazioni entro una finestra di larghezza finita lungo la linea che congiunge l'hit iniziale al punto di interazione (*coincidence window*). La larghezza della finestra dipende dalla soglia in p_T applicata: si distingue solitamente tra soglia in p_T bassa (6-9 GeV) e alta (9-35 GeV).

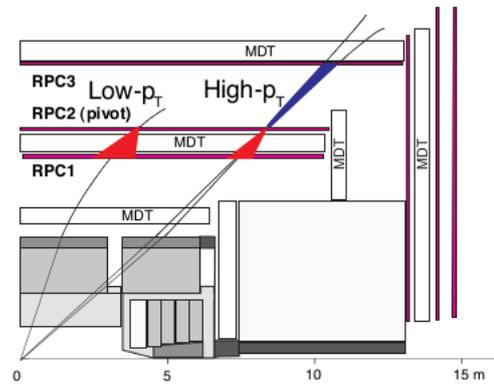


Figura 2.22: Schema longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni: sono rappresentati i tre strati di RPC nel barrel e i tre strati di TGC negli end-cap, assieme alle *coincidence window* di basso (rosso) ed alto (blu) impulso trasverso.

2.4.2 Il trigger L2 e EF

La selezione del trigger L2 si basa **sulle** informazioni delle RoI provenienti dal trigger L1. La selezione di L2 ha accesso all'informazione di un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccolte in regioni di estensione limitata attorno alle RoI. Il trigger L2 fa uso di algoritmi di software semplici e rapidi, che compiono una prima ricostruzione della particelle vere e proprie prodotte nell'evento e una misura più precisa dei loro parametri, consentendo criteri di selezione più complessi rispetto ad esempio alle semplici soglie in p_T del primo livello.

Il processore di L2, che costituisce la componente principale del trigger esegue

la selezione degli eventi. Il sistema è strutturato in maniera tale da ridurre di un fattore circa 30 gli eventi selezionati, usando i dati delle RoI, circa l'1-2% dei dati totali. Il tempo di processamento medio di un algoritmo di trigger di livello L2 è circa 40 ms, ed il rate di eventi processati è ridotto a 3 kHz.



Lo stadio finale della selezione online è l'event filter (EF) che usa tipicamente gli stessi algoritmi di ricostruzione usati nell'analisi offline, analizzando tutte le informazioni del rivelatore. Con un tempo di processamento medio per evento di 4 s si è in grado di aumentare la selezione degli eventi, fino a raggiungere il rate finale di circa 200 Hz. Gli eventi selezionati dal trigger EF sono infine immagazzinati nei computer del CERN per successive analisi offline.

2.5 Il computing in ATLAS

I dati ottenuti dal rivelatore vanno confrontati (con un'adeguata trattazione statistica) agli eventi simulati. Sia ai dati reali che simulati bisogna applicare la stessa procedura di ricostruzione e saranno poi processati dallo stesso trigger di ATLAS e dagli stessi algoritmi di ricostruzione e identificazione.

Gli oggetti ricostruiti e identificati ottenuti dai dati e dalla simulazione Monte Carlo sono alla base delle successive analisi fisiche, presentate nei prossimi capitoli. Come visto nel capitolo precedente, all'uscita dal trigger di ATLAS, organizzato in tre livelli, il rate di eventi selezionati ed inviati alla ricostruzione è di circa 200 Hz. L'enorme quantità di dati prodotti dai quattro esperimenti a LHC ($\mathcal{O}(PB)$) hanno reso necessario lo sviluppo di sistemi di *software* e *computing* in grado di manipolare in maniera sicura ed efficiente i diversi formati di dati su cui si svolgono le analisi di fisica.

Il *software offline* di ATLAS si occupa dei dati relativi agli eventi nel percorso che va dall'*output* del processo di acquisizione dati, i cosiddetti "raw data", alla analisi. Durante tale percorso i dati vengono immagazzinati in diversi formati.

I dati Raw provenienti dal trigger EF vengono digitizzati e ricostruiti, ciascun file prodotto contiene le informazioni relative ad un singolo run, cioè relative ad un periodo di tempo prolungato durante il quale le impostazioni di selezione del trigger non vengono cambiate; inoltre, gli eventi in ciascun file non vengono ordinati temporalmente.

Successivamente al processo di ricostruzione vi sono gli *Event Summary Data*

Oggetto	Ordine di grandezza	Valore
Dati Raw	MB	1.6
ESD	MB	0.5
AOD	KB	100
TAG	KB	1
Dati Simulati	MB	2.0
ESD Simulati	MB	0.5
Tempo di ricostruzione (1 evento)	KSI2k-s	15
Tempo di simulazione (1 evento)	KSI2k-s	400
Tempo di analisi (1 evento)	KSI2k-s	0.5
Frequenza di eventi in uscita all'EF	Hz	200

Tabella 2.2: Dimensioni dei vari formati degli eventi in ATLAS con i relativi parametri operazionali.

(ESD), oggetti **C++** immagazzinati con estensione POOL⁵ ROOT⁶ che contengono sufficienti informazioni per consentire l'identificazione delle particella, la ricostruzione delle tracce, la calibrazione dei jet etc.

Gli ESD vengono poi filtrati in file di dimensioni ridotte (sempre oggetti C++ immagazzinati in formato POOL ROOT), gli AOD (*Analysis Object Data*), che contengono le informazioni fisiche di interesse per l'analisi.

Gli AOD vengono ulteriormente convertiti nel formato DPD (*Derived Physics Data*), dove i dati sono arrangiati in **ennuple**, cioè rappresentazioni che permettono di registrare i valori delle variabili di interesse relativi ad un insieme di eventi. In questo formato i dati sono facilmente gestibili da *tool* di analisi quali PAW, ROOT, JAS. Le caratteristiche generali di un evento sono racchiuse in un file di dimensioni ridotte, circa 1 kB, l'*Event TAG*.

In figura 2.23 è schematizzato il flusso di dati ed in tabella 2.2 le dimensioni dei **vari** formati **di dati**. Come ci si aspetta i tempi di processamento e le dimensioni vanno progressivamente diminuendo durante i vari processi ma ciò non è sufficiente per immagazzinare l'enorme quantità di dati che si producono. Per tale motivo ATLAS adotta un modello computazionale distribuito su scala geografica in tutti i paesi membri della Collaborazione e che si basa sulla **Grid** che viene utilizzata anche nella produzione di campioni simulati MC. In particolare l'uso di generatori MC permette la simulazione

⁵POOL sta per *Pool Of persistent Object for LHC*, e costituisce un ambiente di lavoro (*framework*) di immagazzinamento dati accessibile ai membri della Collaborazione ATLAS attraverso la *Grid*

⁶Questo pacchetto è un insieme di librerie fornite dal CERN che fornisce strumenti adeguati per l'analisi dei dati in fisica delle alte energie

delle particelle prodotte nelle collisioni dei fasci di protoni, la simulazione delle particelle con l'apparato di rivelazione e della risposta digitizzata di quest'ultimo. I dati simulati sono detti SIM (*Simulated Event Data*) e possono essere immagazzinati sia in formato POOL ROOT che in formato *byte-stream*, a seconda che si voglia effettuare un'analisi dati o testare le performance del trigger. Le dimensioni dei SIM sono maggiori dei dati RAW, perchè questi file contengono, oltre alla simulazione dell'interazione nel rivelatore, tutte le informazioni sulle particelle generate dal MC, il cosiddetto livello *truth*.

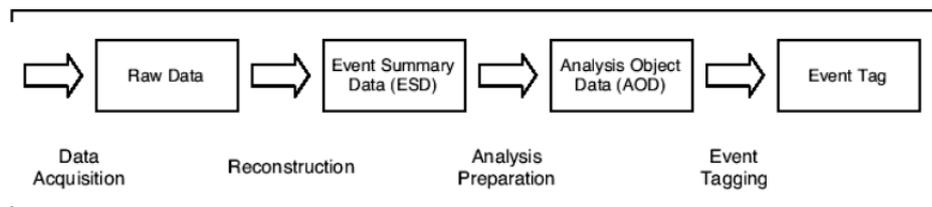


Figura 2.23: Flusso dei dati in ATLAS.

2.5.1 Il software di ATLAS: il framework di Athena

Gli obiettivi principali del software offline di ATLAS è quello di processare gli eventi prodotti dall'ATLAS trigger e dal sistema di acquisizione dati, e di fornire strumenti adeguati ad analizzare le informazioni processate per produrre risultati fisici. La complessità dell'intero sistema di ATLAS implica l'esigenza di avere un modello di calcolo facile da usare, versatile ed aperto a modifiche ha portato la collaborazione ATLAS ad utilizzare una metodologia *object-oriented* basata principalmente sul linguaggio di programmazione C++, ma con alcune componenti implementate usando FORTRAN e Java. Il framework Athena è stato progettato per un ampio uso di applicazioni di analisi dati. di componenti, ovvero di blocchi di software, che interagiscono e hanno diversi compiti; l'intelligenza operativa che li coordina e ne gestisce le attività è detta *Application Manager*. Una delle maggiori potenzialità di tale architettura è data dal fatto che l'utente può stabilire i componenti che vuole utilizzare e come vuole che interagiscano, nonch è implementarli rispetto alle proprie esigenze. Le principali caratteristiche di Athena sono:

- Interfacce astratte. In questo modo è possibile combinare l'uso di interfacce comuni alla possibilità di ottimizzare vari tipi di ambienti.
- Un uso estensivo di librerie dinamiche.

- Una chiara e netta separazione tra i dati e gli algoritmi. Ad esempio l'interfaccia che fornisce l'accesso ai dati di una traccia è separata in classi differenti dal codice algoritmico che si occupa di trovare e costruire le tracce. Questa separazione fornisce flessibilità permettendo di cambiare la strategia di analisi in corso senza dover ricompilare o riconfigurare gli algoritmi relativi all'identificazione dei dati.
- Tempi di vita differenti per i diversi tipi di dati; ad esempio, i dati relativi alla calibrazione dell'apparato devono avere una vita media più lunga di quella relativa ad un singolo evento.
- Una netta separazione tra dati permanenti e transitori, quindi uso di algoritmi diversi per il trattamento e l'immagazzinamento dei dati.

In figura 2.24 sono mostrate le componenti principali collocate nell'architettura di Athena. Le componenti principali sono:

- *Application Manager*. È un'intelligenza oggettiva che coordina e gestisce le attività di tutti i componenti.
- *Algoritmi e Sequencer*. Gli algoritmi condividono un'interfaccia comune. Ogni algoritmo, chiamato una sola volta effettua una serie di operazioni ben definita su dei dati di input, producendo dei dati in output. Un Sequencer è una sequenza di algoritmi che può essere eseguita più volte per ogni evento.
-  *TextTools*. Sono simili agli algoritmi nel fatto che leggono e generano dati di output, ma non condividono alcuna interfaccia comune.
- *Servizi*. Forniscono i servizi necessari per gli algoritmi. Esempi possono essere generatori di numeri casuali, messaggi di status del sistema.
- *Immagazzinamento di dati transitori*. I dati a cui accedono gli Algoritmi sono organizzati in vari *store* a seconda delle loro caratteristiche.
- *Selezionatori*. Questi componenti eseguono una selezione.
- *Convertitori*. Permettono di convertire i dati da una rappresentazione ad un'altra. Ad esempio la trasformazione di un oggetto dalla sua forma transitoria a quella permanente. Ad esempio, alcuni Convertitori servono per la conversione dei dati dal formato utilizzato dal trigger a quello utilizzato nel contesto della simulazione.
- *Proprietà* Tutte le componenti dell'architettura possono avere proprietà che modificano l'operazione del componente. Tipicamente sono tipi base (interi, float, ecc.).

Oltre a questi strumenti generici, Athena fornisce diversi strumenti specifici, per gestire gli eventi ed i dati del rivelatore, generare numeri casuali, creare ennuple e istogrammi e gestire le informazioni sulle proprietà delle particelle accedendo alle informazioni del PDG.

Athena utilizza come linguaggio di *scripting* il *Python*, sia nella configurazione che nell'interattivo. Il *Python* è un linguaggio molto dinamico con un interprete interattivo. Come il C++ fornisce moduli, classi, diverse tipologie di tipi di dati ecc.

Lo *scripting* permette di configurare le *Job-Options*, ovvero l'insieme delle impostazioni da eseguire durante il *run* di un job che effettui tanto la generazione degli eventi quanto la simulazione o la ricostruzione. La maggiore potenzialità del framework ATHENA è data dal fatto che all'interno di esso si trovano tutte le infrastrutture necessarie al trattamento dei dati relativi agli eventi nel processo che parte dal read-out del rivelatore, nel caso di simulazione, dall'output del generatore, fino alla visualizzazione dei dati per l'analisi a seguito della ricostruzione. L'insieme del codice pubblico che costituisce il software di ATHENA viene immagazzinato nella *SubVersion repository* a cui l'utente può accedere online. Il codice è diviso in *package* contenenti file con determinate caratteristiche; i *package* sono organizzati secondo una struttura gerarchica, le varie versioni del software sono dette "*ATLAS release*".

2.5.2 L'ATLAS Virtual Organisation e la Grid

Il modello di calcolo in ATLAS è stato realizzato in modo da fornire a tutti i membri della Collaborazione un accesso veloce ai dati raccolti durante il periodo di acquisizione.

L'enorme mole di dati da analizzare prodotta a LHC rappresenta una sfida imponente. Già nella fase progettuale di LHC fu da subito chiaro che la potenza di calcolo necessaria per trattare tutti i dati registrati era ben lontana dalle capacità disponibili al CERN.

A tale scopo è utilizzata la "*LHC-Grid*", una infrastruttura di risorse computazionali su scala geografica che usa internet per lo scambio di informazioni. Dal 2002 il CERN ha deciso che LCG (*LHC Computing Grid*) fornirà le infrastrutture e la tecnologia *Grid* per il computing di LHC. LCG mette a disposizione memorie fino a multipetabyte, computer connessi ad alta velocità da oltre 170 siti in 34 paesi (figura 2.25). L'infrastruttura fornisce a più di 8000 fisici nel mondo un accesso in tempo reale ai dati di LHC, e la potenza di calcolo necessaria per processarli.

L'utente che ha bisogno di ingenti potenze di calcolo può, una volta ottenuta un'opportuna certificazione, accedere ai servizi della Grid tramite la rete; sarà il sistema stesso a cercare i siti che possono fornire la potenza di calcolo

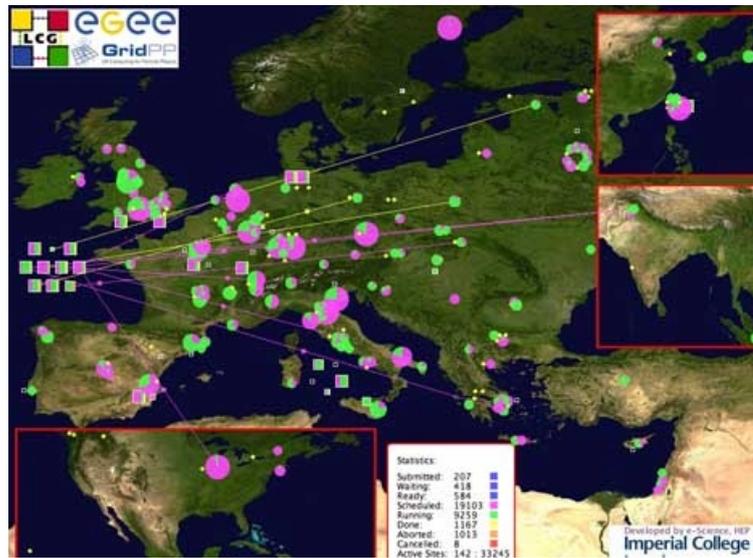


Figura 2.25: Siti Grid nel mondo.

richiesta. L'architettura del sistema prevede che gli utenti siano organizzati in *Virtual Organizations* (VO), che forniscono infrastrutture di computing (in cui sono presenti risorse strettamente computazionali e di immagazzinamento dati) e per le quali stabiliscono i termini di accesso.

In particolare, l'*Atlas Virtual Organization* è una struttura gerarchica organizzata in vari livelli detti *Tier*, che permette una forte decentralizzazione ed una condivisione della risorse computazionali:

- **Tier-0:** questo è il CERN Computer Centre. Tutti i dati di LHC passano attraverso questa stazione centrale, ma fornisce meno del 20% della potenza di calcolo totale. È responsabile della corretta archiviazione dei dati RAW, della prima ricostruzione e del passaggio di questi alle strutture successive, i *Tier-1*.
- **Tier-1:** esistono undici strutture distribuite nei paesi della collaborazione (in Italia è al CNAF). Hanno il compito di immagazzinare e garantire il giusto accesso ai dati RAW e a quelli derivati: ESD, AOD, TAG.
- **Tier-2:** sono tipicamente collocati in università e istituti scientifici, che possono permettere un sufficiente immagazzinamento di dati e fornire la potenza di calcolo adeguata per l'analisi.
- **CERN Analysis Facility:** ha come scopo principale l'analisi dei dati.

- **Tier-3:** forniscono un supporto all'analisi dati da parte di computer locali.

Le potenzialità della Grid sono correlate alla sua notevole complessità (figura 2.26). Interagire da utente con l'infrastruttura (sottomettere un programma o accedere a risorse immagazzinate) può risultare un compito assolutamente non banale e a tale scopo sono state sviluppate delle applicazioni con il ruolo di interfaccia tra la complessa struttura della "griglia" e l'utilizzatore finale. Nell'ATLAS Virtual Organization esistono due applicazioni, *pAthena* e *GANGA*, in grado di permettere agli utenti di sottomettere *jobs* (i programmi, appunto) in uno qualsiasi dei siti della Grid, di ottenere dati dai sistemi di archiviazione e di monitorare tutte queste operazioni. 

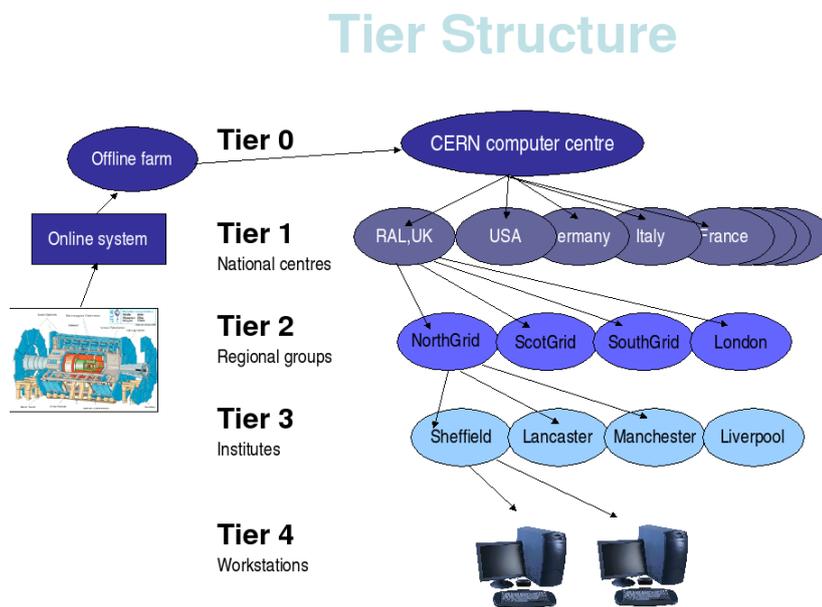


Figura 2.26: La struttura gerarchica dei Tier.

Capitolo 3

La Ricostruzione degli eventi in ATLAS

Gli eventi di fisica che superano le selezioni del trigger online vengono registrati per la successiva analisi. Gli algoritmi di ricostruzione degli eventi e d'identificazione degli oggetti vengono implementati nel framework Athena. Algoritmi di ricostruzioni dedicati sono stati sviluppati per fornire un'alta efficienza e accuratezza per la ricostruzione ed identificazione di ogni oggetto fisico.

3.1 Ricostruzione delle tracce

La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche è divisa in tre fasi:

1. I dati raw provenienti dai rivelatori a pixel e dagli SCT, vengono convertiti in *cluster* che vengono trasformati in coordinate spaziali usando la posizione nota e i moduli.
2. In questa fase si utilizzano diversi algoritmi di ricerca delle tracce, che sfruttando l'alta granularità dei rivelatori di vertice ricostruiscono la regione in cui è avvenuta l'interazione. Si costruisce, per ogni traccia un *seed* iniziale, formato da una combinazione di punti spaziali nei tre strati di rivelatori a pixel e nel primo strato degli SCT. Questi seed vengono poi estesi in tutti gli SCT per formare delle tracce candidate che vengono poi fittate. Si eliminano poi le ambiguità, e vengono rigettate le tracce errate applicando dei tagli di qualità.

La costruzione della traccia viene completata con le informazioni dei TRT, e viene poi rieffettuato un fit con le informazioni provenienti dai tre rivelatori. L'efficienza di ricostruzione è migliorata applicando

successivamente una procedura di “tracciamento all’indietro”: partendo questa volta dai rivelatori di vertice più esterno, i TRT, fino ad arrivare ai rivelatori a pixel. Con questa strategia si ha un miglioramento dell’efficienza di tracciamento per le tracce secondarie che si generano dalla conversione o dal decadimento di particelle con vita lunga.

3. In quest’ultima fase si usa un algoritmo di ricerca del vertice per ricostruire il vertice primario degli eventi. La conoscenza della posizione del vertice primario di interazione è importante per ottenere una misura precisa dei parametri di traccia delle particelle cariche.

3.2 Ricostruzione dei muoni

I muoni sono le uniche particelle cariche che attraversano i calorimetri senza perdere la maggior parte della loro energia. Questa caratteristica viene usata per rivelarli nelle camere per muoni. Ci sono varie strategie per ricostruire ed identificare i muoni nel rivelatore ATLAS. Queste strategie sfruttano la tecnologia dei vari sotto- rivelatori, i quali forniscono dei metodi complementari per ricostruire la traccia dei muoni.

Ci sono diversi modi di classificare i muoni identificati:

- **Muoni “Stand-alone” (SA)** vengono ricostruiti dalle tracce misurate solamente nello spettrometro per muoni. La direzione di volo ed il parametro di impatto del muone nel punto di interazione vengono determinati estrapolando la traccia dallo spettrometro fino all’asse dei fasci. Al fine di dare una misura più precisa si tengono in considerazione gli effetti di perdita di energia e di scattering multiplo nel calorimetro.
- **Muoni “Combined” (CB)** le cui tracce vengono dapprima ricostruite separatamente nello spettrometro e nel rivelatore interno, e poi combinate in un secondo momento. Il matching delle tracce viene effettuato da un algoritmo di combinazione che usa la minimizzazione del χ^2 , testando la compatibilità delle tracce utilizzando i parametri delle tracce ricostruite e le loro matrici di covarianza.
La misura combinata migliora la risoluzione in impulso e permette di rigettare i muoni provenienti dalle interazioni secondarie come quelli che si originano dai decadimenti in volo di kaoni e pioni.
- **Muoni “Segment tagged” (ST)** vengono identificati estrapolando le tracce dal rivelatore interno fino allo spettrometro e confermate dai segmenti ricostruiti nei diversi settori dello spettrometro. L’algoritmo

dei muoni ST è utile per ricostruire i muoni con basso p_T che attraversano solo i primi strati dello spettrometro.

- **Muoni “Calorimeter-tagged” (CaloTag)** le cui tracce dell’ID vengono estrapolate fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici. Vengono usati per recuperare efficienza a $\eta \sim 0$, la cui riduzione è dovuta a motivi di spazio tra i rivelatori.

I muoni CB sono i candidati muoni con la maggiore purezza. La loro efficienza di ricostruzione viene determinata principalmente dalla capacità di ricostruire le tracce nello spettrometro, che varia con η e ϕ . Ciò è maggiormente evidente in due regioni:

- A $\eta \sim 0$ lo spettrometro ha un numero di camere per muoni minore, per motivi spaziali legati alla presenza degli altri rivelatori.
- Nella regione di transizione tra i barrel e gli end-cap a $|\eta| \sim 1.2$ solo una camera viene attraversata dai muoni, e questo si traduce in una impossibilità nel misurare l’impulso stand-alone ed in un calo dell’efficienza dei muoni CB.

ATLAS usa due catene di algoritmi per ricostruire i muoni ST e CB, Staco (*chain 1*) e MuID (*chain 2*). Questi algoritmi seguono differenti strategie di pattern recognition nel definire i muoni CB. Nell’algoritmo Staco si richiede che il momento dei muoni venga misurato sia nell’inner detector che nello spettrometro, ed è successivamente calcolato come la media pesata delle due misure. L’algoritmo esegue una combinazione statistica basata su matrici di covarianza dei parametri misurati nell’ID e nel MS. Date due tracce misurate in due posizioni distinte definite dai rispettivi vettori di parametri, p_1 e p_2 , e dalle relative matrici di covarianza, C_1 e C_2 , il vettore di parametri della traccia combinato, p , è soluzione dell’equazione

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times p = C_1^{-1} \times p_1 + C_2^{-1} \times p_2 \quad (3.1)$$

con la relativa matrice di covarianza C e il χ^2 dati da

$$C = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1} \quad (3.2)$$

$$\chi_{match}^2 = (p_1 - p_2)^T (C_1 + C_2)^{-1} (p_1 - p_2)$$

L’algoritmo lavora quindi su due diverse tracce, una proveniente dall’ID e l’altra estrapolata fino all’asse z dal MS, scremate effettuando dei tagli di qualità. Successivamente forma coppie di tracce MS ed ID effettuando ulteriori tagli sul χ^2 , calcolato sull’asse z e alla base del MS, e sulla probabilità che le

due tracce abbiano la stessa carica. Le coppie che sopravvivono alle selezioni vengono, infine, ordinate in base al valore del χ^2_{match} e quella con il valore minore (ovvero la combinazione migliore) associata ad un muone ricostruito. Le tracce ID e MS associate vengono rimosse da quelle in input e l'algoritmo ricomincia fino a che non ci sono più ulteriori combinazioni possibili. L'ID domina le misure fino a momenti di $p_T \sim 80 \text{ GeV}$ nel barrel e $p_T \sim 80 \text{ GeV}$ negli end-cap. Per impulsi più alti, $p_T \lesssim 100 \text{ GeV}$ le misure di ID e MS hanno pesi simili, mentre per $p_T \gtrsim 100 \text{ GeV}$ dominano le misure del MS. Nell'algoritmo MuID si effettua un track fit combinato delle hit dei muoni misurati nell'ID e nel MS. La procedura di fit include il recupero di hit mancanti o erroneamente assegnati, generalmente dovuti a informazioni scadenti del MS.

Efficienza di ricostruzione

L'efficienza di ricostruzione di muoni è il prodotto delle efficienze di ricostruzione dei muoni nell'ID, nel MS e del matching tra le misure fatte nei due rivelatori. Per ogni tipologia di muone ricostruito si ha:

$$\epsilon(\text{Type}) = \epsilon(\text{Type}|ID) \cdot \epsilon(ID) \quad \text{dove Type=CB, ST} \quad (3.3)$$

Il livello di accordo tra l'efficienza dei muoni misurata ϵ^{Dati} e quella predetta dalla simulazione MC ϵ^{MC} costituisce lo *Scale factor* (SF), dato dal loro rapporto:

$$SF = \frac{\epsilon^{Dati}}{\epsilon^{MC}} \quad (3.4)$$

L'efficienza di ricostruzione completa si può determinare misurando le singole efficienze, utilizzando il metodo tag-and-probe applicato ai decadimenti $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, richiedendo due tracce isolate di carica opposta, con massa invariante vicina alla Z. Una delle tracce deve essere identificata come muone CB (muone *tag*). L'altra traccia, il muone *probe*, deve essere o un muone SA o una traccia dell'ID, a seconda che si voglia misurare rispettivamente l'efficienza ID o MS.

QUI VANNO PLOT DI EFFICIENZA E NUMERI:::CHIEDERE

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots>

Muoni isolati

Per discriminare i muoni provenienti da decadimenti adronici si richiedono determinati condizioni di isolamento. I muoni che provengono dai decadimenti della W o della Z risultano essere topologicamente isolati. Al contrario, i

muoni originati dai decadimenti di adroni o di quark pesanti sono accompagnati da altre particelle. Si definiscono allora sia per i calorimetri che per i rivelatori di traccia delle variabili che tengono conto dell'isolamento della particella.

Nei rivelatori di traccia l'algoritmo effettua una somma degli impulsi trasversi delle tracce cariche entro un cono di data apertura R_{iso} intorno alla traccia probe. Nei calorimetri, invece, si usano le energie trasverse anzichè gli impulsi, e si effettua una correzione per l'energia persa dai muoni.

QUI VANNO PLOT DI ISOLAMENTO E NUMERI:::CHIEDERE

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots>

3.3 Ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni avviene utilizzando sia le informazioni del calorimetro che dell'inner detector. L'algoritmo è progettato per fornire un'efficienza alta e uniforme nel rivelare elettroni su un ampio intervallo in p_T e η , ed un ampio potere di reiezione di jet e elettroni di fondo.

L'algoritmo di ricostruzione si basa su una ricerca di cluster nel calorimetro elettromagnetico a cui poi viene associata la traccia nel rivelatore interno. Le informazioni dei due rivelatori vengono usate per minimizzare la possibilità di includere eventi di fondo.

La ricostruzione degli elettroni inizia con la clusterizzazione, nella quale vengono analizzati i depositi energetici nei calorimetri elettromagnetici.

Ricostruzione nella regione centrale Nella regione centrale di $|\eta| < 2.47$ vengono formati cluster iniziali (*seed cluster*) con energie al di sopra di 2.5 GeV di dimensione 3×5 in $\eta\phi$ (0.025×0.025). L'unione tra i seed cluster e le tracce costituisce la parte centrale della ricostruzione degli elettroni. Vengono confrontate le coordinate (η, ϕ) all'origine della traccia con le coordinate (η, ϕ) del seed cluster richiedendo che la loro differenza sia minore di un data soglia. Se c'è un ragionevole accordo la traccia viene estrapolata nel calorimetro elettromagnetico per ogni strato di questo.

Può accadere (come nel caso di sciame elettromagnetici) che a più tracce corrisponde lo stesso seed cluster. In questo caso tutte le tracce vengono ordinate utilizzando come criterio la differenza $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ tra le coordinate (η, ϕ) del punto di impatto nel calorimetro elettromagnetico e le coordinate (η, ϕ) del cluster. La traccia con la minima differenza viene associata al seed cluster. Successivamente si effettua una seconda procedura

di clusterizzazione, in cui tutte le tracce che superano la pre-selezione vengono estrapolate fino al secondo compartimento del calorimetro elettromagnetico e viene formato attorno ad esse un cluster di dimensioni 3×7 (5×5) nella parte longitudinale (negli end-cap). Si forma quindi il cluster finale di energia. Il quadrimpulso degli elettroni centrali viene calcolato usando le informazioni sia del cluster finale che della traccia che meglio si accorda al seed cluster iniziale.

Ricostruzione nella regione in avanti In questa regione, $2.5 < |\eta| < 4.9$, dove non ci sono rivelatori di tracce, i candidati elettroni sono ricostruiti solo dai depositi di energia nei calorimetri raggruppando celle vicine in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al rumore atteso. Il numero di celle risulta essere variabile rispetto a quello fissato nella regione centrale. La direzione degli elettroni è definita dal baricentro delle celle che appartengono al cluster. L'energia dell'elettrone viene determinata semplicemente sommando le energie nelle celle, correggendo poi per la perdita di energia nel materiale passivo. Un elettrone candidato in questa regione è ricostruito solo se ha una piccola componente di energia nel calorimetro adronico ed un'energia trasversa $E_T > 5 \text{ GeV}$.

L'identificazione degli elettroni ad ATLAS è effettuata attraverso dei tagli sulle variabili con potere discriminante fra elettroni veri e non, usando le informazioni dei calorimetri e dell'inner detector separatamente o in maniera combinata. Questi tagli definiscono i menu per gli elettroni: loose, medium, tight.

- **Loose:** questo set di tagli esegue una semplice identificazione dell'elettrone basata su poche informazioni ricavate dai calorimetri. In particolare, si analizzano le perdite nel calorimetro adronico e i parametri (larghezza e profilo laterale) della cascata elettromagnetica nello strato intermedio di quello elettromagnetico. Questo set ha un'eccellente identificazione di elettroni, ma un basso livello di reiezione di fondo;
- **Medium:** le richieste includono informazioni derivanti dalle strips del primo strato del calorimetro elettromagnetico, da vincoli relativi alla qualità della traccia e ad un matching traccia-cluster più restrittivi. La reiezione dei $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ viene effettuata individuandone il pattern caratteristico, un deposito di energia con due massimi relativi, e grazie ad un'ulteriore analisi dei parametri del profilo della cascata elettromagnetica. Per lo studio della traccia, invece, vengono considerati il

ID Elettroni	Tagli	Differenza con ++ ID
Loose	Accettazione del rivelatore ($ \eta < 2.47$) Veto del calorimetro adronico Larghezza dello sciame laterale e profilo (sul secondo strato del calorimetro)	Nessun taglio sulla qualità delle tracce
Medium	Veto su due massimi nel profilo trasverso dello sciame (rigetta $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) Tagli sulla qualità delle tracce (N_{hits}^{SCT} , N_{hits}^{pixel} e IP) Larghezza dello sciame laterale e profilo (sul primo strato del calorimetro)	Non fa matching traccia-cluster Non considerate le hit TRT
Tight	Matching traccia-cluster ($\Delta\eta < 0.005$, $\Delta\phi < 0.02$) Rapporto E/p Hit di TRT e di alta soglia (HT)	Tagli meno restrittivi Non considerate le hit TRT

Tabella 3.1: Definizione dei menu degli elettroni.

numero di hits nel rivelatore a pixel, nei rivelatori al Si in generale (quindi a pixel e SCT) e il parametro d'impatto nel piano trasverso d_0 . Questo set di tagli aumenta la reiezione del fondo di un fattore 3-4 e riduce l'efficienza di identificazione degli elettroni di $\sim 10\%$;

- **Tight:** questo insieme di tagli utilizza appieno il potenziale di identificazione degli elettroni del rivelatore ATLAS. Oltre alle richieste precedenti vengono applicati altri tagli, come il numero di hit nel TRT e il rapporto tra l'energia del cluster e il momento della traccia. Inoltre gli elettroni generati per conversione vengono rigettati richiedendo che ci sia almeno un hit nel primo strato del rivelatore a pixel. Viene poi applicato un taglio sul parametro di impatto più severo di quello usato per la selezione medium. Questo insieme di tagli ha la più alta reiezione del fondo a scapito però di una efficienza di identificazione più bassa.

Queste definizioni corrispondono ad un insieme di condizioni sempre più stringenti su tagli di isolamento applicati all'elettrone ricostruito. Le selezioni più stringenti contengono anche i tagli delle selezioni più loose; in questo modo tutti gli elettroni medium passano anche i tagli loose e gli elettroni tight passano la selezione medium. Dai primi run ad alta luminosità ($\approx 10^{33} \text{ fb}^{-1}\text{s}^{-1}$) del 2011 sono stati introdotti nuovi menu con 3 punti operativi riottimizzati denominati “++”. In tabella 3.1 vengono mostrati i tagli per i menu e le differenze con i menu ++.

Efficienza di ricostruzione

Le misure delle efficienze di selezione degli elettroni sono basate su metodi tag-and-probe, usando i decadimenti $Z \rightarrow e^+e^-$, $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ e da studi di E/p usando $W \rightarrow e\nu$. Le discrepanze tra i dati sperimentali e previsioni MC vengono fattorizzate nell'introduzione di fattori di scala.

MANCANO PLOT E TABELLE FINALI DI EFFICIENZE

Elettroni isolati

L'identificazione descritta finora non include gli elettroni isolati, i cui tagli dipendono dalla specifica analisi di cui si ha bisogno. Per l'identificazione vengono definite opportune variabili che permettono di separare gli elettroni isolati da quelli non isolati e dai fake.

La variabile di isolamento basata sulla informazioni della traccia risulta sensibile ai contributi delle altre particelle cariche. Dato che tutti i tipi di elettroni possono essere accompagnati da tracce di bassa qualità o tracce formate da eventi di pile-up, il discriminante diviene più performante applicando opportuni tagli alle tracce da considerare. Come nel caso dei muoni si effettua una somma degli impulsi trasversi delle tracce cariche entro un cono di data apertura R_{iso} intorno alla traccia candidata come elettrone.

Nel caso dei calorimetri la variabile d'isolamento è sensibile ai contributi energetici delle altre particelle. Gli elettroni isolati depositano l'energia in un piccolo cluster di celle del calorimetro, pertanto, considerando le energie depositate in un intorno di questo cluster si può determinare se l'elettrone è isolato o meno.

MANCANO PLOT E TABELLE FINALI DI EFFICIENZE

3.4 Ricostruzione di jet

I partoni, a causa del confinamento del colore, non emergono come singole particelle ma, attraverso un processo di frammentazione e adronizzazione, sotto forma di jets. I jets non hanno un'esistenza indipendente dall'algoritmo di ricostruzione in quanto gli algoritmi di ricostruzione non trovano jet preesistenti ma li definiscono. I jet adronici usati per l'analisi della fisica di ATLAS vengono ricostruiti da un algoritmo che parte dall'analisi delle energie depositate dagli sciami adronici ed elettronici nei calorimetri (i cosiddetti *topological clusters*). Il quadrimpulso del jet viene ricostruito dalle energie

e dagli angoli rispetto al vertice primario di interazione. La calibrazione dell'energia di un jet tiene conto di diversi fattori:

1. Non compensazione del calorimetro dovuta ad una misura parziale dell'energia depositata dagli adroni.
2. Perdite di energia nelle regioni del rivelatore composte da materiali passivi.
3. Perdite di energia di particelle che fuoriescono dal calorimetro.
4. Depositi di energie di particelle contenute nel jet ma non incluse nel jet ricostruito.
5. Perdite di segnale nella procedura di clusterizzazione nel calorimetro e nella ricostruzione del jet.

Un jet viene ricostruito a partire da un *topological cluster*, cioè da un gruppo di celle del calorimetro da cui si segue lo sviluppo dello sciame. L'algoritmo di formazione parte da una cella che funge da seed, richiedendo un rapporto segnale-rumore S/N maggiore di 4. Il rumore viene definito come il rapporto dell'energia depositata nella cella sulla RMS della distribuzione dell'energia misurata in eventi presi casualmente dai bunch crossing. Successivamente vengono incluse le celle vicine con un valore S/N maggiore di 2 ed infine il cluster viene costruito con tutte le celle con S/N maggiore di 0. I valori citati sono soggetti a variazioni dipendenti dalla particolare analisi.

L'algoritmo anti - k_T

L'algoritmo *anti - k_T* è la procedura applicata ai cluster per formare i jet. La procedura oltre ad essere stabile per correzioni infrarosse e collineari (*IRsafe*)¹, ricostruisce il profilo del indipendente dalla radiazione *soft* (*soft-resilient*) ed è riconducibile ad un cono senza richiederlo a priori come accade in altri algoritmi.

Si introduce la distanza d_{ij} tra gli oggetti i e j e d_{iB} tra l'oggetto i e il fascio (B). La clusterizzazione procede identificando la distanza minore, se questa è d_{ij} gli oggetti i e j vengono combinati, altrimenti se è d_{iB} i è un jet e si rimuove dalla lista. Il ciclo continua fin quando la lista degli oggetti non viene esaurita.

¹Se il jet è stabile per l'aggiunta o la rimozione di una particella soft si parla di *IR safety*. Se lo splitting di una particella ad alto p_T non influenza la ricostruzione del jet l'algoritmo è *Collinear safe*.

Tale procedura è caratteristica degli algoritmi di clusterizzazione che si distinguono in base alla definizione delle distanze, date da:

$$d_{ij} = \min \left(k_{T_i}^{2p}, k_{T_j}^{2p} \right) \frac{\Delta_{ij}}{R^2} \quad (3.5)$$

$$d_{iB} = k_{T_i}^{2p} \quad (3.6)$$

dove $\Delta_{ij} = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ e k_{T_i} , y_i e ϕ_i sono rispettivamente il momento trasverso, la rapidità e l'angolo azimutale della particella i . Il valore della potenza p è caratteristica dell'algoritmo: $p = 1$ per l'algoritmo k_T . Prendendo in esame la distanza

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{k_{T_i}^{2p}}, \frac{1}{k_{T_j}^{2p}} \right) \frac{\Delta_{ij}}{R^2}$$

si può vedere come questa sia dominata dalla particella con impulso trasverso maggiore, in modo tale che le particelle meno tendano a clusterizzare con questa anzichè fra loro. In questo modo si ricostruisce attorno alla particella ad alto k_T un jet con un profilo conico, includendo tutte le particelle soffici presenti entro una distanza R . Se, invece, nell'intorno è presente un altro oggetto molto energetico la regione di sovrapposizione fra i due coni viene associata alla particella più dura. Pertanto, in ogni caso, le particelle a basso k_T non modificano il profilo del jet che rimane comunque conico e dipende solo dalle particelle più energetiche: i bordi del jet risultano indipendenti dalla radiazione soffice (*soft-resilient*) ma flessibili rispetto a quella dura.

Efficienze di ricostruzione dei jet L'efficienza e la purezza degli algoritmi di ricostruzione possono essere stimate confrontando il numero di jets ricostruiti e rispetto a quelli "veri" generati nella simulazione Monte-Carlo. In particolare:

- l'efficienza è definita come il rapporto fra il numero di jet veri che vengono ricostruiti N_{reco} e quello veri totali $N_{tot,true}$, ovvero

$$\epsilon = \frac{N_{reco}}{N_{tot,true}} \quad (3.7)$$

- la purezza è definita come il rapporto fra il numero di jet ricostruiti che sono veri N_{true} e quelli ricostruiti in totale $N_{tot,reco}$, ovvero

$$p = \frac{N_{true}}{N_{tot,reco}} \quad (3.8)$$

FIGURE??????????

L'incertezza sistematica è valutata, usando metodi tag-and-probe utilizzando le tracce dei jet. La procedura è applicata sia ai dati che alla simulazione MC. VALORI SISTEMATICHE??????????

3.5 b-tagging

Diversi algoritmi sono stati sviluppati per identificare i jet che si originano dai quark b. Il tagging viene applicato ai jet ricostruiti con l'algoritmo *anti - k_T* con $\Delta R = 0.4$, $p_T > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$. Tutte le tracce presenti nel jet vengono esaminate. L'algoritmo tiene conto della vita media lunga dell'adrone contenente il quark b (decade per interazione debole, $\tau \sim 1.6 \text{ ps}$) con conseguente presenza di un vertice secondario distinguibile dal primario (tipicamente distante $\sim mm$).

Un algoritmo di tagging è caratterizzato dall'efficienza ϵ_b di ricostruire il jet proveniente dal quark b e dalla probabilità di ricostruirlo erroneamente quando invece è stato prodotto da un quark leggero (u,d,s o gluone).

L'algoritmo di b-tagging attualmente utilizzato in ATLAS è denominato MV1(MultiVariate Tagger), è una rete neurale che prende in input i pesi degli algoritmi:

- IP3D, basato sulla distribuzione della significanza del parametro d'impulso calcolata nel piano trasverso e nella proiezione longitudinale
- SV1, basato sulla ricostruzione dei vertici secondari
- JetFitterCOMBNN, che esegue un fit sulla direzione di volo degli adroni con b e combina questa informazione con i due tagger precedenti attraverso una rete neurale.

I jets con un peso, $w_{MV1} > 0.601713$ sono selezionati come b-jets. Questo taglio corrisponde ad una efficienza di tagging del 70% con una reiezione di jet da light quark di circa.

3.6 La missing energy \cancel{E}_T

I protoni che partecipano alle collisioni a LHC hanno un basso impulso nel piano trasverso all'asse dei fasci. Quindi nel piano trasverso ci si aspetta la conservazione del momento, che è nullo.

L'energia trasversa mancante è definita come quella quantità che manca per bilanciare la conservazione del momento. L'energia mancante può segnalare

la presenza di particelle non rivelabili, come neutrini o particelle stabili. L'energia mancante tuttavia, è originata anche dalla non ermeticità del rivelatore, che non permette la rivelazione di tutte le particelle prodotte, o da errori nelle misure. Si parla, in questo caso, di energia mancante strumentale.

Capitolo 4

Il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$

La ricerca del bosone di Higgs e lo studio delle sue proprietà è l'obiettivo primario dell'esperimento ATLAS. Tra i vari canali di ricerca, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, dove ℓ indica i muoni o gli elettroni, ha la segnatura più riconoscibile. Il diagramma del decadimento è mostrato in figura 4.1. Questo canale, il cosiddetto "golden channel", fa uso dell'eccellente risoluzione in energia nella ricostruzione di elettroni e muoni, permettendo di ricostruire con precisione la massa invariante del processo nonostante il basso BR.

Il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ fornisce un'elevata sensibilità per la scoperta su un ampio intervallo di massa. Dopo la scoperta di una particella con caratteristiche simile al bosone di Higgs (PARAGARAFI SUCCESSIVI) con massa $\simeq 125$ GeV l'analisi principale è focalizzata sullo studio della regione a bassa massa $m_H < 160$ GeV. In questa regione, una delle due Z prodotte non è reale, e viene pertanto indicata con Z^* .

In questo canale è possibile anche misurare lo spin e le proprietà CP della particella (CAPITOLO SUCCESSIVO). La distribuzione angolare dei leptoni dipende dalla polarizzazione delle Z e pertanto fornisce informazioni sulle caratteristiche di spin e parità della particella.

L'analisi del bosone di Higgs nel suo decadimento in quattro leptoni viene studiata in quattro stati finali: $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^- (4\mu)$, $e^+e^-e^+e^- (4e)$, $\mu^+\mu^-e^+e^- (2\mu 2e)$, $e^+e^-\mu^+\mu^- (2e 2\mu)$. Per convenzione in ognuno dei quattro stati finali i primi due leptoni costituiscono la coppia la cui massa invariante dileptonica è più vicina alla massa della Z reale.

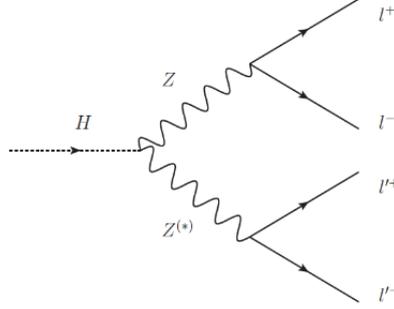


Figura 4.1: Diagramma di Feynman del decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$.

4.1 Analisi del segnale e del fondo

La selezione dei dati deve soddisfare opportune richieste di qualità: vengono rigettati i dati raccolti in periodi durante i quali le componenti del rivelatore non operavano in condizioni ottimali. Queste richieste non dipendono dallo stato finale. La luminosità totale integrata è di 20.7 fb^{-1} per i dati del 2012 a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e 4.6 fb^{-1} per i dati del 2011 a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, per tutti gli stati finali. La selezione nel canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ è divisa in una pre-selezione nella quale si applicano dei criteri di qualità ai leptoni ricostruiti ed una selezione principale che ottimizza il rapporto segnale-fondo.

4.1.1 Selezione degli eventi

Al fine di selezionare buoni eventi per identificare al meglio il segnale è necessario imporre una serie di criteri di selezione. I criteri includono richieste sul trigger, sulla qualità dei leptoni, sulla cinematica e la topologia dell'evento e richieste aggiuntive per ridurre il fondo.

La selezione online di eventi con quattro leptoni richiede trigger con un solo leptone (*single lepton trigger*) e con due leptoni (*di-lepton trigger*). Lo stato finale ricostruito deve contenere il singolo leptone o i due leptoni precedentemente selezionati. La soglia sull'impulso trasverso dei leptoni varia a seconda del livello di luminosità istantanea e di pile-up.

Nel 2012 per il trigger single-muon la soglia in p_T è di 24 GeV; per il trigger di-muon le soglie sono $p_T = 13 \text{ GeV}$ per ogni muone, o in caso di trigger asimmetrico $p_{T_1} = 13 \text{ GeV}$ e $p_{T_2} = 8 \text{ GeV}$. Per gli elettroni invece, la soglia di single-electron trigger richiede un'energia trasversa $E_T = 25 \text{ GeV}$, e nel caso di trigger di-electron $E_T = 12 \text{ GeV}$ per entrambi gli elettroni. Infine c'è un trigger elettrone-muone, con una soglia per gli elettroni (che varia a seconda

della richiesta) di 12 o 24 GeV in E_T , e per i muoni una soglia in p_T di 8 GeV. Nel 2011 per il trigger single-muon si ha $p_T = 18$ GeV; per il trigger di-muon le soglie sono $p_T = 10$ GeV per ogni muone. Per gli elettroni, la soglia di single-electron trigger è $E_T = 20 - 22$ GeV a seconda del periodo di presa dati a LHC, e nel caso di trigger di-electron $E_T = 12$ GeV per entrambi gli elettroni. Per il trigger elettrone-muone, la soglia per gli elettroni è 10 in E_T , e per i muoni p_T di 6 GeV. L'efficienza di selezione offline per gli eventi che passano almeno uno dei trigger sopra descritti è maggiore del 97% per eventi con i muoni e circa del 100% per eventi con quattro elettroni.

In ogni evento si ricerca un candidato costruendo due coppie di leptoni, ognuna delle quali avente i due leptoni dello stesso sapore ma di carica opposta. Il vertice primario di interazione viene definito come il vertice ricostruito con almeno tre tracce associate e avente la più alta $\sum p_T^2$ tra i vertici candidati. Ogni elettrone (muone) deve avere $E_T > 7$ GeV ($p_T > 6$ GeV) ed essere misurato in un range di pseudorapidità con $|\eta| < 2.47$ ($|\eta| < 2.7$). Il leptone con il più alto impulso nel quadrupletto deve avere $p_T > 20$ GeV, il secondo (terzo) $p_T > 15$ GeV ($p_T > 10$ GeV). Si richiede che i leptoni siano separati tra di loro con $\Delta R > 0.1$, se sono dello stesso sapore $\Delta R > 0.2$.

In un singolo evento sono possibili più quadrupletti: per quattro elettroni o muoni ci sono due modi di costruire le coppie, per cinque o più leptoni gli accoppiamenti possibili aumentano. La coppia con la massa più vicina al bosone Z è la coppia primaria, e si richiede che la sua massa invariante associata al bosone Z_1 , m_{12} , sia compresa tra 50 e 106 GeV. Per la coppia rimanente associata al bosone Z_2 , si richiede che $m_{min} < m_{34} < 115$ GeV, dove m_{min} è 12 GeV per $m_{4\ell} < 140$ GeV ed aumenta linearmente fino a 50 GeV per $m_{4\ell} = 190$ GeV, per poi non aumentare più. Per evitare eventi contenenti $J/\psi \rightarrow \ell\ell$ tutte le possibili combinazioni tra leptoni con stesso sapore e carica opposta devono avere $m_{\ell\ell} > 5$ GeV. Infine, nel caso in cui due o più quadrupletti soddisfano tutti i tagli della selezione viene selezionato quello con la massa m_{34} più vicina a quella del bosone Z.

La significanza del parametro di impatto è definita come il rapporto tra il parametro d'impatto e la sua incertezza, $|d_0|/\sigma_{d_0}$; si ha $|d_0|/\sigma_{d_0} < 3.5$ ($|d_0|/\sigma_{d_0} < 6.5$) per tutti i muoni (elettroni).

Il discriminante normalizzato di isolamento della traccia è il rapporto tra la somma degli impulsi trasversi delle tracce entro un cono di apertura $\Delta R < 0.2$ intorno al leptone (esclusa la traccia del leptone) e l'energia trasversa del leptone. Le tracce considerate nella somma devono provenire dal vertice primario e devono soddisfare determinati criteri di qualità.

L'efficienza di ricostruzione e di selezione combinate per ogni canale per $m_H = 125$ GeV sono mostrate in tabella 4.1. L'ultima variabile discriminante è la massa invariante dei quattro leptoni, $m_{4\ell}$. Si può migliorare la risoluzione della

Canale	Efficienza 2011	Efficienza 2012
4μ	39%	39%
$2\mu 2e/2e 2\mu$	21%	26%
$4e$	15%	19%

Tabella 4.1: Efficienza di selezione e ricostruzione combinate per tutti i canali, con $m_H = 125$ GeV.

massa invariante applicando dei vincoli sulla massa della Z ; solo alla coppia primaria se $m_{4\ell} < 190$ GeV, ad entrambe le coppie per $m_{4\ell}$ superiori. La larghezza per la distribuzione della massa del bosone di Higgs è dominata dalla risoluzione sperimentale per $m_{4\ell} < 350$ GeV, mentre per valori superiori la risoluzione è influenzata dalla larghezza naturale della particella. La larghezza naturale del bosone di Higgs predetta è circa 4 MeV per $m_{4\ell} = 125$ GeV.

4.1.2 Stima del fondo

Il contributo maggiore agli eventi di fondo in questo canale proviene dalla produzione ZZ^* . Questo fondo irriducibile differisce dal segnale solo nella modalità di produzione delle Z , come mostrato in figura FIGURA, pertanto lo stato finale risulta essere indistinguibile dal segnale.

Nella regione di massa $m_H < 180$ GeV, il fondo riducibile proviene da coppie $t\bar{t}$ e $Z + jet$. La coppia di top prodotta (col meccanismo di gluon-fusion o di annichilazione $q\bar{q}$) ha quattro leptoni ricostruiti nello stato finale quando il bosone W e il quark b provenienti dal decadimento del quark t decadono a loro volta in leptoni. La produzione di Z con jet ha una sezione d'urto grande. Jet provenienti da quark leggeri possono essere scambiati per leptoni, andando a costruire uno stato finale errato.

Fondo $\ell\ell + \mu\mu$

Il fondo riducibile $\ell\ell + \mu\mu$ deriva da $t\bar{t}$ e $Z + jet$, dove la componente di $Z + jet$ ha sia una parte di quark pesanti $Zb\bar{b}$ che una di decadimenti in volo di π/K . Il numero di eventi di fondo dovuti a $t\bar{t}$ e $Z + jet$ viene stimato da due regioni di controllo: una con un contributo prevalente di $b\bar{b}$ con decadimenti in volo di π/K soppressi, l'altra con entrambe le componenti aumentate. La regione di controllo si ottiene rimuovendo i tagli di isolamento della coppia con massa invariante m_{34} e richiedendo che i suoi leptoni non soddisfino la richieste sul parametro di impatto. In questo modo viene rimosso un largo contributo ZZ^* , permettendo la stima del fondo $t\bar{t}$ e $Z + jet$. Come

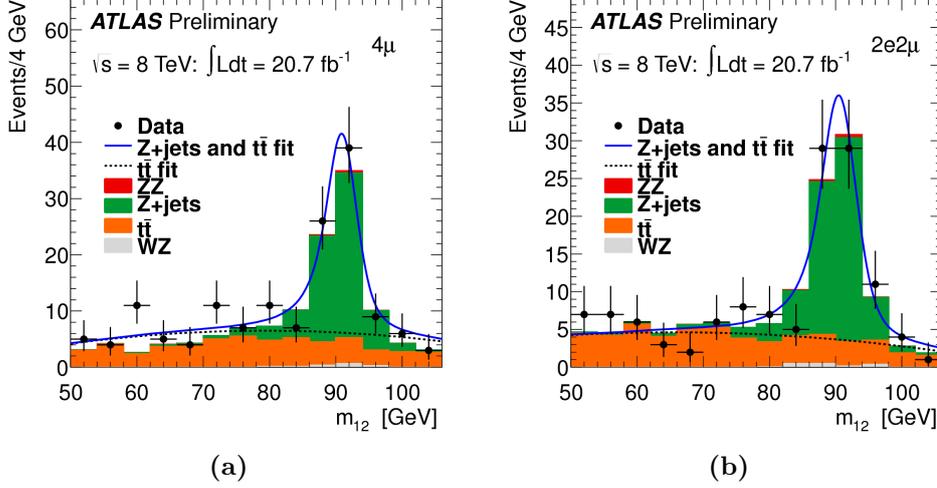


Figura 4.2: Distribuzione di m_{12} , per $\sqrt{s} = 8$ TeV, nella regione di controllo dove le richieste di isolamento non sono applicate ai muoni della coppia secondaria, di cui almeno uno non soddisfa i tagli sulla significanza del parametro di impatto. Il fit usato per ottenere gli eventi per $t\bar{t}$ e $Z + jet$ è riportato in (a) per 4μ e in (b) per $2e2\mu$.

si vede in figura 4.2, la distribuzione di m_{12} ha una componente di $t\bar{t}$ piatta fittata con un polinomio di Chebychev di secondo ordine, ed un picco alla massa del bosone Z per la componente $Z + jet$, fittata con una convoluzione tra una Breit-Wigner ed una Crystal-Ball. Il numero di eventi nella regione di controllo viene estrapolato con un fattore di trasferimento che utilizza l'efficienza tra la significanza del parametro di impatto e l'isolamento della traccia, stimato dal MC $Zb\bar{b}$. Il fondo $t\bar{t}$ è stimato anche utilizzando una regione di controllo, definita selezionando eventi con una coppia $e^\pm\mu^\mp$ con massa invariante tra i 50 e i 106 GeV, ed una coppia di leptoni con carica opposta soddisfacente i criteri per la selezione di m_{34} . Vengono esclusi gli eventi con un candidato bosone Z che decade in una coppia di elettroni o muoni con massa ricostruita nell'intervallo descritto. Inoltre vengono applicate richieste sull'isolamento e sul parametro di impatto. In questo modo si può ottenere una stima consistente con quella ottenuta dal fit di m_{12} .

Fondo $ll + ee$

Gli elettroni vengono classificati come segue:

- elettroni isolati;

- elettroni derivanti dai decadimenti semi-leptonici di quark pesanti (Q);
- elettroni provenienti dalla conversione di fotoni (γ);
- jet di quark leggeri erroneamente ricostruiti come elettroni (f).

Le diverse sorgenti di fondo di elettroni sono separate in due categorie tramite l'uso di appropriate variabili discriminanti. Si definisce una regione di controllo per il fondo $\ell\ell + ee$ richiedendo tagli meno restrittivi sugli elettroni della coppia non primaria.

Un'ulteriore regione di controllo viene costruita utilizzando selezioni sull'isolamento ed il parametro di impatto invertite rispetto all'analisi del segnale. Il risultato dei due metodi è in buon accordo. Il fondo $\ell\ell + ee$ viene anche stimato a partire da una regione di controllo di eventi con gli elettroni della coppia non primaria aventi lo stesso segno, i primi tre leptoni che soddisfano dei criteri di selezione in impulso ed i rimanenti leptoni che soddisfano tagli sulla qualità della traccia. Il metodo è detto $3\ell + \ell$. Infine, un'ultima regione di controllo è costruita effettuando la selezione completa ma richiedendo per la coppia secondaria elettroni con lo stesso segno.

Riepilogo delle stime di fondo riducibile

I risultati di tutte le stime del fondo riducibile sono riportate in tabella 4.2, e quelle usate per la normalizzazione del fondo sono indicate con il simbolo “†”. Gli eventi sono divisi secondo il sapore della coppia secondaria, in campioni $\ell\ell + ee$ e $\ell\ell + \mu\mu$. Nelle figure FIG sono riportate le distribuzioni per m_{12} e m_{34} per gli eventi $\ell\ell + \mu\mu$ e nelle figure FIG le corrispondenti distribuzioni per gli eventi $\ell\ell + ee$.

Tecniche simili di stima del fondo sono state applicati ad eventi con produzione VBF (fusione di bosoni vettoriali) e VH (produzione associata). RIPORTO STIME?

4.2 Incertezze sistematiche

Le incertezze sistematiche sulle efficienze di ricostruzione ed identificazione dei leptoni, e sulla risoluzione di energia ed impulso sono determinate utilizzando campioni di decadimenti di W , Z , e J/ψ . Si possono classificare tre tipi di incertezze:

- **Incertezze sistematiche sulla misura del rate di segnale:** l'incertezza sull'efficienza di ricostruzione e identificazione dei muoni si riflette in un'incertezza sugli eventi di segnale e di fondo irriducibile

Metodo	stima a $\sqrt{s} = 8$ TeV	stima a $\sqrt{s} = 7$ TeV
4μ	4μ	
fit m_{12} : contributo $Z + jet$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.6^\dagger$	$0.22 \pm 0.07 \pm 0.02^\dagger$
fit m_{12} : contributo $t\bar{t}$	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.03^\dagger$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.01^\dagger$
$t\bar{t}$ da $e\mu + \mu\mu$	$0.10 \pm 0.05 \pm 0.0004$	-
$2e2\mu$	$2e2\mu$	
fit m_{12} : contributo $Z + jet$	$2.5 \pm 0.5 \pm 0.6^\dagger$	$0.19 \pm 0.06 \pm 0.02^\dagger$
fit m_{12} : contributo $t\bar{t}$	$0.10 \pm 0.02 \pm 0.02^\dagger$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.01^\dagger$
$t\bar{t}$ da $e\mu + \mu\mu$	$0.12 \pm 0.07 \pm 0.0005$	-
4μ	4μ	
$ll + e^\pm e^\mp$ tagli non restrittivi	$5.2 \pm 0.4 \pm 0.5^\dagger$	$1.8 \pm 0.03 \pm 0.04^\dagger$
$ll + e^\pm e^\mp$ tagli invertiti	$3.9 \pm 0.4 \pm 0.6^\dagger$	-
$3l + l$ stesso segno	$4.3 \pm 0.06 \pm 0.5$	$2.8 \pm 0.4 \pm 0.5^\dagger$
Analisi completa sui leptoni secondari con stesso segno	4	0
$4e$	$4e$	
$ll + e^\pm e^\mp$ tagli non restrittivi	$3.2 \pm 0.5 \pm 0.4^\dagger$	$1.4 \pm 0.03 \pm 0.04^\dagger$
$ll + e^\pm e^\mp$ tagli invertiti	$3.6 \pm 0.6 \pm 0.6^\dagger$	-
$3l + l$ stesso segno	$4.2 \pm 0.05 \pm 0.5$	$2.5 \pm 0.3 \pm 0.5^\dagger$
Analisi completa sui leptoni secondari con stesso segno	3	2

Tabella 4.2: Numero stimato di eventi di fondo $Z + jet$ e $t\bar{t}$ per i 20.7 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 8$ TeV e 4.6 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 7$ TeV per l'intervallo completo di massa. Il simbolo “ \dagger ” indica le stime usate per la normalizzazione del fondo. La prima incertezza è statistica, la seconda sistematica.

ZZ^* , che è uniforme sull'intervallo di massa di interesse, e corrisponde a circa $\pm 0.8\%$ ($\pm 0.4\% / \pm 0.4\%$) per il canale 4μ ($2\mu 2e / 2e 2\mu$). L'incertezza sull'efficienza di ricostruzione ed identificazione degli elettroni invece comporta un'incertezza sul numero di eventi di segnale di $\pm 2.4\%$ ($\pm 1.8\% / \pm 1.6\%$) per il canale $4e$ ($2\mu 2e / 2e 2\mu$) per $m_{4\ell} = 1$ TeV e $\pm 9.4\%$ ($\pm 8.7\% / \pm 2.4\%$) per $m_{4\ell} = 125$ GeV.

- **Incertezze sistematiche sulla misura della massa del segnale:** per i modi di decadimento del canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ che coinvolgono elettroni, l'impatto dell'incertezza sull'energy scale degli elettroni viene determinata da campioni $Z \rightarrow ee$ ed è stimata a meno di $\pm 0.4\%$ ($\pm 0.2\%$) sulla massa misurata per il canale $4e$ ($2e 2\mu$), mentre è trascurabile per l'altro canale misto, a causa del basso p_T degli elettroni. L'incertezza sull'energy scale degli elettroni al di sotto dei 15 GeV viene determinata usando i decadimenti $J/\psi \rightarrow ee$: viene misurata con buona precisione e dà un contributo trascurabile sulla misura della massa. Allo stesso modo l'incertezza sulla massa dovuta a stati finali con radiazione è trascurabile.

Allo stesso modo per i modi di decadimento del canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ che coinvolgono muoni, le componenti che contribuiscono all'incertezza sistematica della misura dell'impulso del muone sono determinate usando campioni di $J/\psi \rightarrow \mu\mu$, $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$ e $Z \rightarrow \mu\mu$. L'incertezza totale sulla massa viene stimata a $\pm 0.2\%$ ($\pm 0.1\%$) sulla massa misurata per il canale 4μ ($2\mu 2e$).

- **Incertezze sistematiche sulla categorizzazione degli eventi:** cioè derivanti dai diversi meccanismi di produzione del bosone di Higgs.

4.3 Risultati

Nel seguito saranno presentati i risultati ottenuti dall'analisi inclusiva sulla ricerca (PARAGRAFO), la misura della massa (PARAGRAF), e del *signal strength* (PARAGRAFO)

4.3.1 Stime del segnale e del fondo

In tabella 4.3 sono riportati il numero di eventi osservati nell'analisi inclusiva, per ogni stato finale, ed il numero di eventi di fondo attesi, per i dati del 2011, del 2012 e per la combinazione, sia per $100 \text{ GeV} < m_{4\ell} < 160 \text{ GeV}$ che per $m_{4\ell} \geq 160 \text{ GeV}$. In tabella 4.4 si riportano gli eventi osservati ed attesi in un intervallo di $\pm 5 \text{ GeV}$ intorno al valore $m_H = 125 \text{ GeV}$.

	4μ		$2\mu 2e/2e2\mu$		$4e$	
	Bassa massa	Alta massa	Bassa massa	Alta massa	Bassa massa	Alta massa
$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ luminosità integrata 20.7 fb^{-1}						
ZZ^*	12.34 ± 0.6	92.6 ± 6.7	14.7 ± 0.9	144 ± 11	5.4 ± 0.5	55.9 ± 4.5
$Z, Zb\bar{b}, e t\bar{t}$	1.9 ± 0.6	0.5 ± 0.2	6.1 ± 1.5	1.5 ± 0.4	2.5 ± 0.6	0.6 ± 0.2
Fondo totale	14.3 ± 0.8	93.1 ± 6.7	20.8 ± 1.8	145 ± 11	8.0 ± 0.8	56.5 ± 4.5
Dati	27	93	28	169	13	55
$m_H = 123 \text{ GeV}$	4.4 ± 0.6		5.4 ± 0.8		2.2 ± 0.4	
$m_H = 125 \text{ GeV}$	5.8 ± 0.7		7.0 ± 0.9		2.9 ± 0.4	
$m_H = 127 \text{ GeV}$	6.7 ± 0.9		8.4 ± 1.2		3.4 ± 0.5	
$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ luminosità integrata 4.6 fb^{-1}						
ZZ^*	2.2 ± 0.1	16.8 ± 1.2	2.5 ± 0.2	26.6 ± 2.0	0.8 ± 0.1	9.4 ± 0.8
$Z, Zb\bar{b}, e t\bar{t}$	0.2 ± 0.1	0.05 ± 0.02	2.4 ± 0.5	0.6 ± 0.1	2.0 ± 0.5	0.48 ± 0.1
Fondo totale	2.4 ± 0.1	16.9 ± 1.2	4.9 ± 0.6	27.1 ± 2.0	2.8 ± 0.5	9.8 ± 0.8
Dati	8	23	5	23	2	13
$m_H = 123 \text{ GeV}$	0.7 ± 0.1		0.8 ± 0.1		0.3 ± 0.1	
$m_H = 125 \text{ GeV}$	1.0 ± 0.1		1.1 ± 0.2		0.4 ± 0.1	
$m_H = 127 \text{ GeV}$	1.0 ± 0.2		1.2 ± 0.2		0.4 ± 0.1	

Tabella 4.3: Numero di eventi osservato e le stime finale per i fondi attesi, divisi per regioni di massa bassa $100 < m_{4\ell} < 160 \text{ GeV}$ e massa alta $m_{4\ell} \geq 160 \text{ GeV}$. Il numero di eventi di segnale attesi sono mostrati per diverse ipotesi di massa del bosone di Higgs.

	Segnale totale in tutto l'intervallo di massa	Segnale	ZZ^*	$Z + jet, t\bar{t}$	S/B	atteso	osservato
$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$							
4μ	5.8 ± 0.7	5.3 ± 0.7	2.3 ± 0.1	0.5 ± 0.13	1.9	8.1 ± 0.9	11
$2\mu 2e$	3.0 ± 0.4	2.6 ± 0.4	1.2 ± 0.1	1.01 ± 0.21	1.2	4.81 ± 0.7	4
$2e 2\mu$	4.0 ± 0.5	3.4 ± 0.4	1.7 ± 0.1	0.51 ± 0.16	1.5	5.6 ± 0.7	6
$4e$	2.9 ± 0.4	2.3 ± 0.3	1.0 ± 0.1	0.62 ± 0.16	1.4	3.9 ± 0.6	6
totale	15.7 ± 2.0	13.7 ± 1.8	6.2 ± 0.4	2.62 ± 0.34	1.6	22.5 ± 2.9	27
$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$							
4μ	1.0 ± 0.1	0.97 ± 0.13	0.49 ± 0.02	0.05 ± 0.02	1.8	1.5 ± 0.2	2
$2\mu 2e$	0.4 ± 0.1	0.39 ± 0.05	0.21 ± 0.02	0.55 ± 0.12	0.5	1.2 ± 0.1	1
$2e 2\mu$	0.7 ± 0.1	0.57 ± 0.08	0.33 ± 0.02	0.04 ± 0.01	1.5	0.9 ± 0.1	2
$4e$	0.4 ± 0.1	0.29 ± 0.04	0.15 ± 0.01	0.49 ± 0.12	0.5	0.9 ± 0.1	0
totale	2.5 ± 0.4	2.2 ± 0.3	1.17 ± 0.07	1.12 ± 0.17	1.0	4.5 ± 0.5	5
$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV e } \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$							
4μ	6.8 ± 0.8	6.3 ± 0.8	2.8 ± 0.1	0.55 ± 0.15	1.9	9.6 ± 1.0	13
$2\mu 2e$	3.4 ± 0.5	3.0 ± 0.4	1.4 ± 0.1	1.56 ± 0.33	1.0	6.0 ± 0.8	5
$2e 2\mu$	4.7 ± 0.6	4.0 ± 0.5	2.1 ± 0.1	0.55 ± 0.17	1.5	6.6 ± 0.8	8
$4e$	3.3 ± 0.5	2.6 ± 0.4	1.2 ± 0.1	1.11 ± 0.28	1.1	4.9 ± 0.8	6
totale	18.2 ± 2.4	15.9 ± 2.1	7.4 ± 0.4	3.74 ± 0.93	1.4	27.1 ± 3.4	32

Tabella 4.4: Il numero di eventi di segnale atteso e di fondo atteso nell'ipotesi $m_H = 125 \text{ GeV}$, con gli eventi osservati, entro una finestra di $\pm 5 \text{ GeV}$ intorno 125 GeV per i 20.7 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e 4.6 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e per la combinazione

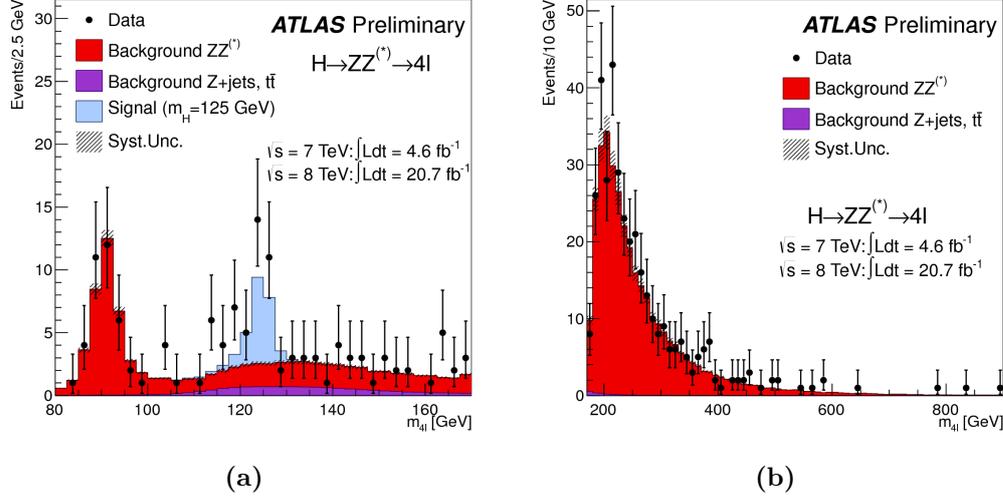


Figura 4.3: Distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni, $m_{4\ell}$, per i candidati selezionati, col fondo atteso per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV, nell'intervallo di massa (a) 80 – 170 GeV e (b) 170 – 900 GeV. Sono mostrati anche gli eventi per un segnale atteso con $m_H = 125$ GeV.

Le distribuzioni attese $m_{4\ell}$ degli eventi di fondo e di segnale per i dati combinati 2011 e 2012 sono riportate in figura 4.3(a) per l'intervallo 80 – 170 GeV, ed in 4.3(b) per 170 – 900 GeV. Sono ricavati limiti superiori sulla sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs al 95% CL, usando il formalismo del CL_S ed un rapporto di likelihood profilato come statistica. La statistica di test viene valutata usando un fit di likelihood dei modelli di segnale e fondo alla distribuzione di $m_{4\ell}$ osservata. La figura 4.4 mostra il limite superiore della sezione d'urto attesa e osservata al 95% CL, in funzione di $m_{4\ell}$ per dati raccolti nel 2011 e 2012.

La consistenza con un risultato osservato con l'ipotesi di solo fondo può essere quantificata usando la probabilità p_0 , ossia la probabilità che, in assenza di segnale, i processi di fondo producano una fluttuazione superiore uguale, o superiore al numero di eventi osservato. La probabilità p_0 può essere espressa in termini di significanza. In figura 4.5 la probabilità p_0 viene riportata in funzione della massa $m_{4\ell}$ nell'intervallo 110 – 180 GeV, sia per i dati combinati che separati. In tabella 4.5 sono riportati i valori più bassi osservati del p_0 con la corrispondente massa ed i valori attesi, sia per i dati combinati che separati. Con 6.6σ a $m_H = 124.3$ GeV, il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ da solo supera le 5σ che caratterizzano una scoperta.

dati	Osservato			Atteso	
	min p_0	significanza [σ]	$m_H(p_0)$	min p_0	significanza [σ]
$\sqrt{s} = 7$ TeV	2.5×10^{-3}	2.8	125.6 GeV	3.5×10^{-2}	1.8
$\sqrt{s} = 8$ TeV	8.8×10^{-10}	6.0	124.1 GeV	2.8×10^{-5}	4.0
combinato	2.7×10^{-11}	6.6	124.3 GeV	5.7×10^{-6}	4.4

Tabella 4.5: p_0 osservato e atteso per i dati a $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 8$ TeV e combinati.

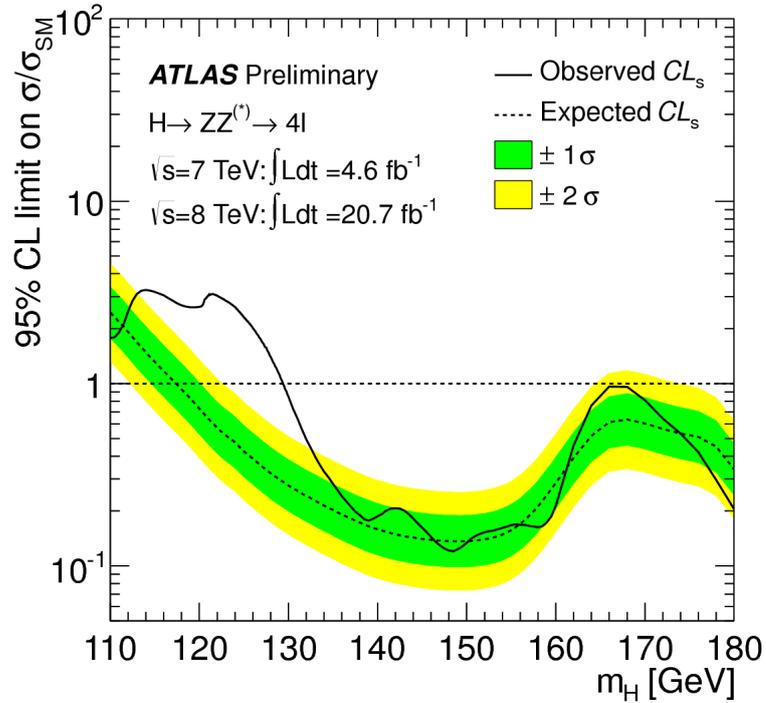


Figura 4.4: Limite superiore al 95% CL atteso (linea tratteggiata) e osservato (linea continua) della sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs prevista dal Modello Standard in funzione della massa m_H nella regione di bassa massa, divisa per la sezione d'urto del bosone di Higgs attesa dal Modello Standard, per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Le bande verde e gialle indicano i limiti attesi entro fluttuazioni rispettivamente di $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$.

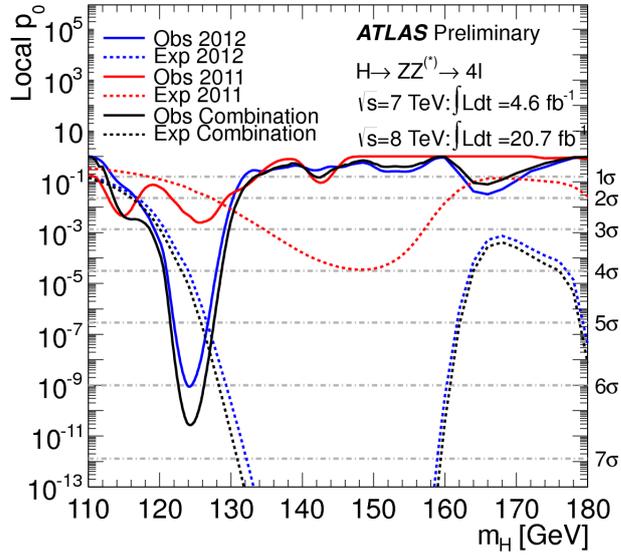


Figura 4.5: Il p_0 locale osservato (linea continua) e atteso (linea tratteggiata) per i dati del 2011 (rosso), 2012 (blu) e combinati (nero).

4.3.2 Misura della massa

In figura 4.6(a) è mostrata la likelihood profilata in funzione di m_H per i dati combinati del 2011 e 2012, con e senza l'inclusione delle sistematiche. In figura 4.6(b) si riporta la likelihood profilata per ogni canale. Il valore della massa ottenuto dal fit è $m_H = 124.3_{-0.5}^{+0.6}(stat)_{-0.3}^{+0.5}(sist)$ GeV.

4.3.3 Signal strength

Il signal strength μ agisce come fattore di scala sul numero totale di eventi predetti dal Modello Standard per ognuno dei processi di segnale del bosone di Higgs. In figura 4.7 si riportano le linee di contorno del rapporto di likelihood profilato al 68% CL e 95% CL con e senza le incertezze sistematiche di μ in funzione di m_H . Il valore di μ per $m_H = 124.3$ GeV è $\mu = 1.7_{-0.4}^{+0.5}$.

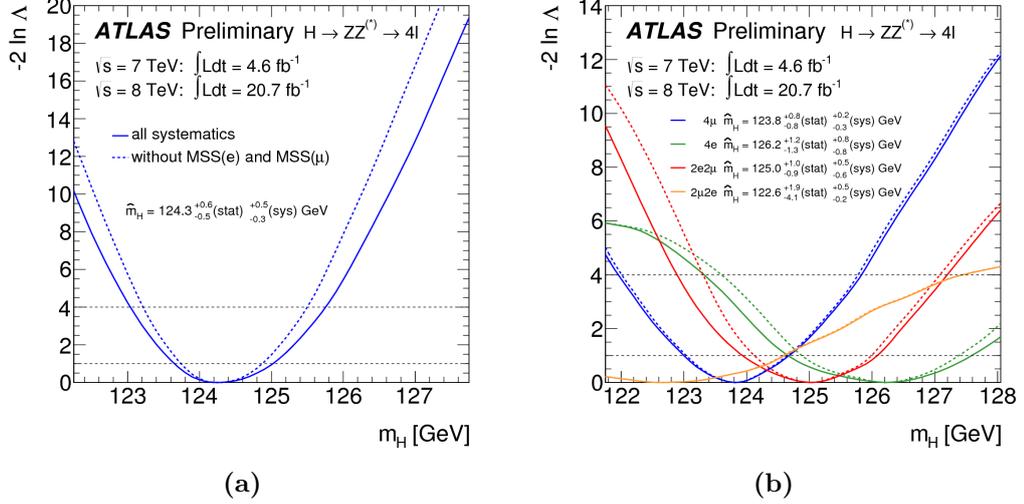


Figura 4.6: Likelihood profilata in funzione di m_H (a) per la combinazione di tutti i canali, (b) per ogni canale, per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Sono riportate le likelihood profilate sia senza (linea tratteggiata) che con le sistematiche. L'incertezza sul valore del fit ha un CL al 68% (95%) dove la funzione vale 1 (4).

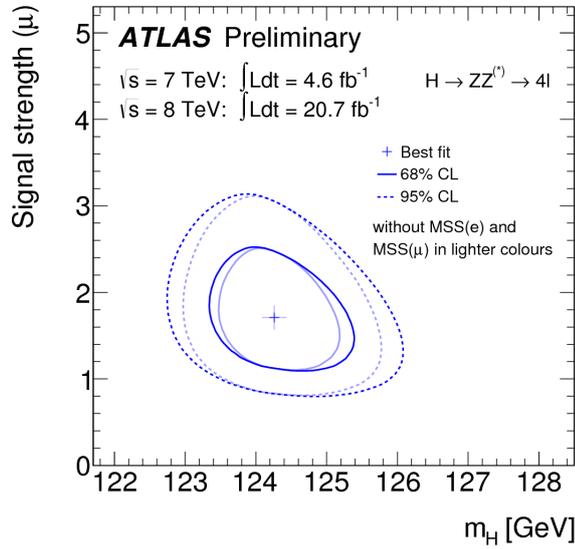


Figura 4.7: Linee di contorno del rapporto di likelihood nel piano (μ, m_H) , che nel limite asintotico, corrispondono a curve di livello al 68% e 95%. Le linee continue includono le incertezze dovuto al mass scale.

Capitolo 5

Misura delle proprietà di spin-CP nel canale

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$$

La misura dello spin e della parità della nuova risonanza assume un ruolo centrale nell'analisi attuale e futura a LHC, in quanto potrà confermare o meno le caratteristiche del bosone e stabilire se le sue proprietà sono quelle previste dal Modello Standard. Il bosone di Higgs del Modello Standard ha spin 0 e parità positiva. Nonostante questo non si possono escludere modelli che prevedono l'esistenza di una particella simile al bosone ma con spin diverso (ad esempio 1 o 2), o stati con parità mista.

La recente osservazione del decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ preclude la possibilità dell'ipotesi di spin 1, così come previsto dal teorema di Landau-Yang[CIT]. Tuttavia qualora i decadimenti $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ dovessero appartenere a due risonanze diverse con masse simili questa possibilità dovrebbe essere di nuovo considerata. Inoltre la risonanza potrebbe avere spin 1 se il decadimento in $\gamma\gamma$ fosse in realtà un decadimento in 4γ , dove le coppie di fotoni vengono prodotte con un angolo di apertura estremamente piccolo.

Il decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ è un canale eccellente per misurare lo spin, la parità e la struttura tensoriale degli accoppiamenti del nuovo bosone dal momento che è possibile ricostruire l'intera cinematica del decadimento. Nei canali $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2\ell 2\nu$ e $H \rightarrow \gamma\gamma$ sono infatti disponibili meno informazioni cinematiche.

5.1 Cinematica di produzione e decadimento della risonanza

Si consideri il seguente processo:

$$gg/q\bar{q} \rightarrow X(q) \rightarrow V_1(q_1)V_2(q_2), \quad V_1 \rightarrow f(q_{11})\bar{f}(q_{12}), \quad V_1 \rightarrow f(q_{21})\bar{f}(q_{22}) \quad (5.1)$$

corrispondente alla produzione di una risonanza X , seguita dal suo decadimento in due bosoni vettoriali, i quali allora volta decadono in due leptoni ciascuno. Il quadrimpulso di tutte le particelle è mostrato in parentesi. La conservazione del momento implica:

$$q_i = q_{i1} + q_{i2}, \quad q = q_1 + q_2$$

Le tre masse invarianti m_X , m_1 (ossia la massa del bosone vettoriale più pesante), m_2 (la massa del bosone più leggero), e sei angoli caratterizzano completamente la cinematica del processo in eq. 5.1 nel sistema a riposo della risonanza. Cinque angoli sono riportati in figura 5.1, mentre il sesto definisce una rotazione globale nel piano trasverso all'asse di collisione e pertanto non è illustrato. Gli angoli di produzione e decadimento sono definiti nel seguente modo:

- Gli angoli $\theta^* \in [0, \pi]$ e $\phi^* \in [-\pi, \pi]$ sono definiti dalla direzione del versore di V_1 , $\hat{q}_1 = (\sin \theta^* \cos \Phi^*, \sin \theta^* \sin \Phi^*, \cos \theta^*)$, nel sistema a riposo di X . In questo sistema di riferimento, l'asse di collisione è allineato con l'asse z , $\hat{n}_z = (0, 0, 1)$ coincidente con la direzione di un quark o di un gluone iniziale. Si noti che l'angolo ϕ^* introduce solamente una fase globale, e pertanto non sarà considerato nell'analisi.
- gli angoli $\phi \in [-\pi, \pi]$ e $\phi_1 \in [-\pi, \pi]$ sono gli angoli azimutali tra i tre piani costruiti dai prodotti di decadimento della risonanza X e da quelli dei due bosoni V_i nel sistema a riposo di X . Gli angoli sono esplicitamente definiti come:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)|} \times \cos^{-1}(-\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2), \\ \Phi_1 &= \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{sc})}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{sc})|} \times \cos^{-1}(\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_{sc}), \end{aligned} \quad (5.2)$$

dove i vettori normali ai tre piani sono

$$\hat{n}_1 = \frac{\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}}{|\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}|}, \quad \hat{n}_2 = \frac{\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}}{|\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}|}, \quad \text{and} \quad \hat{n}_{sc} = \frac{\hat{n}_z \times \vec{q}_1}{|\hat{n}_z \times \vec{q}_1|}. \quad (5.3)$$

$\vec{q}_{i1(2)}$ è il vettore impulso di un fermione (antifermione) nel decadimento dei V_i , e $\vec{q}_1 = \vec{q}_{11} + \vec{q}_{12}$ è il vettore impulso di V_1 , tutti definiti nel sistema a riposo della risonanza X.

- Infine θ_1 e $\theta_2 \in [0, \pi]$ sono gli angoli tra il leptone negativo dello stato finale e la direzione di volo del bosone Z dal quale è decaduto.

$$\theta_1 = \cos^{-1} \left(-\frac{\vec{q}_2 \cdot \vec{q}_{11}}{|\vec{q}_2| |\vec{q}_{11}|} \right), \quad \theta_2 = \cos^{-1} \left(-\frac{\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{21}}{|\vec{q}_1| |\vec{q}_{21}|} \right), \quad (5.4)$$

I quadrivettori dei leptoni sono calcolati nel sistema a riposo del corrispondente bosone Z.

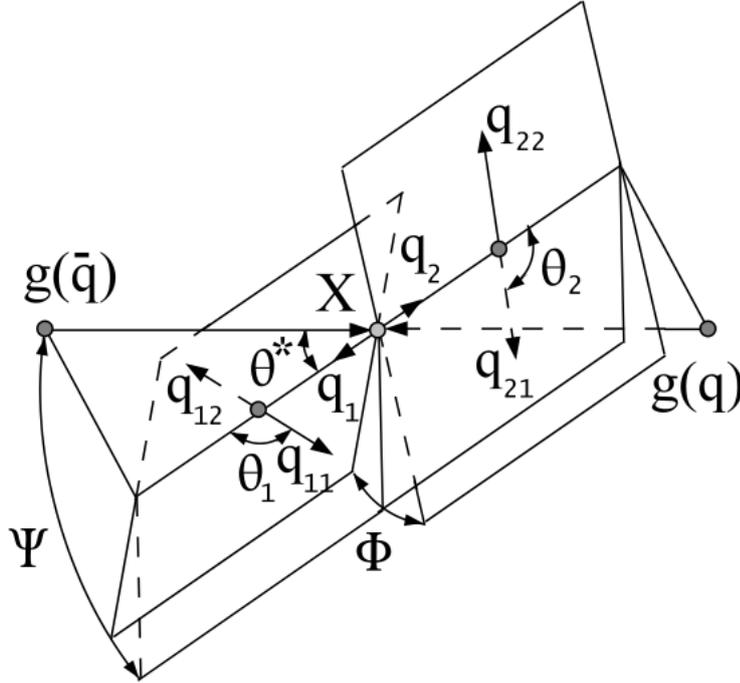


Figura 5.1: Illustrazione degli angoli di produzione e decadimento per una risonanza X che decade in due bosoni vettoriali V_i , con stato finale a quattro leptoni. Le definizioni degli angoli sono nel testo.

Le masse invarianti dei bosoni V_i , i sei angoli di decadimento sopra definiti, ed il quadrimpulso dello stato iniziale partonico soddisfano i dodici gradi di libertà. Nel caso di un bosone a spin zero, la sezione d'urto di produzione non dipende dagli angoli di produzione θ^*, ϕ_1 . Quindi differenti parità possono

essere distinte studiando solo gli angoli di decadimento θ_1, θ_2, ϕ . Per altre ipotesi di spin tutti e cinque gli angoli sono indispensabili per discriminare tra i vari casi.

Come già detto, gli angoli di produzione sono definiti nel sistema a riposo dei quattro leptoni. Si può mostrare che l'impulso trasverso del sistema può introdurre delle incertezze. Per un sistema con un momento trasverso molto grande gli assi dei partoni che collidono nel sistema a riposo dei quattro leptoni non è collineare. Per compensare quest'effetto, si è soliti esprimere gli angoli di produzione nel sistema di riferimento Collins-Soper [], dove l'asse z è a metà tra gli assi dei due bosoni vettoriali. L'effetto di introdurre questo sistema di riferimento risulta essere trascurabile nella regione di segnale considerata.

5.2 Struttura tensoriale del vertice $H \rightarrow ZZ^*$

Per una risonanza con spin 0 che decade in due bosoni vettoriali V , la forma più generale dell'ampiezza di scattering si può scrivere:

$$A(X \rightarrow V_1 V_2) = v^{-1} [g_1 M_V^2 \varepsilon_1^* \varepsilon_2^* + g_2 f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2)\mu\nu} + g_3 f^{*(1)\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*(2)} \frac{q_\nu q^\alpha}{\Lambda^2} + g_4 f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2)\mu\nu}] \quad (5.5)$$

dove $g_{1,\dots,4}$ sono le costanti di accoppiamento e $f^{*(i)\mu\nu}$ denota il tensore del campo del bosone vettoriale con impulso q_i . Λ è la scala alla quale si potrebbero verificare fenomeni di nuova fisica oltre il Modello Standard.

L'ampiezza di scattering nel caso di spin 1 è:

$$A(X \rightarrow V_1 V_2) = g_1 [(\varepsilon_1^* q)(\varepsilon_2^* \varepsilon_X) + (\varepsilon_2^* q)(\varepsilon_1^* \varepsilon_X)] + g_2 \varepsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \varepsilon_X^\alpha \varepsilon_1^{*\mu} \varepsilon_2^{*\nu} \tilde{q}^\beta. \quad (5.6)$$

ε_X è il vettore di polarizzazione della risonanza X .

Per il caso di spin 2:

$$\begin{aligned} A(X \rightarrow V_1 V_2) = & \Lambda^{-1} \left[2g_1 X_{\mu\nu} f^{*(1)\mu\alpha} f_\alpha^{*(2)\nu} + 2g_2 X_{\mu\nu} \frac{q_\alpha q_\beta}{\Lambda^2} f^{*(1)\mu\alpha} f^{*(2)\nu\beta} \right. \\ & + g_3 \frac{\tilde{q}^\beta \tilde{q}^\alpha}{\Lambda^2} X_{\beta\nu} (f^{*(1)\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*(2)} + f^{*(2)\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*(1)}) + g_4 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} X_{\mu\nu} f^{*(1)\alpha\beta} f_{\alpha\beta}^{*(2)} \\ & + m_V^2 X_{\mu\nu} \left(2g_5 \varepsilon_1^{*\mu} \varepsilon_2^{*\nu} + 2g_6 \frac{\tilde{q}^\mu q_\alpha}{\Lambda^2} (\varepsilon_1^{*\nu} \varepsilon_2^{*\alpha} - \varepsilon_1^{*\alpha} \varepsilon_2^{*\nu}) + g_7 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} (\varepsilon_1^* \varepsilon_2^*) \right) \\ & + g_8 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} X_{\mu\nu} f^{*(1)\alpha\beta} \tilde{f}_{\alpha\beta}^{*(2)} \\ & \left. + m_V^2 X_{\mu\alpha} \tilde{q}^\alpha \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left(g_9 \frac{q^\sigma}{\Lambda^2} \varepsilon_1^{*\nu} \varepsilon_2^{*\rho} + g_{10} \frac{q^\rho \tilde{q}^\sigma}{\Lambda^4} (\varepsilon_1^{*\nu} (q \varepsilon_2^*) + \varepsilon_2^{*\nu} (q \varepsilon_1^*)) \right) \right]. \quad (5.7) \end{aligned}$$

J^P	Produzione	Decadimento	Caratteristica
0^+	$gg \rightarrow X :$	$g_1 = 1 \ g_2 = g_3 = g_4 = 0$	Bosone di Higgs SM
0^-	$gg \rightarrow X :$	$g_4 = 1 \ g_1 = g_2 = g_3 = 0$	“Pseudo-scalare”
1^+	$q\bar{q} \rightarrow X :$	$g_1 = 0 \ g_2 = 1$	
1^-	$q\bar{q} \rightarrow X :$	$g_1 = 1 \ g_2 = 0$	
2_m^+	$gg \rightarrow X : g_1 = 1$	$g_1 = g_5 = 1$	Modello a gravitone con accoppiamento minimale
2_m^+	$q\bar{q} \rightarrow X : g_1 = 1$	$g_1 = g_5 = 1$	Modello a gravitone con accoppiamento minimale
2^-	$gg \rightarrow X : g_1 = 1$	$g_8 = g_9 = 1$	“Pseudo-tensore”

Tabella 5.1: Scelta dei parametri di accoppiamento per i modelli di spin 0,1, e 2 considerati nell’analisi.

I coefficienti g_i sono i parametri di accoppiamento della lagrangiana effettiva. In generale sono numeri complessi dipendenti dall’impulso. A seconda dei valori che assumono si possono costruire diversi modelli teorici sul bosone di Higgs. Ad esempio, il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard ha $J^P = 0^+$ e corrisponde ad uno scenario in cui $g_1 = 1$ e $g_2 = g_3 = g_4 = 0$. Modelli esotici, tensoriali, pseudo-tensoriali, con violazione di CP possono quindi verificarsi a seconda dei valori g_i misurati. In tabella 5.1 sono riportati i parametri di accoppiamento che sono stati utilizzati nell’analisi per la modellizzazione delle diverse ipotesi di spin-parità.

Le osservabili utilizzate nell’analisi sono sensibili alle diverse ipotesi di spin-parità. Queste sono intimamente collegate alle ampiezza di elicità $A_{\lambda_1 \lambda_2}$ ottenute a loro volta dall’ampiezza di scattering che descrive l’interazione della risonanza con i bosoni vettoriali.

L’ampiezza di scattering può essere riscritta in termini di nuovi coefficienti che risultano essere combinazione dei parametri di accoppiamento g_i . Con riferimento al caso di spin 0 l’equazione 5.5 riscritta in funzione dei nuovi coefficienti a_i diventa:

$$A(X \rightarrow V_1 V_2) = v^{-1} \epsilon_1^{*\mu} \epsilon_2^{*\nu} \left(a_1 g_{\mu\nu} m_X^2 + a_2 q_\mu q_\nu + a_3 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\alpha q_2^\beta \right). \quad (5.8)$$

I coefficienti $a_{1,2,3}$ sono collegati a $g_{1,2,3,4}^{(0)}$ dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} a_1 &= g_1^{(0)} \frac{m_V^2}{m_X^2} + \frac{s}{m_X^2} \left(2g_2^{(0)} + g_3^{(0)} \frac{s}{\Lambda^2} \right) \\ a_2 &= - \left(2g_2^{(0)} + g_3^{(0)} \frac{s}{\Lambda^2} \right) \\ a_3 &= -2g_4^{(0)}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

dove s viene definito come

$$s = q_1 q_2 = \frac{m_X^2 - m_1^2 - m_2^2}{2}. \quad (5.10)$$

Per una risonanza con spin 0 con gli accoppiamenti mostrati in equazione 5.8, le ampiezze di elicità si scrivono:

$$\begin{aligned} A_{00} &= -\frac{m_X^2}{v} \left(a_1 \sqrt{1+x} + a_2 \frac{m_1 m_2}{m_X^2} x \right), \\ A_{++} &= \frac{m_X^2}{v} \left(a_1 + i a_3 \frac{m_1 m_2}{m_X^2} \sqrt{x} \right), \\ A_{--} &= \frac{m_X^2}{v} \left(a_1 - i a_3 \frac{m_1 m_2}{m_X^2} \sqrt{x} \right), \end{aligned} \quad (5.11)$$

ed x è

$$x = \left(\frac{m_X^2 - m_1^2 - m_2^2}{2m_1 m_2} \right)^2 - 1. \quad (5.12)$$

Due dei tre coefficienti a_1 , a_2 , e a_3 possono essere in generale numeri complessi. Gli accoppiamenti a_1 e a_2 descrivono l'interazione di una particella CP pari con due bosoni di gauge. L'accoppiamento a_3 è responsabile dell'interazione di una particella con CP dispari. Il Modello Standard prevede $a_1 = 1$ e $a_2 = a_3 = 0$. La violazione di CP nel settore dell'Higgs si ha quando sia a_3 che a_1 e/o a_2 sono diversi da zero.

5.3 Scopo della misura

L'obiettivo finale dell'analisi è la misura sperimentale di tutte le ampiezze di elicità che coinvolgono la risonanza ed i bosoni vettoriali. I parametri nelle distribuzioni angolari e di massa sono parametri di un fit multidimensionale fatto sui dati ottenuti. Una tale procedura richiede un campione di eventi di segnale molto grande e non ancora disponibile.

Il primo passo nell'analisi è comprendere quindi le proprietà di spin-parità della risonanza distinguendo tra diverse ipotesi (**Test d'ipotesi a coppie**). Una successiva estensione dell'analisi è quella di effettuare un fit sul rapporto tra i parametri di accoppiamento (**Fit 2D con discriminante 1D**). Infine si può eseguire un fit multidimensionale a tutti i parametri di accoppiamento usando un insieme completo di osservabili cinematiche (**Fit 8D**). Nel presente lavoro saranno illustrate tutti gli approcci, descrivendone le metodologie, i risultati e le prospettive future.

5.4 Produzione degli eventi

Il generatore JHU Leading Order (LO) è stato utilizzato per simulare il decadimento di un bosone di Higgs Standard Model per tutti gli stati con spin e parità considerati, sia per $\sqrt{s} = 7$ TeV che per $\sqrt{s} = 8$ TeV. Il generatore Pythia MC viene impiegato per gli sciami partonici. La validazione del JHU MC viene fatta confrontando i dati con il generatore POWHEG Next to Leading Order (NLO), dato che questo fornisce le migliori predizioni per il p_T di un bosone di Higgs previsto dal Modello Standard.

In quest'analisi vengono considerati risonanze CP pari e dispari, con spin 0,1 e 2. Mentre le proprietà degli stati a spin 0 e 1 sono ben definite e note, quelle degli stati a spin 2 sono fortemente dipendenti dal modello teorico assunto. Il meccanismo di produzione dominante di bosoni scalari pesanti a LHC è la fusione gluoni-gluoni. La produzione VBF e VH risulta essere trascurabile nel canale ZZ^* e quindi non viene considerata in quest'analisi.

Al contrario di una risonanza con spin-0, uno stato con spin 2 può essere prodotto anche attraverso la fusione $q\bar{q}$ nel canale s . Non è noto la frazione relativa di gg e $q\bar{q}$ nel meccanismo di produzione di bosoni con spin 2. Per ottenere una stima indipendente dal modello, si considerano i seguenti casi:

- 100% gg
- 100% gg 25% $q\bar{q}$
- 100% gg 50% $q\bar{q}$
- 100% gg 75% $q\bar{q}$
- 100% $q\bar{q}$

Poichè non ci sono effetti di interferenza nella produzione si possono creare i modelli scelti semplicemente mescolando gli eventi dal corrispondente campione Monte Carlo.

5.5 Selezione degli eventi

Gli eventi non vengono separati in base al loro meccanismo di produzione, ma si effettua uno studio completamente inclusivo. Gli eventi appartengono alla regione di segnale $115 \text{ GeV} < m_{4\ell} < 130 \text{ GeV}$. Per aumentare la sensibilità totale, questa regione di segnale viene divisa in due regioni:

- alto S/B: corrispondente ad una regione con alto rapporto segnale-rumore, nell'intervallo di massa $121 \text{ GeV} < m_{4\ell} < 127 \text{ GeV}$;

- basso S/B: corrispondente ad una regione con basso rapporto segnale-rumore, negli intervalli di massa $115 \text{ GeV} < m_{4\ell} < 121 \text{ GeV} \cup 127 \text{ GeV} < m_{4\ell} < 130 \text{ GeV}$;

Da questa divisione della regione di massa si stima un aumento in sensibilità per ogni ipotesi testata di $\sim 6\%$.

Si assume che la massa della risonanza osservata sia di 125 GeV e che decada sia nel canale ZZ^* che Z^*Z^* . Le masse osservate di bosoni Z possono essere usate per discriminare tra diversi stati di spin e parità. Le stime del fondo e della regione di segnale sono ottenute usando sia metodi data-driven che tecniche Monte Carlo.

Può capitare che per i canali $4e$ e 4μ si verifichi un'errata ricostruzione delle coppie, associando due leptoni di carica opposta (e stesso sapore) non derivanti dallo stesso bosone Z. Si parla in questo caso di coppie “*wrong-paired*” (WP) per il canale considerato, o nel caso di corretta ricostruzione di coppie “*right-paired*” (RP) o “*good-paired*” (GP). In tabella 5.2 si riportano le frazioni di eventi WP osservate nei campioni JHU per i due canali interessati, e per il fondo ZZ .

Campione	Frazione di candidati WP	
	4μ	$4e$
Powheg ggH125	9.4 ± 0.4	11.0 ± 0.7
JHU ggH125 0p	9.2 ± 0.5	10.9 ± 0.7
JHU ggH125 0m	13.5 ± 0.6	13.9 ± 0.8
JHU qqH125 1p	3.5 ± 0.3	4.1 ± 0.5
JHU qqH125 1m	6.8 ± 0.3	6.9 ± 0.5
JHU ggH125 2p	6.3 ± 0.4	6.5 ± 0.5
JHU qqH125 2p	6.0 ± 0.4	6.5 ± 0.6
JHU ggH125 2m	16.7 ± 0.6	15.9 ± 0.8
JHU qqH125 2m	13.2 ± 0.7	16.8 ± 1.3
Powheg ZZ	17.8 ± 0.3	16.4 ± 0.4

Tabella 5.2: Frazione di candidati WP stimati nella regione di massa 115-130 GeV con i campioni JHU e POWHEG .

5.6 Implementazione del metodo MELA

Nell'analisi illustrata è stato sviluppato il cosiddetto **Matrix Element Approach**(MELA), al fine di sfruttare tutte le informazioni disponibili e massimizzare la sensitività. La strategia applicata segue il metodo proposto in [], che fornisce i calcoli teorici completi che descrivono la struttura generale delle ampiezze di scattering e le distribuzioni angolari generali per il processo $H \rightarrow ZZ^*$, includendo anche il trattamento completo della cinematica dei bosoni vettoriali.

Nel calcolo dell'elemento di matrice vengono considerati sia i meccanismi di fusione gluone-gluone (gg) che l'annichilazione quark-antiquark ($q\bar{q}$). In questo modo si può ottenere una descrizione completa di tutti i possibili stati iniziali di polarizzazione per le ipotesi di risonanza con spin 0, 1 e 2, tramite una descrizione cinematica del tutto generale e l'inclusione di tutte le correlazioni tra gli spin.

5.6.1 Funzione di densità di probabilità J^P – MELA

La funzione di likelihood estesa \mathcal{L} , che descrive gli eventi di segnale è:

$$\mathcal{L}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, \dots, f_{z_2}) = \prod_{\text{categorie}} \text{Pois}(N_S) \cdot \prod_{\text{eventi}} \cdot PDF_s(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, \dots, f_{z_2}) \quad (5.13)$$

PDF_S indica la funzione densità di probabilità del segnale e

- $\text{Pois}(N_S)$ è la distribuzione di Poisson del numero di eventi di segnale in una data categoria, con valore atteso N_S ;
- $m_{4\ell}$ è la massa invariante del candidato Higgs;
- m_{Z_1} e m_{Z_2} sono le masse dei due bosoni Z;
- $\vec{\Omega}$ rappresenta il vettore che ha per componenti le cinque variabili angolari usate per caratterizzare la produzione ($\cos(\theta^*), \phi_1$), ed il decadimento ($\cos(\theta_1), \cos(\theta_2), \phi$) del candidato bosone di Higgs;
- i coefficienti $g_i, i = 1 \dots$ e $f_{z_0} \dots f_{z_2}$ sono i parametri di accoppiamento della teoria.

La produttoria di ogni singolo evento nella likelihood viene eseguita su tutti gli eventi candidati e su tutte le categorie, cioè sui diversi canali di decadimento

in quattro leptoni del vertice $H \rightarrow ZZ^*$: $(4\mu, 2e2\mu, 2\mu2e, 4e)$ e sulle diverse misure (per esempio a 7 e 8 TeV).

Si osservi che dal momento che la PDF di segnale descrive la probabilità di un evento completamente ricostruito e selezionato, data la particolare ipotesi scelta, si deve tener conto delle correzioni dovute all'accettanza del rivelatore e alla selezioni dell'analisi. Pertanto la PDF deve essere costruita tenendo presente la possibilità del “*mis-pairing*” nella ricostruzione di un evento: è quindi necessaria un'adeguata trattazione degli eventi GP e WP. Le due possibili tipologie di accoppiamento dei leptoni ricostruite vengono trattate come segue:

- per gli eventi dove le coppie di leptoni sono correttamente associate (i candidati GP), la PDF teorica viene corretta per una funzione di accettanza che tiene conto della risoluzione dell'intero rivelatore e dei tagli effettuati sull'analisi per le osservabili $(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega})$;
- per gli eventi ricostruiti con 4μ e $4e$ in cui le coppie sono erroneamente associate (candidati WP) non esiste una PDF teorica. Per questi candidati viene quindi costruita una PDF empirica per ogni ipotesi di spin e per ogni stato finale, a partire dai dati Monte Carlo. La PDF è il prodotto di una distribuzione (“*template*”) bidimensionale di m_{Z_1} e m_{Z_2} , che tiene conto delle correlazioni tra queste due osservabili, e di una distribuzione unidimensionale per gli angoli di produzione e decadimento, ottenuta dai fit delle distribuzioni Monte Carlo. La distribuzione di $m_{4\ell}$ è la stessa usata per i candidati GP.

La PDF di segnale va dunque riscritta come segue:

$$\begin{aligned}
 PDF_S(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, \dots, f_{z_2}) = \\
 f_{GP} \cdot PDF_{GP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, \dots, f_{z_2}) \cdot Acc_{GP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \\
 + (1 - f_{GP}) PDF_{WP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}).
 \end{aligned}
 \tag{5.14}$$

Il termine f_{GP} indica la frazione di candidati GP, calcolata usando le simulazioni Monte Carlo, riportati in tabella 5.2. $Acc_{GP}(\vec{\Omega})$ è il termine di correzione in accettanza che tiene conto degli effetti del rivelatore.

Sia per i candidati GP che WP, si assume che le osservabili angolari non siano correlate. Tale assunzione può portare ad un potere di separazione tra diverse ipotesi leggermente ridotto, ma non viene introdotto alcun bias.

5.6.2 Costruzione della PDF per i candidati GP

Gli eventi GP sono descritti dal termine della PDF

$$PDF_{GP}(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) \cdot Acc_{GP}(\vec{\Omega})$$

dove PDF_{GP} è la probabilità di ottenere un evento di segnale calcolata tramite l'approccio MELA e $Acc_{GP}(\vec{\Omega})$ è il termine di correzione in accettazione che tiene conto degli effetti del rivelatore sulle osservabili. Questo termine viene parametrizzato empiricamente usando gli eventi simulati della Monte Carlo per ogni ipotesi di spin. La dipendenza della PDF_{GP} dalla massa della risonanza, da quella dei bosoni e dalle variabili angolari viene fattorizzata:

$$\begin{aligned} PDF_{GP}(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) = \\ PDF(m_{4l}) \cdot PDF_{GP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}). \end{aligned} \quad (5.15)$$

Il termine $PDF(m_{4l})$ viene descritto da una funzione che è la somma di una Gaussiana e di una Crystal-Ball¹ ed i cui parametri sono estrapolati da un fit su eventi simulati MC, per ogni ipotesi di spin. L'altro termine è dato dalla distribuzione delle osservabili definite in PARAGRAFO di una generica particella con spin 0,1, e 2, e descritte in [nota gao]. Per descrivere la risoluzione sulla massa invariante dei bosoni Z e gli effetti dovuti alle perdite di energia per emissione di radiazione iniziale o finale viene usato una funzione Gaussiana. Per le masse dei bosoni Z viene inoltre applicata un'ulteriore correzione in accettazione, che viene estratta dalle simulazioni MC confrontando le distribuzioni degli eventi ricostruiti e "truth" (cioè senza tener conto degli effetti del rivelatore, ma considerando solo la distribuzione teorica) in analogia a quanto viene fatto per le variabili angolari.

Il termine di correzione Acc_{GP} che compare nell'equazione 5.14 viene costruito utilizzando metà della statistica totale di eventi simulati MC. L'altra metà verrà usata per i "closure test" (PARAGRAFO) e per estrarre i limiti attesi. L'istogramma dell'accettazione per ognuna delle osservabili è definito come il rapporto tra la distribuzione angolare ricostruita e quella a livello truth:

$$Acc_{GP}(x) = \frac{\text{Distribuzione JHU reco}(x)}{\text{Distribuzione JHU truth}(x)} \quad (5.16)$$

Il fit sull'istogramma dell'accettazione viene effettuato utilizzando una funzione generica della forma:

$$f(x) = (a + bx + cx^2) \cdot \left(\sum_{i=0}^4 p_i \cdot \cos(x \cdot 2i) + \sum_{j=4}^8 q_j \cdot \sin(x \cdot 2j) \right) \quad (5.17)$$

¹La funzione Crystal-Ball è una funzione molto usata in fisica delle alte energie. Consiste in una parte centrale gaussiana ed una coda laterale. Viene spesso usato per descrivere gli effetti di perdite di energia radiative quando si ricostruisce una massa invariante.

dove i parametri a, b, c, p_i, p_j sono parametri liberi del fit sulla distribuzione MC dell'osservabile x considerata.

5.6.3 Costruzione della PDF per i candidati WP

Gli eventi WP, possibili solo nei canali 4μ e $4e$ sono invece descritti dal termine:

$$PDF_{WP}(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \quad (5.18)$$

La PDF_{WP} viene fattorizzata come segue:

$$PDF_{WP}(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) = PDF(m_{4l}) \cdot PDF_{WP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}) \cdot PDF_{WP}(\vec{\Omega}). \quad (5.19)$$

Questo termine della PDF viene estratto, separatamente per ogni ipotesi di spin, dagli eventi di segnale simulati MC, costruendo l'errato accoppiamento dei quattro leptoni, usando sia i template per m_{Z_1} and m_{Z_2} , che parametrizzazioni empiriche per le osservabili angolari. Le distribuzioni dei candidati WP sono estratte a partire da metà dell'intera statistica MC a disposizione. La funzione analitica viene ricavata da fit sulle osservabili angolari, nell'ipotesi che non siano correlate. La PDF angolare per gli eventi WP è costruita come il prodotto delle cinque parametrizzazioni singole ottenute dai fit. Le funzioni usate hanno la forma:

$$f(x) = (a + bx + cx^2) \cdot \left(\sum_{i=0}^4 p_i \cdot \cos(x \cdot 2i) + \sum_{j=4}^8 q_j \cdot \sin(x \cdot 2j) \right) \quad (5.20)$$

dove i parametri a, b, c, p_i, p_j sono parametri liberi del fit sulla distribuzione MC dell'osservabile x considerata. Le masse dei bosoni Z sono invece descritte usando un template bidimensionale, tenendo quindi in conto gli effetti di correlazione tra le due masse.

5.6.4 Costruzione degli stati a spin 2 misti

La frazione relativa tra i meccanismi di produzione gg e $q\bar{q}$ per un bosone di spin 2 non è nota. Pertanto, come già detto precedentemente, per ottenere una stima indipendente dal modello si studiano casi in cui la frazione relativa alla produzione $q\bar{q}$, $f_{q\bar{q}}$, viene fatta variare. Sono stati studiati cinque diversi valori per $f_{q\bar{q}}$: $f_{q\bar{q}} = 0\%, 25\%, 50\%, 75\%, 100\%$. La PDF di un bosone con spin 2 viene scritta come segue:

$$\begin{aligned} PDF_S(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, f_{qq}, f_{z_2}) = \\ f_{q\bar{q}}^{eff} \cdot PDF_S(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, f_{qq} = 1, f_{z_2}) + \\ +(1 - f_{q\bar{q}}^{eff}) \cdot PDF_S(m_{4l}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega} | g_1, \dots, g_{10}, f_{z_0}, f_{qq} = 0, f_{z_2}). \end{aligned} \quad (5.21)$$

Si osservi che, in questa notazione, gli stati completamente gg e $q\bar{q}$ sono già stati corretti per l'accettanza del rivelatore e per gli effetti di selezione; è quindi necessario combinarli utilizzando i coefficienti f_{qq}^{eff} e $(1 - f_{qq}^{eff})$, essendo f_{qq}^{eff} la frazione pesata usando le corrispondenti efficienze di selezione dell'analisi, che sono in linea di principio diverse a seconda del meccanismo di produzione. In particolare:

$$f_{qq}^{eff} = \frac{f_{qq} \cdot \epsilon_{qq}}{f_{qq} \cdot \epsilon_{qq} + (1 - f_{qq}) \cdot \epsilon_{gg}}.$$

Le efficienze ϵ_{qq} e ϵ_{gg} sono state calcolate usando gli eventi di segnale della MC e sono mostrate in tabella 5.3.

J^P	Meccanismo di produzione	Canale di decadimento	Efficienze di selezione
2_m^+	$gg \rightarrow X$	$X \rightarrow 4\mu$	0.346 ± 0.003
2_m^+		$X \rightarrow 2\mu 2e$	0.216 ± 0.003
2_m^+		$X \rightarrow 2e 2\mu$	0.279 ± 0.003
2_m^+		$X \rightarrow 4e$	0.181 ± 0.002
2_m^+	$q\bar{q} \rightarrow X$	$X \rightarrow 4\mu$	0.315 ± 0.002
2_m^+		$X \rightarrow 2\mu 2e$	0.193 ± 0.002
2_m^+		$X \rightarrow 2e 2\mu$	0.254 ± 0.002
2_m^+		$X \rightarrow 4e$	0.165 ± 0.002
2^-	$gg \rightarrow X$	$X \rightarrow 4\mu$	0.356 ± 0.003
2^-		$X \rightarrow 2\mu 2e$	0.218 ± 0.003
2^-		$X \rightarrow 2e 2\mu$	0.278 ± 0.003
2^-		$X \rightarrow 4e$	0.193 ± 0.002
2^-	$q\bar{q} \rightarrow X$	$X \rightarrow 4\mu$	0.233 ± 0.003
2^-		$X \rightarrow 2\mu 2e$	0.140 ± 0.002
2^-		$X \rightarrow 2e 2\mu$	0.112 ± 0.002
2^-		$X \rightarrow 4e$	0.180 ± 0.002

Tabella 5.3: Le efficienze di selezione nell'analisi effettuata per un bosone simile all'Higgs con spin 2. I valori riportati si riferiscono ad entrambi i meccanismi di produzione ($q\bar{q}$ e gg), e per ogni canale studiato.

5.6.5 Closure-test

La descrizione della costruzione della likelihood nel precedente paragrafo unisce i calcoli teorici dell'approccio MELA a correzioni empiriche che tengono

conto degli effetti del rivelatore. Per verificare la validità del modello ottenuto si effettua un confronto (closure-test) tra le proiezioni unidimensionali della likelihood su tutte le osservabili rispetto ai dati simulati. Il confronto viene fatto su tutti i possibili casi di spin studiati. I closure test ottenuti sono ottenuti utilizzando solo metà dell'intera statistica JHU MC a disposizione, avendo utilizzato l'altra metà per la parametrizzazione delle funzioni utilizzate per costruire la PDF. In questo modo si evitano possibili effetti di bias.

Si è ottenuto un buon accordo tra le proiezioni della likelihood di segnale ed i dati MC, ciò sta ad indicare che le parametrizzazioni scelte sono adeguate per una descrizione generale degli stati di spin studiati. Il confronto per tutte le osservabili studiate nel caso di un bosone di Higgs previsto dal Modello Standard sono mostrate nelle figure da FIG. a FIG. Le piccole discrepanze tra le due distribuzioni non introducono alcun bias nelle procedure di analisi e pertanto non vengono considerate nella stima delle incertezze sistematiche.

Inceteezze sistematiche

Esistono diverse sorgenti di inceteezze sistematiche che devono essere considerate, come quelle dovute al tasso di produzione e alla normalizzazione del fondo, e quelle dovute al metodo del matrix element, che includono effetti dovuti alla modellizzazione del segnale MC e della likelihood.

In particolare le inceteezze sistematiche dovute alla normalizzazione consistono in:

- l'effetto dell'inceteezza sistematica
- lo spostamento di eventi tra la regione di bassa e alta massa, dovuto essenzialmente al variare della massa del bosone di Higgs;
- effetti sulla normalizzazione delle inceteezze sistematiche
- le normalizzazioni del fondo riducibile e irriducibile

5.7 Ottimizzazione del metodo MELA

Recentemente sono stati apportati una serie di cambiamenti al metodo MELA, al fine di ottimizzarne l'implementazione per ottenere un miglioramento nell'analisi dei dati. I due cambiamenti principali riguardano:

1. la costruzione di una PDF per i candidati WP
2. una nuova definizione delle funzioni di accetanza

Nel seguito saranno descritte in dettaglio le modifiche apportate.

5.7.1 Funzione densità di probabilità per i candidati WP

A differenza dei candidati GP, la cui PDF può essere parametrizzata sfruttando i calcoli del matrix element dovutamente corretti per le funzioni di accettazione, per i candidati WP non esiste una funzione analitica a priori che li descrive, ma solo una parametrizzazione effettuata con i fit sulle distribuzioni della MC (si veda a tal proposito il paragrafo 5.6.1).

Tuttavia è stato sviluppato un metodo che permette di costruire una PDF per i candidati WP a partire dalla PDF dei candidati GP. Le motivazioni che spingono ad una tale procedura sono molteplici:

- migliora la descrizione del segnale;
- ci si aspetta un guadagno in sensitività sia per i test di ipotesi che per i fit sui parametri di accoppiamento;
- permette di ottenere una funzione analitica di tutte le osservabili anche per i candidati WP;
- si prospetta di utilizzare la PDF WP anche come funzione dei parametri di accoppiamento g_i nel fit di likelihood;
- si ottiene una descrizione completa e simmetrica sia per i candidati GP che WP.

Costruzione della PDF WP

La PDF per i candidati GP è funzione delle cinque variabili angolari e delle tre masse. Per ottenere la PDF WP in funzione di queste osservabili occorre conoscere la distribuzione dei quadri-impulsi dei leptoni e dei bosoni vettoriali dei candidati WP, ed applicare le definizioni delle osservabili così come definite nel paragrafo PAR. La procedura è strutturata con la seguente modalità:

1. Si effettua una trasformazione alla PDF dei candidati GP per riscriverla in funzione dei quadri-impulsi dei leptoni:

$$PDF_{GP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \rightarrow PDF_{GP}(p_{1,2}^\mu, p_3^\mu, p_4^\mu),$$

2. si costruiscono i candidati WP scambiando le coppie dei leptoni GP:

$$(\ell_1^+, \ell_1^-), (\ell_2^+, \ell_2^-) \rightarrow (\ell_1^+, \ell_2^-), (\ell_2^+, \ell_1^-),$$

dove il pedice 1(2) indica la coppia di leptoni appartenenti al bosone Z reale (virtuale). Le due nuove coppie WP ottenute saranno ordinate in base alla loro vicinanza alla massa della Z reale.

3. Dai quadri-impulsi WP così ottenuti si calcolano le osservabili richieste.

La procedura descritta viene applicata a tutte le ipotesi di spin considerate.

Confronto con le distribuzioni MC

La metodologia descritta è stata testata confrontando le distribuzioni ottenute dalla PDF WP con quelle della Monte Carlo WP. La selezione degli eventi è la solita descritta nel paragrafo PAR. In figura FIG sono mostrate le distribuzioni delle osservabili WP della PDF e della MC. Come si può vedere l'accordo è buono.

Si può migliorare ancora l'accordo delle due distribuzioni considerando l'effetto del taglio in p_T sulle distribuzioni MC. Infatti gli eventi generati dalla simulazione hanno un taglio iniziale $p_T > 6$; GeV. Applicando il taglio anche agli eventi della PDF WP le due distribuzioni si sovrappongono meglio (FIG). Infine è interessante studiare anche le distribuzioni WP delle osservabili al variare dei coefficienti di accoppiamento g_i . In figure FIG sono mostrate le distribuzioni delle osservabili WP per diversi valori di g_4 . (COSA AGGIUNGERE?)

5.7.2 Nuova definizione di accettazione

Nella procedura di ottimizzazione di MELA è stata utilizzata una nuova definizione di accettazione rispetto a quella data in equazione 5.16:

$$Acc(x) = \frac{\text{Distribuzione JHU reco}(x)}{\text{Distribuzione PDF truth}(x)} \quad (5.22)$$

Avendo ora a disposizione la PDF WP, la 5.22 è valida sia per i candidati GP che WP. La nuova definizione di accettazione permette di ridurre la dipendenza dai dati Monte Carlo. Nelle figure FIG sono riportate i fit sulle accettanze....

Closure test. Le modifiche apportate all'analisi MELA sono state validate rifacendo i closure test. In figura FIG si riportano i closure test per il caso 0^+ .

5.8 Test d'ipotesi

5.8.1 Test d'ipotesi

Con questa analisi le diverse ipotesi di spin e parità vengono testate a coppie. In ogni test effettuato si assume valida un'ipotesi di spin e parità per la risonanza osservata e si calcola la significanza con la quale l'ipotesi alternativa viene esclusa. L'obiettivo è trovare un modello per il quale l'esclusione osservata rispetto alle altre ipotesi è confrontabile con la sensibilità attesa ottenuta dai dati. Dal momento che il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard ha $J^P = 0^+$ tutte le altre ipotesi devono essere escluse in favore di questo valore di spin-parità.

Trattazione statistica

Il modello di probabilità utilizzato è

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{ij} = & \mu^{\text{signal}} \mathcal{L} f_i^{\text{signal}} N_{\text{signal}} [\varepsilon \cdot \text{PDF}_{\text{signal } 1}^{ij} + (1 - \varepsilon) \cdot \text{PDF}_{\text{signal } 2}^{ij}] \\ & + \sum_{\text{backgrounds } (k)} f_i^{\text{background } k} N_{\text{background } k} \text{PDF}_{\text{background } k}^{ij}, \end{aligned} \quad (5.23)$$

dove μ^{signal} è il signal strength, \mathcal{L} è la luminosità totale, ε is è la frazione dell'ipotesi di segnale rappresentata da $\text{PDF}_{\text{signal } 1}^{ij}$. La PDF è quella ottenuta utilizzando l'approccio MELA visto nel paragrafo 5.6.1 L'ipotesi nulla e l'alternativa saranno indicate con H_0 e H_1 . $N_{\text{background } k}$ e $\text{PDF}_{\text{background } k}^{ij}$ indicano rispettivamente il numero di eventi e la PDF del fondo k-esimo. Il parametro di interesse è ε . I parametri \mathcal{L} , $N_{\text{background } k}$, N_{signal} sono parametri nuisance² che sono vincolati da termini Gaussiani, e le loro incertezze sono determinate dall'analisi utilizzata per la scoperta della risonanza. Il parametro μ^{signal} è profilato???. Gli indici i e j rappresentano rispettivamente i bin S/B e i bin della PDF angolare. La likelihood finale è quindi

$$L = \prod_{ij} \text{Poiss}(N_{\text{data}}^{ij} | \mathcal{P}^{ij}) \quad (5.24)$$

Gli effetti sistematici non sono mostrati. La statistica di test utilizzata è il logaritmo del rapporto delle likelihood profilate $\log[L(H_1)]/[L(H_0)]$. APPENDICE STATISTICA? Una serie di pseudo-esperimenti viene generata in modo tale da costruire le distribuzioni per le due ipotesi, entrambe con lo stesso contenuto di fondo.

²Con parametro di nuisance si indica un parametro il cui valore non è noto a priori, ma che viene ottenuto dai dati (ad esempio effettuando un fit).

Costruzione del discriminante

La metodologia del test d'ipotesi condensa tutte le informazioni cinematiche in una sola variabile che funge da discriminante, per permettere la separazione tra le due ipotesi considerate. Il discriminante unidimensionale $J_M^P ELA$ viene definito come segue:

$$J^P - MELA(\vec{x}) = \frac{P(H_1, \vec{x})}{P(H_1, \vec{x}) + P(H_2, \vec{x})} \quad (5.25)$$

dove $P(H_i, \vec{x})$ indica la probabilità di ottenere un evento di tipo H_i dato il vettore di osservabili \vec{x} , che contiene l'intera cinematica dell'evento. Si è soliti indicare il discriminante come *matrix element likelihood ratio*. Il discriminante così costruito fornisce il potere di separazione più alto fra le due ipotesi da testare. Una volta che le funzioni di probabilità $P(H_i, \vec{x})$ sono state definite, il discriminante $J^P - MELA$ viene costruito utilizzando gli eventi Monte Carlo. In questo modo anche se la PDF non dovesse descrivere accuratamente il processo fisico si avrebbe solo un potere di separazione minore tra le due ipotesi, ma non verrebbe introdotto alcun bias.

La forma del discriminante $J^P MELA$ può essere influenzata da effetti sistematici quali l'incertezza sulla frazione dei candidati WP, l'incertezza statistica relativa al fondo riducibile, incertezza sulla distribuzione del p_T dell'Higgs. (Va bene o devo essere dettagliato?)

5.9 Fit

La misura della struttura tensoriale del vertice $H \rightarrow ZZ^*$ è ricondotta alla misura diretta dei parametri di accoppiamento g_i , $i = 1, \dots, 4$. Ci si aspetta che il termine corrispondente a g_3 sia piccolo, e non verrà considerato in questa analisi.

I soli campioni generati con il metodo Monte Carlo sono quelli con $g_1 = 1$, $g_2 = 1 + i$, $g_4 = 1 + i$. Tutte le altre configurazioni vengono ottenute ripesando i tre campioni generati.

La misura delle osservabili è basata su un modello Monte Carlo del segnale atteso in ognuno dei bin dei piani $\Re(g_i)/g_1$ e $\Im(g_i)/g_1$, dove g_i indica g_2 o g_4 .

5.9.1 Fit 8D

Il metodo 8D-MEGAfit è un metodo multivariato che utilizza una likelihood estesa, che fa uso di tutta l'informazione disponibile, ed è quindi

sensibile sia alla parte reale ed immaginaria degli accoppiamenti g_i . La likelihood viene costruita utilizzando l'espressione analitica del matrix element del processo $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ ed è definita nel seguente modo:

$$L(\mu, N_{sig}, N_{bkg}, syst) = \sum_i \prod_{eventi} \left[\mu N_{sig_i} pdf_{sig_i} \left(\vec{x}, \frac{|g_2|}{g_1}, \frac{|g_4|}{g_1} \right) + N_{ZZ_i} pdf_{ZZ_i}(\vec{x}) + N_{rid_i} pdf_{rid_i}(\vec{x}) \right], \quad (5.26)$$

dove $\vec{x} = (m_{4\ell}, m_1, m_2, \cos\theta^*, \cos\theta_1, \cos\theta_2, \phi, \phi_1)$ è il vettore delle osservabili sperimentali. Il parametro μ è il signal strength, N_{sig} , N_{ZZ} e N_{rid} sono rispettivamente il numero di eventi di segnale, di fondo ZZ irriducibile e fondo riducibile. La somma è effettuata su tutti i quattro stati finali: 4μ , $2\mu 2e$, $2e 2\mu$ e $4e$. Nel fit N_{sig} viene fissato al valore atteso mentre μ , N_{ZZ} e N_{rid} sono parametri lasciati liberi di variare.

Dopo aver effettuato il fit di likelihood per ognuno dei bin dei piani $\Re(g_i)/g_1$ e $\Im(g_i)/g_1$ per il campione iniettato, i corrispondenti valori della log likelihood sono rappresentati in istogrammi bidimensionali, e viene trovato il minimo globale. Vengono inoltre prodotti i livelli di esclusione al 68% e 95% CL.

5.9.2 Fit 2D

Oltre al metodo 8D-MEGAFit si utilizza una procedura diversa e complementare, il Test d'ipotesi 2D. Questa metodologia fa uso di solo due osservabili:

1. un'osservabile D_{ZZ} usata per separare il segnale dal fondo riducibile e irriducibile, in questo caso la massa invariante $m_{4\ell}$;
2. un discriminante unidimensionale D_{g_i} , basato sul matrix element, usato per discriminare tra il Modello Standard e una data ipotesi g_i . D_{g_i} è definito come il rapporto di likelihood tra la PDF del segnale per un dato valore di g_i e quella del segnale SM:

$$D_{g_i} = \frac{PDF(data|g_i = 0)}{PDF(data|g_i = 0) + PDF(data|g_i)} \quad (5.27)$$

dove $PDF(data|g_i)$ è la funzione densità di probabilità 8-dimensionale ottenuta dal matrix element.

Le distribuzioni 2D dei discriminanti sono ottenute usando campioni simulati per il segnale e per il fondo. I campioni di segnale per diversi valori di g_i sono stati generati con la procedura di ripescaggio, come già descritto nel paragrafo PAR. I pesi sono stati ottenuti da calcoli analitici del matrix element al LO, ed applicati dopo che il campione di partenza è stato corretto per la risoluzione

del rivelatore, per l'accettanza e per l'intera selezione dell'analisi. Vengono costruiti istogrammi bidimensionali per ognuna delle ipotesi g_4 e g_2 ed usati come PDF per costruire la funzione di likelihood, che viene poi fittata ad un dataset di Asimov costruito per il segnale di Modello Standard. La funzione di likelihood è definita come:

$$L = \sum_i \prod_{eventi} Pois[\mu N_{sig_i} + \mu_{bkg_i}] [f_{sig_i} p_{sig_i} + f_{bkg_i} p_{bkg_i}], \quad (5.28)$$

dove:

$$p_{sig_i} = \epsilon PDF(D_{ZZ}, D_{g_i}) + (1 - \epsilon) PDF(D_{ZZ}, D_{g_i} | g_i = 0), \quad (5.29)$$

essendo ϵ il parametro di interesse e μ e μ_{bkg} parametri nuisance. Per ogni punto dei piani $\Re(g_i)/g_1$ e $\Im(g_i)/g_1$ si effettua un fit simultaneo ai quattro canali di decadimento. La statistica di test utilizzata è la likelihood profilata (con un dataset di Asimov) in modo da ottenere i p -valori, convertiti poi in potere di separazione ed espressi in termini σ gaussiane.

5.9.3 Closure test

Per testare la corretta implementazione del metodo 8D-MEGAfit, ed in particolare la correttezza della descrizione e della parametrizzazione delle funzioni di accettanza, si effettuano una serie di closure test. In tabella TAB sono riportate la media e la larghezza delle pull gaussiane ottenute effettuando 1000 esperimenti "toy" usando la likelihood 8D-MEGAfit per generare eventi di segnale più fondo con una statistica di $3000 fb^{-1}$.

In figura FIG sono mostrati i risultati nei piani $\Re(g_i)/g_1$ e $\Im(g_i)/g_1$ del risultato del fit per campioni con $g_4 = -1 + i$ e $g_4 = 2 + 2i$, per una luminosità integrata di $300 fb^{-1}$.