

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia Augusto Righi
Corso di Laurea in Fisica

VARIABILI ANGOLARI PER $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$ IN ATLAS

Relatore:
Dott.ssa Federica Fabbri
Correlatore:
Prof. Iacopo Vivarelli

Presentata da:
Carlo Fabri

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

In questa tesi vengono presentate undici nuove variabili angolari con l’obiettivo di ricostruire con maggiore precisione il decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ all’interno dell’esperimento ATLAS. Questo processo risulta essere uno dei più promettenti per l’osservazione della violazione della disuguaglianza di Bell, poiché può essere ricostruito con maggiore precisione rispetto ad altri canali del bosone di Higgs già ampiamente studiati, quale il decadimento totalmente leptonic. Gli osservabili definiti in questo testo hanno lo scopo di migliorare le capacità di discriminazione tra segnale e fondo degli algoritmi di *machine learning* utilizzati per le tecniche di analisi multivariata usate in questo ambito. Lo studio è stato condotto su campioni simulati di produzione dell’Higgs tramite fusione di gluoni, insieme ai corrispondenti campioni di fondo $W + jets$. Analizzando l’efficienza, si è potuto constatare che nove nuove variabili angolari presentano un potere discriminante migliore o comparabile con quello di quattro osservabili cinematici precedentemente utilizzati nell’analisi in corso ad ATLAS. Una prima verifica dell’efficacia delle variabili studiate evidenzia che l’applicazione di selezioni più stringenti, motivate dai risultati presentati, incrementa il rapporto segnale-su-fondo di un ordine di grandezza. In aggiunta, l’esame della correlazione tra i nuovi osservabili ha rivelato che, eccetto pochi casi attesi, le variabili mostrano minimi legami di correlazione.

Indice

Introduzione	4
1 Dal Modello Standard alla disuguaglianza di Bell	6
1.1 Il Modello Standard	6
1.1.1 I quark	7
1.1.2 I leptoni	8
1.1.3 Le interazioni e i bosoni	8
1.2 Il bosone di Higgs	15
1.3 Simmetrie e proprietà	18
1.3.1 Spin	19
1.3.2 Parità	20
1.3.3 Elicità e chiralità	21
1.3.4 Polarizzazione	22
1.4 La disuguaglianza di Bell	24
2 LHC e l'esperimento ATLAS	28
2.1 Gli acceleratori di particelle	28
2.2 Il <i>Large Hadron Collider</i>	31
2.3 L'esperimento ATLAS	33
2.3.1 Il rivelatore	33
2.3.2 Ricostruzione di oggetti	38
2.3.3 Simulazioni di eventi	41
3 Variabili angolari per $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$	44
3.1 Introduzione	44
3.1.1 Motivazioni di $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$	44
3.1.2 Metodi di riduzione del fondo	47
3.2 Analisi e risultati	49
3.2.1 Produzione e selezione degli eventi	49
3.2.2 Variabili cinematiche e <i>neutrino weighting</i>	50
3.2.3 Variabili angolari	53

3.2.4	Calcolo dell'efficienza e curve ROC	60
3.2.5	Applicazione delle variabili	67
3.2.6	Correlazioni	68
Conclusioni		71
A	Trasformazioni di Lorentz	73
B	Verifica della funzione <code>boost_to()</code>	76
C	Metodi di calcolo di $\cos(\theta)$	78

Introduzione

Lo sviluppo della meccanica quantistica ha portato alla teorizzazione e all’osservazione di numerosi nuovi fenomeni fisici, molti dei quali mettono in dubbio la concezione classica della realtà. Uno dei più importanti è l’*entanglement* quantistico, ossia la possibilità che, dati due o più stati correlati, la misura di un osservabile di uno determini simultaneamente il valore degli altri. Solo recentemente sono stati svolti i primi studi relativi alla ricerca di questi comportamenti puramente quantistici all’interno del Modello Standard, eseguiti cercando violazioni della disuguaglianza di Bell.

In particolare, il canale $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ risulta estremamente interessante per questa analisi, dal momento che i bosoni W sono massimamente *entangled* e, a differenza del canale totalmente leptonico ($H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$), è presente un solo neutrino. Questa particella, infatti, non essendo rivelabile direttamente, limita le capacità di ricostruzione ad alta precisione del processo di decadimento, necessaria per lo studio della violazione della disuguaglianza di Bell. D’altra parte, il canale semileptonico è caratterizzato da un’elevata presenza di fondo. Ciò ha impedito, fino ad oggi, l’osservazione del segnale per questo determinato canale. I metodi di riduzione del fondo si sono recentemente concentrati sull’utilizzo di variabili cinematiche all’interno di tecniche di analisi multivariata, implementate attraverso algoritmi di *machine learning*. I risultati si sono dimostrati non sufficienti a separare il segnale dal principale evento di fondo, dovuto a $W + jets$.

Le undici nuove variabili angolari presentate in questa tesi, legate alla correlazione dello spin dei due W , hanno lo scopo di permettere la ricostruzione con maggiore precisione del decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ all’interno dell’esperimento ATLAS. Lo studio è stato svolto tramite l’utilizzo di dati simulati generati da POWHEG e PYTHIA per processi di produzione dell’Higgs dovuti alla fusione di gluoni e per eventi di fondo $W + jets$. In primo luogo, sono state implementate le variabili angolari, che evidenziano la forte correlazione quantistica tra i bosoni W provenienti dal decadimento dell’Higgs. Successivamente, tramite l’analisi delle relative curve ROC, si è esaminato il potere discriminante di questi nuovi osservabili, anche confrontandoli con le variabili cinematiche studiate in precedenza. Le cinque grandezze con la migliore capacità di discriminazione sono state quindi

impiegate per effettuare una prima verifica del loro impatto sulla riduzione del fondo rispetto al segnale. Infine, per garantire un guadagno inserendo le variabili considerate in un algoritmo di *machine learning*, è stato necessario verificare la correlazione tra le nuove variabili definite.

Il risultato dello studio esposto in questa tesi è la definizione di variabili angolari con alto potere discriminante e poco correlate.

La tesi è strutturata in tre capitoli. Il primo descrive il Modello Standard e le sue relazioni con la diseguaglianza di Bell, mentre il secondo illustra le caratteristiche del rivelatore ATLAS. Il terzo capitolo è dedicato allo stato della ricerca sul decadimento semileptonico del bosone di Higgs e ai risultati ottenuti attraverso l'analisi effettuata.

Capitolo 1

Dal Modello Standard alla disuguaglianza di Bell

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard rappresenta la base della moderna fisica delle particelle. Esso, infatti, è il frutto di anni di ricerche andate avanti a partire dagli anni '30 del secolo scorso. Sviluppato intorno al 1970, il Modello Standard è un modello teorico che è stato in grado di predire accuratamente un'ampia varietà di fenomeni e di spiegare tutti i risultati sperimentali ad esso collegati. La teoria alla base del modello permette di classificare le particelle elementari, costituenti l'Universo, secondo lo schema visibile in figura 1.1.

Data la grande varietà descritta dal Modello Standard, esistono diversi modi per catalogare le particelle elementari. Uno dei principali consiste nella divisione in "fermioni" e "bosoni". Mentre i primi sono caratterizzati da spin semintero e sono soggetti al principio di esclusione di Pauli, i secondi presentano spin intero. Appartengono al primo gruppo le particelle elementari denominate "quark" e "leptoni", tra cui i quark "up" e "down" e gli elettroni, ossia i costituenti principali degli atomi e, conseguentemente, di tutta la materia. I fermioni interagiscono attraverso lo scambio di particelle mediatici suddivise in base al tipo di interazione che trasportano e appartenenti al secondo gruppo, in particolare con spin 1. Anche se non rappresentate in Fig. 1.1, fanno parte del Modello Standard anche le "antiparticelle", ovvero particelle analoghe, in massa e vita media, ai fermioni sopra descritti ma con corrispondente carica opposta. [19]

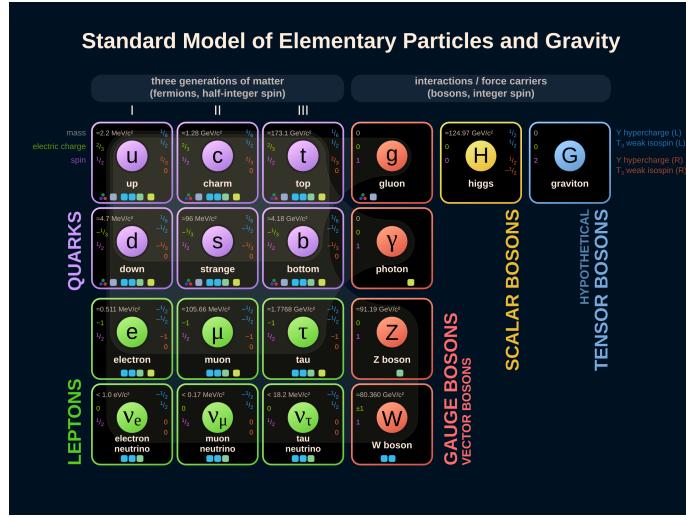


Figura 1.1: La figura elenca tutte le particelle del Modello Standard, separandole per le loro diverse caratteristiche. Inoltre, per ogni casella, in basso, viene indicato se queste presentano carica di colore (tre pallini blu, rosso e verde) oppure se interagiscono fortemente (quadrato grigio), elettromagneticamente (quadrato giallo) o debolmente (quadrati azzurri centrali, separati per corrente carica o neutra). Per completezza è compreso anche l'ipotetico "gravitone". [52]

1.1.1 I quark

I quark sono le particelle elementari che costituiscono gli adroni, a loro volta suddivisi in mesoni e barioni in base al numero di quark da cui sono formati, rispettivamente due o tre. Ad oggi, si sono scoperti sei diversi tipi di quark, differenti per valore della massa, ad ognuno dei quali è stato associato uno specifico "sapore". Partendo dal più leggero, dunque, sono stati definiti i quark *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* e *top*. Tutti i quark *up-type*, quindi appartenenti alla prima riga della figura 1.1, presentano carica elettrica, in riferimento alla carica elementare, uguale a $\frac{2}{3}$, mentre gli altri, *down-type*, hanno carica $-\frac{1}{3}$. Come si può vedere sempre dallo schema in fig. 1.1, inoltre, i quark sono caratterizzati da un'importante variazione tra i valori di massa: si passa dai $\sim 2 \text{ MeV}/c^2$ del quark *up* ai $\sim 170 \text{ GeV}/c^2$ del quark *top*, ovvero una differenza di quasi cinque ordini di grandezza. Anche per questa ragione, i quark sono suddivisi in tre "generazioni" o "famiglie". La prima comprende i quark *up* e *down*, la seconda *charm* e *strange*, la terza *top* e *bottom*. Questa divisione è utile anche per comprendere meglio i principali canali di decadimento di queste particelle per interazione debole. Tramite, invece, interazione forte, i quark costituiscono particelle composte. In particolare si parla di "mesoni", nel caso di stato legato di due quark, e di "barioni" se i quark coinvolti sono tre. La propensione di queste particelle a creare stati legati è dovuta ad un'altra carica caratterizzante il Modello Standard, ovvero la cosiddetta "carica

di colore". Secondo il modello descrivente l'interazione forte esistono, infatti, tre diverse cariche di colore, convenzionalmente denominate "blu", "rossa" e "verde". Poiché i quark presentano questa carica essi sono portati a formare stati legati di carica di colore nulla o "bianchi", allo stesso modo in cui, in elettromagnetismo, una carica elettrica positiva e una negativa si attraggono per formare un sistema elettricamente neutro. Tuttavia, l'interazione forte si differenzia da quella elettromagnetica, poiché non consente l'esistenza di quark liberi o di stati legati con carica di colore netta. Questo fenomeno, noto come "confinamento dei quark", spiega il motivo per cui tutti gli adroni presentano carica di colore nulla e perché non siano ancora stati osservati quark isolati. [41]

1.1.2 I leptoni

I leptoni rappresentano il secondo gruppo dei fermioni del Modello Standard e sono caratterizzati dall'assenza di carica di colore. Queste particelle, pertanto, non interagiscono fortemente. Facendo nuovamente riferimento alla figura 1.1, si osserva che, anche in questo caso, i leptoni scoperti fino ad oggi sono sei: elettrone (e), muone (μ) e tauone (τ) e i corrispondenti neutrini elettronico (ν_e), muonico (ν_μ) e tauonico (ν_τ). Come per i quark, quindi, è possibile dividere i leptoni in tre diverse famiglie, ciascuna comprendente il leptone e il rispettivo neutrino. Per quanto riguarda le masse, si nota la grande differenza tra elettrone e tauone, mentre i neutrini presentano una massa quasi nulla. Per di più, ν_e , ν_μ e ν_τ non sono portatori di alcuna carica elettrica, mentre e , μ e τ hanno carica pari a una carica elementare. [41]

1.1.3 Le interazioni e i bosoni

Le interazioni fondamentali della fisica sono quattro: elettromagnetica, forte, debole e gravitazionale. Ognuna di queste è caratterizzata da una intensità che permette di determinare in quali processi sia coinvolta ciascuna interazione. La tabella 1.1 riporta i valori approssimati delle diverse intensità per le quattro forze fondamentali, insieme ai rispettivi bosoni mediatori.

Si può dunque osservare quanto l'interazione gravitazionale sia debole in confronto alle altre interazioni fondamentali. Ciò permette di rendere la forza gravitazionale e, più generalmente, la relatività generale, trascurabili nel contesto della fisica delle particelle, rimediando, dunque, all'importante questione che non esista ancora una teoria soddisfacente della gravità quantistica. Date le alte energie tipiche della moderna fisica delle particelle, la dinamica di questi sistemi deve comunque essere studiata considerando le leggi della relatività ristretta. Allo stesso modo in cui la teoria della gravità classica è descritta dalla legge di gravitazione universale

Interazione	Intensità	Mediatore
Forte	10	Gluone g
Elettromagnetica	10^{-2}	Fotone γ
Debole	10^{-13}	W^+, W^-, Z^0
Gravitazionale	10^{-42}	"Gravitone"?

Tabella 1.1: Intensità e mediatori delle quattro interazioni fondamentali. L'intensità viene calcolata considerando una grandezza adimensionale di riferimento. Per quanto riguarda la forza gravitazionale, la possibile esistenza del "gravitone" rimane ancora un'ipotesi non verificata. [41]

di Newton, a ciascuna delle interazioni, forte, elettromagnetica e debole, è associata una teoria che ne descrive la dinamica. Si hanno quindi, rispettivamente, la cromodinamica, l'elettrodinamica e la teoria dell'interazione debole. L'ultima viene solitamente unificata alla teoria descrivente l'interazione elettromagnetica ottenendo la teoria elettrodebole.

Dalla Tab. 1.1 si ricavano anche le relazioni tra i bosoni mediatori e le corrispondenti interazioni. Come esposto in precedenza, tutte queste particelle possiedono spin uguale a 1, ma presentano caratteristiche particolarmente diverse tra loro. In primo luogo, gluoni e fotoni sono privi di massa, mentre W^+ , W^- e Z^0 hanno un valore di massa non nullo, come riportato in figura 1.1. Questo fatto gioca un importante ruolo, dal momento che è la causa della natura a lungo raggio dell'interazione elettromagnetica e della contraria natura a corto raggio della forza debole. Sebbene anche i gluoni presentino massa nulla, l'interazione forte manifesta effettivamente un comportamento a corto raggio per via dell'andamento della costante di accoppiamento α_s con il quadrimpulso traferito Q^2 . In particolare, α_s converge a zero per valori di Q^2 tendenti ad infinito (regime perturbativo), mentre assume valori divergenti quando Q^2 si trova al di sotto di un determinato valore (regime non perturbativo). A causa delle diverse caratteristiche che distinguono gluoni e fotoni, il comportamento della costante di accoppiamento per l'elettrodinamica è opposto al relativo α_s per la cromodinamica. Inoltre, gluoni e fotoni si differenziano per via della corrispondente carica. Infatti, i fotoni sono mediatori privi di alcuna carica elettrica, mentre i gluoni trasportano carica di colore, rendendo quindi possibili fenomeni di interazione di questi mediatori con sé stessi.

La rappresentazione dei processi di interazione in fisica delle particelle è realizzata attraverso i cosiddetti "diagrammi di Feynman". Un esempio di un semplice fenomeno elettromagnetico è riportato in figura 1.2.

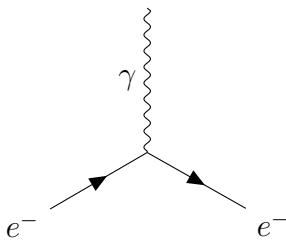


Figura 1.2: Rappresentazione, tramite diagramma di Feynman, dell'emissione di un fotone da parte di un elettrone. La "freccia del tempo" è assunta scorrere da sinistra verso destra.

Il semplice schema raffigurato contiene tutte le principali caratteristiche di un tipico diagramma di Feynman e, dunque, di una interazione elementare. Sono infatti distinguibili due fermioni, in questo caso entrambi e^- , che in corrispondenza di un vertice emettono un bosone mediatore, qui un fotone γ , dunque espressione di un fenomeno elettromagnetico. Attraverso questi schemi è possibile rappresentare, in forma semplificata, tutti i principali processi di interazione, anche coinvolgenti gli altri mediatori. Per convenzione, le antiparticelle sono rappresentate come le corrispondenti particelle che si muovono in verso opposto nel tempo, come è visibile nel processo di annichilazione e successiva produzione riportato in figura 1.3.

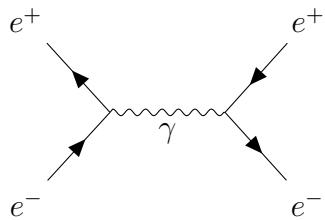


Figura 1.3: Diagramma di Feynman di un processo di annichilazione seguito da una produzione di un elettrone (e^-) e di un positrone (e^+). La "freccia del tempo" è assunta scorrere da sinistra verso destra.

Analogamente, è possibile realizzare i diagrammi relativi all'interazione forte considerando i fermioni e i bosoni mediatori di riferimento, dunque quark e gluoni. Un tipico schema di questo tipo è rappresentato in figura 1.4, dove, tra parentesi, è riportata la carica di colore dei quark e del gluone per sottolineare il suo cambiamento.

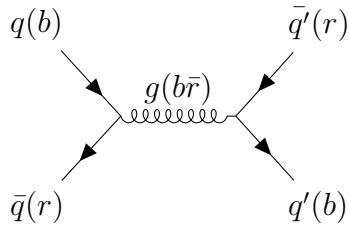


Figura 1.4: Diagramma di Feynman di un processo di produzione di un gluone tramite annichilazione di un antiquark di carica rossa con un quark di carica blu. Il gluone emesso a sua volta genera una coppia di quark e antiquark. La "freccia del tempo" è assunta scorrere da sinistra verso destra.

Come per il caso elettromagnetico, anche per l'interazione forte al vertice del diagramma di Feynman si accoppiano due linee fermioniche corrispondenti allo stesso sapore. Ad esempio, facendo riferimento alla Fig. 1.4, i quark q potranno essere due *up*, mentre i q' potrebbero essere *up* e *antiup*, oppure qualsiasi altra coppia di corrispondenti quark e antiquark. Tuttavia, come esposto in precedenza, i quark tendono a formare stati legati a colore nullo, dunque è impossibile osservarli come particelle libere se non per periodi di tempo molto brevi. Ciò che in realtà accade è un processo noto come "adronizzazione", attraverso il quale, quando i quark raggiungono una distanza di separazione di circa 10^{-15} m, la loro interazione forte è talmente intensa da permettere la produzione di nuove coppie quark-antiquark. Nei moderni esperimenti si producono numerosi oggetti di questo tipo che si uniscono a formare gruppi altamente collimati di quark chiamati *jets*, che vengono registrati dai rivelatori. Uno schema che descrive un processo di formazione di questi oggetti è visibile in figura 1.5.

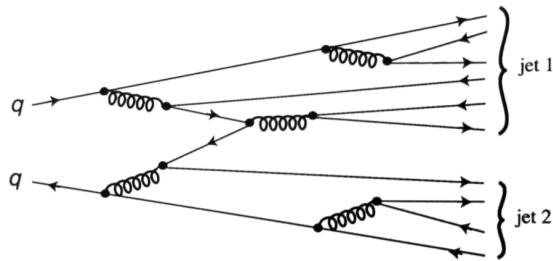


Figura 1.5: Diagramma di Feynman rappresentante un processo di produzione di jets a partire da due quark. [41]

A differenza delle altre, l'interazione debole comporta, invece, il cambiamento di sapore all'interno dello stesso vertice dei diagrammi di Feynman. Per i quark, sperimentalmente si è osservata la possibilità di "miscelamento del sapore", cosicché l'accoppiamento della forza debole non ha luogo all'interno delle generazioni

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

ma

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

dove d' , s' e b' sono combinazioni lineari dei quark d , s e b secondo la relazione

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

La matrice è detta matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) e i suoi coefficienti, ricavati per via sperimentale, sono

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.97435 \pm 0.00016 & 0.22500 \pm 0.00067 & 0.00369 \pm 0.00011 \\ 0.22486 \pm 0.00067 & 0.97349 \pm 0.00016 & 0.04182_{-0.00074}^{+0.00085} \\ 0.00857_{-0.00018}^{+0.00020} & 0.04110_{-0.00072}^{+0.00083} & 0.999118_{-0.000036}^{+0.000031} \end{pmatrix} \quad [1]$$

I valori della matrice CKM mostrano come le transizioni tra i membri degli stessi doppietti deboli rimangano favorite, mentre i canali che coinvolgono quark con masse particolarmente differenti tra loro siano soppressi, come nei passaggi da *up* a *bottom* o da *top* a *down*. Ciò comporta che questi decadimenti, pur essendo consentiti, accadano con probabilità molto minori, richiedendo un numero maggiore di misure sperimentali per osservarli.

Per quanto riguarda i leptoni, le transizioni di sapore al vertice di interazione avvengono con probabilità maggiori all'interno dei seguenti doppietti

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Tuttavia è stato osservato un fenomeno analogo al miscelamento del sapore anche per i leptoni, attraverso la cosiddetta "oscillazione dei neutrini".

Come esposto in precedenza, la natura a corto raggio dell'interazione debole è dovuta alla massa dei suoi mediatori, i cui valori sono

$$m_{W^\pm} = (80.3692 \pm 0.0133) \text{ GeV}/c^2 \quad [4]$$

$$m_{Z^0} = (91.1880 \pm 0.0020) \text{ GeV}/c^2 \quad [5]$$

Come evidente dagli apici, i bosoni della forza debole trasportano carica elettrica. Per questo motivo, i processi di interazione debole si dividono in processi a "corrente carica" e a "corrente neutra". Un canale a corrente carica coinvolge necessariamente uno dei due bosoni W^+ , W^- e comporta un cambiamento di carica nelle particelle interagenti. Due esempi di questo tipo di interazione sono visibili in figura 1.6.



Figura 1.6: Diagrammi di Feynman per canali di interazione debole a corrente carica. In (a) un generico lepton emette un bosone W^- diventando il corrispondente neutrino. In (b) un quark up emette un W^+ trasformandosi in un down. La "freccia del tempo" è assunta scorrere da sinistra verso destra.

Nel caso invece, di processi a corrente neutra, non si ha alcuna variazione della carica nell'emissione del bosone Z^0 . Questi processi preservano anche il sapore della particella coinvolta. In figura 1.7 è riportato un esempio di un processo di questo tipo; in particolare, si tratta dell'evento che permise di osservare nel 1973 per la prima volta il bosone Z all'interno di una camera a bolle del CERN di Ginevra. [41]

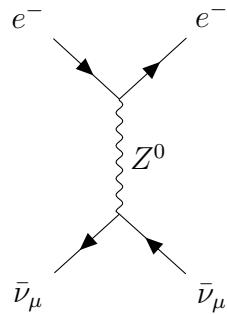


Figura 1.7: Diagramma di Feynman di un processo in cui un antineutrino muonico interagisce con un elettrone tramite l'emissione di un bosone Z^0 . La "freccia del tempo" è assunta scorrere da sinistra verso destra.

Un aspetto cruciale delle interazioni deboli è rappresentato dal fatto che sperimentalmente si è osservato come solo le componenti sinistrorse (*left-handed*) delle

particelle e le componenti destrorse (*right-handed*) delle antiparticelle sono dotate di carica debole. Le componenti destrorse delle particelle e sinistrorse delle antiparticelle ne sono, invece, prive e, per questo, vengono dette "componenti sterili". Il carattere *left-handed* o *right-handed* di una particella è legato ad una proprietà nota come "chiralità", la quale viene approfondita in un successivo paragrafo (Par. 1.3.3). Questo fenomeno comporta che i doppietti realmente interagenti debolmente siano, in verità, dati da

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix} \\ & & \\ \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e^R \\ \bar{e}^R \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu^R \\ \bar{\mu}^R \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau^R \\ \bar{\tau}^R \end{pmatrix} \end{array} \quad \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} u^L \\ d^{L'} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c^L \\ s^{L'} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t^L \\ b^{L'} \end{pmatrix} \\ & & \\ \begin{pmatrix} \bar{u}^R \\ \bar{d}^{R'} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \bar{c}^R \\ \bar{s}^{R'} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \bar{t}^R \\ \bar{b}^{R'} \end{pmatrix} \end{array}$$

Dove gli apici L e R fanno rispettivamente riferimento alle componenti sinistrorsa e destrorsa delle particelle elementari. [9]

Per lo studio dei diversi processi di interazione è essenziale il concetto di particelle "reali", o *on-shell*, e "virtuali", o *off-shell*. Per una particella libera reale è valida la relazione relativistica

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (1.1)$$

con E , m e p rispettivamente energia, massa e impulso della particella. Si ricorda, inoltre, che nell'ambito della relatività ristretta m è strettamente legata all'energia dalla relazione

$$\Delta E = mc^2 \quad (1.2)$$

Ne consegue che una variazione dell'energia si traduce in una variazione equivalente della massa-energia associata alla particella. In questo contesto, si parla di particella *on-shell* facendo riferimento alla superficie del paraboloide costruito nello spazio del quadrivettore impulso, come visibile in figura 1.8. Per una particella virtuale, invece, la relazione sopra citata non è più rispettata, la particella ha una vita media particolarmente breve definita dal principio di indeterminazione $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ e la sua massa effettiva può oscillare intorno al valore reale corrispondente alla particella *on-shell*. [9]

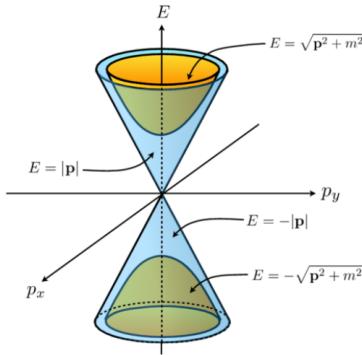


Figura 1.8: La figura rappresenta il paraboloide costruito nello spazio dell'energia e dell'impulso, considerando un momento bidimensionale per semplicità. Le particelle on-shell si trovano sulla superficie della figura arancione, mentre, ad esempio, particelle non massive off-shell si troverebbero sulla superficie del cono azzurro. [6]

1.2 Il bosone di Higgs

L'inserimento del bosone di Higgs all'interno del Modello Standard è relativamente recente. Fino alla sua scoperta avvenuta nel 2012, infatti, l'esistenza di questa particella era prevista solo teoricamente.

Il bosone di Higgs rappresenta l'espressione dell'eccitazione del corrispondente campo di Higgs, introdotto nel contesto del cosiddetto "meccanismo di Higgs". Questo meccanismo venne teorizzato nel 1964 dai fisici Robert Brout, François Englert e Peter Higgs [42], per tentare di trovare una soluzione al problema riguardante le masse delle particelle elementari del Modello Standard. Secondo il modello unificato delle interazioni forte, debole ed elettromagnetica, infatti, le particelle subnucleari costituenti la materia sarebbero dovute essere prive di massa, a dispetto delle evidenze sperimentali. La formulazione teorica e matematica del meccanismo proposto da Brout, Englert e Higgs si basava sul lavoro svolto da Yang e Mills, i quali, nel 1954, avevano pubblicato un articolo riguardante l'applicazione delle teorie di gauge a gruppi non abeliani [55]. Tuttavia, questo modello venne inizialmente messo da parte perché contemplava l'esistenza di particelle con massa nulla. Fu solo con l'introduzione del meccanismo di rottura spontanea della simmetria, facente parte del modello di Higgs, che la teoria di Yang e Mills poté conciliarsi con il Modello Standard. Il meccanismo di Brout, Englert e Higgs afferma, sostanzialmente, che il processo di acquisizione di massa da parte delle particelle elementari, siano queste bosoni vettori o fermioni, è dovuto alla transizione del sistema verso una condizione di energia minima, passaggio che causa la cosiddetta "rottura spontanea della simmetria". Questo processo è raffigurato graficamente in figura 1.9.

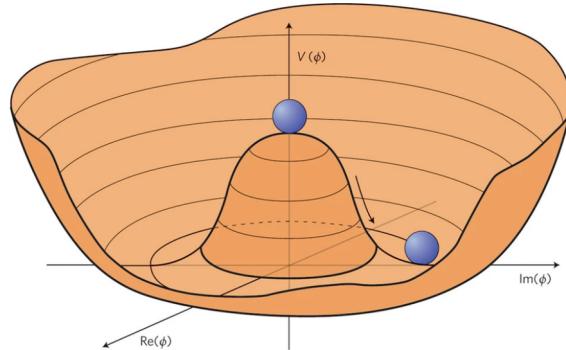


Figura 1.9: Nella figura è rappresentato il potenziale di Higgs, detto anche "a sombrero" per la sua forma. Come si può vedere, il passaggio dal massimo locale al minimo causa la rottura della simmetria, dal momento che il sistema non è più centrato in zero. [6]

L'idea del campo di Higgs proviene proprio dallo sviluppo di questa teoria, la quale, nella sua formulazione matematica, prevede l'introduzione di un campo scalare massivo che provvede a fornire massa alle particelle. In questo processo, inoltre, tre componenti del campo di Higgs sono assorbite per diventare i gradi di libertà mancanti dei bosoni W^\pm e Z^0 dell'interazione debole. L'acquisizione di massa da parte delle particelle elementari che costituiscono l'Universo sarebbe avvenuta alcuni picosecondi dopo il Big Bang, ovvero quando si è superata la temperatura di soglia sotto la quale il campo di Higgs può raggiungere il suo stato di equilibrio stabile. Questa transizione ha inoltre fatto sì che il campo ottenessse un valore di aspettazione del vuoto diverso da zero nell'Universo odierno.

La scoperta del bosone di Higgs avvenne nel luglio 2012 grazie ai dati forniti dagli esperimenti ATLAS e CMS del *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN di Ginevra e fu il risultato di anni di ricerche volte a confermare l'esistenza di questa particella. Questo importante traguardo scientifico ha permesso di validare non solo il complesso meccanismo di acquisizione di massa da parte delle particelle elementari, ma anche il Modello Standard nel suo complesso. La ricerca relativa a questo bosone non si è però interrotta nel 2012. Numerose sono infatti le domande ancora aperte a cui studi più approfonditi su questa particella potrebbero rispondere.

Il bosone di Higgs presenta caratteristiche uniche, che lo differenziano dalle altre particelle del Modello Standard. Esso ha infatti spin nullo, nessuna carica elettrica, nessuna carica di colore e massa

$$m_H = (125.20 \pm 0.11) \text{ GeV}/c^2 \quad [3]$$

Queste particolarità permettono anche di comprendere la complessità della ricerca di questa particella. [41]

Esistono diversi canali di produzione dell'Higgs, i principali, ovvero che presentano probabilità maggiore di accadere, sono i processi di produzione tramite due gluoni, fusione con bosoni vettori, produzione associata con bosoni vettori e produzione associata con quark. Le corrispondenti sezioni d'urto per questi canali di produzione sono riportate in tabella 1.2, mentre in figura 1.10 sono visibili i relativi diagrammi di Feynman.

\sqrt{s} (TeV)	ggF	VBF	WH	ZH	tth	totale
1.96	$0.95^{+17\%}_{-17\%}$	$0.065^{+8\%}_{-7\%}$	$0.13^{+8\%}_{-8\%}$	$0.079^{+8\%}_{-8\%}$	$0.004^{+10\%}_{-10\%}$	$1.23^{+15\%}_{-15\%}$
7	$16.9^{+5.5\%}_{-7.6\%}$	$1.24^{+2.2\%}_{-2.2\%}$	$0.58^{+2.2\%}_{-2.3\%}$	$0.34^{+3.1\%}_{-3.1\%}$	$0.09^{+5.6\%}_{-6.7\%}$	$19.1^{+5.6\%}_{-7.6\%}$
8	$21.4^{+5.4\%}_{-6.9\%}$	$1.60^{+2.1\%}_{-2.1\%}$	$0.70^{+2.1\%}_{-2.2\%}$	$0.42^{+3.4\%}_{-3.4\%}$	$0.13^{+5.9\%}_{-6.7\%}$	$24.7^{+5.4\%}_{-6.9\%}$
13	$48.6^{+5.7\%}_{-6.7\%}$	$3.78^{+2.1\%}_{-2.1\%}$	$1.37^{+1.9\%}_{-1.9\%}$	$0.88^{+4.1\%}_{-3.7\%}$	$0.50^{+6.8\%}_{-9.8\%}$	$55.1^{+5.5\%}_{-6.6\%}$
13.6	$52.2^{+5.6\%}_{-6.6\%}$	$4.05^{+2.1\%}_{-2.1\%}$	$1.46^{+1.8\%}_{-1.9\%}$	$0.95^{+4.0\%}_{-3.6\%}$	$0.57^{+6.9\%}_{-9.8\%}$	$59.2^{+5.3\%}_{-6.4\%}$
14	$54.7^{+5.6\%}_{-7.4\%}$	$4.28^{+2.1\%}_{-2.1\%}$	$1.51^{+1.8\%}_{-1.9\%}$	$0.99^{+4.1\%}_{-3.7\%}$	$0.61^{+6.9\%}_{-9.8\%}$	$62.1^{+5\%}_{-7\%}$

Tabella 1.2: La tabella riporta la sezione d'urto espressa in pb per i processi di produzione del bosone di Higgs a diversi valori di energia del centro di massa (\sqrt{s}). In particolare si fa riferimento a produzione tramite due gluoni (ggF), fusione con bosoni vettori (VBF), produzione associata con bosone W (WH), produzione associata con bosone Z (ZH), produzione associata con quark (tth). [2]

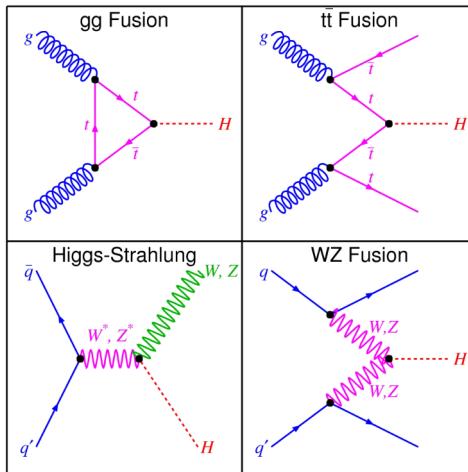


Figura 1.10: Nell'immagine sono rappresentati i principali processi di produzione del bosone di Higgs sotto forma di diagrammi di Feynman. Partendo dal primo in alto a sinistra, in senso orario, si vedono i processi di produzione tramite due gluoni, produzione associata con quark top, fusione con bosoni vettori e produzione associata con bosoni vettori (W o Z). [44]

Come si vede, il principale canale di produzione è dato dal processo $g + g \rightarrow H$, in cui due gluoni si uniscono a dare un bosone di Higgs. Sebbene possa sorprendere il fatto che due particelle prive di massa producano un bosone massivo, ciò è possibile tramite un *loop* di altre particelle massive, il più delle volte quark *top*. [2] Per quanto riguarda, invece, i canali di decadimento del bosone di Higgs, i principali, con relativo *branching ratio*, sono riportati in tabella 1.3.

Canale	<i>Branching ratio</i>	Incertezza relativa
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.27×10^{-3}	2.1%
$H \rightarrow ZZ$	2.62×10^{-2}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow W^+W^-$	2.14×10^{-1}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	$\pm 1.6\%$
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.82×10^{-1}	$+1.2\%$ -1.3%
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.89×10^{-2}	$+5.5\%$ -2.0%
$H \rightarrow Z\gamma$	1.53×10^{-3}	$\pm 5.8\%$
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.18×10^{-4}	$\pm 1.7\%$

Tabella 1.3: In tabella sono riportati i valori del branching ratio e della incertezza relativa per diversi processi di decadimento del bosone di Higgs. [2]

I canali con *branching ratio* più alto, ossia con probabilità maggiore di accadere, quali $H \rightarrow b\bar{b}$ e $H \rightarrow W^+W^-$, sono tuttavia caratterizzati da un'alta presenza di fondo che limita la possibilità di osservazione della risonanza del bosone di Higgs. In particolare, nel caso del decadimento in coppie di bosoni W , gli eventi tW , $t\bar{t}$, $W + jets$ e produzione di bosoni WW , WZ , ZZ contaminano significativamente il segnale. Proprio per questa ragione, per la scoperta del bosone di Higgs avvenuta nel 2012, vennero utilizzati i canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$, i quali, pur presentando valori minori di *branching ratio*, offrono una maggiore purezza del segnale. [2]

1.3 Simmetrie e proprietà

Le simmetrie giocano un importante ruolo nella fisica delle particelle elementari, soprattutto per via della loro relazione con le leggi di conservazione. La principale distinzione tra simmetrie riguarda la separazione tra simmetrie "continue" e "discrete". Le prime sono legate a trasformazioni continue, come le traslazioni o le rotazioni relative al momento angolare o allo spin. Le seconde comprendono trasformazioni come la parità e la coniugazione di carica. [41]

1.3.1 Spin

Come esposto in precedenza, le particelle elementari si suddividono in fermioni e bosoni in base al valore del loro spin, rendendo, quindi, questa grandezza particolarmente significativa. Dalla meccanica quantistica è noto che, per via della mancata commutazione, non è possibile definire contemporaneamente due componenti dello spin (\vec{S}), o, più generalmente, del momento angolare, ed è quindi necessario considerare la grandezza definita dal relativo quadrato (S^2). Conventionalmente si definisce, dunque, lo stato di spin considerando S^2 e la componente di \vec{S} diretta lungo l'asse z (S_z). Inoltre, una misura di S^2 può restituire solo valori della forma $s(s+1)\hbar^2$ con $s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$, mentre una misura di S_z restituisce $m_s\hbar$, con m_s all'interno dell'intervallo $[-s, s]$. Considerando uno dei più comuni valori dello spin, ovvero $\frac{1}{2}$, si possono quindi avere i due stati

$$|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

in cui i vettori colonna bidimensionali sono detti "spinori". In questo caso, pertanto, lo stato più generale di una particella con spin $\frac{1}{2}$ sarà dato dalla combinazione lineare dei due precedenti stati

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Per la legge di conservazione del momento angolare è inoltre noto che, nel decadimento di una qualsiasi particella di spin \vec{S} , questa grandezza andrà conservata. A titolo di esempio, si può prendere in considerazione il decadimento del bosone W^- , $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$, rappresentato in figura 1.11. Sapendo che il bosone ha spin unitario, gli spin seminterei delle due particelle prodotte nel decadimento dovranno essere tali da dare, anche nello stato finale, un momento angolare intrinseco pari a 1, ovvero dovranno avere spin concordi. [41]



Figura 1.11: Schematizzazione di un decadimento $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$ nel sistema di riferimento del W^- . Lo spin è rappresentato sia come vettore \vec{s} , sia idealmente come rotazione intorno alla direzione di volo della particella.

1.3.2 Parità

Con "trasformazione di parità" si intende una trasformazione discreta che inverte gli assi di un dato sistema di riferimento. Nel 1956 un celebre esperimento sviluppato da Wu Chien Shiung [53] fu in grado di dimostrare la violazione della parità per le interazioni deboli, fatto, fino a quel momento, considerato inconcepibile. La misura venne effettuata studiando il decadimento del cobalto $^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow ^{60}_{28}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$. Dalla conservazione dello spin era noto che le tre particelle risultanti avrebbero dovuto avere il momento angolare intrinseco orientato in accordo con lo spin del cobalto, il quale era stato opportunamente fissato. Misurando le traiettorie dell'elettrone e del neutrino ci si sarebbe quindi aspettati di osservare un egual numero di elettroni e di antineutrini con spin e impulso con versi opposti e viceversa, in modo che, attuando una trasformazione di parità, il processo sarebbe rimasto invariato. Il risultato, riportato in figura 1.12, fu invece l'osservazione di una maggiore propensione degli elettroni ad essere emessi con impulso di verso contrario rispetto allo spin. [12]

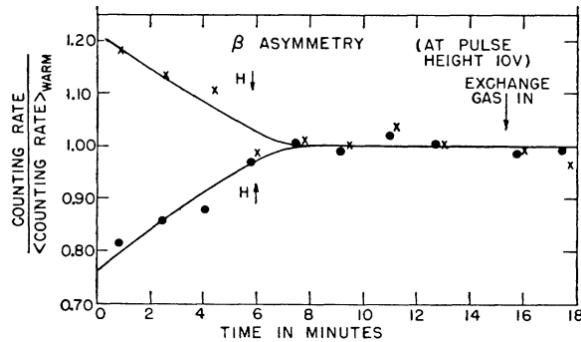


Figura 1.12: La figura mostra i risultati dell'esperimento di Wu pubblicati nell'articolo originale del 1957. I dati fanno riferimento ai conteggi misurati dal contatore di elettroni utilizzato per l'osservazione, considerando due diversi allineamenti del campo magnetico, in modo da riprodurre la trasformazione di parità. Si nota un'evidente asimmetria che favorisce gli elettroni emessi con impulso di verso contrario al vettore magnetizzazione magnetica. L'andamento costante superati gli 8 minuti è dovuto alla perdita di allineamento causata dall'aumento di temperatura dell'apparato sperimentale. [53]

Sebbene non applicabile per le interazioni deboli, la conservazione della parità rimane un requisito importante delle interazioni elettromagnetica e forte. Definito \hat{P} l'operatore di parità, si ha che questo agisce diversamente in base alla natura del vettore considerato. Si dicono vettori "polari" i vettori tali per cui $\hat{P}\vec{v} = -\vec{v}$. Di questo gruppo fanno parte i vettori relativi a grandezze quali la posizione e la velocità. D'altra parte, i vettori per i quali vale la relazione $\hat{P}\vec{v} = \vec{v}$ sono detti "pesudovettori" o vettori "assiali". Le grandezze descritte da questo tipo di vettori sono, solitamente, ricavate tramite il prodotto vettoriale di due vettori

polari, come, ad esempio, il momento angolare. Dalle relazioni soprastanti appare evidente che gli autovalori dell'operatore di parità siano dati da ± 1 . [41]

1.3.3 Elicità e chiralità

L'esperimento di Chien Shiung Wu è strettamente legato ad altri due importanti concetti della fisica delle particelle: l'elicità e la chiralità. Si definisce "elicità" (h) la proiezione dello spin (\vec{s}) lungo la direzione del vettore impulso (\vec{p}), ovvero

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{||\vec{p}||} \quad (1.3)$$

In questo contesto, un fermione con spin $\frac{1}{2}$ può avere elicità $\pm \frac{1}{2}$, mentre un bosone con spin 1 può assumere come valori di elicità $-1, 0, 1$.

D'altro canto, si può definire "chiralità" l'operatore dato dalla matrice

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

In modo che i suoi autovalori siano ± 1 rispettivamente per stati chirali destrorsi (ψ_R) o sinistrorsi (ψ_L). Questi autostati dell'operatore di chiralità possono essere definiti nel seguente modo

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi \quad (1.4)$$

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi \quad (1.5)$$

dove ψ rappresenta il bispinore descrivente lo stato della particella (χ) e dell'anti-particella (ϕ):

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi \\ \phi \end{pmatrix}$$

Si hanno quindi le relazioni

$$\psi = \psi_L + \psi_R \quad \gamma^5 \psi_R = \psi_R \quad \gamma^5 \psi_L = -\psi_L$$

Si osserva, pertanto, che elicità e chiralità rappresentano due grandezze distinte e che gli spinori chirali destrorsi o sinistrorsi non corrispondono rispettivamente

a stati di elicità negativa o positiva. Anzi, gli stati chirali definiti sopra hanno entrambe le elicità in rapporti proporzionali alla massa della particella che descrivono. Solo nel caso in cui si considerano particelle a massa nulla o energie ultrarelativistiche allora ψ_L e ψ_R sono anche autostati dell'elicità con autovalori $\frac{1}{2}$ per un fermione e $-\frac{1}{2}$ per un antifermione.

Riassumendo, dunque, si ha che l'elicità si conserva sia durante la propagazione di una particella libera, sia nel corso di una interazione. Inoltre, essa è misurabile e non è invariante per trasformazioni di Lorentz, a meno che la massa della particella non sia nulla. Al contrario, la chiralità non si conserva durante il moto di una particella libera se la sua massa è diversa da zero e rappresenta una grandezza non misurabile direttamente.

Come già esposto nel paragrafo 1.1.3, gli stati chirali delle particelle elementari sono strettamente correlati all'interazione debole, poiché, come dimostrato anche dall'esperimento di Wu (Par. 1.3.2), solo le componenti sinistrorse delle particelle e destrorse delle antiparticelle presentano carica debole. Un caso particolare è rappresentato dal neutrino. Il fatto che questa particella interagisca solo debolmente e che, si può dimostrare, l'accoppiamento con il relativo leptone tramite corrente carica avvenga solo tra fermioni sinistrorsi o antifermioni destrorsi, fa sì che non sia possibile osservare un neutrino *right-handed* o un antineutrino *left-handed*. [9]

1.3.4 Polarizzazione

Oltre a quanto espresso nel paragrafo precedente, l'esperimento di Wu introduce anche la proprietà di polarizzazione delle particelle. Con "polarizzazione" si intende la diversa possibile orientazione dello spin di una particella rispetto ad un dato sistema di riferimento. Si parla quindi di polarizzazione "trasversa" quando lo spin è perpendicolare rispetto alla direzione del moto e di polarizzazione "longitudinale" quando spin e traiettoria sono paralleli.

Le misure di polarizzazione forniscono una maggiore comprensione dei meccanismi di produzione e interazione delle particelle. Infatti, nessuna altra misura si avvicina maggiormente a "vedere" la forma della funzione d'onda di una particella prodotta in un esperimento rispetto all'individuazione della distribuzione angolare del suo decadimento e, dunque, alla sua polarizzazione. [38]

La polarizzazione gioca anche un ruolo nel meccanismo di acquisizione di massa da parte dei bosoni W^\pm e Z^0 , già citato nel paragrafo 1.2. Queste particelle si differenziano dal fotone e dal gluone per il fatto di non possedere massa nulla, proprietà che può essere attribuita alla presenza di un grado di libertà aggiuntivo nei mediatori dell'interazione debole rispetto ai corrispondenti bosoni di interazione elettromagnetica e forte. Richiamando la meccanica classica è infatti noto che il fotone possiede due stati di polarizzazione. Nel caso di polarizzazione ellittica

questi corrispondono ai due possibili versi di rotazione del vettore campo elettrico o magnetico costituenti l'onda elettromagnetica. In particolare, considerando l'onda in avvicinamento, si hanno polarizzazioni destrorsa in caso di rotazione antioraria e sinistrorsa per rotazione oraria. In figura 1.13 è riportato un esempio di polarizzazione sinistrorsa. [46]

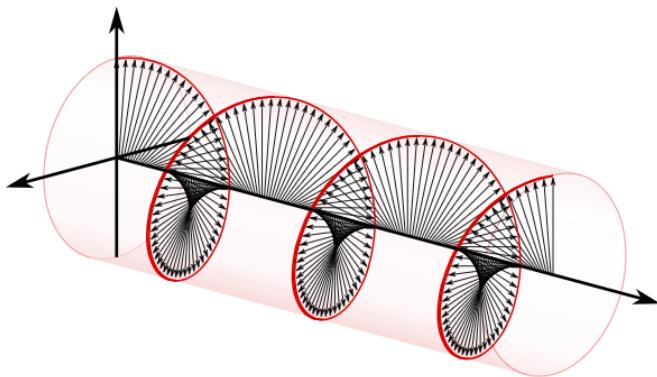


Figura 1.13: Nell'immagine è visibile un esempio di onda elettromagnetica polarizzata sinistrorsa che si muove verso l'asse z positivo. [51]

Riprendendo la definizione precedente e facendo riferimento allo spin, questa proprietà dei fotoni è equivalente ad una polarizzazione trasversa, comune a tutti i mediatori delle interazioni. Il grado di libertà aggiuntivo caratterizzante i bosoni W^\pm e Z^0 si riferisce, dunque, alla polarizzazione longitudinale. Stando al meccanismo di Higgs, infatti, sarebbero stati i bosoni scalari di Goldstone derivanti dalla rottura spontanea della simmetria a fornire la componente longitudinale di polarizzazione ai mediatori dell'interazione debole, necessaria affinché questi potessero acquisire la massa che oggi viene osservata sperimentalmente. [26][49]

Anche per questo motivo, i bosoni vettori (W, Z) sono spesso protagonisti nelle misure di polarizzazione, dal momento che l'"allineamento dello spin" di queste particelle, prodotte direttamente da un processo di collisione o dal decadimento di particelle più pesanti, riflette direttamente l'accoppiamento di questi con gli altri oggetti del Modello Standard.

Si considera una "particella vettore" V , autostato dell'operatore quadrato del momento angolare $\hat{J}^2 |V\rangle = J(J+1) |V\rangle$. Nel caso in cui $J = 1$, come per W e Z , V può essere qualsiasi dei tre autostati dell'operatore di terza componente del momento angolare $\hat{J}_z |V\rangle = M_z |V\rangle$, con $M_z = -1, 0, +1$. Si definisce quindi "polarizzazione" il modo in cui questi tre autostati si combinano a formare lo stato osservato di V . Misurare la polarizzazione significa, pertanto, ricavare la composizione media dei J_z delle particelle all'interno di un determinato campione. La

misura sfrutta il fatto che, data una particella, le traiettorie dei prodotti del suo decadimento sono strettamente correlate con J_z . Solitamente l'esperimento raccoglie e identifica questi decadimenti e costruisce la distribuzione degli angoli di emissione rispetto al sistema di riferimento di quiete della particella. La successiva analisi della forma della distribuzione rivela la polarizzazione della particella. La polarizzazione si differenzia dall'elicità e dalla chiralità, quindi, principalmente per il fatto di essere frutto di un aggregato di misure. Mentre le prime possono essere facilmente definite per una singola particella, una volta noti il suo spin e il suo impulso o il tipo di interazione, per la polarizzazione è necessario considerare numerosi decadimenti per poter avere un campione da cui ottenere la distribuzione e, dunque, la misura. [38]

Prendendo in considerazione i bosoni W e Z polarizzati, si ha che, per via della natura chirale dell'interazione debole, questi si accoppiano esclusivamente con particelle *left-handed* o antiparticelle *right-handed*. Nel limite di massa nulla, o ultrarelativistico, la chiralità coincide con l'elicità, generando una elevata correlazione tra lo spin della particella originale e le direzioni dei prodotti del decadimento. Questa relazione può essere espressa dall'equazione seguente, descrivente la distribuzione angolare di una generica particella X prodotto di un decadimento.

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos(\theta_X)} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_X P \cos(\theta_X)) \quad (1.6)$$

Γ e P sono, rispettivamente, la vita media e il grado di polarizzazione della particella iniziale (con $-1 \leq P \leq 1$); θ_X è l'angolo tra lo spin della particella originale (\vec{S}) e la direzione di quella prodotta (\vec{p}_X) e α_X è lo "spin *analysing power*". Quest'ultima grandezza esprime la correlazione tra \vec{S} e \vec{p}_X e può assumere valori all'interno dell'intervallo $[-1, 1]$. Si ha dunque che $\alpha_X = 1$ se \vec{S} e \vec{p}_X sono perfettamente correlati; $\alpha_X = 0$ se la distribuzione delle particelle prodotte è isotropa e $\alpha_X = -1$ se \vec{S} e \vec{p}_X sono anticorrelati. [39]

1.4 La disuguaglianza di Bell

Dalla meccanica quantistica è noto che ad alcuni osservabili, quali lo spin, sono associati operatori i cui autovalori sono discreti. A differenza della fisica classica, quantomeccanicamente si suppone che sistemi di questo tipo si trovino in una sovrapposizione dei possibili stati fino a quando non viene effettuata la misura. L'interazione con il sistema causa il "collasso" della funzione d'onda e l'osservabile assume uno dei possibili autovalori. Attraverso un altro formalismo, detti $|0\rangle$ e $|1\rangle$ due possibili autostati di un generico operatore \hat{J} , si ha che lo stato del sistema, $|\psi\rangle$, è dato da

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

ovvero una combinazione lineare dei due stati che può assumere l'osservabile. Nel caso in cui il numero di autostati sia pari a due, ψ è detto *qubit*, come nel caso di fermioni con spin $\frac{1}{2}$. Passando a tre autostati si parla di *qutrit*. Questo termine può essere usato nel trattare i tre stati di polarizzazione dei bosoni W^\pm , Z^0 . Se si considerano, ad esempio, i *qubits*, un chiaro schema appare quando si trattano sistemi con due autostati. In questo caso, lo stato generico è espresso da

$$|\psi\rangle = \alpha_{00}|00\rangle + \alpha_{01}|01\rangle + \alpha_{10}|10\rangle + \alpha_{11}|11\rangle$$

Scegliendo, però, particolari coefficienti α_{ij} si ottengono i quattro "stati di Bell" seguenti.

$$|\psi\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |\psi\rangle = \frac{|01\rangle + |10\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |\psi\rangle = \frac{|00\rangle - |11\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |\psi\rangle = \frac{|01\rangle - |10\rangle}{\sqrt{2}}$$

Come si può vedere, dato un determinato stato di Bell, la misura di un *qubit* istantanemente determina la misura del secondo *qubit* costituente il sistema. Questo fenomeno è un chiaro esempio del cosiddetto *entanglement* quantistico, ovvero il fenomeno quantomeccanico per il quale, dati due o più stati correlati, la misura di un osservabile di uno determina simultaneamente il valore degli altri.

Questo fatto porta con sé diverse conseguenze, prima fra tutte la drammatica differenza tra la concezione di misura in fisica classica e in meccanica quantistica. Mentre nel primo caso le proprietà di un oggetto fisico esistono indipendentemente dal processo di misura ("realismo"), nel secondo è la misura stessa a determinare le proprietà fisiche che vengono osservate. Oltre a ciò, la possibilità che la correlazione tra eventi sia trasmessa "istantaneamente" comporta che l'informazione possa viaggiare a velocità superiori alla velocità della luce: un fenomeno che sarebbe contrario al principio di località. Proprio per questi motivi Albert Einstein, Boris Podolsky e Nathan Rosen proposero nel 1935 un *Gedankenexperiment* che avrebbe dovuto dimostrare l'incompletezza della meccanica quantistica [34]. Nell'esperimento mentale, espresso in termini della correlazione tra spin di una coppia di particelle come suggerito da Bohm ed Aharonov [11], si prendevano in considerazione gli stati di Bell dati dalla misura degli spin di due fermioni, a e b , prodotti del decadimento di uno scalare, ovvero un bosone con spin nullo. Dopo aver separato queste particelle, in modo che non potessero comunicare tra loro se non con un segnale avente velocità maggiore di quella della luce, si supponeva di effettuare due misure. Nel primo caso si misurava la componente S_z di a , facendo quindi collassare il valore S_z di b all'autovalore opposto.

$$|S_z\rangle_a = |\uparrow\rangle \iff |S_z\rangle_b = |\downarrow\rangle$$

D'altra parte, se si fosse deciso di misurare un'altra componente di \vec{S} di a , ad esempio S_x , questo avrebbe fatto collassare la corrispondente altra componente di \vec{S} di b .

$$|S_x\rangle_a = |\uparrow\rangle \iff |S_x\rangle_b = |\downarrow\rangle$$

Stando ai risultati del *Gedankenexperiment*, dunque, i valori di S_x e S_z sarebbero esistiti prima del processo di misura, confutando un noto risultato della meccanica quantistica, il quale afferma che i valori delle componenti di qualsiasi vettore momento angolare non possono essere definiti simultaneamente. [47]

Le "disuguaglianze di tipo Bell", introdotte da John Stewart Bell nel 1964, nacquero proprio con l'idea di formulare un osservabile misurabile in risposta all'esperimento ideato da Einstein, Podolsky e Rosen. Le disuguaglianze di Bell stabiliscono limiti superiori alle correlazioni predette dalle teorie che seguono località e realismo. Qualsiasi osservazione di violazione di questo limite è considerato come evidenza di un comportamento non locale, contraddicendo pertanto l'argomento di Einstein, Podolsky e Rosen. Nel corso degli anni sono state condotte diverse misure sperimentali delle violazioni della disuguaglianza di Bell, considerando diversi sistemi (fotoni, ioni, stati solidi e sistemi superconduttori), diversi osservabili (spin, polarizzazioni, sapore) e anche diverse distanze ed energie. Tutti gli esperimenti hanno dimostrato che la Natura non rispetta né il realismo, né la località, sebbene ora le ricerche si stiano concentrando sulle possibili "scappatoie" o *loopholes* dovuti alla comunicazione, all'equo campionamento e al libero arbitrio nel *setup* sperimentale. [32] [47]

Per quanto riguarda la fisica delle alte energie, solo recentemente i *colliders* hanno iniziato a concentrare le loro ricerche su osservabili appositamente costruiti per essere sensibili all'*entanglement* quantistico o alle violazioni delle disuguaglianze di Bell. L'interesse per questi osservabili risiede principalmente nella possibilità di applicare concetti e variabili provenienti dalla teoria quantistica dell'informazione per studiare le interazioni fondamentali. Per sistemi quantistici multidimensionali, come una coppia di *qutrits*, sono state formulate diverse disuguaglianze di tipo Bell. Tra queste ne esiste una che si è distinta per avere la più grande deviazione dal limite di località per sistemi con due bosoni generati dal decadimento di uno scalare in quiete o con piccolo impulso: la disuguaglianza di Collins-Gisin-Linden-Massar-Popescu (CGLMP). La disuguaglianza CGLMP può essere derivata considerando il decadimento di un bosone di Higgs in due bosoni vettori V_a e V_b e la successiva misura di questi da parte di due osservatori A e B. Preservando la condizione di località, dunque senza alcuna comunicazione tra loro, A e B effettuano due misure

distinte: A si concentra su V_a e ricava i valori a_1 , a_2 , mentre B fa lo stesso con V_b ottenendo b_1 e b_2 . Sapendo che per un sistema di *qutrits* ogni risultato di una misura può dare tre diversi valori (0, 1, 2), la disuguaglianza CGLMP (\mathcal{I}_3) è ottenuta considerando le probabilità congiunte dei possibili risultati delle misure di A e B

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_3 = & [P(a_1 = b_1) + P(b_1 = a_2 + 1) + P(a_2 = b_2) + P(b_2 = a_1)] \\ & - [P(a_1 = b_1 - 1)P(b_1 = a_2) + P(a_2 = b_2 - 1) + P(b_2 = a_1 - 1)] \end{aligned} \quad (1.7)$$

dove $P(a_i = b_j + k)$ indica la probabilità di avere un determinato set di osservabili, una volta definiti a_i , b_j e k . Data questa definizione si ha quindi che, per la validità delle teorie che seguono località e realismo, si deve avere

$$\mathcal{I}_3 \leq 2 \quad (1.8)$$

[32]

Capitolo 2

LHC e l'esperimento ATLAS

2.1 Gli acceleratori di particelle

La fisica moderna necessita degli acceleratori soprattutto perché permettono di produrre particelle ad alta energia. Ciò è particolarmente importante per due motivi principali. Il primo è correlato al dualismo onda-corpuscolo e al principio di indeterminazione. Dalla relazione di De Broglie $\lambda = \frac{h}{p}$ è noto che la lunghezza d'onda λ è inversamente proporzionale all'impulso trasferito p . Per questa ragione, minori sono le dimensioni che si vogliono investigare ($\sim 10^{-17}$ cm per particelle subnucleari), maggiore è l'impulso, e dunque l'energia, necessario per compiere queste ricerche. In secondo luogo, particelle altamente energetiche sono necessarie per produrre, solitamente attraverso collisioni, particelle massive. Come evidente dalla Eq. 1.2, infatti, l'energia a disposizione in un urto fra due particelle si può trasformare nella massa delle particelle che sono create. Questo fatto rende particolarmente significativo il costante aumento dell'energia del centro di massa negli acceleratori, poiché, altrimenti, non sarebbe possibile raggiungere le energie necessarie per generare particelle fino ad ora sconosciute.

Esistono diverse tipologie di acceleratori; una distinzione fondamentale è quella tra acceleratori a bersaglio fisso e *colliders*. Nel primo caso una particella è accelerata e il bersaglio è fermo nel sistema di riferimento del laboratorio. Nel secondo, collidono due fasci di particelle, con impulsi uguali e di segno opposto. In un acceleratore vengono accelerate particelle elettricamente cariche tramite campi elettrici e magnetici costanti o variabili nel tempo e nello spazio. Generalmente, un acceleratore è costituito da una "sorgente di ioni", un "campo acceleratore" e un "campo guida". Quest'ultimo costringe le particelle a muoversi su determinate orbite. L'accelerazione avviene in un vuoto spinto in modo da ridurre le collisioni con le molecole del gas residuo che renderebbero instabili i fasci. Gli acceleratori sono,

inoltre, classificabili in "lineari" e "circolari". Nei primi le particelle descrivono percorsi rettilinei e sono accelerate da campi elettrici. Negli acceleratori circolari le particelle sono costrette a muoversi in orbite circolari da un campo magnetico. [12]

Per studiare i fenomeni all'interno di un *collider* circolare viene solitamente usato un particolare sistema di riferimento, visibile in figura 2.1.

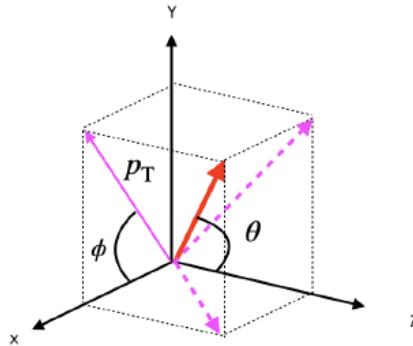


Figura 2.1: La figura rappresenta il sistema di riferimento comunemente usato in un *collider* circolare. L'asse z è posto coincidente con la direzione del fascio, mentre l'asse x è diretto verso il centro del *collider*. [50]

Il sistema è costituito da una terna di assi destrorsa in cui l'asse z è posto coincidente con la direzione di moto del fascio, in modo che il piano formato dagli assi x e y (piano trasverso) sia perpendicolare all'asse di circolazione delle particelle. Detto \vec{p} l'impulso di una determinata particella prodotta nella collisione, si definisce \vec{p}_T , impulso trasverso, la proiezione di \vec{p} sul piano xy .

$$|\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.1)$$

Inoltre, si introducono l'angolo azimutale ϕ e l'angolo polare θ . Il primo si trova nel piano trasverso ed è formato dalla direzione di \vec{p}_T rispetto alla direzione dell'asse che punta verso il centro del *collider*.

$$\phi = \arctan \left(\frac{p_y}{p_x} \right) \quad (2.2)$$

L'angolo polare, invece, descrive l'angolo dato da \vec{p} e dall'asse z .

$$\theta = \arctan \left(\frac{p_T}{p_z} \right) \quad (2.3)$$

Risulta evidente che per due fasci di particelle con impulsi diretti lungo l'asse z e per la legge di conservazione della quantità di moto, la somma vettoriale degli impulsi delle particelle prodotte nella collisione nel piano trasverso xy debba necessariamente essere nulla.

Nell'implementazione del quadrivettore che definisce gli osservabili misurabili di un oggetto in questo sistema di riferimento, la variabile normalmente utilizzata per fornire la direzione rispetto all'asse z è nota come "rapidità" e definita da

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

Questa variabile è preferibile rispetto, ad esempio, a p_z , dal momento che la differenza Δy è un invariante di Lorentz. Nel caso di regime relativistico, condizione spesso verificata nei *colliders*, y viene sostituita dalla "pseudorapidità" η .

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.5)$$

Il quadrivettore viene pertanto solitamente definito dalle quattro grandezze p_T , η , ϕ , m . Dove m rappresenta la massa della particella, che può essere anche equivalentemente sostituita dalla sua energia E . [50]

Infine, un parametro essenziale per descrivere un acceleratore è la sua "luminosità". Si definisce "luminosità" \mathcal{L} di un *collider* la grandezza tale che, moltiplicata per la sezione d'urto totale σ , restituisce il numero totale di collisioni per unità di tempo

$$N = \mathcal{L}\sigma \quad (2.6)$$

La luminosità può anche essere espressa in termini dei parametri del *collider* tramite la seguente espressione.

$$\mathcal{L} = \frac{fn_p n_a N_p N_a G}{4\pi r^2} \quad (2.7)$$

Dove n_p è il numero di particelle per "pacchetto" (*bunch*) circolanti in un verso e N_p il numero di pacchetti; n_a e N_a sono, rispettivamente, il numero di particelle per pacchetto e il numero di pacchetti circolanti nel verso opposto; r è il raggio medio di ciascun pacchetto; f è la frequenza di rivoluzione e il fattore G (~ 1) tiene conto delle dimensioni finite del pacchetto. La luminosità è fondamentale per la descrizione di un acceleratore: quanto più è elevato il numero di particelle accelerate, tanto più numerose sono le collisioni che si possono osservare e tanto più precise sono le misure. Si possono inoltre ricercare fenomeni più rari. [12]

2.2 Il Large Hadron Collider

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è attualmente l'acceleratore più grande e più potente al mondo, situato a 100 metri di profondità nei pressi di Ginevra, in Svizzera, al Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN). Attivo dal 2010, esso consiste in un anello di 27 km costituito da magneti superconduttori e strutture che permettono l'accelerazione delle particelle lungo il percorso. LHC rappresenta l'ultima aggiunta al complesso di acceleratori del CERN, illustrato nella figura 2.2. L'attuale complesso di acceleratori è il risultato dell'evoluzione delle macchine che si sono succedute nel tempo nella ricerca fondamentale. Si trovano, ad esempio, l'acceleratore lineare LINAC e i due acceleratori PS e SPS, rispettivamente operanti a 26 GeV [18] e 450 GeV [20]. Lo stesso LHC ha sostituito il precedente LEP (*Large Electron Positron Collider*), che ha operato prima a 91 GeV e poi a 209 GeV. Il complesso è pertanto costituito da acceleratori versatili che possono essere utilizzati per vari scopi.

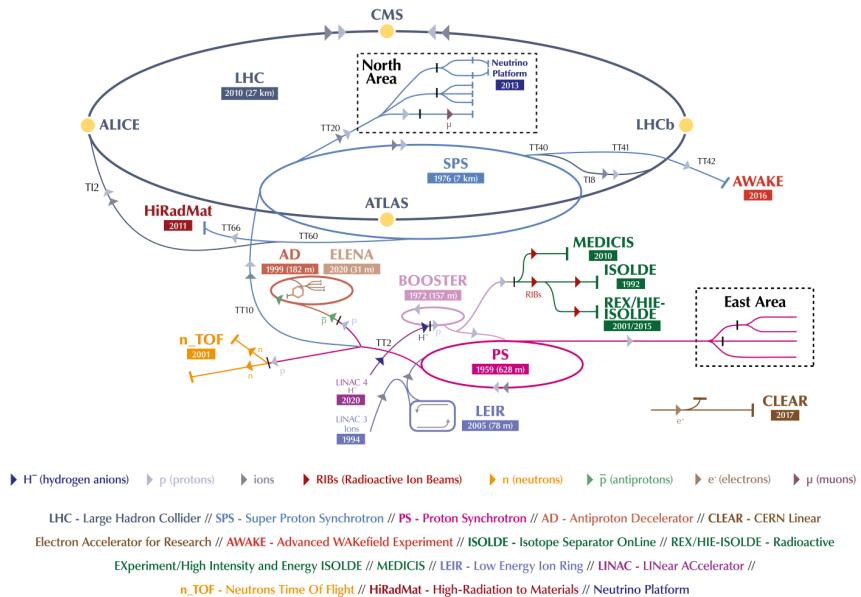


Figura 2.2: Schema del complesso di acceleratori del CERN. Per ogni acceleratore è indicato l'acronimo e l'anno di messa in funzione, oltre che, per alcuni, anche le dimensioni. Intorno all'anello di LHC sono riportati i nomi dei quattro esperimenti principali. [14]

All'interno di LHC, due fasci di particelle altamente energetiche viaggiano a velocità prossime alla velocità della luce prima di collidere. I fasci si muovono in direzioni opposte in due tubi separati, i quali sono tenuti ad ultra-alto vuoto, per le ragioni esposte in precedenza. Le particelle sono pilotate all'interno dell'anello

dell'acceleratore da potenti campi magnetici mantenuti da elettromagneti superconduttori. Gli elettromagneti sono costruiti con speciali cavi elettrici che operano in uno stato superconduttivo, conducendo quindi elettricità senza resistenza o perdita di energia. Questo richiede che i magneti siano raffreddati a -271.3°C , una temperatura minore di quella che si trova nello spazio aperto. Per questa ragione, diverse parti dell'acceleratore sono collegate ad un sistema di distribuzione di elio liquido, che raffredda i magneti. All'interno dell'acceleratore sono presenti migliaia di questi magneti, di diverse varietà e dimensioni, necessari per definire la direzione del fascio. Questi includono 1232 dipoli di 15 metri di lunghezza, che fanno curvare i fasci, e 392 quadrupoli di 5-7 metri, i quali focalizzano i fasci. Prima della collisione, un altro magnete è utilizzato per rendere il fascio più denso, aumentando le possibilità di interazione. I fasci sono fatti collidere in quattro punti specifici lungo l'anello dell'acceleratore, dove si trovano i seguenti quattro rivelatori di particelle:

- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) - uno dei due rivelatori di LHC *general-purpose*, ovvero progettati per diversi scopi. ATLAS si occupa, in particolare, di indagare il bosone di Higgs, le dimensioni extra e le particelle che potrebbero costituire la materia oscura. Questo rivelatore è oggetto del prossimo paragrafo (Par. 2.3).
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) - il secondo dei rivelatori *general-purpose* di LHC. Ha obiettivi molto simili ad ATLAS, ma utilizza una diversa struttura e differenti soluzioni tecniche per realizzarli.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) - è un rivelatore dedicato alla fisica degli ioni pesanti. Questo esperimento è progettato per studiare la materia che interagisce fortemente alle densità estreme in cui si forma il *quark-gluon plasma*.
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) - esperimento specializzato nell'indagine delle differenze tra materia e antimateria attraverso lo studio dei quark *bottom*. Invece di racchiudere l'intero punto di collisione all'interno di un rivelatore, come avviene in ATLAS e CMS, LHCb si concentra principalmente sulle particelle emesse in una specifica direzione.

Complessivamente, sono installati nove esperimenti ad LHC: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf, TOTEM, MoEDAL-MAPP, FASER e SND@LHC. Ognuno di questi esperimenti è gestito da collaborazioni di scienziati di istituti provenienti da tutte le parti del mondo. [17] [12]

Alla fine dei pochi anni di operatività all'energia di 13 TeV, LHC ha prodotto una quantità di dati misurabile in circa 160 fb^{-1} di luminosità. Il progetto di *High-Luminosity LHC* (HL-LHC) si pone l'obiettivo di produrre più di 250 fb^{-1} dati in un anno e raggiungere 4000 fb^{-1} nel suo periodo di operatività di 12 anni. L'aumento di luminosità produrrà un maggior numero di dati, permettendo lo studio più approfondito di fenomeni noti e l'osservazione di nuovi fenomeni rari. In HL-LHC saranno prodotti almeno 15 milioni di bosoni di Higgs all'anno, contro i circa 3 milioni generati da LHC nel 2017. L'entrata in funzione di HL-LHC è prevista per giugno 2030. [16]

2.3 L'esperimento ATLAS

Come esposto in precedenza, l'esperimento ATLAS si occupa di indagare la fisica fondamentale, concentrandosi sulla ricerca relativa al bosone di Higgs, alle dimensioni extra e alla composizione della materia oscura. Per svolgere questo compito vengono impiegati i dati provenienti dall'omonimo rivelatore e le tecniche di ricostruzione degli oggetti prodotti nelle collisioni di adroni. In aggiunta, potenti strumenti di simulazione di eventi vengono utilizzati per investigare nuovi fenomeni e considerare diversi scenari.

2.3.1 Il rivelatore

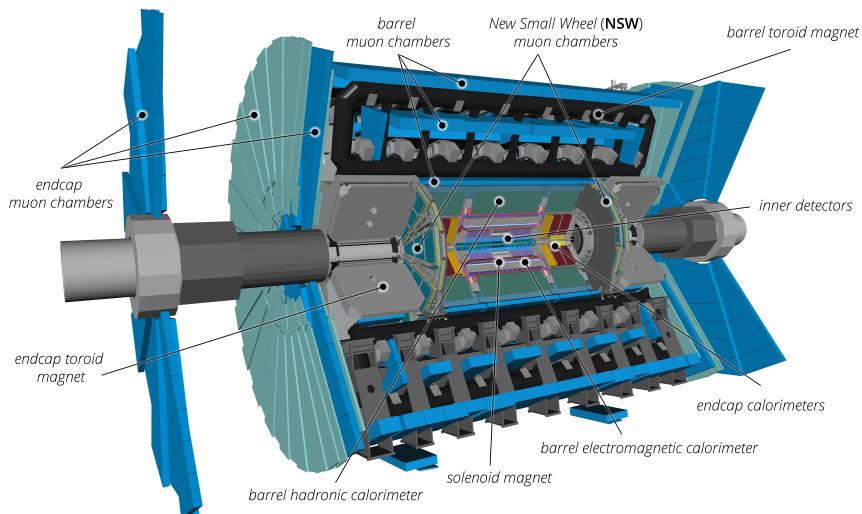


Figura 2.3: In figura è rappresentata la struttura del rivelatore ATLAS, con indicate le diverse sezioni che lo costituiscono. [27]

Il rivelatore ATLAS ha le dimensioni di un cilindro di 46 metri di lunghezza e 25 metri di diametro, con un peso di 7000 tonnellate. Si trova ad una profondità di 100 metri vicino alla cittadina di Meyrin, in Svizzera. Come visibile in figura 2.3, esso è costituito da sei diversi sottosistemi che circondano in modo concentrico a strati il punto di collisione per registrare traiettoria, energia e impulso delle particelle. I fasci di particelle ad alta energia prodotti in LHC vengono fatti collidere nel centro del rivelatore ATLAS producendo nuove particelle. Ogni secondo all'interno dell'esperimento hanno luogo più di un miliardo di interazioni fondamentali. Tuttavia, solo una collisione su un milione è giudicata interessante per gli scopi dell'esperimento ed effettivamente registrata. [35]

Sistema di magneti

ATLAS utilizza un sistema di magneti per piegare le traiettorie delle particelle caricate elettricamente, misurandone quindi l'impulso e la carica. Complessivamente ciò viene fatto utilizzando due tipi differenti di sistemi di magneti superconduttori: il solenoidale e il toroidale.

Il magnete solenoidale centrale circonda l'*Inner Detector* che si trova al centro dell'esperimento. Esso produce un campo magnetico di 2 Tesla pur avendo uno spessore di soli 4.5 cm. Il magnete toroidale sfrutta, d'altra parte, una serie di otto bobine per fornire un campo magnetico che può raggiungere i 3.5 Tesla. All'interno di ATLAS sono presenti tre di questi magneti: ai due estremi e al centro dell'esperimento. [35] In figura 2.4 sono raffigurate le linee del campo magnetico prodotto all'interno di ATLAS.

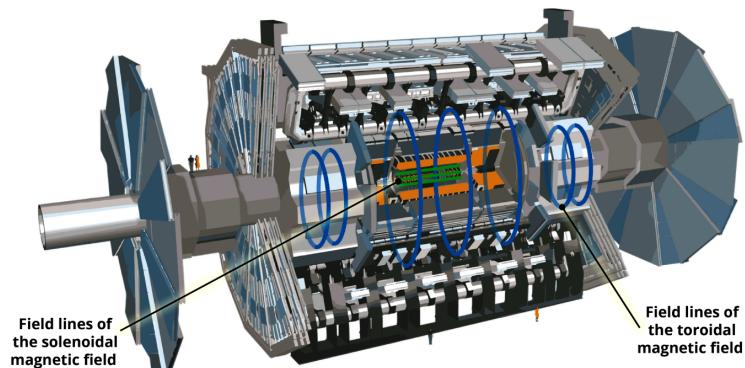


Figura 2.4: In figura sono rappresentate le linee del campo magnetico prodotto in ATLAS dai due diversi tipi di magneti: solenoidale (verde) e toroidale (blu). [35]

Inner Detector

L'*Inner Detector* costituisce la prima parte del rivelatore, necessaria per osservare i prodotti del decadimento delle collisioni. Compatto e molto sensibile, è costituito da tre diversi sistemi di sensori immersi in un campo magnetico parallelo all'asse del fascio. L'*Inner Detector* misura la direzione, l'impulso e la carica di particelle elettricamente cariche prodotte in ogni collisione protone-protone. I suoi componenti principali sono il *Pixel Detector*, il *Semiconductor Tracker* e il *Transition Radiation Tracker*, come visibile in figura 2.5.

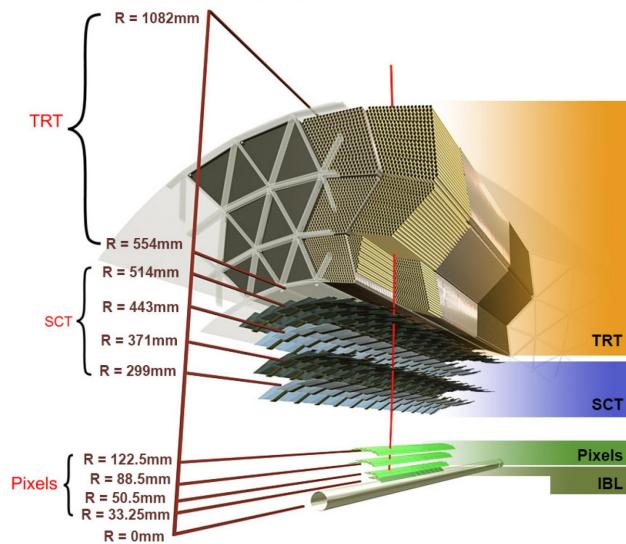


Figura 2.5: Sezione trasversale dell'Inner Detector di ATLAS. [22]

Il primo è localizzato a 3.3 cm di distanza dalla linea del fascio di LHC ed è costituito da quattro strati di pixel in silicio. Nel momento in cui le particelle vengono emesse dal punto di collisione lasciano piccoli depositi di energia nel *Pixel Detector*. Questi segnali sono misurati con una precisione di quasi $10 \mu\text{m}$ per determinare l'origine e l'impulso della particella.

Il *Semiconductor Tracker* (SCT) circonda il *Pixel Detector* con più di 4000 moduli di 6 milioni di "strisce" di sensori in silicio. Attraverso l'ottimizzazione della struttura, ogni particella attraversa almeno quattro strati di questi sensori, rendendo possibile la ricostruzione delle traiettorie delle particelle con una precisione di $25 \mu\text{m}$.

Il *Transition Radiation Tracker* (TRT) è costituito da 300000 tubi di deriva a parete sottile, ognuno di 4 mm di diametro e con un cavo di tungsteno placcato d'oro di $30 \mu\text{m}$ al suo centro. I tubi sono riempiti di un miscuglio di gas in modo che, quando una particella attraversa il tubo, essa ionizzi il gas, producendo un segnale

elettrico rilevabile. Da ciò è possibile ricostruire la traiettoria della particella e, studiando la radiazione di transizione, anche il suo tipo. [35]

Calorimetri

I calorimetri misurano l'energia che una particella rilascia passando attraverso il rivelatore. Sono infatti progettati per assorbire la maggior parte delle particelle generate in una collisione, costringendole a depositare tutta la loro energia e fermarsi all'interno del rivelatore. I rivelatori di ATLAS, rappresentati in figura 2.6, sono costituiti da strati di materiale ad alta densità "assorbente", intercalato a strati di mezzo "attivo" che misura l'energia delle particelle. Mentre i calorimetri elettromagnetici misurano l'energia di elettroni e fotoni interagenti con la materia, i calorimetri adronici campionano l'energia degli adroni che interagiscono con i nuclei atomici. I calorimetri possono fermare la maggior parte delle particelle conosciute esclusi i muoni e i neutrini. Il sistema di calorimetria nella parte centrale di ATLAS è composto dal *Liquid Argon Calorimeter* (LAr) e dal *Tile Hadronic Calorimeter*.

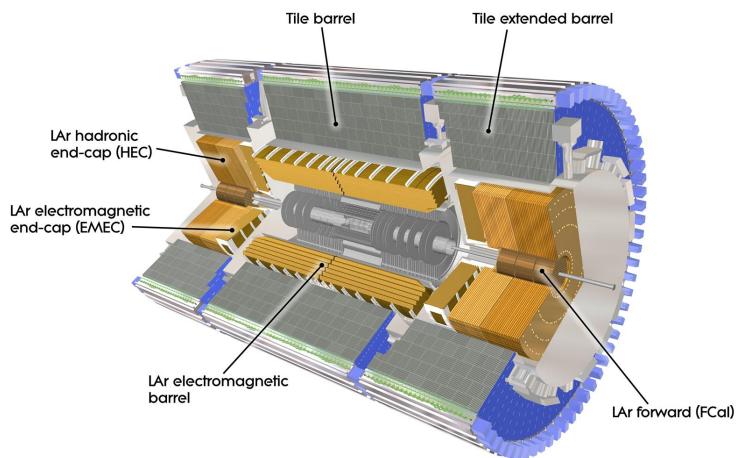


Figura 2.6: Rappresentazione grafica dei calorimetri all'interno dell'esperimento ATLAS. [35]

Il *Liquid Argon Calorimeter* circonda l'*Inner Detector* di ATLAS e misura l'energia di elettroni, fotoni e adroni. La sua struttura è data da strati di metallo (tungsteno, rame o piombo) che assorbono le particelle incidenti, convertendole in "cascate" di nuove particelle con minore energia, le cosiddette "*showers*". Queste ionizzano l'argon liquido posto tra gli strati, producendo una corrente elettrica che viene misurata. Combinando tutte le correnti rilevate è possibile determinare l'energia della particella originale che ha colpito il rivelatore.

Il *Tile Hadronic Calorimeter* circonda quello ad argon liquido e misura esclusivamente l'energia delle particelle adroniche, dal momento che sono le uniche a non avere depositato tutta la loro energia nel LAr. Le "piastrelle" di cui è costituito sono scintillatori di plastica, i quali sono alternati a strati di metallo. Questi ultimi generano *showers* quando colpiti da particelle, mentre gli scintillatori producono fotoni che sono convertiti in una corrente elettrica di intensità proporzionale all'energia della particella originale. Questa sezione rappresenta la parte più pesante dell'esperimento ATLAS. [35]

Spettrometri per muoni

Gli spettrometri per muoni rappresentano lo strato più esterno dell'esperimento ATLAS. Essi misurano gli impulsi dei muoni, ossia le uniche particelle, a parte i neutrini, a non essere rivelate dai precedenti strumenti. Per costruire gli spettrometri a muoni sono utilizzate cinque diverse tecnologie: *Thin Gap Chambers*, *Resistive Plate Chambers*, *Monitored Drift Tubes*, *Small-Strip Thin Gap Chambers* e *Micromegas*.

Partendo dal componente più interno, le *Resistive Plate Chambers* (RPC) circondano la regione centrale del rivelatore ATLAS e consistono in coppie di superfici di plastica parallele separate da un volume di gas in cui è presente una differenza di potenziale elettrico. I rivelatori *Monitored Drift Tube* (MDT), invece, sono costituiti da tubi di alluminio di larghezza di 3 cm riempiti di un miscuglio di gas. Il passaggio dei muoni all'interno dei tubi induce il movimento degli elettroni, generando una corrente elettrica. La figura 2.7 rappresenta la disposizione di questi ultimi due componenti all'interno di ATLAS.

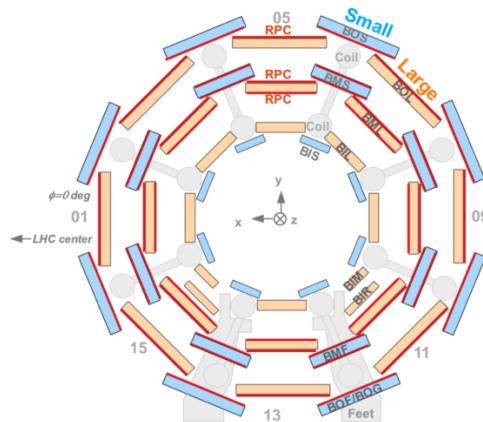


Figura 2.7: Vista in sezione trasversale di una parte dello spettrometro a muoni di ATLAS. In particolare, sono raffigurati in arancione e azzurro i rivelatori MDT e in rosso le Resistive Plate Chambers. [25]

Sfruttando un fenomeno analogo, le *Thin Gap Chambers* presentano una struttura e un obiettivo simili a quelli del *Transition Radiation Tracker* all'interno dell'*Inner Detector*. Infine, le *Micromegas* e *Small-Strip Thin-Gap Chambers* sono due tecnologie di rivelazione aggiuntive progettate per collisioni ad alta intensità. Esse infatti permettono di tracciare muoni in aree che si trovano a entrambi i lati dell'esperimento vicino al tubo dove circolano i fasci. [35]

Sistema di trigger

Il sistema di "trigger" e di acquisizione dati si assicura che le condizioni di presa dati rimangano ottimali, selezionando gli eventi di collisione più interessanti per lo studio partendo da un volume combinato di più di 60 milioni di megabyte al secondo. La selezione avviene in due passaggi.

Il trigger hardware di primo livello è costruito con elettronica personalizzata posizionata sul rivelatore e lavora su un sottoinsieme di informazioni provenienti dai calorimetri e dagli spettrometri di muoni. La decisione di mantenere i dati di un evento è presa meno di 2.5 microsecondi dopo che questo è avvenuto. Durante questo periodo di tempo i dati sono custoditi in buffer di archiviazione. Gli eventi selezionati passano al trigger di secondo livello, che accetta fino a 100000 eventi al secondo.

Il trigger software di secondo livello opera da una grande *farm* di circa 40000 *core* di CPU. In soli 200 microsecondi conduce analisi molto dettagliate su ogni evento di collisione, esaminando i dati di specifiche regioni del rivelatore. Alla fine di questo processo, il trigger di secondo livello seleziona circa 1000 eventi al secondo e li invia ad un sistema di archiviazione dati per l'analisi offline. [36]

2.3.2 Ricostruzione di oggetti

Il punto di partenza di qualsiasi analisi fisica in ATLAS è la ricostruzione e l'identificazione degli oggetti che rappresentano le caratteristiche osservate dalle particelle prodotte nelle collisioni protone-protone e che viaggiano attraverso il rivelatore. Gli algoritmi che svolgono questo compito sono stati prima sviluppati utilizzando i dati provenienti da simulazioni e poi ottimizzati sfruttando i dati reali. [54] Le tracce lasciate dai diversi tipi di particelle all'interno di ATLAS sono visibili in figura 2.8.

Jets

I *jets* sono ricostruiti utilizzando l'algoritmo anti-kt, ovvero un metodo di *clustering* che combina gli oggetti ricostruiti in funzione della loro distanza nello spazio

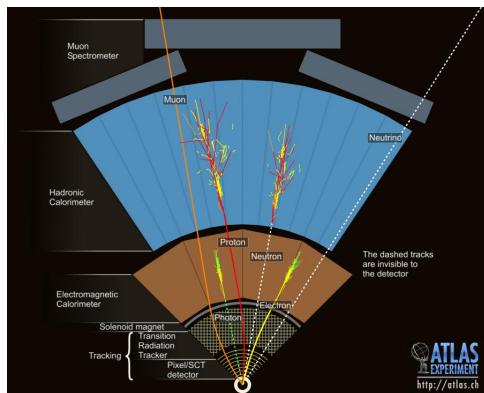


Figura 2.8: La figura rappresenta la sezione trasversale del rivelatore ATLAS. Sono raffigurate le tracce depositate all'interno delle strutture che compongono il rivelatore dalle differenti tipologie di particelle, insieme alle loro possibili traiettorie. [15]

e del loro impulso trasverso. Le informazioni provenienti dal tracciatore e dal calorimetro vengono combinate per migliorare la ricostruzione dell'energia e della direzione dei *jets*, permettendo anche di derivare il sapore del quark originale. La calibrazione finale viene effettuata applicando correzioni derivate da simulazioni e da dati di riferimento, per ottenere una misura più accurata della loro energia e della loro massa, in particolare per *jets* ad alto impulso trasverso. [40]

Elettroni e fotoni

L'identificazione di elettroni e fotoni fornisce una buona separazione degli eventi di segnale rispetto a quelli di fondo. Per la regione centrale del rivelatore, la traccia lasciata da queste particelle può essere individuata nel calorimetro elettromagnetico e in eventuali perdite di energia nel calorimetro adronico. Nella regione più vicina alla direzione del fascio, invece, la discriminazione si basa sui valori degli impulsi e sulle forme degli eventi a cascata. [54]

Muoni

Il rivelatore ATLAS è progettato per la misura e l'identificazione dei muoni, con una efficienza maggiore del 95% e una buona risoluzione sul momento. La ricostruzione di queste particelle non viene effettuata sfruttando solo i dati provenienti dagli spettrometri, ma, invece, può avvenire attraverso quattro approcci diversi. Questi si basano sulle informazioni che vengono utilizzate per ricostruire i muoni. Possono infatti essere sfruttati esclusivamente i dati degli spettrometri o dell'*Inner Detector*, oppure entrambi i dati combinati. In aggiunta, la ricostruzione può essere perfezionata impiegando anche le informazioni provenienti dal calorimetro, il quale può fornire segmenti parziali di traccia. [54]

Tauoni

In ATLAS la ricostruzione e l'identificazione dei tauoni si concentra sui canali di decadimento adronici di questa particella. La maggioranza dei decadimenti adronici dei τ sono caratterizzati da uno o tre pioni π carichi accompagnati da pioni neutri e neutrini. I processi sono classificati in base al numero di particelle cariche che si trovano nel decadimento. Questi canali possono essere distinti dai *jets* provenienti dai quark o dai gluoni per via delle loro caratteristiche, come il basso numero di tracce, i depositi collimati di energia e, nel caso di decadimenti con tre particelle cariche, lo spostamento del vertice secondario. Per differenziare questi processi da quelli dovuti a elettroni vengono utilizzate ulteriori informazioni, come la distribuzione di energia longitudinale nel calorimetro o la radiazione di transizione. [54]

Neutrini

Date le particolari caratteristiche dei neutrini, tra cui il vincolo di interagire solo debolmente, non esiste all'interno di ATLAS uno strumento in grado di rivelare e ricostruire queste particelle. Questo comporta che l'unico metodo applicabile per inferire la presenza dei neutrini sia la ricerca dell'energia trasversa mancante che essi trasportano nel loro moto.

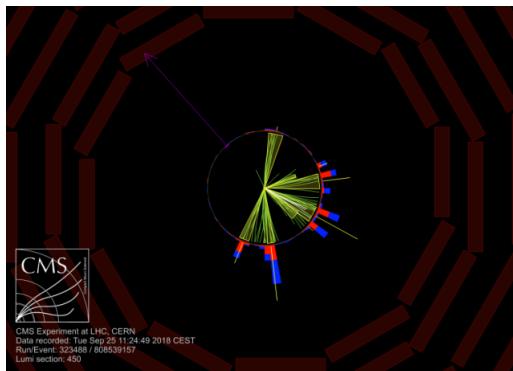


Figura 2.9: Event display di un processo registrato dall'esperimento CMS nel 2018 che mostra chiaramente energia trasversa mancante. [13]

Ricordando che, sul piano perpendicolare alla direzione del fascio, la somma degli impulsi deve essere nulla, si ricava la seguente definizione:

$$E_T = - \left| \sum_e \mathbf{p}_T^e + \sum_\mu \mathbf{p}_T^\mu + \sum_\tau \mathbf{p}_T^\tau + \sum_{\text{jets}} \mathbf{p}_T^{\text{jets}} + \sum_{\text{ST}} \mathbf{p}_T^{\text{ST}} \right| c \quad (2.8)$$

Dove vengono sommati vettorialmente gli impulsi trasversi delle particelle ricostruite e i \mathbf{p}_T^{ST} delle tracce non riconducibili a nessun oggetto fisico, note come "*soft terms*". [40] In figura 2.9 è visibile un *event display* che mostra un evidente caso di energia trasversa mancante.

2.3.3 Simulazioni di eventi

Per poter studiare la risposta del rivelatore ad un ampio spettro di processi fisici e scenari, è stata implementata una simulazione dettagliata che considera gli eventi dalla loro produzione all'output, in un formato che è identico a quello che si avrebbe in un rivelatore reale. Il programma di simulazione è integrato all'interno del framework del software di ATLAS, Athena, e utilizza il *toolkit* di simulazione GEANT4.

La catena di simulazione è generalmente divisa in tre passaggi: produzione dell'evento e dei decadimenti immediati; simulazione del rivelatore e delle interazioni fisiche; digitalizzazione, in tensioni e correnti elettriche, dell'energia depositata nelle regioni del rivelatore, in modo da permettere il confronto dei dati simulati con quelli reali. L'output della catena di simulazione può essere rappresentato in un formato *object-based*, ossia organizzato in termini di oggetti fisici già ricostruiti, oppure in un formato identico all'output del sistema di acquisizione dati di ATLAS. In questo modo, entrambe le tipologie di dati, reali e simulati, possono essere processate tramite gli stessi sistemi di trigger e di ricostruzione.

La geometria del rivelatore ATLAS, utilizzata per la simulazione, la digitalizzazione e la ricostruzione, è costruita a partire da database che contengono le informazioni relative alla struttura fisica e alle condizioni operative, compresi eventuali errori sistematici e le temperature all'interno dell'esperimento. [28]

Per gli scopi di questa tesi, vengono di seguito presentati brevemente alcuni dei principali programmi di generazione utilizzati in ATLAS, tralasciando le fasi successive della catena di simulazione. Per informazioni aggiuntive si rimanda a [28].

La generazione di eventi consiste nella produzione di un set di particelle che viene poi passato alla simulazione del rivelatore. I generatori si dividono in due categorie principali: i *general purpose* e quelli specializzati.

Generatori *general purpose*

I generatori *general purpose* producono eventi completi partendo da stati iniziali di collisioni protone-protone, protone-nucleo o nucleo-nucleo. Sono utilizzati isolati o con generatori specializzati per la produzione di particolari stati finali. Necessitano di molti parametri. [28]

PYTHIA

PYTHIA è il generatore di default di ATLAS: diverse centinaia di milioni di eventi sono stati generati utilizzando questo programma. Si distingue rispetto ad altri modelli per via della sua semplicità di utilizzo, velocità e robustezza. Il metodo di generazione parte da processi di *hard scattering* calcolati al minimo ordine di cro-modinamica quantistica. Successivamente sono aggiunti termini correttivi dovuti alle interazioni forte ed elettromagnetica. Inoltre, vengono utilizzati modelli per processi di *hard* e *soft scattering* in modo da simulare attività di fondo. PYTHIA è soprattutto utilizzato per simulare eventi a cascata e di adronizzazione. Attraverso questo modello, in base alla scala energetica considerata, vengono prodotte *showers* di quark e gluoni. Utilizzando un modello fenomenologico, questi vengono poi combinati a formare adroni. [28]

HERWIG

Insieme a PYTHIA, HERWIG è stato testato, usato e verificato in diversi anni nei *colliders* di e^+e^- e di adroni. Inoltre, utilizza metodi di simulazione simili al caso precedente. HERWIG è un generatore flessibile con molti processi integrati. [28]

SHERPA

SHERPA utilizza un'interfaccia con il modello di adronizzazione di PYTHIA e genera eventi completi. Fornisce approssimazioni migliori degli stati finali con un numero maggiore di *jets* isolati rispetto a PYTHIA e HERWIG. I processi di fondo sono generati da SHERPA utilizzando un modello di interazione basato su quello di PYTHIA. [28]

Generatori specializzati

I generatori specializzati, d'altra parte, non producono eventi completi che possono essere passati direttamente alla simulazione del rivelatore. Al contrario, essi sono utilizzati insieme ai generatori *general purpose* per migliorare la loro precisione riguardo a specifici decadimenti o stati finali. Alcuni generatori specializzati sono detti di tipo "Les Houches". Questo termine identifica i generatori che producono solo il risultato di base dell'interazione, quali gluoni e quark, e ne trascrivono i quadrvettori impulso su un file di testo standard, in modo da essere più facilmente leggibile da successivi strumenti di analisi. [28]

EvtGen

EvtGen è un generatore specializzato che fornisce una descrizione più completa dei mesoni B e dei decadimenti di adroni rispetto a HERWIG o PYTHIA. Per il suo funzionamento, EvtGen incorpora le migliori misure dei rapporti di ramificazione e contiene modelli teorici per canali di decadimento non ancora osservati. Include anche correlazioni angolari, che impattano sulla possibilità del rivelatore di registrare alcuni canali di decadimento dei mesoni B e dei barioni. [28]

Alpgen

Alpgen è un generatore specializzato di tipo "Les Houches" che si occupa di produrre in modo più sofisticato alcuni stati finali. Questi vengono poi passati a HERWIG o PYTHIA per l'adronizzazione. In particolare, questo strumento si concentra su stati finali in cui sono presenti numerosi *jets* adronici ben separati. Ad esempio nel caso di processi in cui vengono prodotti bosoni W o Z e molti *jets*. [28]

POWHEG

POWHEG è anch'esso un generatore di tipo "Les Houches", spesso usato nella produzione di eventi coinvolgenti il quark *top*. Ciò è dovuto al fatto che questo strumento è in grado di fornire una migliore rappresentazione del momento trasverso di questa tipologia di quark rispetto a PYTHIA o HERWIG. [28]

Capitolo 3

Variabili angolari per $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$

3.1 Introduzione

L'argomento di questa tesi si inserisce all'interno di un contesto più ampio, che necessita di essere approfondito. In particolare, occorre giustificare lo studio dello specifico decadimento semileptonico $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$, oltre che illustrare i progressi più recenti relativi alla ricerca in questo ambito.

3.1.1 Motivazioni di $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$

Come riportato nel paragrafo 1.2, il processo $H \rightarrow WW$ è uno dei canali più frequenti di decadimento del bosone di Higgs. A causa della differenza di massa tra i due bosoni H e W , tuttavia, il decadimento avviene in realtà coinvolgendo un W *off-shell*, per questo indicato come W^* . La produzione di bosoni di Higgs che decadono in una coppia di bosoni W è stata osservata dalle collaborazioni ATLAS e CMS ad una energia del centro di massa di 8 TeV [23] [30] e, più recentemente, per $\sqrt{s} = 13$ TeV [24] [31]. Entrambi questi risultati, però, sono stati ottenuti considerando esclusivamente il canale di decadimento del bosone di Higgs completamente leptonico, ovvero $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ (con l leptone del tipo e o μ). Questo per via del fondo particolarmente impattante che si presenta nei processi in cui uno dei due W decade adronicamente. Eppure, a causa del basso *branching ratio* del decadimento leptonico del bosone W , questi risultati presentano grandi incertezze statistiche.

Per di più, lo studio dei processi completamente leptonici limita considerevolmente la possibilità di misurare fenomeni unici del bosone di Higgs con i dati di LHC, quale la misura dell'*entanglement* quantistico in un sistema di *qutrits*. Nel 2022 è

infatti stato proposto un metodo per misurare la violazione della disuguaglianza di Bell sfruttando il decadimento dell'Higgs [8]. Tuttavia, il metodo richiede la completa ricostruzione del bosone e dei suoi prodotti del decadimento e questo non è attualmente possibile per via della presenza, nel canale completamente leptonic, di due neutrini. Dal momento che queste particelle non sono rivelabili dall'apparato sperimentale, la loro presenza nello stato finale rende quasi impossibile la ricostruzione ad alta risoluzione della cinematica del bosone di Higgs. Infatti, ogni ν introduce tre componenti dell'impulso ignote, risultando in un sistema con sei incognite. Queste tuttavia non possono essere risolte, poiché dallo studio del processo vengono ricavate solo quattro variabili: le due misure di energia trasversa mancante, la massa dell'Higgs e la massa di uno dei due W . D'altra parte, considerando la disuguaglianza CGLMP e il metodo proposto in [8], è possibile ottenere un'espressione di \mathcal{I}_3 anche per i decadimenti $H \rightarrow WW^*$ non completamente leptonic. L'applicazione del metodo al caso semileptonic è permessa dal fatto che lo spin *analysing power* dei quark *down-type* derivanti dal decadimento del W è 1, come nel caso dei leptoni carichi. Inoltre, a differenza del canale $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, nel processo semileptonic è presente un solo neutrino. Ciò riduce il numero di incognite a tre, rendendo la cinematica del decadimento completamente ricostruibile. Si può dunque ricavare la disuguaglianza CGLMP attraverso l'uso dei valori di aspettazione di operatori (\mathcal{B}) costruiti da osservabili angolari riferiti alla scelta di tre basi ortonormali ($\hat{x}\hat{y}\hat{z}$) nel seguente modo

$$\mathcal{I}_3^{xyz} = \max(\langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{xy} \rangle, \langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{yz} \rangle, \langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{zx} \rangle) \quad (3.1)$$

Richiamando il paragrafo 1.4, la disuguaglianza è violata quando

$$\mathcal{I}_3^{xyz} > 2 \quad (3.2)$$

Come descritto in [37], ci si aspetta che la sensitività rispetto agli osservabili $\langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{xy} \rangle$, $\langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{yz} \rangle$, $\langle \mathcal{B}_{CGLMP}^{zx} \rangle$ aumenti con l'evoluzione della luminosità di LHC. Questo renderebbe possibile l'osservazione della violazione della disuguaglianza di Bell applicata al bosone di Higgs. [37] [47]

Si dimostra pertanto fondamentale la ricerca di metodi innovativi per la riduzione del problematico fondo associato ai decadimenti adronici del W nei processi $H \rightarrow WW^*$. Il decadimento semileptonic prevalente è $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu jj$, in cui jj rappresentano due *jets*. Per avere una maggiore capacità di distinzione tra segnale e fondo (Par. 3.1.2) si considerano *jets* dovuti a quark di sapore *charm* e *strange*. La scelta di questi due sapori permette, inoltre, di identificare lo *spin analysing power* dei due *jets*, permettendo di ricostruire variabili legate allo spin. Da qui si ottiene il decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$, riportato in figura 3.1. La principale causa di fondo per questo canale è data dal processo $W + jets$, in cui

il bosone decade secondo $W \rightarrow l\nu$, come visibile in figura 3.2. Infatti, mentre la sezione d'urto della produzione semileptonica di $H \rightarrow WW^*$ è 4.3 pb, la sezione d'urto per il processo $W + jets$ è ~ 42 nb. Questo significa che, per isolare con successo il segnale dell'Higgs, il processo di fondo dovrebbe essere soppresso di 4 ordini di grandezza. [47] [37]

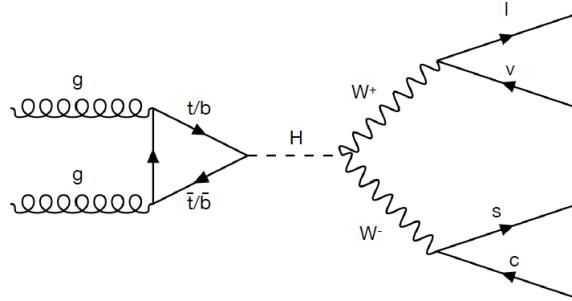


Figura 3.1: In figura è rappresentato il decadimento $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu cs$ come diagramma di Feynman. Il bosone di Higgs è prodotto tramite un processo di fusione di due gluoni. [47]

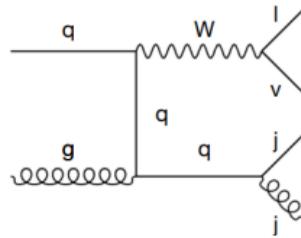


Figura 3.2: L'immagine riporta il diagramma di Feynman descrivente il tipico processo di fondo $W + jets$. Come si può vedere, i prodotti finali sono identici a quelli provenienti dal decadimento semileptonico del bosone di Higgs. [47]

Altri eventi di fondo provengono da coppie di W dove solo uno dei due decade adronicamente e da eventi $t\bar{t}$, in cui si producono due bosoni W dal decadimento dei quark *top* (Fig. 3.3). Questi stati finali sono però caratterizzati da sezioni d'urto molto più basse, ad esempio nel caso della coppia WW , o da topologie diverse dal segnale. Queste ultime, come la presenza di *jets* dovuti al quark *b*, permettono di ridurre significativamente il fondo del decadimento semileptonico dell'Higgs. [37]

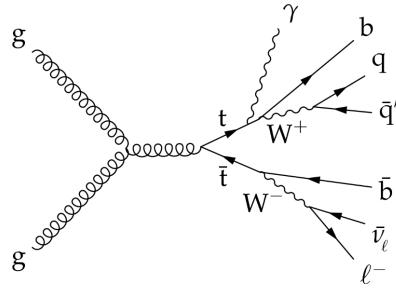


Figura 3.3: Diagramma di Feynman di un processo $t\bar{t}$ semileptonico generato dalla fusione di due gluoni. [29]

3.1.2 Metodi di riduzione del fondo

In modo da identificare con precisione il decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow lvcs$ è necessario concentrarsi separatamente sui due decadimenti del bosone W : adronico e leptonico.

Nel primo caso, si utilizzano metodi di "charm tagging" per individuare i *jets* con il corretto sapore. Questi metodi sfruttano la vita media del quark c , più lunga che per altre particelle, per osservare vertici di interazione "spostati", che dunque permettono di riconoscere la presenza di questo tipo di quark. Utilizzando metodi analoghi è inoltre possibile riconoscere ed eliminare gli eventi in cui sono presenti quark b , in modo da rigettare i processi $t\bar{t}$ in cui si hanno due *bottom* nello stato finale. Infine si richiede che sia il W che decade adronicamente, detto anche " W adronico", ad essere *on-shell*, in modo che, conoscendo la massa del bosone W ($m_W \sim 80 \text{ GeV}/c^2$), sia possibile identificare il corretto *jet* dato dai quark *strange* (*s-jet*).

Per quanto riguarda il " W leptonico" la strategia si basa sul metodo del "*neutrino weighting*", applicato per la prima volta a questo tipo di decadimento in [37]. Il *neutrino weighting* è una tecnica usata per ricostruire i bosoni W che decadono in leptoni attraverso l'introduzione di assunzioni sui parametri non vincolati. Nel caso di $H \rightarrow WW^* \rightarrow lvcs$, le assunzioni riguardano la pseudorapidità del neutrino (η_ν) e la massa *off-shell* del W leptonico ($m_{W(\text{lep})}$). Inoltre, si assume che il valore della massa dell'Higgs coincida con quello previsto dal Modello Standard (Par. 1.2). Infine, viene fornito come parametro il valore ricostruito della massa del W adronico. Per ogni assunzione si costruisce un "peso" generato dalla differenza tra l'impulso del neutrino osservato ($p_{x/y}^{\text{miss}}$) e la cinematica ricostruita ($\nu_{x/y}$):

$$w = e^{\frac{(\nu_x - p_x^{\text{miss}})^2}{\sigma_x^2}} \cdot e^{\frac{(\nu_y - p_y^{\text{miss}})^2}{\sigma_y^2}} \quad (3.3)$$

con $\sigma_{x/y}$ risoluzione sperimentale di $p_{x/y}^{\text{miss}}$. Il peso risultante acquisisce un valore alto quando l'impulso ricostruito corrisponde a quello osservato e presenta un mas-

simo nel caso in cui i valori di η_ν e $m_{W(lep)}$ si avvicinano maggiormente ai valori reali. [37] Il valore di w ha quindi una duplice funzione: permettere la ricostruzione completa dello stato finale ed al contempo essere una possibile variabile per la discriminazione del segnale dal fondo, come presentato successivamente (Par. 3.2.2).

Applicando le necessarie selezioni sull'impulso dei leptoni e sul numero di *jets*, imponendo la presenza di *c-jets* e la completa assenza di *b-jets*, si ricava una separazione tra segnale e fondo come quella riportata in figura 3.4. Si nota come il segnale sia presente in misura nettamente minore rispetto al fondo, evidenziando la necessità di nuove selezioni che riducano la frazione di fondo nel campione considerato.

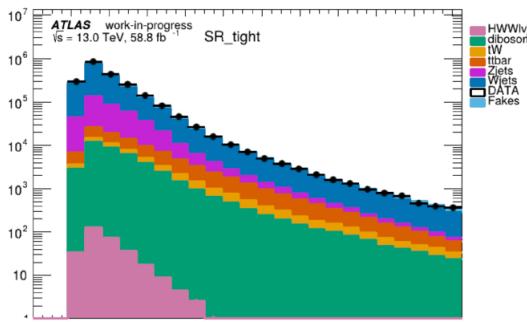


Figura 3.4: In figura è riportato uno degli istogrammi presentati all'ultimo workshop sui processi $H \rightarrow WW$. In particolare i dati fanno riferimento all'impulso trasverso dell's-jet. Le ordinate sono in scala logaritmica. Come si può vedere, il segnale ($HWWljj$) è sommerso dagli eventi di fondo, in special modo da quelli provenienti dal processo $Wjets$. [45]

Un'ulteriore strategia di riduzione del fondo consiste nell'utilizzo di tecniche di analisi multivariata (*Multivariate Analysis*, MVA). Queste tecniche prendono in considerazione le distribuzioni di probabilità di un insieme di variabili osservabili, misurate da eventi di segnale e di fondo, e le combinano in modo da ottenere un unico discriminante. L'obiettivo consiste nel ricavare una distribuzione con la massima separazione possibile tra fondo e segnale. Spesso le tecniche di MVA vengono implementate tramite algoritmi di *machine learning*. Nonostante ciò, rimane fondamentale la scelta accurata delle variabili da inserire nell'analisi. Esse devono infatti possedere un elevato potere discriminante tra segnale e fondo e, per garantire la stabilità e l'efficacia dell'addestramento, essere correlate il meno possibile l'una con l'altra. [10] [48]

Lo studio presentato in questa tesi si colloca in questo contesto: la ricerca di variabili angolari che possano essere combinate a variabili legate alla cinematica dell'evento in un algoritmo di *machine learning*, al fine di ottenere la migliore strategia possibile per separare il segnale $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ dal fondo.

3.2 Analisi e risultati

Lo scopo dell'analisi era la ricerca e lo studio di nuove variabili, basate su grandezze angolari e sensibili alle correlazioni tra i prodotti del decadimento del bosone di Higgs, che potessero dimostrare di avere un ottimo potere discriminante tra segnale e fondo e fossero sufficientemente scorrelate tra loro, nell'ottica di essere possibili candidate a variabili di input di tecniche di MVA.

In primo luogo, come riferimento per definire una metrica volta a stabilire un buon livello di separazione, sono state utilizzate le quattro variabili cinematiche che hanno mostrato il migliore potere discriminante nell'algoritmo di *machine learning* sviluppato dall'analisi in corso in ATLAS. Successivamente, si sono introdotte le nuove variabili angolari. In entrambi i casi si è poi proceduto con la produzione degli istogrammi normalizzati in cui fossero visibili il segnale ed il fondo, per poi misurare quantitativamente il potere discriminante delle diverse variabili. Infine, si è ricavata la correlazione tra le coppie di nuovi osservabili.

3.2.1 Produzione e selezione degli eventi

Per l'analisi sono stati utilizzati processi simulati con particolari caratteristiche. Gli eventi di segnale e di fondo provengono dal generatore POWHEG. Per l'adronizzazione è stato utilizzato PYTHIA. Successivamente, gli eventi simulati sono stati preselezionati per attuare una prima riduzione del fondo richiedendo che

- non fossero presenti *b-jets*, con un "punto di lavoro" del 77%. Ovvero l'efficienza di riconoscere un *jet* realmente proveniente dal quark *b* come *b-jet* è 0.77;
- fosse presente un unico leptone con $p_T > 25$ GeV;
- ci fossero meno di quattro *jets* con $p_T > 25$ GeV.

Per quanto riguarda, invece, la regione del segnale si è imposto:

- un numero di *c-jets* uguale a 1, con efficienza del 50%;
- la somma delle masse dei due quark che generano i *jets* (m_{jj}) compresa nell'intervallo $60 < m_{jj} < 100$ GeV;
- un numero di *b-jets* uguale a 0, con punto di lavoro del 77% (selezione *loose*) o dell'85% (selezione *tight*);
- un numero complessivo di *jets* esattamente uguale a 2.

In merito al segnale, l'analisi è stata svolta considerando solo i processi in cui il bosone di Higgs è prodotto tramite fusione di due gluoni (ggFHWlvjj) (Fig. 3.1). Invece, per il fondo, sono stati presi in esame solo gli eventi $W + jets$ (Wjets) (Fig. 3.2).

Imponendo la selezione appena descritta, si ottengono gli istogrammi sovrapposti di segnale e fondo riportati in figura 3.5, relativi all'impulso trasverso del leptone.

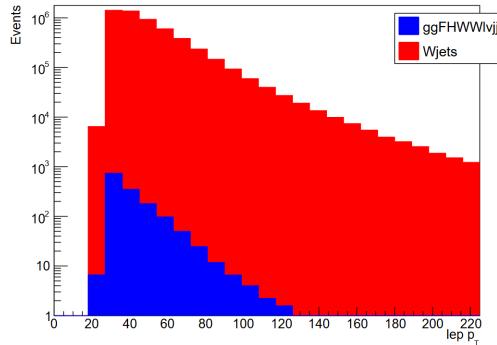


Figura 3.5: Iстограмми sovrapposti di segnale (blu) e fondo (rosso) relativi alla misura dell'impulso trasverso del leptone. L'asse y è in scala logaritmica.

Si nota come il segnale considerato sia pesantemente sommerso dal fondo. Tale osservazione può essere quantificata introducendo le due metriche date dai rapporti

$$\frac{N_{\text{eventi}}^S}{N_{\text{eventi}}^B} \quad (3.4)$$

$$\frac{N_{\text{eventi}}^S}{\sqrt{N_{\text{eventi}}^B}} \quad (3.5)$$

dove N_{eventi}^S e N_{eventi}^B rappresentano i conteggi rispettivamente associati a $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ e $W + jets$. Il primo rapporto misura direttamente la frazione di eventi di segnale rispetto a quelli del fondo. Il secondo considera invece, al posto di N_{eventi}^B , l'incertezza statistica associata alla relativa distribuzione, pari a $\sqrt{N_{\text{eventi}}^B}$, in quanto gli eventi sono distribuiti poissonianamente. Le due metriche forniscono i valori 0.027% (Eq. 3.4) e 0.64 (Eq. 3.5), confermando l'elevata asimmetria tra segnale e fondo.

3.2.2 Variabili cinematiche e *neutrino weighting*

Le quattro variabili che si sono distinte per aver contribuito maggiormente al miglioramento del modello di *machine learning* sono la massa del W adronico

(`whad_m`), l'energia trasversa mancante (`met_met`), la significatività di quest'ultima (`met_met_sig`) e il "peso" ottenuto tramite il metodo del *neutrino weighting* (`best_NW_weight`). Le incertezze associate alle distribuzioni ottenute sono state calcolate considerando solo errori statistici e non errori sistematici.

Gli istogrammi relativi ai dati provenienti da segnale e fondo per la massa del W che decade adronicamente sono visibili, sovrapposti, in figura 3.6.

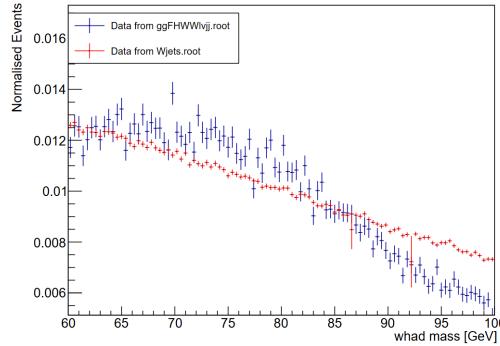


Figura 3.6: In figura sono riportati gli istogrammi sovrapposti della misura della massa del W adronico, in GeV, ottenuti dai dati del segnale (blu) e del fondo (rosso). Le distribuzioni sono normalizzate a uno.

L'istogramma riportato in Fig. 3.6 mostra la massa del bosone W adronico nell'intervallo permesso dall'analisi. Per questa ragione, la risonanza in corrispondenza del valore atteso di $m_{W_{had}}$ (Par. 1.1.3) non è facilmente riconoscibile. Tuttavia, si nota comunque come il fondo non descriva una distribuzione specifica, ma un semplice numero di eventi decrescente. D'altra parte, il segnale mostra preferire valori tra 60 e 80 GeV. La forma della distribuzione del segnale evidenzia come il metodo utilizzato per la ricostruzione del W adronico abbia una risoluzione limitata.

L'"energia trasversa mancante" (*Missing Transverse Energy*, MET) si riferisce alla rivelazione dei neutrini all'interno di ATLAS (Par. 2.3.2). Gli istogrammi facenti riferimento a questa variabile sono riportati in figura 3.7.

Si notano due picchi distanziati, con i dati provenienti dal fondo spostati a energie trasverse mancanti più alte. Questo è dovuto al fatto che nel processo di fondo lepton neutrino sono prodotti da un W *on-shell* (Fig. 3.2) e dunque sono portatori di tutta la massa reale del bosone (~ 80 GeV). Nel segnale, invece, il W leptonico è *off-shell*, con una massa data approssimativamente da $m_H - m_W \approx 125 - 80$ GeV. In questo caso, pertanto, l'energia attribuibile al neutrino è minore. Come confermato dagli istogrammi, ci si aspetta quindi un'alta presenza di fondo per valori dell'energia trasversa mancante più alti.

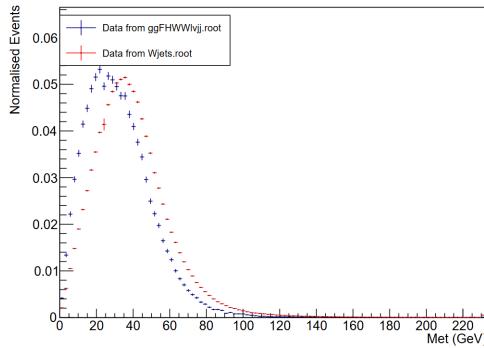


Figura 3.7: Istogrammi, normalizzati a uno, relativi all’energia trasversa mancante misurata a partire dai dati di segnale e fondo. L’energia è espressa in GeV.

I dati relativi alla significatività dell’energia trasversa mancante sono visibili in figura 3.8. Questo parametro quantifica quanto la MET osservata sia improbabile rispetto alle fluttuazioni casuali, distinguendo, quindi, gli eventi con vero contributo di neutrini. Il valore medio di $\sim 3\sigma$ descritto dalla Fig. 3.8 rappresenta un segnale statisticamente significativo, pari a una probabilità di fluttuazione dello 0.3%.

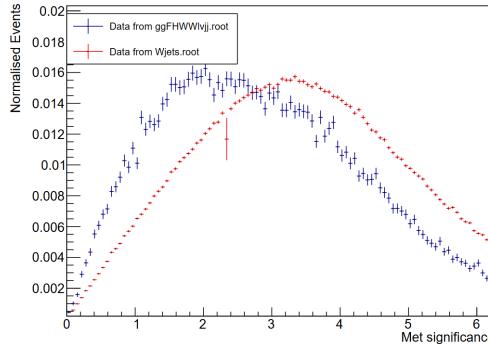


Figura 3.8: L’immagine rappresenta gli istogrammi sovrapposti dati da segnale e fondo per la significatività dell’energia trasversa mancante. Entrambe le distribuzioni sono normalizzate a uno.

Infine, la variabile `best_NW_weight` si riferisce al peso ricavato dalla tecnica di *neutrino weighting* e definito nell’equazione 3.3. I corrispondenti istogrammi relativi a questo osservabile sono riportati in figura 3.9.

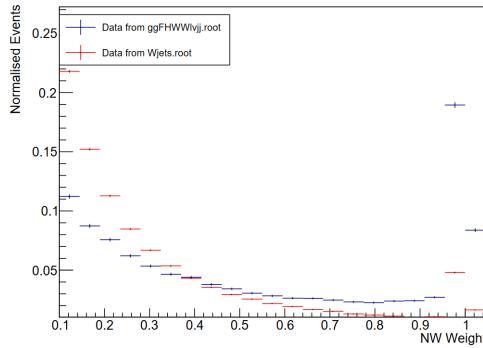


Figura 3.9: Istogrammi, normalizzati a uno, rappresentanti la misura del "peso" calcolato tramite neutrino weighting per segnale e fondo.

Dall'istogramma soprastante si nota una maggiore presenza del segnale per valori alti (~ 1) del "peso" del *neutrino weighting*. Al contrario, il comportamento delle distribuzioni si inverte per bassi valori di w . Ciò è in linea con quanto descritto nel paragrafo 3.1.2, poiché il "peso" presenta un massimo quando la cinematica ricostruita coincide con quella reale, ossia nel caso del segnale, come osservato nell'istogramma 3.9.

3.2.3 Variabili angolari

La ricerca di nuove variabili angolari si è innanzitutto basata su osservabili che avevano mostrato caratteristiche interessanti per gli obiettivi dell'analisi in studi precedenti, quali [26], [33], [21]. Come nei casi già descritti, anche per questi osservabili si sono considerati solo errori statistici nel calcolo delle incertezze associate ai dati.

Per definire le variabili angolari si è utilizzato il sistema di riferimento (SdR) comunemente utilizzato in un *collider* come ATLAS e descritto nel paragrafo 2.1. Inoltre, si è fatto uso delle trasformazioni di Lorentz, riportate nell'appendice A, per passare da un SdR all'altro attraverso l'implementazione di una funzione definita appositamente per questo scopo. Questa permetteva, dati due quadrivettori, di esprimere uno nel SdR del centro di massa (CM) dell'altro. La verifica del corretto funzionamento di questa funzione è riportato in appendice B. Un esempio di *boost* per un decadimento del tipo $O \rightarrow V + X$, $V \rightarrow l^+l^-$ è visibile in figura 3.10. In figura 3.11 sono invece rappresentati graficamente i principali sistemi di riferimento del decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow llcs$.

Le distribuzioni delle variabili definite in seguito presentano differenze tra segnale e fondo, come previsto a livello teorico a causa delle diverse correlazioni tra le particelle coinvolte nei due processi. Tuttavia, numerosi effetti di mal ricostruzione dei prodotti del decadimento concorrono alla diluizione di queste differenze.

Infatti, l'erronea identificazione delle particelle può essere dovuta a diversi fattori: la limitata risoluzione nelle energie e nelle traiettorie degli oggetti ricostruiti; la mancata identificazione del secondo *jet* prodotto dal W adronico insieme al c -*jet*; la ricostruzione di un *jet* da quark leggero come proveniente da un quark *charm*; oppure l'errata ricostruzione del W leptonico.

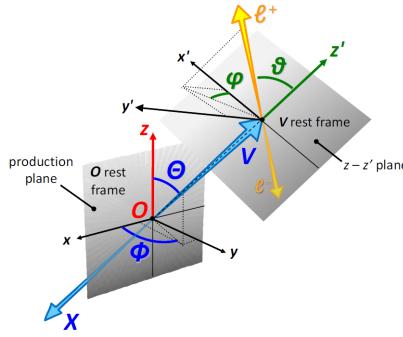


Figura 3.10: L'immagine considera un decadimento $O \rightarrow VX$, $V \rightarrow l^+l^-$. Viene rappresentato il passaggio dal SdR di quiete dell'oggetto O (xyz) al SdR del centro di massa di V e, dunque, corrispondente al SdR del centro di massa dei due l^+l^- ($x'y'z'$). Sono rappresentate anche le variabili angolari θ e ϕ per entrambi i SdR. [38]

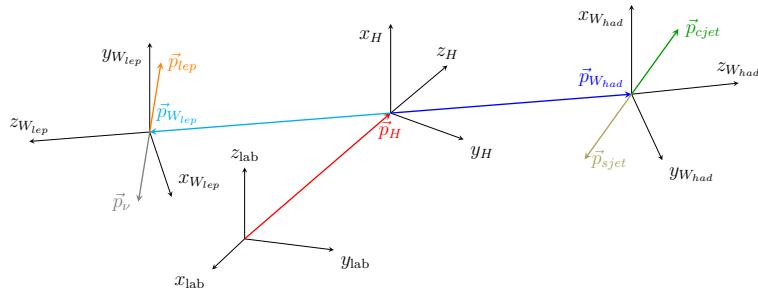


Figura 3.11: La figura rappresenta graficamente i quattro SdR usati per l'analisi del decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$. I sistemi di riferimento sono relativi al laboratorio ($x_{lab}, y_{lab}, z_{lab}$), al bosone di Higgs (x_H, y_H, z_H), al W adronico ($x_{W_{had}}, y_{W_{had}}, z_{W_{had}}$) e al W leptonico ($x_{W_{lep}}, y_{W_{lep}}, z_{W_{lep}}$). L'asse z è sempre diretto secondo il verso e la direzione dell'impulso della particella di cui il centro di massa definisce il SdR. Direzioni e moduli degli impulsi delle particelle sono indicativi.

Le prime variabili introdotte fanno riferimento al coseno dell'angolo θ di emissione dei c -*jet*, s -*jet* e dei leptoni (l), rispettivamente nel sistema di riferimento del W adronico (W_{had}) e del W leptonico (W_{lep}). Per calcolarlo, si sono ricavati i quadri-vettori impulso di H , W_{had} , W_{lep} , c -*jet*, s -*jet* e l nel SdR del laboratorio, utilizzando le variabili p_T , η , ϕ , E , definite nel paragrafo 2.1 e ricostruite secondo il metodo esposto in 2.3.2, per ognuna delle particelle. Ottenuti questi, sono stati applicati

due *boost* per passare dal SdR del laboratorio al SdR di quiete dell'Higgs e, da questo, al SdR del centro di massa del W_{had}/W_{lep} . Come da definizione di θ , per le variabili `cjet_costheta`, `sjet_costheta` il coseno è stato calcolato considerando la traiettoria di volo del *c-jet/s-jet* rispetto all'asse z del SdR del CM dei due *jets*, vale a dire la direzione dell'impulso di W_{had} . Per `lep_costheta` si è invece fatto riferimento al corrispondente asse z dato dalla traiettoria di W_{lep} e all'impulso del leptone. In termini matematici, detti $\mathbf{p}_{W_h}^H$ e $\mathbf{p}_{W_l}^H$ i momenti rispettivamente del W_{had} e del W_{lep} nel SdR del CM dell'Higgs e $\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h}$, $\mathbf{p}_{lep}^{W_l}$ gli impulsi di *c-jet/s-jet* e leptone nei SdR di quiete di W_{had} e W_{lep} , si definiscono

$$\cos(\theta_{cjet/sjet}) = \frac{\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h} \cdot \hat{\mathbf{z}}^{W_h}}{|\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h}|} = \frac{\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h} \cdot \mathbf{p}_{W_h}^H}{|\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h}| \cdot |\mathbf{p}_{W_h}^H|} \quad (3.6)$$

$$\cos(\theta_{lep}) = \frac{\mathbf{p}_{lep}^{W_l} \cdot \hat{\mathbf{z}}^{W_l}}{|\mathbf{p}_{lep}^{W_l}|} = \frac{\mathbf{p}_{lep}^{W_l} \cdot \mathbf{p}_{W_l}^H}{|\mathbf{p}_{lep}^{W_l}| \cdot |\mathbf{p}_{W_l}^H|} \quad (3.7)$$

I tre differenti metodi di calcolo del coseno, utilizzati anche per le definizioni delle prossime variabili, sono riportati ed esaminati in appendice C. Gli istogrammi relativi alle variabili definite dalle equazioni 3.6 e 3.7 sono visibili nelle figure 3.12, 3.13, 3.14.

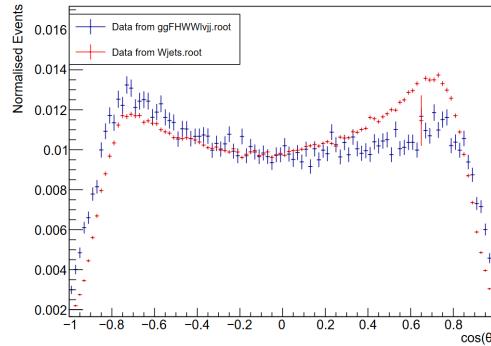


Figura 3.12: La figura riporta gli istogrammi normalizzati a uno e sovrapposti della misura della variabile `cjet_costheta` per i dati provenienti da segnale (blu) e fondo (rosso).

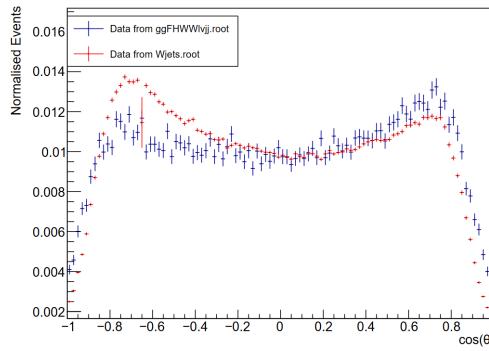


Figura 3.13: Istogrammi per la variabile `sjet_costheta` ottenuta considerando segnale e fondo. Entrambe le distribuzioni sono normalizzate a uno.

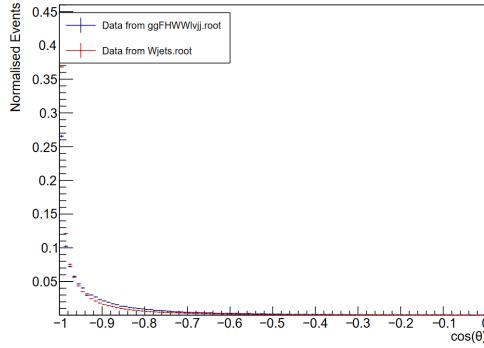


Figura 3.14: Nell'immagine, gli istogrammi, normalizzati a uno e sovrapposti, della misura della variabile `lep_costheta` per segnale e fondo.

Dalle distribuzioni degli istogrammi 3.12 e 3.13 emerge la tendenza per i c -jet e s -jet a essere emessi con impulsi orientati in versi opposti ("back-to-back") nel sistema di riferimento del W adronico, come previsto dalla cinematica del processo. Nell'ultimo caso (Fig. 3.14), invece, è evidente la propensione del leptone ad essere emesso con momento in senso contrario rispetto alla direzione di moto del W leptonico. Un comportamento analogo è atteso anche per le distribuzioni angolari di c -jet e s -jet, le quali dovrebbero presentare massimi in regioni opposte. Tuttavia, questo effetto non è visibile negli istogrammi delle figure 3.12 e 3.13 per via della minore risoluzione nella ricostruzione dei prodotti del decadimento del W adronico rispetto a quello leptonico.

Il secondo gruppo di variabili angolari è strettamente legato al precedente. Sono state infatti definite `cjet_costhetaLF`, `sjet_costhetaLF` e `lep_costhetaLF` considerando l'angolo θ che i vettori impulso di c -jet, s -jet e leptone, nei rispettivi

SdR del CM del W_{had} e del W_{lep} , formano con l'asse z del SdR del laboratorio. Riprendendo le definizioni 3.6 e 3.7, in questo caso le variabili sono date da

$$\cos(\theta_{cjet/sjet}^{LF}) = \frac{\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h} \cdot \hat{\mathbf{z}}^{lab}}{|\mathbf{p}_{cjet/sjet}^{W_h}|} \quad (3.8)$$

$$\cos(\theta_{lep}^{LF}) = \frac{\mathbf{p}_{lep}^{W_l} \cdot \hat{\mathbf{z}}^{lab}}{|\mathbf{p}_{lep}^{W_l}|} \quad (3.9)$$

I dati ottenuti da questi osservabili sono riportati nelle figure 3.15, 3.16, 3.17.

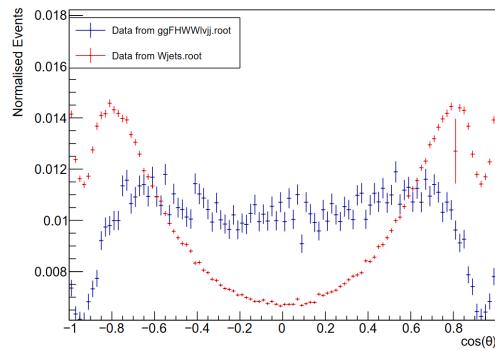


Figura 3.15: In figura è visibile la sovrapposizione degli istogrammi ottenuti dai dati di segnale e fondo per la variabile `cos_thetaLF`. Entrambi sono normalizzati a uno.

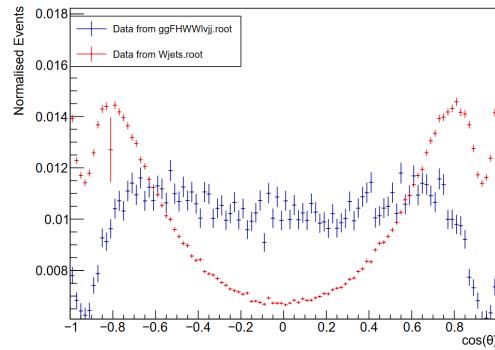


Figura 3.16: L'immagine riporta gli istogrammi, normalizzati a uno, relativi all'osservabile `sjet_costhetaLF` per segnale e fondo.

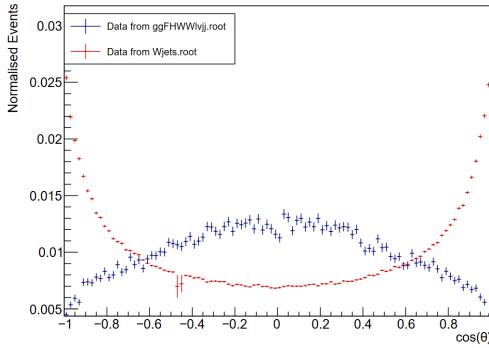


Figura 3.17: Sovrapposizione degli istogrammi, normalizzati a uno, della misura della variabile `lep_costhetaLF` con i dati provenienti da segnale e fondo.

Relativamente al sistema di riferimento del bosone di Higgs si sono definite le variabili `whad_costheta` e `wlep_costheta`. Queste si concentrano sull'angolo di emissione θ dei bosoni W_{had} e W_{lep} nel SdR del loro centro di massa, ovvero il SdR di H . In questo caso, dunque, per il calcolo dell'angolo si è considerato l'asse z dato dalla traiettoria dell'Higgs nel SdR del laboratorio. Nelle figure 3.18 e 3.19 si trovano gli istogrammi relativi a queste due variabili.

Dagli istogrammi 3.18, 3.19 si nota una differenza negli andamenti e nei valori medi, probabilmente dovuta alla diversa natura, *on-shell* e *off-shell*, dei due bosoni W_{had} , W_{lep} e alle differenti tecniche adottate per le ricostruzioni di questi due oggetti. Infatti, mentre per il W adronico è utilizzata la massa dei due *jets*, per il W leptonico è sfruttata la massa dell'Higgs. Ciò, nel caso del fondo, risulta in una cinematica ricostruita del neutrino probabilmente incorretta, dal momento che questi eventi non presentano un bosone di Higgs.

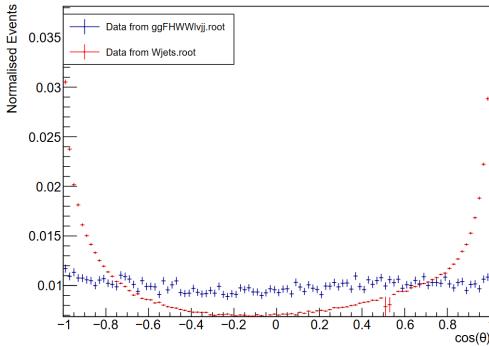


Figura 3.18: In figura sono riportati gli istogrammi facenti riferimento alla variabile `whad_costheta` ricavata a partire dai dati di segnale e fondo. Gli istogrammi sono normalizzati a uno.

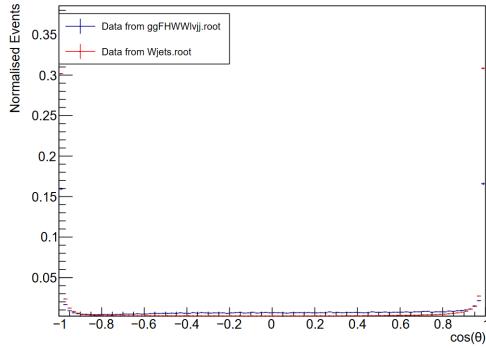


Figura 3.19: Istogrammi normalizzati a uno e sovrapposti di segnale e fondo per la variabile `wlep_costheta`.

Per quanto riguarda il SdR del laboratorio, invece, sono state introdotte tre variabili angolari: `lep_sjet_cosangle`, `deltaphi_lep_sjet`, `deltaphi_nu_cjet`. La prima calcola il coseno dell'angolo compreso tra i vettori impulso del leitone e dell'*s-jet*

$$\cos(\alpha_{lep-sjet}) = \frac{\mathbf{p}_{lep}^{lab} \cdot \mathbf{p}_{sjet}^{lab}}{|\mathbf{p}_{lep}^{lab} \cdot \mathbf{p}_{sjet}^{lab}|} \quad (3.10)$$

Il cui istogramma è visibile in figura 3.20. Le altre trattano della differenza dell'angolo azimutale ϕ relativamente alle coppie leptone con *s-jet* e neutrino con *c-jet* nel SdR del laboratorio. Gli istogrammi riferiti a queste ultime due variabili sono riportati nelle figure 3.21 e 3.22.

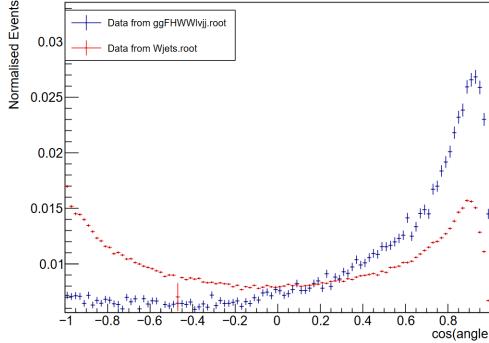


Figura 3.20: L'immagine rappresenta il risultato della sovrapposizione degli istogrammi dati da segnale e fondo per la variabile `lep_sjet_cosangle`. Le distribuzioni sono normalizzate a uno.

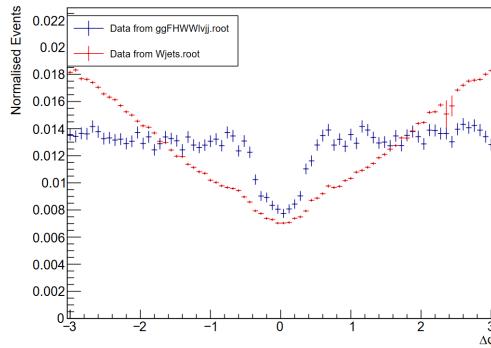


Figura 3.21: Istogrammi, normalizzati a uno e sovrapposti, della misura della variabile `deltaphi_lep_sjet` riferita alla differenza tra gli angoli azimutali per il leptone e l's-jet nel SdR del laboratorio. In blu i dati ottenuti dal segnale, in rosso quelli provenienti dal fondo.

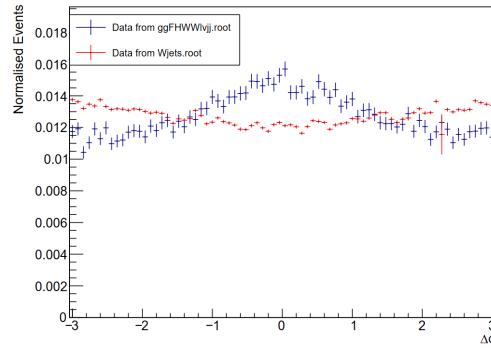


Figura 3.22: La figura riporta la sovrapposizione degli istogrammi di segnale e fondo per la variabile `deltaphi_nu_cjet`. Gli istogrammi sono normalizzati a uno.

I precedenti tre istogrammi presentano una evidente differenza tra segnale e fondo, probabilmente causata dalle diverse correlazioni tra i prodotti del decadimento nei due processi o dagli effetti di errata ricostruzione descritti all'inizio di questo paragrafo.

3.2.4 Calcolo dell'efficienza e curve ROC

Affinché fosse possibile misurare quantitativamente le capacità di queste variabili di discriminare segnale e fondo è stato necessario introdurre i concetti di "efficienza" e di curva "ROC" (*Receiver Operating Characteristic*). Si considera una situazione come quella raffigurata in figura 3.23.

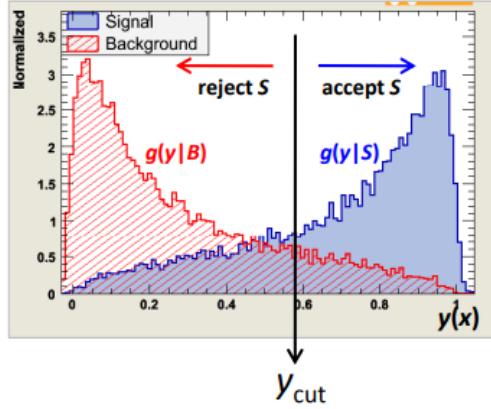


Figura 3.23: Nella figura sono riportati due istogrammi normalizzati rappresentanti il segnale (blu) e il fondo (rosso), la cui forma è descritta dalle funzioni $g(y|S)$ e $g(y|B)$. Applicando un "taglio" in corrispondenza di y_{cut} è possibile determinare quali dati siano da accettare o da rigettare basandosi sull'area sottostante i due istogrammi. [48]

Dati due istogrammi normalizzati rappresentanti i dati del segnale e del fondo, rispettivamente descritti da due funzioni di densità di probabilità $g(y|S)$ e $g(y|B)$, si definisce "efficienza del segnale" (ϵ_s) la quantità

$$\epsilon_s = \frac{N_{eventi}^S(y > y_{cut})}{N_{eventi}^S} = \frac{\int_{y_{cut}}^{\infty} g(y|S) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|S) dy} \quad (3.11)$$

con y_{cut} variabile che definisce il "taglio" che deve essere effettuato nel calcolo dell'area sottostante l'istogramma. Analogamente si definisce l'"efficienza del fondo" (ϵ_{bkg}) come

$$\epsilon_{bkg} = \frac{N_{eventi}^B(y > y_{cut})}{N_{eventi}^B} = \frac{\int_{y_{cut}}^{\infty} g(y|B) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|B) dy} \quad (3.12)$$

Attraverso queste grandezze è possibile costruire la curva ROC considerando, sulle ascisse, ϵ_s e sulle ordinate $1 - \epsilon_{bkg}$. Il grafico risultante, di cui è visibile un esempio in figura 3.24, è fortemente dipendente dal potere discriminante della variabile considerata. Infatti, nel caso di ottima classificazione di segnale e fondo da parte dell'osservabile, l'area sottostante la curva ROC è ~ 1 . In caso contrario, la ROC assume un andamento lineare con pendenza -1 e l'area sottostante è ~ 0.5 . In questo caso la variabile considerata non ha alcuna capacità discriminante. [48]

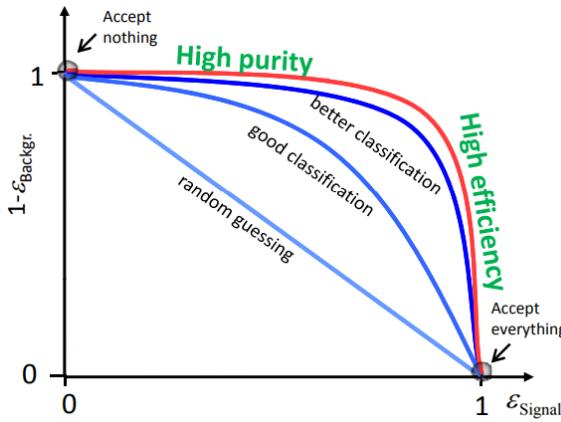


Figura 3.24: Il grafico rappresenta le possibili diverse forme di una curva ROC partendo da variabili con ottima capacità di classificazione tra segnale e fondo (curva rossa) per arrivare a osservabili senza alcun potere discriminante ("random guessing"). I casi limite sono rappresentati da $\epsilon_s = 1$, $\epsilon_{bkg} = 0$, nel qual caso tutti i dati possono essere accettati, e da $\epsilon_s = 0$, $\epsilon_{bkg} = 1$, in cui, invece, l'intero campione è da scartare. [48]

Le definizioni 3.11, 3.12 fanno, in realtà, riferimento a un particolare caso di sovrapposizione degli istogrammi riferiti a segnale e fondo, ovvero il caso in cui il fondo supera il segnale per bassi valori della variabile y , come in Fig. 3.23. In questo contesto è utile applicare il cosiddetto "lower cut" che sfrutta, appunto, le equazioni 3.11, 3.12. In altri casi, tuttavia, può avvenire l'opposto. Ciò accade quando il fondo sovrasta il segnale per alti valori dell'osservabile y , ad esempio nel caso della variabile `met_met` (Fig. 3.7). Quando avviene questo è necessario applicare un "upper cut" descritto dalle seguenti equazioni:

$$\epsilon_s^u = \frac{N_{\text{eventi}}^S(y < y_{\text{cut}})}{N_{\text{eventi}}^S} = \frac{\int_{-\infty}^{y_{\text{cut}}} g(y|S) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|S) dy} \quad (3.13)$$

$$\epsilon_{bkg}^u = \frac{N_{\text{eventi}}^B(y < y_{\text{cut}})}{N_{\text{eventi}}^B} = \frac{\int_{-\infty}^{y_{\text{cut}}} g(y|B) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|B) dy} \quad (3.14)$$

In altre situazioni il segnale presenta valori più alti del fondo nella parte centrale della regione considerata, come per la variabile `cjet_costhetaLF` precedente (Fig. 3.15). In questi casi si devono definire due variabili (y_{cut}^1 , y_{cut}^2) e usare le formule di "internal cut":

$$\epsilon_s^i = \frac{N_{\text{eventi}}^S(y_{\text{cut}}^1 < y < y_{\text{cut}}^2)}{N_{\text{eventi}}^S} = \frac{\int_{y_{\text{cut}}^1}^{y_{\text{cut}}^2} g(y|S) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|S) dy} \quad (3.15)$$

$$\epsilon_{bkg}^i = \frac{N_{\text{eventi}}^B(y_{\text{cut}}^1 < y < y_{\text{cut}}^2)}{N_{\text{eventi}}^B} = \frac{\int_{y_{\text{cut}}^1}^{y_{\text{cut}}^2} g(y|B) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|B) dy} \quad (3.16)$$

Infine si ha il caso opposto al precedente, quando è il fondo a dominare il centro della regione considerata per la misura. Un esempio è dato dalla variabile `sjet_costheta` (Fig. 3.13). In queste circostanze si può applicare un "*external cut*" tramite le definizioni seguenti.

$$\epsilon_s^e = \frac{N_{\text{eventi}}^S(y < y_{\text{cut}}^1) + N_{\text{eventi}}^S(y > y_{\text{cut}}^2)}{N_{\text{eventi}}^S} = \frac{\int_{-\infty}^{y_{\text{cut}}^1} g(y|S)dy + \int_{y_{\text{cut}}^2}^{\infty} g(y|S)dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|S)dy} \quad (3.17)$$

$$\epsilon_{\text{bkg}}^e = \frac{N_{\text{eventi}}^B(y < y_{\text{cut}}^1) + N_{\text{eventi}}^B(y > y_{\text{cut}}^2)}{N_{\text{eventi}}^B} = \frac{\int_{-\infty}^{y_{\text{cut}}^1} g(y|B)dy + \int_{y_{\text{cut}}^2}^{\infty} g(y|B)dy}{\int_{-\infty}^{\infty} g(y|B)dy} \quad (3.18)$$

Per le ragioni sopra esposte si è pertanto reso necessario classificare le diverse variabili specificando quale tipo di "taglio" e, dunque, quale calcolo dell'efficienza, sarebbe stato più corretto utilizzare, in base alla forma dei loro istogrammi. La tabella 3.1 riporta questa suddivisione.

Variabile	<i>cut</i>
<code>whad_m</code>	<i>internal</i>
<code>met_met</code>	<i>upper</i>
<code>met_met_sig</code>	<i>upper</i>
<code>best_NW_weight</code>	<i>lower</i>
<code>cjet_costheta</code>	<i>external</i>
<code>sjet_costheta</code>	<i>external</i>
<code>lep_costheta</code>	<i>lower</i>
<code>cjet_costhetaLF</code>	<i>internal</i>
<code>sjet_costhetaLF</code>	<i>internal</i>
<code>lep_costhetaLF</code>	<i>internal</i>
<code>whad_costheta</code>	<i>internal</i>
<code>wlep_costheta</code>	<i>internal</i>
<code>lep_sjet_cosangle</code>	<i>lower</i>
<code>deltaphi_lep_sjet</code>	<i>internal</i>
<code>deltaphi_nu_cjet</code>	<i>internal</i>

Tabella 3.1: La tabella associa ad ogni variabile il "taglio" che permette di ottenere la migliore efficienza, basandosi sulle forme dei loro istogrammi di segnale e fondo.

Oltre a ciò è stata calcolata l'area sottostante le curve ROC per tutte le variabili (AUC, *Area Under the Curve*), in modo da avere un valore numerico con cui

confrontare i diversi poteri discriminanti. Il calcolo è stato effettuato eseguendo il fit della ROC con una funzione polinomiale di terzo grado e calcolando l'integrale della funzione fittata nell'intervallo $[0,1]$.

I risultati dell'analisi sopra descritta sono visibili nelle figure seguenti. Per renderli più chiari le variabili sono state suddivise in quattro gruppi. In figura 3.25 sono riportate le curve ROC dei quattro osservabili definiti nel paragrafo 3.2.2.

Si nota che `best_NW_weight` ha una capacità molto più elevata delle altre tre variabili di distinguere tra segnale e fondo e ciò è anche confermato dai valori dell'AUC.

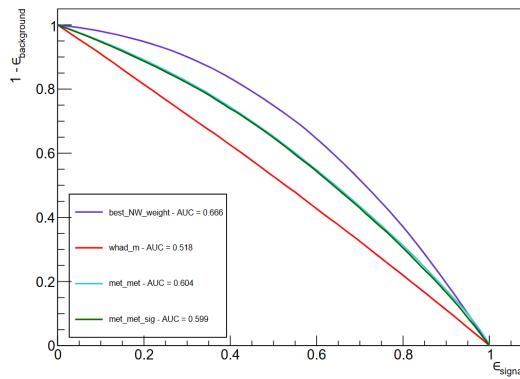


Figura 3.25: La figura riporta le curve ROC per le tre variabili cinematiche e per il "peso" dato dal neutrino weighting. Nella legenda sono riportati anche i corrispondenti valori calcolati dell'area sotto la curva.

Le ROC relative alle variabili `cjet_costheta`, `sjet_costheta` e `lep_costheta` sono visibili in figura 3.26.

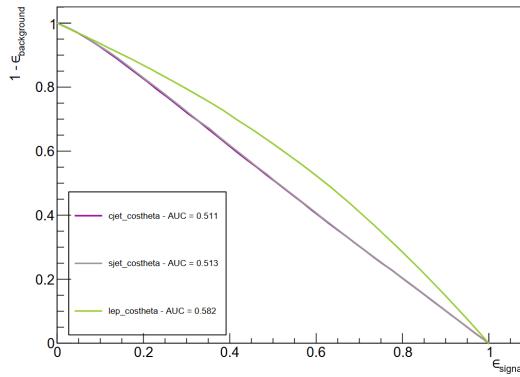


Figura 3.26: L'immagine rappresenta i grafici delle curve ROC per il primo gruppo di variabili angolari: `cjet_costheta`, `sjet_costheta`, `lep_costheta`. In legenda si trovano i valori dell'AUC.

In questo caso tutte le variabili presentano uno scarso potere discriminante. In figura 3.27 sono riportate le ROC relative agli osservabili definiti nelle equazioni 3.8 e 3.9.

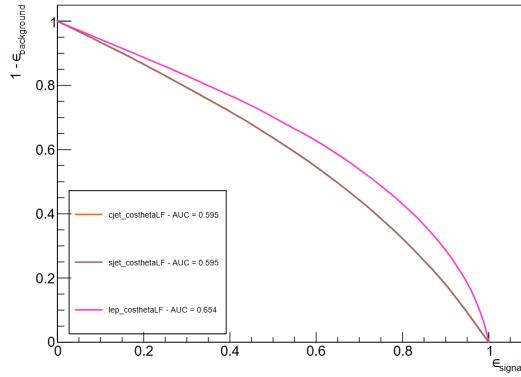


Figura 3.27: Curve ROC e AUC per le variabili `cjet_costhetaLF`, `sjet_costhetaLF` e `lep_costhetaLF`. Le variabili relative a *c-jet* e *s-jet* presentano grafici sovrapposti, come confermato dai valori identici dell'AUC.

In questo contesto la variabile che si differenzia maggiormente dalle altre è `lep_costhetaLF`, con un AUC di 0.654.

Passando alle grandezze definite nel SdR del bosone di Higgs e nel SdR del laboratorio, le loro curve ROC sono visibili in figura 3.28.

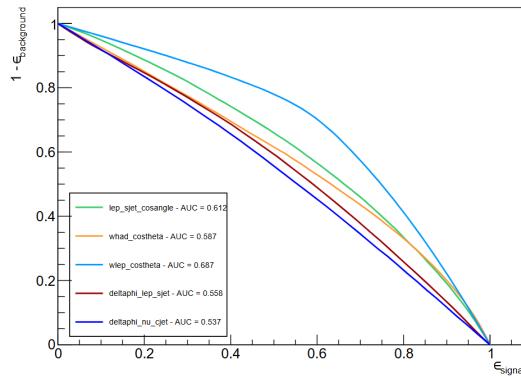


Figura 3.28: Nell'immagine sono visibili le curve ROC e i corrispondenti valori dell'AUC per le cinque variabili definite nel SdR dell'Higgs (`whad_costheta`, `wlep_costheta`) e del laboratorio (`lep_sjet_cosangle`, `deltaphi_lep_sjet`, `deltaphi_nu_cjet`).

Tutte le variabili di questo gruppo presentano discrete capacità di classificazione di segnale e fondo, in particolare `wlep_costheta` e `whad_costheta`.

In tabella 3.2 sono riassunti i risultati di questa analisi riportando, in ordine decrescente, le variabili e i corrispondenti valori dell'AUC.

Variabile	AUC
wlep_costheta	0.687
best_NW_weight	0.666
lep_costhetaLF	0.654
lep_sjet_cosangle	0.612
met_met	0.604
met_met_sig	0.599
cjet_costhetaLF	0.595
sjet_costhetaLF	0.595
whad_costheta	0.587
lep_costheta	0.582
deltaphi_lep_sjet	0.558
deltaphi_nu_cjet	0.537
whad_m	0.518
sjet_costheta	0.513
cjet_costheta	0.511

Tabella 3.2: La tabella mostra per ogni variabile il corrispondente valore dell'area sottostante il grafico della curva ROC. Le variabili sono ordinate in ordine decrescente di valore dell'AUC.

A conclusione di questa sezione dell'analisi, in figura 3.29 sono riportate le curve ROC delle cinque variabili che presentano valori più elevati di AUC (Tab. 3.2), ossia gli osservabili che meglio discriminano tra segnale e fondo.

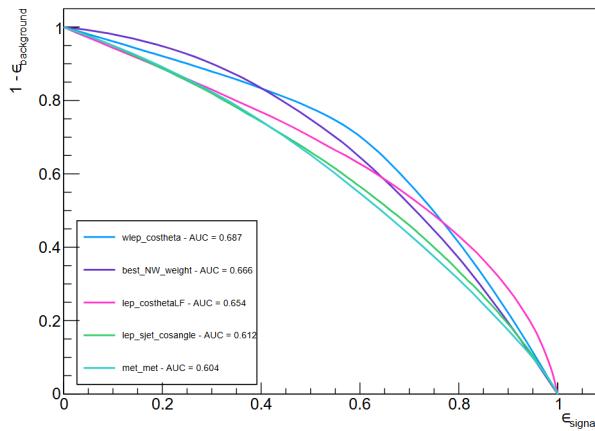


Figura 3.29: In figura sono riportate le curve ROC per le cinque variabili che presentano valori più elevati di AUC, dunque maggiore potere discriminante tra segnale e fondo.

3.2.5 Applicazione delle variabili

Premettendo che, come esposto in precedenza, i metodi più avanzati di tecniche di riduzione del fondo dal segnale prevedono l'utilizzo di algoritmi di *machine learning*, è comunque possibile eseguire una prima verifica dell'impatto che le nuove variabili definite hanno sulle distribuzioni. Ciò è svolto applicando nuovi criteri di selezione basati sugli istogrammi riportati nei paragrafi 3.2.2 e 3.2.3, selezionando le regioni in cui il segnale presenta valori maggiori del fondo. Questo metodo è stato portato avanti considerando solo le cinque variabili con i valori più alti di AUC, facendo riferimento alla tabella 3.2. Mantenendo, pertanto, le selezioni elencate nel paragrafo 3.2.1, sono stati implementati anche i seguenti vincoli:

- $-0.88 < \text{wlep_costheta} < 0.9$ (Fig. 3.19);
- $\text{best_NW_weight} > 0.4$ (Fig. 3.9);
- $-0.62 < \text{lep_costhetaLF} < 0.58$ (Fig. 3.17);
- $\text{lep_sjet_cosangle} > 0.26$ (Fig. 3.20);
- $\text{met_met} < 27.6$ (Fig. 3.7).

Gli istogrammi ottenuti tramite questi criteri di selezione sono visibili in figura 3.30. Essi fanno riferimento all'impulso trasverso del leptone, come per l'immagine 3.5 precedente.

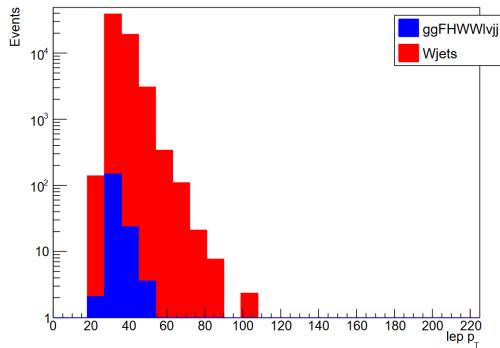


Figura 3.30: La figura mostra i due istogrammi sovrapposti di segnale (blu) e fondo (rosso) riferiti all'impulso trasverso del leptone. L'asse y è in scala logaritmica.

In questo caso è evidente l'incisivo effetto dei vincoli imposti sulle variabili rispetto al potere discriminante tra segnale e fondo. Confrontando le due figure 3.5 e 3.30, si nota come l'applicazione dei nuovi criteri di selezione abbia reso l'asimmetria tra i dati associati ai due diversi eventi $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$ e $W + jets$ significativamente minore. Questo è espresso ancora più chiaramente sfruttando le due metriche

descritte dai rapporti 3.4 e 3.5, da cui si ottengono rispettivamente i valori 0.29% e 0.72. Il primo parametro, in particolare, riferito al numero di eventi di segnale rispetto al numero di eventi del fondo, certifica l'importante effetto dell'azione delle nuove variabili definite. Si osserva infatti che, tramite la nuova selezione, questo aumenta di un ordine di grandezza rispetto all'originale, pari a 0.027%.

3.2.6 Correlazioni

L'ultimo passaggio necessario per verificare la possibile implementazione di queste variabili all'interno di una tecnica di MVA consiste nel calcolare la loro correlazione. Questo è necessario per garantire un corretto addestramento e funzionamento dell'algoritmo di *machine learning* che svolgerà l'analisi dei dati. La correlazione tra due grandezze X e Y è solitamente misurata attraverso il coefficiente di correlazione ρ definito da

$$\rho(X, Y) = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (3.19)$$

con

$$\text{cov}(X, Y) = \langle (X - \langle X \rangle)(Y - \langle Y \rangle) \rangle \quad (3.20)$$

covarianza di X e Y e σ_X , σ_Y deviazioni standard rispettivamente di X e Y . Il coefficiente di correlazione ρ è simmetrico nelle due grandezze X e Y , quantifica una relazione lineare e può assumere valori all'interno dell'intervallo [-1,1]. Dunque, più ρ è prossimo a zero, minore è la correlazione tra le due variabili. [43]

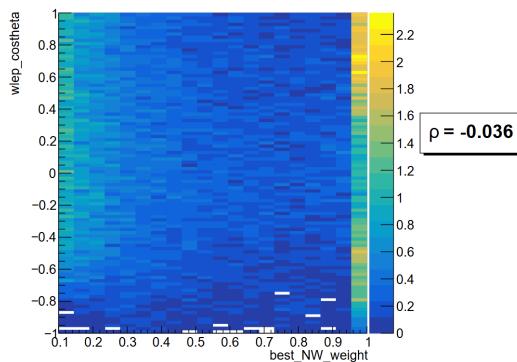


Figura 3.31: Nell'immagine è riprodotto l'istogramma di correlazione tra le variabili `best_NW_weight` e `wlep_costheta`. Ad ogni cella è associato il numero di occorrenze tramite gradazione di colore secondo la legenda visibile a destra. Viene riportato anche il valore del fattore di correlazione per queste due variabili (ρ).

Si è quindi proceduto con la costruzione degli istogrammi di correlazione per diverse coppie di variabili, da cui è stato poi possibile ricavare il corrispondente coefficiente ρ . Un esempio di questo tipo di diagramma è visibile in figura 3.31 per le variabili `best_NW_weight` e `wlep_costheta` calcolate con i dati simulati provenienti dal segnale.

Date N variabili, è possibile costruire una matrice di correlazione con $N \times N$ celle, nelle quali viene riportato il corrispondente valore del fattore di correlazione per la coppia di variabili considerata. Le matrici di correlazione per le variabili angolari definite in questo studio, con i dati provenienti da segnale e fondo, sono presentate in figura 3.32.

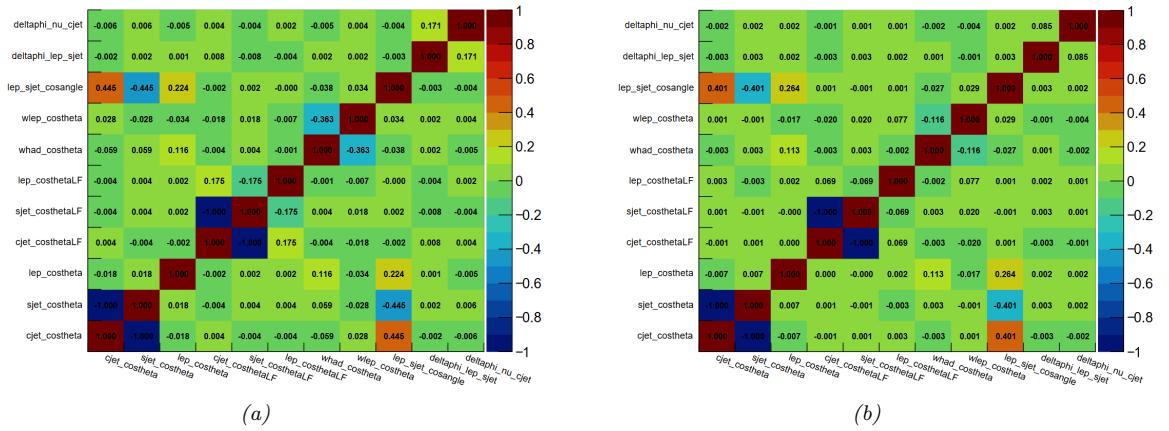


Figura 3.32: Nelle figure sono riportate le matrici di correlazione per le variabili angolari. In (a) sono stati utilizzati i dati del segnale, mentre in (b) i dati provenienti dal fondo. Ad ogni cella è associata una coppia di variabili e il relativo valore del fattore di correlazione, espresso in forma numerica e come gradazione di colore secondo la scala riportata.

In entrambi i casi si nota una correlazione lineare tra gli osservabili relativi a $\cos(\theta)$ per il c -jet e per l's-jet, sia nel SdR del W adronico, che nel SdR del laboratorio. Questo è dovuto all'emissione *back-to-back* dei due jets nel SdR di W_{had} . Valori elevati di ρ si riscontrano anche tra le variabili `cjet_costheta` e `sjet_costheta` con `lep_sjet_cosangle`. Per il segnale, in misura minore si osserva anche un legame tra `whad_costheta` e `wlep_costheta`. A eccezione di questi casi particolari, le variabili angolari risultano in gran parte scorrelate tra loro.

Infine si riportano in figura 3.33 le matrici di correlazione per le cinque variabili con maggiore potere discriminante (Tab. 3.2) con i dati ottenuti da segnale e fondo.

Si osserva una correlazione non trascurabile per le variabili `best_NW_weight` e `met_met`, coerente con il fatto che non solo entrambi questi osservabili sono legati alla ricostruzione del neutrino, ma la MET è anche utilizzata come input per la

tecnica di *neutrino weighting*. Le nuove variabili angolari, invece, non presentano correlazioni significative.

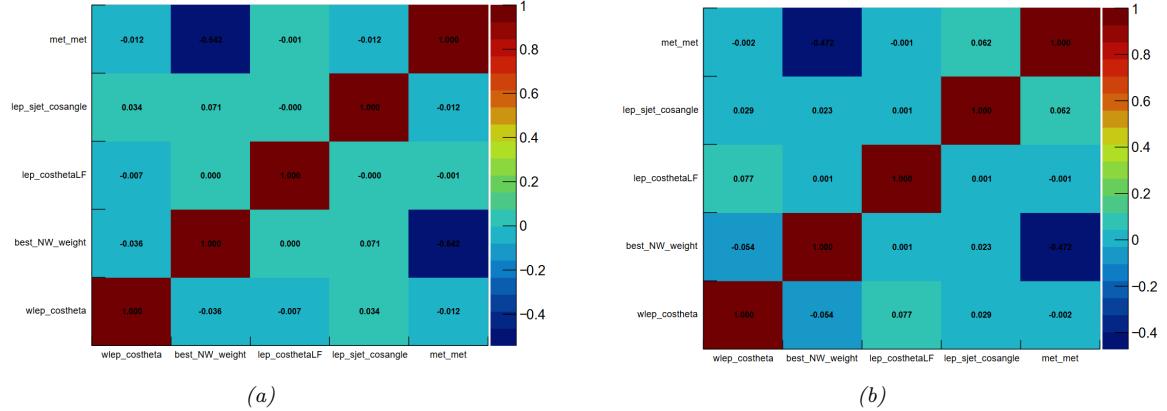


Figura 3.33: Nelle figure (a) e (b) sono visibili le matrici di correlazione per le cinque variabili con i valori più elevati di potere discriminante ottenute elaborando i dati rispettivamente del segnale e del fondo. Ad ogni cella è associata una coppia di variabili e il relativo valore del fattore di correlazione, espresso in forma numerica e come gradazione di colore secondo la scala riportata.

Conclusioni

Lo studio presentato in questa tesi ha permesso di definire undici nuove variabili angolari, derivate dall'analisi delle correlazioni dello spin nel decadimento $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu cs$, con lo scopo di trovare nuovi osservabili che potessero migliorare le capacità di ricostruzione di questo processo in ATLAS.

Inizialmente sono stati sovrapposti gli istogrammi normalizzati di segnale e fondo per questi nuovi osservabili, confrontandoli con le distribuzioni di quattro variabili cinematiche che hanno mostrato il migliore potere discriminante nell'algoritmo di *machine learning* sviluppato dall'analisi in corso in ATLAS. Queste ultime sono state anche utilizzate per definire una metrica che identificasse un buon livello di separazione.

Per quantificare il potere discriminante delle variabili, si è analizzata l'efficienza, applicando gli opportuni "tagli" agli istogrammi e i rispettivi metodi di calcolo necessari per massimizzare le capacità di distinzione tra segnale e fondo degli osservabili. Attraverso la derivazione delle relative curve ROC, si è potuto constatare che tre variabili angolari, in particolare, presentano un potere discriminante maggiore (`wlep_costheta`) o comparabile (`lep_costhetaLF`, `lep_sjet_cosangle`) con quello delle variabili cinematiche con la maggiore capacità di distinzione tra segnale e fondo (`best_NW_weight`, `met_met`).

Questi cinque osservabili sono stati utilizzati per una prima valutazione del loro impatto sulla riduzione del fondo rispetto al segnale. Confrontando le distribuzioni ottenute applicando una selezione poco restrittiva con quelle ricavate introducendo i vincoli derivati dallo studio delle cinque variabili precedenti, si è osservato un incremento del rapporto segnale-su-fondo di un ordine di grandezza.

Da ultimo, si è reso necessario studiare le correlazioni tra le nuove variabili definite, affinché queste potessero essere giudicate adatte ad essere implementate nell'algoritmo di *machine learning*. Esaminando le matrici di correlazione, si è osservato che, fuorché pochi casi particolari, le variabili angolari presentano fattori di correlazione (ρ) prossimi a zero. Soprattutto, la maggior parte mostra valori di ρ inferiori al livello di correlazione tra `best_NW_weight` e `met_met`.

I risultati esposti descrivono le variabili analizzate in questa tesi come particolarmente promettenti per il loro futuro utilizzo all'interno di tecniche di analisi

multivariata atte all’individuazione del decadimento semileptonico del bosone di Higgs. Questo processo, a differenza del decadimento totalmente leptonico, può essere ricostruito completamente. Inoltre, gli imminenti incrementi della luminosità di LHC rendono la possibilità di ottenere la ricostruzione ad alta risoluzione di processi $H \rightarrow WW^* \rightarrow llccs$ sempre più probabile. Ciò consentirebbe di applicare, allo studio dei prodotti del decadimento del bosone di Higgs, concetti derivanti dalla teoria quantistica dell’informazione, come la disuguaglianza di Bell.

Appendice A

Trasformazioni di Lorentz

Si considerano due sistemi di riferimento inerziali, S e S' , con S' che si muove a velocità uniforme \vec{v} rispetto a S , come illustrato in figura A.1.

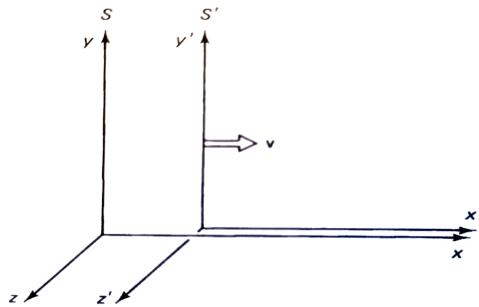


Figura A.1: La figura illustra graficamente due sistemi di riferimento S e S' . S' si muove rispetto a S con una velocità \vec{v} parallela all'asse x . [41]

Un evento che accade nelle coordinate spaziotemporali (x, y, z, t) relative a S avviene nelle coordinate riferite a S' , (x', y', z', t') , secondo le trasformazioni di Lorentz seguenti.

$$x' = \gamma(x - vt) \quad (\text{A.1})$$

$$y' = y \quad (\text{A.2})$$

$$z' = z \quad (\text{A.3})$$

$$t' = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right) \quad (\text{A.4})$$

con

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

In questo contesto risulta utile introdurre i quadrivettori x^μ con $\mu = 0, 1, 2, 3$. Si definisce, per esempio, il quadrivettore posizione

$$x^\mu = (ct, x, y, z) = (ct, \vec{x}) \quad (\text{A.5})$$

Le trasformazioni di Lorentz per un *boost* lungo l'asse x (Fig. A.1) applicate a x^μ vengono pertanto scritte come

$$x^{0\prime} = \gamma(x^0 - \beta x^1) \quad (\text{A.6})$$

$$x^{1\prime} = \gamma(x^1 - \beta x^0) \quad (\text{A.7})$$

$$x^{2\prime} = x^2 \quad (\text{A.8})$$

$$x^{3\prime} = x^3 \quad (\text{A.9})$$

Queste possono essere espresse in maniera più compatta tramite

$$x^{\mu\prime} = \sum_{\nu=0}^3 \Lambda_\nu^\mu x^\nu \quad (\text{A.10})$$

o, utilizzando la notazione di Einstein,

$$x^{\mu\prime} = \Lambda_\nu^\mu x^\nu \quad (\text{A.11})$$

con

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Da questo è possibile ricavare trasformazioni più complesse, nelle quali i due sistemi di riferimento si muovono con velocità \vec{v} generiche l'uno rispetto all'altro e gli assi dei due SdR non sono paralleli tra loro (Fig. 3.10). Si ottengono le trasformazioni di Lorentz non omogenee o trasformazioni di Poincaré.

$$t' = \gamma \left(t - \frac{\vec{v} \cdot R(\theta) \vec{x}}{c^2} + t_0 \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\vec{x}' = R(\theta) \vec{x} + \left[(\gamma - 1) \frac{R(\theta) \vec{x} \cdot \vec{v}}{v^2} - \gamma t \right] \vec{v} + \vec{x}_0 \quad (\text{A.13})$$

con $R(\theta)$ matrice di rotazione e $x_0^\mu = (ct_0, \vec{x}_0)$ condizioni iniziali. Si ricorda, inoltre, che la grandezza

$$s^2 = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 \quad (\text{A.14})$$

rappresenta un invariante di Lorentz. [41] [7]

Uno dei principali quadrivettori utilizzati in fisica delle particelle è il quadrivettore impulso (p^μ), definito a partire dalle equazioni

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad (\text{A.15})$$

$$p^0 = \gamma mc \quad (\text{A.16})$$

$$E = \gamma mc^2 \quad (\text{A.17})$$

Da cui si ottiene

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) \quad (\text{A.18})$$

Riprendendo le definizioni del paragrafo 2.1,

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.19})$$

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (\text{A.20})$$

$$\phi = \arctan \left(\frac{p_y}{p_x} \right) \quad (\text{A.21})$$

si può esprimere il quadrivettore impulso nella forma

$$p^\mu = (p_T, \eta, \phi, E) \quad (\text{A.22})$$

Nello sviluppo delle variabili angolari di cui alla sezione 3.2.3 è stata utilizzata questa definizione di p^μ .

Appendice B

Verifica della funzione `boost_to()`

La funzione `boost_to()` è stata implementata nel codice per la definizione delle variabili angolari (Par. 3.2.3). Dati due quadrivettori, definiti a partire dai valori di impulso trasverso (p_T), pseudorapidità (η), angolo azimutale (ϕ) ed energia (E), la funzione permette di esprimere uno nel sistema di riferimento (SdR) del centro di massa (CM) dell’altro. Per verificare il corretto funzionamento di `boost_to()` sono state definite tre variabili con lo scopo di esaminare se il comportamento mostrato dai loro istogrammi coincidesse con quello atteso. Le tre variabili sono `h_p_H`, `wh_p_Wh` e `wl_p_Wl`, rispettivamente riferite all’impulso del bosone di Higgs nel SdR del CM dell’Higgs, alla quantità di moto del W adronico nel SdR del suo centro di massa e all’impulso del bosone W leptonico nel SdR del CM di W_{lep} . Nell’implementazione di queste variabili, `boost_to()` viene utilizzata per effettuare le trasformazioni dal SdR del laboratorio al sistema di riferimento dell’Higgs (`h_p_H`) e i successivi passaggi al SdR del W_{had} (`wh_p_Wh`) o del W_{lep} (`wl_p_Wl`). Dalle definizioni dei tre osservabili, per un regolare funzionamento della funzione `boost_to()` si prevede che tutti gli istogrammi, sia nel caso dei dati provenienti dal segnale che dal fondo, presentino un valore identicamente uguale a zero. Nella figura B.1 sono visibili i risultati di questa analisi.

Dalle figure e dai valori medi riportati si osserva che il comportamento atteso è riprodotto anche dai dati manipolati tramite `boost_to()`, confermando il corretto funzionamento della funzione.

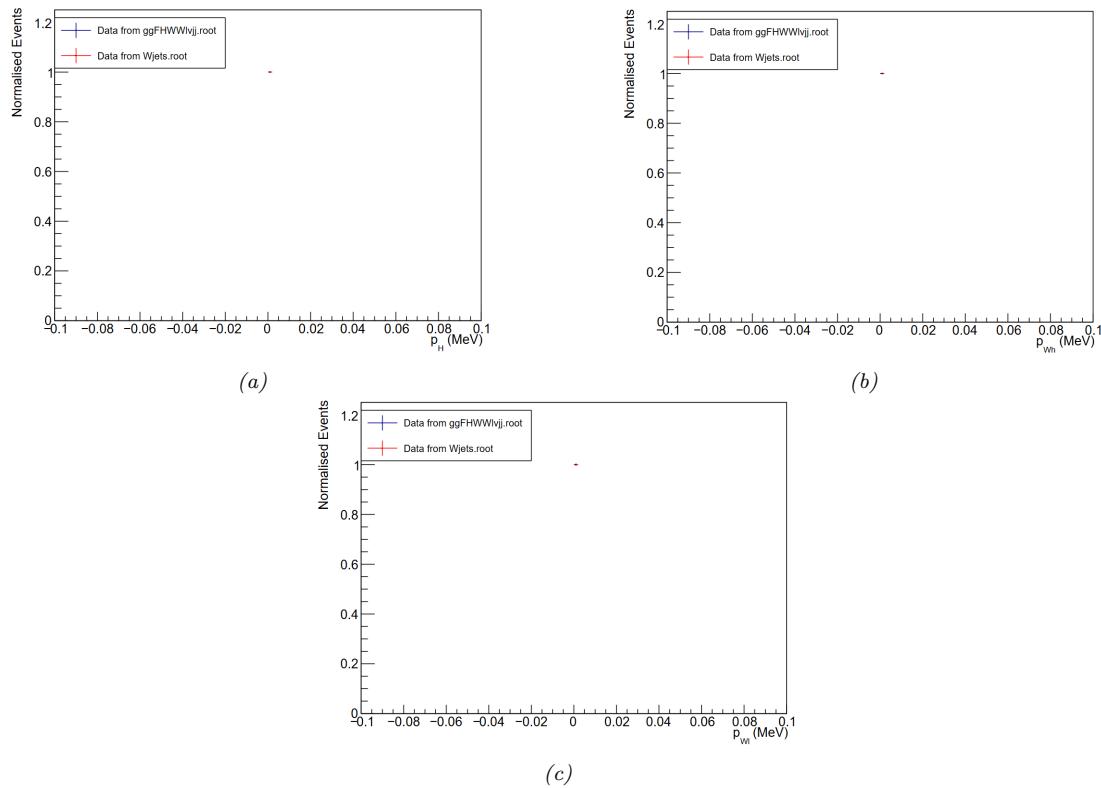


Figura B.1: In figura è riportato il risultato della sovrapposizione degli istogrammi, normalizzati a uno, relativi alle variabili h_p_H (a), wh_p_Wh (b) e wl_p_Wl (c) elaborati considerando i dati di segnale (blu) e di fondo (rosso). Come si può vedere, in tutti e tre i casi, i due istogrammi sono coincidenti in zero.

Appendice C

Metodi di calcolo di $\cos(\theta)$

Per l'implementazione di diverse delle variabili angolari descritte nel paragrafo 3.2.3 è stato utilizzato il calcolo del coseno dell'angolo θ . Complessivamente sono state sfruttate tre definizioni della funzione coseno di un angolo.

La prima si basa sulla definizione del coseno ricavata a partire dal prodotto scalare. Dati due vettori \vec{a} e \vec{b} , le cui direzioni formano l'angolo α , si ha che

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| |\vec{b}| \cos(\alpha) \quad (\text{C.1})$$

da cui

$$\cos(\alpha) = \frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{|\vec{a}| |\vec{b}|} \quad (\text{C.2})$$

Questa espressione è stata per esempio usata nella definizione di `lep_sjet_costheta`, utilizzando i vettori impulso del leptone e dell'*s-jet*.

Le altre due definizioni si avvalgono dei metodi già predisposti per questo scopo all'interno del *framework* di analisi dati ROOT. Per le variabili definite nei sistemi di riferimento dei due bosoni W e per `whad_costheta` e `wlep_costheta` è stato usato il metodo `ROOT::Math::VectorUtil::CosTheta()`, il quale, inseriti due vettori tridimensionali, restituisce il coseno dell'angolo tra essi compreso. Nei casi considerati, i due vettori erano rappresentati dall'impulso della particella di cui il centro di massa definiva il SdR (asse z) e dalla quantità di moto della particella presa in esame.

Esclusivamente per le variabili angolari `cjet_costhetaLF`, `sjet_costhetaLF` e `lep_costhetaLF` è stato sfruttato il metodo `Theta()`. Questo restituisce l'angolo che il quadrivettore, al quale viene applicata la funzione, forma con l'asse z del sistema di riferimento considerato.

Implementando le due nuove variabili `jets_cosangle_delta1` e

`jets_cosangle_delta2` è stato possibile verificare la bontà delle prime due definizioni. Entrambi gli osservabili si riferiscono alla differenza degli angoli polari θ di emissione dei *jets charm* e *strange* nel SdR del W_{had} , calcolati, però, sfruttando i due diversi metodi di calcolo di $\cos(\theta)$. Gli istogrammi relativi a queste due variabili, ricavati dai dati di segnale e fondo, sono riportati in figura C.1.

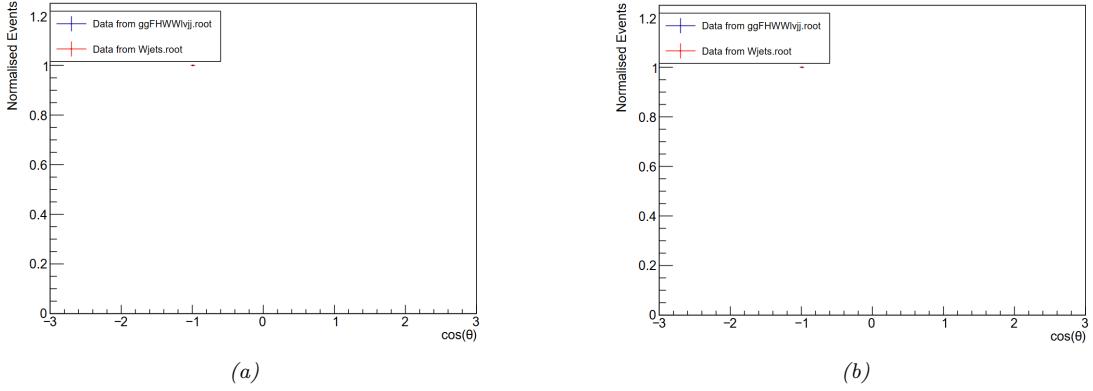


Figura C.1: L'immagine riporta la sovrapposizione degli istogrammi normalizzati a uno, dati da segnale (blu) e fondo (rosso), per le variabili `jets_cosangle_delta1` (a) e `jets_cosangle_delta2` (b). In entrambi i casi i dati coincidono per $\cos(\theta) = -1$.

Come è possibile osservare, per entrambe le variabili i dati di segnale e fondo coincidono per $\cos(\theta) = -1$. Ciò è in linea con quanto previsto per due particelle emesse *back-to-back*, come nel caso di *c-jet* e *s-jet* nel sistema di riferimento del W adronico. Questa verifica ha potuto confermare il corretto funzionamento dei due principali metodi di calcolo del coseno.

Bibliografia

- [1] Particle Data Group (R. L. Workman e al.) *CKM Quark-Mixing Matrix*. 2022. URL: <https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/rpp2023-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [2] Particle Data Group (R. L. Workman e al.) *Status of Higgs Boson Physics*. 2023. URL: <https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/rpp2023-rev-higgs-boson.pdf>.
- [3] Particle Data Group (S. Navas e al.) *Gauge and Higgs bosons - Particle Data Group Listing*. 2025. URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/tables/rpp2025-sum-gauge-higgs-bosons.pdf>.
- [4] Particle Data Group (S. Navas e al.) *W Boson - Particle Data Group Listing*. 2024. URL: <https://pdg.lbl.gov/2024/listings/rpp2024-list-w-boson.pdf>.
- [5] Particle Data Group (S. Navas e al.) *Z Boson - Particle Data Group Listing*. 2024. URL: <https://pdg.lbl.gov/2024/listings/rpp2024-list-z-boson.pdf>.
- [6] Luis Alvarez Gaume e Miguel A. Vazquez-Mozo. “Lectures on Field Theory and the Standard Model: A Symmetry-Oriented Approach”. In: *ResearchGate* (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2306.08097.
- [7] Vincenzo Barone. *Relatività. Principi e applicazioni*. Bollati Boringhieri, 2021.
- [8] Alan J. Barr. “Testing Bell inequalities in Higgs boson decays”. In: *Physics Letters B* 825 (2022), p. 136866. DOI: 10.1016/j.physletb.2021.136866.
- [9] Alessandro Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, 2014.
- [10] Pietro Biassoni. *An Introduction to Multivariate Analysis Techniques*. 2011. URL: <https://www0.mi.infn.it/~biassoni/analisiDati/mvaLectures.pdf>.

- [11] David Bohm e Yakir Aharonov. “Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky”. In: *Physical Review Journals* 108 (1957), p. 1070. DOI: 10.1103/PhysRev.108.1070.
- [12] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli e Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. Springer, 2012.
- [13] CERN. *A collision event recorded by CMS, containing a missing-transverse-energy signature, which is one of the characteristics sought in the search for SUSY*. 2019. URL: <https://cds.cern.ch/record/2669426>.
- [14] CERN. *CERN’s accelerator complex*. 2025. URL: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex>.
- [15] CERN. *Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector*. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1096081>.
- [16] CERN. *High-Luminosity LHC*. 2025. URL: <https://home.cern/resources/faqs/high-luminosity-lhc>.
- [17] CERN. *The Large Hadron Collider*. 2025. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [18] CERN. *The Proton Synchrotron*. 2025. URL: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron>.
- [19] CERN. *The Standard Model*. 2025. URL: <https://home.cern/science/physics/standard-model>.
- [20] CERN. *The Super Proton Synchrotron*. 2025. URL: <https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>.
- [21] ATLAS Collaboration. “Evidence of pair production of longitudinally polarised vector bosons and study of CP properties in $ZZ \rightarrow 4l$ events with the ATLAS detector at center of mass energy of 13 TeV”. In: *Journal of High Energy Physics* 2023 (12) (2023), pp. 1–47. DOI: 10.1007/JHEP12(2023)107.
- [22] ATLAS Collaboration. *Keeping the ATLAS Inner Detector in perfect alignment*. 2020. URL: <https://atlas.cern/updates/experiment-briefing/inner-detector-alignment>.
- [23] ATLAS Collaboration. “Measurement of fiducial differential cross sections of gluon-fusion production of Higgs bosons decaying to $WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV”. In: *Journal of High Energy Physics* (2016). DOI: 10.1007/JHEP08(2016)104.
- [24] ATLAS Collaboration. “Measurements of Higgs boson production by gluon-gluon fusion and vector-boson fusion using $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Physical Review D* 108 (2023), p. 032005. DOI: 10.1103/PhysRevD.108.032005.

- [25] ATLAS Collaboration. “Standalone vertex finding in the ATLAS muon spectrometer”. In: *Journal of Instrumentation* 9 (2010), P02001. DOI: 10.1088/1748-0221/9/02/P02001.
- [26] ATLAS Collaboration. “Studies of the Energy Dependence of Diboson Polarization Fractions and the Radiation-Amplitude-Zero Effect in WZ Production with the ATLAS Detector”. In: *Physical Review Journals* 133 (2024), pp. 777–780. DOI: 10.1103/PhysRevLett.133.101802.
- [27] ATLAS Collaboration. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider: A Description of the Detector Configuration for Run 3”. In: *Journal of Instrumentation* 19 (2024) (2024), P05063. DOI: 10.48550/arXiv.2305.16623.
- [28] ATLAS Collaboration. “The ATLAS Simulation Infrastructure”. In: *European Physical Journal C* 70 (2010), pp. 823–874. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1429-9.
- [29] CMS Collaboration. “Measurement of the semileptonic tt-bar gamma production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”. In: *Journal of High Energy Physics* (2017). DOI: 10.1007/JHEP10(2017)006.
- [30] CMS Collaboration. “Measurement of the transverse momentum spectrum of the Higgs boson produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $H \rightarrow WW$ decays”. In: *Journal of High Energy Physics* (2017). DOI: 10.1007/JHEP03(2017)032.
- [31] CMS Collaboration. “Measurements of the Higgs boson production cross section and couplings in the W boson pair decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *The European Physical Journal C* 83 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11632-6.
- [32] Morgan Del Gratta, Federica Fabbri e al. “Quantum properties of H V V: precise predictions in the SM and sensitivity to new physics”. In: *Journal of High Energy Physics* (2025). DOI: 10.1007/JHEP09%282025%29013.
- [33] Ansgar Denner e Pelliccioli Giovanni. “Polarized electroweak bosons in W+W- production at the LHC including NLO QCD effects”. In: *Journal of High Energy Physics* 2020 (9) (2020), pp. 1–31. DOI: 10.1007/JHEP09(2020)164.
- [34] Albert Einstein, Boris Podolsky e Nathan Rosen. “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?” In: *Physical Review Journals* 47 (1935). DOI: 10.1103/PhysRev.47.777.
- [35] ATLAS Experiment. *The ATLAS Detector*. 2025. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector>.

- [36] ATLAS Experiment. *Trigger and Data Acquisition*. 2025. URL: <https://atlas.cern/Discover/Detector/Trigger-DAQ>.
- [37] Federica Fabbri, James Howarth e Théo Maurin. “Isolating semi-leptonic $H \rightarrow WW^*$ decays for Bell inequality tests”. In: *European Physical Journal C* 84 (2024), pp. 1–20. DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-12371-4.
- [38] Pietro Faccioli e Carlos Lourenço. *Particle Polarization in High Energy Physics*. Springer, 2022.
- [39] Andrea Giammanco. “Single top quark production at the LHC”. In: *Reviews in Physics* 1 (2016), pp. 1–12. DOI: 10.1016/j.revip.2015.12.001.
- [40] Geoffrey Gilles. *Object Reconstructions in ATLAS*. 2024. URL: https://indico.cern.ch/event/1368706/contributions/6137485/attachments/2932230/5153958/Gilles_Top2024.pdf.
- [41] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2008.
- [42] Peter Higgs. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In: *Physical Review Journals* 13 (1964), p. 508. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [43] Andreas Hoecker et al. *TMVA Users Guide*. 2007. URL: <https://indico.ihep.ac.cn/event/12941/contributions/20241/attachments/9669/11061/TMVAUUsersGuide.pdf>.
- [44] Maxim Yu. Khlopov e Ratibor Shibaev. “Probes for 4th Generation Constituents of Dark Atoms in Higgs Boson Studies at the LHC”. In: *Advances in High Energy Physics* (2014). DOI: 10.1155/2014/406458.
- [45] Théo Maurin. *HWWlvcs Analysis*. 2025.
- [46] Paolo Mazzoldi, Massimo Nigro e Cesare Voci. *Fisica: Elettromagnetismo e Onde*. EdiSES università, 2021.
- [47] Maximiliano Sioli. *Quantum Information at LHC*. 2025. URL: <https://indico.cern.ch/event/1517212/contributions/6385063/attachments/3034656/5358699/BCD2025%20lecture.pdf>.
- [48] Jörg Stelzer. *Statistical Methods in HEP*. 2011. URL: <https://indico.cern.ch/event/115514/contributions/68473/attachments/50943/73296/StatMeth.pdf>.
- [49] Flip Tanedo. *Who ate the Higgs?* 2011. URL: <https://www.quantumdiaries.org/2011/10/10/who-ate-the-higgs/>.
- [50] Iacopo Vivarelli. *Collider Physics using ATLAS Open Data*. 2020.

- [51] Wikipedia. *Circular Polarization*. 2010. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light_Without.Components_Left.Handed.svg.
- [52] Wikipedia. *Standard Model of Elementary Particles and Gravity*. 2020. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles_and_Gravity.svg.
- [53] Chien Shiung Wu e al. “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. In: *Physical Review Journals* 105 (1957), pp. 1413–1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413.
- [54] Stefania Xella. *Physics object reconstruction in the ATLAS experiment*. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1519113/files/ATL-GEN-PROC-2013-001.pdf>.
- [55] Chen Ning Yang e Robert Mills. “Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance”. In: *Physical Review Journals* 96 (1954), p. 191. DOI: 10.1103/PhysRev.96.191.