

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di fisica e astronomia
Corso di Laurea in Fisica

STIMA DELLA SENSITIVITÀ DI ATLAS
PER PARTICELLE CARICHE, MASSIVE E
A VITA MEDIA LUNGA CON 400 fb^{-1}
DI COLLISIONI *pp*

Relatore:
IACOPO VIVARELLI

Presentata da:
MARCO MALTONI

Correlatore:
SERAFIMA NECHAEVA

Sessione
Anno Accademico 2024/2025

Sommario

Il Modello Standard è una teoria che ha riscontrato innumerevoli successi, coronati dall'osservazione del "Bosone di Higgs" nel 2012 a LHC: pare però necessaria, a causa dell'esistenza di alcuni fenomeni osservati ma non spiegati da tale teoria, una sua estensione. Alcune teorie, tra le numerose formulate per tale scopo, predicono l'esistenza di particelle massive, a vita media lunga e cariche. L'analisi descritta in tale tesi ha lo scopo di stimare la sensibilità della ricerca di tali particelle per i dati provenienti dal rivelatore ATLAS per una luminosità integrata di 400 fb^{-1} , considerando le misure di perdita di energia per ionizzazione e tempo di volo. Tale obiettivo è raggiunto calcolando il numero di eventi di segnale e di fondo attesi per varie selezioni sulle due variabili: per il fondo, si è partiti dai dati disponibili a 60 fb^{-1} e si è attuata una procedura di integrazione bidimensionale, mentre come segnale sono stati scelti modelli di particelle supersimmetriche, gli stau, con diverse masse. Il risultato dell'analisi mostra, per ogni modello di segnale utilizzato, ottimi valori di significatività. Inoltre si può osservare che valori di significatività inferiori alla soglia di 2σ si possono raggiungere con masse degli stau superiori a 700 GeV. Il primo capitolo di tale tesi descrive la teoria del modello standard e introduce una sua possibile estensione, il secondo capitolo mostra la struttura del collisore LHC e del rivelatore ATLAS, mentre il terzo capitolo descrive l'analisi svolta e i suoi risultati.

Indice

1	Introduzione teorica	6
1.1	Il Modello Standard	6
1.2	Simmetrie del Modello Standard	7
1.3	L'elettrodinamica quantistica e l'interazione elettromagnetica	8
1.4	L'interazione debole	9
1.5	La cromodinamica quantistica e l'interazione forte	11
1.6	Il Meccanismo di Higgs per la generazione della massa delle particelle	11
1.7	Vita media delle particelle del Modello Standard	13
1.8	Limiti del modello standard e la Supersimmetria	13
1.9	La Bethe-Bloch	15
2	LHC e il rivelatore ATLAS	17
2.1	Il Large Hadron Collider	17
2.2	Il rivelatore ATLAS	18
2.2.1	Inner detector	19
2.2.2	Calorimetri	20
2.2.3	Spettrometro di muoni	21
2.2.4	Sistema di trigger	22
3	Analisi e risultati	24
3.1	Dati di segnale e fondo e selezione	24
3.2	Stima del numero di eventi di fondo per una data area	26
3.3	Stima del numero di eventi di segnale per una data area	29
3.4	Calcolo della significatività	30
3.5	Confronto con i risultati della precedente analisi	32
3.6	Conclusioni	33
A	Significatività	34
B	Selezioni applicate ai dati	36
C	Verifica dei risultati dell'analisi	38

Elenco delle figure

1.1	Particelle elementari descritte dalla teoria del Modello Standard. In viola sono rappresentati i quark, in verde i leptoni, in rosso i bosoni mediatori e in giallo il bosone di Higgs. [13]	6
1.2	Unico vertice all'ordine più basso possibile per i diagrammi di Feynman associati all'interazione elettromagnetica.	8
1.3	Esempio di Diagramma di Feynman per interazione debole tra leptoni: esso descrive il decadimento di un leptone τ in neutrino tauonico, elettrone e antineutrino elettronico.	9
1.4	Esempio di Diagramma di Feynman per interazione debole tra quark: il processo descritto è il decadimento del quark charm in un quark up, un quark strange, un quark up e un antiquark down.	10
1.5	Vertici di interazione fondamentali per l'interazione forte da quark: (a) rappresenta l'interazione tra due quark e un gluone, (b) e (c) mostrano interazioni tra tre o quattro gluoni.	11
1.6	A sinistra, un esempio di potenziale relativo a una lagrangiana che gode di "simmetria ordinaria". A destra il cosiddetto potenziale a "sombrello", associato a una lagrangiana che va incontro a SSB: tale lagrangiana descrive la dinamica libera dello scalare di Higgs. [10]	12
1.7	Vita media delle particelle $c\tau$ espressa in m in funzione della massa (in GeV), per alcune particelle del Modello Standard. [2]	13
1.8	Diagramma di Feynman relativo al decadimento di $\tilde{\tau}$ in τ e gravitino. [1]	15
1.9	Curva rappresentante la perdita di energia per ionizzazione ($\frac{dE}{dx}$) per muoni positivi in funzione di $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$, con p impulso e M massa della particella incidente. Le linee verticali evidenziano l'intervallo $\beta\gamma \in [0.1, 1000]$ in cui è valida l'equazione di Bethe-Bloch: all'interno di esso si nota la presenza di un minimo di ionizzazione e della lenta risalita relativistica.[8]	16
2.1	Schema di LHC, dei suoi rilevatori e della catena di accelerazione degli adroni [7]	18
2.2	Sezione del rivelatore ATLAS. [3]	19
2.3	Sezione dell'inner detector all'interno del rivelatore ATLAS. [3]	20
2.4	Sezione del sistema di calorimetri all'interno del rivelatore ATLAS. [3]	21
2.5	Sezione dello spettrometro di muoni all'interno del rivelatore ATLAS. [3]	22
3.1	Confronto tra gli eventi simulati di segnale relativi al modello di $\tilde{\tau}$ con una vita media di 3000 ns e masse di 400 GeV e 700 GeV e gli eventi di fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β . 24	

3.2	Istogrammi bidimensionali ottenuti dagli eventi che hanno superato i criteri di selezione imposti relativi a: (a) fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , (b) segnale per $\tilde{\tau}$ con una massa di 400 GeV e una vita media di 3000 ns. Sugli assi sono presenti i valori di velocità e energia persa per ionizzazione relativi all'evento rappresentato.	25
3.3	Confronto tra gli istogrammi ottenuti dai dati di fondo per 60 fb^{-1} con diversi tagli su una delle due variabili e i dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 400 GeV 3000 ns, tutti normalizzati allo stesso modo. (a) In grigio e punti neri gli istogrammi per i dati di fondo per la variabile $\frac{dE}{dx}$ con rispettivamente $\beta > 1.05$ e $0.9 < \beta < 1.05$, in verde l'istogramma per i dati di segnale, (b) In grigio e punti neri gli istogrammi per i dati di fondo per la variabile β con rispettivamente $\frac{dE}{dx} < 1.2 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$ e $\frac{dE}{dx} > 1.2 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$, in verde l'istogramma per i dati di segnale.	27
3.4	Funzioni di fit (in rosso) e istogrammi uno-dimensionali ottenuti dai dati per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , con rispettivi errori sul numero di eventi per ogni bin, relativi alle variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β	28
3.5	Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 400 GeV 3000 ns: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.	30
3.6	Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 500 GeV 3000 ns: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.	31
3.7	Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 600 GeV 3000 ns: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.	31
3.8	Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 700 GeV 3000 ns: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.	32

-
- 3.9 Valori di massima significatività in funzione della luminosità per le masse del segnale $\tilde{\tau}$ di 400, 500, 600 e 700 GeV: le linee tratteggiate sono relative all'analisi svolta estraendo delle funzioni di fit dai dati, le linee continue si riferiscono all'analisi svolta applicando selezioni ai dati a 60 fb^{-1} , il cui numero è stato moltiplicato per un fattore legato alla luminosità. 33
- C.1 Confronto tra il numero di eventi di fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} contenuti negli intervalli $0.67 < \beta < \beta_{cut}$ e $\frac{dE}{dx}_{cut} < \frac{dE}{dx} < 3.5$ calcolati mediante la procedura di integrazione descritta dall'espressione 3.3 (in rosso) e applicando selezioni sui dati (in verde) per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β 38

Elenco delle tabelle

3.1	Parametri delle funzioni di fit ottenute dai dati di fondo a 60 fb^{-1} per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β	28
3.2	Tabella dei valori di massima significatività, rappresentati assieme alla massa del modello di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns, il numero di eventi di segnale e di fondo e i tagli sulle due variabili associati.	33
C.1	Tabella dei valori di massima significatività, rappresentati assieme alla massa del modello di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns, calcolati mediante la formula di Cowan e la funzione ROOT <code>RootStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ</code>	39

Capitolo 1

Introduzione teorica

1.1 Il Modello Standard

Il "Modello Standard" è la teoria che descrive i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni, trattandoli come campi quantizzati. Siccome tali sistemi possono raggiungere velocità prossime a quelle della luce, il framework teorico di tale teoria è la relatività ristretta: inoltre, a causa di problemi legati alla trattazione quantistica della gravità, quest'ultima non viene inclusa all'interno delle interazioni descritte. A seconda delle loro caratteristiche, le particelle elementari possono essere classificate in diversi gruppi. Una prima distinzione può essere fatta tra particelle a spin intero, dette "bosoni", e quelle a spin semi-intero, i "fermioni".

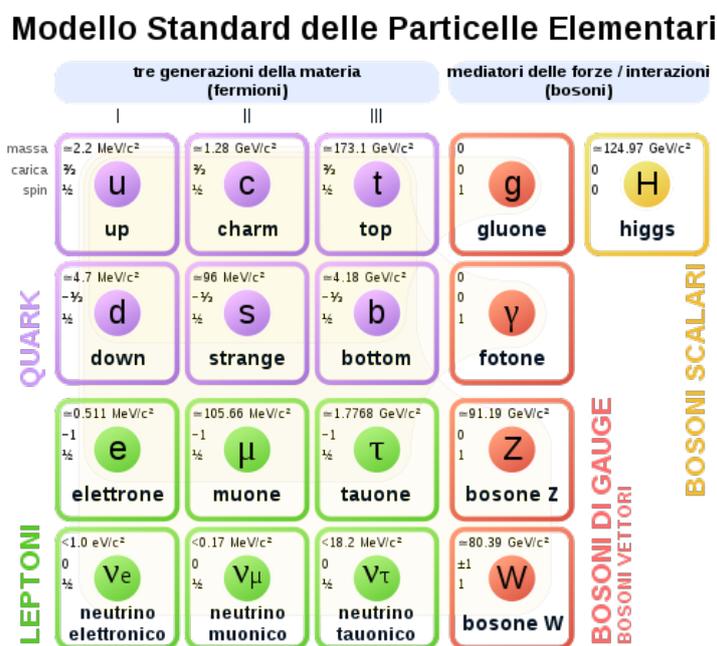


Figura 1.1: Particelle elementari descritte dalla teoria del Modello Standard. In viola sono rappresentati i quark, in verde i leptoni, in rosso i bosoni mediatori e in giallo il bosone di Higgs. [13]

I primi hanno il ruolo di mediatori delle interazioni fondamentali e hanno spin 1: essi sono il "fotone", il "gluone", i bosoni "W[±]" e "Z" e il "bosone di Higgs". I fermioni

invece sono i costituenti della materia e hanno spin $\frac{1}{2}$: a loro volta essi possono essere distinti in due sottogruppi, i "quark" e i "leptoni". I "**quark**" sono diciotto (infatti si hanno sei tipologie, *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom* e per ognuna tre possibili "colori"), nove con carica $+\frac{2}{3}$ e nove con carica $-\frac{1}{3}$ (in unità di carica elementare). Essi interagiscono attraverso l'interazione forte, mediata da otto tipi di gluone a massa nulla e sono i costituenti degli adroni (mesoni, barioni), tra cui figurano il protone e il neutrone. I "**leptoni**" sono sei: tre di essi, l'elettrone, il muone e il tau, sono carichi, mentre i tre neutrini, ognuno associato al corrispondente leptone carico, sono neutri. Mentre l'elettrone e i neutrini sono stabili, il muone e il tau possono decadere in particelle più leggere. Ogni particella è associata ad una "**antiparticella**", con la stessa massa e vita media, ma con carica opposta (a meno che la particella non sia neutra): esempi sono il positrone, gli antiquark, ... [4] In figura 1.1 sono rappresentati i vari gruppi di particelle descritti dal Modello Standard. Le varie particelle e le loro interazioni vengono descritte come quanti associati ad un campo, tramite gli strumenti teorici forniti dalla "*Teoria dei campi quantizzati*" (*QFT*): la dinamica dei quanti di ciascun campo descritto è estratta da una "*densità lagrangiana*" (\mathcal{L})¹ tramite il "*principio di minima azione*". Teorie interagenti sono ottenute imponendo a \mathcal{L} , oltre alla simmetria rispetto al "Gruppo di Poincarè" richiesta dal framework della relatività ristretta, simmetrie interne rispetto a trasformazioni locali ("*Principio di Gauge*").

1.2 Simmetrie del Modello Standard

Nella teoria del Modello Standard, le simmetrie sono un potente strumento per determinare la forma delle equazioni riguardanti il modello, in particolare della lagrangiana associata alla dinamica delle particelle e dei quanti mediatori. Per dare forma a \mathcal{L} , si impone che essa sia invariante sotto trasformazioni associate a diversi gruppi, che possono essere discrete o funzioni continue di parametri ("*Gruppi di Lie*"). Il framework della relatività ristretta impone l'invarianza sotto il "Gruppo di Poincarè", che comprende le trasformazioni di Lorentz e le traslazioni. Inoltre, tra le simmetrie fondamentali dell'universo, troviamo le cosiddette "simmetrie interne": esse si dividono in "globali", cioè non dipendenti dalla coordinata del punto, e "locali". Imporre che la lagrangiana rispetti una delle simmetrie locali permette di passare da una teoria capace di descrivere particelle libere a una teoria che comprende un bosone mediatore di un'interazione, associato ad un "campo di Gauge". Da ciò segue che ognuna delle tre interazioni fondamentali è associata a un gruppo di trasformazioni locali rispetto a cui la corrispondente lagrangiana è simmetrica:

- Le interazioni forti sono associate al gruppo $SU(3)_C$ (C sta per "colore"), cioè delle matrici 3×3 unitarie;
- Le interazioni elettrodeboli sono descritte considerando il meccanismo di rottura spontanea della simmetria associata ai gruppi $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (L sta per "left", Y identifica l'"ipercarica elettrodebole");

I generatori associati ai gruppi sopra menzionati sono in totale 12: essi rappresentano i 12 mediatori delle tre interazioni fondamentali, cioè gli 8 gluoni, il fotone, i bosoni W^\pm e Z. Ogni simmetria della lagrangiana postula l'esistenza di una quantità conservata

¹Da questo punto ci si riferirà alla "Densità Lagrangiana" con il termine "Lagrangiana"

durante processi che coinvolgono la corrispondente interazione: la simmetria rispetto ai gruppi $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dell'interazione elettrodebole è associata alla conservazione dell'"iper carica elettrodebole"

$$Y = 2 \cdot (Q - I_Z)$$

in cui Q indica la carica elettrica mentre I_Z indica la terza componente dell'"isospin debole". Invece la simmetria rispetto al gruppo $SU(3)_C$ associato all'interazione forte è legata alla conservazione del "colore".

1.3 L'elettrodinamica quantistica e l'interazione elettromagnetica

La teoria dei campi che descrive l'interazione elettromagnetica è chiamata "*Elettrodinamica Quantistica*" (*QED*), e il mediatore associato è il fotone, che è descritto come quanto del campo che ha come componenti i potenziali scalare " ϕ " e vettore " \vec{A} " che compaiono nelle "Equazioni di Maxwell". La descrizione di tale tipo di interazione si può ottenere imponendo alla lagrangiana di fermione libero una simmetria rispetto a una trasformazione U_1 locale: essa è associata alla conservazione della carica elettrica e corrisponde a una trasformazione di fase dipendente dalle coordinate del punto in cui è calcolata. Un possibile metodo di rappresentazione per i processi legati a qualsiasi tipo di interazione del Modello Standard è quello dei "*Diagrammi di Feynman*": essi si compongono di linee associate alle particelle nello stato iniziale e finale, che si collegano nei "vertici di interazione", e sono un utile strumento matematico per calcolare la probabilità di transizione di un dato processo. In particolare, l'intensità di un certo diagramma è legata al numero di vertici di interazione che appaiono in esso: ognuno di essi contribuisce alla probabilità del processo descritto con un contributo legato a una costante caratteristica dell'interazione considerata.

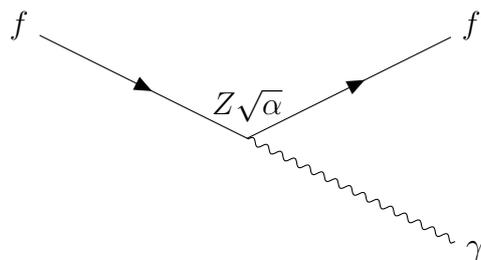


Figura 1.2: Unico vertice all'ordine più basso possibile per i diagrammi di Feynman associati all'interazione elettromagnetica.

In particolare, per l'interazione elettromagnetica la costante associata è la "*Costante di struttura fine*":

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \simeq \frac{1}{137}$$

In realtà, essa ha un valore che aumenta al diminuire della distanza delle particelle interagenti: tale fatto deriva dal processo di "rinormalizzazione" che entra in gioco durante la somma dei diagrammi di Feynman associati a un dato evento. Ogni vertice di un diagramma associato all'interazione elettromagnetica, che è rappresentato in figura 1.2, entra come $\sqrt{\alpha}$ nell'ampiezza di transizione associata al processo e come α nella sezione

d'urto. Un calcolo preciso per l'ampiezza di transizione presupporrebbe di sommare tutti i possibili diagrammi di Feynman associabili al processo: tale operazione, nel caso di tale tipo di interazione, si traduce nel calcolo di uno sviluppo perturbativo in potenze di α , che converge rapidamente a causa del valore poco elevato di tale costante. I processi possibili mediati da tale tipo di interazione, che risulta avere raggio d'azione infinito, sono l'annichilazione particella-antiparticella o l'emissione (o assorbimento) di un fotone. [4]

1.4 L'interazione debole

Le interazioni deboli sono associate alla simmetria interna della lagrangiana rispetto alle trasformazioni del gruppo $SU(2)$, che non gode di proprietà commutativa, perciò è detto "non abeliano": i bosoni mediatori risultano essere i due bosoni carichi W^\pm ("corrente carica") e il bosone neutro Z ("corrente neutra"). Tali particelle, a differenza del fotone, presentano una massa molto elevata ($\simeq 80$ GeV), perciò tale tipo di interazione ha un raggio d'azione finito. A differenza delle altre due interazioni fondamentali, l'interazione debole viola due simmetrie discrete: la "parità" e la "coniugazione particella-antiparticella". La parità è una trasformazione che consiste nell'inversione della direzione degli assi del sistema di coordinate: la violazione di tale trasformazione da parte dei processi mediati da interazione debole, teorizzata da C. N. Yang e T. D. Lee, fu verificata sperimentalmente nel celebre esperimento di C. S. Wu. La coniugazione particella-antiparticella è invece una trasformazione che varia il segno della carica. L'interazione debole accoppia in modo universale ai leptoni, cioè ogni vertice d'interazione in cui gli stati iniziale e finale sono rappresentati da leptoni ha lo stesso contributo all'ampiezza di transizione del processo. La costante legata a tali vertici è la "carica debole" g , legata alla "costante di Fermi" G_F dalla relazione:

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \cdot \frac{g^2}{(M_W c^2)^2} \quad \frac{G_F}{(\hbar c)^3} = (1.1663788 \pm 0.0000006) \cdot 10^{-5}$$

L'interazione debole non varia il flavour leptonico, cioè essa agisce solo all'interno dei doppietti:

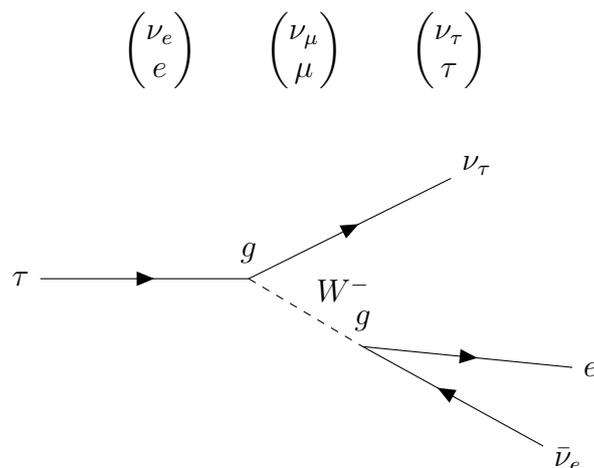


Figura 1.3: Esempio di Diagramma di Feynman per interazione debole tra leptoni: esso descrive il decadimento di un leptone τ in neutrino tauonico, elettrone e antineutrino elettronico.

Un esempio di Diagramma di Feynman associato all'interazione debole tra leptoni ($\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e$) è rappresentato in figura 1.3. L'interazione debole, però, non si comporta allo stesso modo quando le particelle interagenti sono quark: tale incongruenza, inizialmente descritta da N. Cabibbo per il caso dei quark *up* (u), *down* (d), *charm* (c) e *strange* (s) ed estesa a tutti i sei quark con il contributo di M. Kobayashi e K. Maskawa, è nota come "quark mixing". I quark si possono ordinare in doppietti ("famiglie") in cui appare un quark di carica $+\frac{2}{3}$ ("up type") e uno di carica $-\frac{1}{3}$ ("down type"):

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

L'interazione debole non agisce all'interno di tali famiglie, ma per trovare le componenti "down type" per cui invece vale la universalità osservata per i leptoni è necessario ruotare tali componenti attraverso la cosiddetta "matrice CKM", i cui valori dipendono da vari parametri, tra cui compaiono funzioni trigonometriche dell'"angolo di Cabibbo" θ_C ($\simeq 13.6^\circ$).

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

I valori della matrice risultano diversi tra loro, ed essi rappresentano il contributo all'ampiezza di transizione per i vertici di interazione dei diagrammi che interessano interazioni deboli tra quark. A causa di tale fatto, a seconda del tipo di quark che entra e esce dal vertice si avrà un diverso contributo alla probabilità del processo. In conclusione, le famiglie di quark su cui l'interazione debole agisce verticalmente, senza la possibilità di interessare appartenenti alle altre famiglie, sono:

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

Un esempio di diagramma di Feynman per l'interazione debole tra quark ($c \rightarrow s u \bar{d}$) è rappresentato in figura 1.4. [4]

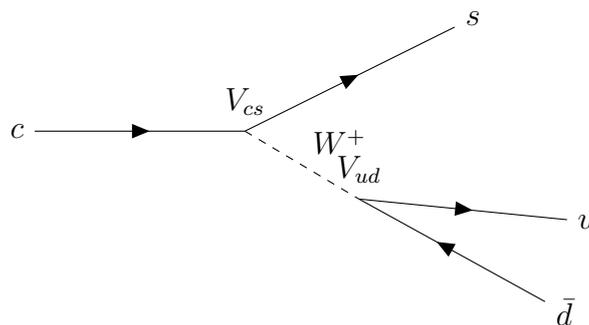


Figura 1.4: Esempio di Diagramma di Feynman per interazione debole tra quark: il processo descritto è il decadimento del quark charm in un quark up, un quark strange, un quark up e un antiquark down.

1.5 La cromodinamica quantistica e l'interazione forte

L'interazione forte lega i quark attraverso lo scambio di gluoni: le cariche forti, analoghe alla carica elettrica, sono chiamate "*colori*" e la loro descrizione teorica è la "*cromodinamica quantistica*" (QCD). Una differenza sostanziale di tale teoria dall'elettrodinamica quantistica è che essa predice che i quark non esistono liberi: non è possibile l'estrazione di un quark da un protone, ad esempio, indipendentemente dall'energia spesa per tale processo. Il gruppo di trasformazioni associato alla simmetria imposta alla lagrangiana in QCD è SU(3): tale gruppo non gode della proprietà commutativa, perciò la QCD è una teoria definita "non abeliana". Una conseguenza di tale fatto è che non solo i quark, ma anche i gluoni risultano "colorati", e possono perciò interagire tra loro: l'emissione o l'assorbimento di un gluone può cambiare la carica di colore della particella interagente, a differenza di ciò che avveniva nei processi mediati da fotoni. I generatori del gruppo SU(3) sono 8, perciò esistono otto tipi di gluoni a massa nulla che mediano tale interazione. Le possibili cariche di colore in QCD sono tre, e vengono chiamate "*rosso*", "*verde*" e "*blu*". Gruppi di tre quark (barioni) o coppie quark-antiquark (mesoni) possono legarsi assieme, formando gli "*adroni*" che risultano "bianchi", cioè con carica di colore nulla. La costante caratteristica dei vertici di interazione per tale processo è chiamata " α strong" (α_s): essa ha un valore maggiore della costante di struttura fine e , e per tale motivo, l'approccio perturbativo utilizzato per il calcolo delle ampiezze di transizione in QED non è sempre valido nei calcoli di QCD. A causa della rinormalizzazione, tale costante ha un valore che diminuisce con il diminuire della distanza delle particelle interagenti: essa segue cioè un andamento opposto a quello della costante di struttura fine. Tale fatto è alla base del meccanismo che impedisce che quark e antiquark possano essere estratti dagli adroni, chiamato "*quark confinement*": se i quark tendono ad allontanarsi, l'intensità dell'interazione che li lega, dipendente dalla costante α_s , aumenta, rendendo impossibile la loro separazione. I vertici di Feynman fondamentali in QCD sono rappresentati in figura 1.5: essi sono associati all'interazione tra quark e gluoni o all'interazione tra più gluoni. [4]

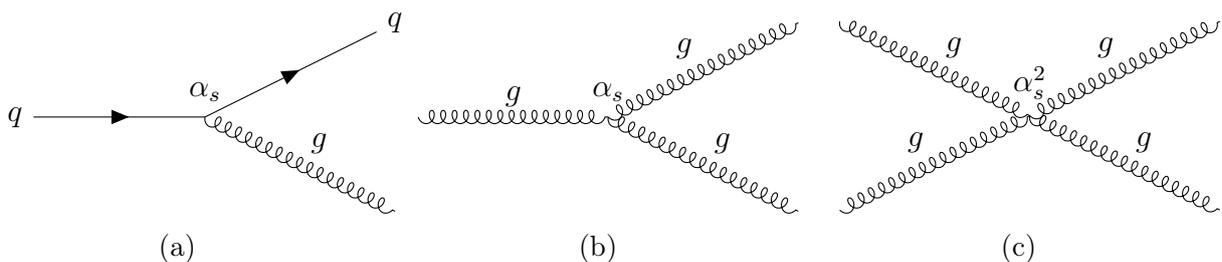


Figura 1.5: Vertici di interazione fondamentali per l'interazione forte da quark: (a) rappresenta l'interazione tra due quark e un gluone, (b) e (c) mostrano interazioni tra tre o quattro gluoni.

1.6 Il Meccanismo di Higgs per la generazione della massa delle particelle

La richiesta di Gauge-invarianza rispetto a simmetrie locali per le lagrangiane in QFT pare però essere in contraddizione con l'obiettivo di descrivere sistemi in cui compaiono particelle massive a spin 1: infatti, se si considerano campi vettoriali A^μ associati a tale

tipo di particelle, i "termini di massa" della lagrangiana risultano essere quadratici nei campi (cioè dipendenti dal prodotto $A_\mu A^\mu$), ma termini di questo tipo variano sotto trasformazioni di Gauge. La soluzione per aggirare tale problema risiede nel "**Meccanismo di Higgs-Brout-Englert**": teorie di Gauge interagenti con mediatori massivi si ottengono applicando simmetrie locali a lagrangiane che vanno incontro alla cosiddetta "*rottura spontanea della simmetria*" ("*spontaneous symmetry breaking*" (SSB)). A una data lagrangiana, in analogia con il formalismo della meccanica hamiltoniana, è sempre associabile una "*densità hamiltoniana*" \mathcal{H} : si definisce "**stato fondamentale**" la condizione che realizza il minimo di tale quantità. Si è in condizioni di "simmetria ordinaria" quando, rispetto a una data trasformazione, la lagrangiana e lo stato fondamentale risultano entrambi simmetrici, mentre la lagrangiana va incontro a SSB se essa rispetta tale simmetria, che invece non caratterizza lo stato fondamentale. Quando si considerano Gruppi di Lie, cioè associati a trasformazioni continue dipendenti da un certo numero di parametri, lo spettro di particelle, ottenuto considerando campi definiti come oscillazioni attorno allo stato fondamentale, contiene sempre un campo scalare massivo e un numero arbitrario di campi scalari a massa nulla, detti "*bosoni di Goldstone*" ("*Teorema di Goldstone*"). Quando viene applicato il principio di Gauge alla teoria, cioè si impone una simmetria locale alla lagrangiana introducendo una teoria che descrive particelle interagenti, si nota che nelle equazioni della dinamica compaiono termini quadratici nel campo di Gauge, cioè termini di massa, mentre, scegliendo un opportuno gauge, non è più presente il "bosone di Goldstone". Il contributo di tale scalare viene "assorbito" dal campo di gauge, che acquista massa e una terza polarizzazione longitudinale (particelle a spin 1 a massa nulla possiedono solo due polarizzazioni trasverse). Un esempio di potenziale associato a una lagrangiana che va incontro a SSB è rappresentato in figura 1.6: esso viene chiamato a "sommbrero" e compare nella lagrangiana che descrive la dinamica libera dello scalare di Higgs.

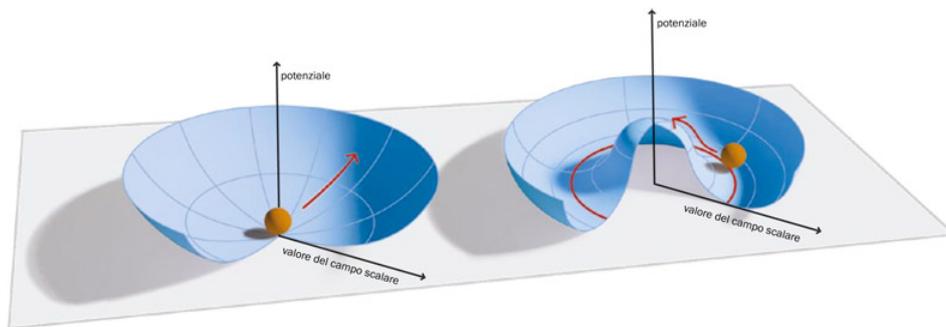


Figura 1.6: A sinistra, un esempio di potenziale relativo a una lagrangiana che gode di "simmetria ordinaria". A destra il cosiddetto potenziale a "sommbrero", associato a una lagrangiana che va incontro a SSB: tale lagrangiana descrive la dinamica libera dello scalare di Higgs. [10]

Oltre al campo di gauge, nella lagrangiana compare un campo scalare massivo, associato allo "scalare di Higgs", particella responsabile del meccanismo che fornisce la massa e osservata nel 2012 dagli esperimenti ATLAS e CMS presso il Large Hadron Collider (LHC) al CERN. La teoria che descrive il bosone di Higgs è trattata in [4].

1.7 Vita media delle particelle del Modello Standard

La "vita media" di una particella corrisponde al tempo medio in cui la particella esiste prima di decadere calcolato nel suo sistema di riferimento proprio. In particolare, le particelle del modello standard hanno una vita media che spazia un ampio intervallo di ordini di grandezza: ad esempio il bosone Z ha una vita media di circa $2 \cdot 10^{-25}$ s, mentre altre particelle, come ad esempio il protone e l'elettrone, sono stabili.

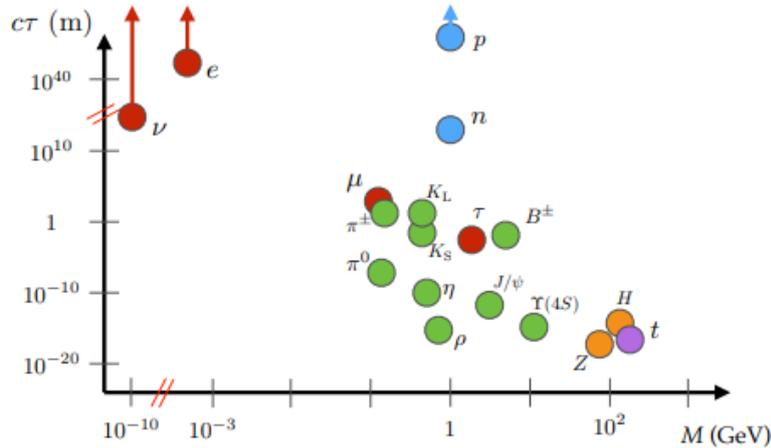


Figura 1.7: Vita media delle particelle $c\tau$ espressa in m in funzione della massa (in GeV), per alcune particelle del Modello Standard. [2]

In particolare, alcune particelle del modello standard, come ad esempio i pioni, i kaoni K_s , il barione Λ , i b-adroni, hanno una vita media lunga rispetto ad altre particelle instabili e, negli eventi che avvengono nei collisori, possono decadere a una certa distanza dal vertice di interazione, pur rimanendo all'interno del rivelatore ("vertici spostati"). I motivi per cui una particella può presentare una elevata vita media sono i seguenti: [2]

- La costante di accoppiamento associata all'interazione in gioco ha un valore poco elevato (ad esempio la costante α per l'interazione elettromagnetica);
- L'interazione avviene tramite un mediatore massivo;
- La differenza tra le masse delle particelle nello stato iniziale e dei prodotti di decadimento ha un valore piuttosto basso (spazio delle fasi ridotto).

1.8 Limiti del modello standard e la Supersimmetria

Il modello standard è una teoria che ha riscontrato innumerevoli successi, infatti molti risultati sperimentali hanno verificato le sue predizioni. Nonostante ciò, ci sono ragioni per credere che esso non sia una teoria completa e debba essere estesa e completata per spiegare alcune osservazioni e domande teoriche senza risposta, soprattutto riguardanti la fisica del neutrino e la cosmologia. Tra questi problemi si inserisce la questione della "materia oscura": esistono infatti numerose evidenze astrofisiche e cosmologiche che evidenziano il fatto che la massa visibile dell'universo non sia sufficiente per spiegare tali osservazioni. Un esempio di tali argomenti a favore dell'esistenza della materia oscura è

la velocità di rotazione delle galassie, che non può essere spiegata dalla massa osservabile dell'universo: infatti, le leggi gravitazionali relative a tale quantità di massa prevedono che la velocità di rotazione dovrebbe decrescere sempre più velocemente allontanandosi dal centro della galassia, ma le osservazioni sperimentali mostrano una velocità circa costante, che si suppone essere dovuta a una quantità di materia sconosciuta e invisibile. L'esistenza di materia oscura è anche supportata da altre osservazioni principalmente riguardanti la "*radiazione cosmica di fondo*" (*CMB*) compiute dalle collaboration WMAP e Planck. Tali esperimenti hanno misurato lo spettro di potenza della CMB: l'altezza dei picchi di tale spettro è legata alla quantità di materia oscura nell'universo. Per definizione, la materia oscura necessita di essere composta da particelle abbastanza massive, invisibili, elettricamente neutre e con carica di colore neutra. Di conseguenza, buoni candidati per rappresentare la materia oscura sono particelle massive che interagiscono debolmente (per esempio le cosiddette "WIMP"): nessuna particella predetta dal modello standard soddisfa tali caratteristiche, perciò pare necessaria un'estensione di tale teoria. [11]

Un altro problema legato alla possibile incompletezza del modello standard è quello legato alla "*costante cosmologica*": siccome campi bosonici e fermionici contribuiscono all'energia del vuoto con valore uguale e opposto, il valore predetto teoricamente di una energia del vuoto nulla è ottenibile soltanto se campi bosonici e fermionici si bilanciano tra loro. Il modello standard è in disaccordo con tale argomento, infatti tale teoria predice una energia del vuoto non nulla e elevata. Infine, si hanno anche incongruenze tra le osservazioni sperimentali e le predizioni del modello standard legate alla misura della massa del bosone di Higgs: esse sono legate al cosiddetto "*problema della naturalezza*". Dal punto di vista teorico, si ha un'influenza delle correzioni dovute alle fluttuazioni quantistiche sulla massa di ogni particella: a differenza di quanto accade per le particelle ordinarie di materia, però, per il bosone di Higgs tali correzioni sono molto più elevate della massa sperimentale. [10]

I limiti del modello standard hanno portato alla formulazione di teorie che potessero estendere le sue capacità predittive, includendo i fenomeni osservati ma non spiegati da esso. Tra queste, figurano teorie basate sull'ipotesi che un bosone e un fermione non siano più tipologie di particelle indipendenti, ma siano legati da una simmetria, la cosiddetta "*Supersimmetria*", non ancora riscontrata in natura. Per diminuire il valore delle correzioni legate al problema della naturalezza è necessario infatti individuare dei meccanismi di cancellazione che annullino le fluttuazioni quantistiche legate alla massa del bosone di Higgs. Tali teorie associano a ogni fermione del modello standard due campi scalari complessi, e viceversa, ad ogni bosone del modello standard un fermione: le correzioni alla massa del bosone di Higgs originate dai diagrammi contenenti particelle di supersimmetria cancellano esattamente il contributo dei diagrammi che interessano particelle del modello standard, minimizzando le fluttuazioni quantistiche. Inoltre, oltre a risolvere il problema della naturalezza, le teorie di supersimmetria introducono un nuovo set di particelle, che sono capaci di interagire tramite le interazioni descritte dal modello standard, ed alcune di esse rappresentano dei buoni candidati per rappresentare la materia oscura. [11] Tra le particelle supersimmetriche figurano i due scalari **stau** ($\tilde{\tau}$), partner supersimmetrici del leptone τ , che essendo carichi non possono essere considerati come candidati di materia oscura: essi decadono in τ e un gravitino stabile (\tilde{G}) (che invece presenta le caratteristiche richieste dai modelli di materia oscura) tramite il diagramma rappresentato in figura 1.8.

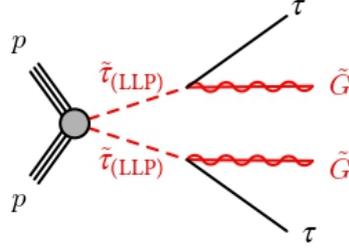


Figura 1.8: Diagramma di Feynman relativo al decadimento di \tilde{t} in τ e gravitino. [1]

La produzione di tali particelle è teorizzata dal cosiddetto processo "GMSB" ("gauge mediated supersymmetry breaking"). La massa degli \tilde{t} può teoricamente assumere valori tra 200 GeV e 1 TeV, ed essi possiedono una elevata vita media principalmente a causa del fatto che la costante di accoppiamento associata al gravitino è piuttosto piccola. Gli \tilde{t} possono rappresentare perciò un modello di particella carica, a vita media lunga e massiva. In generale, come per le particelle predette dal modello standard, eventuali particelle supersimmetriche potrebbero avere un'elevata vita media e potrebbero viaggiare per distanze significative prima di decadere. Le particelle di supersimmetria possono avere tale caratteristica, per gli stessi motivi elencati nel caso del modello standard. In particolare, eventuali particelle a vita media lunga predette dalla supersimmetria potrebbero viaggiare dal vertice di interazione in uno dei detector del collider, come ATLAS a LHC, e raggiungere anche le sue zone più esterne, lasciando tracce con caratteristiche differenti a seconda della loro natura. [1]

1.9 La Bethe-Bloch

Le particelle che entrano in un materiale possono interagire con i componenti del materiale stesso portando alla realizzazione di diversi fenomeni a seconda della loro natura. Ad esempio, le interazioni tra le particelle cariche in moto con velocità $v = \beta c$ e gli elettroni del materiale possono portare a collisioni con una perdita di energia da parte del proiettile che portano all'eccitazione degli elettroni o alla ionizzazione degli atomi del materiale. Molto frequentemente la perdita di energia per tali collisioni non supera i 100 eV: in generale, il rate medio di energia persa sulla distanza percorsa per particelle relativistiche, cariche e pesanti, diviso per la densità della particella incidente, è descritto dall'equazione di "Bethe-Bloch", ed è chiamato "perdita di energia per ionizzazione":

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.1)$$

nella quale N_A rappresenta il numero di Avogadro, r_e la stima classica del raggio dell'elettrone, m_e la massa dell'elettrone, z il numero di carica della particella incidente, Z il numero di carica degli atomi del materiale, A il numero di massa del materiale, c è la velocità della luce, γ è il fattore di Lorentz, W_{max} è l'energia massima trasferibile dal proiettile in una collisione e I è l'energia media di eccitazione. Definita in tale modo, la perdita di energia per ionizzazione non dipende dalla densità, ed è perciò una funzione della sola velocità: essa si misura in $\frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$. L'equazione 1.1 ha validità quando il proiettile ha $0.1 < \beta\gamma < 1000$, poichè con $\beta\gamma < 0.1$ la particella incidente ha velocità circa

uguale a quella degli elettroni atomici, per $\beta\gamma > 1000$ iniziano a divenire rilevanti gli effetti radiativi. Come si può osservare dalla figura 1.9, nel range di validità dell'equazione la perdita di energia per ionizzazione cala come $\frac{1}{\beta^\alpha}$ con $\alpha \simeq 1.5 - 1.7$ finché la particella incidente non si trova nel "minimo di ionizzazione" con $\beta\gamma = 3.0 - 3.8$, per poi risalire più lentamente a causa di effetti relativistici, contenuti nel termine logaritmico. [8]

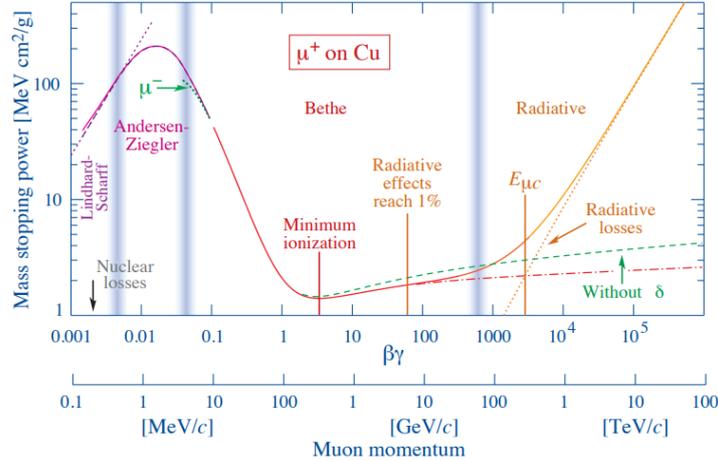


Figura 1.9: Curva rappresentante la perdita di energia per ionizzazione ($\frac{dE}{dx}$) per muoni positivi in funzione di $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$, con p impulso e M massa della particella incidente. Le linee verticali evidenziano l'intervallo $\beta\gamma \in [0.1, 1000]$ in cui è valida l'equazione di Bethe-Bloch: all'interno di esso si nota la presenza di un minimo di ionizzazione e della lenta risalita relativistica.[8]

Capitolo 2

LHC e il rivelatore ATLAS

2.1 Il Large Hadron Collider

Dopo l'osservazione nel 1983 dei bosoni W^\pm e Z al CERN tramite il collisore di leptoni LEP, l'unica previsione teorica del Modello Standard non ancora osservata era il bosone di Higgs. Dato il limite energetico delle strumentazioni disponibili in quegli anni, si aveva la necessità di costruire un collisore capace di raggiungere energie nel centro di massa che permettevano di indagare l'esistenza di tale particella. Il "**Large Hadron Collider**" (LHC) è un collisore di adroni situato presso il CERN a Ginevra, ed ha permesso di raggiungere tale scopo. Esso svolge la sua attività ad una energia (nel sistema del centro di massa delle particelle) di circa 13 TeV (Run-2), ed è composto da un tubo sotterraneo con una circonferenza di circa 27 km a 100 m di profondità, i cui componenti principali sono 1232 magneti superconduttori a bassa temperatura, che generano un campo di circa 8 T, realizzati in lega di niobio e titanio e raffreddati alla temperatura di circa 2 K tramite l'utilizzo di elio liquido. Raggiunta la massima energia, gli adroni all'interno di LHC raggiungono una velocità pari a circa la velocità della luce, e compiono 11000 giri al secondo dell'anello, producendo 40 milioni di collisioni al secondo. Prima di entrare nel tubo di LHC, le particelle vengono accelerate gradualmente da una catena di sottosistemi: LINAC porta gli adroni prodotti a una energia di circa 50 MeV, successivamente essi raggiungono 1 GeV tramite l'azione del "Booster" e poi 26 GeV nel "sincrotrone a protoni" (PS); infine, prima di LHC, il "Super sincrotrone a protoni" (SPS) accelera ulteriormente le particelle fino a 450 GeV. L'acceleratore concentra due fasci di adroni che circolano in direzioni opposte all'interno di tubi a vuoto: essi collidono in quattro possibili punti lungo il percorso, in cui si trovano quattro rivelatori principali.

- Il rivelatore "**ATLAS**" ("A Toroidal LHC ApparatuS");
- Il "Solenoide compatto per muoni" ("**CMS**");
- Il rivelatore "**LHCb**", con lo scopo di misurare i parametri della violazione della simmetria CP e dei decadimenti legati agli adroni contenenti il quark b;
- Il rivelatore "**ALICE**" ("A LArge Ion Collider Experiment") che ha lo scopo di analizzare le interazioni tra nuclei pesanti.

Ogni rivelatore è associato a svariati esperimenti, che hanno lo scopo di analizzare i dati associati a particelle di diverso tipo: in generale, i dati raccolti da ognuno di essi viene inviato a un centro di calcolo. Inoltre, si hanno ulteriori esperimenti che sfruttano i dati

di LHC: l'ultimo esperimento a essere stato avviato è "MoEDAL", ed esso ha lo scopo di indagare l'esistenza del monopolo magnetico, mentre "TOTEM" e "LHCf" studiano la produzione di particelle a piccolo angolo rispetto alla direzione del fascio.

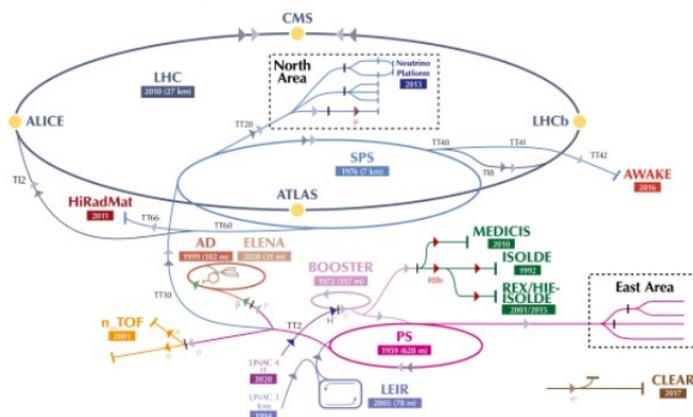


Figura 2.1: Schema di LHC, dei suoi rivelatori e della catena di accelerazione degli adroni [7]

Uno schema di LHC, dei suoi rivelatori e della catena di accelerazione è rappresentata in figura 2.1. Ad oggi, LHC ha lavorato in tre archi temporali, separati dai cosiddetti periodi di "long shutdown": la "Run-1" si è svolta tra gli anni 2010 e 2012, la "Run-2" tra il 2015 e il 2018 e la "Run-3" tra il 2022 e il 2025. Gli adroni all'interno di LHC vengono inviati in gruppi, chiamati "bunch", e l'incontro di due bunch che viaggiano in direzioni opposte è denominato "bunch crossing". Durante la Run-2 sono stati utilizzati bunch contenenti circa 10^{11} particelle nelle dimensioni di circa $64 \mu\text{m}$, con energia nel centro di massa di 13 TeV e separati da intervalli di 25 ns, e sono state prodotte in media 40 collisioni per ogni bunch-crossing. Il numero di eventi prodotti dalla macchina è proporzionale alla sezione d'urto associata all'evento (σ_{Evento}) e alla luminosità istantanea (L) tramite la relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_{Evento} \cdot L \quad (2.1)$$

Durante la Run-2 è stata raggiunta una luminosità istantanea di circa $1.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Inoltre, la "luminosità integrata" \mathcal{L} , ottenuta integrando nel tempo l'espressione precedente, dà informazioni sul numero di dati raccolti in un fissato arco temporale.

$$\mathcal{L} = \int_0^T L dt = \int_{N(0)}^{N(T)} \frac{1}{\sigma_{Evento}} dN \quad (2.2)$$

Durante tutto il periodo della Run-2 sono stati raccolti circa 150 fb^{-1} di dati. [7]

2.2 Il rivelatore ATLAS

Il rivelatore ATLAS è alto 25 m e lungo 44 m e pesa circa 7000 tonnellate. Esso è composto da diversi sottorivelatori che, partendo dall'interno, sono:

- L'"**inner detector**", immerso in un campo solenoidale di circa 2T, compie misure di momento, di identificazione elettronica e di radiazione;

- I **"calorimetri"**, che si distinguono in adronico ed elettromagnetico;
- Lo **"spettrometro di muoni"**, che compie misure delle grandezze legate ai muoni.

Il rivelatore ATLAS presenta una simmetria lungo il suo asse orizzontale passante per il punto di interazione dei fasci e si può dividere in due parti individuate dal valore del modulo della *"pseudorapidità"* η , definita come

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

con θ l'angolo polare attorno alla direzione del fascio: una pseudorapidità $|\eta| < 1.05$ identifica la parte centrale del rivelatore della *"barrel"*, mentre $|\eta| > 1.4$ rappresenta le sue zone laterali, dette *"end-cap"*. La configurazione di magneti del rivelatore è composta da:

- Un solenoide di materiale superconduttore, che è allineato all'asse del fascio e genera un campo magnetico di 2 T per l'inner detector;
- Tre toridi, uno nel barrel e due nell'end-cap, che producono campi rispettivamente di 1 T e 0.5 T nello spettrometro di muoni.

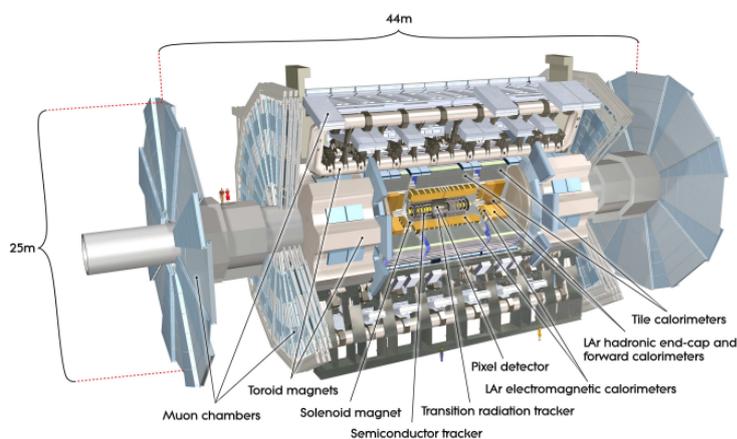


Figura 2.2: Sezione del rivelatore ATLAS. [3]

Il rate di interazione protone-protone alla luminosità istantanea di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ è circa 1 GHz, mentre la frequenza di acquisizione dati risulta essere limitata a valori superiori a 1 kHz: è perciò necessario il rigetto di un fattore di dati circa uguale a 10^{-6} mantenendo la massima efficienza possibile nella ricerca di nuova fisica. L'ottimizzazione di tale selezione è svolta dal sistema di trigger. Uno schema dei componenti di ATLAS è rappresentato in figura 2.2. [3]

2.2.1 Inner detector

Dal punto di collisione all'interno del detector emergono circa 1000 particelle ogni 25 ns, così che è presente una elevata densità di tracce. Sono necessarie perciò misure di alta precisione compiute da rivelatori con una granularità molto fine per raggiungere la

risoluzione di momento e vertice imposte dagli standard richiesti nelle ricerche di nuova fisica: nell'inner detector tali risultati sono ottenuti dall'uso combinato dei rivelatori "SCT" ("*Pixel and silicon microstrip*") e "a pixel" e degli "straw tubes" presenti nel "TRT" ("*Transition radiation tracker*"). Tali sotto-componenti sono disposti sia nel barrel che nell'end-cap, così che l'inner detector presenta un diametro di circa 2.1 m e una lunghezza di circa 6.2 m lungo l'asse del fascio. I rivelatori a pixel sono composti da 1744 sensori delle dimensioni $19 \times 63 \text{ mm}^2$, spessi $250 \mu\text{m}$ e di materiale drogato n, ed essi possono anche misurare la quantità di energia persa per ionizzazione dalle particelle cariche, permettendo la misura della quantità $\frac{dE}{dx}$ descritta dall'espressione 1.1. Invece i rivelatori SCT sono composti da strisce di silicio: il funzionamento alla base di entrambi tali tipi di rivelatori consiste nel fatto che, al passaggio di una particella, i materiali che li compongono vengono ionizzati, creando coppie elettrone-lacuna che sono raccolte da un campo elettrico e creano un segnale elettrico misurabile. Invece, gli elementi base del rivelatore TRT sono gli "straw tubes", tubi con un diametro di circa 4 mm, con al centro un anodo di diametro di circa $31 \mu\text{m}$ composto da tungsteno connesso a terra: il volume rimanente del tubo è riempito da una miscela di gas contenente Xenon. Il meccanismo alla base del funzionamento del detector è quello di "drift": il passaggio di una particella ionizza il materiale, e le cariche generate vengono attratte dall'anodo, che registra segnali elettrici.

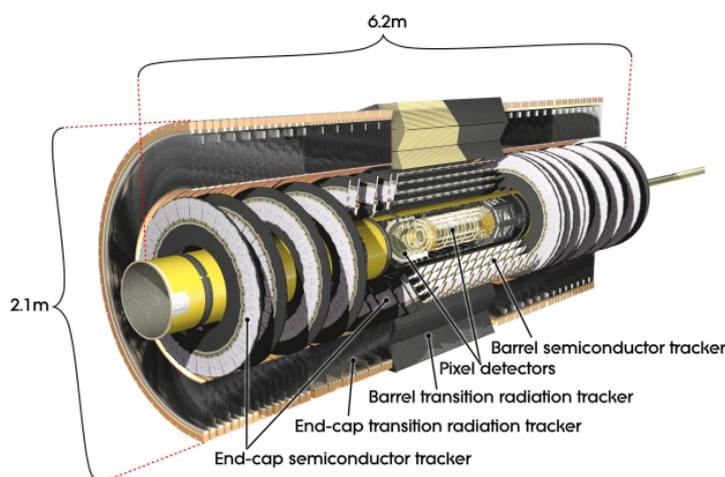


Figura 2.3: Sezione dell'inner detector all'interno del rivelatore ATLAS. [3]

Uno schema dei componenti dell'inner detector è rappresentato in figura 2.3.[3]

2.2.2 Calorimetri

Un calorimetro è un rivelatore che permette la misura dell'energia delle particelle incidenti: esse interagiscono con il rivelatore, rilasciando "cascate" di particelle secondarie che depositano energia nel calorimetro, producendo un segnale rilevabile. Il sistema di calorimetri di ATLAS permette di compiere misure su cascate di particelle sia di natura adronica che interagenti elettromagneticamente: il suo spessore, pari a circa 9.7 lunghezze d'onda di interazione, permette una buona risoluzione anche nella rilevazione di jet ad alta energia, e riesce anche a limitare l'effetto di "punch-through" per i muoni (cioè il fenomeno per cui essi attraversano il rivelatore senza interagire con esso).

Inoltre, coprendo una ampia pseudorapidità, i calorimetri permettono di compiere anche misure precise di energia trasversa mancante $E_{T_{miss}}$, fondamentali per alcune delle ricerche attuali come quella di particelle di supersimmetria. All'interno di ATLAS sono presenti due tipi di calorimetri: **"adronico"** ed **"elettromagnetico"**. Il calorimetro elettromagnetico misura le caratteristiche legate a particelle cariche che interagiscono elettromagneticamente, ed ha un funzionamento a ionizzazione: le cascate sono prodotte per l'interazione delle lastre assorbenti in piombo presenti nel rivelatore con le particelle incidenti, le particelle secondarie ionizzano poi l'Argon liquido creando cariche elettriche che generano segnali misurabili. Tale tipo di calorimetri è chiamato **"LAr"** ("*liquid Argon*"). I calorimetri adronici all'interno di ATLAS hanno come target il completamento della misura delle caratteristiche delle particelle adroniche, e sono di due tipi: due presentano il funzionamento a Argon liquido descritto precedentemente, mentre uno invece è un calorimetro a campionamento con scintillatori (**"tile scintillator"**): esso presenta piastre di acciaio che svolgono la funzione di creare la cascata, successivamente le particelle secondarie interagiscono con tessere scintillanti di materiale plastico che generano segnali luminosi al loro passaggio, ed infine attraverso dei fotomoltiplicatori tali segnali vengono convertiti in segnali elettrici: la quantità di luce emessa dallo scintillatore è proporzionale all'energia depositata dalla particella. [3]

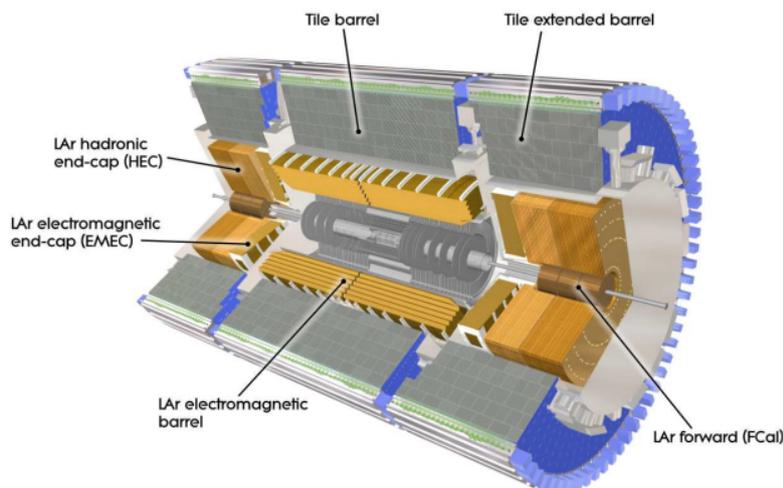


Figura 2.4: Sezione del sistema di calorimetri all'interno del rivelatore ATLAS. [3]

Uno schema dei calorimetri presenti all'interno di ATLAS è rappresentato in figura 2.4.[3]

2.2.3 Spettrometro di muoni

Lo spettrometro di muoni è il rivelatore più esterno di ATLAS, e misura le caratteristiche legate ai muoni: infatti essi, a causa della loro elevata massa e del fatto che sono carichi, sono molto penetranti e sono perciò le uniche particelle del modello standard che riescono ad attraversare i vari strati di rivelatori più interni senza fermarsi. In particolare le misure svolte dallo spettrometro di muoni riguardano la ricostruzione della traiettoria dei muoni, che vengono curvati dal campo magnetico generato all'interno di tale rivelatore, e dalla loro curvatura viene calcolato anche il momento. La sua struttura si compone di un largo magnete toroidale "air core" (cioè che produce campo magnetico non a causa di proprietà ferromagnetiche ma tramite il passaggio di carica in una spira) di materiale

superconduttore, fornito di uno specifico sistema di trigger e camere di tracciamento molto precise. Per coprire un ampio intervallo di valori di pseudorapidità è presente anche un campo prodotto da due magneti più piccoli nella parte "end-cap": il campo prodotto da tale sistema di magneti risulta circa perpendicolare alla traiettoria dei muoni. Le camere di tracciamento sono organizzate in tre strati, che risultano essere cilindrici per il "barrel", e piani per gli "end-cap". Su un ampio range di pseudorapidità le misure delle coordinate della traccia dei muoni sono compiute dagli "**MDT**" ("*Monitored Drift Tubes*"): essi sono tubi cilindrici riempiti di gas con un anodo centrale, che attira gli ioni prodotti dal passaggio dei muoni e, partendo dal tempo di deriva che essi impiegano per raggiungere l'anodo, è possibile ricavare la distanza tra l'anodo e il punto di passaggio del muone. A grandi pseudorapidità ($2 < |\eta| < 2.7$), nelle regioni più interne, sono invece utilizzate "**CSC**" ("*Cathode Strip Chambers*"), camere con funzionamento analogo ma a proporzionalità multipla, cioè con diversi fili anodici paralleli, e catodi segmentati in strisce: le CSC hanno una maggiore granularità per far fronte a condizioni di alto rate e alto fondo. Il sistema di trigger copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$: nella regione del barrel si utilizzano le "**RPC**" ("*Resistive Plate Chambers*"), composte da due piastre parallele separate da gas, mentre nelle regioni dell'end-cap si usano le "**TGC**" ("*Thin Gap Chambers*"), camere a fili con spazi molto sottili tra gli elettrodi. Le camere di trigger dello spettrometro di muoni hanno una triplice funzione: identificare il "bunch-crossing" (l'istante in cui avviene la collisione), fornire soglie ben definite sul momento trasverso e misurare la coordinata del muone nella direzione ortogonale a quella determinata dalle camere di precisione.

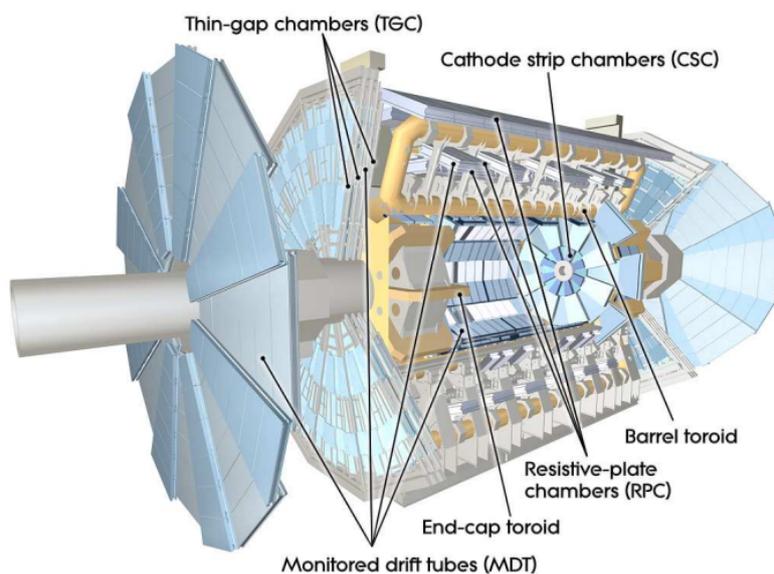


Figura 2.5: Sezione dello spettrometro di muoni all'interno del rivelatore ATLAS. [3]

Uno schema dei componenti dello spettrometro di muoni è rappresentato in figura 2.5. [3]

2.2.4 Sistema di trigger

Il sistema di trigger di ATLAS è diviso in sottosistemi, tipicamente associati a componenti dei principali rivelatori, che presentano una struttura simile tra loro. Esso è organizzato

in due livelli: **L1** e **HLT**. Il secondo livello migliora le scelte fatte dal precedente e, se necessario, applica criteri di selezione aggiuntivi. In particolare, il livello L1, che presenta un funzionamento basato sui componenti di ATLAS (hardware), cerca muoni, elettroni, fotoni, jet e leptoni τ che decadono in adroni caratterizzati da un elevato momento trasverso e da un'alta energia trasversa mancante. Le sue selezioni si basano sulle informazioni fornite da un certo numero di sottorilevatori: in particolare essi sono le camere di trigger nel barrel e end-cap dello spettrometro di muoni e alcuni componenti dei calorimetri. Le informazioni provenienti da essi sono analizzate dal processore centrale di trigger, e gli eventi che passano le selezioni vengono poi selezionati dal secondo livello di trigger: per ogni evento, il livello di trigger L1 definisce anche una o più "regioni di interesse" (RoI's). Esse rappresentano le coordinate geografiche, espresse in termini di pseudorapidità e angolo azimutale ϕ , di quelle regioni in cui il processo di selezione ha individuato particelle con caratteristiche interessanti: tali informazioni sono utilizzate dai livelli di trigger più elevati. Partendo da una frequenza di produzione eventi di circa 40 MHz, tale primo livello di selezione riduce la frequenza a circa 100 kHz. [3] L'HLT (High-Level Trigger) ha un funzionamento basato su software, in particolare vengono eseguiti algoritmi di selezione sofisticati, simili a quelli offline (cioè applicati quando i dati sono già stati salvati su disco), sfruttando l'informazione del rivelatore alla massima granularità. Questo consente una riduzione ulteriore del rate di eventi fino a 3 kHz. Circa 1.500 selezioni di trigger sono progettate per coprire una vasta gamma di processi fisici. Per soddisfare i vincoli di rate e potenza di calcolo, le selezioni di trigger sono ottimizzate per identificare gli eventi più interessanti tra quelli prodotti dalle collisioni a LHC. Per il Run-3 di LHC (2022–2025), il sistema di Trigger e Acquisizione Dati di ATLAS ha subito un importante aggiornamento, che ha coinvolto praticamente ogni sua componente. Questo rappresenta il primo passo verso un rinnovamento completo, l'aggiornamento di "Fase II", che aumenterà ulteriormente il rate di output fino a 1 MHz al livello L1 e 100 kHz all'HLT, per far fronte a una luminosità istantanea senza precedenti di $7.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (quasi quattro volte l'intensità attuale) e ad un ambiente molto complesso, con fino a 200 collisioni per bunch-crossing: tali parametri saranno raggiunti durante la fase di LHC ad alta luminosità (HL-LHC) prevista a partire dal 2029. [9]

Capitolo 3

Analisi e risultati

3.1 Dati di segnale e fondo e selezione

L'analisi aveva lo scopo di stimare la significatività (appendice A) per i dati relativi ad una luminosità integrata di 400 fb^{-1} provenienti da ATLAS nell'ambito della ricerca di particelle massive, cariche e a vita media lunga oltre il modello standard. A tale scopo, come fondo sono stati considerati i dati, derivanti dalla **Run-2** dell'anno 2018, relativi alla luminosità integrata (equazione 2.2) di 60 fb^{-1} riguardanti le misure di:

- **Perdita di energia per ionizzazione** compiute dall'inner detector (variabile $\frac{dE}{dx}$);
- **Velocità** compiute dallo spettrometro di muoni (variabile β).

Invece, come segnale sono stati analizzati gli eventi simulati ottenuti tramite generazione **Montecarlo** partendo dal modello teorico di LLP massiva e carica relativo alla particella supersimmetrica $\tilde{\tau}$ ("**stau**"). In particolare, sono stati considerati modelli riguardanti $\tilde{\tau}$ con una vita media di 3000 ns e una massa di 400, 500, 600 e 700 GeV.

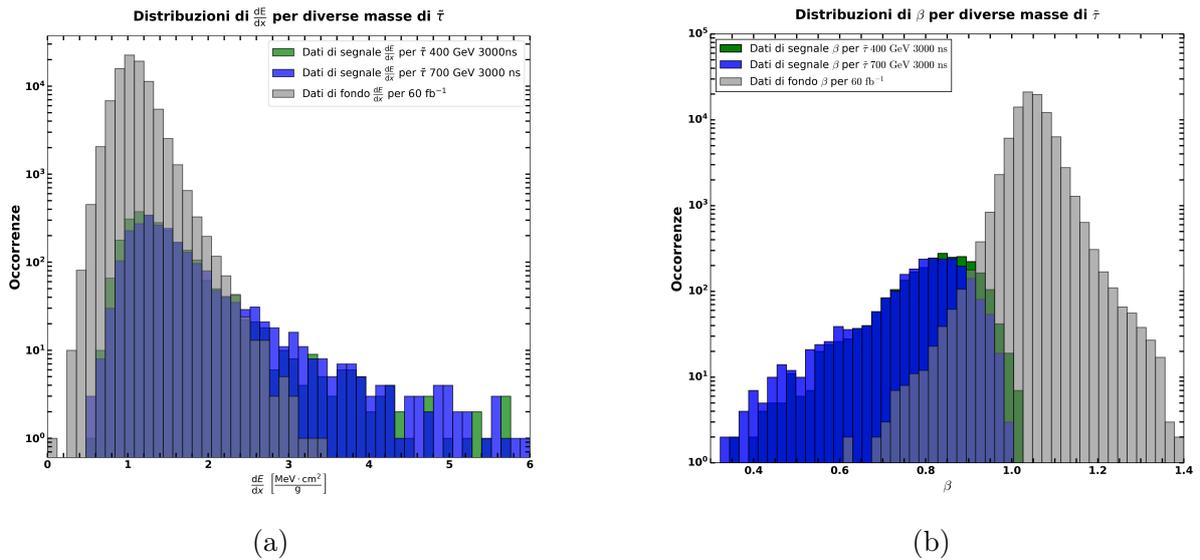


Figura 3.1: Confronto tra gli eventi simulati di segnale relativi al modello di $\tilde{\tau}$ con una vita media di 3000 ns e masse di 400 GeV e 700 GeV e gli eventi di fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β .

Esempi del confronto tra istogrammi ottenuti dagli eventi simulati di segnale relativi a modelli di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns e masse diverse e gli eventi di fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} sono rappresentati in figura 3.1. Dalla figura è possibile osservare come gli istogrammi relativi ai dati di segnale e fondo presentino caratteristiche differenti: il fondo è composto da muoni con una massa minore degli $\tilde{\tau}$ e una velocità pari a quella della luce, perciò essi risultano essere meno ionizzanti (come si può evincere dall'equazione 1.1). Perciò, tale tipo di particelle presenta una distribuzione della velocità centrata attorno a 1, a differenza del segnale che presenta un picco attorno a 0.8, e una distribuzione dell'energia persa per ionizzazione che risulta essere spostata verso valori più bassi rispetto al caso del segnale. Ai dati di fondo e segnale sono state poi applicate un certo numero di selezioni, relative o alle singole tracce o all'evento, mirate ad assicurarsi una buona qualità della traccia sia nel rivelatore centrale che nello spettrometro di muoni (appendice B):

- Selezioni riguardanti "MET trigger" e "Muon trigger" del rivelatore ATLAS;
- Procedura standard di selezione per dati relativi alla misura della perdita di energia per ionizzazione ($\frac{dE}{dx}$): sono stati considerati la qualità della misura, l'isolamento della traccia, il tipo di particella e il momento trasverso;
- Pseudorapidità ($|\eta| < 1.05$);
- Selezioni riguardanti il numero di hit nello spettrometro di muoni: sono state scelte tracce con almeno 5 hit nell'MDT e almeno 2 hit nell'RPC;
- Selezioni riguardanti il numero di tracce per evento: per gli eventi che erano ancora associati a un numero di tracce maggiore di uno dopo aver applicato tutte le selezioni è stata scelta la traccia con il momento trasverso maggiore.

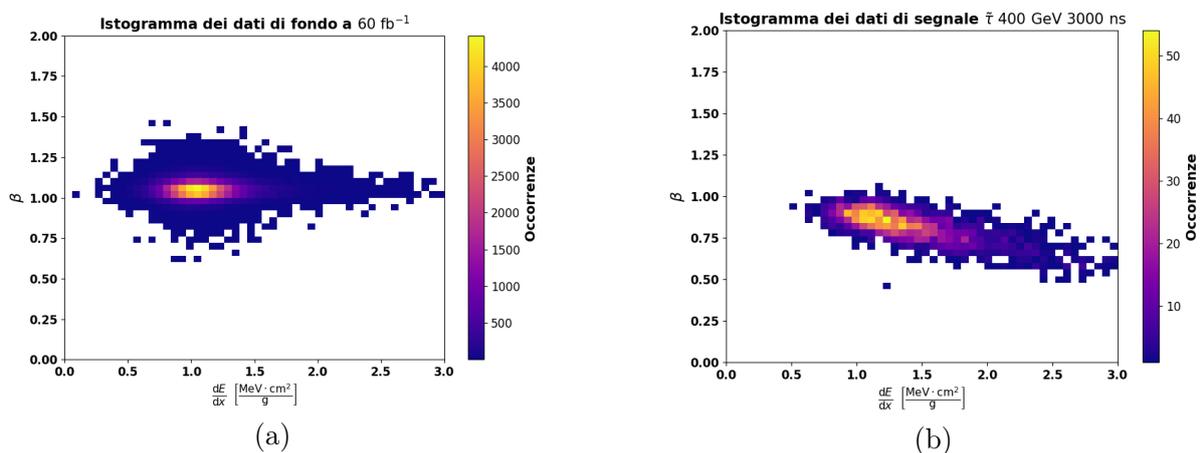


Figura 3.2: Istogrammi bidimensionali ottenuti dagli eventi che hanno superato i criteri di selezione imposti relativi a: (a) fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , (b) segnale per $\tilde{\tau}$ con una massa di 400 GeV e una vita media di 3000 ns. Sugli assi sono presenti i valori di velocità e energia persa per ionizzazione relativi all'evento rappresentato.

In particolare, partendo da 12303108 eventi di fondo e 17729 eventi di segnale, hanno superato tutte le selezioni rispettivamente 89176 e 2546 eventi. Gli istogrammi bidimensionali ottenuti dagli eventi che hanno superato tutte le selezioni per il fondo relativo a

una luminosità integrata di 60 fb^{-1} e per il segnale $\tilde{\tau}$ con una massa di 400 GeV e una vita media di 3000 ns sono rappresentati in figura 3.2.

3.2 Stima del numero di eventi di fondo per una data area

Lo scopo principale di questo lavoro è di migliorare la stima della sensitività di un'analisi per la ricerca di nuove particelle cariche, massive e a vita media lunga. L'analisi si basa sulla misura combinata della perdita di energia per ionizzazione nel rivelatore a pixel dell'inner detector, e sulla misura di tempo di volo fino allo spettrometro di muoni, da cui è possibile ricavare la velocità delle particelle. La stima del fondo nelle regioni di segnale (ad alto tempo di volo, o, equivalentemente, a basso β della particella, ed alta ionizzazione $\frac{dE}{dx}$) si basa sull'indipendenza della misura di queste due grandezze sul fondo. Al momento la procedura di stima del fondo non è ancora finalizzata. Una prima stima della sensitività dell'analisi per partner supersimmetrici del leptone τ (gli stau $\tilde{\tau}$) a vita media lunga è stata fatta prima di questo lavoro. Non avendo a disposizione la procedura di stima del fondo descritta in seguito, l'approccio seguito in quel caso è stato di utilizzare una frazione relativamente piccola dei dati finali, già analizzati in [5], come se fossero liberi dal segnale e usarli come "fondo" semplicemente riscalandoli per un fattore di luminosità. La frazione dei dati utilizzati corrisponde a circa 60 fb^{-1} , e sono stati usati per stimare il fondo per una luminosità attesa di circa 400 fb^{-1} . Il limite di questo approccio è facilmente intuibile: non si può studiare l'effetto di tagli particolarmente duri (adatti alla luminosità di circa 400 fb^{-1}), poichè porterebbero ad un numero di eventi di fondo pari a zero. Lo studio fatto in questo lavoro ovvia a questo problema parametrizzando le distribuzioni uno-dimensionali in β e $\frac{dE}{dx}$ con un fit analitico, ed utilizzando quindi le espressioni analitiche per estrapolare il valore del fondo anche per selezioni adatte alla più alta luminosità integrata. Dopo aver spiegato il metodo utilizzato, il presente capitolo discuterà i risultati ottenuti e farà un confronto con il metodo usato in precedenza.

Il primo passo nello svolgimento dell'analisi consisteva nel verificare l'ipotesi di indipendenza delle variabili $\frac{dE}{dx}$ e β , ipotizzata per i dati di fondo: per fare ciò si è considerato il fatto che, date due variabili indipendenti, la forma della distribuzione uno-dimensionale relativa ai dati per una delle due variabili è la stessa qualunque siano i tagli operati sulla seconda variabile. Perciò, sono stati rappresentati per ciascuna delle due variabili gli istogrammi ugualmente normalizzati per i dati di fondo relativi a una luminosità integrata di 60 fb^{-1} ottenuti applicando diversi tagli sulla seconda variabile e le loro forme sono state confrontate:

- Per la variabile β sono stati confrontati gli istogrammi relativi ai dati con $\frac{dE}{dx} > 1.2 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$ e $\frac{dE}{dx} < 1.2 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$;
- Per la variabile $\frac{dE}{dx}$ sono stati confrontati gli istogrammi relativi ai dati con $\beta > 1.05$ e $0.9 < \beta < 1.05$.

Il risultato grafico di tale procedimento è rappresentato in figura 3.3, in cui gli istogrammi relativi ai dati di fondo sono stati confrontati anche con gli istogrammi per il segnale relativo a $\tilde{\tau}$ 400 GeV 3000 ns. Da tali immagini si può notare che gli istogrammi relativi

ai dati di fondo risultano circa sovrapposti, perciò si può concludere che le variabili $\frac{dE}{dx}$ e β sono indipendenti.

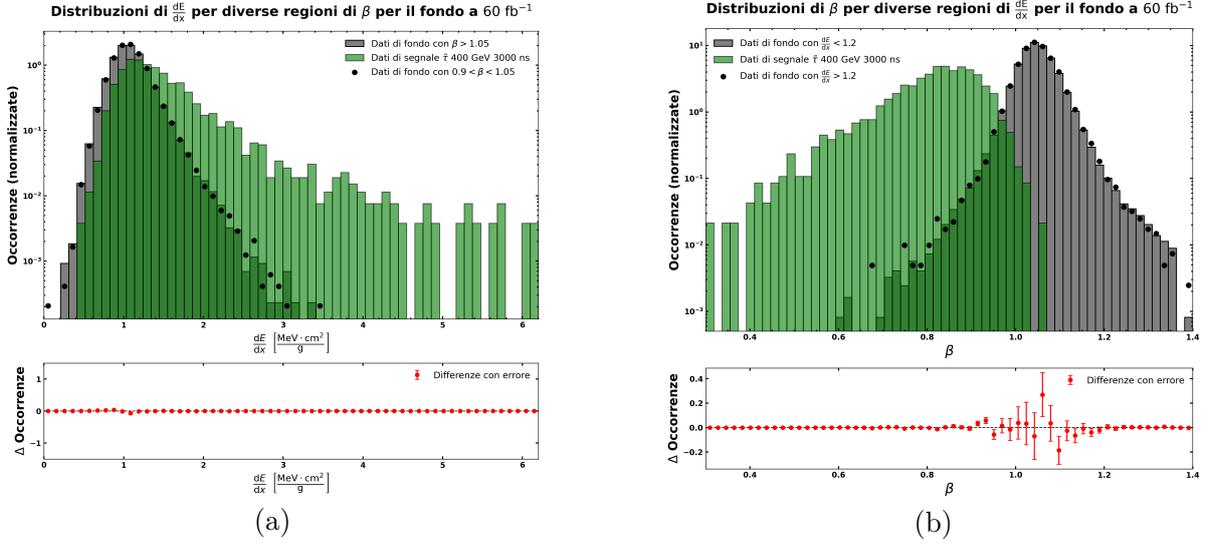


Figura 3.3: Confronto tra gli istogrammi ottenuti dai dati di fondo per 60 fb⁻¹ con diversi tagli su una delle due variabili e i dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 400 GeV 3000 ns, tutti normalizzati allo stesso modo. (a) In grigio e punti neri gli istogrammi per i dati di fondo per la variabile $\frac{dE}{dx}$ con rispettivamente $\beta > 1.05$ e $0.9 < \beta < 1.05$, in verde l'istogramma per i dati di segnale, (b) In grigio e punti neri gli istogrammi per i dati di fondo per la variabile β con rispettivamente $\frac{dE}{dx} < 1.2 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}$ e $\frac{dE}{dx} > 1.2 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}$, in verde l'istogramma per i dati di segnale.

Assunto ciò, era necessario trovare un metodo per calcolare il numero di eventi di fondo per una determinata selezione sulle due variabili considerate: per fare ciò, si doveva aggirare il problema della presenza di limiti statistici nello studio di dati di fondo per 60 fb⁻¹. Infatti per tagli duri sulle due variabili il numero di eventi di fondo contenuti nelle aree identificate era zero. Perchè fosse possibile stimare il fondo nel caso di una luminosità di 400 fb⁻¹, è stato necessario estrarre dai dati di fondo disponibili, tramite dei fit, delle funzioni che approssimassero al meglio le distribuzioni uno-dimensionali di dati nelle due variabili. In particolare, i fit sono stati svolti assumendo come incertezza sul numero di eventi di ogni bin la sua radice quadrata, cioè ipotizzando che la distribuzione di probabilità associata a tale esperimento di conteggio fosse una distribuzione di Poisson [12]:

- Per $\frac{dE}{dx}$ il fit è stato svolto nell'intervallo $[1.3, 3.5] \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}$;
- Per β il fit è stato svolto nell'intervallo $[0.67, 0.9]$.

Le funzioni di fit ottenute sono rappresentate in figura 3.4. In particolare le loro espressioni sono:

$$f\left(\frac{dE}{dx}\right) = A \cdot \left[b \cdot e^{-\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)^2}{c}} + d \cdot e^{-\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)^2}{f}} \right]$$

$$f(\beta) = A \cdot \left[g \cdot \left(\text{landau}(\beta, \mu, \sigma_1) + e^{-\frac{(\beta-\mu)^2}{\sigma_2^2}} \right) \right]$$

con $A = \frac{400}{60}$ un fattore di scala che, assumendo una dipendenza lineare del numero di eventi dalla luminosità osservabile nell'espressione 2.1, permette di descrivere il numero di dati per una luminosità integrata di 400 fb^{-1} .

b	c	d	f
198195	0.389	2527	1.088

(a)

μ	σ_1	σ_2
0.099	0.046	0.0204

(b)

Tabella 3.1: Parametri delle funzioni di fit ottenute dai dati di fondo a 60 fb^{-1} per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β .

I parametri delle funzioni ottenute dal fit sono rappresentati in tabella 3.1. La verifica del corretto funzionamento delle funzioni è descritta in appendice C.

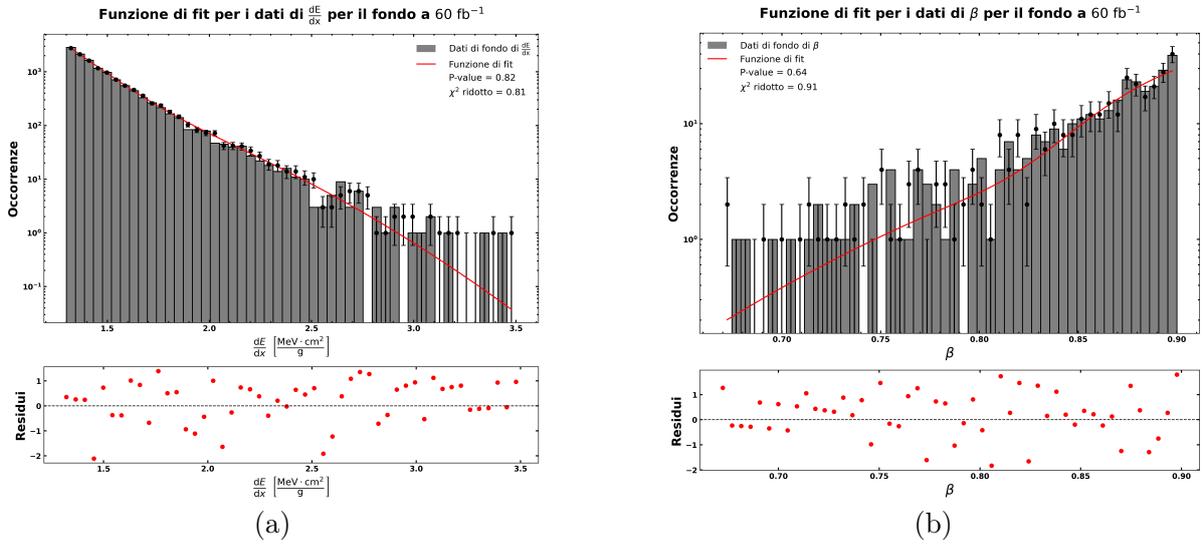


Figura 3.4: Funzioni di fit (in rosso) e istogrammi uno-dimensionali ottenuti dai dati per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , con rispettivi errori sul numero di eventi per ogni bin, relativi alle variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β .

Assunta l'ipotesi di indipendenza delle due variabili, il numero di eventi per una data area identificata da intervalli nelle due variabili si ottiene integrando in tale area il prodotto delle due funzioni di fit, secondo l'espressione:

$$B\left(\frac{dE}{dx} \in \text{Range}\left(\frac{dE}{dx}\right) \cap \beta \in \text{Range}(\beta)\right) = \int_{\text{Range}\left(\frac{dE}{dx}\right)} \int_{\text{Range}(\beta)} f\left(\frac{dE}{dx}\right) f(\beta) d\left(\frac{dE}{dx}\right) d(\beta) \quad (3.1)$$

Per poter rappresentare l'effettivo numero di dati, era necessario normalizzare tale prodotto di funzioni nell'area identificata dagli intervalli in cui era stato eseguito il fit dei dati disponibili: all'interno di essa, infatti, si era a conoscenza con precisione dell'andamento delle due variabili, e dopo tale procedura sarebbe stato possibile utilizzare la funzione normalizzata anche all'esterno dell'area considerata. Per fare ciò, si è ricavato il numero di dati di fondo a 60 fb^{-1} nell'area identificata dagli intervalli in cui era stato eseguito il fit dei dati, e si è scalato tale valore per il coefficiente $A = \frac{400}{60}$, trovando il valore $\bar{B}_{(1.3 < \frac{dE}{dx} < 3.5 \cap 0.67 < \beta < 0.9)} \simeq 313$. La funzione normalizzata è stata così definita come:

$$\Phi\left(\frac{dE}{dx}, \beta\right) = \frac{\bar{B}_{(1.3 < \frac{dE}{dx} < 3.5 \cap 0.67 < \beta < 0.9)}}{\int_{1.3}^{3.5} \int_{0.67}^{0.9} f\left(\frac{dE}{dx}\right) \cdot f(\beta) d\left(\frac{dE}{dx}\right) d\beta} \cdot f\left(\frac{dE}{dx}\right) \cdot f(\beta) \quad (3.2)$$

Inserendo l'espressione per la funzione normalizzata 3.2 nell'equazione 3.1 si ottiene l'espressione che permette di trovare il numero di eventi di fondo per una luminosità integrata di 400 fb^{-1} in una data area identificata da intervalli nelle due variabili β e $\frac{dE}{dx}$:

$$B_{\left(\frac{dE}{dx} \in [\text{taglio}, 6] \cap \beta \in [0, \text{taglio}]\right)} = \int_{\text{taglio}}^6 \int_0^{\text{taglio}} \Phi\left(\frac{dE}{dx}, \beta\right) d\left(\frac{dE}{dx}\right) d(\beta) \quad (3.3)$$

In particolare, gli intervalli sono stati identificati da tagli applicati alle due variabili:

- Per $\frac{dE}{dx}$ 100 tagli in $[1.3, 6] \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$ e gli estremi di integrazione erano il taglio e $6 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}}$;
- Per β 100 tagli in $[0.3, 0.9]$ e gli estremi di integrazione 0 e il taglio.

3.3 Stima del numero di eventi di segnale per una data area

Per stimare il numero di eventi di segnale in una data area, invece, si sono ripesati gli eventi generati tramite il metodo Montecarlo per le correzioni dovute alla sezione d'urto e a fattori di scala dei dati stessi: tale procedimento è stato applicato per una sezione d'urto associata a un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Tale procedura si basa sul fatto che gli eventi di segnale possono essere generati arbitrariamente, perciò non è necessario estrarre dai dati delle funzioni di fit per analizzare aree individuate da tagli duri sulle due variabili: è però necessario rapportare il numero di eventi di segnale analizzati con il numero effettivo di eventi di fondo considerati. In particolare, a tal fine, per prima cosa è stato calcolato un "*peso globale*" w_{TOT} :

$$w_{\text{TOT}} = \frac{\sigma_{\bar{\tau}} \cdot \epsilon_{\text{GEN}} \cdot \mathcal{L}}{\sum_i W_i}$$

- $\sigma_{\bar{\tau}}$ è la sezione d'urto relativa al modello ottenuto tramite generazione Montecarlo per un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$;
- ϵ_{GEN} è l'efficienza della generazione Montecarlo ($= 1$);
- \mathcal{L} è la luminosità integrata considerata ($= 400 \text{ fb}^{-1}$).

Tale peso globale potrebbe rappresentare il contributo di ogni evento di segnale se ognuno di essi avesse la stessa rilevanza, ma in realtà tale ipotesi non si può assumere: a causa del fenomeno del "pile-up", ognuno degli eventi di segnale ha un peso diverso associato W_i . Perciò, il numero di eventi di segnale per un'area identificata da intervalli nelle due variabili si ottiene considerando i dati contenuti nella suddetta area e sommando i pesi associati moltiplicati per il peso globale:

$$S\left(\frac{dE}{dx} \in \text{Range}\left(\frac{dE}{dx}\right) \cap \beta \in \text{Range}(\beta)\right) = \sum_{i_{\text{selezionati}}} w_{\text{TOT}} \cdot W_{i_{\text{selezionati}}} \quad (3.4)$$

Gli intervalli considerati sono gli stessi utilizzati per l'analisi degli eventi di fondo e sono descritti nel paragrafo 3.2.

3.4 Calcolo della significatività

Nell'ambito di tale analisi, la "**significatività**" Z fornisce l'informazione, fissato il numero di eventi di segnale (S) e di fondo (B), di quante deviazioni standard separano l'ipotesi di presenza di segnale nei dati dall'ipotesi di assenza di segnale: in tale secondo caso, il numero di eventi di fondo sarebbe dovuto solo a fluttuazioni statistiche. Il valore della significatività è stato calcolato mediante la "**formula di Cowan**": [6]

$$Z = \sqrt{2 \cdot \left[(S + B) \cdot \ln \left(1 + \frac{S}{B} \right) - S \right]} \quad (3.5)$$

In particolare, il risultato dell'analisi per ognuno dei modelli di segnale considerati è stato organizzato in tre grafici separati, ognuno dei quali rappresenta sui due assi i tagli sulle variabili $\frac{dE}{dx}$ ($\frac{dE}{dx}_{cut}$) e β (β_{cut}):

- Nel primo grafico ogni punto rappresenta, per ciascuna coppia di tagli, il numero di eventi di fondo attesi contenuti nell'area $\left(0 < \beta < \beta_{cut}; \frac{dE}{dx}_{cut} < \frac{dE}{dx} < 6 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}} \right)$ per una luminosità di 400 fb^{-1} calcolati tramite l'espressione 3.3;
- Nel secondo grafico ogni punto rappresenta, per ciascuna coppia di tagli, il numero di eventi di segnale attesi contenuti nell'area $\left(0 < \beta < \beta_{cut}; \frac{dE}{dx}_{cut} < \frac{dE}{dx} < 6 \frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{\text{g}} \right)$ per una luminosità di 400 fb^{-1} e una data massa calcolati tramite l'espressione 3.4;
- Nel terzo grafico ogni punto rappresenta il valore di significatività calcolato mediante il numero di eventi di fondo e segnale corrispondenti alla coppia di tagli che si sta considerando. Tale valore è stato calcolato tramite l'espressione 3.5.

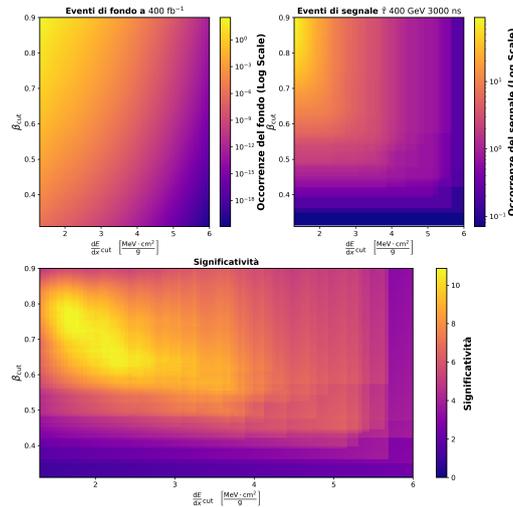


Figura 3.5: Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 400 GeV 3000 ns : per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.

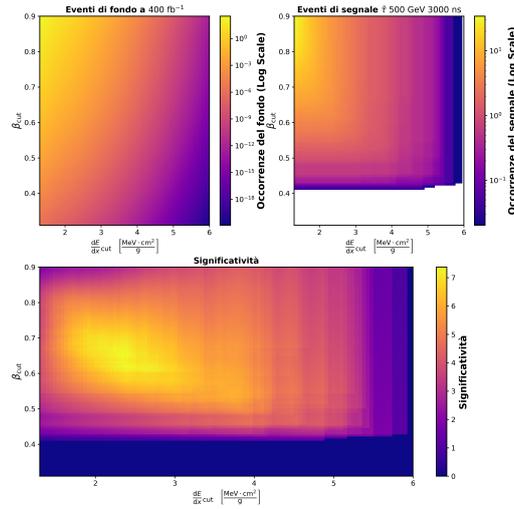


Figura 3.6: Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau} 500 \text{ GeV } 3000 \text{ ns}$: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.

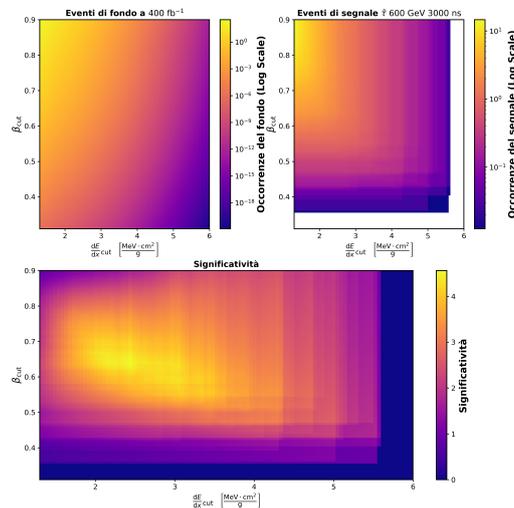


Figura 3.7: Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau} 600 \text{ GeV } 3000 \text{ ns}$: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area individuata, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.

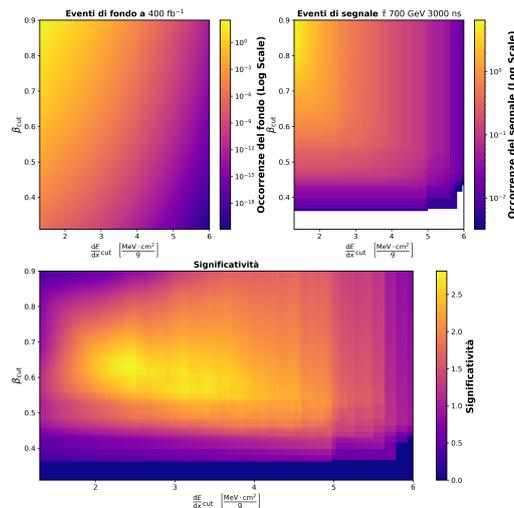


Figura 3.8: Risultato dell'analisi per i dati di fondo a 400 fb^{-1} e dati di segnale relativi a $\tilde{\tau}$ 700 GeV 3000 ns: per la coppia di tagli corrispondente a ogni punto, il grafico in alto a sinistra rappresenta il numero di eventi di fondo attesi all'interno dell'area, il grafico in alto a destra rappresenta il numero di eventi di segnale attesi all'interno dell'area individuata, nel grafico in basso sono rappresentati i valori della significatività per il numero di eventi di fondo e segnale associati.

In particolare, l'analisi è stata svolta per i modelli di $\tilde{\tau}$ con una vita media di 3000 ns per le masse di 400, 500, 600 e 700 GeV, ottenendo quattro diversi risultati per cui si notano regioni contenenti valori ottimali di significatività. Più la significatività assume un valore elevato, e più risulta probabile l'ipotesi di presenza di segnale nei dati: in particolare, sotto un valore di significatività pari a 2 non è più possibile trarre conclusioni significative sulla natura dei dati raccolti. I risultati delle analisi sono rappresentati in figura 3.5, 3.6, 3.7 e 3.8.

3.5 Confronto con i risultati della precedente analisi

I risultati di significatività ottenuti sono stati inizialmente confrontati con quelli ottenuti per lo stesso numero di eventi di segnale e di fondo tramite la funzione della libreria ROOT (Appendice C)

```
RootStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ
```

Verificata la compatibilità dei risultati per una luminosità integrata di 400 fb^{-1} , si sono confrontati i valori di massima significatività ottenuti per un ampio intervallo di valori di luminosità integrata derivati da:

- Selezione sui dati a 60 fb^{-1} , il cui numero è stato moltiplicato per un fattore legato alla luminosità, considerando il numero di eventi di fondo e segnale nell'area $\beta < \beta_{cut} \cap \frac{dE}{dx} > \frac{dE}{dx}_{cut}$: per tale analisi precedente non è stata derivata alcuna funzione di fit dai dati;

- Procedura di integrazione 2D descritta in tale analisi, partendo dai risultati per una luminosità di 400 fb^{-1} e sfruttando la dipendenza lineare del numero di eventi dalla luminosità descritta nell'espressione 2.1.

In entrambi i casi i valori di significatività sono stati calcolati mediante la funzione `RootStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ` utilizzando un'incertezza sistematica del 30%.

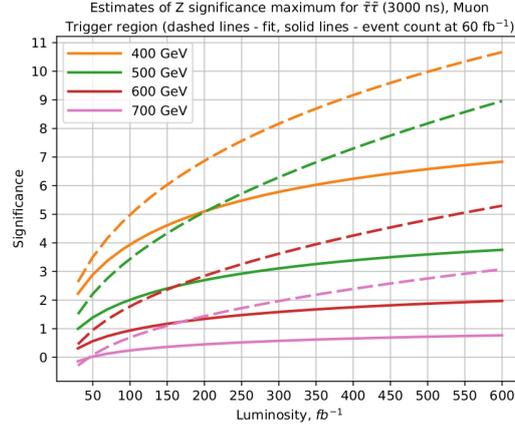


Figura 3.9: Valori di massima significatività in funzione della luminosità per le masse del segnale $\tilde{\tau}$ di 400, 500, 600 e 700 GeV: le linee tratteggiate sono relative all'analisi svolta estraendo delle funzioni di fit dai dati, le linee continue si riferiscono all'analisi svolta applicando selezioni ai dati a 60 fb^{-1} , il cui numero è stato moltiplicato per un fattore legato alla luminosità.

I risultati grafici del confronto sono rappresentati in figura 3.9.

3.6 Conclusioni

Dall'analisi relativa a ogni massa considerata per il modello teorico di $\tilde{\tau}$ con vita media di 3000 ns, utilizzando la previsione per il numero di dati di fondo a 400 fb^{-1} , è stata ricavata la massima significatività Z_{MAX} , insieme al numero di eventi di segnale e di fondo e ai tagli associati a essa.

$\tilde{\tau}$ Mass (3000 ns)	Z_{MAX}	B	S	$\frac{dE}{dx \text{ cut}}$	$\frac{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}{g}$	β_{cut}
400 GeV	10.873	0.93	24.35		1.77	0.75
500 GeV	7.596	$2.24 \cdot 10^{-3}$	4.38		2.39	0.62
600 GeV	4.559	$3.03 \cdot 10^{-3}$	1.91		2.43	0.64
700 GeV	2.814	$2.02 \cdot 10^{-3}$	0.79		2.48	0.63

Tabella 3.2: Tabella dei valori di massima significatività, rappresentati assieme alla massa del modello di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns, il numero di eventi di segnale e di fondo e i tagli sulle due variabili associati.

Analizzando tali valori, rappresentati in tabella 3.2, è possibile concludere che la soglia di 2σ per la significatività si può raggiungere per il modello teorico di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns per una massa maggiore di 700 GeV.

Appendice A

Significatività

In fisica, la "**significatività**" (Z) misura la probabilità che un nuovo risultato sperimentale possa rappresentare nuova fisica o sia soltanto un'oscillazione casuale di dati. Nell'ambito della ricerca di nuove particelle, dati il numero di eventi di fondo (B) e segnale (S), in prima approssimazione la significatività si può esprimere con la formula:

$$Z = \frac{S}{\sigma_B}$$

con σ_B l'incertezza sul numero di eventi di fondo. Tale valore è la somma di due contributi:

- Un'incertezza statistica σ_{stat} che rappresenta l'errore associato all'esito dell'esperimento di conteggio, se ripetuto: essa segue la distribuzione Poissoniana ([12]) e si può approssimare come $\sigma_{stat} = \sqrt{B}$;
- Un'incertezza sistematica legata al livello di conoscenza del valore atteso di eventi di fondo: essa si può rappresentare come $\sigma_{sys} = f \cdot B$, con f un coefficiente costante.

Tali due contributi sono indipendenti, perciò l'errore sul numero di eventi di fondo si ottiene dalla loro somma in quadratura [12]:

$$Z = \frac{S}{\sqrt{B + f^2 \cdot B^2}}$$

Si possono individuare due regimi in base al numero di eventi di fondo che si considerano nell'analisi:

- $B \gtrsim 50$: si è nel caso di un regime di elevato fondo, e il termine quadratico in B al denominatore domina sul termine lineare:

$$B + f^2 \cdot B^2 \simeq f^2 \cdot B^2 \quad Z \simeq \frac{S}{f \cdot B}$$

In tale caso, data la dipendenza lineare sia di S che di B dalla luminosità (equazione 2.1), la significatività risulta indipendente da essa: aumentare il numero di dati raccolti non porta benefici alla significatività, l'unica possibilità per aumentare tale quantità è migliorare la conoscenza sul valore atteso degli eventi di fondo.

- $B \lesssim 10$: si è nel caso di un regime di basso fondo, e il termine lineare in B al denominatore domina sul termine quadratico:

$$B + f^2 \cdot B^2 \simeq B \quad Z \simeq \frac{S}{\sqrt{B}}$$

In tal caso, la significatività dipende dalla radice quadrata della luminosità, perciò aumentare il numero di dati raccolti può migliorare i risultati dell'analisi. Nell'ambito dell'analisi per la ricerca di LLP massive e cariche descritta in questa tesi, si assume di essere in questo regime, e lo studio dei dati a 400 fb^{-1} può aumentare i valori di significatività ottenuti dai dati a 60 fb^{-1} .

Appendice B

Selezioni applicate ai dati

Le selezioni applicate ai dati avevano l'obiettivo di selezionare:

- Eventi che hanno attivato il "Muon trigger" nello spettrometro di muoni: variabili `HLT_mu50` e `HLT_mu26_ivarmedium`;
- Eventi che non attivano il "MET trigger" (relativo all'energia trasversa mancante): variabile `lowestUP_met_trigger == 0`;
- Tracce che provengono dal vertice di interazione primario: variabile `track_vertextype_filtered_0 == 1`;
- Tracce che rispettano criteri riguardanti la qualità delle misure di momento:

$$\left(\frac{\text{track_qoverpErr}}{|\text{track_qoverp}|} < 0.1 \right) \cup \left(\frac{\text{track_qoverpErr}}{|\text{track_qoverp}|} < -0.01 \cdot 0.0009 \cdot |\text{track_p}| \cap \frac{\text{track_qoverpErr}}{|\text{track_qoverp}|} < 2 \right)$$

- Tracce che rispettano criteri riguardanti la qualità delle misure di energia di ionizzazione:
 - `track_nUsedHitsdEdx ≥ 2`;
 - $(\text{track_expectIBLHits} \geq 1 \cap \text{track_nBLHits} \geq 1) \cup (\text{track_expectIBLHits} < 1 \cap \text{track_expectBLayerHits} \geq 1 \cap \text{track_nBLHits} \geq 1)$;
 - `track_nSharedHits == 0 ∩ track_nSplitHits == 0`.
- Tracce che soddisfano un requisito per le misure dei rivelatori SCT nell'inner detector: variabile `track_nSCTHits > 5`;
- Tracce che soddisfano il requisito di isolamento: variabile `track_iso30Pt < 5000`;
- Tracce che hanno un momento trasverso sopra una certa soglia: $p_T > 120$ GeV;
- Tracce che non corrispondono a elettroni: variabile `track_isElectronJet == 0`;
- Tracce che non corrispondono a jet o leptoni τ : variabile `track_isHadronJet == 0`;

-
- Tracce con una pseudorapidità minore in modulo di una certa soglia: $|\eta| < 1.05$;
 - Tracce con più di cinque hit nell'MDT e più di due hit nell'RPC;
 - Tracce con il momento trasverso maggiore negli eventi contenenti più di una traccia dopo che il processo di selezione era stato completato.

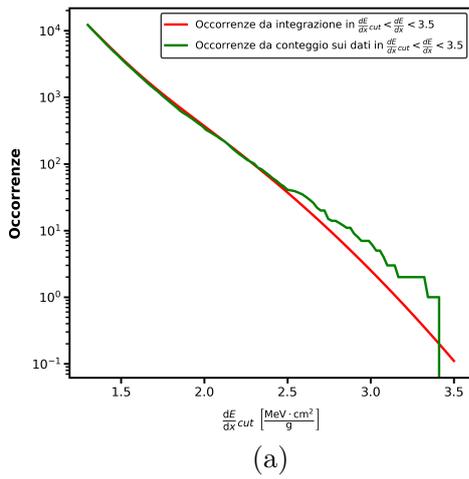
Appendice C

Verifica dei risultati dell'analisi

I. **Funzioni di fit:** per verificare che le funzioni di fit avessero un corretto funzionamento nella procedura di integrazione per stimare il numero di eventi di fondo in una data area, si sono confrontati i risultati di tale procedimento per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} con il conteggio degli eventi di fondo sui dati disponibili. In particolare, si è calcolato:

- Il numero di eventi di fondo tramite l'espressione 3.3 per le funzioni di fit non scalate per il fattore $A = \frac{400}{60}$, cioè relative a una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , utilizzando 100 tagli per le due variabili negli intervalli in cui era stato eseguito il fit (paragrafo 3.2): l'integrazione è stata cioè svolta per $0.67 < \beta < \beta_{cut}$ e $\frac{dE}{dx_{cut}} < \frac{dE}{dx} < 3.5$.
- Il numero di eventi di fondo negli intervalli identificati dagli stessi tagli, applicando una selezione sui dati disponibili a 60 fb^{-1} .

Eventi di fondo $\frac{dE}{dx}$ da integrazione e selezione sui dati 60 fb^{-1}



Eventi di fondo β da integrazione e selezione sui dati 60 fb^{-1}

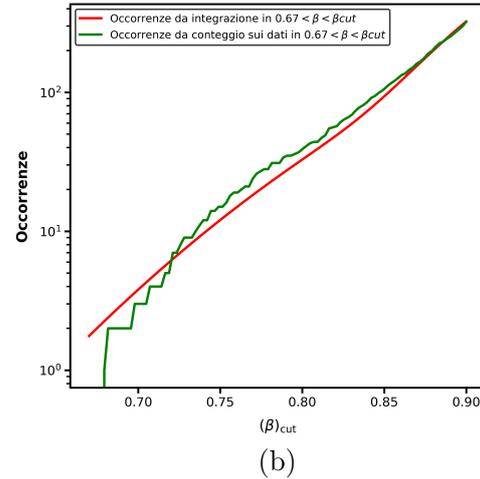


Figura C.1: Confronto tra il numero di eventi di fondo per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} contenuti negli intervalli $0.67 < \beta < \beta_{cut}$ e $\frac{dE}{dx_{cut}} < \frac{dE}{dx} < 3.5$ calcolati mediante la procedura di integrazione descritta dall'espressione 3.3 (in rosso) e applicando selezioni sui dati (in verde) per le variabili: (a) $\frac{dE}{dx}$, (b) β .

Il risultato grafico della verifica è rappresentato in figura C.1.

II. **Valori di significatività:** i risultati di significatività ottenuti tramite la formula di Cowan sono stati confrontati con quelli ottenuti dalla funzione ROOT `RootStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ` per lo stesso numero di eventi di segnale e di fondo. In particolare, sono stati confrontati i valori di massima significatività ottenuti per le diverse masse di $\tilde{\tau}$: essi sono rappresentati in tabella C.1.

$\tilde{\tau}$ Mass (3000 ns)	Z_{MAX} (Cowan formula)	Z_{MAX} (ROOT function)
400 GeV	10.873	9.08
500 GeV	7.596	7.3
600 GeV	4.559	4.25
700 GeV	2.814	2.39

Tabella C.1: Tabella dei valori di massima significatività, rappresentati assieme alla massa del modello di $\tilde{\tau}$ con vita media 3000 ns, calcolati mediante la formula di Cowan e la funzione ROOT `RootStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ`

In entrambi i casi, i risultati del confronto permettono di assumere che i vari passaggi dell'analisi svolta siano stati portati a termine utilizzando strumenti che presentavano un corretto funzionamento.

Bibliografia

- [1] ATLAS Collaboration et al. «The quest to discover supersymmetry at the ATLAS experiment». In: *Phys. Rep.* 1116 (2025), pp. 261–300. DOI: 10.1016/j.physrep.2024.09.010. arXiv: 2403.02455 [hep-ex].
- [2] J. Alimena et al. «Searching for long-lived particles beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider». In: *J. Phys. G* 47 (2020). Version v1, submitted 11 Mar 2019, p. 090501. DOI: 10.1088/1361-6471/ab4574. arXiv: 1903.04497 [hep-ex].
- [3] The ATLAS Collaboration et al. «The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider». In: *JINST* 3 (2008), S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [4] A. Bettini. *Introduction to elementary particle physics*. 3rd. Cambridge University Press, 2024.
- [5] ATLAS Collaboration. «Search for long-lived charged particles using large specific ionisation loss and time of flight in 140 fb⁻¹ of *pp* collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector». In: *JHEP* 07 (feb. 2025), p. 140. DOI: 10.1007/JHEP07(2025)140. arXiv: 2502.04567 [hep-ex].
- [6] G. Cowan et al. «Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics». In: *European Physical Journal C* 71 (2011). arXiv:1007.1727 [physics.data-an], version 3, revised 24 Jun 2013, p. 1554. DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0. arXiv: 1007.1727 [physics.data-an].
- [7] Lyndon Evans e Philip Bryant. «LHC Machine». In: *JINST* 3 (2008), S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [8] D.E. Groom e S.R. Klein. «Passage of Particles Through Matter». In: *Review of Particle Physics*. A cura di P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). Vol. 2020. Updated August 2021. 2020, p. 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [9] Arantxa Ruiz Martinez. «Triggering in ATLAS in Run 3». In: *CERN EP Newsletter* (dic. 2023). Published online: <https://ep-news.web.cern.ch/content/triggering-atlas-run-3>.
- [10] R. Petronzio. *La particella che dà la massa*. 2009. URL: <https://www.asimmetrie.it/la-particella-che-da-la-massa>.
- [11] M. Spina. «Search for scalar bottom quarks in compressed final states with b-jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector». PhD thesis. Sussex: University of Sussex, 2022.
- [12] J. R. Taylor. *Introduzione all'analisi degli errori*. 2nd. Zanichelli, 2000.

- [13] Wikipedia. *Modello Standard*. 2025. URL: https://it.wikipedia.org/wiki/Modello_standard.