

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

**Sviluppo di un algoritmo di trigger per la  
ricerca di particelle esotiche a lunga vita  
media a High Luminosity LHC con il  
rivelatore di muoni di CMS**

**Relatore:**

**Prof. Luigi Guiducci**

**Presentata da:**

**Giulia Paggi**

**Correlatore:**

**Dott. Carlo Battilana**

Anno Accademico 2019/2020

## Abstract

In questa tesi si è sviluppato un nuovo algoritmo di trigger per la selezione di particelle esotiche, che fa uso delle DT di CMS, nel contesto dell'upgrade di rivelatore e sistema di trigger, in preparazione per HL-LHC. Si fa uso dell'algoritmo Analytical Method (AM) che genera i segmenti di trigger nelle camere DT, con una risoluzione temporale di alcuni ns, migliorando quasi di un ordine di grandezza le prestazioni rispetto al sistema attuale. Questo permette di aumentare l'accettanza di selezione per HSCP, che attraversano il rivelatore con una velocità significativamente minore di quella della luce.

È stato sviluppato un algoritmo in grado di stimare, tramite un fit a due parametri, sia il valore di  $\beta = v/c$  di una particella, sia il tempo della collisione a cui è stata prodotta. Per migliorare ulteriormente i risultati ottenuti, è stato sviluppato un metodo di correzione della misura di tempo nelle camere, considerando il tempo necessario a propagare il segnale attraverso il filo anodico fino all'elettronica di Front End.

In questo modo è migliorata la risoluzione temporale dei segmenti di trigger e di conseguenza la stima sia del valore di  $\beta$  sia del tempo al momento della collisione. Per migliorare la stima di  $\beta$ , si è vincolato il parametro temporale al valore nominale del bunch crossing ed è stato eseguito di nuovo il fit con un solo parametro libero.

Combinando il prompt muon trigger e l'algoritmo proposto per HSCP, applicando a quest'ultimo un taglio in  $\beta \leq 0.7$  in modo da minimizzarne la sovrapposizione, si riesce a ottenere un'efficienza pari o maggiore del  $\sim 90\%$  fino a  $\beta \sim 0.35$ . Per il campione usato si misura un incremento di accettanza che va dal 67.4% al 93.4%.

Infine, con un campione di muoni, si è studiata la frequenza con cui vengono associati ad un BX precedente a quello corretto. Il risultato è il 4% del campione: buono, ma da ridurre migliorando ulteriormente l'algoritmo.

# Indice

<b>1</b>	<b>Ipotesi teorica dell'esistenza delle HSCP</b>	<b>4</b>
1.1	Modello Standard . . . . .	5
1.2	Fisica oltre il Modello Standard: la Supersimmetria . . . . .	7
<b>2</b>	<b>L'esperimento CMS</b>	<b>10</b>
2.1	Caratteristiche costruttive . . . . .	11
2.2	Rivelatori . . . . .	12
2.3	Sistema di Level-1 Trigger attuale . . . . .	13
2.4	Upgrade del Sistema di trigger . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Studio di un trigger per HSCP</b>	<b>20</b>
3.1	Campione generato e assunzioni di base . . . . .	20
3.1.1	Il campione generato . . . . .	20
3.1.2	Associazione segmenti e trigger . . . . .	23
3.2	Misura di $1/\beta$ e di $t_{trig}^{coll}$ . . . . .	23
3.2.1	Correzione: propagazione lungo il filo . . . . .	29
3.2.2	Correzione: tempo nominale di collisione . . . . .	31
3.3	Studio di efficienza . . . . .	35
3.3.1	Isotropia dell'efficienza del sistema di trigger . . . . .	35
3.3.2	Efficienza in funzione di $\beta_{gen}$ . . . . .	35
3.4	Ulteriori considerazioni e prossimi passi . . . . .	38

# Introduzione

Durante l'ultimo decennio, il Large Hadron Collider (LHC), situato al CERN di Ginevra, ha rivestito un ruolo da protagonista nello studio della fisica delle alte energie. Oltre alla scoperta del Bosone di Higgs, l'analisi dei dati raccolti ad LHC ha permesso di effettuare molte misure di precisione della fisica del Modello Standard e di porre limiti sempre più stringenti alle ricerche di segnali di nuova fisica. Al momento, LHC è spento per il secondo periodo di Long Shutdown, in preparazione ad un terzo periodo di run, il Run-3, nel quale si ha come obiettivo raccogliere dati per una luminosità integrata attorno ai  $200 \text{ fb}^{-1}$ . In parallelo, collisionatore ed esperimenti si stanno preparando ad un upgrade sistemico, il cui scopo è quello di operare a valori di luminosità istantanea circa 5 – 7 volte maggiori di quelli previsti durante il design di LHC, con l'obiettivo di raccogliere una statistica totale circa un fattore 15 – 20 più alta di quella prevista per il Run-3. L'upgrade del collisionatore prende il nome di High-Luminosity LHC (HL-LHC). Nel caso dell'esperimento Compact Muon Solenoid (CMS), questo comporta la sostituzione dell'hardware relativo ai diversi rivelatori, così come del sistema di trigger. Ciò permette di sviluppare nuovi algoritmi per la selezione degli eventi in grado di superare le limitazioni del sistema attuale.

Con questa tesi si vuole contribuire allo sviluppo di un nuovo algoritmo di trigger per CMS per cercare eventi rari di nuova fisica: con questo lavoro si vogliono studiare gli effetti del miglioramento, previsto per questo upgrade, della risoluzione temporale del trigger di muoni basato su camere a deriva di CMS. In particolare, si vuole verificare quanto sarà possibile aumentare l'accettanza di selezione online di particelle cariche, molto massive e a lunga vita media note come Heavy Stable Charged Particle (HSCP). Tra le altre caratteristiche, si prevede che le HSCP possano attraversare il rivelatore con una velocità significativamente più bassa di quella della luce. Il sistema sviluppato si propone di riuscire a ricostruire il valore corretto della velocità di tali particelle ed a misurare la collisione da cui esse sono state originate.

La struttura della tesi si sviluppa su tre capitoli. I primi due capitoli sono necessari per contestualizzare il lavoro svolto: nel primo saranno esposte le motivazioni teoriche alla base della ricerca delle HSCP, in seguito, nel capitolo 2 verrà descritto l'apparato sperimentale di CMS. Nel terzo capitolo verrà presentato lo studio di fattibilità relativo al nuovo algoritmo di trigger proposto.

# Capitolo 1

## Ipotesi teorica dell'esistenza delle HSCP

Le radici della fisica delle particelle sono da ricercarsi nel desiderio dell'uomo di conoscere la composizione di tutto ciò che lo circonda. Il primo tentativo di dare una risposta a questa domanda, seppur in veste filosofica e non scientifica, risale al IV-V sec. a.C. quando Democrito sviluppò l'idea che la materia dovesse essere formata da piccolissimi costituenti fondamentali ed indivisibili, da qui il nome atomi (dal greco *ἄτομος*, indivisibile), che interagendo tra loro e combinandosi in diversi modi fossero in grado di creare il mondo macroscopico.

Il primo approccio scientifico alla teoria atomista fu portato avanti dal chimico britannico J. Dalton nei primi anni dell'800. L'ipotesi atomica si rivelò fondamentale per la scoperta di nuova fisica: in pochi decenni si comprese che l'atomo non era affatto indivisibile, furono scoperti elettroni (Thomson, 1897), protoni (Rutherford, 1919) e neutroni (Chadwick, 1932), che, come emerse dal modello di Rutherford, non erano governati dalle leggi della meccanica classica. Secondo l'elettromagnetismo classico, l'elettrone nel modello planetario, in quanto carica in moto, avrebbe dovuto emettere radiazione, dunque perdere energia fino a cadere, spiraleggiando, nel nucleo. Si dovrà dunque aspettare lo sviluppo della meccanica quantistica, da parte di Schroedinger e Heisenberg nel 1925, per avere una base teorica che permetta lo sviluppo di un modello capace di descrivere correttamente l'atomo.

Nella prima metà del '900, soprattutto grazie allo studio di raggi cosmici, furono osservate delle particelle che non erano presenti nella materia ordinaria, come il positrone (Anderson, 1932) e il muone (Anderson e Neddermeyer, 1937). Nasce così la fisica delle particelle, con l'intento di descrivere nella loro interezza quei fenomeni di cui, ci si rese conto, la materia ordinaria era solo una piccola parte.

Negli anni '50, con lo studio dei raggi cosmici e grazie allo sviluppo di acceleratori di particelle che potevano raggiungere energie sempre più elevate, si trovarono evidenze sperimentali di un gran numero di nuove particelle fortemente interagenti e in maggioran-

za instabili, che portò al fenomeno noto come *proliferazione degli adroni*. Per spiegare quanto osservato, Gell-Mann e Zweig, proposero il modello a quark: gli adroni osservati erano da interpretarsi come aggregati di particelle fondamentali, i quark appunto, tenute insieme dall'interazione forte. A questo punto fu necessario riassumere tutte le conoscenze teoriche e sperimentali in un'unica teoria: il Modello Standard.

## 1.1 Modello Standard

Tra il 1961 e 1968, Sheldon Glashow, Steven Weinber e Abdus Salam avanzarono una teoria in grado di sintetizzare tutte le conoscenze di fisica delle particelle. Il Modello Standard (MS), infatti, è in grado di descrivere tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione elettromagnetica e debole (unificate nell'interazione elettrodebole), l'interazione forte e tutte le particelle elementari associate, schematizzate in *Figura 1.1*.

La forza del Modello Standard risiede nella possibilità di fare previsioni, che sono state in larga parte verificate, come ad esempio l'esistenza dei bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , del gluone, dei quark top e charm.

Nel Modello Standard le particelle vengono divise in due tipologie, fermioni e bosoni, sulla base del valore dello spin e, di conseguenza, della statistica che le descrive. I fermioni hanno spin semintero, sono descritti dalla statistica di Fermi-Dirac e obbediscono al principio di Pauli, cioè non possono esistere due fermioni descritti dagli stessi numeri quantici, al contrario di ciò che avviene per i bosoni, che avendo spin intero, non hanno questa limitazione e possono condensare, secondo quanto descritto alla statistica di Bose-Einstein.

I fermioni e le loro antiparticelle sono i costituenti di materia e antimateria. Vengono distinti in due categorie sulla base del colore, la carica associata all'interazione forte:

- i quark, divisi in 3 famiglie, possiedono carica di colore (rosso, blu o verde) e carica elettrica frazionaria,  $\frac{2}{3}e$  per la componente up della famiglia e  $-\frac{1}{3}e$  per la componente down, dove  $e$  rappresenta la carica dell'elettrone. Non sono mai stati osservati liberi ma solo in stati legati, che prendono il nome di adroni, tali da avere carica di colore nulla e carica elettrica intera. Fino ad oggi sono state osservate due tipologie di adroni: i mesoni, composti da due quark in una coppia colore-anticolore, oppure i barioni, formati da tre quark, o tre antiquark, di colori diversi.
- i leptoni, dal greco  $\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\varsigma$ , leggero, sono privi di carica di colore e dunque non interagiscono mediante interazione forte, ma solamente per interazione debole e, quelli che hanno carica elettrica, elettromagnetica.

I bosoni sono i mediatori delle interazioni fondamentali attraverso cui le particelle di materia interagiscono tra loro.

I bosoni vettori con spin  $s = 1$  sono responsabili delle tre forze fondamentali:

## Modello Standard delle Particelle Elementari

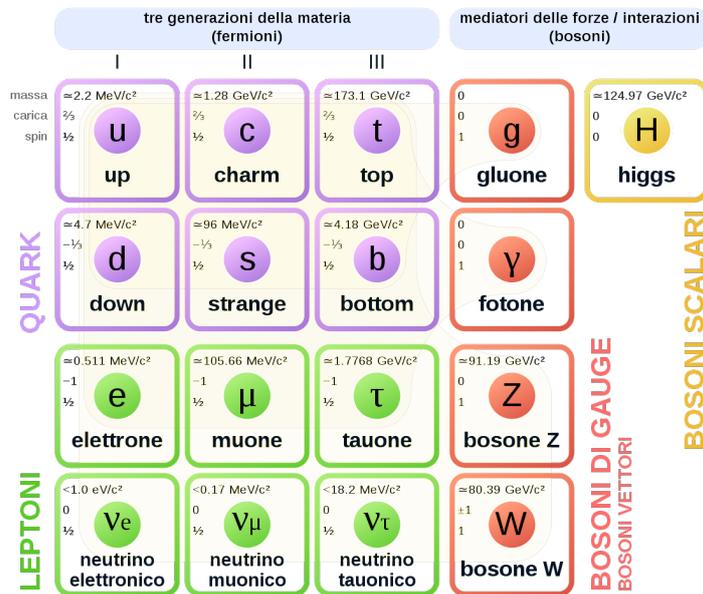


Figura 1.1: Schema delle particelle fondamentali del Modello Standard. In viola sono riportati le tre generazioni di quark, in verde le tre generazioni di leptoni. A destra in rosso sono rappresentati i bosoni vettori (spin = 1) mediatori delle forze fondamentali. In giallo c'è il bosone di Higgs, responsabile della massa di tutte le altre particelle.

- otto gluoni con carica di colore differente responsabili della forza forte. Hanno carica elettrica e massa nulla.
- quattro mediatori responsabili dell'interazione elettrodebole, il fotone, privo di massa e carica elettrica, e  $W^\pm$  e  $Z^0$  con massa rispettivamente di  $\sim 80 \text{ GeV}$  e  $\sim 91 \text{ GeV}$ .

Fondamentale è il bosone di Higgs. Ha  $s = 0$  e massa di  $\sim 125 \text{ GeV}$ . La sua esistenza fu ipotizzata negli anni '60 per spiegare la massa delle particelle elementari mantenendo la consistenza della teoria. Ad esempio, l'interazione col bosone di Higgs spiega la rottura della simmetria dell'interazione elettrodebole: nell'interagire col bosone di Higgs i  $W^\pm$  e  $Z^0$  diventano massivi, a differenza del fotone che rimane invece senza massa.

La prova sperimentale che ha confermato tale ipotesi è stata ottenuta proprio ad LHC nel 2012, grazie all'analisi dei dati raccolti dalle collaborazioni di ATLAS [1] e CMS [2].

## 1.2 Fisica oltre il Modello Standard: la Supersimmetria

Il Modello Standard, tuttavia, non è ancora completo in quanto rimangono alcuni problemi ed inesattezze quando le previsioni teoriche vengono confrontate con i dati sperimentali.

Ad esempio, nel Modello Standard i neutrini sono considerati privi di massa ma l'osservazione sperimentale dell'oscillazione del sapore esclude questa ipotesi: seppur piccolissime le masse dei neutrini devono essere diverse da zero.

Un altro problema non ancora risolto consiste nell'includere anche l'interazione gravitazionale nel modello per avere una trattazione coerente di tutte le forze fondamentali che porti alla Teoria della Grande Unificazione (o Grand Unification Theory, GUT).

Uno dei problemi più noti rimane però il problema della gerarchia, cioè la motivazione per cui la forza debole è  $10^{32}$  volte più intensa della gravità. Un'ipotesi, avanzata durante gli anni '70, per risolvere tale problema all'interno delle teorie di gauge, è la teoria della Supersimmetria (o Super Symmetry, SUSY). Tale teoria [3] offre una soluzione al problema della gerarchia e permette di avere un naturale candidato per la composizione della materia oscura. Nella sua formulazione minimale, propone una simmetria secondo cui ad ogni fermione e bosone osservato è associato un corrispettivo supersimmetrico. Il *superpartner*, o *spartner*, associato condivide i numeri quantici della particella in questione, fatta eccezione per lo spin che differisce di  $-\frac{1}{2}$  da quello della particella considerata. Per esempio, all'elettrone viene associato il selettrone con spin  $s = 0$ , o ancora, il corrispettivo del fotone è il fotino con  $s = 1/2$ . La teoria supersimmetrica prevede che i due superpartner abbiano anche la stessa massa, ma dal momento che particelle supersimmetriche non sono mai state osservate sperimentalmente tale simmetria deve essere spontaneamente rotta alle scale energetiche raggiungibili con le tecnologie odierne, dunque i corrispettivi supersimmetrici devono essere più massivi delle particelle già note. Tuttavia per non invalidare la soluzione proposta attraverso SUSY al problema della simmetria, si è stimato che la differenza di massa non dovrebbe essere superiore al  $\sim \text{TeV}$ .

Il lavoro di tesi è dedicato appunto ad un tipo di particelle esotiche, previste in alcuni modelli di SUSY, elettricamente cariche e particolarmente massive, che prendono il nome di HSCP (Heavy Stable Charged Particles). Questo tipo di particelle è caratterizzato da una vita media abbastanza lunga da permettere il passaggio attraverso un rivelatore delle dimensioni di CMS, ciò permette in teoria un'osservazione diretta, andando a cercare una particella con una perdita anomala di energia per unità di lunghezza, cioè un valore di  $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  molto alto oppure un lungo tempo di volo in confronto alle particelle del Modello Standard.

Con questi metodi è stato possibile porre dei limiti inferiori alla massa delle HSCP previste da SUSY, utilizzando i dati raccolti da CMS durante i primi due run di LHC,

come riportato in *Figura 1.2*.

Il primo metodo è più comune per la ricerca di particelle cariche massive: si basa sul fatto che  $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  dipende dai fattori  $\beta = v/c$  e  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  secondo la formula di Bethe-Bloch:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e c^2 \beta^2} n \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I_e^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

dove  $e$  ed  $m_e$  sono carica e massa dell'elettrone,  $Z_1$  è la carica della particella che attraversa il rivelatore,  $n$  e  $I_e$  si riferiscono al materiale che viene utilizzato come rivelatore e sono rispettivamente la densità di elettroni per unità di volume e il potenziale di ionizzazione medio,  $T_{max}$  è l'energia cinetica massima che un elettrone del materiale può ricevere da una singola collisione con le particelle che attraversano il rivelatore, infine il termine  $\delta$  rappresenta la correzione dovuta alla densità che si ha per effetti relativistici.

Tale metodo è molto usato perché la quantità di moto  $p = M\beta\gamma$  può essere misurata in altri modi dal rivelatore: confrontando i valori di  $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  e le misure della quantità di moto ottenute con tecniche diverse si può ottenere la massa  $M$  della particella studiata.

Questo lavoro, invece, si baserà sullo studio del tempo di volo: le particelle massive sono prodotte con una velocità inferiore a quella della luce, a differenza dei muoni che, alle tipiche energie osservate nel rivelatore CMS, si muovono con  $\beta \sim 1$ , dunque il loro tempo di volo, a parità di distanza percorsa, deve essere maggiore.

Di solito si cerca di correlare la misura di tempo ottenuta con una misura indipendente del momento così da poter trovare il valore della massa grazie alla relazione  $M = p/\beta\gamma$ .

In questa tesi invece si vuole sfruttare la calibrazione già presente dei rivelatori di CMS. Definito il tempo del segnale come

$$t = t_{IP} + t_{TOF} + t_{detector}$$

dove  $t_{IP}$  è il tempo del bunch crossing,  $t_{TOF}$  è il tempo di volo della particella,  $t_{detector}$  è l'intervallo di tempo necessario per la trasmissione del segnale che dipende dal rivelatore utilizzato. Dunque  $t_{IP}$  e  $t_{detector}$  sono quantità fissate che non variano in base al tipo di particella considerata, che sia essa un muone o una HSCP, perciò la variazione di  $t$  corrisponde effettivamente ad un diverso  $t_{TOF}$ .

L'intero sistema è ottimizzato per particelle che si muovono con  $v \sim c$ , dunque per particelle più lente, con  $t_{TOF}$  maggiore di quanto atteso, gli oggetti ricostruiti mostreranno valori di tempo diversi da quanto atteso, come sarà mostrato in 3.2. Tale effetto deve essere tanto più evidente quanto più massive sono le particelle studiate.

Model	Analysis used	$\sqrt{s} = 7 + 8 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$
Gluino $f = 0.1$	<i>tracker-only</i>	$M > 1320 \text{ GeV}$	$M > 1610 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 1290 \text{ GeV}$	$M > 1580 \text{ GeV}$
Gluino $f = 0.1$ CS	<i>tracker-only</i>	$M > 1230 \text{ GeV}$	$M > 1580 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 1250 \text{ GeV}$	$M > 1520 \text{ GeV}$
Gluino $f = 0.5$	<i>tracker-only</i>	$M > 1220 \text{ GeV}$	$M > 1490 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 1150 \text{ GeV}$	$M > 1540 \text{ GeV}$
Gluino $f = 0.5$ CS	<i>tracker-only</i>	$M > 930 \text{ GeV}$	$M > 1040 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 910 \text{ GeV}$	$M > 990 \text{ GeV}$
Top squark	<i>tracker-only</i>	$M > 810 \text{ GeV}$	$M > 1000 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 430 \text{ GeV}$	$M > 490 \text{ GeV}$
Top squark CS	<i>tracker-only</i>	$M > 389 \text{ GeV}$	$M > 480 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 330 \text{ GeV}$	$M > 240 \text{ GeV}$
GMSB tau slepton	<i>tracker-only</i>	$M > 180 \text{ GeV}$	...
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 640 \text{ GeV}$	$M > 510 \text{ GeV}$
Pair prod. tau slepton	<i>tracker-only</i>	$M > 650 \text{ GeV}$	$M > 550 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 720 \text{ GeV}$	...
DY $ Q  = 1e$	<i>multiply charged</i>	$M > 520 \text{ GeV}$	$M > 680 \text{ GeV}$
	<i>tracker-only</i>	$M > 520 \text{ GeV}$	$M > 660 \text{ GeV}$
DY $ Q  = 2e$	<i>tracker-only</i>	$M > 520 \text{ GeV}$	$M > 660 \text{ GeV}$
	<i>tracker+TOF</i>	$M > 520 \text{ GeV}$	$M > 660 \text{ GeV}$

Figura 1.2: Tabella che sintetizza come sono cambiati, tra il primo e il secondo Run di LHC, i limiti inferiori sul valore delle masse di alcune tipologie di particelle supersimmetriche, tra cui lo stau di cui è formato il campione considerato per questo studio.

# Capitolo 2

## L'esperimento CMS

Il Compact Muon Solenoid (CMS) è uno dei rivelatori di particelle situati lungo l'anello del Large Hadron Collider (LHC).

LHC è il più potente acceleratore di particelle che al suo interno raggiungono velocità tali da permettere, allo stato attuale, collisioni protone-protone ad un'energia nel centro di massa di  $\sim 13$  TeV e una luminosità massima di  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Lungo il suo anello sono presenti quattro esperimenti principali: A Large Ion Collider Experiment (ALICE), A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS), CMS e LHC beauty (LHCb).

L'esperimento ALICE è dedicato allo studio del plasma di quark e gluoni, uno stato della materia in cui quark e gluoni non sono legati a formare adroni, oggetto di studio al fine di comprendere il comportamento del nostro universo tra il Big Bang e il momento della formazione di protoni e neutroni. Per permettere tale analisi, un mese ogni anno, l'acceleratore accelera e fa collidere fasci non di protoni ma di ioni pesanti, in particolare ioni di Pb, raggiungendo un'energia nel centro di massa di 5 TeV/nucleone.

ATLAS e CMS sono un esperimento *multi purpose*, infatti si propone di studiare tutti i fenomeni accessibili ad LHC, sia migliorando la conoscenza delle proprietà delle particelle già note sia cercando prove della fisica oltre il Modello Standard.

Infine, LHCb si occupa di studiare la lieve asimmetria tra materia ed antimateria che si riscontra nelle interazioni tra adroni in cui sia presente il quark b [cfr. *Figura 1.1*], al fine di comprendere il motivo per cui l'Universo abbia prediletto la materia sull'antimateria.

Una volta completato il terzo Run, LHC e tutti gli esperimenti andranno incontro ad un upgrade strutturale che prende il nome di High-Luminosity LHC (HL-LHC). L'obiettivo è che l'acceleratore e i rivelatori siano in grado di operare ad una luminosità istantanea circa 5 – 7 volte maggiore di quella attuale per riuscire a raccogliere una statistica totale attorno ai 3000 – 4000  $\text{fb}^{-1}$ .

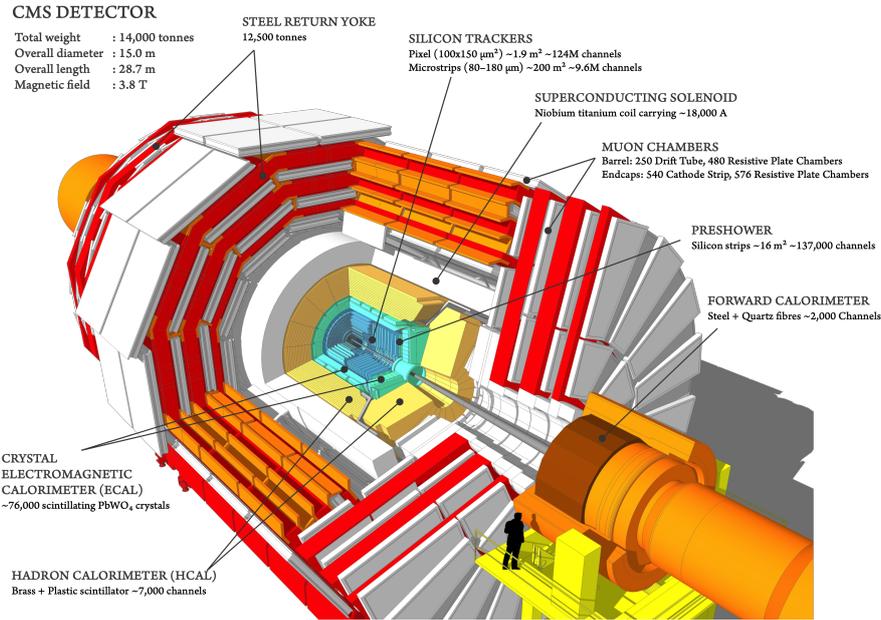


Figura 2.1: *Schema del rivelatore CMS.*

## 2.1 Caratteristiche costruttive

Il rivelatore CMS ha dimensioni imponenti, si sviluppa su 21.6 m di lunghezza per 14.6 m di diametro, per un peso totale di circa 12500 tonnellate. La struttura, mostrata in *Figura 2.1*, è cilindrica in modo da sfruttare la simmetria dell'urto che avviene in corrispondenza della metà dell'asse del cilindro, così da massimizzare la probabilità di rivelare le particelle prodotte durante l'urto e dai successivi decadimenti.

Il rivelatore è diviso in tre grandi blocchi: il Barrel centrale, il corpo del cilindro, e due Endcaps che corrispondono alle basi del cilindro e fanno in modo che questo risulti ermetico, cioè sia coperto quasi tutto l'angolo solido. La struttura si sviluppa su gusci concentrici di diverse tipologie di rivelatori in modo da poter misurare traiettoria, energia e quantità di moto di ogni particella che la attraversa.

CMS deve parte del suo nome al grande solenoide in grado di generare un campo magnetico di 3.8 T al suo interno, utilizzato per curvare le traiettorie delle particelle cariche.

La forma scelta suggerisce un sistema di coordinate destrogiro con origine nel punto nominale dell'urto, dove l'asse x è diretto radialmente ed orizzontale, l'asse y è perpendicolare al terreno diretto verso l'alto e l'asse z segue la direzione del fascio; in questo caso il piano x-y prende il nome di piano trasverso e le proiezioni di energia e quantità di moto su questo piano prendono il nome di  $E_T$  e  $p_T$ . Un'altra possibile scelta è la coppia di angoli  $\phi$ , azimutale nel piano x-y, e  $\theta$ , polare. Quest'ultimo di solito viene sostituito

dalla pseudorapidità  $\eta$  definita come:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

## 2.2 Rivelatori

Il rivelatore più interno è il tracciatore, o tracker, che ricostruisce le traiettorie di muoni, elettroni ed adroni, dunque deve avere un'ottima risoluzione spaziale pur disturbando il meno possibile il moto delle particelle che lo attraversano. Nel barrel, il tracciatore è composto da quattro strati di pixel e dieci strati di strips, negli endcaps invece ci sono tre strati di pixel e dodici di strips, per una superficie coperta dell'ordine di  $\sim 200 \text{ m}^2$ .

Il secondo strato è composto dal calorimetro elettromagnetico.

È realizzato in tungstato di piombo,  $\text{PbWO}_4$ , un materiale estremamente denso ma trasparente che, quando viene attraversato da una particella carica, produce un *burst* di fotoni facilmente riconoscibile e di intensità proporzionale all'energia della particella che transita al suo interno.

Procedendo verso l'esterno troviamo il calorimetro adronico. Questo rivelatore misura l'energia di barioni e mesoni, con queste informazioni contribuisce a rivelare anche la presenza di particelle non interagenti come i neutrini, sulla base della  $E_T$  mancante. Per poter avere la maggior capacità di assorbimento nel poco spazio disponibile tra gli altri rivelatori più interni e il solenoide, il calorimetro è stato realizzato con strati alternati di ottone e di materiale scintillatore plastico.

All'esterno del calorimetro adronico c'è, quindi, il solenoide di CMS che con le sue impressionanti dimensioni di 13 m di lunghezza e 6 m di diametro è il più grande al mondo. Mantenuto ad una temperatura costante di 4.5 K, opera in regime di superconduttività riesce a generare un campo magnetico di 3.8 T. Grazie ad un campo così intenso si riesce ad avere una misura molto precisa dell'impulso trasverso delle particelle: maggiore il valore di  $p_T$  minore è la curvatura della traiettoria indotta dal campo.

Infine, fuori dal magnete, si trova la parte del sistema di rivelatori di CMS dedicata ai muoni. È situata nello strato più esterno perché i muoni interagiscono poco con la materia e riescono ad arrivarvi, a differenza delle altre particelle che tipicamente vengono bloccate nell'attraversare i calorimetri; dunque una volta superato il solenoide, i muoni sono le particelle presenti in maggior quantità e, di conseguenza, possono essere rivelate con maggiore probabilità.

Per avere una misura precisa ed accurata, il rivelatore di muoni si compone di tre tipologie diverse di detector a gas. Tutte e tre sfruttano il fatto che, un muone, elettricamente carico, attraversando le celle dei rivelatori, ionizza il gas all'interno e genera una cascata di elettroni: segnale del passaggio della particella che si propaga e viene, poi, raccolto. In particolare, si hanno:

- le Drift Tubes Chambers (DT), nel barrel dove il campo magnetico residuo è basso e la superficie da coprire è molto estesa. La lunghezza è coperta dalle DT divise in cinque ruote, numerate -2 a +2, per ognuna delle quali ci sono quattro stazioni concentriche, rappresentate in *Figura 2.2*, che prendono il nome, dall'interno verso l'esterno, di MB1, MB2, MB3 e MB4.

L'elemento base delle DT è la cella di drift: un tubo di sezione rettangolare riempito di una miscela di Argon (85%) e CO<sub>2</sub> (15%) con al suo interno un filo di acciaio ricoperto d'oro necessario per trasmettere il segnale. All'interno della cella è presente un campo elettrico approssimativamente costante su tutta la distanza tra le pareti laterali che separano diverse celle di uno stesso layer (catodi) e il filo centrale (anodo), con l'ausilio di strips poste sulla parete superiore e quella inferiore della cella che si comportano da elettrodi. Tale campo viene ottenuto mantenendo filo anodico, strips e catodi ad un valore di tensione, rispettivamente, di +3600 V, +1800 V e -1200 V, in modo da avere una velocità di diffusione degli elettroni nel gas di 55  $\mu\text{m}/\text{ns}$ . Ogni camera ha al suo interno tre superlayer (SL), composti da quattro strati di drift tubes: due SL misurano la traiettoria delle particelle sul piano  $r - \phi$  e il terzo la posizione nel piano  $r - \theta$ . Le MB4 hanno solo 2 SL e di conseguenza non c'è vista in  $\theta$  del segnale all'interno di queste camere;

- le Cathode Strips Chambers (CSC), nelle endcaps dove il campo magnetico residuo è molto elevato. Sono organizzate in quattro stazioni, ognuna formata da tre dischi concentrici di camere. La cella base ha forma trapezoidale e la distanza che il segnale deve percorrere è breve, dunque si ha una propagazione dei segnali in ingresso molto veloce. In questo caso la miscela di gas usati è composta da Ar (30%), CO<sub>2</sub> (50%) e CF<sub>4</sub> (20%);
- le Resistive Plate Chambers (RPC), usate in modo complementare alle DT e CSC per avere un segnale ridondante e aumentare la precisione temporale dei segnali raccolti. Sono condensatori a facce piane parallele separate da una miscela gassosa di C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> e SF<sub>6</sub>.

## 2.3 Sistema di Level-1 Trigger attuale

Il sistema di LHC è in grado di far collidere, dopo averli accelerati, fasci di protoni con una frequenza di 40 MHz, cioè un urto ogni 25 ns. Tale frequenza deve essere così elevata per aumentare la probabilità di generare un evento raro, come il bosone di Higgs. Tuttavia gran parte delle collisioni non producono eventi interessanti da studiare, perciò registrare tutti gli eventi non solo produrrebbe una mole di informazioni impossibile da memorizzare e rielaborare, ma gran parte di queste non sarebbero nemmeno utili a progredire nella nostra conoscenza della fisica. È quindi necessario un algoritmo di

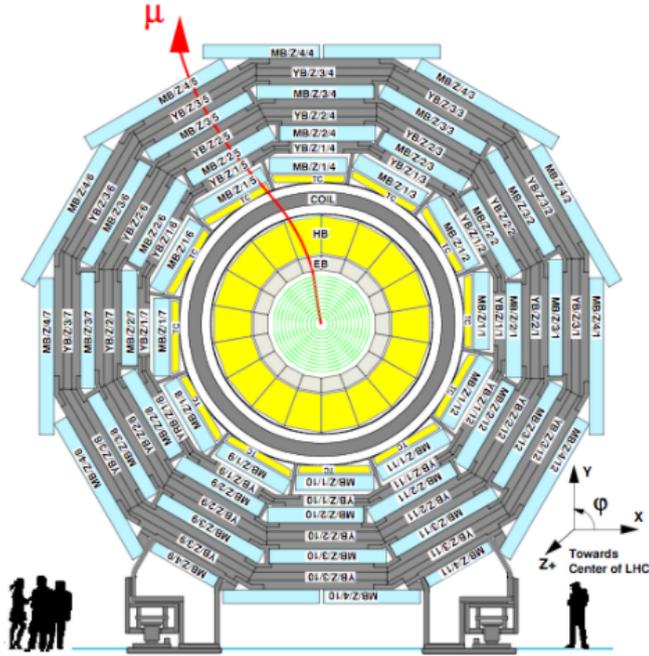


Figura 2.2: Sezione trasversale di CMS.

trigger che permetta di decidere velocemente quali eventi siano interessanti, cercando in tempo reale specifici pattern nei dati di ogni collisione.

Il trigger di CMS si articola in due passaggi successivi. Una prima selezione avviene ad opera del Level 1 Muon Trigger (L1T), completamente hardware, che analizza i dati provenienti dai calorimetri e dal sistema di rivelatori di muoni in modo approssimato ma molto rapido, lavorando in una serie di step successivi che richiedano meno di 25 ns, in modo da poterli svolgere in successione permettendo l'analisi contemporanea di eventi riguardanti Bunch Crossing (BX) diversi.

Il L1 Muon Trigger [6], cioè il sistema attuale di triggering di muoni, sfrutta i dati di più rivelatori per coprire l'intero range di  $\eta$ .

Nella regione  $|\eta| < 0.8$ , il barrel muon track finder (BMTF) utilizza i segnali, anche ridondanti, delle drift tube chambers e delle resistive plate chambers.

Negli endcap, per  $|\eta| > 1.2$ , i dati vengono raccolti dalle resistive plate chambers e dalle cathode strip chambers ed analizzati dall'endcap muon track finder (EMTF).

Nel range intermedio  $0.8 < |\eta| < 1.2$  l'overlap muon track finder (OMTF) utilizza i dati da tutti e tre i rivelatori, DT, RPC e CSC.

I risultati delle analisi dei tre sistemi locali vengono convogliate nel micro global muon trigger ( $\mu$ GMT) che ha dunque un'informazione completa. Questo sistema riesce a eliminare le tracce che vengono duplicate perché la loro traiettoria è tale da essere

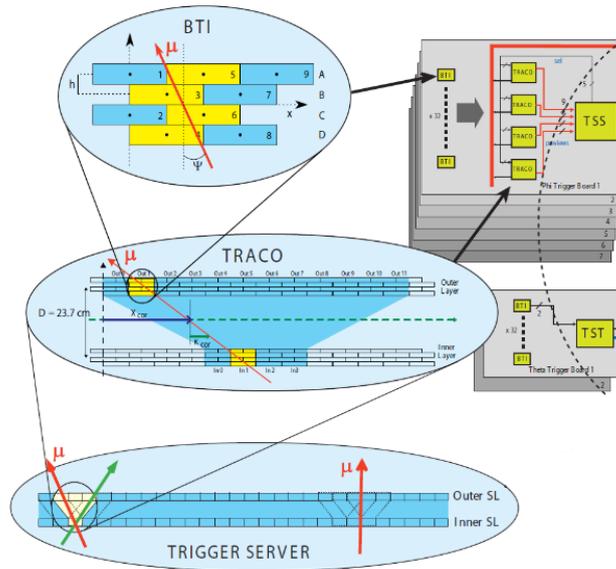


Figura 2.3: Schema di funzionamento del trigger che processa i dati delle DT.

ricostruita da più di un sistema di track finder.

Gli eventi accettati dal L1T, vengono riprocessati dal High Level Trigger (HLT), che tramite algoritmi scritti in C++, li ricostruisce e analizza, utilizzando informazioni provenienti dall'intero rivelatore, per ridurle il numero a  $\sim 1$  kHz prima del salvataggio su disco.

In questo lavoro di tesi vengono utilizzati solamente i dati delle DT, dunque in *Figura 2.3* [4] è riportato, in modo schematizzato, il funzionamento dell'attuale sistema di trigger.

In ogni camera è presente un trigger locale che ricostruisce i segmenti di traccia, o trigger primitives, delle particelle che la hanno attraversata. I segnali provenienti da gruppi contigui di nove celle di drift, tutte appartenenti ad un singolo superlayer, sono analizzate dal Bunch and Track Identifiers (BTI), che ricostruisce una traccia quando ha almeno tre hits. La presenza di quattro strati di DT è necessaria, dunque, per assicurare la ridondanza e riuscire a ricostruire comunque le tracce anche quando manca un hit o è risultato del rumore di fondo. L'informazione sul numero di hits utilizzati nella ricostruzione è codificata nella qualità assegnata a ciascuna trigger primitive.

Per assegnare il giusto BX, il BTI sfrutta la geometria del rivelatore e il fatto che i quattro strati di camere sono posizionati sfalsati di metà larghezza del tubo.

I dati ottenuti dai BTI vengono poi trasmessi al Track Correlator (TRACO), che analizzando segnali provenienti da diversi SL cerca correlazioni tra le traiettorie ricostruite. In ogni camera ci sono tra i 12 e i 24 TRACOs, in base alle dimensioni della stessa, e

ognuno di questi può inviare due segmenti di traccia, scelti in base a correlazione tra SL e qualità, all'ultimo step della catena di trigger, il Trigger Server (TS).

Il TS seleziona i due migliori candidati ricevuti dalle TRACOs sulla base della qualità e del  $p_T$  della particella.

## 2.4 Upgrade del Sistema di trigger

Durante il terzo periodo di Long Shutdown, il sistema delle DT descritto in 2.3 sarà sostituito [5]: l'hardware presente non è stato realizzato per sostenere i livelli di radiazioni che verranno prodotte durante il periodo di funzionamento di HL-LHC e, nella sua configurazione attuale, non è in grado di sostenere il rate di eventi che verranno prodotti grazie all'aumento di luminosità. Concluso tale upgrade sarà possibile utilizzare una nuova elettronica di trigger, con risoluzione temporale e spaziale più elevata: ciò permetterà di avere trigger primitives più precise che di conseguenza permetteranno di ridurre i casi in cui il BX viene identificato in modo errato.

Per ricostruire le trigger primitives dai dati delle DT è stato proposto l'algoritmo *Analytical Method* (AM), il cui funzionamento è diviso in tre fasi:

- *grouping*: prendendo in considerazione nei quattro strati di un SL un gruppo di 10 celle adiacenti, AM cerca dei segnali la cui posizione sia compatibile con una retta;
- *fitting*: una volta riconosciuti i segnali con la giusta posizione relativa, vengono calcolati posizione, direzione e  $t_0$ , cioè la stima del tempo al momento della collisione con cui viene poi assegnato il BX, da associare ad ogni trigger primitive;
- *correlation*: si cerca una correlazione tra le trigger primitive ricostruite nei due SL della camera. Se viene trovata una correlazione,  $t_0$ , la posizione e l'angolo della traccia sono ricalcolati utilizzando tutte le informazioni disponibili; altrimenti le trigger primitive sono comunque accettate per non ridurre l'efficienza dell'algoritmo.

Ad ogni trigger primitive viene associata una qualità, cioè un numero con cui si distingue come è stata ricostruita: nel caso dell'algoritmo AM le qualità 1, 2 e 5 sono le più basse ed indicano che la primitiva è stata ottenuta da soli tre hits in un singolo superlayer, dunque ha una misura di tempo non ottimale. La misura del  $t_0$  associato ad una trigger primitive è buono quando si hanno almeno 4 hits nello stesso superlayer o, ancora meglio, quando si riesce a trovare una correlazione tra due SL.

In *Figura 2.4* è mostrata l'efficienza del nuovo algoritmo AM nel ricostruire i segmenti di trigger nel barrel e assegnare il BX giusto ad ogni particella. L'efficienza è stata calcolata in rapporto ai segmenti ricostruiti offline senza alcun taglio sulla qualità delle trigger primitives; il valore ottenuto per il caso in cui sono stati utilizzati solo i dati delle DT è di  $\sim 98\%$ .

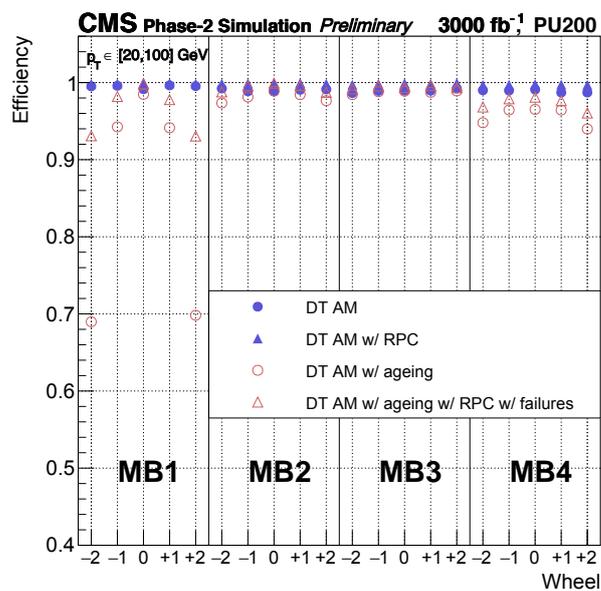


Figura 2.4: Efficienza [5] della ricostruzione di trigger primitive per un campione di muoni con  $p_T > 20$  GeV ottenuta per tutto il barrel di CMS e calcolata per le trigger primitives ottenute con il metodo AM. I risultati ottenuti con i soli dati delle DT sono rappresentati dai marker a forma di cerchio azzurro.

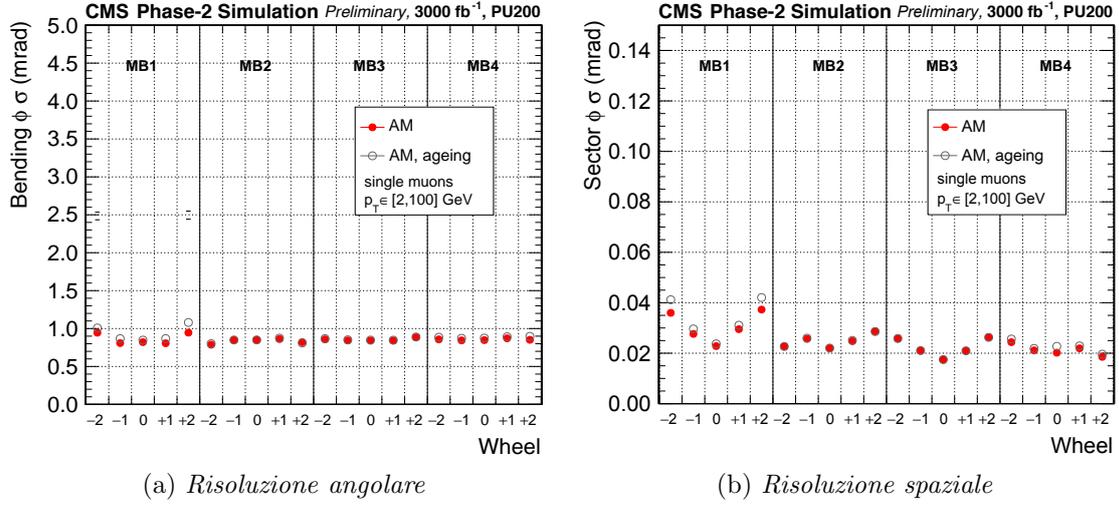


Figura 2.5: Risoluzione spaziale [5] delle TP ottenute dai dati delle DT attraverso l'algoritmo AM, calcolate sui dati di un campione di muoni con  $2 \text{ GeV} < p_T < 100 \text{ GeV}$ .

La risoluzione spaziale, in Figura 2.5, mostra un miglioramento di un fattore  $\sim 6$  rispetto al sistema di trigger attuale.

Come mostrato in Figura 2.6, la risoluzione temporale che sarà raggiunta permetterà di avere una stima di tempo più fine del solo BX, riuscendo a raggiungere una precisione dell'ordine del ns: tale miglioramento è ciò che può essere utilizzato per calcolare la velocità delle particelle attraverso il rivelatore e dunque per cercare di identificare le HSCP, obiettivo di questo lavoro di tesi.

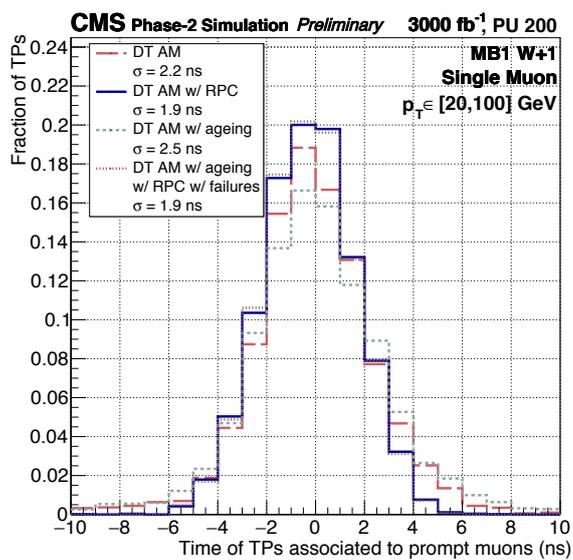


Figura 2.6: Risoluzione temporale [5], per un campione di muoni con  $p_T > 20\text{GeV}$  ottenuta per le MB1 della ruota +1 calcolata per le trigger primitives ottenute con il metodo AM. I risultati ottenuti con i soli dati delle DT sono rappresentati dalla linea rossa.

# Capitolo 3

## Studio di un trigger per HSCP

In questo lavoro di tesi, si è studiata la fattibilità di un algoritmo di trigger per la selezione di particelle esotiche, basato sulla misura di tempo delle tracce fornite dall'algoritmo Analytical Method, proposto per l'upgrade di Fase-2 delle DT di CMS. In particolare, è stata studiata l'efficienza di identificazione del Bunch Crossing (BX) della collisione che ha generato la particella esotica, tale efficienza dipende dalla capacità di misurare correttamente la velocità della particella che ha attraversato il rivelatore. Nell'ottica della ricerca di HSCP si è lavorato con particolare attenzione per avere buoni risultati per particelle molto massive, caratterizzate da valori di  $\beta = v/c$  significativamente minori di 1, per cui l'attuale sistema di trigger perde efficienza, essendo ottimizzato per il riconoscimento di muoni che si muovono a velocità prossime a quelle della luce. Le DT raccolgono informazioni sul tempo, con precisione dell'ordine di alcuni ns, che corrispondono ad una misura della posizione dei singoli hit con precisione di  $\sim 250 \mu\text{m}$ .

Lo sviluppo degli algoritmi di tracciamento per il trigger di Fase-2 è ancora in corso, così come quello dell'Analytical Method, che allo stato attuale non genera primitive nella vista longitudinale ( $\theta$ ) del rivelatore. Pertanto, per lo studio presentato in seguito, si è fatto uso parziale delle informazioni relative alla generazione di particelle,  $\tilde{\tau}$  e muoni, e della ricostruzione offline delle DT. Come descritto in seguito, questo non influisce sui risultati di questa analisi, che si basa sulla possibilità di ottenere, a livello di trigger, misure di tempo con risoluzione più alta della sola informazione relativa al BX.

### 3.1 Campione generato e assunzioni di base

#### 3.1.1 Il campione generato

Lo studio è stato portato avanti su un campione di HSCP, in particolare  $\tilde{\tau}$  ( $pdgId = 1000015$ ), di massa 871 GeV, per un totale di  $\sim 1 \cdot 10^5$  eventi simulati con due  $\tilde{\tau}$  per evento. In tale campione, le particelle sono prodotte al centro del rivelatore ed hanno

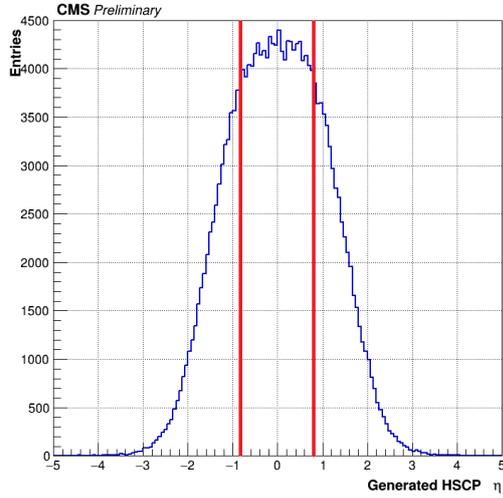
origine temporale al  $BX = 20$ , cioè al tempo  $t = 20 \times 25 \text{ ns} = 500 \text{ ns}$ , dal momento che la distanza temporale tra bunch crossing successivi è 25 ns.

Per lo sviluppo dell'algoritmo è stata presa in considerazione la parte dello spettrometro per muoni relativa al solo barrel, delimitato dalla condizione  $|\eta| < 0.8$ , che contiene circa la metà degli eventi totali del campione, rimangono infatti da analizzare 99289  $\tilde{\tau}$ . In *Figura 3.1(a)* è riportata la distribuzione di valori della pseudorapidità nel campione ( $\eta_{gen}$ ): si apprezza facilmente come questi siano simmetrici.

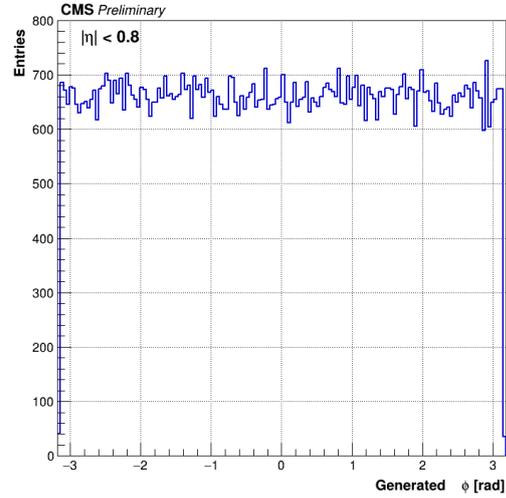
Effettuato questo primo taglio, sono state verificate le caratteristiche generali del campione, ad esempio in *Figura 3.1(b)* è riportata la distribuzione relativa all'angolo radiale ( $\phi_{gen}$ ) da cui possiamo vedere che quanto generato è effettivamente isotropo nello spazio.

In *Figura 3.1(c)*, è mostrata, invece, la distribuzione del beta generato ( $\beta_{gen}$ ), dove  $\beta = v/c$ , con  $c$  velocità della luce nel vuoto. L'istogramma mostra come, per un tipo di particelle così massive, la distribuzione è spostata verso valori più bassi in confronto a particelle più leggere come i muoni, che alle energie tipiche di LHC viaggiano con  $\beta \sim 1$ . Non riuscire a riconoscere un evento per  $\beta \lesssim 0.7$ , limite dopo il quale il trigger di muoni diventa inefficiente [cfr. 3.3.2], significa perdere il 48% del campione totale, rappresentato nella figura dalla parte evidenziata in azzurro. Dunque un sistema di trigger che riesca ad identificare correttamente anche valori bassi di  $\beta$  può contribuire ad analizzare un range più ampio di eventi.

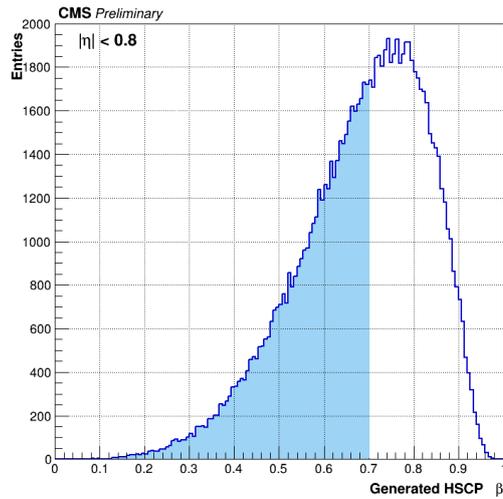
Inoltre come strumento di verifica è stato utilizzato un altro campione di particelle simulate, in particolare muoni di impulso trasverso compreso tra 2 e 100 GeV. Anche in questo caso il bunch crossing a cui le particelle sono simulate è  $BX = 20$ .



(a) Distribuzione di  $\eta_{gen}$ .



(b) Distribuzione dell'angolo  $\phi_{gen}$ .



(c) Distribuzione del valore di  $\beta_{gen}$ .

Figura 3.1: A destra: distribuzione di  $\eta_{gen}$  del campione di HSCP. Le linee rosse delimitano il range del barrel  $|\eta| < 0.8$ . A sinistra: distribuzione dell'angolo  $\phi_{gen}$  del campione di HSCP. Sotto: Distribuzione del valore di  $\beta_{gen}$  del campione di HSCP. La parte in azzurro rappresenta la parte di campione persa utilizzando l'attuale sistema di trigger.

### 3.1.2 Associazione segmenti e trigger

Per lo studio condotto, ad ogni particella generata sono state associate le rispettive primitive di trigger, al più una per stazione, ricostruite col metodo AM. Questo ha permesso, in primo luogo, di ovviare ai problemi dovuti all'assenza di algoritmi di tracciamento per il trigger di Fase-2. Inoltre, ciò ha reso possibile utilizzare l'informazione longitudinale dei segmenti ricostruiti offline per compensare l'assenza di primitive AM in vista  $\theta$ .

Per fare ciò, si è dapprima associato alla particella generata un segmento in ogni stazione, selezionando quelli compatibili utilizzando come condizioni

$$|\Delta\phi| = |\phi_{seg} - \phi_{gen}| < 0.20,$$

$$|\Delta\eta| = |\eta_{seg} - \eta_{gen}| < 0.15$$

dove, nel caso non sia presente una vista longitudinale del segmento ricostruito, la seconda richiesta è  $|\Delta\eta| < 0.30$ .

In questo modo si riescono ad avere informazioni sulla posizione in  $z$ , cioè la posizione lungo il barrel, e lungo  $r$ , cioè la distanza dall'asse del cilindro, del segnale. Questo permette di calcolare la distanza a cui la particella interagisce col rivelatore, assumendo che si muova in linea retta, a partire dal punto dove è avvenuto l'urto, detto Interaction Point (IP), come schematizzato in *Figura 3.2*.

A ciascun segmento così selezionato è associata, se presente, una trigger primitive, escludendo quelle di qualità 1, 2 e 5, che come detto in 2.4 sono basate su soli 3 hits nello stesso superlayer DT e non hanno una risoluzione temporale sufficientemente buona. I segmenti vengono associati alle trigger primitives sulla base

$$|\Delta x| = |x_{trig} - x_{seg}| < 5 \text{ cm}$$

dove la coordinata  $x$  è la coordinata locale associata a ciascuna camera, che corrisponde alla posizione sul piano radiale.

Se c'è più di una primitiva di trigger tra cui scegliere, viene preferita quella di qualità più alta.

## 3.2 Misura di $1/\beta$ e di $t_{trig}^{coll}$

Una volta ottenute le trigger primitives compatibili con la traiettoria di ogni particella, si può procedere allo sviluppo del nuovo sistema per la stima della velocità. In *Figura 3.3* sono riportate, divise per stazione, le misure di tempo delle trigger primitives, per il campione di muoni a sinistra e per il campione di HSCP a destra. Come si può vedere nel campione di HSCP c'è un ritardo non trascurabile dovuto alla minore velocità degli  $\tilde{\tau}$ , effetto che cresce dalla stazione più interna alla più esterna. In primo luogo, questo comportamento, mostra come la risoluzione temporale delle primitive di trigger sia, in

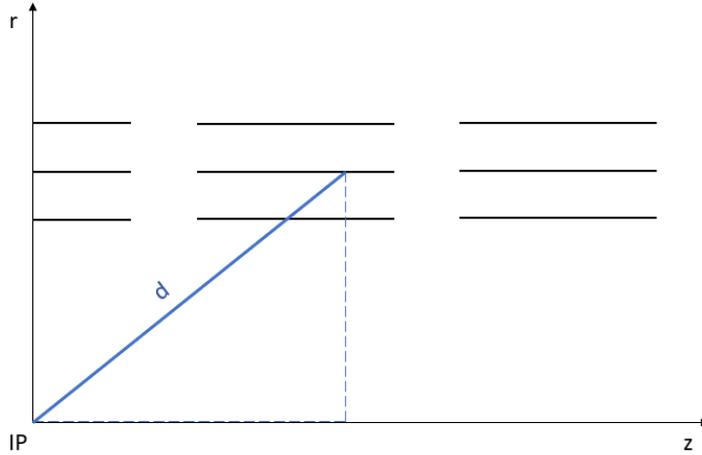


Figura 3.2: Schema della distanza percorsa note la posizione in  $z$  e in  $r$ , l'origine degli assi coincide l'IP.

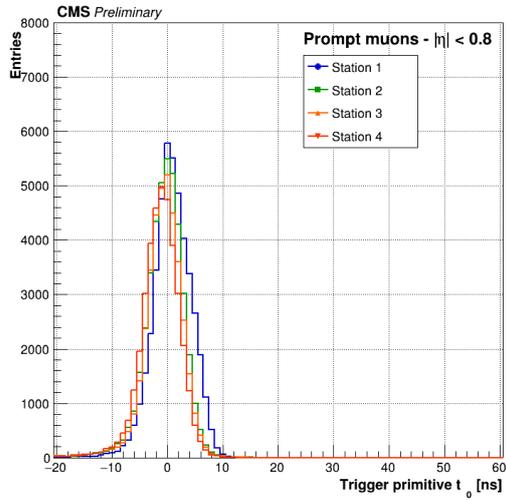
linea di principio, sufficiente per effettuare una misura di  $\beta$ . Inoltre, qualora tale effetto non venga preso in considerazione dall'algoritmo di trigger c'è il rischio che la particella venga associata alla collisione sbagliata.

Dunque è necessario riuscire ad assegnare ad ogni particella il corretto valore di  $\beta$  ed il relativo tempo di collisione  $t_{trig}^{coll}$ . Per raggiungere tale scopo, la distanza ottenuta dai dati dei segmenti ricostruiti e il tempo associato alle trigger primitives sono stati organizzati in grafici con la distanza sull'asse delle ascisse e tempo sull'asse dell'ordinate, avendo cura di correggere il tempo del segnale con

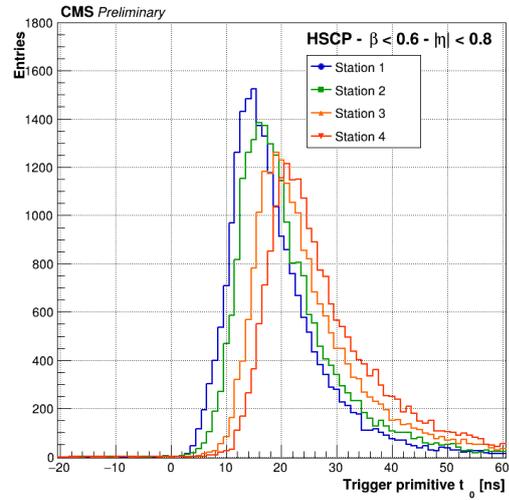
$$t = t_0 + \frac{d}{c} \quad (3.1)$$

dove  $d$  è la distanza del segnale rivelato dall'IP. Tale termine va aggiunto al tempo misurato perché il sistema è calibrato per i muoni, in modo da avere una misura di tempo nulla per una particella che si muove con  $\beta = 1$ .

Dunque per ogni particella, si possono avere fino a quattro interazioni col rivelatore, una in ogni camera, cioè fino a quattro punti nel grafico, nella migliore delle situazioni, come mostrato in *Figura 3.4*. Se nel grafico sono presenti almeno due punti si procede con un fit lineare a due parametri da cui si possono ottenere il valore di  $1/\beta$  dal coefficiente angolare e il tempo stimato della collisione  $t_{trig}^{coll}$  dall'intercetta, calcolati facendo uso della sola informazione delle primitive di trigger.



(a) Campione di muoni.



(b) Campione di HSCP.

Figura 3.3: Misura di tempo delle trigger primitives per ogni stazione. I risultati relativi al campione di muoni sono a sinistra e quelli ottenuti con il campione di HSCP sono a destra.

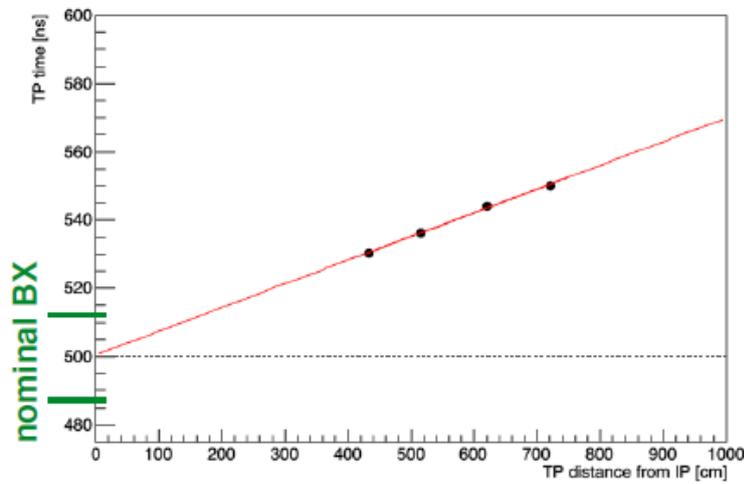


Figura 3.4: Esempio di grafico costruito per ottenere il valore di  $\beta_{trig}$  e  $t_{trig}^{coll}$  di una HSCP. Sull'asse delle ordinate è mostrata la finestra temporale per cui l'identificazione del BX è corretta.

## Beta

Detto  $m$  il coefficiente angolare della retta di fit, per trovare il valore di  $\beta_{trig}$  è stata sfruttata la relazione:

$$m = \frac{1}{v} = \frac{1}{\beta c} \rightarrow \frac{1}{\beta} = c m \rightarrow \beta = \frac{1}{c m}$$

In *Figura 3.5* è riportato, per semplicità, l'andamento di  $1/\beta_{trig}$  in funzione di  $1/\beta_{gen}$ . Dai grafici si può notare una correlazione lineare che diventa più marcata da *Figura 3.5(a)* a *Figura 3.5(c)*: la stima di  $1/\beta_{trig}$  migliora scegliendo eventi con tre o quattro punti, tuttavia certamente il numero di particelle accettabili diminuisce da 96865, totale degli  $\tilde{\tau}$  per cui è possibile avere un fit, quindi con almeno due punti, a 84752 particelle con tre punti e solo 43717 hanno quattro punti, pari al 45% del totale.

Dallo studio della grandezza  $1/\beta_{trig} - 1/\beta_{gen}$  si trova che la distribuzione ottenuta dall'algorithmo di trigger è sistematicamente sottostimata. La richiesta di avere più punti nel grafico non contribuisce a correggere il valore medio di tale distribuzione ma solo a ridurre lo scarto quadratico medio, che si riduce da  $rms = 0.48$  per la totalità degli eventi a  $rms = 0.34$  con la richiesta di avere quattro punti nel grafico.

L'effetto di sottostima deve allora dipendere da altri fattori e solo in parte dal numero di punti utilizzati per il fit.

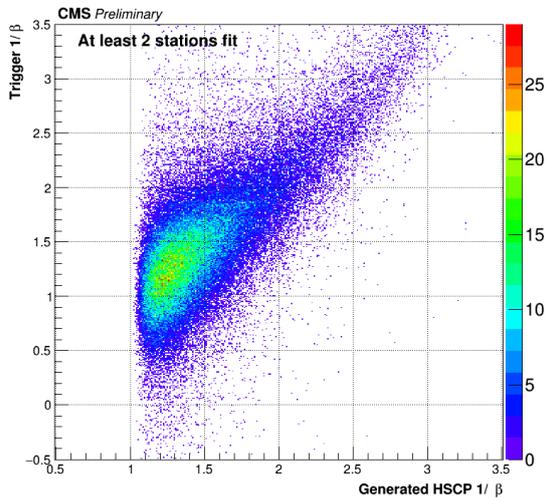
## Collision time

L'intercetta della retta di fit è la stima del tempo al momento della collisione, utilizzato per collocare la particella nel BX giusto, cioè riconoscere correttamente l'urto che l'ha generata. La finestra temporale considerata per ciascun BX, noto il tempo nominale della collisione  $\tilde{t}$ , è

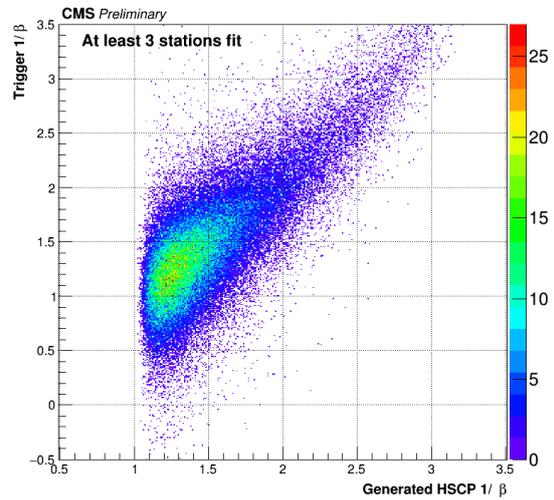
$$[\tilde{t} - 12.5 \text{ ns}, \tilde{t} + 12.5 \text{ ns}]$$

per un'ampiezza totale di 25 ns. In *Figura 3.6* si può vedere l'andamento del tempo all'IP in funzione di  $1/\beta_{gen}$ .

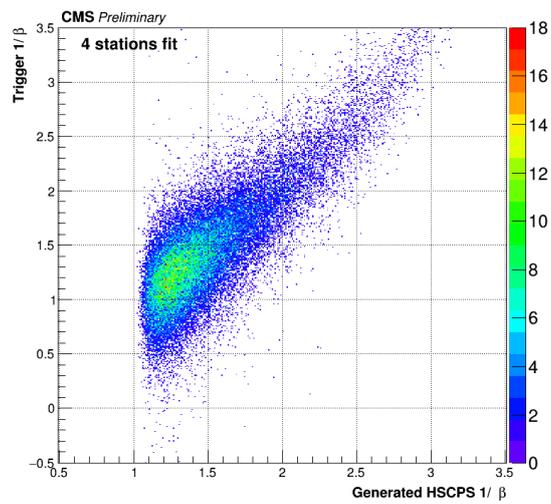
Come nel caso del valore di  $\beta_{trig}$ , la distribuzione di  $t_{trig}^{coll}$  ricavata con i dati ottenuti dall'algorithmo è spostata rispetto al valore atteso, essendo, in media, in ritardo di  $\sim 2.3$  ns rispetto al tempo nominale della collisione ( $\tilde{t} = 500$  ns). La richiesta di un maggior numero di punti non migliora il valore medio, ma ha come risultato che la curva diventi più stretta, da  $rms = 10.23$  ns per la richiesta che l'evento abbia almeno due punti a  $rms = 7.22$  ns per i soli eventi con quattro punti.



(a) *Eventi con almeno due primitive.*

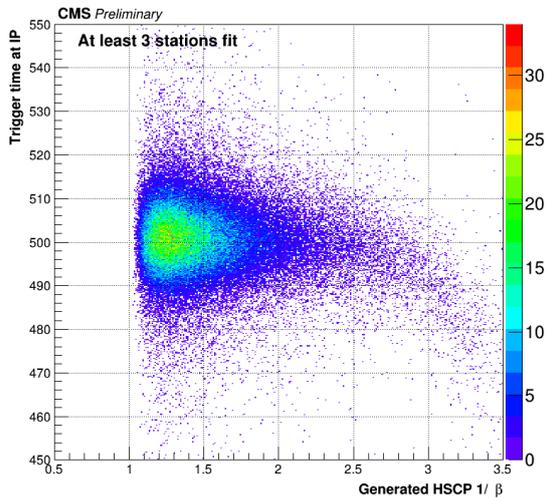


(b) *Eventi con almeno tre primitive.*

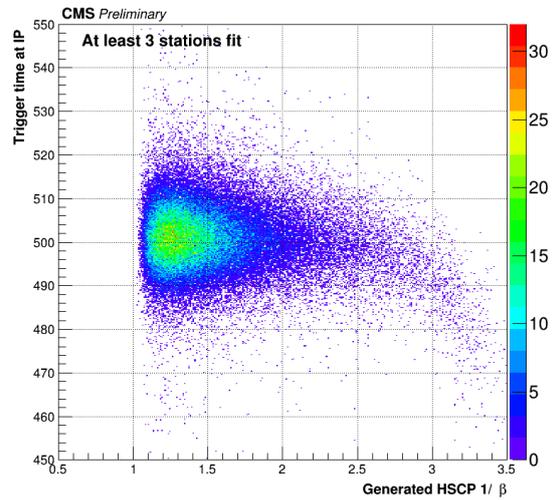


(c) *Eventi quattro primitive.*

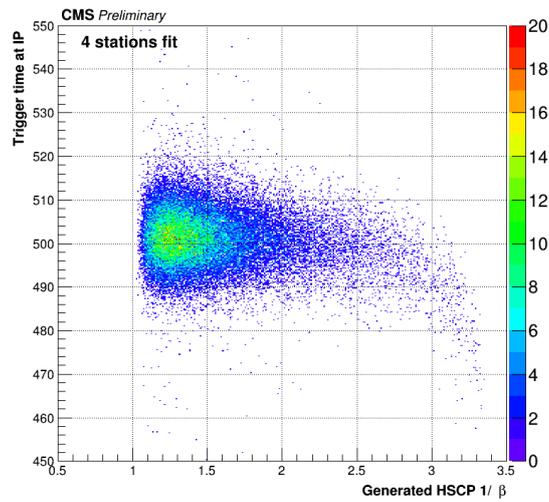
Figura 3.5: *Distribuzioni di  $\beta_{trig}$  ottenuto con l'algoritmo di trigger e il  $\beta_{gen}$ , con  $\beta_{trig}$  ottenuto dall'intercetta del fit a due parametri.*



(a) *Eventi con almeno due primitive.*



(b) *Eventi con almeno tre primitive.*



(c) *Eventi con quattro primitive.*

Figura 3.6: *Distribuzione del tempo di collisione  $t_{trig}^{coll}$ , ricavato dal fit a due parametri, in funzione del  $\beta_{gen}$  della particella.*

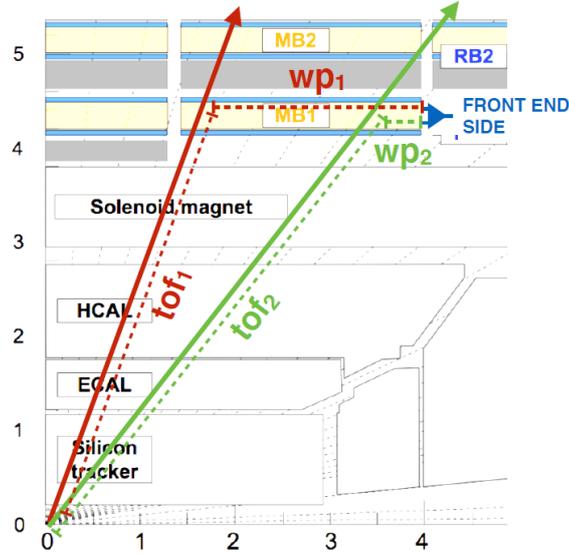


Figura 3.7: Rappresentazione schematica della traiettoria di due particelle che attraversano le DT con angoli diversi, tale differenza ha come risultato un diverso tempo di propagazione lungo il filo di una cella DT.

### 3.2.1 Correzione: propagazione lungo il filo

La prima correzione che si può apportare a tale metodo è correggere il ritardo dovuto alla propagazione del segnale lungo il filo della camera DT. In *Figura 3.7* è visibile come il contributo della propagazione lungo il filo (o Wire Propagation, WP) sia variabile in base alla posizione in cui la particella attraversa la camera. Tale effetto è particolarmente significativo nelle ruote centrali e tende ad essere compensato in quelle più esterne, dove l'aumento del tempo di volo per traiettorie sempre più inclinate compensa parzialmente il tempo dovuto alla WP.

In questo studio, tale correzione è stata applicata alle prime tre stazioni, poiché la quarta non consente l'utilizzo del metodo sviluppato. Infatti, nella stazione più esterna non è presente il superlayer che nelle altre camere raccoglie i dati della posizione nella vista longitudinale, quindi non è possibile quantificare il contributo di propagazione lungo il filo.

Per aumentare la statistica disponibile, è stata sfruttata la simmetria azimutale del rivelatore, raggruppando le camere in *anelli*. Per ogni anello, formato da 12 camere appartenenti alla stessa ruota e alla stessa stazione, è stata studiata la distribuzione del  $t_0$  delle trigger primitives in funzione della posizione locale lungo la camera. Le figure, del tipo mostrato in *Figura 3.8*, mostrano un andamento lineare con pendenza negativa. Ciò è dovuto al fatto che l'elettronica di front end, cioè quella che registra il segnale, si trova all'estremità destra della camera: in questo modo il segnale proveniente da un

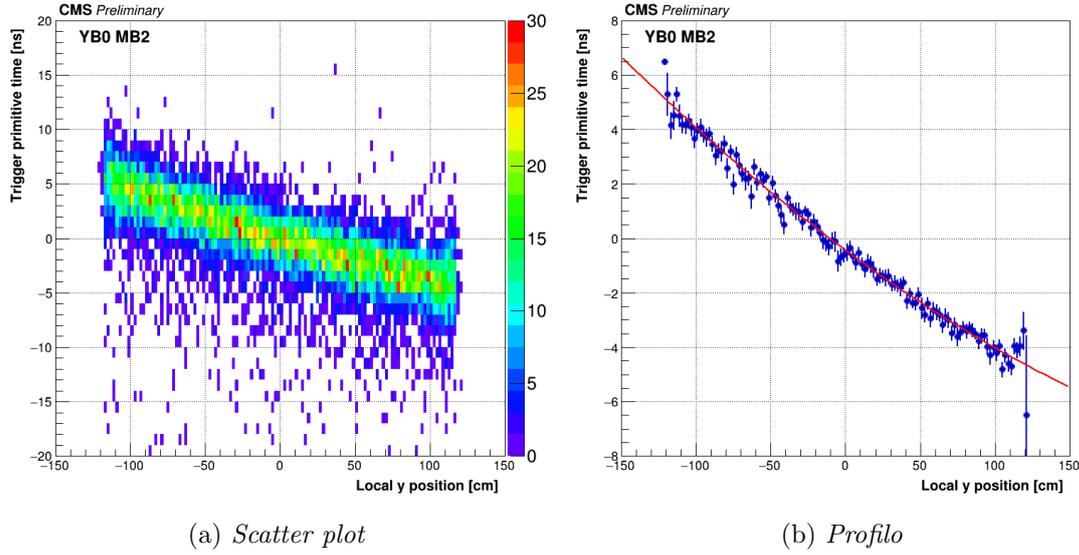


Figura 3.8: Distribuzione di  $t_0$  in funzione della posizione locale lungo le camere MB2 della ruota centrale. A sinistra: lo scatter plot, dove è presente un punto per ogni particella che ha attraversato la camera, a destra è riportato il profilo, che mostra la media di  $t_0$  per ogni posizione lungo la camera.

particella che attraversa la metà sinistra arriva in ritardo e, viceversa, dalla metà a destra è in anticipo.

Per correggere tale errore sistematico, il profilo ottenuto per i 15 anelli è stato fittato con un polinomio di secondo grado, per riprodurre meglio l'andamento osservato in alcune camere, come quelle delle ruote più esterne, in cui il campo magnetico residuo rende non lineare la relazione tra posizione e ritardo del segnale. Le funzioni ottenute dal fit per ognuno dei 15 anelli sono utilizzate per calcolare, a partire dalla posizione del segmento, una stima del ritardo dovuto alla WP; tale ritardo è sottratto al  $t_0$  fornito dalle trigger primitive, ottenendo una misura di tempo più precisa.

Dunque il dato di tempo inserito nei grafici dal cui fit si ottiene il valore di  $\beta_{trig}$ , viene corretto dalla (3.1) aggiungendo una funzione della posizione locale  $y_{loc}$  nella camera:

$$t = t_0 + \frac{d}{c} - f_{WP}(y_{loc}). \quad (3.2)$$

L'effetto delle correzioni è mostrato in *Figura 3.9* e in *Figura 3.10*.

Il primo set di grafici, *Figura 3.9*, mostra come la correzione dell'errore sistematico dovuto al tempo di propagazione lungo il filo abbia come effetto, certamente positivo, il fatto che la media del residuo  $1/\beta_{trig} - 1/\beta_{gen}$  sia molto più vicina allo zero, dunque i

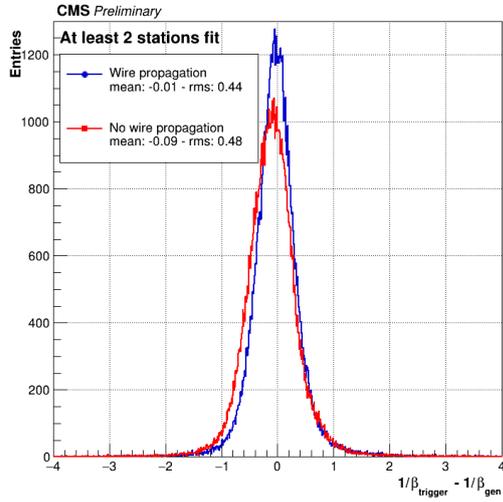
valori ottenuti dal fit sono più vicini al valore vero del campione generato. Inoltre dal confronto si apprezza come la curva sia anche più stretta.

Anche per quanto riguarda la stima del tempo di collisione, *Figura 3.10*, la correzione riesce ad eliminare lo shift sistematico e riportare la media  $\sim 500$  ns, coerente col valore nominale dell'urto, e tutte le curve sono più strette, cioè un maggior numero di eventi viene riconosciuto nel BX corretto.

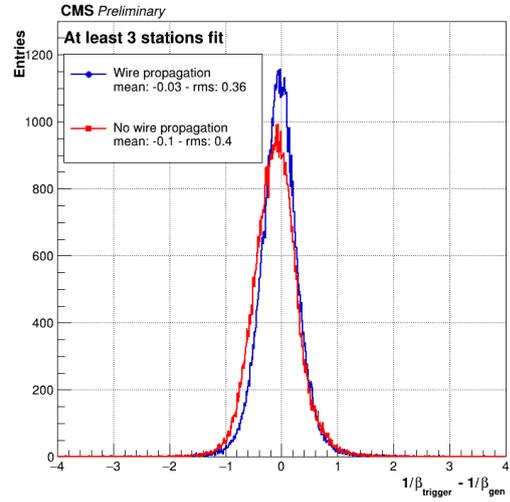
### 3.2.2 Correzione: tempo nominale di collisione

Per migliorare ulteriormente il valore di  $\beta_{trig}$  ottenuto con questo metodo, è stato effettuato un secondo fit dei medesimi grafici dopo aver vincolato il parametro del tempo al momento della collisione. Infatti gli urti avvengono in LHC ad intervalli regolari ogni 25 ns, ciò significa che non c'è una finestra temporale uniforme ma un tempo nominale preciso, che per l' $i$ -esimo urto corrisponde a  $t_i = i \times 25$  ns. Per sfruttare tale fatto si è agito nel seguente modo: con il tempo di collisione risultato del primo fit si è identificato il BX di appartenenza, a questo punto, noto il tempo nominale del bunch crossing, è possibile costringere l'intercetta e ripetere nuovamente il fit, questa volta con un solo parametro libero.

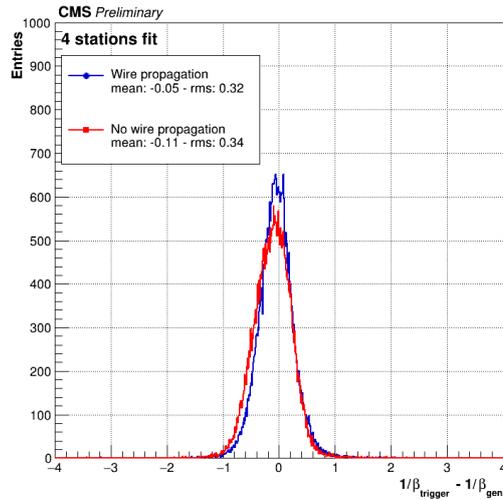
In questo modo, quando il BX è identificato correttamente, la correlazione tra  $1/\beta_{trig}$  e  $1/\beta_{gen}$  diventa molto più forte come si vede nella *Figura 3.11* in cui sono stati riportati, in funzione di  $1/\beta_{gen}$ , i valori ottenuti dal secondo fit, nel caso di eventi in cui  $t_{trig}^{coll}$  era compreso nell'intervallo [487.5 ns, 512.5 ns], cioè sia stato correttamente associato al BX=20. Tali grafici sono da confrontare con quelli di *Figura 3.5*.



(a) *Eventi con almeno due primitive.*

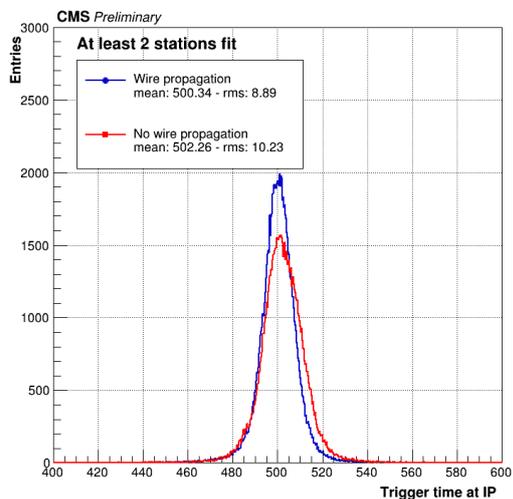


(b) *Eventi con almeno tre primitive.*

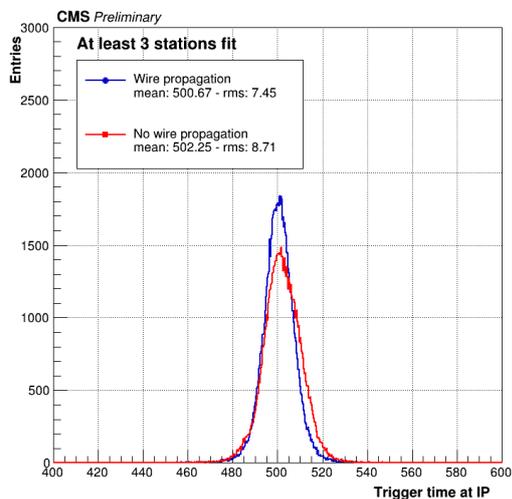


(c) *Eventi con quattro primitive.*

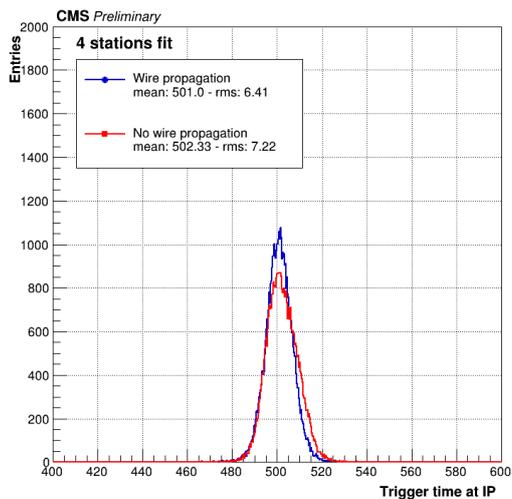
Figura 3.9: *Distribuzioni della differenza tra  $\beta_{trig}$  ottenuto con l'algoritmo di trigger e il  $\beta_{gen}$  del campione generato con (linea blu) e senza (linea rossa) la correzione relativa alla propagazione lungo il filo.*



(a) *Eventi con almeno due primitive.*

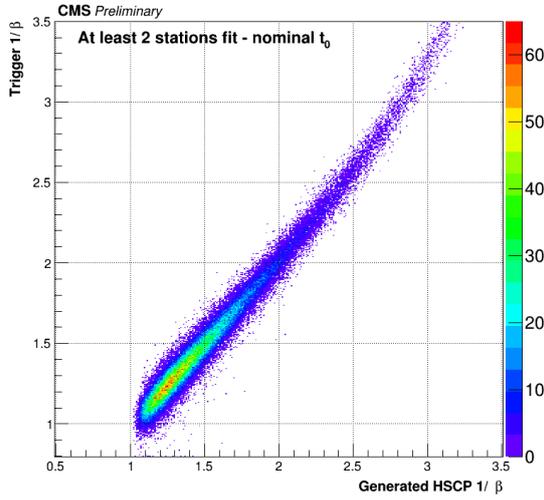


(b) *Eventi con almeno tre primitive.*

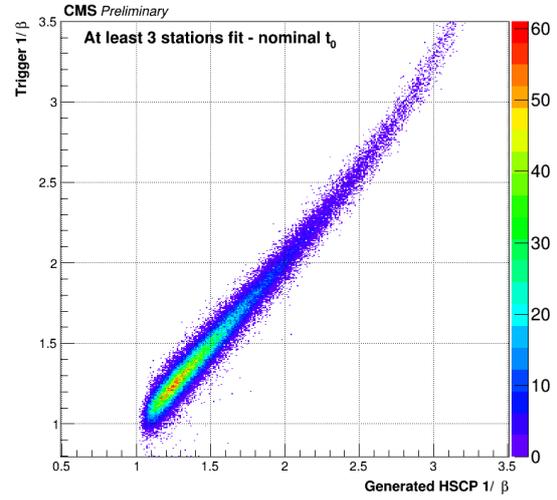


(c) *Eventi con quattro primitive.*

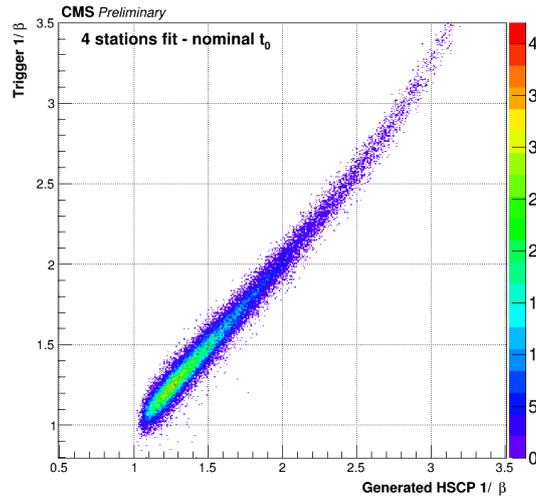
Figura 3.10: *Distribuzioni del valore di tempo al momento della collisione ottenuto con l'algoritmo di trigger con (linea blu) e senza (linea rossa) la correzione relativa alla propagazione lungo il filo.*



(a) *Eventi con almeno due primitive.*



(b) *Eventi con almeno tre primitive.*



(c) *Eventi con quattro primitive.*

Figura 3.11: *Distribuzione di  $\beta_{trig}$  in funzione del  $\beta_{gen}$  della particella, con  $\beta_{trig}$  ottenuto dal secondo fit con il parametro di intercetta vincolato al tempo nominale del BX, quando questo è identificato correttamente.*

### 3.3 Studio di efficienza

Per completare questa analisi si è studiata l'efficienza dell'algoritmo stimando la frazione di eventi che esso riesce ad associare al BX corretto. Nel definire il denominatore dell'efficienza non sono stati presi in considerazione tutti gli eventi ma solo quelli per cui si è riusciti ad associare ad una data particella almeno due segmenti ricostruiti offline, perché sono solo questi gli eventi che, se accettati dal trigger, dunque salvati, potranno essere studiati più in dettaglio in seguito. Quindi si è utilizzata come definizione di efficienza:

$$\epsilon = \frac{\text{Eventi con almeno due segmenti ricostruiti e con BX giusto}}{\text{Eventi con almeno due segmenti ricostruiti}}.$$

#### 3.3.1 Isotropia dell'efficienza del sistema di trigger

In primo luogo si è studiata l'efficienza in funzione delle variabili spaziali  $\eta_{gen}$  e  $\phi_{gen}$  per controllare eventuali cali di efficienza sistematici dovuti, per esempio, all'accettanza del rivelatore stesso.

In *Figura 3.12(a)*, viene mostrata l'efficienza in funzione di  $\eta_{gen}$ . Si nota un calo intorno a  $|\eta_{gen}| \sim 0.2$ , ciò è dovuto ad una convoluzione di effetti dovuti all'accettanza dello spettrometro e l'efficienza dell'algoritmo AM. In quella posizione c'è infatti il passaggio tra la ruota 0 e le ruote  $\pm 1$  dove la traiettoria della particelle è rivelata da un numero ridotto di camere DT. Dal momento che le trigger primitives sono ricostruite in modo diverso rispetto ai segmenti, è possibile che non si riescano ad avere due punti nel grafico da fittare, situazione che determina un evento sicuramente inefficiente perché l'algoritmo non è in grado nemmeno di associare un valore di  $\beta_{trig}$  e del tempo di collisione. Per quel che riguarda la transizione tra le ruote  $\pm 1$  a  $\pm 2$  tale effetto viene mitigato dalla maggiore inclinazione con cui le particelle arrivano al rivelatore, che comporta, in media, l'attraversamento di un numero maggiore di camere rispetto al caso precedente.

L'efficienza in funzione di  $\phi_{gen}$ , in *Figura 3.12(b)*, divisa in 12 bin come i 12 settori del barrel, è omogenea come atteso. Il lieve calo di efficienza in corrispondenza di  $1 < \phi_{gen} < 2$  è dovuto ancora una volta alla struttura dei rivelatori di CMS, infatti in corrispondenza di tali valori dell'angolo le camere sono lievemente più piccole per permettere il passaggio dei cavi verso l'esterno del rivelatore.

Dunque, da quanto osservato, non vengono evidenziati problemi relativi all'algoritmo, che, nel barrel, ha un funzionamento sufficientemente isotropo.

#### 3.3.2 Efficienza in funzione di $\beta_{gen}$

In *Figura 3.13* sono riportate le curve di efficienza del prompt muon trigger e del sistema sviluppato per utilizzare i dati del nuovo algoritmo, separatamente per le richieste di avere informazioni su due, tre o quattro stazioni.

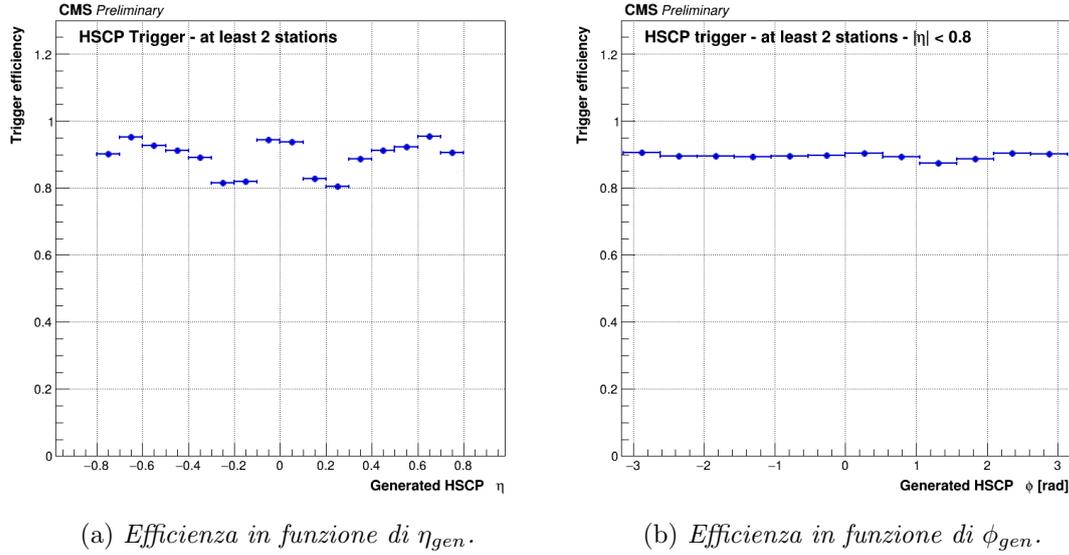


Figura 3.12: Efficienza in funzione delle variabili spaziali  $\eta_{gen}$ , a sinistra, e  $\phi_{gen}$ , a destra.

Il prompt muon trigger, cioè il sistema già in uso, è stato approssimato definendo efficiente un evento nel caso in cui almeno due delle trigger primitive associate alla particella in esame fossero state assegnate al BX corretto. Nonostante sia un'approssimazione e non il reale prompt muon trigger, quanto ottenuto mette in luce la caratteristica interessante al fine di questo studio: tale sistema di trigger risulta ottimizzato per valori di  $\beta$  elevati e perde rapidamente efficienza per  $\beta < 0.7$ , quindi non riesce a riconoscere particelle lente, come le HSCP.

Per quanto riguarda il metodo sviluppato per il nuovo algoritmo, il grafico mostra come, tutte e tre le curve, abbiano la stessa forma: un plateau di efficienza costante fino a  $\beta_{gen} \sim 0.35$  seguito da un calo rapido per valori ancora più piccoli.

La Figura 3.13 mostra come l'efficienza corrispondente alla richiesta minimale di avere trigger primitive da almeno due stazioni si attesta intorno al 90% al plateau. Accettando solo i casi in cui sono disponibili tre o quattro trigger primitives si ottengono efficienze inferiori: nonostante la stima dei valori di  $\beta_{trig}$  e  $t_{trig}^{coll}$  sia meno precisa quando sono disponibili soltanto due punti del grafico tempo-distanza, è comunque vantaggioso, in termini di efficienza, utilizzare anche tali eventi per la decisione di trigger. Nell'intervallo di  $\beta$  in cui è funziona al massimo della sua efficienza, il prompt muon trigger ha una prestazione migliore, molto vicina al 100%.

Dunque per la proposta di un nuovo trigger che riesca a riconoscere particelle in un range più ampio di valori di  $\beta$ , si è studiata l'efficienza di un sistema che utilizzi sia il prompt muon trigger sia il nuovo algoritmo. Si vuole implementare, infatti, un

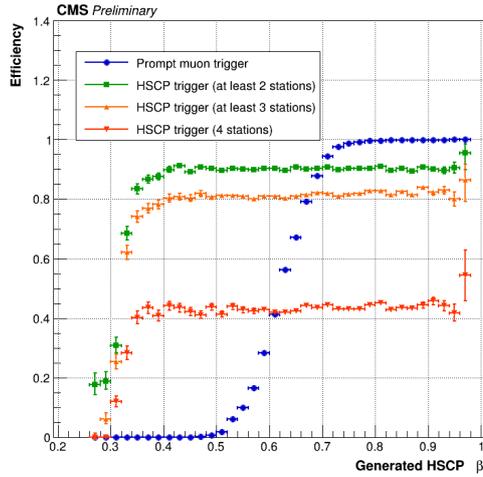


Figura 3.13: Grafico delle efficienze in funzione di  $\beta_{gen}$ . In blu, la curva dell'attuale sistema di trigger. Sono riportati gli andamenti dell'efficienza del nuovo algoritmo di trigger per eventi con almeno due primitive (verde), almeno tre primitive (arancione) e quattro (rosso).

nuovo sistema che riesca a rendere l'efficienza maggiore anche per  $\beta$  bassi andando a complementare il trigger di muoni prompt, a cui viene lasciato il compito di identificare particelle con  $\beta$  molto alti. A tale scopo, preso l'algoritmo per HSCP che permette un'efficienza maggiore, cioè senza fare richieste sul numero di punti nel grafico da fittare, si è applicato un taglio a  $\beta_{trig} \leq 0.7$ : quando il valore di  $\beta$  ottenuto per una particella è maggiore o uguale di 0.7 il compito di selezionare l'evento viene lasciato al prompt muon trigger. Il valore  $\beta_{trig} = 0.7$  è stato scelto perché è il valore di soglia sotto cui il trigger dedicato ai muoni perde velocemente efficienza. In questo caso è stata utilizzata la correzione discussa in 3.2.2 migliorare la risoluzione in  $\beta_{trig}$ . Implementando un sistema che sfrutti l'efficienza di entrambi i trigger, cioè che realizzi un OR logico, si ottiene la curva rossa in *Figura 3.14*. Si vede come per  $\beta$  elevati la curva rossa coincida con il prompt muon trigger e, al contrario, per valori bassi con il nuovo algoritmo. Per  $\beta \sim 0.7$  il valore di efficienza è più alto dei due sistemi presi singolarmente perché avendoli entrambi è più probabile che almeno uno dei due sia efficiente.

In conclusione l'intervallo di valori di  $\beta$  nel quale si possono selezionare HSCP con una buona efficienza diventa molto più ampio grazie al trigger proposto. A ciò corrisponde la possibilità di selezionare correttamente il 93.4% delle HSCP presenti nel campione (92779 su 99289), un significativo miglioramento rispetto a quanto ottenuto utilizzando il solo prompt muon trigger, che raggiunge un'efficienza di selezione del 67.4% (66949 su 99289).

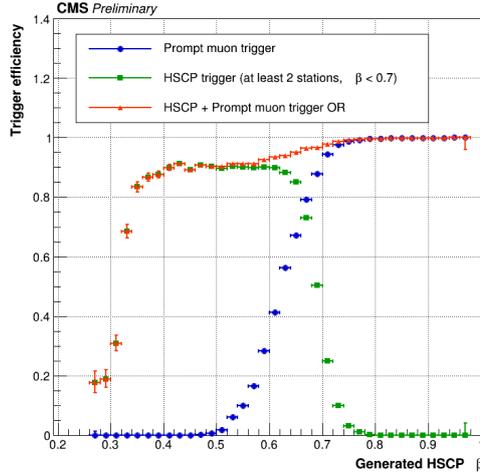


Figura 3.14: Grafico delle efficienze in funzione di  $\beta_{gen}$ . In blu, la curva dell'attuale sistema di trigger. In verde, l'andamento del nuovo trigger tagliato in  $\beta_{trig} < 0.7$ . In rosso l'efficienza dell'OR tra il nuovo e il vecchio algoritmo di trigger.

### 3.4 Ulteriori considerazioni e prossimi passi

Nel caso di un campione di HSCP si riesce dunque ad avere un'ottima efficienza, ma è necessario verificare che la presenza di questo nuovo algoritmo non comporti un peggioramento della capacità del sistema di trigger di identificare correttamente il bunch crossing dei muoni prompt. Nel caso in cui la stima dei parametri per mezzo del fit non sia corretta, infatti, un muone prompt con  $\beta \sim 1$  potrebbe essere erroneamente identificato come una particella lenta; in questo caso è molto probabile che, oltre al  $\beta$  della particella, anche il tempo di collisione sia sottostimato. Per studiare questo effetto è stato utilizzato il campione di muoni prompt, applicando un taglio in impulso trasverso  $p_T > 20$  GeV, una soglia simile a quella normalmente applicata dal sistema di trigger per la selezione dei muoni singoli.

Lo scopo è quantificare la probabilità che il trigger di HSCP assegni ad un muone il bunch crossing precedente a quello corretto, cioè

$$t_{trig}^{coll} < 487.5 \text{ ns.}$$

Infatti, a causa degli eventuali tempi morti del sistema di acquisizione, non sarebbe più possibile acquisire i dati al bunch crossing corretto, in caso di risposta appropriata del prompt muon trigger, causando quindi la perdita dell'evento. Al contrario, nel caso in cui il trigger HSCP ottenga il bunch crossing successivo a quello corretto, non si hanno perdite di efficienza, in quanto l'evento potrebbe comunque essere selezionato dal prompt muon trigger.

Si ottiene che la frazione di eventi per cui avviene tale stima errata del tempo di collisione è il 4% del totale dei muoni analizzati.

Per cercare di minimizzare tale numero, è stato studiato quanto un taglio sul  $\chi^2$  del fit potesse portare un miglioramento. I risultati ottenuti mostrano una diminuzione del 55% degli eventi assegnati a BX precedenti a quello corretto, a fronte però di una perdita di efficienza del segnale del 15%.

Tale risultato è sicuramente un miglioramento, ma è necessario continuare a sviluppare il metodo proposto per la ricerca di HSCP al fine di riuscire a scendere ad un valore di eventi associati al BX sbagliato inferiore al 1%.

Un'ulteriore analisi da portare avanti per capire le caratteristiche delle tracce delle particelle di cui viene stimato un  $\beta$  errato potrebbe essere lo studio della bontà del fit in base alla posizione relativa dei due punti nel grafico tempo-distanza.

Inoltre, si potrebbero sfruttare informazioni provenienti da altri rivelatori, come le Resistive Plate Chambers, parte del sistema dello spettrometro per muoni, oppure il tracker, che verrà integrato nel sistema di trigger durante il periodo di upgrade di CMS per il HL-LHC.

Lo studio condotto è in una fase preliminare e l'algoritmo proposto può essere migliorato, ma con esso è stato possibile dimostrare che, grazie al sistema di trigger di Fase-2 dei Drift Tubes, si può aumentare significativamente la capacità di CMS di rivelare particelle esotiche previste dai modelli supersimmetrici.

Quando l'algoritmo di Analytical Method per la vista longitudinale delle camere DT e il sistema di tracciamento del trigger di Fase-2 saranno disponibili nelle simulazioni, sarà possibile completare il progetto dedicato alle HSCP, verificarne in modo più realistico le prestazioni ed eventualmente procedere allo sviluppo della sua implementazione nel sistema hardware del Level-1 Trigger.

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è sviluppato un nuovo algoritmo di trigger per la selezione di particelle esotiche, che fa uso delle camere a deriva (DT) del Compact Muon Solenoid (CMS). Lo studio è stato effettuato nel contesto dell'upgrade del rivelatore e del sistema di trigger, in preparazione per High-Luminosity LHC (HL-LHC). In particolare il lavoro fa uso di un algoritmo di generazione di segmenti di trigger nelle camere DT, detto Analytical Method, che permette di misurare il tempo di attraversamento di una particella con la precisione di alcuni ns, migliorando quasi di un ordine di grandezza le prestazioni rispetto al sistema attuale. Questo permette di aumentare l'accettanza di selezione per particelle cariche, massive, a lunga vita media (HSCP), che attraversano il rivelatore con una velocità significativamente minore di quella della luce.

È stato sviluppato un algoritmo in grado di stimare, tramite un fit a due parametri, sia il valore di  $\beta = v/c$  di una particella, sia il tempo della collisione a cui è stata prodotta.

Al fine di migliorare i risultati dell'algoritmo proposto, è stato sviluppato un metodo di correzione della misura di tempo nelle camere, considerando il tempo necessario al propagarsi del segnale attraverso il filo anodico, dal punto in cui viene originato fino all'elettronica di Front End. In questo modo è migliorata la risoluzione temporale dei segmenti di trigger e di conseguenza la stima sia del valore di  $\beta$  sia del tempo al momento della collisione: i bias sono ridotti e vi è una riduzione dell'errore quadratico medio.

Al fine di ottenere un valore ancora migliore per la velocità della particella, si è sfruttato il fatto che le collisioni di LHC avvengano in istanti ben definiti. Vincolando il tempo di collisione al valore nominale del bunch crossing, a cui ogni particella viene assegnata sulla base del tempo stimato tramite il metodo descritto sopra, è stato eseguito di nuovo il fit, questa volta, con un solo parametro libero.

Dal momento che il trigger per muoni prompt è efficiente per HSCP per valori di  $\beta \geq 0.7$ , il valore di velocità stimato è stato utilizzato per applicare al nuovo algoritmo un taglio in  $\beta \leq 0.7$ : in questo modo si minimizza la sovrapposizione tra le regioni di accettanza dei due algoritmi.

Combinando il prompt muon trigger e l'algoritmo proposto per il trigger per HSCP, applicando il taglio descritto, si riesce a ottenere un'efficienza pari o maggiore del  $\sim 90\%$  fino a  $\beta \sim 0.35$ .

Nel caso particolare del campione di HSCP con massa 871 GeV, utilizzato in questo studio, si misura un incremento di accettazione che va dal 67.4% con l'uso del solo prompt muon trigger, ad un 93.4% avvalendosi dei due algoritmi combinati. Ci si aspettano miglioramenti ancora più significativi per HSCP con massa maggiore.

Infine, utilizzando un campione di muoni, si è studiato quanto spesso il nuovo algoritmo li associ ad un BX precedente a quello corretto. Un tale errore nella stima del tempo di collisione potrebbe portare ad inefficienze per il trigger di muoni prompt, legate agli eventuali tempi morti del sistema di acquisizione di CMS. I risultati mostrano che, utilizzando l'algoritmo proposto come trigger di HSCP, il 4% dei muoni del campione in analisi viene ricondotto ad una collisione precedente a quella corretta.

Come migliorare tale valore, che pur non essendo elevato non è tuttavia considerato accettabile, sarà oggetto di studio per analisi future. Si può già da ora ipotizzare che tale numero potrebbe essere significativamente ridotto servendosi di informazioni esterne al solo rivelatore DT, come ad esempio quelle provenienti dalle Resistive Plate Chambers, parte dello spettrometro per muoni, o del tracciatore interno, che sarà incluso nel sistema di trigger proprio durante l'upgrade di CMS per HL-LHC.

Inoltre quando l'algoritmo AM sarà completo, ci si potrà avvalere delle informazioni che al momento non sono disponibili per completare il progetto dedicato alle HSCP e, utilizzando il metodo di tracciamento del trigger, si potrà sviluppare un algoritmo vero e proprio dedicato alla ricerca di HSCP.

# Bibliografia

- [1] G. Aad et al. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), pp. 1 –29. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [2] S. Chatrchyan et al. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), pp. 30 –61. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [3] M. Fairbairn et al. “Stable massive particles at colliders”. In: *Physics Reports* 438.1 (2007), pp. 1 –63. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.10.002>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157306004054>.
- [4] Simone Gasperini. “Performance of the CMS barrel muon trigger algorithms for High Luminosity LHC”. Università di Bologna, 2019.
- [5] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Level-1 Trigger*. Rapp. tecn. CERN-LHCC-2020-004. CMS-TDR-021. Final version. Geneva: CERN, 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2714892>.
- [6] Francesco Vascelli. “Analysis of the Performance of DT Trigger Algorithms for the Phase-2 Upgrade of the CMS Detector”. Università di Bologna, 2020.