



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Proprietà dei candidati Muoni del Trigger L1 di CMS

Relatore

Prof. Marco Zanetti

Laureando

Francesco La Rovere

Anno Accademico 2023/2024

Indice

Abstract	iii
1 Introduzione	1
2 Il progetto LHC	3
2.1 Il Large Hadron Collider	3
2.2 Il Compact Muon Solenoid	4
2.2.1 I rivelatori di CMS	4
2.2.2 Sistema di trigger	5
2.3 La Phase 2 di CMS	7
2.4 Data Scouting	7
3 Proprietà dei candidati muoni	9
3.1 Validazione superprimitives	9
3.2 Validazione candidati muoni del BMTF	11
3.2.1 Ricostruzione hardware dei muoni	12
3.2.2 Ricostruzione software dei muoni	13
3.3 Confronto tra Global Muon Trigger e kBM TF	14
3.3.1 Studio della matching efficiency	15
4 Ricerca Heavy Stable Charged Particles	19
4.1 Ricerca di Nuova Fisica al CMS	19
5 Conclusioni	21

Abstract

Dalla primavera del 2024 a CMS e' in produzione un sistema per acquisire a 40 MHz (ovvero senza filtro di trigger) i dati relativi ad i candidati oggetti fisici ricostruiti dal sistema di trigger di primo livello; tale sistema e' indicato come L1 Trigger Data Scouting, L1DS. In particolare il L1DS raccoglie le informazioni dai vari passaggi della catena logica dedicata alla identificazione e misura dei muoni, sono in particolare a disposizioni i "segmenti" individuati da ciascuna stazione dello spettrometro e le tracce ottenute a partire da questi. Lo studio che si propone in questa tesi verte sull'analisi di questi dati, con l'obbiettivo di caratterizzarne le proprietà. Appurato che le performance siano compatibili con quanto atteso (sulla base del confronto con i dati sintetici prodotti con simulazioni Monte Carlo), si utilizzeranno questi dati per cercare tracce con uno sviluppo temporale piu' lungo dello standard (in particolare sviluppandosi su piu' "bunch crossing") al fine di mettere le basi per la ricerca di particelle esotiche "lente" ovvero prodotte con β non vicino ad 1.

Capitolo 1

Introduzione

In questo studio sono presentate le proprietà dei candidati muoni derivanti dal sistema di Trigger di primo livello di CMS, noto come L1T. Questo ha lo scopo di filtrare gli eventi derivanti dalle collisioni di protoni in modo da ridurre il volume di dati da analizzare, mantenendo solamente gli eventi interessanti. Come sarà discusso nel Capitolo 2 ciò introduce un bias, ovvero un pregiudizio sui dati, mascherando possibili informazioni che potrebbero portare alla scoperta di fisica Oltre il Modello Standard. A questo scopo viene introdotto il sistema di Data Scouting nel L1T, ovvero un sistema che consente di raccogliere eventi derivanti dalle collisioni, seppur con una minore risoluzione, eseguendo una analisi a livello del L1T e lavorando parallelamente ad esso. Studiare questi eventi piuttosto che quelli in uscita dal Trigger comporta ovviamente una maggiore presenza di segnali di fondo, ma ciò viene eseguito senza introdurre nessun bias nei dati analizzati per la analisi. Il sistema di Data Scouting nel L1T verrà implementato definitivamente a CMS con l'upgrade di LHC, Phase 2, permettendo quindi un grosso passo in avanti verso la scoperta di Nuova Fisica. In previsione della Phase 2, durante la Run 3 a CMS è stato introdotto un sistema di Data Scouting apposito a livello del L1T che consente la validazione e la sperimentazione di nuovi algoritmi da implementare con l'upgrade di CMS.

Nel Capitolo 2 verrà quindi introdotto il Large Hadron Collider e il suo principale esperimento, il CMS, locato in Cessy Francia nel punto di interazione 5 di LHC. Particolare attenzione verrà posta sulle camere muoniche, che permettono la rilevazione di muoni a CMS, e sul sistema di Trigger. Verrà inoltre più dettagliatamente discusso il sistema di Data Scouting di CMS nella Sezione 2.4. Particolare attenzione avrà anche la sezione sulla ricerca di Nuova Fisica 4.1.

Nel Capitolo 3 verranno presentati e validati i risultati del sistema di Data Scouting introdotto con la Run 3, studiando le informazioni rilevate dalle schede di acquisizione nei principali step di acquisizione, verificandone la conformità. Verrà inoltre eseguito uno studio approfondito sul confronto tra candidati muoni del sistema di tracking BMTF e i muoni del GMT, esaminando quindi le differenze. Alla fine del Capitolo 3 verrà presentato un breve confronto con i dati raccolti dal sistema di Data Scouting nell'anno 2023 [5], evidenziandone le principali differenze.

Nel Capitolo 4 verrà invece introdotto l'algoritmo utilizzato per la ricerca di eventi compatibili con i modelli alla base delle Heavy Stable Charged Particles, mostrando anche i principali risultati ottenuti.

Infine nel Capitolo 5 verranno presentate le conclusioni ottenute dai risultati del presente studio.

Capitolo 2

Il progetto LHC

2.1 Il Large Hadron Collider

Formato da un anello di circonferenza pari a 27 km, il Large Hadron Collider (LHC) situato al CERN a Ginevra, Svizzera, è il più grande acceleratore di particelle mai costruito, disegnato con lo scopo di studiare, nella sua configurazione finale, collisioni tra protoni con un'energia nominale nel centro di massa $\sqrt{s} = 13.6$ TeV e una luminosità istantanea nominale $\mathcal{L} = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Prima di essere immessi in LHC, fasci formati da 1.1×10^{11} protoni, subiscono varie fasi di accelerazione: inizialmente ad opera dell'acceleratore lineare Linac, poi dal Proton Synchrotron Booster (PSB), quindi dal Proton Synchrotron (PS) e infine dal Super Proton Synchrotron (SPS), dove vengono iniettati in LHC con una energia di 450 GeV. Circolando in due condotti differenti in direzioni opposte, i protoni vengono accelerati fino a 7 TeV collidendo frontalmente nei punti di interazione, (IP), con una energia nel centro di massa $\sqrt{s} \approx 14$ TeV. L'intervallo temporale tra le collisioni è una unità di misura standardizzata, chiamata *bunch crossing* (BX) e corrisponde a 25ns, ovvero ad un rate di interazioni pari a 40MHz.

Come mostrato in figura 2.1, i principali esperimenti di LHC sono ATLAS (IP1), ALICE (IP2), CMS (IP5) e LHCb (IP8), nei rispettivi punti di interazione.

ATLAS e CMS sono i due esperimenti multifunzionali di LHC, per tanto sono molti gli ambiti di ricerca: dal verificare nuove teorie alla ricerca di nuove particelle. ALICE si occupa dello studio della collisione di ioni pesanti, specializzandosi nella ricerca di gluon-quark plasma. Infine LHCb si occupa della fisica dei quark beauty con lo scopo di investigare la violazione della simmetria CP.

L'LHC alterna periodi di attività e di raccolta dati (*Run*) con fasi di arresto in cui vengono effettuate opere di upgrade e di manutenzione generale per migliorare le prestazioni del collisore e dei rivelatori. Tra la Run 1, iniziata nel 2009 e finita nel 2013, e la Run 2, tra 2015 e 2018, il sistema di LHC ha subito un incremento dell'energia di collisione protone protone nel centro di massa da 8 a 14 TeV [10]. Anche il sistema di acquisizione dati di CMS ha subito importanti miglioramenti (noti come *Phase 1*) rimpiazzando e potenziando hardware, elettronica e software per gestire il maggiore flusso di dati prodotto dalle collisioni ad alta energia. Tra i miglioramenti della Phase 1 vi è l'introduzione del *Pixel Detector*, che permette una migliore gestione della maggiore luminosità istantanea di LHC [1]. Ulteriori miglioramenti sono stati effettuati al sistema di trigger Level 1, L1T, di cui si discuterà in dettaglio nella Sezione 2.2.2.

E' inoltre in programma a partire dal 2026, a seguito della Run 3, un ulteriore upgrade di LHC che porterà un incremento della luminosità istantanea fino a $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, aumentando il numero di collisioni medio per BX da 50 a 140 [3]. In contemporanea, al fine di sfruttare appieno l'incremento della luminosità di LHC (noto come *High Luminosity LHC*), è previsto un ulteriore upgrade di CMS, noto come *Phase 2*, in particolare al sistema di detector e quello di Trigger. Più nel dettaglio si discuterà della Phase 2 nelle Sezione 2.3

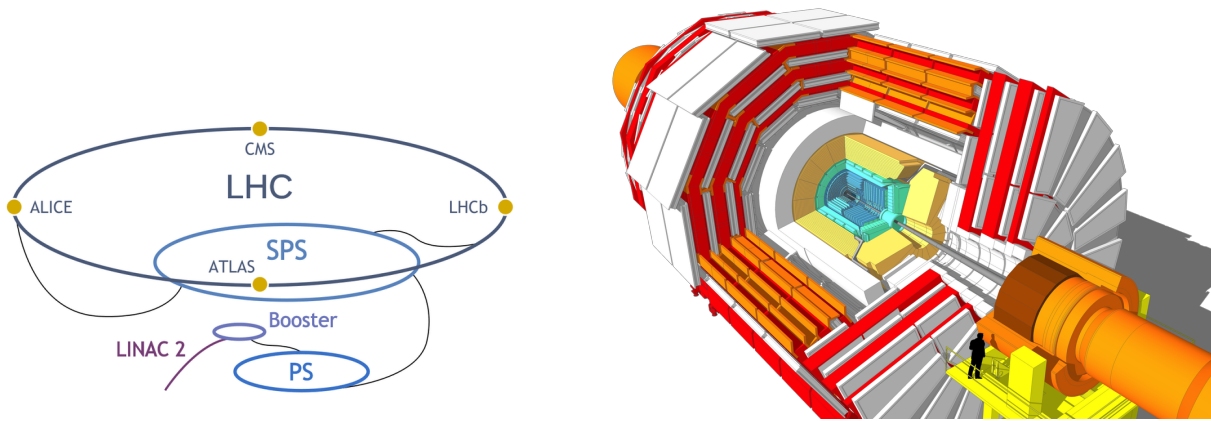


Figura 2.1: Struttura dell'LHC e dei suoi rivelatori nei punti di interazione (sinistra), CMS (destra)

2.2 Il Compact Muon Solenoid

Locato nel punto di interazione 5 a Cessy, Francia, CMS è formato da un corpo cilindrico di 15 m di diametro e 21.6 m di lunghezza, per un peso di circa 14'000 tonnellate [4]. Essendo un esperimento multifunzionale, vari sono gli ambiti di ricerca del rivelatore nel campo della fisica delle alte energie: dopo la scoperta del bosone di Higgs nel 2012 misurare le sue proprietà, attualmente compatibili con il Modello Standard, è diventato di fondamentale importanza. Ugualmente rilevante è anche la ricerca e lo studio di particelle esotiche con l'intento di esplorare Nuova Fisica oltre il Modello Standard. Al fine di identificare questi eventi rari è necessario un sistema di rilevazione e di trigger molto performante [10] e a questo scopo assume un'importanza centrale il nuovo sistema di trigger che verrà implementato nella *Phase 2*, che darà la possibilità di verificare queste teorie ricercando fenomeni esotici.

L'origine del sistema di coordinate del Compact Muon Solenoid è centrato nel punto di collisione nominale dei fasci di protoni. L'asse y è verticale, l'asse x punta verso il centro di LHC e l'asse z , segue la regola della mano destra, verso le montagne del Giura. L'angolo azimutale ϕ è misurato nel piano x - y e l'angolo polare θ dall'asse z . Sono di comune utilizzo variabili Lorentz invarianti nel contesto di condizioni ultrarelativistiche: per questo motivo la pseudorapidità, definita come $\eta = -\ln(\theta/2)$, è spesso preferita alla coordinata angolare θ . Per tanto il sistema di coordinate adottato a CMS è il sistema R - η - ϕ [9].

2.2.1 I rivelatori di CMS

Di seguito una panoramica della struttura di CMS, Figura 2.1, dalle componenti più interne fino a quelle più esterne [6]:

- **Silicon Strip Tracker (SST):** Esegue una ricostruzione delle tracce e misurazione del momento trasverso di particelle originate da processi di interazione, producendo un segnale elettrico ogni volta che una particella passa attraverso.
- **Electromagnetic Calorimeter (ECAL):** Costruito da pannelli di tungstato di piombo (PbWO_4), materiale scintillante che facilita processi di *cascata elettromagnetica*, permette di effettuare misure di energia di fotoni ed elettroni.
- **Hadronic Calorimeter (HCAL):** Permette la misurazione delle energie degli adroni grazie al fenomeno della *cascata adronica*, indotta dai materiali di cui è costituito l'HCAL, in particolare acciaio e bronzo. Questa viene rilevata da scintillatori plastici che convertono l'energia rilasciata dagli adroni in segnali luminosi, amplificati da fotomoltiplicatori.

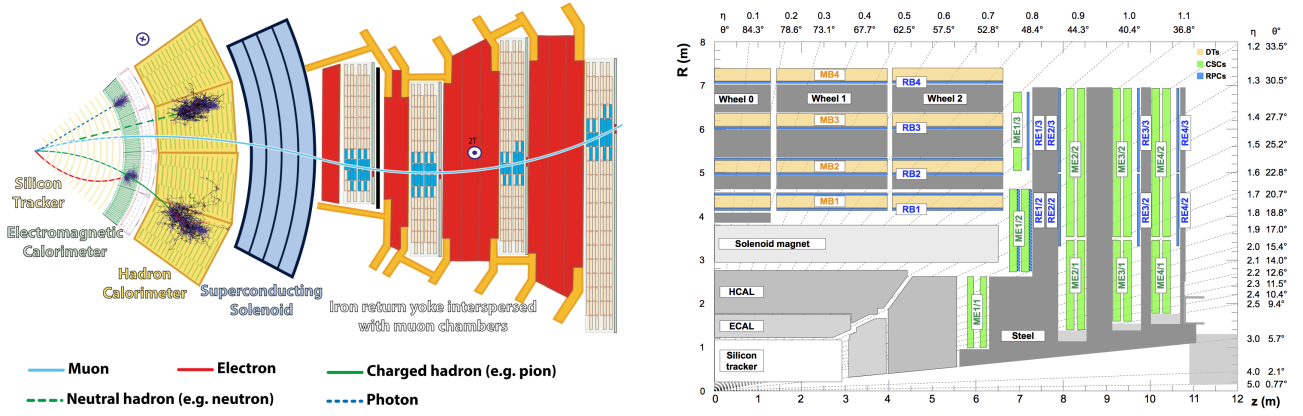


Figura 2.2: Settore di CMS (sinistra), vista di CMS nella variabile $\eta > 0$ (destra)

- **Solenoido superconduttore:** Formato dal superconduttore Niobio-Titanio (NbTi), produce un campo magnetico di intensità 3.8T nel nucleo. Un campo magnetico così elevato è fondamentale per permettere la curvatura di particelle cariche prodotte dalle collisioni, la cui rivelazione di tale curvatura permette di risalire a momento e carica delle stesse.
- **Camere muoniche:** Essendo i muoni particelle elementari cariche poco interagenti, il sistema di rilevazione muonico occupa una significativa porzione del volume di rivelatori di CMS. Suddiviso in tre regioni, *barrel*, *overlap* ed *endcap*, il sistema delle camere muoniche copre il piano della pseudorapidità nel range $|\eta| < 2.4$, permettendo la rivelazione delle tracce di muoni usando tre diverse tecnologie: *Drift Tube* (DT), *Resistive Plate Chamber* (RPC) e *Cathode Strip Chamber* (CSC) come mostrato in Figura 2.2 [7].

Camere muoniche

Spesso l'alto rate di eventi di background a seguito di processi di interazione ad alta luminosità in LHC cela fenomeni interessanti: in questo contesto la rivelazione di muoni a CMS è uno strumento fondamentale per studiare tali fenomeni [7]. Il sistema muonico di CMS ha quindi tre funzioni: identificazione di muoni, misurazione del momento e funzione di trigger.

Come mostrato in figura 2.1 e 2.2 la regione di barrel è formata da cinque ruote (*wheel*), ognuna composta da dodici settori (*sector*) e a loro volta da quattro stazioni concentriche (*station*) interspaziate da una struttura di ferro che permette il ritorno del flusso di campo magnetico generato dal solenoide: per tanto in queste regioni l'intensità di campo è circa 2T. Nella regione di barrel, dove gli eventi di background sono minimi, per la rivelazione di muoni vengono impiegati drift tube (DT), celle contenenti fili di acciaio inossidabile anodico disposte in modo adiacente una all'altra separate da barre di alluminio che fungono da catodo: anodo e catodo operano ad un voltaggio rispettivamente di +3600V e -1200V. Quando un muone attraversa un DT la distanza tra la sua traiettoria e il filo di acciaio viene misurata a partire dal tempo di drift degli elettroni ionizzati che vengono attratti dal campo elettrico generato dalla differenza di potenziale tra catodo e anodo [6].

In totale CMS contiene 250 DTs, disposti nella regione di barrel come in figura 2.2 ricoprendo la pseudorapidità nel range $|\eta| < 1.2$.

Nelle regioni di endcap di CMS, dove il rate di muoni e livello di background è elevato ed il campo magnetico non uniforme, vengono impiegate CSCs che, grazie al loro design, permettono di ricavare precise informazioni spaziali e temporali sulle tracce di muoni nel range di pseudorapidità $0.9 < \eta < 2.4$. Le RPCs sono invece impiegate sia nella regione di barrel sia nella regione di endcap, e permettono una assegnazione definitiva del BX grazie al loro rapido tempo di risposta [4,6].

2.2.2 Sistema di trigger

Non è possibile gestire in tempo reale la mole di informazioni generata 40 milioni di collisioni al secondo, per questo CMS è dotato di un sistema di trigger implementato come primo passo nella

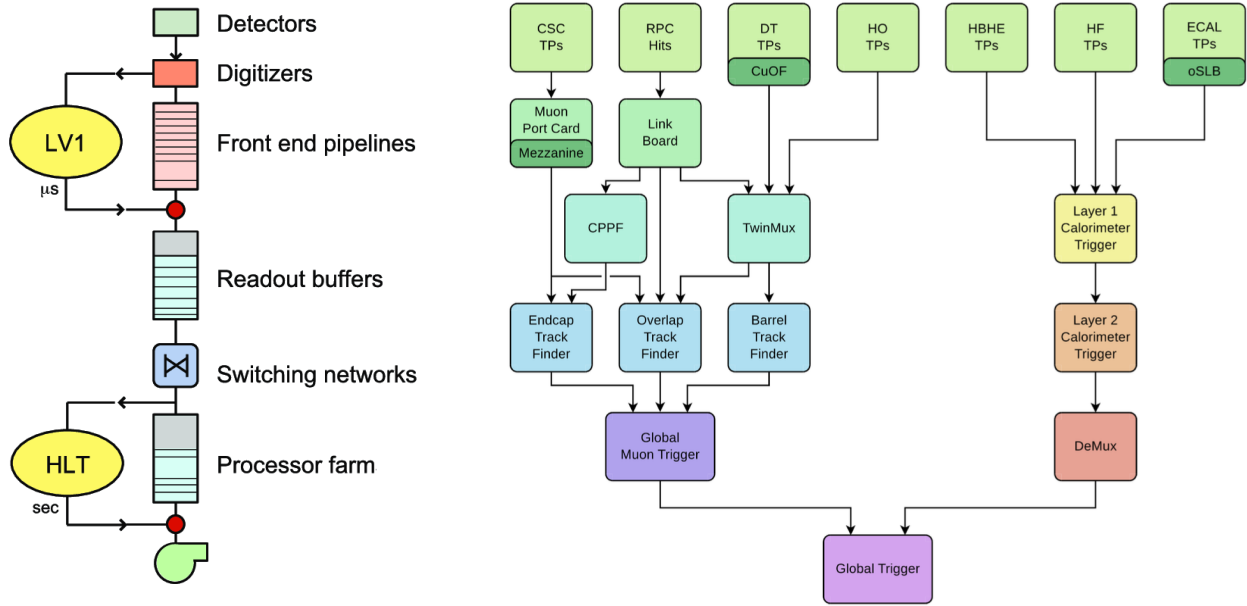


Figura 2.3: Pipeline del sistema di trigger di CMS (sinistra), sistema L1T nel dettaglio (destra)

selezione di eventi fisici al fine di ridurre il volume di dati, mantenendo però quelli interessanti. Il sistema di trigger si suddivide in due stadi: il *Level 1 Trigger* (L1T) e l' *High Level Trigger* (HLT), Figura 2.3.

Il Level 1 Trigger è implementato in hardware nel sistema di CMS sfruttando dispositivi programmabili come Field Programmable Gate Arrays (FPGA) e Lookup Table (LUTs) che, unendo informazioni del sistema muonico e del calorimetro, riducono il tasso di eventi da 40MHz a 100KHz. Il processo di analisi preliminare e selezione deve avvenire rapidamente, in un tempo limite di circa $4 \mu\text{s}$, per permettere a tutti gli eventi di essere analizzati dal trigger; per questo il sistema di trigger L1 si articola a sua volta in tre processi di analisi preliminare: *locale*, *regionale* e *globale* [6].

Come mostrato in Figura 2.3 sistema di trigger quindi raccoglie separatamente informazioni *locali* dai calorimetri elettromagnetici e adronici (ECAL, HCAL) e dal sistema muonico (DTs, RPCs, CSCs), generando Trigger Primitives. Queste vengono combinate dai rispettivi *trigger regionali* che effettuano una classifica degli eventi sulla base di parametri come energia, momento trasverso e qualità. Fino a 108 candidati muoni vengono trasmessi al *trigger globale muonico*, GMT, mentre le informazioni del sistema di trigger calorimetrico seguono un percorso a sé stante. Infine 8 muoni sono inviati al Global Trigger.

Studiamo ora più nel dettaglio il **sistema di Trigger Muonico**. Questo gioca un ruolo di fondamentale importanza nella rilevazione e nel tracciamento di muoni nelle tre regioni delle camere muoniche che possono essere suddivise nei tre range in η descritti in sezione 2.2 al fine di migliorare l'efficienza di ricostruzione dei muoni. Di seguito è riportata una più dettagliata descrizione di questo sistema [10].

Nella regione $1.2 < \eta < 2.4$ i segnali derivanti dai CSCs vengono usati dal sistema di tracciamento dell'endcap (*Endcap Muon Track Finder*, EMTF) che, unendo le informazioni dei rilevatori, ricostruirà la traccia del candidato muone.

Similmente nella regione $|\eta| < 1.2$, le Trigger Primitives (TP) provenienti dai detector DTs e RPCs della stessa stazione vengono processate dalle schede TwinMux, un sistema introdotto con la *Phase 1* che permette, combinando le informazioni dei due detector, di ottenere una migliore risoluzione spaziale e temporale; i segnali combinati in uscita dal TwinMux sono chiamati *superprimitives*, o stubs, ed ad ognuna viene assegnata una *qualità*, che dipende dalle coordinate η e ϕ delle TP in ingresso alle schede, e un *angolo di curvatura interno* ϕ_b . Si discuterà con maggiore dettaglio delle schede TwinMux nel Capitolo 3. In base alla stazione e alla wheel in cui sono state generate le stubs, vengono inviate ai sistemi di tracciamento della regione di barrel (*Barrel Muon Track Finder*, BMTF) o della regione di

overlap (*Overlap Muon Track Finder*, OMTF), o eventualmente entrambe, come mostrato in Figura 2.3. Queste ricostruiranno la traccia del muone usando le informazioni sull'angolo di curvatura ϕ_b , ricavando anche informazioni riguardanti il momento trasverso p_T del candidato muone.

A questo punto fino a 108 tracce generate dai tre sistemi di tracking, corrispondenti a *candidati muoni*, vengono inviate al Global Muon Trigger (GMT) che le classifica in base alla qualità, momento trasverso p_T e provenienza (candidati muoni provenienti dalla regione di barrel possiedono infatti una qualità maggiore rispetto alla regione di endcap e overlap) e rimuovendo i duplicati. Infine 8 muoni vengono inviati al Global Trigger (GT).

Infine il Global Trigger applica fino a 512 algoritmi di selezione sugli eventi ricevuti dal trigger muonico e da quello calorimetrico, decidendo se inviare un segnale di accettazione (Level 1 Accept) passando quindi l'evento all'HLT. La selezione applicata dal L1T permette di ridurre l'output di eventi da 40MHz a 100KHz [5].

Gli eventi del GT che hanno ricevuto il segnale di accettazione, momentaneamente presenti nei buffer del Sistema di Front-End, vengono ulteriormente filtrati dal HLT che, al contrario del trigger L1, è implementato via software in una infrastruttura computazionale che conta 16000 CPU.

Applicando complessi algoritmi di controllo qualità sui muoni del GT, l'HLT seleziona circa 1 evento su 100, riducendo quindi il rate di eventi da 100KHz a 1KHz [6].

2.3 La Phase 2 di CMS

Come già accennato in Sezione 2.1, a seguito della Run 3, nel 2026, verranno effettuati importanti aggiornamenti alle componenti di LHC, permettendo di raggiungere un picco di luminosità istantanea pari a $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Di conseguenza CMS, ed in particolare il sistema di Trigger, deve essere a sua volta aggiornato per poter collezionare efficientemente il nuovo volume di informazioni di HL-LHC, che si stima raggiungerà, nella sua configurazione finale, circa 200 collisioni per Bunch Crossing. A CMS verranno implementati nuovi sensori che permetteranno di estendere la regione di raccolta dati fino a $|\eta| < 3.8$. Ulteriori miglioramenti verranno effettuati al sistema di trigger adronico, sostituendo l'elettronica dei calorimetri nella regione di barrel, ottenendo una risoluzione migliore oltre che informazioni temporali.

Il sistema di Trigger muonico nelle regioni di barrel, overlap e endcap verrà modificato, sostituendo l'elettronica dei rilevatori con sistemi più moderni. I detector RPCs verranno migliorati (iRPC) e saranno installate delle camere GEM (Gas Electron Multiplier).

Verrà inoltre aumentato il rate di output massimo di eventi del L1T fino a 750KHz e quello di HLT fino a 7.5KHz; verrà inoltre aumentata la latenza totale del L1T a $12.5 \mu\text{s}$, permettendo per la prima volta di includere le informazioni dei calorimetri adronici [3]. Inoltre una maggiore latenza permetterà di implementare algoritmi più complessi per la ricostruzione e identificazione di oggetti usando tecniche di Machine Learning, oltre che nuovi algoritmi come *Particle Flow Algorithm*. In Figura 2.4 viene mostrato il nuovo sistema di Trigger Level 1 relativo alla Phase 2.

Inoltre gli upgrade relativi al Trigger L1 della Phase 2 non sono solo progettati per migliorare l'efficienza di selezione degli eventi rispetto alle performance attuali, ma anche per affinare significativamente la selezione di possibili eventi non predetti dal Modello Standard. Sfruttando la maggiore latenza del sistema di Trigger, si potranno inoltre applicare nuovi algoritmi specifici per la ricerca di eventi esotici.

2.4 Data Scouting

Lo scopo principale del sistema di Trigger di CMS è quello di selezionare una frazione degli eventi generati dalle collisioni protone protone, mantenendo solamente gli eventi di rilevanza secondo quanto detto in Sezione 2.2.2. Indubbiamente ciò introduce un *pregiudizio* (bias) nella porzione di eventi minoritari che non vengono eliminati in quanto il sistema di Trigger filtra e seleziona dati che seguono leggi della fisica attualmente conosciute, possibilmente celando fenomeni sconosciuti e non teorizzati dal Modello Standard.

In questo contesto il **Data Scouting** è un approccio che si basa sull'analisi degli eventi direttamente

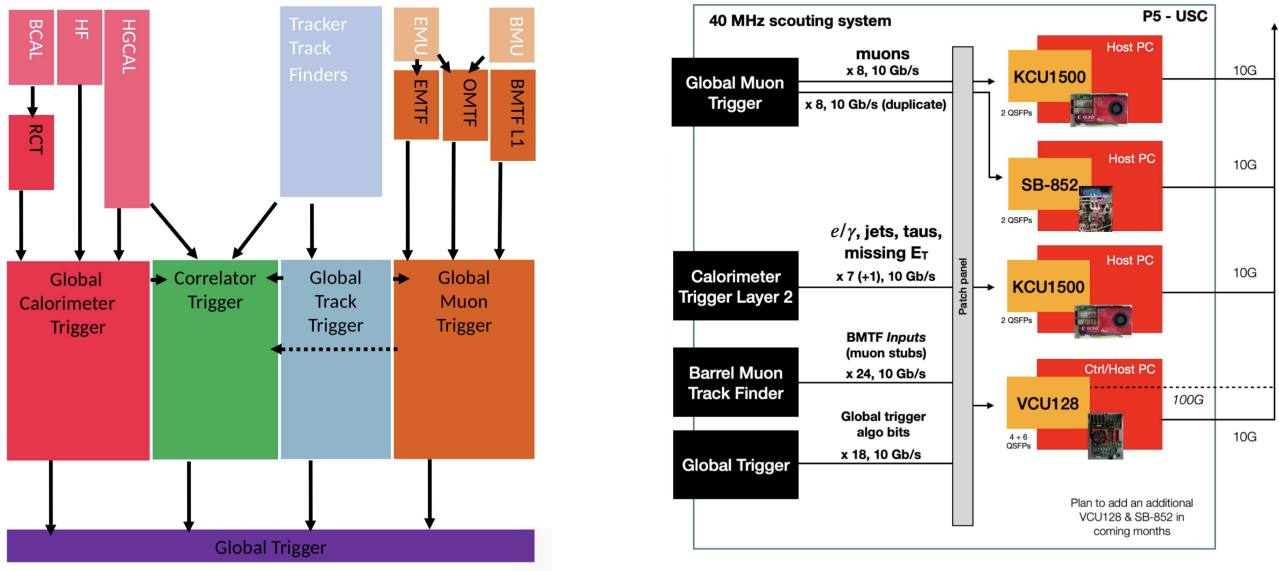


Figura 2.4: Aggiornamento del sistema L1T di CMS a seguito della Phase 2 (sinistra), implementazione tecnica di Data Scouting nel L1T durante la Run 3 (destra)

nella catena di Trigger, estraendo e processando online dati con una minore risoluzione, aggirando quindi il bias introdotto dal Trigger.

La tecnica di Data Scouting è stata utilizzata per la prima volta a livello dell'High Level Trigger dove, per costruzione, solo 1 evento su 400 viene accettato. Qui è infatti possibile introdurre una nuova pipeline parallela al percorso standard dell'HLT che effettui Data Scouting su oggetti fisici che verrebbero possibilmente rigettati dal Trigger.

Con l'introduzione della Phase 2 e dei miglioramenti al sistema di CMS, si è aperta la possibilità di eseguire Data Scouting a livello del L1T piuttosto che nell'HLT, permettendo quindi di analizzare online la totalità di eventi derivanti dalla collisione di protoni, ad un rate di 40MHz. In particolare ciò è possibile grazie all'introduzione del tracciatore nel L1T che, unito all'algoritmo Particle Flow, permette una ricostruzione di muoni più accurata, migliorando la risoluzione del momento trasverso dei muoni. Il nuovo sistema di Data Scouting funzionerà parallelamente e in modo indipendente dal sistema di Trigger usando le uscite ottiche supplementari delle schede di acquisizione del L1T, elaborando i dati usando sistemi computazionali esterni. Ciò permetterà di aggirare il bias introdotto dal sistema di Trigger, aprendo le porte ad uno studio più accurato di eventi non predetti dal Modello Standard [6]. Essendo inoltre il sistema di Data Scouting parallelo al sistema di Trigger, non deve soddisfare requisiti limite di latenza del sistema del L1T, ma deve comunque essere in grado di analizzare circa due milioni di eventi al secondo. Sono pertanto in sviluppo tecniche che sfruttano l'uso di Machine Learning, nello specifico *reti neurali*, per migliorare l'efficienza di analisi del volume di dati raccolto [6]

Al fine di sperimentare l'utilizzo della tecnica di Data Scouting usando dati reali, durante la Run 3 un sistema apposito è stato implementato per raccogliere informazioni dai principali step di trigger del L1T. Più nel dettaglio il sistema raccoglie informazioni dal Barrel Muon Track Finder (BMTF), dal Calorimeter Trigger, dal Global Muon Trigger (GMT) e Global Trigger (GT) sfruttando una serie di schede FPGA diverse: in particolare, come mostrato in figura 2.4 sono impiegate due schede *Xilinx KCU1500*, una scheda *Micron SB852* e una *Xilinx VCU128*.

I dati dal Global Muon Trigger e dal calorimetro vengono inviate alle schede *Xilinx KCU1500* che hanno lo scopo di abbattere il rate di eventi di un fattore 10, eliminando i BX dove non sono rilevate tracce di muoni. Alla scheda *Micron SB852* vengono inviati dei duplicati dei muoni del GMT: questa ha lo scopo di effettuare istogrammi istantanei per verificare la conformità delle misure di luminosità. Infine la scheda *Xilinx VCU128* raccoglie le superprimitives in ingresso al BMTF e gli algoritmi usati dal GT, inviandole direttamente ad un PC commerciale.

Capitolo 3

Proprietà dei candidati muoni

Nella Sezione 2.2.2 si è discusso nel dettaglio del sistema di Trigger Level 1 di CMS e di come questo giochi un ruolo fondamentale nella selezione di eventi interessanti a seguito della collisione tra protoni, riducendo il volume di dati da analizzare. In particolare è stato detto che le informazioni provenienti dai detector locali del sistema muonico nella regione di barrel e nella regione di overlap vengono combinate e processate dalle schede **TwinMux**, generando *superprimitives*, o stubs, con una risoluzione temporale e spaziale elevata e che queste vengono poi utilizzate dal sistema di tracking del barrel, BMTF, o dell'overlap, OMTF, per ricostruire la traccia del candidato muone.

Inoltre nella Sezione 2.4 si è introdotto il sistema di Data Scouting impiegato durante la Run 3 nel L1T che permette di analizzare, seppur con una minore risoluzione, eventi unbiased che verrebbero potenzialmente rigettati dal sistema di Trigger. In questo capitolo si procederà con lo studio e la validazione dei dati ottenuti dal sistema di Data Scouting, che raccoglie informazioni impiegando schede di acquisizione in vari step della catena di Trigger, in particolare a livello degli input del Barrel Muon Track Finder, del Global Muon Trigger e del Global Trigger.

3.1 Validazione superprimitives

Tra la Run 1 e la Run 2, sono state introdotte nel sistema di Trigger L1 le schede TwinMux nella catena di Trigger: queste hanno il compito di generare superprimitives (da questo momento in poi *stubs*) a partire dai segnali in input derivanti da Drift Tubes e Resistive Plate Chambers.

Nel dettaglio i DT forniscono informazioni sulla posizione, direzione, qualità e Bunch Crossing (BX) ad un rate di 480Mb/s, mentre le RPC sulla posizione e sul BX con un rate di 1.6Gb/s [5].

In particolare sono applicati algoritmi di clustering ai dati in input alle schede TwinMux, convertendo i segnali spaziali delle RPC nelle coordinate dei DT. Se i segnali provenienti dai due rilevatori sono compatibili, ovvero se $\Delta\phi < 15$ mrad, allora vengono combinati. Il sistema TwinMux può costruire fino a 2 stubs per stazione; queste vengono poi inviate al BMTF e, in base alla posizione nel piano della pseudorapidità, all' OMTF.

È inoltre funzione delle schede TwinMux assegnare dei *parametri* a ciascuna stub generata: questi riguardano la posizione spaziale nel CMS, l'angolo di curvatura relativo alla stazione e la qualità della stub e sono riassunti nella Tabella 3.1. A partire da queste informazioni il BMTF ricostruisce la traccia del muone, determinando la traiettoria della particella.

Questa sezione è il primo passo alla validazione del sistema di Data Scouting introdotto con la Run 3 nel L1T: vengono studiate le stubs, ovvero i segnali di ingresso al BMTF. In particolare verranno utilizzati 1 minuto e 32 secondi di presa dati, corrispondenti a circa 1.1×10^6 stubs.

Come illustrato nella Sezione 2.1 in LHC circolano fasci di protoni che collidono nei punti di interazione dove sono presenti i principali esperimenti. Per ottimizzare e massimizzare le collisioni nei punti di interazione i pacchetti di protoni vengono disposti in modo specifico, facendo in modo che ogni fascio possa contenere al massimo 2808 pacchetti di protoni, nonostante ci siano 3564 posizioni disponibili

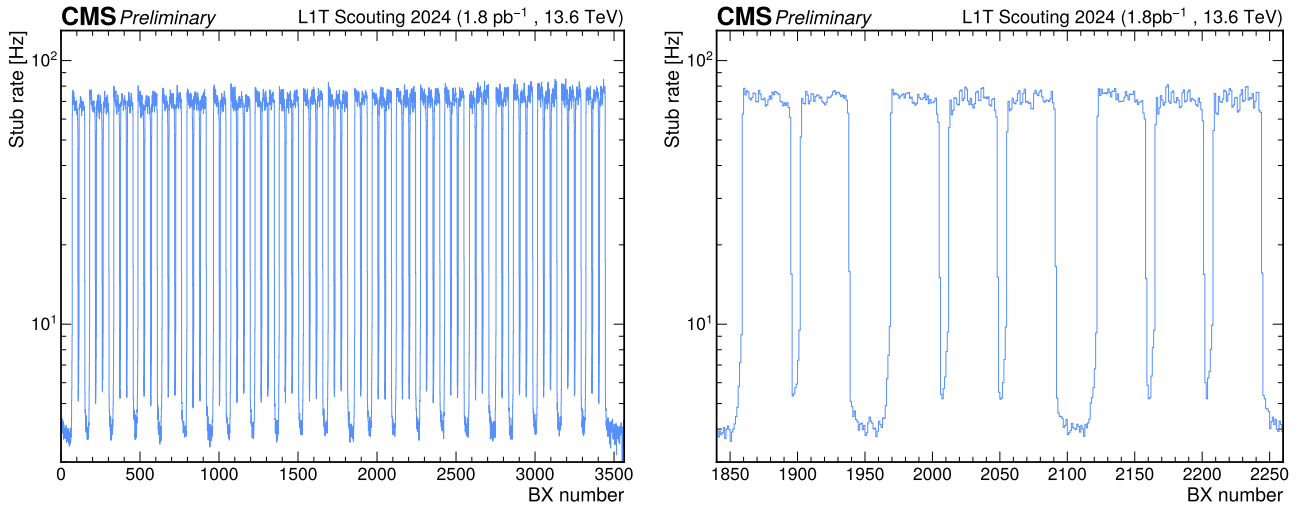


Figura 3.1: Filling scheme per la Run 3: disposizione dei pacchetti di protoni nelle 3564 possibili posizioni

lungo l'anello di LHC. La disposizione dei pacchetti di protoni nei fasci è chiamata *filling scheme* e generalmente questa può variare in base all'esperimento. Il filling scheme utilizzato durante la presa dati è mostrato in Figura 3.1, formato da 39 gruppi da 72 pacchetti di protoni a distanza 25ns l'uno dall'altro [2].

Si nota come il rate di stubs non è mai nullo e vi sia sempre un fondo costante di eventi. Questo fenomeno è da attribuire alla presenza di eventi di background come muoni cosmici, che vengono rilevati dai detector di CMS e vengono trattati, almeno in prima analisi, come muoni generati dalla collisione di protoni.

Viene studiata la distribuzione di stubs per Bunch Crossing (BX) e per Orbita (orbit). Ricordando che il BX è l'unità di misura che definisce l'intervallo temporale tra le collisioni, in Figura 3.2 a sinistra viene mostrato il numero di stubs raccolte in un BX, ovvero in 25ns. È importante sottolineare che la maggior parte dei BX non contiene nessuna stubs, anche se questa informazione non è mostrata nell'immagine. Inoltre vi sono eventi che presentano un numero di stub raccolte per BX maggiore di 13, ma la frequenza di questi eventi è minore di 0.1 al secondo e per tanto non sono mostrati.

Sempre in Figura 3.2 a destra, è rappresentato il numero di stubs raccolte in ogni orbita, ovvero un ciclo completo di LHC. Ogni orbita è formata da 3564 BX, ovvero circa $89 \mu s$. Rappresentato su scala logaritmica, la distribuzione di stubs per orbita segue una distribuzione gaussiana simmetrica, centrata su 230 stubs.

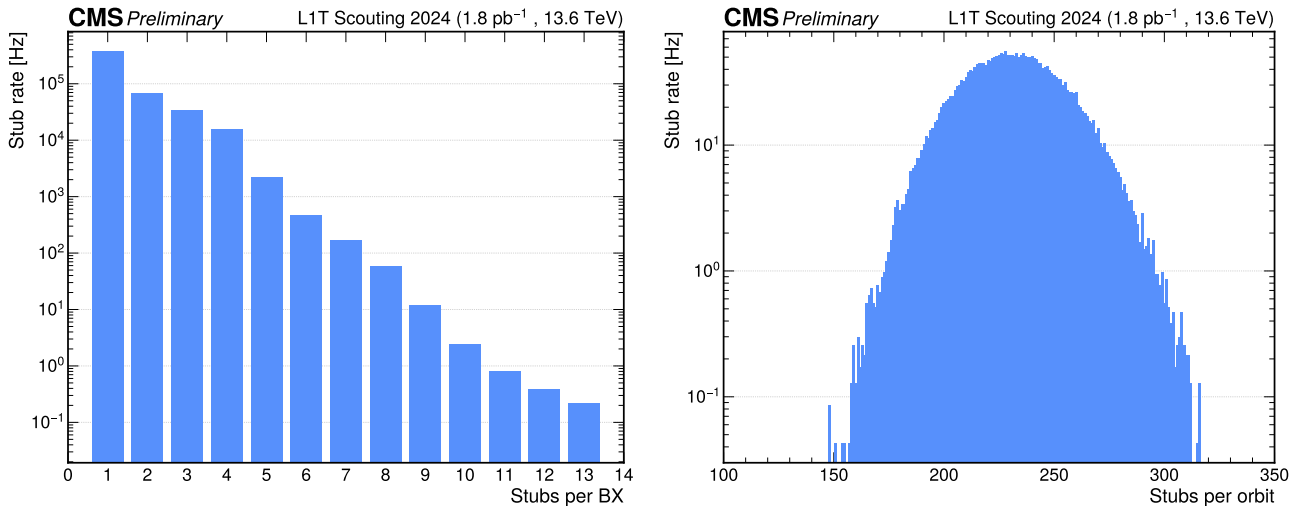


Figura 3.2: Stubs multiplicity per BX (sinistra), Stubs multiplicity per orbit (destra)

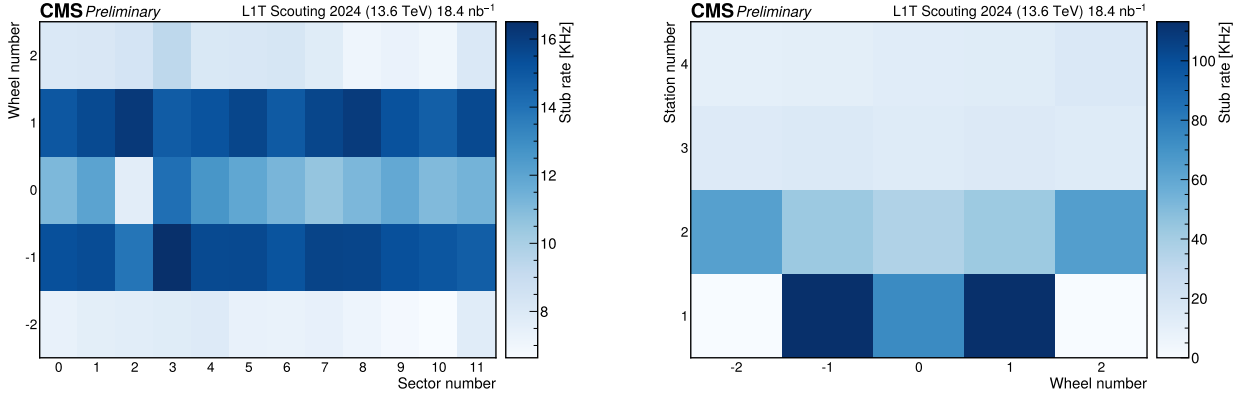


Figura 3.3: Distribuzione stubs nel corpo di CMS come grafico bidimensionale

Infine viene rappresentata la distribuzione spaziale di stubs nel corpo di CMS in Figura 3.3 per verificare se vi sono anomalie nel sistema di acquisizione dati. Come specificato in Sezione 2.2 e Figura 2.2, CMS è formato da cinque ruote (*wheel*), ognuna suddivisa in dodici settori (*sector*) a loro volta contenenti quattro stazioni (*station*). Convenzionalmente le wheel sono nominate da -2 a 2, dove 0 rappresenta la ruota in corrispondenza al punto di collisione dei protoni (origine degli assi), i sector sono nominati da 0 a 11 e le stazioni da 1 a 4. La Figura 3.3 mostra quindi la distribuzione spaziale delle stubs: nel grafico di sinistra notiamo una più alta densità di stubs nelle wheel ± 1 , mentre una minore porzione di eventi vengono raccolti nelle wheel ± 2 . Questo è dovuto al fatto che in corrispondenza di queste wheel ci troviamo nella regione ad alta pseudorapidità e per tanto vicini alla regione di *overlap*: gli eventi in questa regione è probabile che vengano raccolti dal OMTF e dunque parzialmente schermati al BMTF. Nella figura di destra invece notiamo una maggiore densità in corrispondenza della prima stazione per le wheel ± 1 , mentre vi è una completa assenza di eventi nella stessa stazione per le wheel ± 2 . Questo difetto è attualmente noto e si verifica poiché stubs in questa stazione vengono raccolte solamente dal sistema di tracking dell'overlap, non venendo lette dal BMTF.

3.2 Validazione candidati muoni del BMTF

Il passo successivo nella catena di identificazione dei muoni viene eseguito dal sistema di tracking che ricostruisce la traccia del *candidato* muone a partire dalle informazioni inoltrate dalle schede TwinMux. In questo studio verranno considerate solo le tracce di muoni nella zona di barrel, pertanto l'analisi verrà eseguita sulle informazioni nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 1.2$: come già specificato nella

Tabella 3.1: Descrizione dei parametri assegnati dal TwinMux a ciascuna stub

Parameter	Bits	Range	Description
ϕ	12	$[-2048, 2047]$	Relative position of a segment inside a sector
ϕ_b	10	$[-512, 511]$	Bending angle
<i>quality</i>	3	$[0, 7]$	Number of superlayers used to construct the stub
η hits	7	"pattern"	Each bit corresponds to one chamber area
			0 : no hit (less than 3 SL hits) 1 : hit (3 or 4 SL hits)
η quality	7	"pattern"	Each bit corresponds to one chamber area
			0 : 3 SL hits 1 : 4 SL hits

Sezione 2.2.2 il Barrel Muon Track Finder è il sistema che si occupa della ricostruzione delle tracce in questa regione.

Il BMTF implementa specifici algoritmi via hardware che permettono di convertire efficacemente le stubs generate delle schede TwinMux in candidati muoni. Dalla Tabella 3.1, ogni stub possiede informazioni spaziali e di qualità assegnate dal sistema TwinMux: in particolare 12 bit sono riservati alle coordinate ϕ , 10 bit all'angolo di inclinazione ϕ_b e 3 bit alla qualità della stub. Inoltre sono riservati 7 bit per i segnali rilevati per regione di η e 7 per la qualità di η . Di seguito verrà discusso del sistema di tracking che utilizzano le schede BMTF per ricostruire la traccia del candidato muone e del sistema di *emulazione* di CMS via software che permette, attraverso specifici parametri, di emulare i risultati ottenuti via hardware e viceversa.

3.2.1 Ricostruzione hardware dei muoni

La ricostruzione delle tracce di muoni via hardware a CMS si sviluppa principalmente in tre step:

- Propagazione dei parametri delle tracce ricevute dal sistema di TwinMux;
- Ricerca di segnali vicini compatibili con la traccia;
- Aggiornamento dei parametri di ricostruzione utilizzando *Kalman filter* [11]

Questo algoritmo, inventato da R.E. Kalman nel 1960, consente di descrivere ricorsivamente lo stato di un sistema dinamico, minimizzando il rumore e l'incertezza delle misurazioni: questo lo rende un'ottima scelta negli algoritmi di ricostruzione, in particolare a CMS [12]. L'algoritmo di ricostruzione che usa Kalman filter è in funzione in CMS dal 2018 ed è stato rinominato kBMTF.

Nel dettaglio, il vettore di stato $x_n = (k, \phi, \phi_b)$ rappresenta i parametri della traccia ad ogni stazione; definiamo $k = q/p_T$, dove q è la carica del muone in esame e p_T il momento trasverso. Il sistema di tracking utilizzato con il Kalman filter considera inizialmente le stubs nelle stazioni più esterne, propagando la traccia verso l'interno del CMS usando la seguente equazione:

$$x_n = F x_{n-1} \quad (3.1)$$

Dove F è una matrice che descrive la geometria e l'intensità del campo magnetico del detector in ogni stazione. Dopo di che la stub più vicina viene identificata, $z_n = (\phi, \phi_b)$ e quindi il vettore di stato viene aggiornato, \bar{x}_n e viene calcolato il residuo r_n tra il vettore di stato x_n e la stub z_n :

$$r_n = z_n - H x_n = \begin{pmatrix} \phi \\ \phi_b \end{pmatrix}_n - \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k \\ \phi \\ \phi_b \end{pmatrix}_n \quad (3.2)$$

$$\bar{x}_n = x_n + G r_n \quad (3.3)$$

Dove G è la matrice di Gain (Kalman Gain Matrix) e dipende dalle incertezze della previsione della misurazione: se la misurazione ha basso rumore allora il guadagno sarà alta, mentre se il rumore è alto il guadagno sarà basso. Senza entrare nel dettaglio della costruzione della matrice di Gain, si intuisce che questa dipende dalla matrice di covarianza alla iterazione n . Dando solo la definizione, la matrice di covarianza è la seguente:

$$P_n = F P_{n-1} F^T + Q(k, x/X_0) \quad (3.4)$$

Se nello stesso BX ci sono più tracce di muoni il Kalman filter considera solamente la traccia con χ^2 minore, minimizzando quindi l'errore quadratico medio [11]

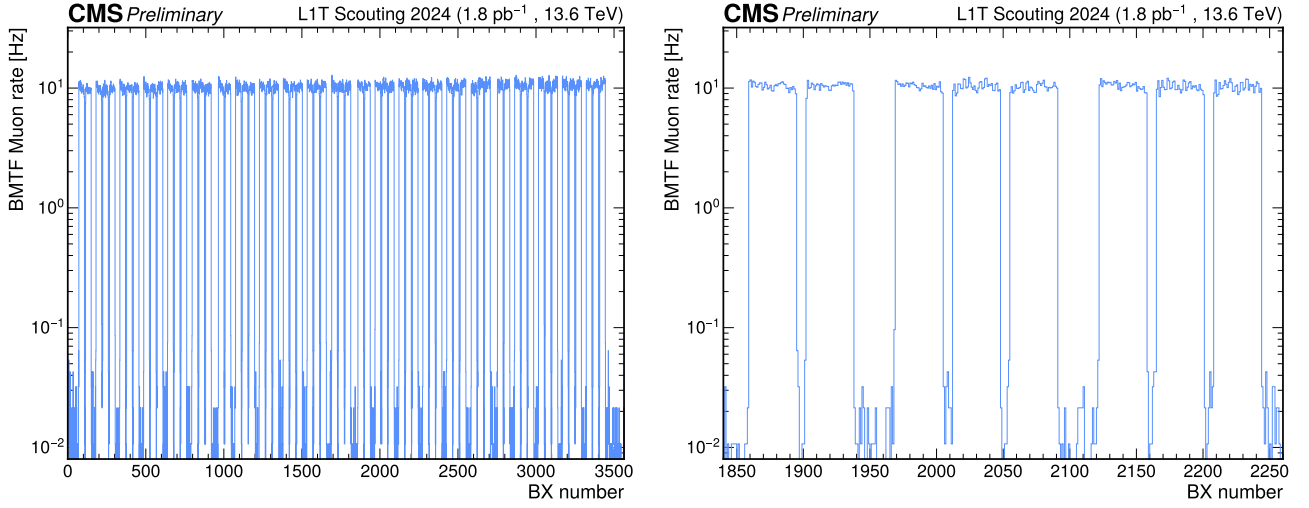


Figura 3.4: Filling Scheme dei candidati muoni emulati dal CMSSW

3.2.2 Ricostruzione software dei muoni

Il Kalman filter è quindi un algoritmo che viene applicato per la ricostruzione di muoni nella catena di Trigger e per tanto deve soddisfare i requisiti di latenza richiesti dal Trigger, oltre che i limiti di banda di archiviazione. Questo non permette il passaggio di dati a risoluzione massima di alcune quantità forzando il sistema a troncare, o approssimare, le informazioni dei candidati muoni. Il sistema di emulazione del kBMTF permette quindi una analisi più fine rispetto alla analisi online, evitando le limitazioni introdotte dal sistema di Trigger. Il software utilizzato per l'emulazione del Kalman filter è chiamato CMS Software (CMSSW) e permette ricavare informazioni circa il momento trasverso p_T , angolo azimutale ϕ e pseudorapidità η , e qualità, oltre che altri parametri.

In questa sezione verranno studiati i grafici di occupazione e di molteplicità dei candidati muoni emulati dal software di CMS, verificando quindi le differenze rispetto ai grafici della Sezione 3.1.

In Figura 3.4 viene mostrato il filling scheme nei 3564 Bunch Crossing. Notiamo un minor rate di eventi rispetto a quello mostrato in Figura 3.1 in quanto questo filling scheme rappresenta i *candidati muoni*, costruiti a partire dalle stubs delle schede TwinMux e non tutte le stubs sono associate a muoni. Ciò è reso visibile nella Figura 3.5 sulla sinistra: la maggior parte dei BX presenta un numero nullo di muoni. Inoltre, il numero di BX contenenti un numero non nullo di muoni sembra decrescere esponenzialmente all'aumentare della molteplicità, come d'altronde succedeva per le stubs in figura 3.2

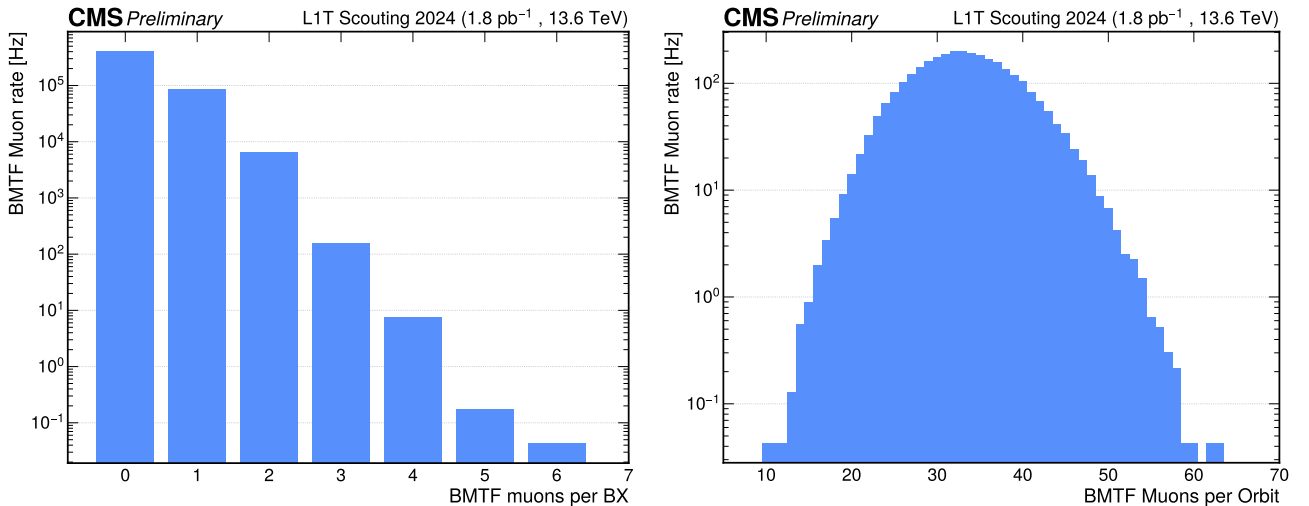


Figura 3.5: Molteplicità dei candidati muoni emulati dal CMSSW per BX (sinistra) e per orbita (destra)

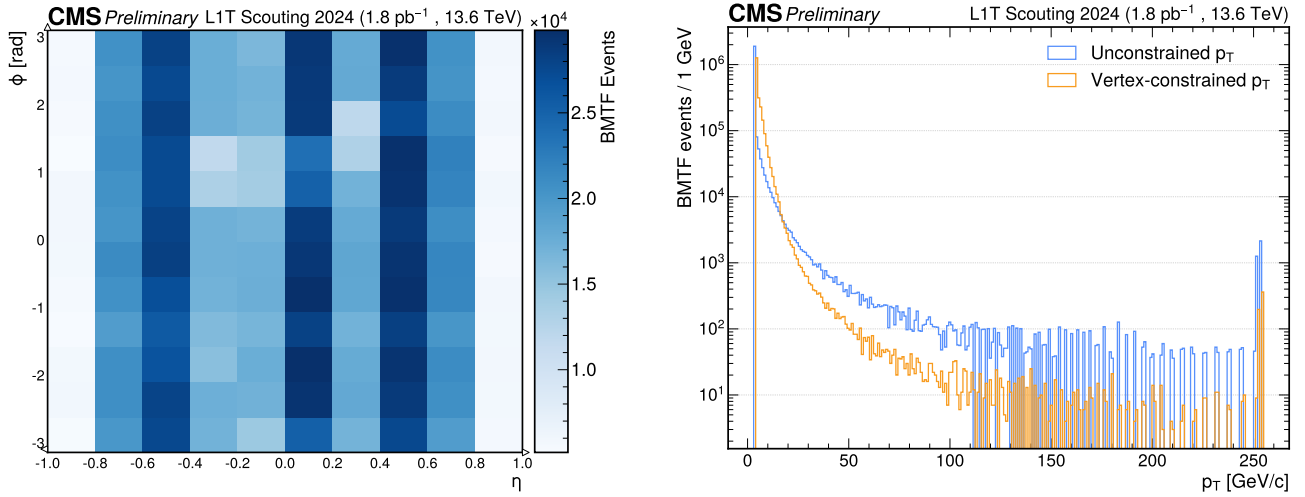


Figura 3.6: Distribuzione dei candidati muoni come grafico bidimensionale in η e ϕ (sinistra), distribuzione del momento trasverso unconstrained e vertex-constrained (destra)

Sempre in Figura 3.5, sulla destra è mostrata la distribuzione in scala logaritmica dei candidati muoni per orbita: notiamo che la distribuzione è sempre gaussiana, centrata a circa 30 muoni ma, rispetto a quanto mostrato nella sezione precedente, vi è una asimmetria della curva che la rende inclinata positivamente, mentre la distribuzione in Figura 3.2 è simmetrica.

Il candidato muone ricostruito a partire dall'algoritmo kBMTF, come anche quello emulato dal CMS-SW, possiede informazioni sulla posizione spaziale nelle coordinate di CMS: viene quindi assegnato un valore η ed un valore ϕ ad ogni candidato muone. In Figura 3.6, sulla sinistra, è rappresentata la distribuzione bidimensionale di eventi nelle due coordinate per verificare la conformità dei rilevatori in ϕ ed η . È evidente che lungo il piano $\eta = k$, con k una costante, non vi siano particolarità: come ci si aspetta essendo il sistema a simmetria cilindrica la distribuzione degli eventi è costante. Si nota però una notevole asimmetria lungo $\phi = k$: ciò è dovuto alla geometria del rivelatore CMS. Come evidenziato in Figura 2.2 (destra), tra le wheel vi sono degli spazi in cui non sono presenti rilevatori, pertanto vi sarà una minore densità di eventi rilevati in queste zone. Inoltre per $|\eta| > 1$ ci si trova nella regione di overlap, dove le stubs delle schede TwinMux potrebbero essere inviate ai rilevatori OMTF piuttosto che a quelli BMTF, e quindi non contenuti nei dati a disposizione.

Un'altra delle informazioni ricavate dall'algoritmo kBMTF è il momento del muone. In particolare vengono calcolati dal sistema due diversi tipi di momento trasverso: un momento trasverso *unconstrained*, p_T^μ e uno *vertex-constrained*, p_T . In Sezione 3.2.1 è stato detto che il Kalman filter esegue il tracking del muone a partire dalle stubs delle stazioni più esterne verso quelle interne: supponendo di porre nell'origine la posizione di collisione del fascio di protoni, si può considerare questa coordinata come punto finale della propagazione dell'algoritmo di Kalman, introducendo quindi un grado di libertà aggiuntivo, ottenendo una maggiore precisione: in questa ipotesi il kBMTF calcola il momento *vertex-constrained*.

Questa ipotesi non è però corretta, vi sono fluttuazioni non note sul punto di collisione del fascio di protoni e per tanto si può decidere di non considerare l'origine come un grado di libertà aggiuntivo dell'algoritmo. In tal caso il Kalman filter calcolerà il momento *unconstrained*. Figura 3.6 mostra la distribuzione del momento vertex-constrained e unconstrained dei candidati muoni. È interessante notare un maggiore riempimento dei bin ad alto p_T e p_T^μ : questo è dovuto al fatto che tutti gli eventi con un momento maggiore di 255 GeV/c vengono racchiusi in un bin di *overflow* che raccoglie in un unico bin tutti gli eventi oltre questa soglia massima.

3.3 Confronto tra Global Muon Trigger e kBMTF

In questa sezione verrà effettuato il confronto tra i candidati muoni emulati del BMTF, che presentano quindi una risoluzione elevata, e i muoni ottenuti dalla catena di Trigger dal sistema di Data Scouting

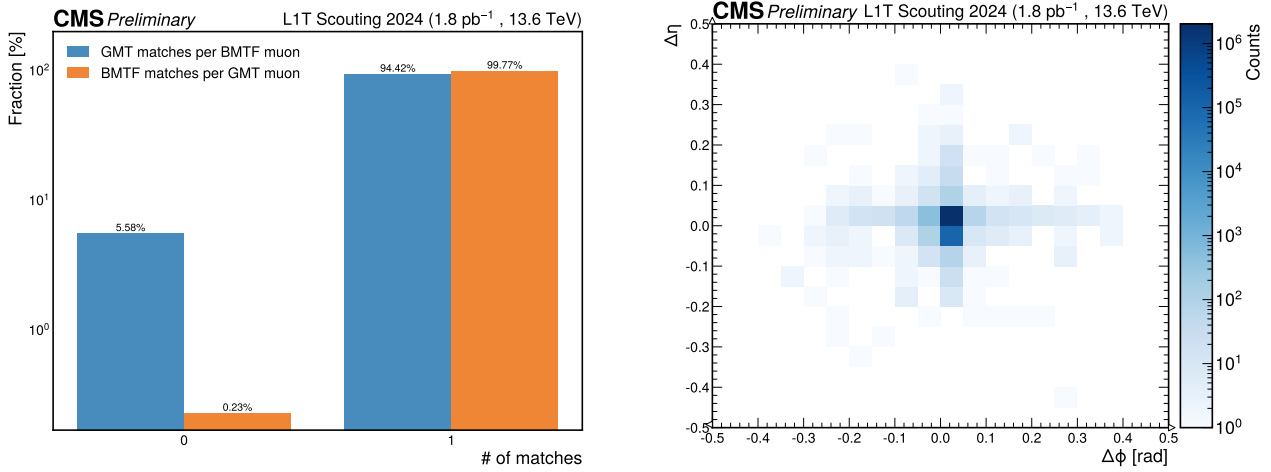


Figura 3.7: Percentuale di eventi con e senza match per primo e secondo metodo (sinistra), distribuzione della distanza nel piano $\Delta\phi - \Delta\eta$ degli eventi del secondo metodo con match (destra)

del GMT, validando la corrispondenza tra essi a partire dalle loro caratteristiche spaziali e verificando che queste rientrino in determinati criteri di match.

Il criterio utilizzato per verificare il *match* tra un candidato muone emulato e un muone del GMT è studiare la distanza dei due muoni nel piano $\phi - \eta$, ovvero:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (3.5)$$

Dove $\Delta\phi = \phi_{\text{BMTF}} - \phi_{\text{GMT}}$ e $\Delta\eta = \eta_{\text{BMTF}} - \eta_{\text{GMT}}$. Un buon criterio di match è definito dalla condizione $\Delta R < 0.4$, nonostante per analisi più accurate il match sarebbe stabilito da $\Delta R < 0.1$.

In particolare è possibile applicare la condizione di match in due modi diversi. Il primo metodo consiste nel fissare un candidato muone del BMTF in un determinato BX, calcolando la distanza ΔR tra esso e tutti i muoni del GMT nel corrispondente BX, applicando la condizione di match e scegliendo la coppia che minimizza la distanza.

Il secondo metodo invece verifica il match isolando un muone del GMT e calcolando la distanza dai corrispondenti candidati muoni emulati del BMTF, applicando la condizione di match in modo che la distanza della coppia venga minimizzata.

Applicando entrambi i metodi, come mostrato in Figura 3.7, la percentuale di eventi senza match per il primo metodo è 5.58%, molto più elevata rispetto al secondo metodo che corrisponde allo 0.23%. La spiegazione della discrepanza tra i due metodi è che, ricordando che per costruzione dei dati in questo studio vengono considerate solamente le informazioni provenienti dalla regione di barrel, nel primo caso solamente 108 candidati muoni vengono inviati al GMT, come sottolineato nella Sezione 2.2.2, per tanto non tutti i candidati muoni del BMTF sono passati dal GMT. Ovvero in un determinato BX il sistema di Trigger potrebbe aver scartato i candidati muoni del BMTF preferendo quelli del OMTF o EMTF, generando un evento senza match.

Al contrario nel secondo caso, tutti i muoni del GMT provengono dal BMTF per costruzione, dunque ci si aspetta una percentuale di eventi senza match molto bassa, come effettivamente è verificato.

In Figura 3.7 a destra viene mostrata la distribuzione bidimensionale delle distanze nel piano $\Delta\phi - \Delta\eta$ confrontando il match dei candidati muoni del BMTF con i muoni del GMT (secondo metodo). Notiamo che la distribuzione di questi eventi presenta un picco nell'origine del piano: ciò suggerisce un buon accordo tra i muoni del GMT e i candidati muoni emulati del BMTF.

3.3.1 Studio della matching efficiency

È possibile estendere il confronto tra i due metodi verificando la *matching efficiency* dei candidati muoni del BMTF e del GMT in funzione del momento vertex-constrained. Estraeendo quindi l'infor-

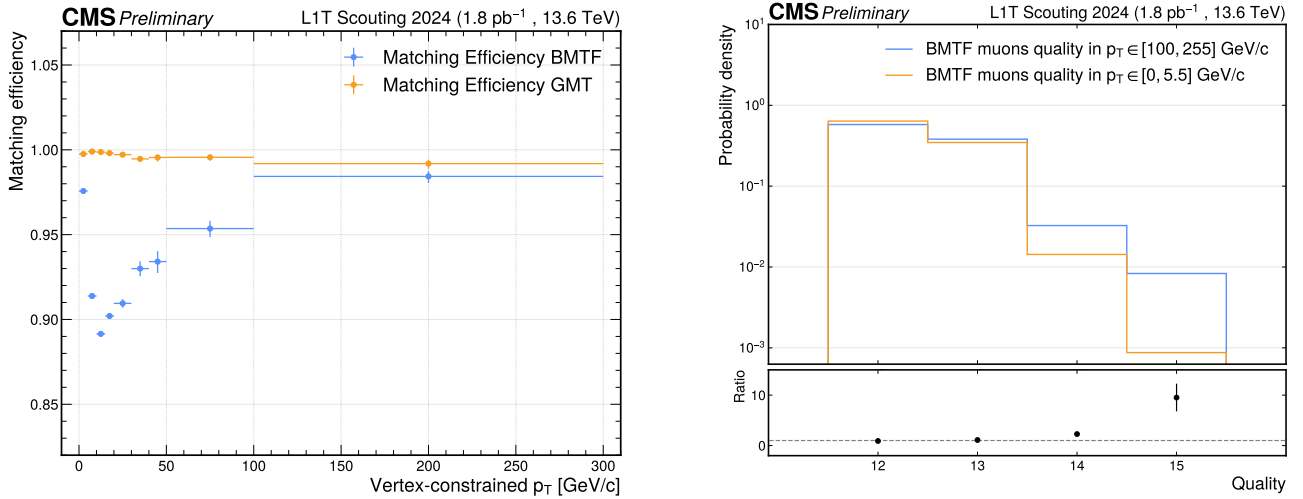


Figura 3.8: Matching efficiency in funzione del vertex constrained p_T per il primo metodo (BMTF) e il secondo (GMT) (sinistra), distribuzione della qualità per candidati muoni del BMTF nell'intervallo $p_T \in [0, 5.5]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (destra)

mazione sul momento di ogni muone con match per entrambi i metodi è possibile ottenere il grafico in Figura 3.8 sulla sinistra, che mostra la matching efficiency in funzione del momento vertex-constrained. Questa corrisponde, per entrambi i metodi, al rapporto tra muoni con match e muoni totali in funzione di p_T , dove i muoni con match sono un sottoinsieme dei muoni totali. Questo è pertanto un processo binomiale: per calcolare intervalli di confidenza di distribuzioni di questo tipo in fisica delle particelle viene spesso utilizzato il metodo di *Clopper-Pearson* in quanto per dati discreti e campioni piccoli è più accurato. La larghezza dell'intervallo di confidenza fornita dal metodo Clopper-Pearson può essere vista come un'indicazione dell'incertezza totale sulla stima di match.

Notiamo che la matching efficiency dei candidati muoni del BMTF (primo metodo) presenta una decrescita esponenziale a momenti p_T molto bassi, seguiti da una crescita logaritmica per momenti maggiori. Questo fenomeno è spiegato dal modo in cui il sistema di Trigger decide di selezionare un evento del BMTF, inviandolo al GMT: muoni con un momento molto elevato sono indice di fenomeni interessanti in quanto spesso associati a processi di produzione di particelle massive, come bosoni di Higgs, e pertanto ad essi è spesso associata una qualità maggiore. Ciò però non è sempre vero in quanto un muone con un momento (p) troppo elevato è difficilmente ricostruibile dal sistema di tracking, in quanto la carica (q) di un muone viene dedotta a partire dalla direzione di curvatura del muone nel campo magnetico (B) secondo la relazione di Lamor:

$$r = \frac{p}{qB} \quad (3.6)$$

e quindi un momento elevato implica un raggio di curvatura elevato che è difficilmente ricostruibile dal sistema di tracking. È quindi possibile che muoni con un momento molto elevato non vengano inviati al GMT, producendo un evento senza match. Allo stesso modo eventi con un momento ridotto sono ricostruiti molto bene a partire dall'Equazione 3.6, ma sono generalmente indice di fenomeni poco interessanti. Il comportamento della matching efficiency in queste regioni di momento è presumibilmente indice che il sistema di Trigger favorisce i muoni derivanti dal sistema di tracking della regione dell'Overlap o dell'Endcap piuttosto che quelli del Barrel.

Al contrario, come ci si aspetta, la matching efficiency per muoni del GMT (secondo metodo) risulta essere quasi costante e vicina ad 1, in quanto quasi tutti i muoni del GMT hanno un match con un candidato muone del BMTF, come illustrato nella Sezione 3.3.

È possibile caratterizzare ulteriormente la matching efficiency in funzione del momento, studiando la distribuzione di qualità e di η dei muoni in determinati intervalli di momento. Figura 3.8 a destra rappresenta le distribuzioni di qualità degli eventi negli intervalli di momento $p_T^l \in [0, 5.5]$ GeV/c

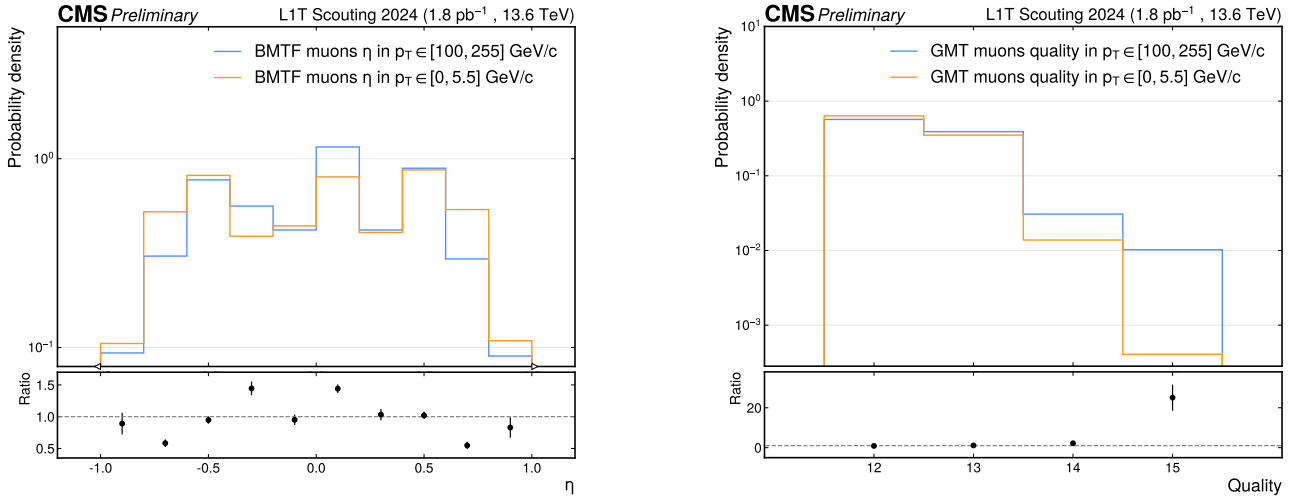


Figura 3.9: Distribuzione della qualità per candidati muoni del BMTF nell'intervallo $p_T \in [0, 5.5]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (destra), distribuzione di qualità per muoni del GMT negli stessi intervalli

e $p_T^h \in [100, 255]$ GeV/c. Si nota come le due distribuzioni non corrispondano e che p_T^h presenti una maggiore probabilità di eventi a qualità elevate. In particolare, definendo il rapporto delle due distribuzioni di qualità, si nota come questo valga 9.5 ± 2.7 a qualità 15. Ciò significa che se un muone ha qualità alta è mediamente quasi 10 volte più probabile che abbia momento elevato. L'incertezza del rapporto è stata calcolata propagando gli errori delle due distribuzioni binomiali.

Rimanendo sempre nello stesso intervallo di momento è possibile studiare anche la distribuzione in η dei muoni del BMTF, come illustrato in Figura 3.9 a sinistra. Anche in questo caso le distribuzioni nei due intervalli non coincidono ed in particolare, studiando nuovamente il rapporto si nota una maggiore densità di probabilità di eventi a basso momento ad elevata η e viceversa una maggiore densità di eventi ad elevato momento nella regione a basso η .

Questo implica che un muone con momento ridotto ha maggiori probabilità di trovarsi in una regione a elevato valore di η , mentre un muone con momento elevato è più probabile che si trovi in una regione a basso valore di η .

Fino ad ora sono stati caratterizzati i muoni del BMTF con match relativi alla matching efficiency in Figura 3.8. Notiamo però sempre in Figura 3.8 che la matching efficiency dei muoni del GMT non è veramente costante in funzione del momento e in particolare la maggior parte degli eventi senza match risiede nella regione a p_T elevato. È quindi possibile cercare di caratterizzare questo fenomeno

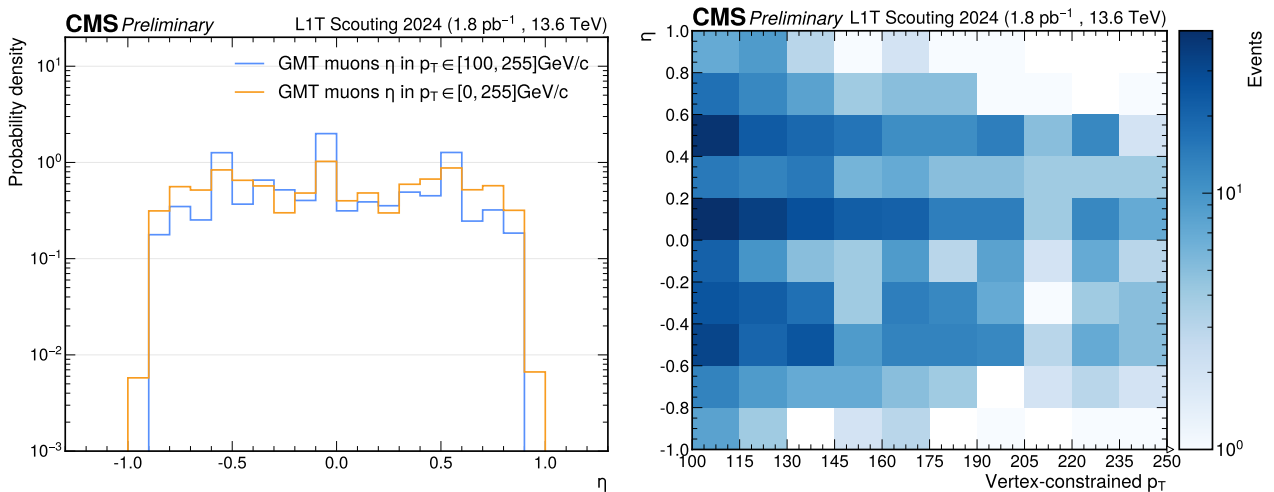


Figura 3.10: Distribuzione dei muoni del GMT (primo metodo) in η nell'intervallo $p_T \in [0, 255]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (sinistra), distribuzione bidimensionale dei muoni del GMT in η e p_T (destra)

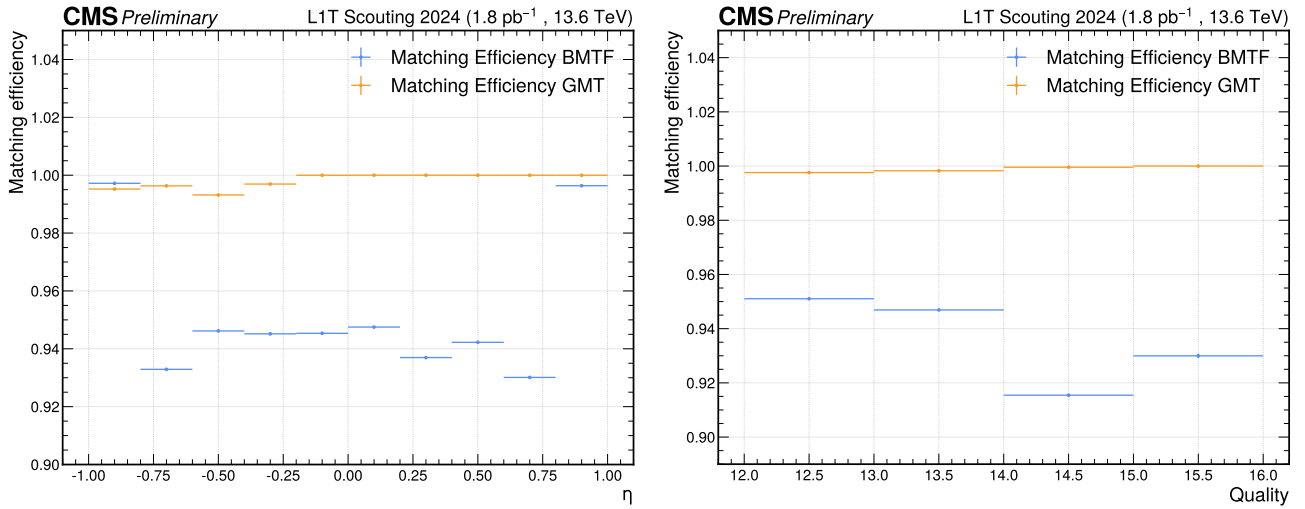


Figura 3.11: Matching efficiency dei muoni del BMTF e del GMT in funzione di η (sinistra) e della qualità (destra)

verificando, come fatto per i muoni del BMTF, la distribuzione della qualità e di η negli stessi intervalli p_T^h e p_T^l . Questo viene illustrato in Figura 3.9 sulla destra dove si nota, come succedeva per i muoni del BMTF, una maggiore densità di eventi ad elevato momento alla qualità 15; in questo caso il rapporto tra le due distribuzioni a qualità elevata risulta essere 25 ± 6 , ovvero un muone con qualità elevata è mediamente 25 volte più probabile avere un momento molto elevato.

Per indagare ulteriormente la diminuzione della matching efficiency relativa ai muoni del GMT si studia la densità di probabilità in η dei muoni negli intervalli $p_T^h \in [100, 255]$ GeV/c e $p_T^l \in [0, 255]$ GeV/c. Questo viene illustrato in Figura 3.10 sulla sinistra dove si nota un comportamento simile a quanto visto per i muoni del BMTF con una maggiore densità di eventi a momento ridotto nelle regioni ad elevato valore di η . Si notano inoltre regioni con una maggiore densità di eventi a momento elevato, oltre che una densità nulla di questi muoni nella regione $|\eta| > 0.9$. La spiegazione di quest'ultimo fenomeno è intuibile in Figura 3.10 sulla destra, dove viene studiata la distribuzione di muoni con momento nell'intervallo p_T^h in tutto il piano η . Qui si nota come nella regione $|\eta| > 0.9$ ci siano sempre meno eventi all'aumentare del momento: questo suggerisce che generalmente vi siano pochi muoni in questa regione in quanto possibilmente vengono favoriti dal sistema di Trigger gli eventi provenienti dai sistemi OMTF e EMTF. Ciò spiega almeno in parte la diminuzione della matching efficiency a momenti elevati per muoni del GMT.

Viene infine studiata la matching efficiency dei candidati muoni del BMTF e del GMT in funzione di η e della qualità, come illustrato in Figura 3.11. Sulla sinistra in arancione è mostrata la matching efficiency in funzione di η dei muoni del GMT con match nei muoni del BMTF: notiamo una distribuzione costante per regioni di η positive, e una leggera diminuzione per regioni di η negative. In blu è invece mostrata la matching efficiency di muoni del BMTF con match in muoni del GMT: notiamo qui una maggiore matching efficiency nelle regioni con $|\eta| > 0.9$ e una generalmente più bassa altrove. Questo fenomeno è difficilmente spiegabile con i dati a disposizione: potremmo supporre che il sistema di Trigger favorisca i muoni del BMTF nelle regioni ad elevato η , seppur questi eventi siano in numero minore come mostrato in Figura 3.6 sulla destra. A rafforzare questa ipotesi è noto che i muoni rilevati dal BMTF hanno di base una qualità maggiore rispetto a quelli del OMTF e EMTF, ma senza informazioni su questi due sistemi di tracciamento non possiamo affermare se questa ipotesi è veramente corretta.

Sulla destra invece è mostrata la matching efficiency in funzione della qualità dei muoni: come ci si aspetta per i muoni del GMT questa è quasi costante, in particolare si nota una leggera crescita all'aumentare della qualità e ciò è spiegabile dal momento che muoni con una qualità maggiore è più probabile che vengano inviati al GMT, generando un match. Per i muoni del BMTF la matching efficiency sembra diminuire al crescere della qualità, ma anche questo fenomeno sembra difficilmente spiegabile con le informazioni a disposizione.

Capitolo 4

Ricerca Heavy Stable Charged Particles

4.1 Ricerca di Nuova Fisica al CMS

Proposto inizialmente nel 1961 da Sheldon Glashow, e raffinato da Steven Weinberg e Abdus Salam nel 1968, il Modello Standard (SM) descrive le tre interazioni (Forte, Debole ed Elettromagnetica) che agiscono tra le particelle fondamentali che costituiscono la materia. Il beneficio di avere un frame completo come il Modello Standard risiede nella capacità di prevedere il comportamento di particelle subatomiche conoscendo la struttura teorica alla base. Una delle maggiori conquiste dello SM è la scoperta del bosone di Higgs, teorizzato per la prima volta da Higgs nel 1964 e rilevato a CMS nel 2012.

Nonostante negli ultimi 50 anni molte siano le conferme sperimentali del Modello Standard, ci sono fenomeni che non possono essere spiegati esaurientemente dallo stesso e questo suggerisce la presenza di fisica oltre il Modello Standard (BSM).

Diversi modelli di fisica oltre il Modello Standard suggeriscono la presenza di particelle cariche *longeve* con masse di svariate centinaia di GeV/c^2 , chiamate Heavy Stable Charged Particles (HSCPs). I modelli prevedono la presenza di due principali categorie di HSCPs: di tipo *leptonico* o di tipo *adronico*. Generalmente questi ultimi sono chiamati adroni-R (R-hadrons) [9].

Come gli adroni, gli adroni-R possono subire fenomeni di scattering da parte dei nuclei del materiale di cui sono formati i detector (scattering adronici). I modelli teorici suggeriscono le principali firme sperimentali delle HSCPs sono una anormale perdita di energia per unità di lunghezza $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ e un maggiore tempo di volo (ToF) rispetto a particelle standard [8], riconducibili ad una velocità molto minore rispetto alla velocità della luce ($\beta < 1$). Inoltre le HSCPs sono particelle estremamente penetranti, ciò indica che queste si comportino come muoni e per tanto possano essere rilevate nelle camere muoniche.

Essendo inoltre particelle cariche con un elevato tempo di vita medio (maggiore di 1ns) sono in grado di attraversare i rilevatori prima di decadere, producendo una traccia di ionizzazione nei detector..

Prima della Phase 1 al CMS era implementato un sistema di trigger specifico per la ricerca di particelle massive con un lungo tempo di volo e una velocità molto minore della velocità della luce. Ciò era possibile in quanto, con una minore luminosità, vi era mediamente una collisione ogni 50ns. Con la Phase 1 e quindi con un aumento della luminosità istantanea, ovvero un minore tempo di Bunch Crossing (uno ogni 25ns) il sistema di trigger per particelle esotiche è stato rimosso [8]

Capitolo 5

Conclusioni

Bibliografia

- [1] The CMS Phase-1 Pixel Detector Upgrade. *JINST*, 16(02):P02027, 2021.
- [2] R Bailey and Paul Collier. Standard Filling Schemes for Various LHC Operation Modes. Technical report, CERN, Geneva, 2003.
- [3] CMS Collaboration. The phase-2 upgrade of the cms data acquisition and high level trigger. Technical report, 2021.
- [4] Cms Collaboration et al. The cms experiment at the cern lhc. *Journal of instrumentation*, 3(August 2008):1–334, 2008.
- [5] Nicolò Lai. Barrel muon track reconstruction with deep learning for Level-1 trigger data scouting in the CMS experiment. 2023.
- [6] Nicolò Lai. Anomaly detection on trigger-less muon data streams. 2023.
- [7] J. G. Layter. *The CMS muon project: Technical Design Report*. Technical design report. CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [8] Giovanni Mocellin. Heavy stable charged particles at lhc with the cms detector: search and results for a trigger implementation. 2017.
- [9] Loïc Quertenmont. *Search for Heavy Stable Charged Particles with the CMS detector at the LHC*. PhD thesis, Louvain U., 2010.
- [10] Albert M Sirunyan, Armen Tumasyan, Wolfgang Adam, Federico Ambrogi, Bernhard Arnold, Herbert Bergauer, Thomas Bergauer, Marko Dragicevic, J Ero, A Escalante Del Valle, et al. Performance of the cms level-1 trigger in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ tev. *Journal of Instrumentation*, 15(10), 2020.
- [11] Sioni Summers and Andrew Rose. Kalman Filter track reconstruction on FPGAs for acceleration of the High Level Trigger of the CMS experiment at the HL-LHC. *EPJ Web Conf.*, 214:01003, 2019.
- [12] G Welch. An introduction to the kalman filter. 1995.