



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 rilevatori di CMS | 5 |
| 2.2.2 Sistema di trigger | 6 |
| 2.3 La Phase 2 di CMS | 7 |
| 2.4 Data Scouting | 8 |
| 3 Proprietà dei candidati muoni | 11 |
| 3.1 Validazione delle trigger superprimitives | 11 |
| 3.2 Validazione candidati muoni del BMTF | 13 |
| 3.2.1 Ricostruzione hardware dei muoni | 14 |
| 3.2.2 Ricostruzione software dei muoni | 15 |
| 3.3 Confronto tra Global Muon Trigger e kBMTF | 17 |
| 3.3.1 Studio della matching efficiency | 18 |
| 4 Nuova Fisica a CMS | 21 |
| 4.1 Ricerca di Heavy Stable Charged Particles a CMS | 22 |
| 4.1.1 Studio preliminare delle proprietà delle particelle lente | 23 |
| 5 Conclusioni | 29 |

Abstract

Dalla primavera del 2024 a CMS è 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. Si utilizzeranno i 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 beta non vicino ad 1.

Capitolo 1

Introduzione

Negli ultimi decenni la fisica delle particelle ha compiuto grossi passi avanti nella ricerca dei costituenti fondamentali della materia, arrivando ad una più profonda comprensione delle interazioni che governano il mondo che ci circonda. Grazie ad esperimenti condotti negli acceleratori di particelle, come il Large Hadron Collider, LHC, al CERN, si sono ottenute conferme sperimentali del Modello Standard, arrivando al giorno d'oggi all'esplorazione di Nuova Fisica, ovvero la ricerca di conferme di teorie al di fuori della comprensione teorica attuale.

In questo contesto, i muoni giocano un ruolo cruciale nei principali esperimenti effettuati nel LHC, nello specifico a CMS: queste particelle, simili agli elettroni ma con una massa circa 200 volte maggiore, si distinguono per la capacità di attraversare strati di materiale del detector senza subire una significativa perdita di energia per unità di lunghezza. I muoni sono perciò largamente utilizzati per la rilevazione di fenomeni interessanti derivanti dalle collisioni di protoni in LHC: per questo motivo la rilevazione e la ricostruzione dei muoni è un processo di fondamentale importanza a CMS.

In questo studio sono presentate le proprietà dei candidati muoni ottenuti direttamente dal sistema di Trigger di primo livello a CMS, noto come L1T. Il sistema di Trigger riceve eventi ad un rate di 40MHz derivanti dalle collisioni di protoni, e ha lo scopo di ridurre il volume di informazioni, mantenendo solamente quelle interessanti. È discusso nel Capitolo 2 come la selezione di eventi fisici da parte del sistema di Trigger introduca un bias, ovvero un pregiudizio sui dati, dal momento che vengono mantenuti solamente gli eventi con caratteristiche compatibili con le leggi fisiche note, mascherando possibili informazioni che potrebbero portare a segni di fisica Oltre il Modello Standard. A questo scopo viene introdotto a CMS il sistema di Data Scouting nel L1T, ovvero un sistema che consente di raccogliere informazioni derivanti dalle collisioni direttamente dalla catena di Trigger, seppur con una minore risoluzione, lavorando parallelamente ad essa. Il sistema di Data Scouting nel L1T verrà implementato definitivamente a CMS con la *Phase 2*, in contemporanea all'upgrade di LHC, nominato High-Luminosity LHC. 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 è quindi presentato il Large Hadron Collider e il suo principale esperimento multifunzionale CMS. In particolare è presentato nel dettaglio il funzionamento delle camere muoniche e dei principali rilevatori che hanno la funzione di rilevazione dei muoni. È discusso inoltre il sistema di Trigger di CMS e della sua importanza nel filtrare i dati generati dalle collisioni. Sono inoltre discussi i miglioramenti che CMS subirà con la *Phase 2* che permetteranno una migliore ricostruzione dei muoni grazie ad un nuovo sistema di tracciamento direttamente nel Trigger Level 1 e infine è discussa la tecnica di Data Scouting introdotta con la *Run 3* nella catena di Trigger.

Nel Capitolo 3 sono presentati e validati i risultati del sistema di Data Scouting introdotto con la Run 3, verificando la conformità dei dati del sistema: è presentato uno studio approfondito sul confronto tra candidati muoni emulati in software del sistema di tracking della regione di barrel, e i muoni estratti dal sistema di Data Scouting nello step successivo della catena di Trigger, esaminandone le

differenze. Infine viene introdotta e studiata la *matching efficiency* tra i muoni emulati e quelli della catena di Trigger, espandendo quindi la validazione del sistema di Data Scouting in funzione di alcune caratteristiche dei muoni.

Nel Capitolo 4 sono introdotte le Heavy Stable Charged Particles, HSCP, ed è presentato l'algoritmo utilizzato per la ricerca di eventi compatibili con i modelli alla base della teoria mostrando anche i principali risultati ottenuti.

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

Capitolo 2

Il progetto LHC

Lo studio dei prodotti di collisione ad elevata energia negli acceleratori di particelle è di primaria importanza nella fisica delle interazioni fondamentali in quanto permette di scoprire la natura ed il comportamento delle particelle che formano l'universo. In questo capitolo è presentato l'acceleratore di particelle LHC e in particolare l'esperimento multifunzionale CMS, che ha lo scopo di rilevare particelle, principalmente muoni, generati dalla collisione di protoni o ioni pesanti. In questo studio sono esaminati i segnali derivanti dalle camere muoniche, in particolare dalla *regione di barrel* di CMS, ovvero dalla zona centrale dell'esperimento, descrivendo il funzionamento dei rilevatori presenti. Più brevemente, sono anche discussi i rilevatori nella *regione di overlap* e nella *regione di endcap* di CMS. Nel presente studio il sistema di Trigger muonico, che ha la funzione di filtrare i segnali provenienti dalle camere muoniche al fine di mantenere solamente gli eventi interessanti, è oggetto di studio approfondito, mentre non è discusso il sistema di Trigger calorimetrico, che invece ha lo scopo di selezionare eventi rilevanti nella regione delle camere adroniche.

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 attuale, 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 pacchetti di protoni, subiscono varie fasi di accelerazione, come mostrato in figura 2.1: 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 un'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 un'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. Ogni fascio è formato da al massimo 3564 pacchetti discreti distanti 25ns l'uno dall'altro; non tutti gli spazi del fascio vengono però occupati da pacchetti di protoni, risultando in *bunch crossing* non nella quale vi è assenza di collisioni. Il pattern con cui vengono immessi i protoni nel fascio è chiamato *filling scheme*.

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: molti sono gli ambiti di ricerca, dal verificare nuove teorie ricercando particelle esotiche al verificare la precisione testando i limiti teorici del Modello Standard. 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.

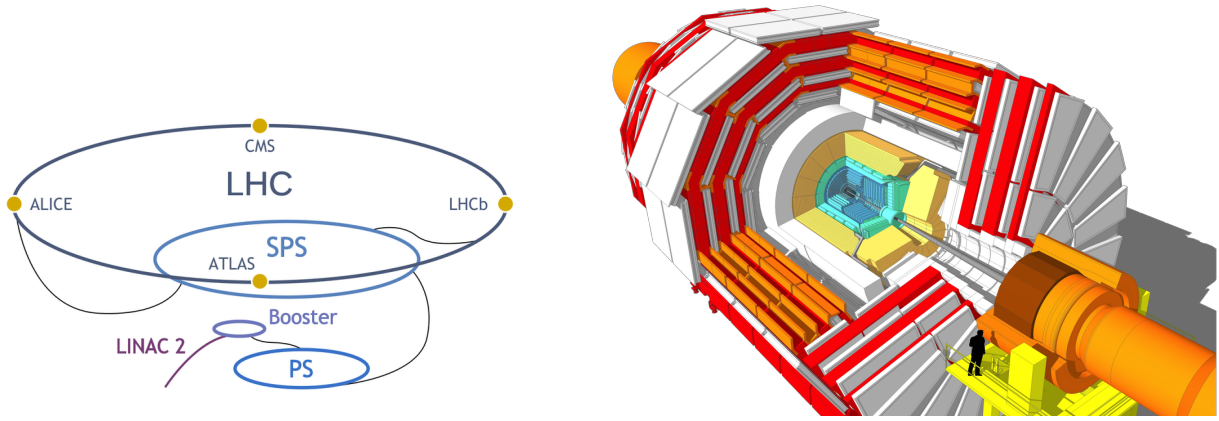


Figura 2.1: Struttura dell'LHC e dei suoi rivelatori nei punti di interazione (sinistra), CMS (destra)

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 circa 14 TeV [12]. 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 [2]. 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 [4]. 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

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 [5]. 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 [12] 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 [11].

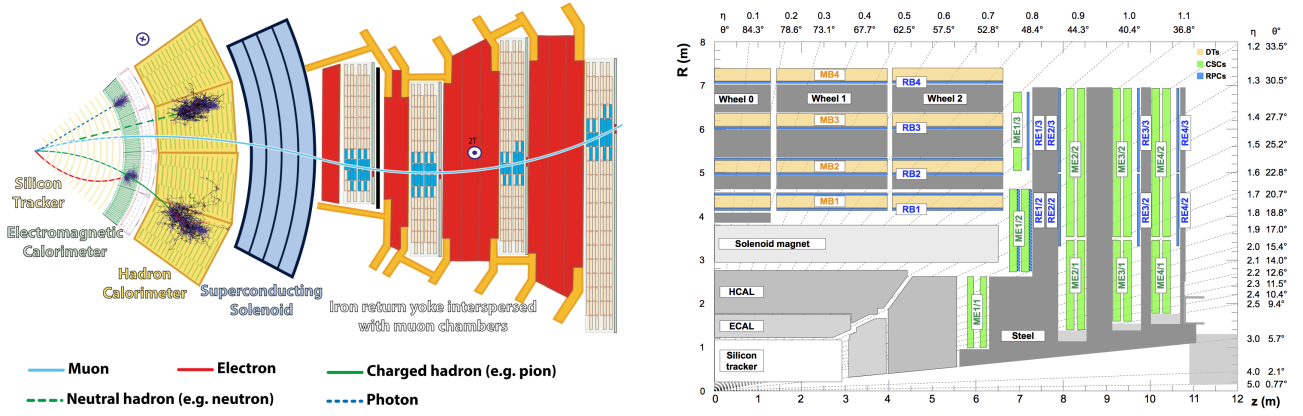


Figura 2.2: Settore di CMS (sinistra), vista di CMS nella variabile $\eta > 0$ (destra)

2.2.1 I rilevatori di CMS

Di seguito è presentata una panoramica della struttura di CMS, Figura 2.1, dalle componenti più interne fino a quelle più esterne [8]:

- **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.
- **Solenoid 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 rivelazione muonico occupa una significativa porzione del volume di rilevatori 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 [9].

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 [9]. 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: pertanto 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

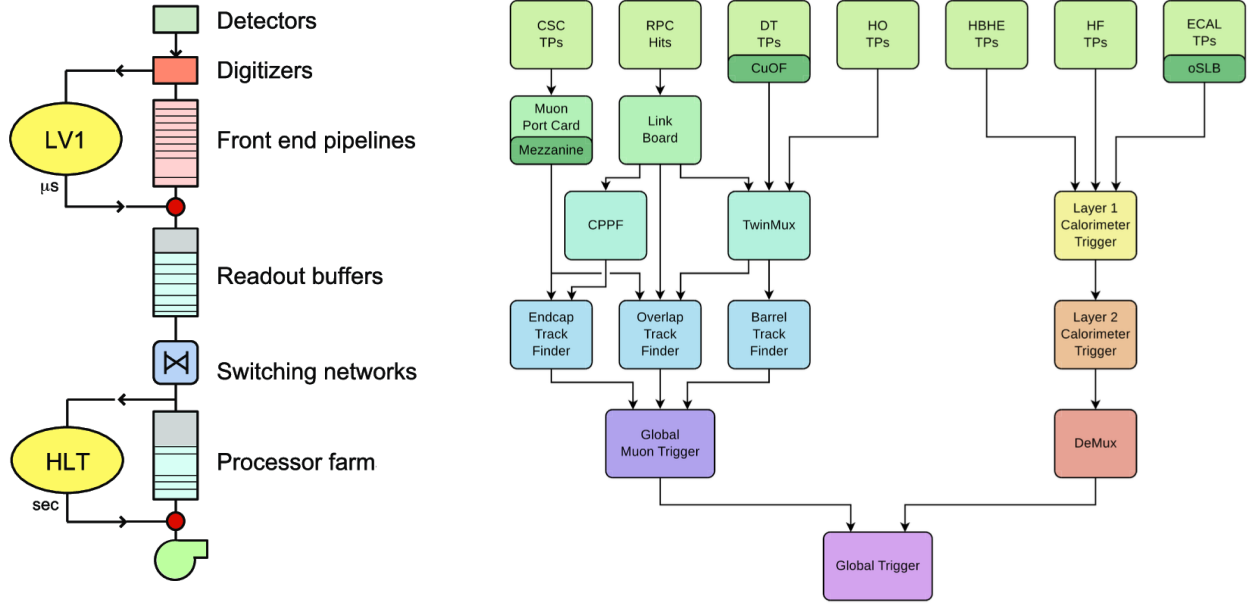


Figura 2.3: Pipeline del sistema di trigger di CMS (sinistra), sistema L1T nel dettaglio (destra)

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 [8].

In totale CMS contiene 250 DTs, disposti nella regione di barrel come mostrato 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 [5, 8].

2.2.2 Sistema di trigger

Non è possibile gestire in tempo reale la mole di informazioni generata da 40 milioni collisioni al secondo, per questo CMS è dotato di un sistema di trigger implementato come primo passo nella 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 μ s, per permettere a tutti gli eventi di essere analizzati dal trigger; per questo il sistema di L1T si articola a sua volta in tre processi di analisi preliminare: *locale*, *regionale* e *globale* [8].

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 [12].

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 [7].

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 in software in una infrastruttura computazionale che conta 16000 CPU.

Applicando complessi algoritmi di ricostruzione sui dati del GT, l'HLT seleziona circa 1 evento su 100, riducendo quindi il rate di eventi da 100kHz a 1kHz [8].

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 μs , permettendo per la prima volta di includere le informazioni dei calorimetri adronici [4]. 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

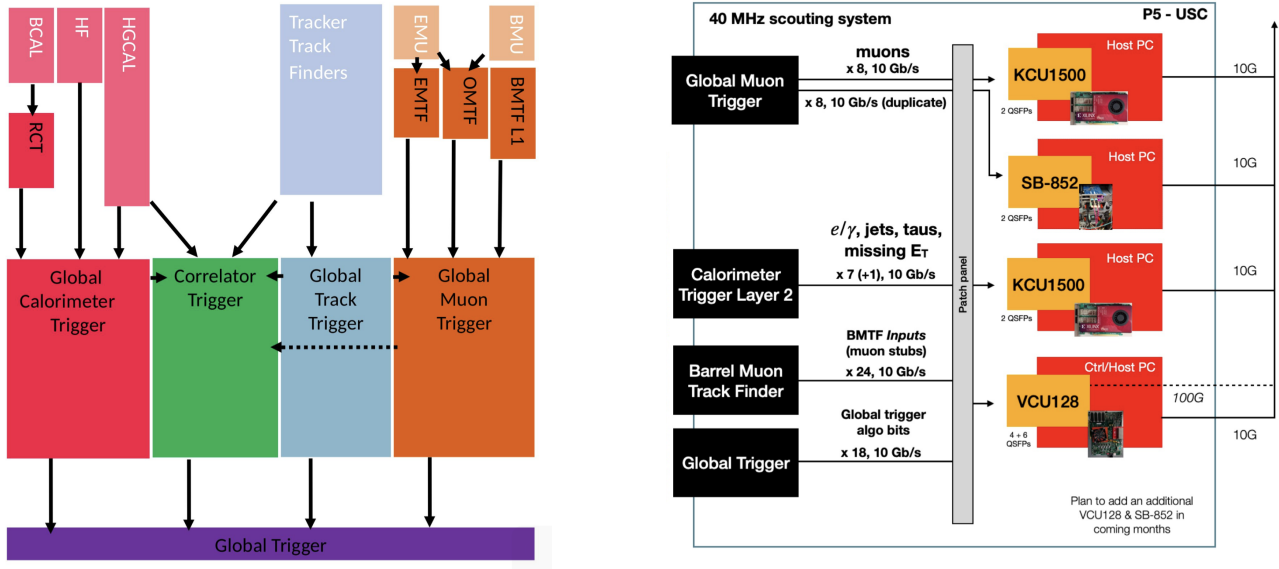


Figura 2.4: Aggiornamento del sistema L1T di CMS a seguito della Phase 2 (sinistra), implementazione tecnica di Data Scouting nel L1T durante la Run 3 (destra)

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 nella catena di Trigger, estraendo e processando online i 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 [8]. 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 [8]

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 gestire. 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, che vengono poi utilizzate dal sistema di tracking del barrel (BMTF) o, a seconda della regione η in cui i segnali vengono rilevati, 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 rispetto ai dati ricostruiti offline, la totalità degli eventi generati dalla collisione di protoni, molti dei quali verrebbero potenzialmente rigettati dal sistema di Trigger. Non avendo nessun filtro applicato dal Trigger, questi eventi sono *unbiased*. 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 delle trigger superprimitives

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

Nel dettaglio i DT forniscono informazioni sulla posizione, direzione, qualità e bunch crossing ad un rate di 480Mb/s, mentre le RPC sulla posizione e sul BX con un rate di 1.6Gb/s [7].

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 tra i segmenti generati dai DT e i cluster delle RPC, allora vengono combinati. Il sistema TwinMux può costruire fino a 2 stubs per stazione, che 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 dei segnali in CMS, l'angolo di curvatura relativo alla stazione e la qualità della stub. I parametri 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 5 minuti e 22 secondi di presa dati, corrispondenti a circa 4×10^7 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

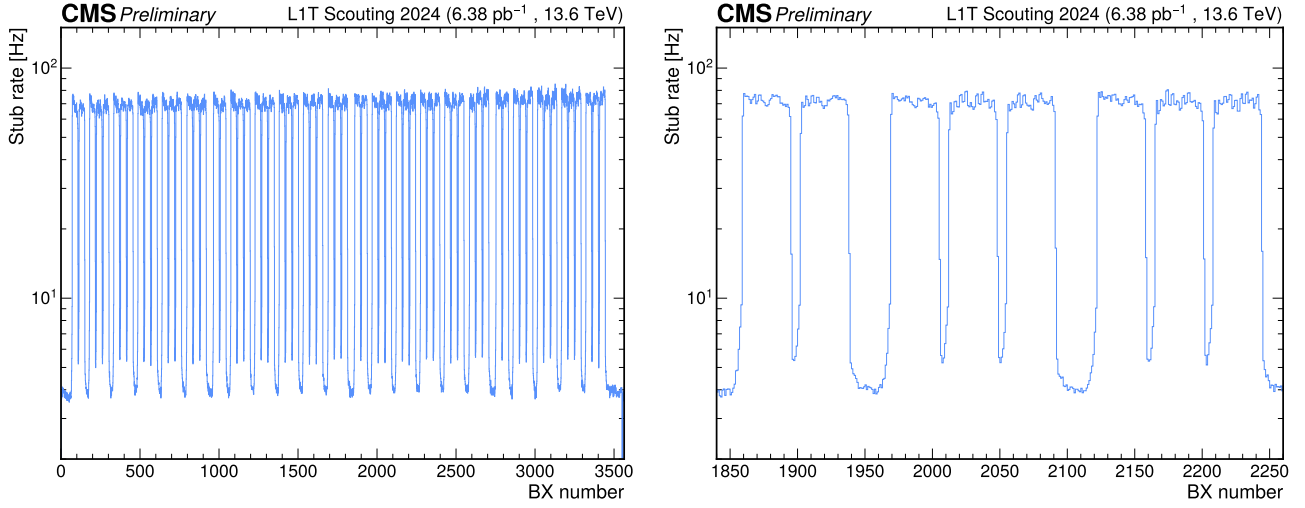


Figura 3.1: Filling scheme per la Run 3: disposizione dei pacchetti di protoni nelle 3564 possibili posizioni

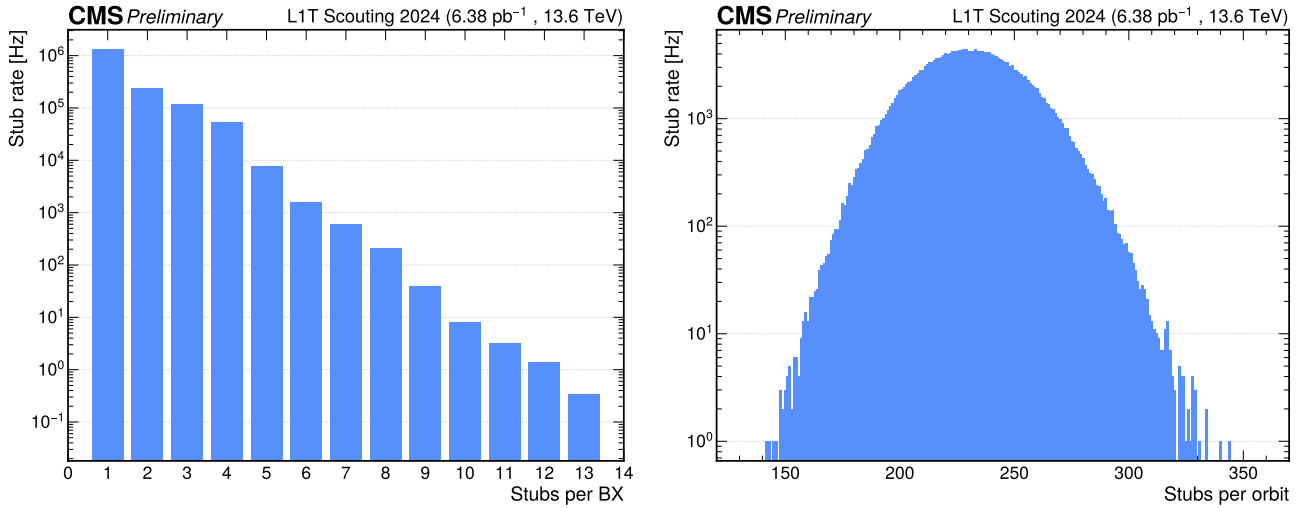


Figura 3.2: Stubs multiplicity per BX (sinistra), Stubs multiplicity per orbit (destra)

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 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 [3].

Si nota in Figura 3.1 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 DT e RPC generando stubs.

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 per 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 $89 \mu\text{s}$. Rappresentato su scala logaritmica, la distribuzione di stubs per orbita segue una distribuzione gaussiana, centrata su 230 stubs.

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 |

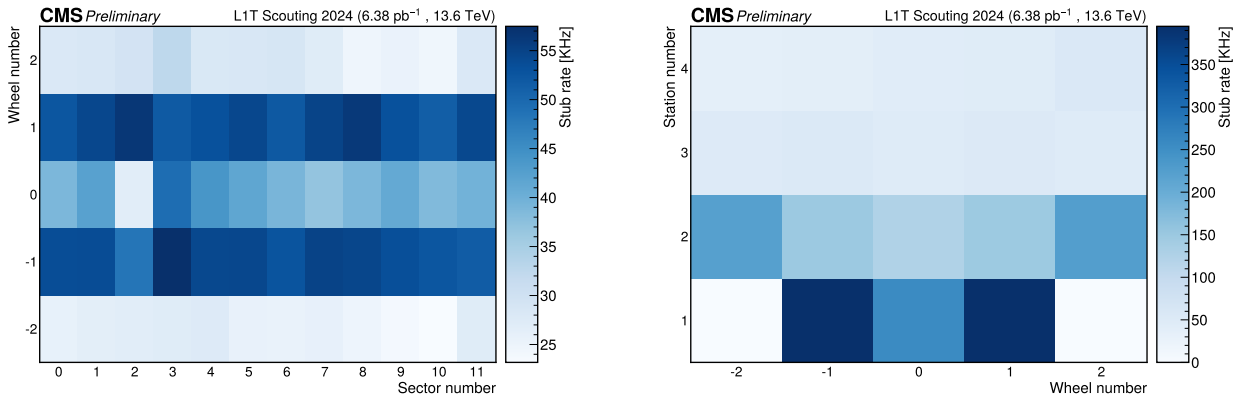


Figura 3.3: Distribuzione stubs nel corpo di CMS come grafico bidimensionale

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 . Questa particolarità è attualmente nota 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 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 in 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 in hardware la traccia del candidato muone e del sistema di *emulazione* di CMS via software che permette, attraverso specifici parametri, di emulare i risultati ottenuti in hardware.

3.2.1 Ricostruzione hardware dei muoni

La ricostruzione delle tracce di muoni in 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* [13]

Questo algoritmo sviluppato 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 [14]. 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:

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

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 :

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

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

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:

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

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 [13].

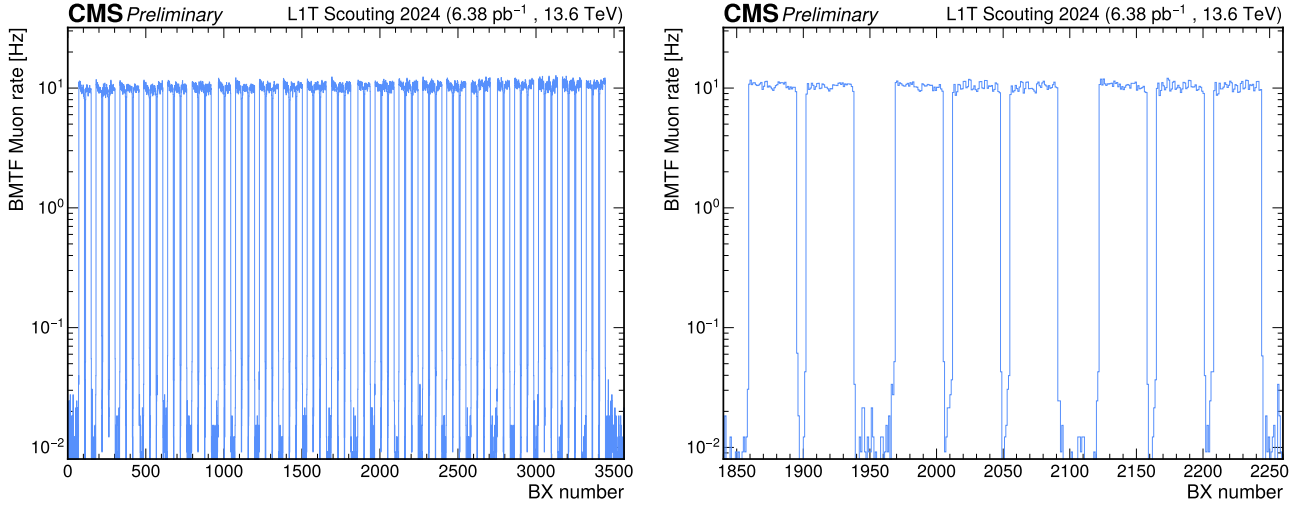


Figura 3.4: Filling Scheme dei candidati muoni emulati in software

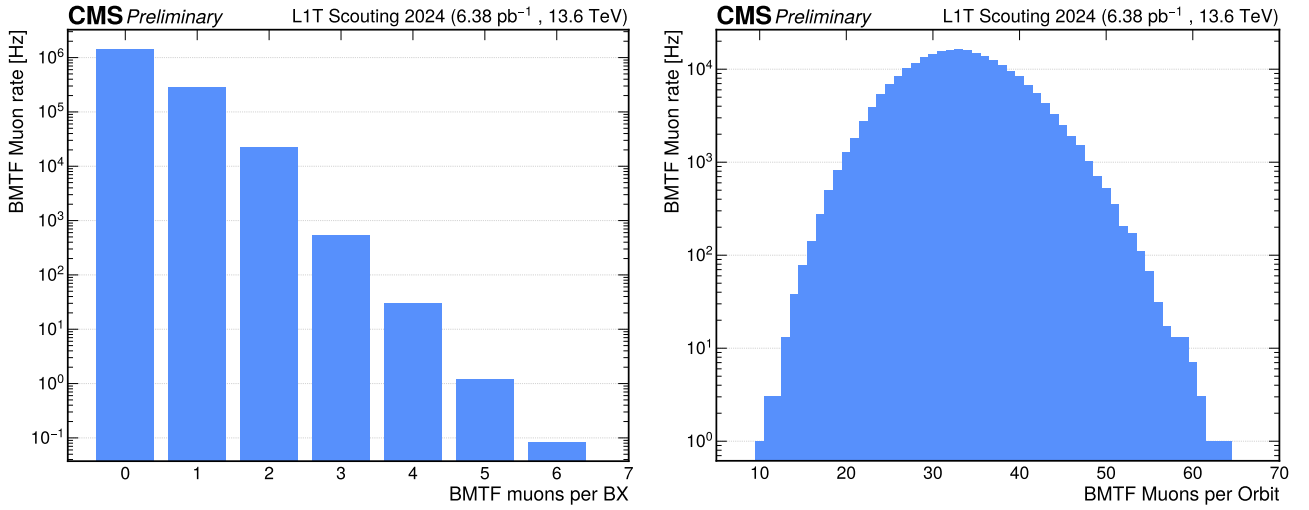


Figura 3.5: Molteplicità dei candidati muoni emulati in software per BX (sinistra) e per orbita (destra)

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 stesso, oltre che i limiti di banda. Questo non permette il passaggio di dati a risoluzione massima di alcune quantità forzando il sistema a troncare, o approssimare, le informazioni relative ai 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 permette di 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 dal sistema di Tracking. Ciò è reso visibile nella Figura 3.5 sulla sinistra: la maggior parte dei BX presenta un numero nullo di candidati 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.

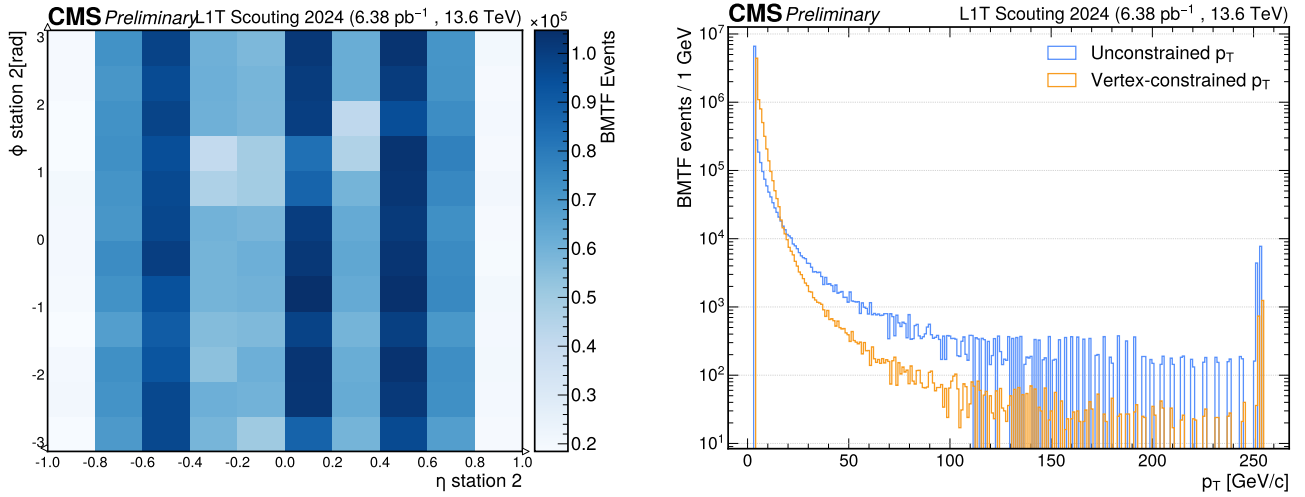


Figura 3.6: Distribuzione dei candidati muoni come grafico bidimensionale in η e ϕ (sinistra), distribuzione del momento trasverso unconstrained e vertex-constrained (destra)

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

Il candidato muone ricostruito a partire dall'algoritmo kBMTF, come anche quello emulato in software, possiede informazioni sulla posizione spaziale nelle coordinate di CMS: viene quindi assegnato un valore η ed un valore ϕ ad ogni candidato muone alla stazione 2, e non al vertice di interazione. In Figura 3.6, sulla sinistra, è rappresentata la distribuzione bidimensionale di eventi nelle due coordinate calcolate: a partire da queste informazioni è possibile 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 Kalman filter due diversi tipi di momento trasverso: un momento trasverso *unconstrained*, p_T^u 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 di ricostruzione: 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^u : 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.

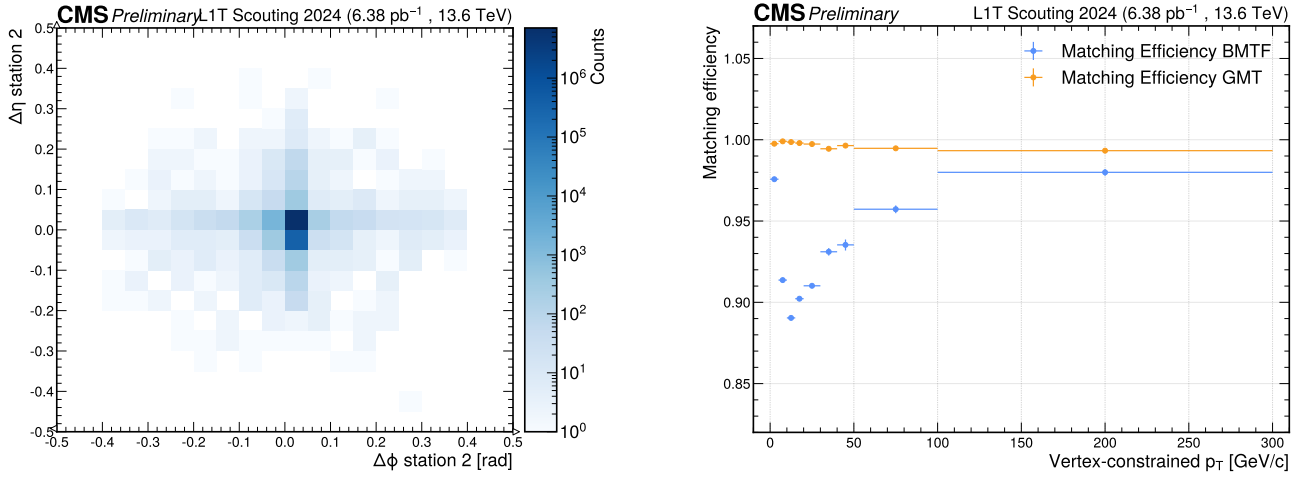


Figura 3.7: distribuzione della distanza nel piano $\Delta\phi - \Delta\eta$ degli eventi del secondo metodo con match (sinistra), Matching efficiency in funzione del vertex constrained p_T per il primo metodo (BMTF) e il secondo (GMT) (destra)

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 migliore rispetto ai muoni generati in hardware, e i muoni ottenuti dalla catena di Trigger dal sistema di Data Scouting 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 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, 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 nel primo metodo.

Al contrario nel secondo metodo, 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 sinistra 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).

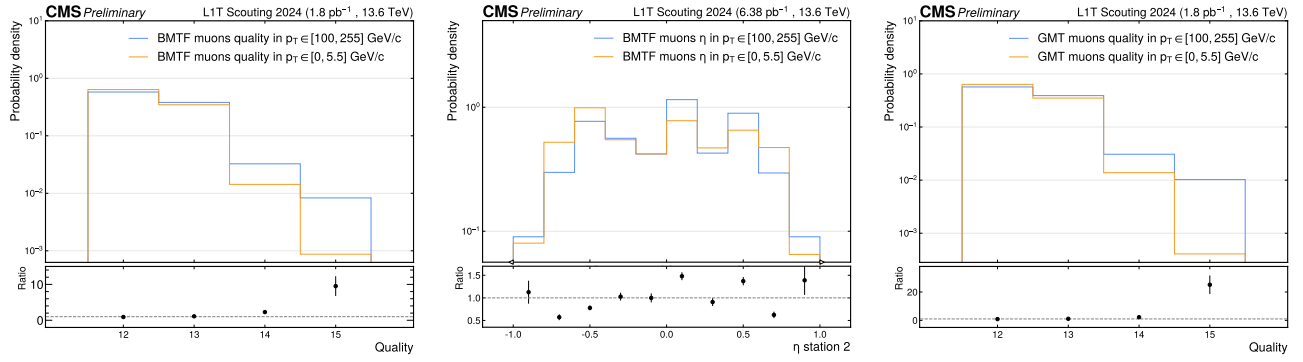


Figura 3.8: Distribuzione della qualità per candidati muoni del BMTF nell'intervallo $p_T \in [0, 5.5]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (sinistra), distribuzione della qualità per candidati muoni del BMTF nell'intervallo $p_T \in [0, 5.5]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (centro), distribuzione di qualità per muoni del GMT negli stessi intervalli (destra)

Notiamo che la distribuzione di questi eventi presenta un picco nell'origine del piano: ciò suggerisce un buon accordo per la maggior parte dei 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'informazione sul momento di ogni muone con match per entrambi i metodi è possibile ottenere il grafico in Figura 3.7 sulla destra, 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 sono firma a processi di produzione di particelle massive, come bosoni di Higgs, e pertanto ad essi è frequentemente 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) dello stesso 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 in Sezione 3.3.

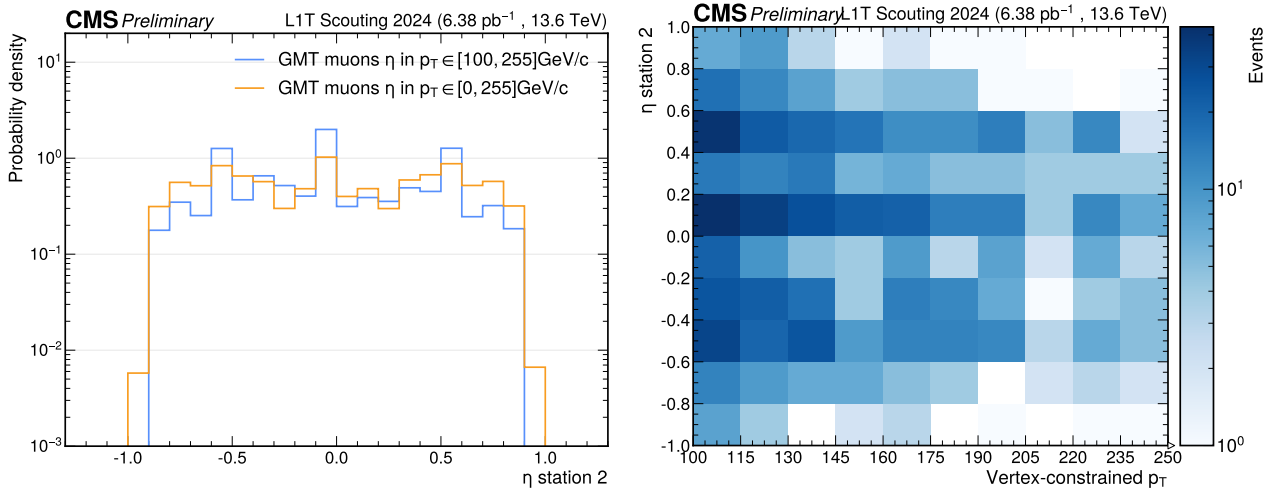


Figura 3.9: Distribuzione dei muoni del GMT (primo metodo) in η nell'intervallo $p_T \in [0, 255]$ GeV/c e $p_T \in [100, 255]$ GeV/c (sinistra), distribuzione bidimensionale dei muoni del GMT in η e p_T (destra)

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 sinistra rappresenta le distribuzioni di qualità degli eventi negli intervalli di momento $p_T^l \in [0, 5.5]$ GeV/c 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 3.8 in centro. 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 elevato η e viceversa una maggiore densità di eventi ad elevato momento nella regione a basso η .

Questo implica che un muone con p_T ridotto ha maggiori probabilità di trovarsi in una regione a elevato valore di η , mentre un muone con p_T 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 relativi alla matching efficiency in Figura 3.7. Notiamo però sempre in Figura 3.7 a sinistra che la matching efficiency dei muoni del GMT non è veramente costante in funzione del momento ed in particolare la maggior parte degli eventi senza match risiede nella regione a p_T elevato. È quindi possibile cercare di caratterizzare questo fenomeno verificando, come fatto per i muoni del BMTF, la distribuzione della qualità e di η negli stessi p_T^h e p_T^l . Questo viene illustrato in Figura 3.8 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 3.9 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 3.9 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

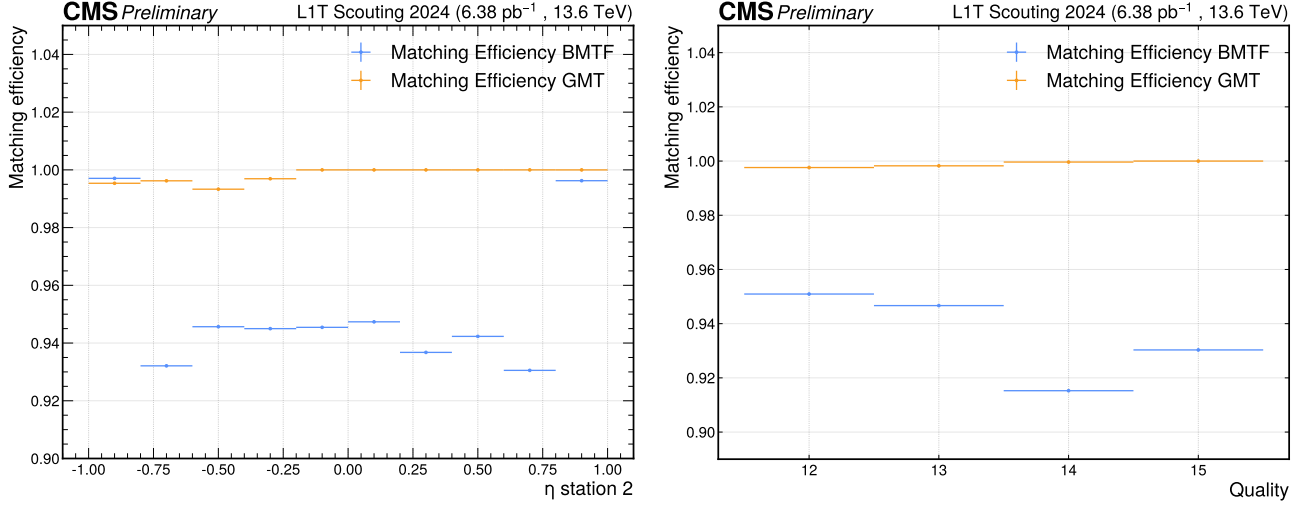


Figura 3.10: Matching efficiency dei muoni del BMTF e del GMT in funzione di η (sinistra) e della qualità (destra)

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 3.10. 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

Nuova Fisica a CMS

Proposto inizialmente nel 1961 da Sheldon Glashow, e raffinato da Steven Weinberg e Abdus Salam nel 1968, il Modello Standard (SM) rappresenta ad oggi una delle teorie più consolidate nella fisica moderna. Esso descrive le tre interazioni che agiscono tra le particelle fondamentali che costituiscono la materia: l'interazione Forte, responsabile del legame tra nucleoni nei nuclei atomici, l'interazione Debole, responsabile di processi come decadimento β e l'interazione Elettromagnetica che governa le forze tra particelle cariche. La Gravità, pur essendo una forza fondamentale, non rientra nella struttura del Modello Standard.

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: in questo contesto 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.

Nel Modello Standard esistono particelle instabili che possono essere considerate *Long Lived* (LLPs) a causa della loro vita media relativamente elevata rispetto alle scale temporali tipiche di processi subatomici. Al Large Hadron Collider, LLPs possono essere prodotte dalla collisione protone-protone, venendo rilevate nei detector nel momento del decadimento: ciò infatti porta alla produzione di tracce di particelle visibili che non sono state originate nel punto di interazione nominale della collisione.

Dato un numero iniziale di particelle prodotte N_0 e il tempo di decadimento proprio delle stesse τ , ovvero il tempo di decadimento calcolato nel sistema di riferimento a riposo della particella, il numero di particelle restanti dopo un tempo t segue la legge esponenziale nel sistema di riferimento a riposo:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (4.1)$$

Lo spostamento L corrispondente al tempo di decadimento τ nel sistema del laboratorio è moltiplicato dal fattore di Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, essendo i prodotti di decadimento ad una velocità comparabile alla velocità della luce c :

$$L = \gamma \beta c \tau \quad (4.2)$$

Affinché una particella abbia un tempo di vita medio elevato il decadimento deve essere soppresso e questo può avvenire secondo due meccanismi differenti [6]: un accoppiamento debole dei mediatori di decadimento, oppure da uno spazio delle fasi ristretto.

Questi meccanismi giocano un ruolo importante nel Modello Standard: in esso infatti sono presenti LLPs come pioni carichi ($\tau_{\pi^\pm} = 26\text{ns}$), muoni ($\tau_\mu = 2.2\mu\text{s}$) e neutroni ($\tau_n = 880\text{s}$).

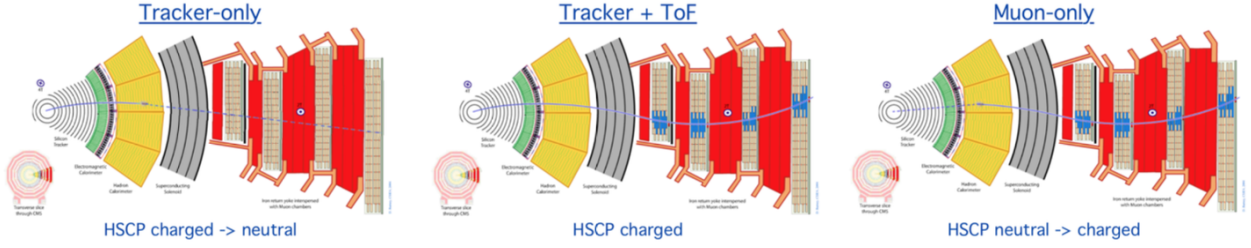


Figura 4.1: Possibili analisi per la ricerca di HSCP: solo sistema di tracking, sistema di tracking e sistema muonico, solo sistema muonico

4.1 Ricerca di Heavy Stable Charged Particles a CMS

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): in particolare diversi modelli BSM predicono la presenza di LLPs con masse di svariate centinaia di GeV/c^2 , chiamate Heavy Stable Charged Particles (HSCPs). La ricerca di LLP, in particolare di HSCP, nei moderni rilevatori di particelle richiede strategie diverse rispetto a quelle impiegate per la ricerca di altre particelle teorizzate da modelli BSM: se il tempo di decadimento di queste è abbastanza elevato infatti, esse potrebbero attraversare completamente i detector prima ancora di decadere, e ciò le rende difficili da rivelare sperimentalmente.

Un'importante firma sperimentale di HSCP è l'elevata perdita di energia per unità di lunghezza $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ nei materiali del detector, dipendente dalla velocità e dalla carica delle particelle incidenti: in particolare dalla relazione di Bethe-Bloch, minore è la velocità delle particelle che attraversano un materiale, maggiore è l'energia persa per unità di lunghezza sotto forma di ionizzazione. Ciò porta a supporre che le HSCP siano particelle con una velocità molto minore rispetto alla velocità della luce ($\beta < 1$). Inoltre, essendo particelle Long Lived con un elevato tempo di volo (ToF), la ionizzazione causata dalla perdita di energia nel detector può essere rilevata nelle camere muoniche: è possibile quindi cercare di rilevare HSCP a partire anche dai segnali derivanti da questi detector, oltre che dal sistema di tracking calorimetrico.

È stato discusso in Sezione 2.2.2 e nel Capitolo 3 come il sistema di Trigger di CMS sia necessario per ridurre il volume di informazioni derivanti dalle collisioni di eventi e di come il L1T applichi un primo filtro per la selezione di eventi interessanti tra i numerosi eventi di background. È stato anche trattato come il sistema di Trigger possa celare eventi compatibili con i diversi modelli di Nuova Fisica: nonostante il Trigger permetta la ricerca di fenomeni interessanti Oltre il Modello Standard, questi processi potrebbero essere talmente rari che sarebbero necessari sistemi di ricerca specializzati.

Come discusso in Sezione 2.3 il CMS subirà però con la Phase 2 importanti miglioramenti al sistema di Trigger e di tracciamento che permetteranno di ricavare informazioni unbiased direttamente dalla catena di Trigger a con massima risoluzione. In particolare quindi il sistema di Data Scouting al L1T fornirà sarà un grosso passo avanti nella ricerca di Nuova Fisica, specialmente nel contesto nella ricerca di HSCP.

Prima della Phase 1 di 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 [10].

Attualmente a CMS la ricerca di candidati HSCP si basa sulla analisi di particelle con elevata perdita di energia per unità di lunghezza, calcolata nella regione interna di CMS in corrispondenza del tracker calorimetrico, e un tempo di volo elevato misurato nel sistema muonico. Entrambe le firme sperimentali sono associate ad una velocità ridotta e ad un momento relativamente basso.

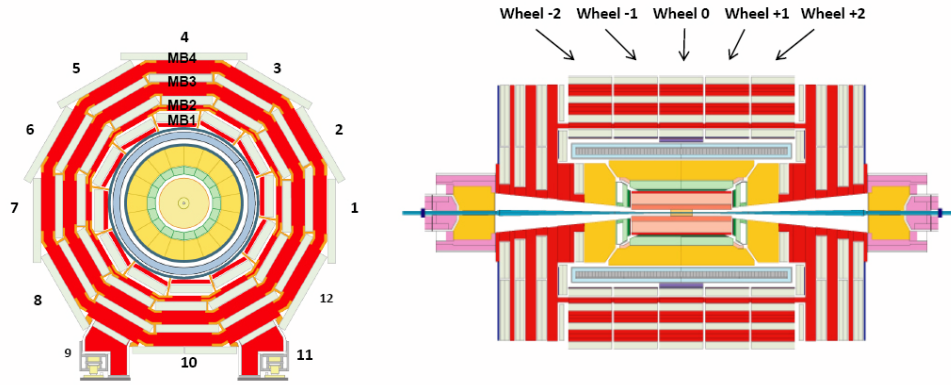


Figura 4.2

In particolare è possibile eseguire tre tipi diverse di analisi in base alla natura dei candidati HSCP, come mostrato in Figura 4.1 [10]:

- Analisi solo sul sistema di Tracking calorimetrico, per la ricerca di LLP cariche di tipo adronico che, interagendo con il detector, perdono la carica prima di arrivare al sistema muonico;
- Analisi su sistema di Tracking e sistema muonico, per la ricerca di LLP cariche di tipo adronico o muonico;
- Analisi solo sul sistema muonico, per la ricerca di particelle neutre che, interagendo con il detector, acquistano carica dopo il sistema di tracking.

La rilevazione di queste particelle è però ostacolata dal sistema di Trigger: la collisione di protoni nel punto di origine a CMS avviene con una energia nel centro di massa $\sqrt{s} \approx 14\text{GeV}$ dunque i prodotti dell'interazione sono particelle con una velocità $\beta \approx 1$ e il Trigger è calibrato per la rilevazione di eventi di questo tipo. Ciò è un problema in quanto, come mostrato in [10], l'efficienza di Trigger per particelle con $\beta < 0.6$ decresce molto rapidamente e per tanto la rilevazione di candidati HSCP non è efficiente: la spiegazione è che per velocità ridotte le tracce rilasciate per ionizzazione nel sistema muonico impiegano più di 25ns per attraversare le stazioni di CMS e per tanto il sistema di Trigger muonico riconosce queste tracce come originate da più muoni nel BX corrente e in quello immediatamente successivo.

In questo Capitolo verrà discussa l'implementazione dell'algoritmo utilizzato per la ricerca di eventi compatibili con i modelli di particelle lente. Verranno inoltre mostrati i principali risultati ottenuti, a partire da una analisi a livello delle Stubs del sistema di Data Scouting, spostandosi poi sui corrispondenti candidati muoni emulati del BMTF.

4.1.1 Studio preliminare delle proprietà delle particelle lente

Tutti i rilevatori DT e RPC della regione di barrel sono sincronizzati per la ricerca di muoni originati nel punto di interazione della collisione dei protoni, ovvero nell'origine del sistema di riferimento di CMS, che si muovono a velocità prossime alla velocità della luce. Un muone da collisione interagisce con i rilevatori, attraversando le quattro stazioni della regione di barrel, in un tempo relativo $t_0 = 0\text{ns}$ con ampiezza della distribuzione di t_0 corrispondente alla risoluzione del tempo di volo [10]. Particelle lente potrebbero però attraversare il rilevatore, e quindi le stazioni, in un intervallo temporale maggiore, occupando più bunch crossing, fornendo segnali temporali non compatibili con la calibrazione dei rilevatori DT e RPC. Questi eventi possono essere scartati dal sistema di Trigger, oppure potrebbero essere interpretati come più muoni in BX consecutivi.

L'algoritmo implementato ricerca le stubs nel bunch crossing successivo (BX+1) che siano *compatibili* con le stubs del bunch crossing corrente (BX). Affinché le stubs possano essere considerate compatibili, devono essere soddisfatte le seguenti condizioni:

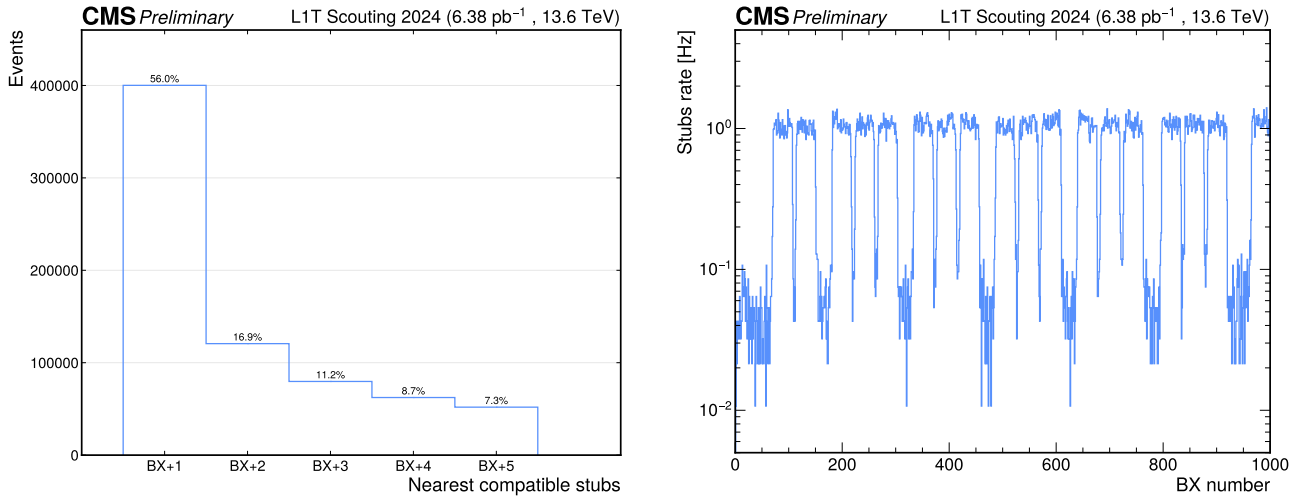


Figura 4.3: Compatibilità delle stubs del BX con il BX più vicino (sinistra), distribuzione delle stubs compatibili nei settori da 7 a 11 in un sottoinsieme dei possibili bunch crossing (destra)

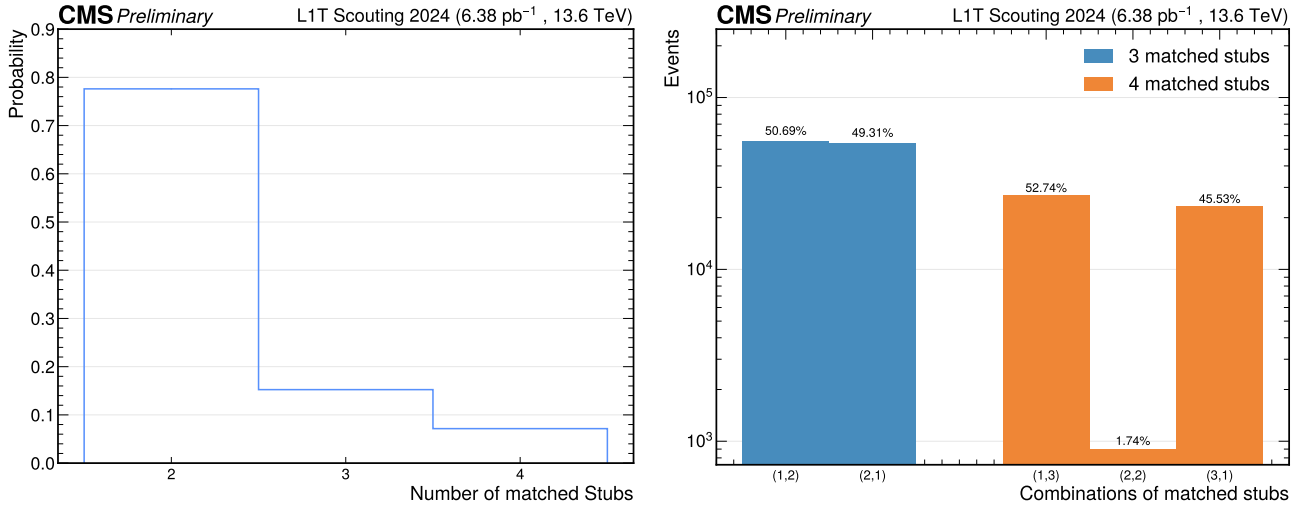


Figura 4.4: Distribuzione del numero totale di stubs compatibili tra BX e BX+1 (sinistra), distribuzione delle combinazioni di stubs compatibili tra BX e BX+1 nei casi in cui ci siano 3 o 4 stubs totali

- La stub nel BX+1 deve essere nella stazione successiva alla stub nel BX;
- La stub nel BX+1 deve trovarsi nello stesso sector e wheel della stub nel BX, o in quelli immediatamente adiacenti.

Come nel Capitolo 3 verranno studiati segnali provenienti dalle stubs generate dalle schede TwinMux della regione di barrel per la ricerca di particelle lente.

In Figura 4.3 sulla sinistra viene mostrata la distribuzione di stubs nei bunch crossing successivi compatibili con le stubs del BX. Più della metà degli eventi presenta compatibilità nel BX immediatamente successivo (BX+1), ma vi sono eventi che presentano compatibilità a distanze temporali maggiori: nel seguito della analisi verranno presi in considerazione solamente i primi eventi in quanto è improbabile che possibili particelle lente impieghino più di due BX per attraversare il rivelatore.

In Figura 4.3 sulla destra viene mostrata la distribuzione dei bunch crossing in cui sono state rilevate stubs compatibili nella parte inferiore del rivelatore CMS, ovvero nei settori dal 7 all'11: in questa regione vi sono sia eventi compatibili con fenomeni di collisione, rappresentati dai soliti segnali del filling scheme di LHC, ma anche molti eventi compatibili con segnali derivanti da fondo cosmico. In particolare confrontando Figura 4.3 con Figura 3.1 si osserva come il rate di fondo cosmico sia in rapporto maggiore al rate di eventi da collisione: la spiegazione è che i muoni cosmici attraversano costantemente i rivelatori delle camere muoniche e non solo nei BX di collisione e per tanto sono spesso

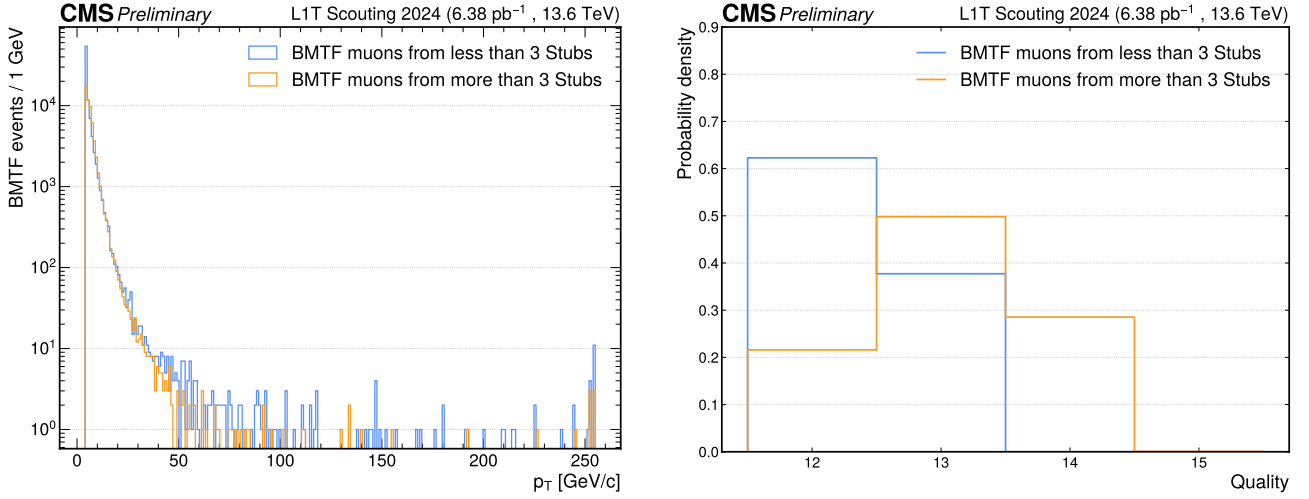


Figura 4.5: Distribuzione del momento trasverso e qualità dei candidati muoni generati da meno di 3 o più di 3 stubs compatibili

considerati compatibili dall'algoritmo.

In Figura 4.4 sulla sinistra viene mostrata la distribuzione delle stubs *totali* compatibili tra BX e BX+1: la maggior parte degli eventi presentano compatibilità solamente tra due stubs in bunch crossing differenti, ovvero 1 stub in BX è compatibile con 1 stub nel BX+1. Più interessanti sono però le distribuzioni quando le stubs totali sono tre o quattro: in Figura 4.4 sulla destra viene mostrato che, quando vi sono tre stubs compatibili, la probabilità che vi siano 2 stubs nel primo BX e 1 in BX+1 è la medesima del viceversa. Quando invece ci sono quattro stubs, la probabilità che 2 stubs ricadano nel primo BX e 2 nel BX+1 è nettamente inferiore rispetto alle altre permutazioni.

È inoltre interessante ricercare e studiare le proprietà dei muoni del BMTF generati a partire dalle stubs compatibili con le richieste dell'algoritmo, ricordando che questi muoni sono eventi particolari in quanto rappresentano particelle generate da segnali compatibili in bunch crossing adiacenti. Di seguito verrà quindi eseguita una analisi più approfondita di questi eventi.

Quindi, a partire dalle informazioni sulle stubs, è possibile ricondursi ai muoni generati dal Barrel Muons Track Finder: come esposto nel Capitolo 3 infatti, il sistema di tracking della regione di barrel ricostruisce i muoni a partire da almeno due stubs generate dalle schede TwinMux, fornendo informazioni circa il momento trasverso del muone, la qualità, oltre che informazioni spaziali come ϕ ed η .

Vengono inizialmente studiati i muoni generati da 3 e da 4 stubs, studiandone le principali differenze. Verifichiamo prima di tutto che la frequenza con cui si verificano eventi di questo tipo non è significativamente diversa: corrisponde a circa 270Hz per muoni generati da 3 stubs e 160Hz per muoni formati da 4 stubs su un totale di 5.22 minuti di presa dati. In Figura 4.5 sulla sinistra viene mostrata la distribuzione del momento trasverso di questi muoni: si nota che non vi è una particolare differenza tra le due distribuzioni a basso momento mentre, probabilmente a causa della bassa statistica di eventi di questo tipo, la distribuzione ad elevato momento risulta poco popolata in entrambi i casi. Sulla destra di Figura 4.5 invece è rappresentata la qualità associata ai muoni generati dalle stubs: il sistema di Tracking assegna la qualità ad un muone in base al numero di stubs da cui è formato, pertanto come ci si aspetta, muoni formati da 3 stubs hanno generalmente una qualità inferiore a quelli formati da 4 stubs.

Dalla Figura 4.4 si nota come solamente una minoranza degli eventi presenti due stubs nel BX compatibili con due stubs nel BX+1. Sapendo che dal sistema di Tracking sono necessarie almeno due stubs per generare un candidato muone, è possibile ricercare tra questi eventi quelli che presentano un muone nel BX e uno nel BX+1, generati dalle stubs di cui prima.

Queste coppie di muoni sono eventi particolari: sono muoni in BX adiacenti generati da due stubs ognuno, le quali sono *compatibili*, ovvero per la definizione di compatibilità fornita ad inizio della

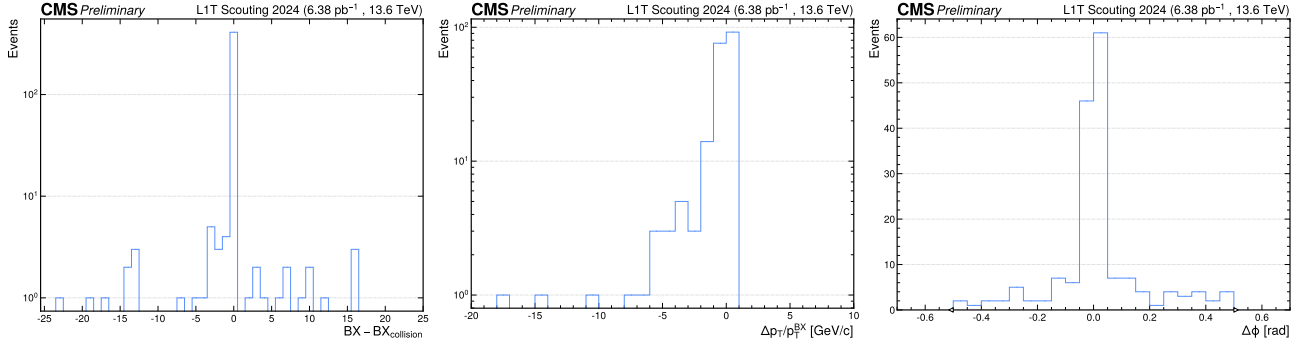


Figura 4.6: Differenza tra BX dei muoni formati da 2 stubs in BX e BX+1 e BX da collisione (sinistra), distribuzione della differenza del momento relativo tra i due muoni in BX e BX+1 (centro), distribuzione della differenza dell'angolo ϕ tra i due muoni in BX e BX+1 (sinistra)

sezione, stubs che percorrono tutte e quattro le stazioni della regione di barrel, rimanendo sempre negli stessi sector e wheel, o in quelli adiacenti. In genere ci si aspetta che non siano presenti eventi di questo tipo, in quanto rappresenterebbero probabilmente lo stesso muone, percepiti però dal sistema di Trigger come due muoni in due BX separati.

In realtà in 5 minuti e 22 secondi di presa dati la frequenza di eventi di questo genere è circa 1.4Hz. Come prima cosa è possibile verificare che questi eventi siano generati dalla collisione di protoni e che non siano quindi associabili ad un fondo cosmico: per farlo è possibile studiare in che bunch crossing questi eventi sono stati rilevati, confrontandolo con il filling scheme mostrato in Sezione 3.2.2. In Figura 4.6 sulla sinistra viene mostrata la distribuzione della differenza tra i BX degli eventi in esame con i BX di collisione: la maggior parte degli eventi ricadono proprio nei BX da collisione, o in quelli immediatamente adiacenti e per tanto ricadono nell'origine della distribuzione; sono anche però presenti eventi associabili a fondo cosmico, rappresentati da eventi non in BX da collisione. L'algoritmo dunque non elimina l'intero background di eventi, ma lo riduce quasi completamente: possiamo infatti affermare che la maggior parte degli eventi in esame siano eventi derivanti da fenomeni di collisione, in caso contrario infatti ci aspetteremmo che la distribuzione fosse popolata in modo più omogeneo anche nei BX in cui non sono presenti interazioni tra protoni.

È possibile quindi studiare la distribuzione della differenza di momento e di posizione spaziale tra questi eventi per verificare che le due particelle nei due BX adiacenti siano *simili*, ovvero che possano rappresentare la stessa particella. In Figura 4.6 in centro viene mostrata la distribuzione della differenza del momento relativo $\Delta p_T / p_T^{BX}$ dove $\Delta p_T = p_T^{BX} - p_T^{BX+1}$. Anche in questo caso la distribuzione è maggiormente popolata nell'origine, significando che i molti degli eventi studiati presentano lo stesso momento.

Nella Figura accanto è invece mostrata la distribuzione $\Delta\phi$, definita nello stesso modo e anche in questo caso la distribuzione è centrata nell'origine, ovvero la maggior parte degli eventi studiati presenta angoli simili, ovvero posizioni spaziali in ϕ continue. La distribuzione è troncata a $|\Delta\phi| < 0.5\text{rad}$, rappresentanti all'incirca due settori delle camere muoniche.

Non è invece mostrata la distribuzione di $\Delta\eta$ in quanto l'informazione su di essa per particelle con segnali nell'intero rivelatore non sono complete: l'ultima stazione infatti non è predisposta all'identificazione della pseudorapidità delle particelle.

I risultati ottenuti non permettono di escludere la presenza di eventi con possibili particelle lente: nonostante questi segnali siano promettenti le informazioni a disposizione non sono complete. Il tempo di volo delle particelle è un discriminante fondamentale per il riconoscimento di particelle che si muovono a velocità molto minori della velocità della luce: sia i rivelatori Drift Tubes che i Cathode Strip Chambers permettono misurazioni temporali precise, ma sono calibrate per la ricerca di particelle in moto ultrarelativistico. Per HSCP lente i segnali derivanti dai DT sarebbero ricostruiti in modo non accurato a causa della velocità non compatibile con quella della luce, generando un pattern a zigzag nella ricostruzione temporale traslato di un offset proporzionale al ritardo δ_t del segnale nel DT. Conoscendo il ritardo si può determinare la velocità della particella [1]:

$$\beta^{-1} = 1 + \frac{c\delta_t}{L} \quad (4.3)$$

Dove L è la distanza percorsa nel tempo di volo, definita in Equazione 4.2.

Un'ulteriore firma sperimentale di HSCP è l'anormale perdita di energia per unità di lunghezza, causa della velocità ridotta delle particelle stesse: l'analisi sui segnali rilasciati nei calorimetri adronici da queste particelle permetterebbe di rilevare questa caratteristica delle HSCP. Studiare la perdita di energia permette di fissare dei limiti inferiori alla all'energia persa nell'attraversare i rilevatori e al momento trasverso: parametri di questo tipo sono utilizzati come discriminanti per la ricerca di HSCP. Inoltre, come mostrato in [1], a partire dalle informazioni sulla perdita di energia $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$ è possibile stimare la massa dei candidati HSCP: questa è usata come principale discriminante nella ricerca di queste particelle.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo studio sono state mostrate le proprietà dei candidati muoni derivanti dal sistema di Trigger L1 dal sistema di Data Scouting introdotto con la Run 3 a CMS nella regione di barrel. Si è mostrato il filling scheme delle stubs nei 3564 bunch crossing del fascio di protoni ed è stata indagata la distribuzione della molteplicità di stubs per BX e per orbita. Inoltre è stata mostrata la distribuzione bidimensionale delle stubs nel corpo di CMS per stazioni, settori e wheel, ed è stato evidenziato come siano presenti le stesse particolarità presenti nell'anno 2023 nella raccolta di dati dei rilevatori nelle wheel più esterne nella prima stazione.

Dopo aver discusso come i segnali derivanti dai rilevatori DT e RPC nella regione di barrel vengono combinati dalle schede TwinMux, sono state discusse le principali differenze tra candidati muoni generati dal sistema BMTF utilizzando il Kalman filter e quelli emulati in software, verificando le principali proprietà di questi ultimi. Inoltre questi sono stati confrontati con i muoni estratti dalla catena di Trigger a livello del Global Muon Trigger dal sistema di Data Scouting, verificando che tra i muoni emulati e quelli estratti dalla catena di Trigger presentassero le stesse caratteristiche. Infine si è studiata l'efficienza di match tra le due tipologie di muoni in funzione del momento trasverso, della qualità e della posizione nel piano della pseudorapidità, caratterizzando le proprietà dei muoni nelle varie regioni di matching efficiency.

Nell'ultimo capitolo sono state introdotte le Heavy Stable Charged Particles e si è discussa la loro ricerca a CMS e di come la Phase 2 possa avere un ruolo importante nella ricerca di Nuova Fisica. In quest'ottica sono state evidenziate le principali firme sperimentali delle HSCP, quali un'anomale perdita di energia per unità di lunghezza e una velocità ridotta: basandosi su quest'ultima particolarità si è introdotto un algoritmo per la ricerca di particelle lente, ovvero particelle che percorrono le stazioni delle camere muoniche in un intervallo temporale elevato.

Avendo quindi caratterizzato i segnali delle stubs compatibili con i segnali di particelle in bunch crossing adiacenti e avendo studiato la distribuzione spaziale e la conformazione di queste stubs, sono stati studiati i muoni generati dal sistema di Tracking della zona di barrel dalle stesse stubs. Sono state caratterizzate prima le distribuzioni di momento e qualità dei singoli muoni formati da 3 e 4 stubs, verificando che tra questi non vi sono particolari differenze. Infine si sono studiati i più interessanti eventi in cui sono presenti due muoni in BX adiacenti generati da stub compatibili con segnali di particelle lente: avendo confermato che la maggior parte degli eventi deriva da BX di collisione, è stata studiata la distribuzione delle differenze di momento e di posizione spaziale, verificando che queste particelle in BX adiacenti siano *simili*.

Bibliografia

- [1] Search for heavy stable charged particles with 12.9 fb^{-1} of 2016 data. Technical report, CERN, Geneva, 2016.
- [2] The CMS Phase-1 Pixel Detector Upgrade. *JINST*, 16(02):P02027, 2021.
- [3] R Bailey and Paul Collier. Standard Filling Schemes for Various LHC Operation Modes. Technical report, CERN, Geneva, 2003.
- [4] CMS Collaboration. The phase-2 upgrade of the cms data acquisition and high level trigger. Technical report, 2021.
- [5] Cms Collaboration et al. The cms experiment at the cern lhc. *Journal of instrumentation*, 3(August 2008):1–334, 2008.
- [6] M. Genest. Searching for Long-Lived BSM Particles at the LHC. *Scholarpedia*, 17(12):54697, 2022. revision #198841.
- [7] Nicolò Lai. Barrel muon track reconstruction with deep learning for Level-1 trigger data scouting in the CMS experiment. 2023.
- [8] Nicolò Lai. Anomaly detection on trigger-less muon data streams. 2023.
- [9] J. G. Layter. *The CMS muon project: Technical Design Report*. Technical design report. CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [10] Giovanni Mocellin. Heavy stable charged particles at lhc with the cms detector: search and results for a trigger implementation. 2017.
- [11] Loïc Quertenmont. *Search for Heavy Stable Charged Particles with the CMS detector at the LHC*. PhD thesis, Louvain U., 2010.
- [12] Albert M Sirunyan, Armen Tumasyan, Wolfgang Adam, Federico Ambrogio, 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 $\sqrt{s}=13 \text{ tev}$. *Journal of Instrumentation*, 15(10), 2020.
- [13] 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.
- [14] G Welch. An introduction to the kalman filter. 1995.

Voglio dedicare questo mio primo vero traguardo a tutte le persone che mi hanno fatto stare bene in questi anni, standomi vicino, facendomi ridere e tenendomi compagnia.

Ringrazio i miei genitori, Chiara e Luigi, che mi hanno sempre incoraggiato a tenere la testa alta, ad andare avanti anche quando la strada era tortuosa e il tempo avverso. Nei momenti peggiori siete sempre stati al mio fianco, dimostrando tutto l'amore che dei genitori possono avere per il figlio. Grazie per aver creduto in me. Grazie Mamma e Papà.

Ringrazio mia sorella Marianna, alla quale voglio un mondo di bene, che cerca sempre di farmi ridere raccontandomi storie di opere d'arte, libri o film. Anche se spesso non mi interessano, riesci sempre a strapparmi un sorriso. Grazie perché so che sei sempre al mio fianco quando ne ho bisogno e so che posso sempre contare su di te, per una risata o per parole di conforto. Grazie Mary.

Ringrazio anche i nonni, Franca ed Ezio, perché mi vogliono tanto bene e so che sono felici di questo mio traguardo. Passare le sere d'estate sul terrazzo, affacciati sul Lago a giocare a carte, a ridere e a raccontarsi storie sono i momenti che rimarranno sempre nel mio cuore. Ringrazio anche i nonni che non sono qui, ma che sono sempre nei miei pensieri, Maria e Benito. Sono sicuro che se potessero vedermi oggi sarebbero tanto orgogliosi di me, di quello che sono e di quello che diventerò. Grazie Nonni.

E infine ringrazio tutti i miei parenti, zii e cugini. In questi anni mi avete visto crescere e diventare grande, raggiungere i miei obiettivi e superarli. Ed ora che sono qui riesco solamente a ricordare i bei momenti passati con voi. Con gli occhi del bambino che ero, vi ringrazio di essere la mia Famiglia.

Ringrazio i miei amici dell'università, a partire da Darius, Giorgio ed Ilias, le prime persone che ho conosciuto e che sono sempre state una costante nelle mie giornate, tra risate e disperazione.

Assieme a voi però, Filippo e Giacomo, il nostro gruppo era davvero al completo. Vi ringrazio, perché assieme abbiamo passato momenti indimenticabili e quando penserò agli anni dell'università non ricorderò le difficoltà, ma le brevi pause in vostra compagnia tra una lezione e l'altra, le risate, i meme, i tergicristalli e gli sporadici spritz dopo gli esami. Grazie Amici.

Ringrazio anche tutti gli altri amici conosciuti all'università, perché tra chiacchiere e risate siete sempre riusciti a sollevarmi l'umore e alleggerire le giornate.

Ringrazio anche i miei amici del Lago, quelli di casa. Laura, Chiara e Luca, sappiate che non vi ringrazio solo per questi ultimi tre anni in cui, seppur ci siamo visti poco, ci siamo visti sempre volentieri, ma anche per i cinque anni passati alle superiori. La vita da adulti ci ha separati, allontanandoci da quella piccola gabbia di matti, ma quando ci troviamo insieme tutti e quattro torno sui banchi di scuola, tra zaini girati, dizionari volanti e risate in laboratorio. Grazie perché quando penso a voi penso a tutto il divertimento abbiamo avuto assieme. Grazie anche a voi Amici.

Infine ringrazio la persona che mi ha accompagnato in questi mesi, che ha vissuto con i miei occhi le mie paure e le mie insicurezze, ma soprattutto che ha condiviso la mia felicità, la mia gioia e i miei sorrisi. Grazie Noemi.

So che questo è il primo scalino della mia vetta, ma sappiate che durante la camminata non mi sono mai sentito solo con voi. Grazie per avermi accompagnato.