

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Metodi statistici di Identificazione delle
particelle per un futuro rivelatore a tempo di
volo a EIC**

Relatore:
Prof.ssa Silvia Arcelli

Presentata da:
Samuele Fontana

Correlatore:
Prof. Francesco Noferini

Anno Accademico 2019/2020

Indice

Introduzione	2
1 L'Electron Ion Collider (EIC)	4
1.1 Costruzione degli acceleratori	5
1.1.1 Perché un EIC	5
1.1.2 eRHIC	5
1.1.3 MEIC	6
1.1.4 Parametri funzionali	7
1.2 La fisica sotto studio	7
1.2.1 Origine dello spin del nucleo	7
1.2.2 Moto confinato di quark e gluoni	8
1.2.3 Saturazione della densità dei gluoni	9
2 L'utilizzo di un TOF per l'identificazione di particelle (PID)	11
2.1 Un possibile TOF per EIC	11
2.2 Simulazione delle prestazioni del sistema TOF	11
2.3 Rivelatore TOF	12
2.4 Tecniche per la PID	13
2.4.1 Taglio a n-sigma	13
2.4.2 Sigma minimo	14
2.4.3 Approccio Bayesiano	14
2.4.4 Definizione di pesi alternativi	16
3 Analisi delle prestazioni	19
3.1 Analisi sui singoli rivelatori	19
3.1.1 Comportamento delle varie tecniche	19
3.1.2 Convergenza dei priors	24
3.1.3 Errori sulla risoluzione del rivelatore	24
3.2 Ricostruzione del decadimento di particelle	27
3.2.1 Analisi risultati	28

Conclusioni	28
Bibliografia	30

Introduzione

Il lavoro svolto nella presente tesi è incentrato sul confronto tra vari metodi di identificazione di particelle sia di tipo tradizionale che di tipo statistico. I primi sono basati sul concetto di taglio di selezione, in altre parole si effettua un filtraggio degli eventi in base a determinati criteri, mentre i secondi non effettuano alcuna selezione ma ad ogni evento viene applicato un peso che dipenderà dal metodo utilizzato. In questa seconda categoria rientrano un approccio di tipo Bayesiano e un nuovo metodo la cui efficacia è stata verificata nel corso del lavoro. Queste metodologie sono state applicate ad un potenziale rivelatore a tempo di volo per l'Electron Ion Collider (EIC) attualmente in fase di studio nel gruppo ALICE-TOF di Bologna.

Capitolo 1

L'Electron Ion Collider (EIC)

Il progetto EIC [1] riguarda la costruzione di un collisore elettrone – nucleo che dovrebbe essere avviato entro una decina d'anni negli Stati Uniti. L'obiettivo perseguito è quello di sondare l'interno dei nuclei per comprendere come si strutturano spazialmente i quark e i gluoni (partoni), con un occhio di riguardo verso le possibili interazioni tra le componenti dei diversi nucleoni degli atomi pesanti.

La teoria che sta alla base dell'interazione tra i partoni è la Cromo-Dinamica Quantistica (QCD) che riconduce le forze tra quark ad una carica di colore mediata dai gluoni. Le possibili cariche sono denominate red, green e blue, oltre ai rispettivi anti-colori. Al contrario dell'interazione elettromagnetica in cui il mediatore, il fotone, è elettricamente neutro, i gluoni sono portatori di carica e quindi possono interagire fra loro portando un contributo notevole alla massa dei nucleoni. Tale carica risulta essere nello specifico sotto forma di coppie colore-anticolore. In totale dovrebbero esistere quindi 9 tipi di gluoni: $r\bar{r}$, $r\bar{g}$, $r\bar{b}$, $g\bar{r}$, $g\bar{g}$, $g\bar{b}$, $b\bar{r}$, $b\bar{g}$ e $b\bar{b}$. In realtà a causa di simmetrie i gluoni realmente indipendenti sono 8. La sopracitata teoria spiega anche perché siamo costretti ad utilizzare tecniche assai complesse per poter osservare i quark interni ai nucleoni invece di analizzarli allo stato libero. Per poter neutralizzare la carica di colore di cui sono portatori i quark devono infatti legarsi in coppie o triplette formando rispettivamente mesoni e barioni. Se, per esempio, si tenta di separare un mesone l'energia necessaria è talmente elevata che può convertirsi in massa e dare origine a due nuovi mesoni, entrambi nuovamente dotati di carica neutra.

Di seguito, nella sezione 1.1 verranno presentate le varie proposte di acceleratori e le caratteristiche tecniche che saranno necessarie per raggiungere gli obiettivi stabiliti.

Nella sezione 1.2, invece, si analizzeranno i fondamentali delle domande alle quali si tenterà di rispondere grazie ai dati che verranno forniti dall'EIC. Le domande di cui ci si occuperà spaziano da qual è il contributo dato dai gluoni allo spin complessivo a cosa succede quando la loro densità raggiunge il livello di saturazione, alla distribuzione spaziale dei partoni nei nucleoni e come questa varia aumentando il peso atomico.

1.1 Costruzione degli acceleratori

1.1.1 Perché un EIC

Nella costruzione di un nuovo esperimento di fisica nucleare sono molti i fattori da considerare: quali rivelatori utilizzare, su quali particelle concentrarsi e quali sonde utilizzare. Nel progetto che si sta approfondendo si è scelto di utilizzare dei collisori, strumenti che da anni vengono utilizzati per analizzare gli interni nucleari. L'utilizzo di elettroni come sonda consente di sfruttare l'impareggiabile precisione delle onde elettromagnetiche, precisione che deriva anche dalla profonda conoscenza di tali onde. Si è deciso di concentrarsi soprattutto sugli ioni pesanti perché grazie all'interazione di più nucleoni consentono il raggiungimento di regimi che, per stabilirsi in protoni singoli, richiederebbero energie molto maggiori. I fasci di ioni ed elettroni verranno polarizzati al fine di determinare le correlazioni tra le distribuzioni dei partoni con lo spin dei loro nucleoni.

Attualmente sono al vaglio due possibili locazioni, ognuna dotata di un proprio design che per lavorare sfrutterà strutture attualmente esistenti o già in fase di costruzione.

1.1.2 eRHIC

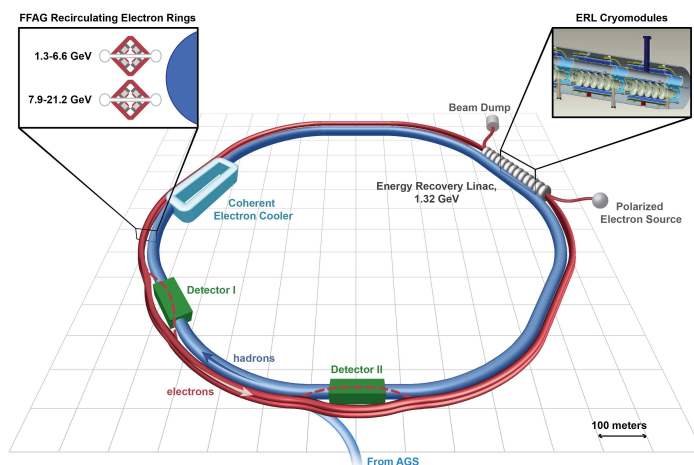


Figura 1.1: Schema dell'eRHIC proposto dal BNL che richiede la costruzione dell'ERL (rosso) all'interno dei tunnel dei RHIC già esistenti [1]

Una delle strutture proposte per EIC è il Brookhaven National Laboratory (BNL), in cui verrebbe costruito l'eRHIC (vedi Figura 1.1) che utilizzerebbe un nuovo Energy

Recovery LINAC (ERL), un acceleratore lineare di elettroni realizzato all'interno del tunnel dell'eRHIC stesso. In questo tipo di acceleratori ogni pacchetto di elettroni viene accelerato una sola volta e una volta completato il giro viene decelerato all'ingresso dell'ERL. L'energia cinetica rilasciata in questa fase viene poi utilizzata per accelerare un nuovo pacchetto di elettroni a bassa energia. In questo modo il fabbisogno energetico dell'acceleratore risulta minore e di conseguenza aumenta il tasso di pacchetti disponibili per gli esperimenti. Gli elettroni così accelerati andrebbero a collidere con i fasci di protoni o nuclei altamente polarizzati all'interno dei Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) già presenti.

1.1.3 MEIC

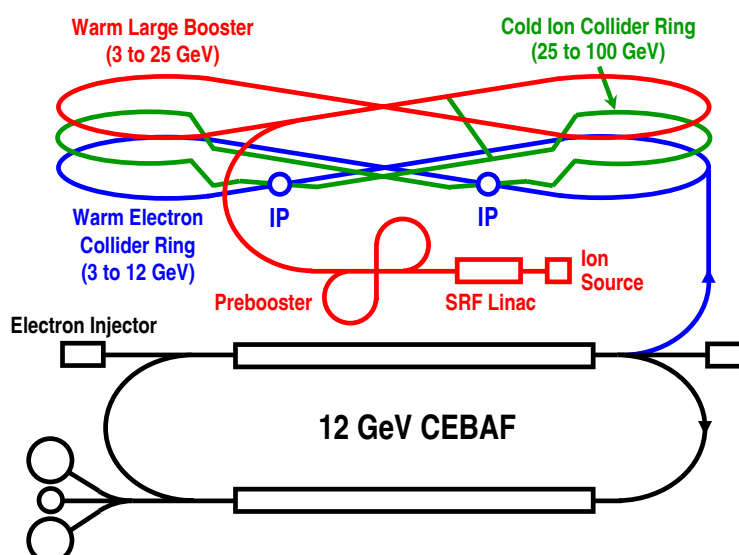


Figura 1.2: Schema del MEIC proposto dal JLab. Attualmente è in costruzione solamente il CEBAF (nero) [1]

La seconda opzione è il Jefferson Laboratory (JLab) dove si andrebbe a creare il Medium energy Electron Ion Collider (MEIC) (Figura 1.2). Questo sfrutterebbe il Continuous Electron Beams Accelerator Facility (CEBAF) da 12 GeV, attualmente in costruzione a cui andrebbe abbinato un nuovo acceleratore per elettroni e ioni ad anello. Sia gli elettroni che gli ioni pre-accelerati saranno immessi in uno storage ring con una forma ad 8, colorati rispettivamente in blu e rosso nella Figura 1.2, dove saranno continuamente accelerati fino a raggiungere le energie richieste dagli esperimenti. A questo punto gli ioni passeranno nel percorso verde dove sarà possibile farli collidere con gli elettroni in almeno due possibili punti di interazione (IP).

1.1.4 Parametri funzionali

Entrambi i collisori avranno parametri di funzionamento simili che consistono di:

- Fasci di elettroni e nuclei altamente polarizzati ($\sim 70\%$ del totale)
- Fasci di ioni dal deuterio fino al piombo
- Energia del centro di massa tra 20 e 100 GeV, potenziabile fino a 140 GeV
- Alto tasso di collisioni (luminosità $\sim 10^{33-34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
- Possibilità di avere più di una zona di interazione

Il cooling dei fasci di particelle sarà fondamentale per raggiungere l'alta luminosità richiesta. Al BNL è in fase di sviluppo un metodo per il cooling di elettroni coerenti che sfrutta le interazioni tra adroni e elettroni accelerati mentre al JLab il sistema è basato su tecniche tradizionali che verranno adattate per energie più alte, con l'utilizzo nel frattempo di fasci compatti di elettroni. Sarà necessaria anche la presenza di un acceleratore in grado di raggiungere elevate energie ed intensità.

Il design dell'eRHIC richiede che l'intensità fornita dall'ERL sia di un ordine di grandezza superiore ai limiti attualmente raggiunti e per questa ragione sarà indispensabile ulteriore ricerca e sviluppo, mentre il MEIC sfrutta invece a suo favore la nuova forma ad 8 dello storage ring utilizzata sia per gli elettroni che per gli ioni ed è quindi già realizzabile coi mezzi attualmente a disposizione.

Integrare i rivelatori in questi progetti all'avanguardia risulterà complesso e perciò si farà molto affidamento sulle esperienze maturate da HERA. Inoltre, per mantenere i costi di gestione accettabili è necessario anche un notevole sviluppo dei rivelatori che saranno utilizzati per la calorimetria, il tracciamento e il riconoscimento delle particelle.

1.2 La fisica sotto studio

1.2.1 Origine dello spin del nucleo

Sulla base dei dati attualmente disponibili si è a conoscenza del fatto che lo spin di quark e antiquark è responsabile solo del 30% dello spin totale e che il contributo dato dai gluoni, pur non essendo nullo, non è sufficiente a spiegare lo spin complessivo. Dato che il contributo dato dai gluoni così stimato è dipendente dalla minima frazione di momento x accessibile dagli esperimenti, la possibilità di estendere di due ordini di grandezza l'intervallo delle x ad EIC consentirebbe una riduzione significativa delle incertezze. In Figura 1.3 sono rappresentate le incertezze sul contributo dei gluoni all'elicità in confronto col contributo dei quark. In base ai dati di EIC i valori centrali potrebbero cambiare ma comunque la riduzione delle incertezze rimarrebbe significativa. Per far questo verranno

utilizzati rilevamenti sia del solo elettrone scatterato che degli adroni prodotti dalle collisioni che andranno poi identificati.

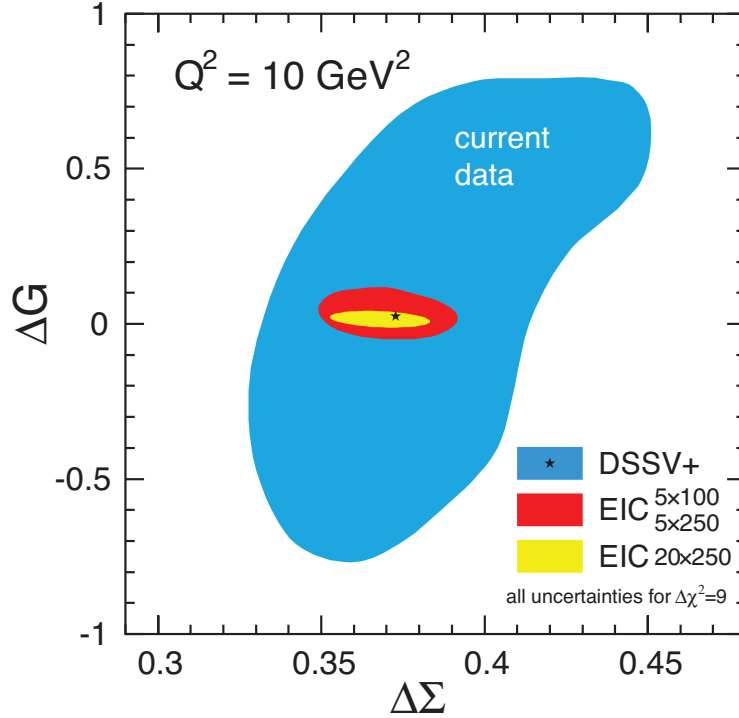


Figura 1.3: Stima della riduzione delle incertezze del contributo allo spin complessivo dell’elicità dei gluoni ΔG in funzione del contributo dei quark $\Delta\Sigma$ grazie ai dati forniti da EIC [1]

1.2.2 Moto confinato di quark e gluoni

Un ulteriore ambito di studi è il moto dei partoni all’interno dei nucleoni. Gli strumenti teorici prevalentemente utilizzati permettono la ricostruzione del moto nei nuclei ad alte energie. Tali ricostruzioni avvengono sulla base delle informazioni date dalla distribuzione dell’impulso trasverso degli adroni generati negli urti. Questa è sensibile a correlazioni tra movimento, spin e spin del nucleone genitore dei partoni, probabilmente per via di interazioni spin-orbita tra essi, di cui però si conosce ancora poco. Sebbene le distribuzioni per i quark siano state studiate approfonditamente (Figura 1.4), le apparecchiature di EIC potranno incrementarne notevolmente la precisione e consentire la misura delle corrispettive per i gluoni. In questo modo si riuscirà ad avere una distribuzione tridimensionale dei gluoni nel nucleo che, unita a quella dei quark, aumenterà la nostra comprensione degli interni nucleari. Nel caso di nuclei pesanti è stato inoltre notato che

le distribuzioni dei quark non sono una semplice sovrapposizione delle distribuzioni nei singoli nucleoni. Con i dati attuali però non si è in grado di sapere se questo rimane valido anche per i gluoni, ma sarà possibile appurarlo mediante gli esiti di questo progetto.

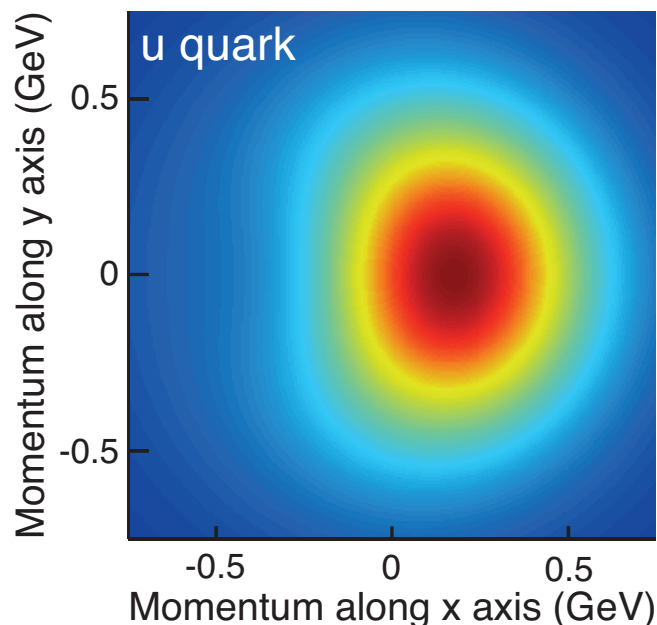


Figura 1.4: Distribuzione dell'impulso trasverso di un quark up diretto verso z esternamente al foglio polarizzato lungo y con frazione di momento $x=0.1$ [1]

1.2.3 Saturazione della densità dei gluoni

La carica portata dai gluoni fa sì che essi possano dividersi e ricombinarsi fra loro senza interagire con altre particelle. Aumentando l'energia disponibile (e diminuendo quindi la frazione di momento x accessibile dagli esperimenti) aumenterà il numero dei gluoni e il numero di questi processi fino a giungere ad un livello in cui satureranno, raggiungendo uno stato denominato Color Glass Condensate, rappresentato in Figura 1.5. In questo stato si ritiene che gli adroni acquisiscano proprietà generali indipendenti dal loro tipo. Se la scala a cui questo avviene fosse sufficientemente larga si potrebbero calcolare direttamente dalla teoria le suddette proprietà. Per raggiungere più facilmente questo livello verranno usati nuclei pesanti invece di singoli nucleoni dal momento che i gluoni di tutto il nucleo contribuiscono al raggiungimento di questa soglia diminuendo di fatto l'energia necessaria.

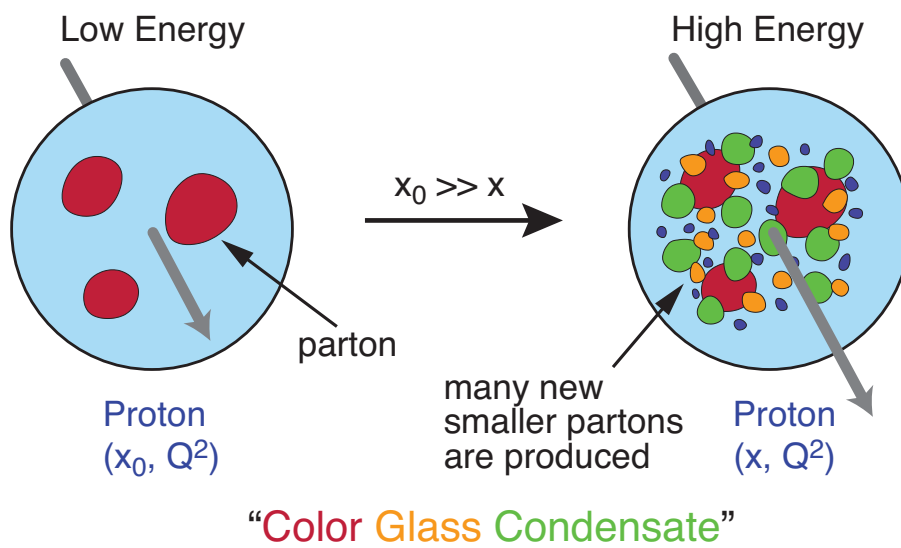


Figura 1.5: Rappresentazione di come si presentano i nucleoni ad alte energie, dove si nota un notevole aumento di partoni (gluoni + quark virtuali) [1]

Capitolo 2

L'utilizzo di un TOF per l'identificazione di particelle (PID)

2.1 Un possibile TOF per EIC

Nell'ambito del gruppo ALICE-TOF di Bologna è in corso uno studio per il possibile utilizzo di un sistema a tempo di volo (TOF) in EIC rappresentato in figura 2.1. Il TOF sotto studio è costituito da rivelatori con una risoluzione di 20 ps, tecnologia attualmente non disponibile ma che si ritiene si sarà in grado di costruire per quando EIC dovrà essere operativo. Il rivelatore b-TOF (barrel) è di forma cilindrica mentre il rivelatore h-TOF2+ (hadron) è in realtà composto da 3 rivelatori posti in sequenza per poter avere una risoluzione complessiva di $20/\sqrt{3}$ ps, che, nel caso venga accoppiato ad h-TOF2, può scendere a 10 ps. Si è scelto di posizionare un maggior numero di rivelatori nella direzione da cui provengono gli elettroni perché è qui che verranno rilevate il maggior numero di particelle derivanti dalle interazioni.

2.2 Simulazione delle prestazioni del sistema TOF

Nella nostra analisi sono stati simulati 500.000 eventi di collisione elettrone-protone con $E_{el} = 10$ GeV e $E_{pr} = 100$ GeV attraverso il generatore Pythia6 [2]. In seguito è stato utilizzato DELPHES [3] per una simulazione veloce della risposta del rivelatore in un ambiente con un campo magnetico di 2 T. In questo modo si riproduce correttamente l'accettanza dei rivelatori. L'accettanza indica lo spazio delle fasi delle particelle la cui traiettoria interseca almeno un rivelatore e per cui quindi si può misurare l'evento. Con questo setup sono stati simulati tempi di volo con risoluzioni di 20 ps ($20/\sqrt{3}$ per h-TOF2+), e relative lunghezze di traccia. In questa fase non sono stati invece applicati effetti di risoluzione per quanto riguarda l'impulso non essendo stato simulato nessun rivelatore tracciante.

TOF configuration layouts

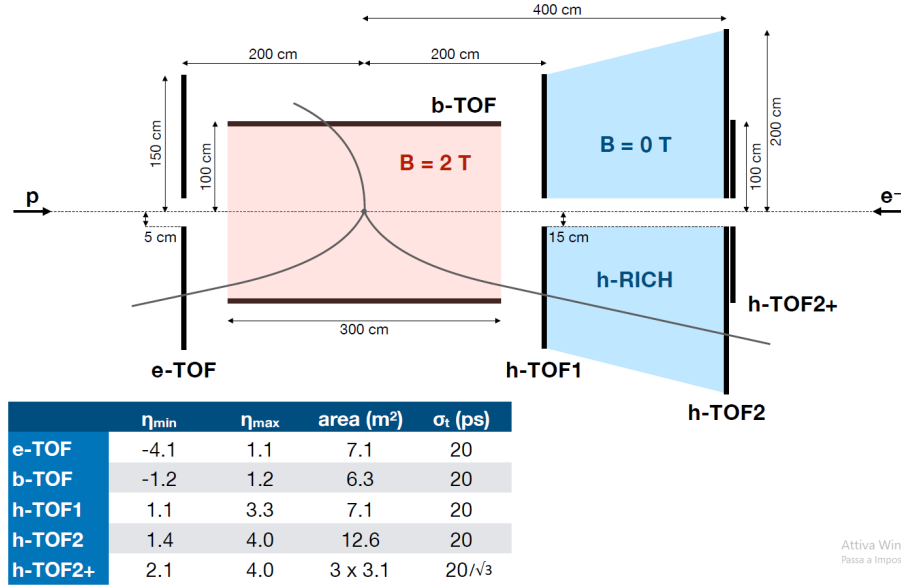


Figura 2.1: Schema del TOF sotto studio

2.3 Rivelatore TOF

Sfruttando rivelatori esterni si può ricostruire l'impulso p (misurato in GeV/c) della particella dalla relazione

$$R = \frac{p}{qB}$$

con R raggio di curvatura, $q = |e^-|$ carica dell'elettrone e $B = 2T$ campo magnetico nel nostro caso. Dai dati rilevati dal rivelatore si può ricostruire la traiettoria seguita dalle particelle e dalla lunghezza L della traiettoria il tempo atteso t_{exp} impiegato da una particella di massa m_{part} a percorrerlo. Dato il β_{part} della particella

$$\beta_{part} = \frac{p}{\sqrt{m_{part}^2 + p^2}}$$

si ottiene infatti

$$t_{exp} = \frac{L}{\beta_{part}c}$$

Come si può notare aumentando l'impulso la dipendenza di β dalla massa tende a diminuire e fa convergere ad 1 i valori per le varie ipotesi. Come parametro per la Particle Identification (PID) si definisce

$$\Delta t_{part} = t_{tof} - t_{exp}$$

con t_{exp} definito in precedenza e t_{tof} misurato. Nel caso l'ipotesi fatta corrisponda all'identità della particella questo tempo Δt_{part} tenderà a 0 entro gli errori strumentali.

In Figura 2.2 è rappresentato l'andamento di Δt_{part} in funzione dell'impulso per un piccolo campione simulato. In questo caso l'ipotesi di partenza è $m_{part} = m_{kaone}$.

Il trend attorno allo 0 sarà dato dai kaoni, quello superiore da particelle di massa superiore e quindi con un t_{tof} maggiore, in questo caso protoni, mentre quello inferiore è dato da pioni. Si può notare come la convergenza di β_{part} porti anche ad una convergenza di Δt_{part} ad alti impulsi. Le particelle evidentemente fuori dai tre trend principali sono quelle derivate da particelle secondarie prodotte nel rivelatore e costituiscono il fondo del segnale.

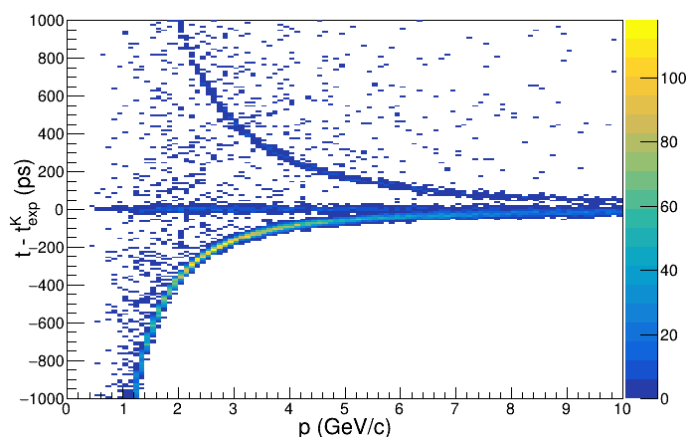


Figura 2.2: Grafico Δt_{part} vs p di 10000 eventi simulati

2.4 Tecniche per la PID

Ci sono varie tecniche per la PID di particelle a partire dai segnali S misurati dai rivelatori.

Quelle utilizzate e messe a confronto in questo lavoro sono spiegate nel seguito.

2.4.1 Taglio a n-sigma

Il taglio a n-sigma consiste nel considerare solo i segnali che si discostino per meno di n volte la risoluzione dello strumento dal valore atteso sotto una specifica ipotesi. Questa tecnica è molto semplice da implementare e fornisce buoni risultati nel caso in cui i segnali attesi siano ben distanziati fra di loro (Figura 2.3, sinistra). Essa ha il pregio di avere una efficienza fissata in base alla scelta di n e il cui valore dipenderà dalla distribuzione.

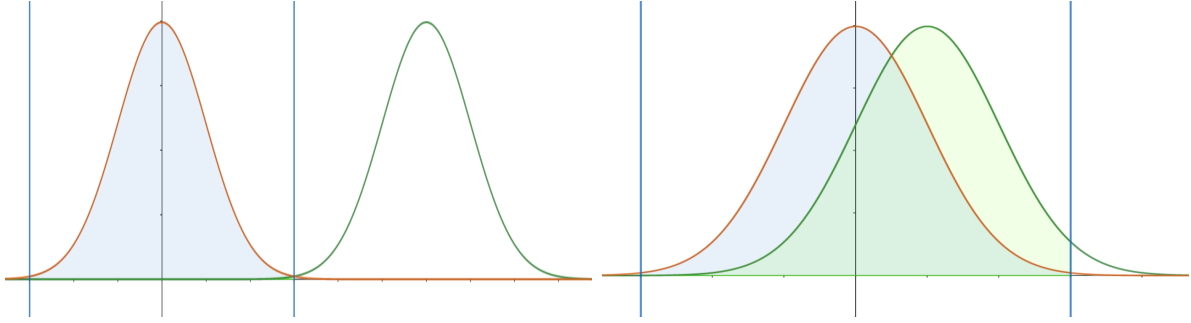


Figura 2.3: Esempi di tagli a 3-sigma (righe blu) per gaussiane distanti 6 sigma (sinistra) e 1 sigma (destra). Come si nota nel primo caso la contaminazione è praticamente nulla mentre nel secondo provoca quasi un raddoppio del numero di conteggi

Per esempio, nel caso di una distribuzione gaussiana un taglio 1-sigma dà un'efficienza del 68,3% mentre un taglio 3-sigma del 99,7%. Il suo principale difetto consiste nell'alta contaminazione nel caso di segnali attesi ravvicinati (Figura 2.3, destra) e per tale ragione questo metodo tende sempre a sovrastimare il numero effettivo di segnali riconosciuti.

2.4.2 Sigma minimo

Nell'approccio a sigma minimo si assegna ad ogni segnale la specie il cui segnale atteso è più vicino. In questo modo si evitano doppi conteggi, come invece può accadere nel caso del taglio a n-sigma. Nel caso di specie con uguali abbondanze, inoltre, il numero di conteggi di una specie A conteggiati come B equivale al numero di specie B conteggiate come A (Figura 2.4, sinistra). Se invece le specie hanno abbondanze diverse si avrà una sovrastima delle specie con probabilità minore e una sottostima dell'altra (Figura 2.4, destra).

2.4.3 Approccio Bayesiano

L'approccio Bayesiano è già stato ampiamente sperimentato all'interno di ALICE al CERN[4]. La formula di riferimento in questo caso è data dalla probabilità Bayesiana

$$P(H_i|\vec{S}) = \frac{P(\vec{S}|H_i)C(H_i)}{\sum_k P(\vec{S}|H_k)C(H_k)}$$

dove $P(H_i|\vec{S})$ indica la probabilità a posteriori che un set di segnali \vec{S} sia originato da una specie i , $P(\vec{S}|H_i)$ corrisponde alla probabilità a priori che la specie i generi quel set di segnali \vec{S} mentre con $C(H_i)$ si indica la probabilità a priori della specie i , che di seguito chiameremo priors. In pratica, conoscendo il tipo di risposta che i rivelatori forniscono è

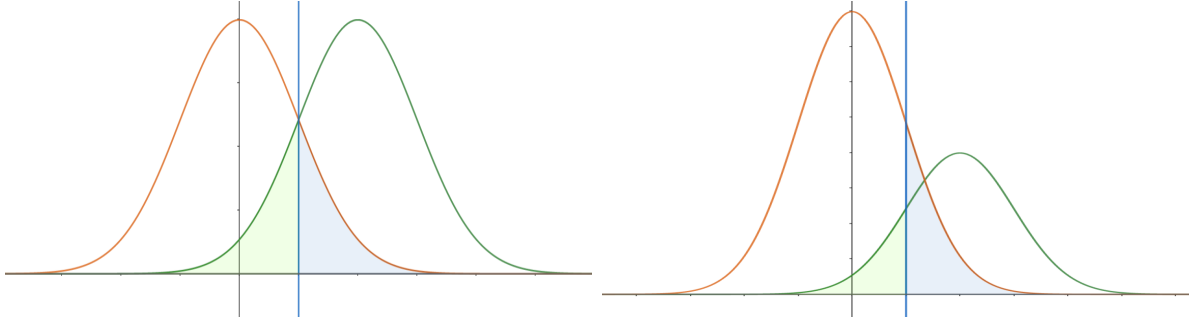


Figura 2.4: Contaminazioni nel metodo del sigma minimo. Posta la linea blu a metà tra le due medie, si nota che nel caso di distribuzioni identiche (sinistra) la contaminazione è identica e quindi il conteggio rimane corretto mentre nel caso di distribuzioni diverse (destra) i contributi non si compensano

immediato calcolare $P(\vec{S}|H_i)$ e a questo punto le uniche incognite sono i priors $C(H_i)$ che sono proporzionali alle abbondanze reali N_i delle particelle prese in esame. Ovviamente queste, essendo ciò che vogliamo misurare, non sono note prima dell'analisi. Si può però usare un metodo iterativo per calcolarli. Per come sono definite, nel caso di priors corrispondenti alle abbondanze reali ($C_i = N_i$) si può facilmente dimostrare che

$$\sum_{j=1}^{N_{particelle}} P(H_i|\vec{S}_j) = N_i$$

ovvero la somma su tutte le particelle della probabilità che un segnale \vec{S}_j appartenga alla specie i dà il l'abbondanza reale di i . Quello che viene quindi fatto è utilizzare la probabilità Bayesiana come peso nel riempimento di istogrammi senza applicare alcun taglio di selezione. Se invece non fosse questo il caso ($C_i \neq N_i$) si pone come nuovo set di priors \vec{C} il vettore \vec{N} ottenuto e si itera fino ad avere una convergenza. Ad ALICE è stato verificato (Figura 2.5) che iterando più volte i priors questi convergono a quelle che sono le abbondanze reali calcolate con altri metodi.

Nel caso di priors corretti ($C_i = N_i$) si ha inoltre che

$$\int P(\vec{S}|H_i)P(H_j|\vec{S})d\vec{S} = \int P(\vec{S}|H_j)P(H_i|\vec{S})d\vec{S} \quad (2.1)$$

In altre parole questo significa che la contaminazione che j dà su i è uguale alla contaminazione che i dà su j , fornendo quindi il risultato corretto nonostante vengano conteggiati anche segnali non legati alla propria specie. L'importanza di avere priors giusti è inversamente proporzionale alla separazione dei vari segnali. Nel caso di ampia separazione si potrebbero anche utilizzare C_i uguali per tutte le specie senza che ciò determini grossi errori. Essi diventano tuttavia sempre più importanti mano a mano che i segnali di

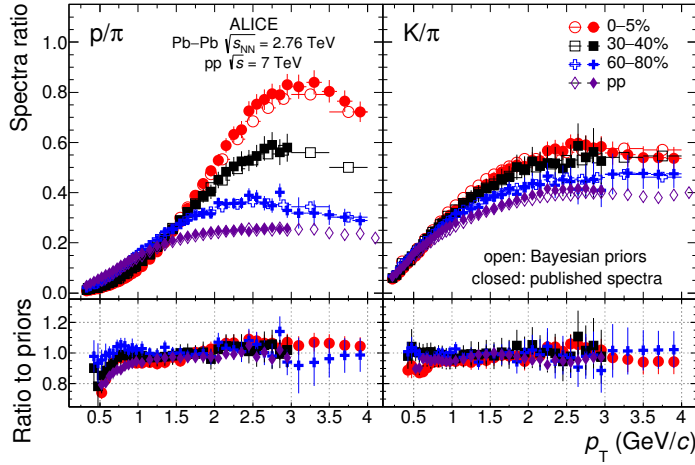


Figura 2.5: In alto, rapporti protoni/pioni e kaoni/pioni misurati da ALICE per collisioni Pb-Pb e p-p. In basso, rapporti abbondanze misurate/priors [4]

specie diverse si avvicinano e le distribuzioni iniziano a sovrapporsi.

I priors inoltre sono strettamente legati alla cinematica presa in esame, in generale sotto forma di dipendenza dall'impulso. Se essi variano all'interno di una selezione troppo grande si perde accuratezza nel procedimento. D'altro canto, un raggruppamento troppo fine corrisponde ad un maggior tempo di calcolo necessario o a una riduzione eccessiva della statistica disponibile.

Questo metodo può essere utilizzato anche con \vec{S} a più dimensioni, come nel caso di segnali da più rivelatori, al costo però di una maggiore difficoltà di computazione. Andando su segnali a più dimensioni il numero di intervalli aumenta col numero di dimensioni del vettore \vec{S} , e quindi il tempo di elaborazione aumenterà proporzionalmente. Il metodo iterativo inoltre richiede di ripetere gli stessi calcoli più e più volte, anche se una buona convergenza viene data già da 6-7 iterazioni nel caso dei grafici di ALICE in figura 2.5.

2.4.4 Definizione di pesi alternativi

In questa sezione si propone la definizione di nuovi pesi che soddisfino la proprietà 2.1 come nel caso Bayesiano ma in cui venga eliminata la dipendenza dai priors e quindi la necessità del ciclo iterativo per calcolarli. Per derivare il nuovo approccio si può partire dalla seguente equivalenza valida a livello statistico:

$$\sum_{j=1}^{N_{particles}} f(S) = \sum_{k=1}^{N_{species}} N_k \int p_k(S) f(S) dS$$

La somma su tutte le particelle di una certa funzione $f(S)$ è equivalente alla somma su tutte le specie della media della funzione stessa sulla distribuzione $p_k(S)$ della specie (che

corrisponde alla $P(\vec{S}|H_i)$ di prima) moltiplicata per l'abbondanza di quella specie. In questo modo vengono collegate proprietà misurabili con proprietà statistiche associate alla risposta del rivelatore. Prendendo come $f(S)$ le $p_i(S)$ e sostituendo si ha

$$\sum_{j=1}^{N_{particles}} p_j(S) = \sum_{k=1}^{N_{species}} N_k A_{ki} \quad \text{con} \quad A_{ki} = \int p_k(S) p_i(S) dS$$

Definiamo \vec{O} il vettore contenente gli osservabili definiti a sinistra della relazione precedente per ogni singola specie, \vec{N} il vettore delle abbondanze di ogni specie e notiamo che gli A_{ki} formano una matrice quadrata che chiameremo M .

A questo punto possiamo scrivere in forma vettoriale la formula precedente e invertirla, ottenendo

$$\vec{N} = \sum_{j=1}^{N_{particles}} M^{-1} \vec{O}_j$$

Dato che le risposte dei rivelatori $p_i(S)$ da cui si ricava la matrice M sono conosciute e il vettore \vec{O} è ovviamente misurabile evento per evento è stata definita una relazione che permette di risalire ai dati reali partendo dalle osservazioni. In generale l'unica complicazione consiste nel dover calcolare gli integrali A_{ki} , cosa che può risultare pesante in più dimensioni. Nel caso però di risposte gaussiane questi integrali sono conosciuti analiticamente e possono essere calcolati particella per particella senza dover fare integrali su intervalli discreti. La matrice M infatti diventa, prendendo in esame tre diverse specie:

$$M = \frac{1}{2\sigma\sqrt{\pi}} \begin{pmatrix} 1 & e^{-\frac{n\sigma_{12}^2}{4}} & e^{-\frac{n\sigma_{13}^2}{4}} \\ e^{-\frac{n\sigma_{12}^2}{4}} & 1 & e^{-\frac{n\sigma_{23}^2}{4}} \\ e^{-\frac{n\sigma_{13}^2}{4}} & e^{-\frac{n\sigma_{23}^2}{4}} & 1 \end{pmatrix}$$

con $n\sigma_{ik}$ la separazione tra le ipotesi i e k e σ la risoluzione del rivelatore.

Il vettore $\vec{\psi} = M^{-1}\vec{O}$ contenente i pesi calcolati evento per evento inoltre possiede la seguente proprietà:

$$\int p_i(S) \psi_j(S) dS = \int p_j(S) \psi_i(S) dS = \delta_{ij} \quad (2.2)$$

ovvero la contaminazione data dalle altre particelle è nulla. Questi nuovi pesi quindi soddisfano la stessa condizione 2.1 della probabilità Bayesiana ma lo fa rendendo ortogonali i pesi di specie diverse. Per arrivare a ciò però deve consentire pesi negativi o maggiori di 1 per cui non possono essere più associati ad una probabilità.

A titolo di esempio, in figura 2.6 si ha il confronto dei due diversi pesi per gaussiane identiche distanti 3 sigma. Pur essendo entrambe simmetriche, mentre i pesi Bayesiani (punti pieni) si mantiene strettamente fra 0 e 1 i nuovi pesi (punti vuoti) supera l'unità in corrispondenza del massimo della propria specie e scende sotto lo 0 nel massimo dell'altra.

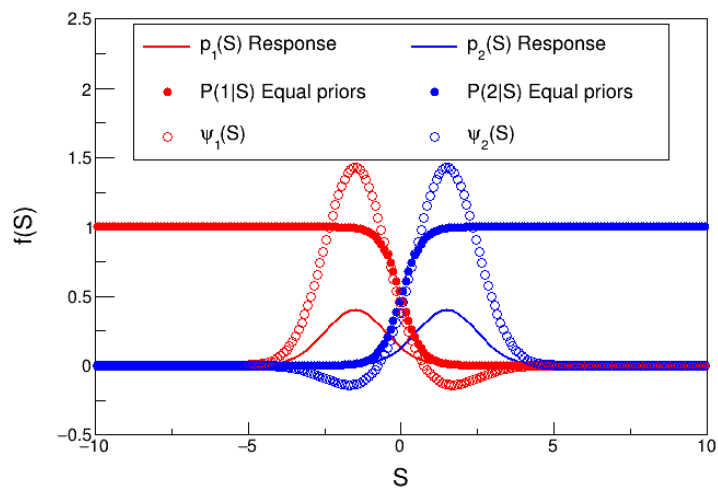


Figura 2.6: Confronto dei due pesi per gaussiane identiche

Capitolo 3

Analisi delle prestazioni

In questo terzo capitolo analizzeremo i dati della simulazione effettuata sfruttando tutte le tecniche spiegate nel capitolo precedente.

Inizialmente si prenderanno in considerazione le prestazioni dei singoli rivelatori e l'affidabilità dei vari metodi ai vari valori di impulso. Si useranno poi contemporaneamente i dati di tutti i rivelatori per ricostruire i decadimenti di alcuni mesoni. Ricordiamo che la simulazione consiste di 500.000 eventi di collisioni elettrone-protone con energie $E_{el} = 10$ GeV e $E_{pr} = 100$ GeV.

3.1 Analisi sui singoli rivelatori

Di seguito ci concentreremo sul conteggio di kaoni, pioni e protoni con relative antiparticelle, i prodotti prevalenti di queste collisioni e per cui si ha quindi una notevole statistica.

Le selezioni sul campione iniziale sono state le seguenti:

- sono state analizzate solo le particelle che hanno dato segnale su qualche rivelatore, restringendo quindi il campione alle sole particelle cariche;
- tutte le particelle originatesi a più di 5 cm dal centro sono state scartate in modo da conteggiare solo particelle primarie;
- gli elettroni non sono stati presi in considerazione nell'assunzione che siano identificati da altri rivelatori, come per esempio dei calorimetri.

3.1.1 Comportamento delle varie tecniche

Prenderemo in esame i risultati ottenuti per b-TOF e h-TOF2+. Questo perché essi sono i rivelatori che occupano due regioni opposte: una centrale e l'altra sulla direzione

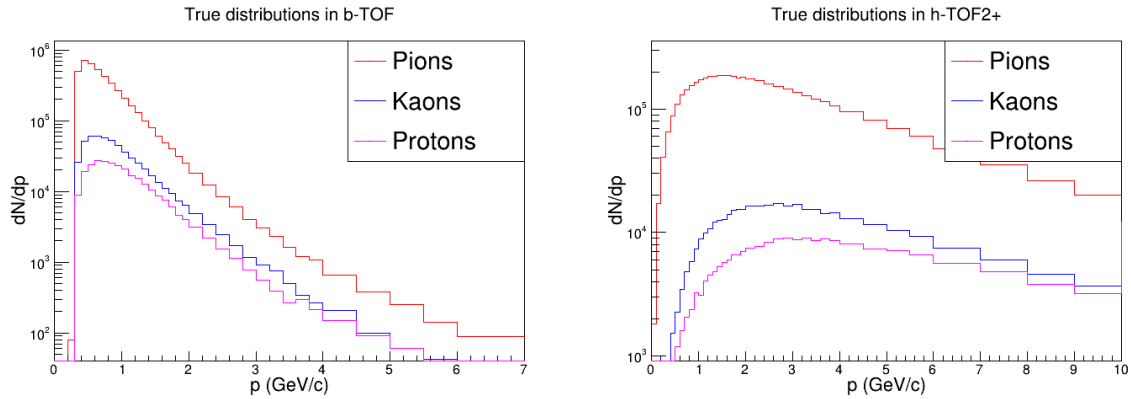


Figura 3.1: Distribuzione vera delle particelle in b-TOF (sopra) e in h-TOF2+ (sotto) in scala logaritmica

di moto del protone.

Il primo infatti per via della sua posizione ha un limite superiore all'impulso dato dalla statistica usata perché le particelle ad alto impulso tendono a proseguire nella direzione del protone ed inoltre ha una precisione minore di h-TOF2+, che invece si trova nella posizione migliore per rilevare particelle altamente energetiche ed avere una statistica rilevante anche ad alti impulsi. Negli altri rivelatori sono state osservate caratteristiche intermedie fra questi due.

In figura 3.1 sono riportate le abbondanze vere delle varie specie per i due rivelatori. Per produrre i grafici nelle figure 3.2 e 3.3, che contengono in ordine le abbondanze di protoni, kaoni e pioni, sono stati seguiti due metodi diversi. Per il taglio 3-sigma e per il sigma minimo è stato effettuato un taglio sulle particelle, ovvero sono state conteggiate solo quelle che rispecchiavano il criterio definito dal metodo. Per i metodi statistici invece non è stata effettuata alcuna selezione ed è stata conteggiata ogni particella, pesandola però con i pesi definiti dalle due procedure.

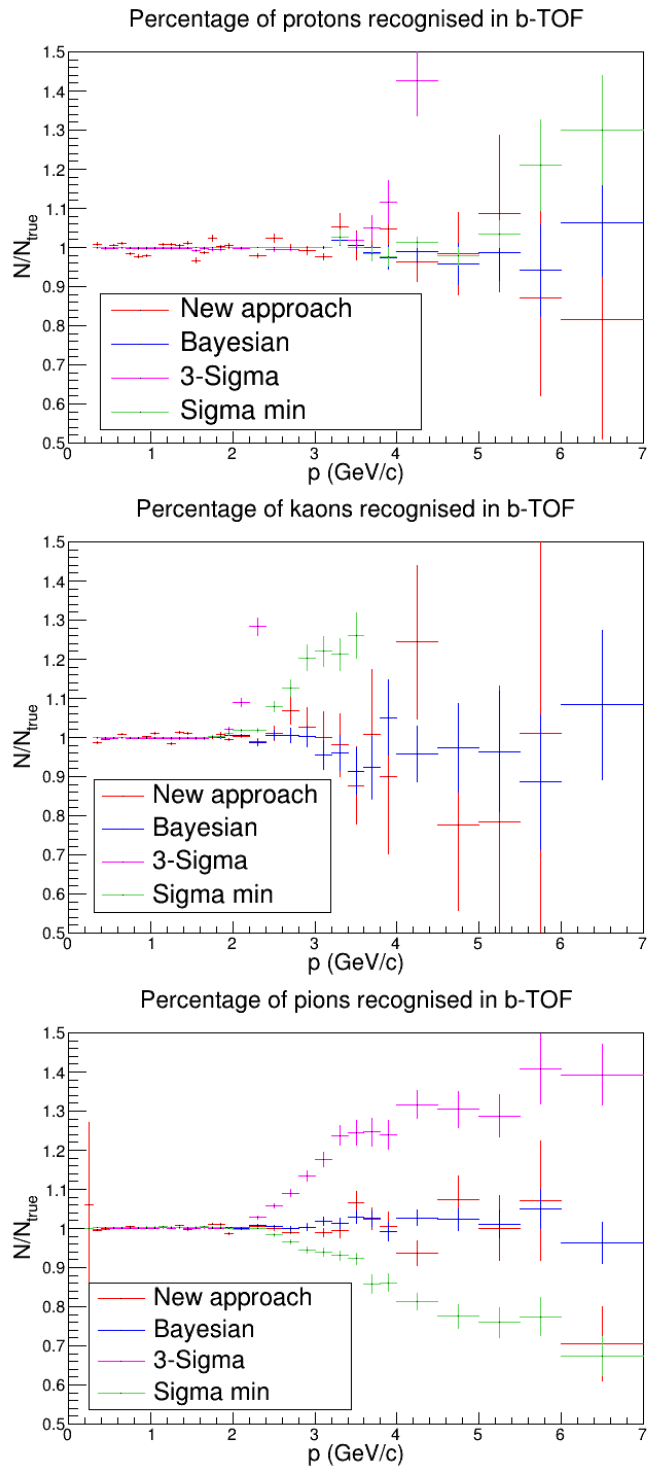


Figura 3.2: Conteggi ottenuti per le diverse specie attraverso i vari metodi, normalizzati alle abbondanze vere per il rivelatore b-TOF

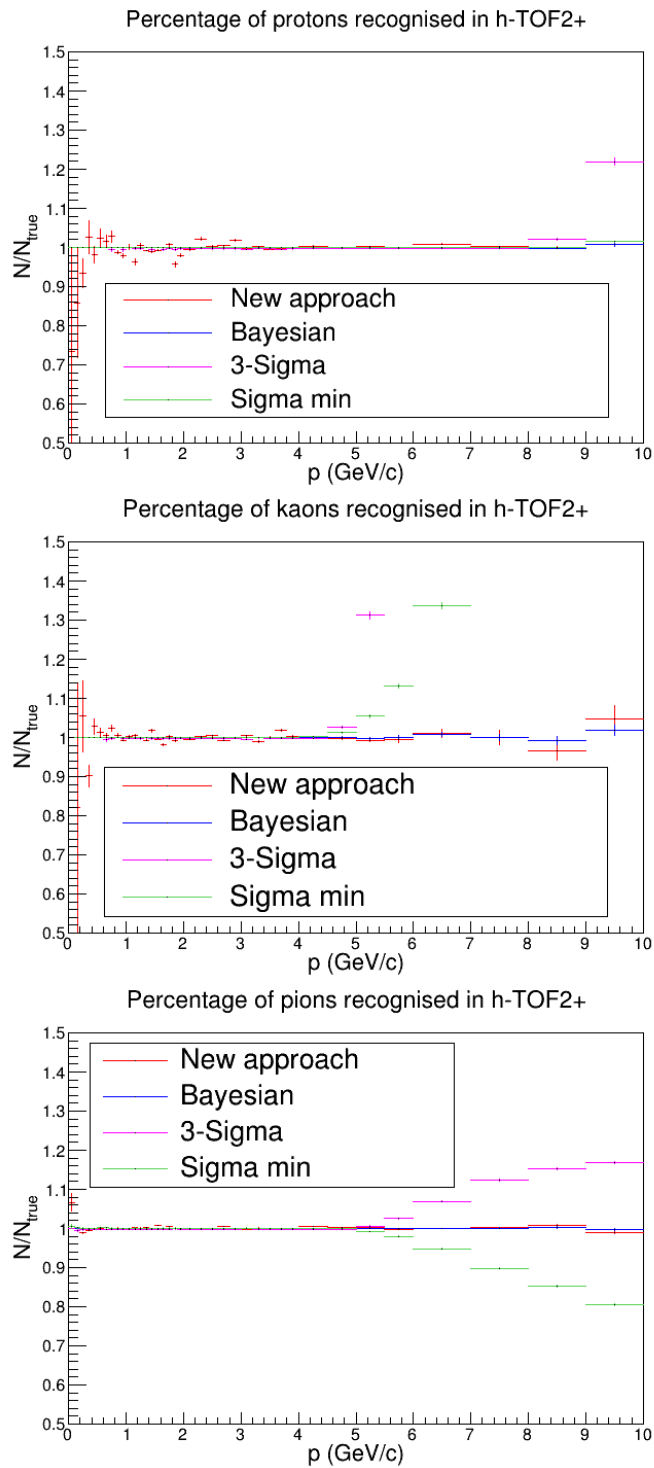


Figura 3.3: Conteggi ottenuti per le diverse specie attraverso i vari metodi, normalizzati alle abbondanze vere per il rivelatore h-TOF2+

Taglio a n-sigma

Vediamo sia dalla figura 3.2 che dalla figura 3.3 come questo approccio dia risultati esatti a bassi impulsi per poi divergere a partire da certi impulsi che dipendono dalla risoluzione del rivelatore, mantenendo comunque un'efficienza del 99,7%. La percentuale di contaminazione dipenderà dalle abbondanze vere (Figura 3.1) per cui essa risulta minore per i pioni rispetto alle altre specie.

Per una corretta ricostruzione della distribuzione questa tecnica richiede di stimare via Monte Carlo le correzioni per contaminazione da effettuare.

Sigma minimo

Notiamo come anche questa tecnica dia i risultati attesi. Come si nota dai grafici di figura 3.1 i pioni sono la specie prevalente di almeno un ordine di grandezza. Come da considerazioni precedenti (vedi Sezione 2.4.4) abbiamo quindi una sottostima dei pioni molto evidente e una sovrastima invece delle altre specie ad alti impulsi. I valori di impulso da cui questo effetto inizia a manifestarsi dipenderà ancora dalla risoluzione dei rivelatori per cui si presenta ad impulsi più alti per h-TOF2+, più preciso.

Per poter utilizzare questa tecnica anche in questo caso bisogna effettuare correzioni sia per efficienza, stimandone gli effetti ancora una volta per mezzo di simulazioni, che per contaminazione, la quale è comunque minore rispetto al metodo 3-sigma.

Approccio Bayesiano

Prendendo in esame i risultati di b-TOF vediamo come le fluttuazioni siano più evidenti, fino a picchi del 10%, in protoni e kaoni, meno numerosi, mentre gli errori per i pioni non superano il 5%. Analizzando invece h-TOF2+ dove le particelle sono più numerose si ha un'alta precisione anche ad alti impulsi. Questi sono i risultati ottenuti effettuando 20 passaggi del metodo iterativo.

Metodo alternativo con pesi

Questo metodo ha un comportamento analogo a quello precedente per cui evidenzieremo solo le differenze. In generale si può notare una maggiore sensibilità al campione statistico per cui gli errori tendono ad essere maggiori.

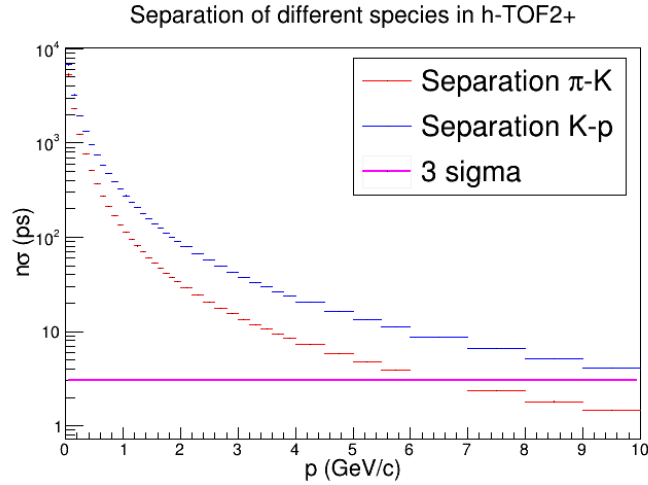


Figura 3.4: Separazione fra le varie specie per il rivelatore h-TOF2+ in scala logaritmica

3.1.2 Convergenza dei priors

In figura 3.4 è riportata la separazione tra le varie specie in funzione dell'impulso p , mentre in figura 3.5 sono riportati i valori normalizzati alle abbondanze vere dei vari passaggi del calcolo dei priors. Notiamo subito che i priors convergono già al primo passaggio fino a certi impulsi per poi richiedere sempre più iterazioni prima di stabilizzarsi attorno ai valori corretti. Possiamo ricondurre questa tendenza alla decrescente separazione tra i t_{exp} delle varie specie e stimare che tale effetto inizi quando la separazione scende sotto i 3 sigma, ovvero quando le curve di distribuzione dei segnali per le varie specie iniziano a sovrapporsi.

3.1.3 Errori sulla risoluzione del rivelatore

La risoluzione effettiva di rivelatori reali può risultare leggermente differente dalla risoluzione assunta in fase di analisi. A tal scopo abbiamo effettuato un ulteriore test per verificare come un errore del 10% possa influenzare la PID basata sui pesi Bayesiani o sui nuovi pesi. Come si può notare in figura 3.6 questo aumento nella risoluzione porta ad una sovrastima di almeno il 5% sul numero di particelle riconosciute nel caso dei nuovi pesi che andrà tenuto in conto se si vorrà utilizzare questo metodo. I pesi Bayesiani invece risentono meno della indeterminatezza sulla risoluzione quando c'è una grande separazione mentre presentano un comportamento analogo all'altro per alti impulsi, seppur con fluttuazioni più contenute.

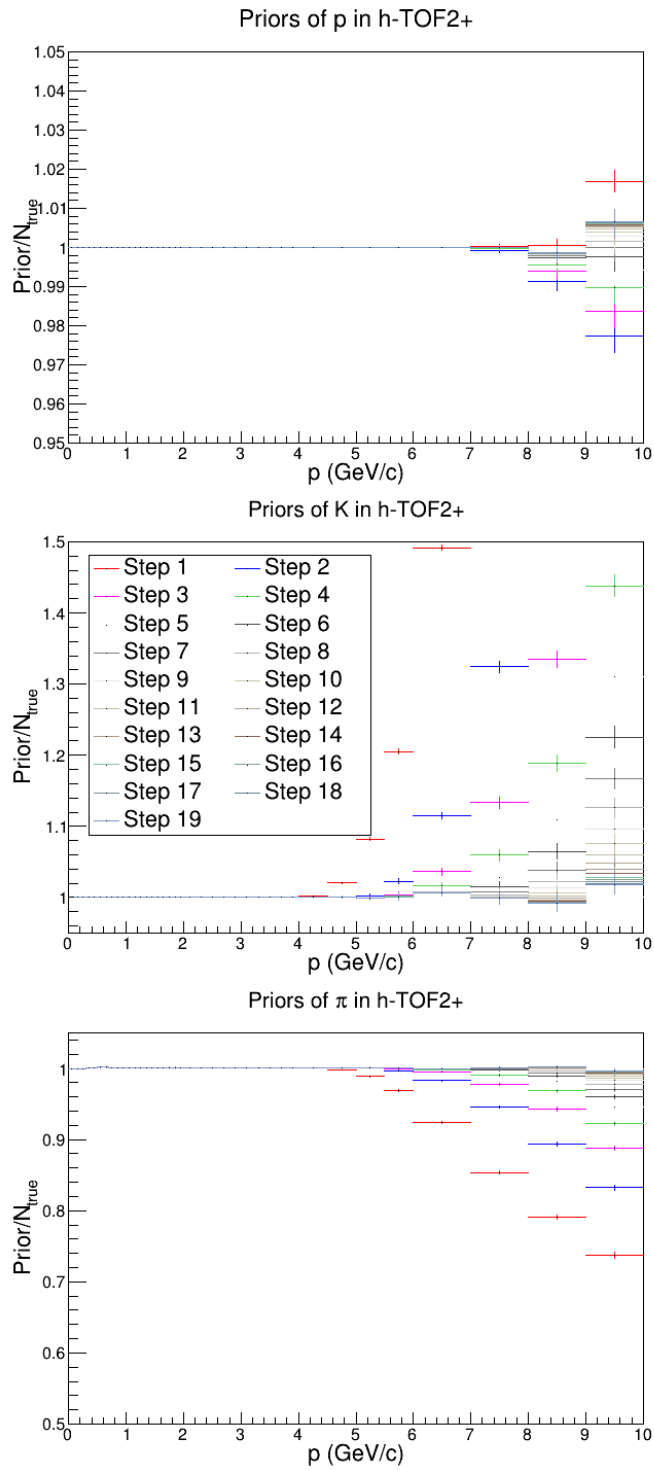


Figura 3.5: Convergenza dei priors ai valori veri per il rivelatore h-TOF2+

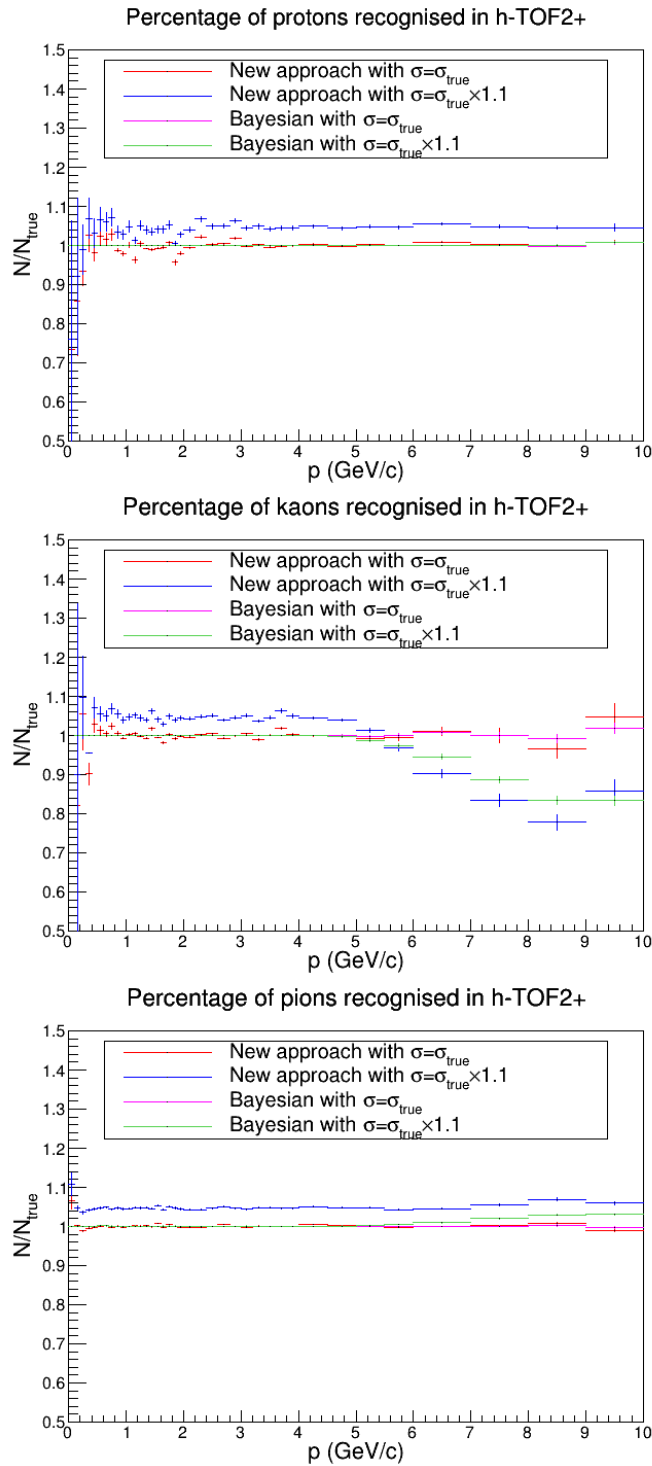


Figura 3.6: Confronto fra le abbondanze relative di particelle identificate col nuovo metodo e col metodo Bayesiano dai dati di h-TOF2+ nel caso di un errore del 10% sulla risoluzione del rivelatore

3.2 Ricostruzione del decadimento di particelle

Per ricostruire particelle andate incontro a decadimento si sfrutta la proprietà di conservazione del quadrimpulso totale in questo tipo di interazioni. Come metodo di ricostruzione si considerano le varie combinazioni di N particelle in cui la particella in analisi può decadere. Nel nostro lavoro, per ogni evento abbiamo considerato tutte le coppie di particelle di segno opposto, calcolando la massa invariante m_{inv} come

$$m_{inv} = \sqrt{E_{tot}^2 - |\vec{p}_{tot}|^2}$$

con E_{tot} dato da

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^N \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$$

e \vec{p}_{tot} dato da

$$\vec{p}_{tot} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i$$

In caso queste particelle non siano correlate questo risulterà in un valore casuale e andrà a costituire il fondo della variabile m_{inv} . Se invece quella combinazione deriva da un decadimento si otterrà complessivamente un picco attorno alla m_{inv} della madre a causa proprio della conservazione del quadrimpulso.

Per questa analisi utilizzeremo i risultati ricavati applicando il taglio a 3-sigma e il nuovo metodo statistico. Useremo questo secondo metodo perché i pesi W_{tot} dati alle particelle ricostruiti sono dati dalla semplice relazione

$$W_{tot} = \prod_{i=1}^N W_i$$

relazione non valida invece per l'approccio Bayesiano. Abbiamo esaminato i decadimenti del mesone ϕ ($m_\phi = 1,019.445 \pm 0.020$ MeV) attraverso il canale

$$\phi \rightarrow K^+ + K^-$$

e del kaone K^{*0} ($m_{K^{*0}} = 896,00 \pm 0,025$ MeV) sui canali

$$K^{*0} \rightarrow K^+ + \pi^- \quad \text{e} \quad K^{*0} \rightarrow \pi^+ + K^-$$

I risultati saranno poi confrontati con quelli ottenuti da particelle veramente appartenenti alle specie in esame.

3.2.1 Analisi risultati

Confrontando le figure 3.7 e 3.8, in alto, si nota immediatamente il picco in corrispondenza delle massa dei due mesoni, più stretto per il mesone ϕ e più allargato invece per K^{*0} . Mentre il nuovo metodo con i pesi riproduce fedelmente l'andamento vero delle distribuzioni di m_{inv} per ipotesi corrette di PID, il taglio a 3 sigma aumenta la quantità di fondo presente. Possiamo anche in questo caso notare (figure in basso) che gli errori di questa tecnica sono dovute a particelle di alto impulso, con una maggiore evidenza per il K^{*0} .

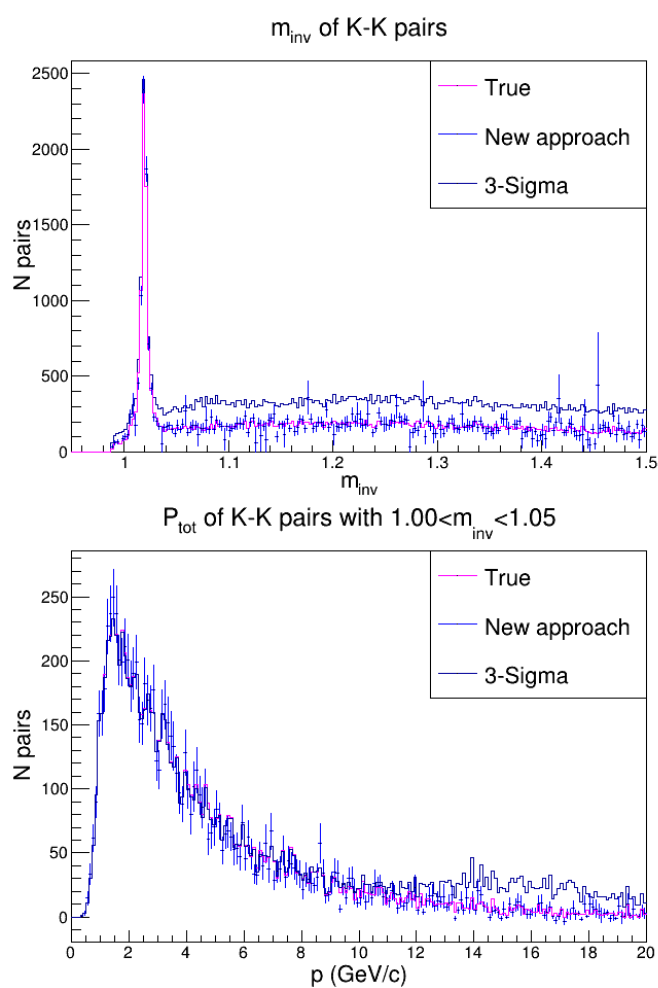


Figura 3.7: Sopra, numero di coppie kaone-kaone in funzione della loro m_{inv} . Sotto, distribuzione dell'impulso p_{tot} per le coppie con m_{inv} nell'intorno del picco

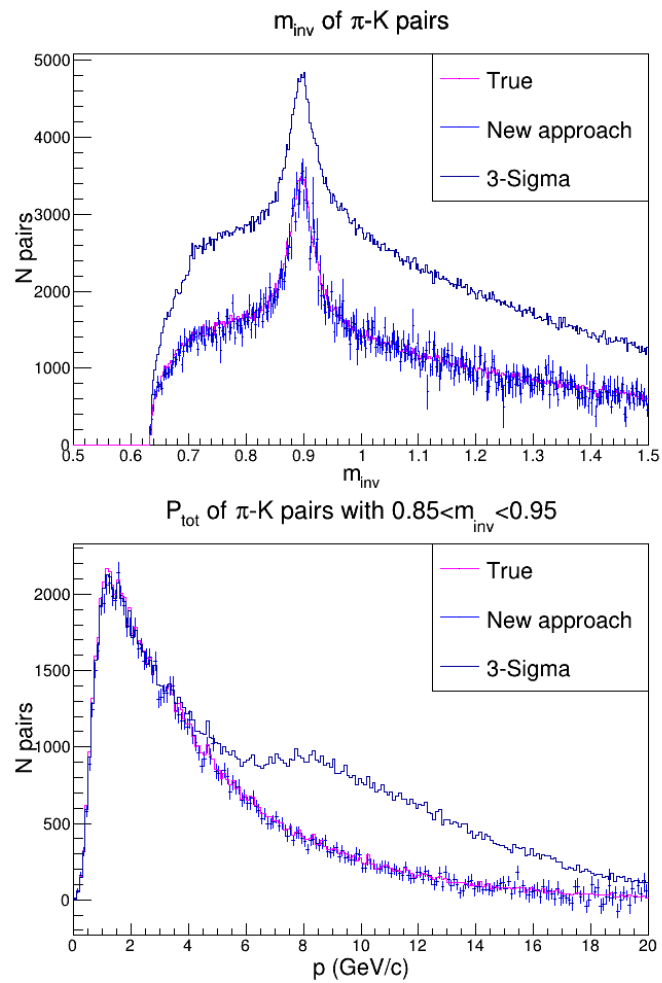


Figura 3.8: Sopra, numero di coppie pioni-kaone in funzione della loro m_{inv} . Sotto, distribuzione dell' impulso p_{tot} per le coppie con m_{inv} nell'intorno del picco

Conclusioni

In questa tesi abbiamo confrontato varie tecniche di identificazione di particelle applicandole ad un potenziale rivelatore a tempo di volo per EIC. Abbiamo verificato che mentre gli approcci più tradizionali come il taglio a n -sigma o a sigma minimo sono ottimi per bassi impulsi presentano varie problematiche mano a mano che si perde separazione tra le diverse specie. Tecniche statistiche più raffinate come l'approccio Bayesiano o il nuovo metodo qui presentato aumentano il raggio di affidabilità delle misurazioni.

Riguardo al confronto tra i vari metodi statistici, il nuovo metodo proposto in alternativa all'approccio Bayesiano presenta alcuni vantaggi. Innanzitutto permette di ridurre i tempi di calcolo eliminando la necessità di cicli iterativi. Inoltre può essere facilmente applicato a segnali ricostruiti da multi-particelle come nel caso di decadimenti di particelle instabili, per esempio ϕ e K^{*0} . Tuttavia rispetto all'approccio Bayesiano il nuovo metodo presenta effetti sistematici più significativi qualora la risoluzione del rivelatore non sia nota con sufficiente precisione.

Bibliografia

- [1] *Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier*, <https://arxiv.org/pdf/1212.1701.pdf>,
- [2] JHEP 05 (2006) 026, *Pythia 6, The Lund Monte Carlo*, <https://pythiasix.hepforge.org/>,
- [3] JHEP 02 (2014) 057, *DELPHES fast simulation*, <https://arxiv.org/abs/1307.6346>,
- [4] ALICE Collaboration (2016), *Particle identification in ALICE: a Bayesian approach*, <https://arxiv.org/pdf/1602.01392.pdf>.