

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Fisica

**Analisi del segnale temporale del sistema a  
tempo di volo dell'esperimento ALICE a  
LHC per le procedure di controllo di  
qualità dei dati.**

**Relatore:**  
**Prof.ssa Silvia Arcelli**  
**Correlatore:**  
**Prof. Francesco Noferini**

**Presentata da:**  
**William Korcari**

**Sessione 2**  
**Anno Accademico 2016/2017**

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
<b>1 La fisica di ALICE</b>	<b>4</b>
1.1 Breve introduzione al Modello Standard . . . . .	4
1.2 Cromodinamica Quantistica (QCD) . . . . .	5
1.2.1 QCD su reticolo . . . . .	6
1.3 QGP e transizioni di fase . . . . .	7
1.3.1 Dalla materia adronica al QGP . . . . .	7
1.4 Evidenze sperimentale della QGP . . . . .	8
1.4.1 Soft Probes . . . . .	9
1.4.2 Hard probes . . . . .	9
<b>2 I rivelatori di ALICE</b>	<b>12</b>
2.1 LHC . . . . .	12
2.1.1 Il sistema di magneti . . . . .	12
2.2 ALICE . . . . .	14
2.2.1 Tracking detectors e Particle Identification Detectors . . . . .	14
2.3 TOF . . . . .	18
2.3.1 MRPC: Multigap Resistive Plate Chamber . . . . .	19
2.3.2 Identificazione di particelle con il TOF . . . . .	20
<b>3 Risultati</b>	<b>23</b>
3.1 Considerazioni preliminari . . . . .	23
3.1.1 La variabile temporale . . . . .	23
3.1.2 La risoluzione temporale del TOF . . . . .	24
3.2 Costruzione del modello . . . . .	25
3.2.1 L'algoritmo di fit . . . . .	25
3.2.2 Qualità del fit . . . . .	28
3.2.3 Il punto di vista dei kaoni . . . . .	32
<b>Conclusioni</b>	<b>37</b>



# Introduzione

Come migliorare l'algoritmo di Quality Assurance per il rivelatore TOF dell'esperimento ALICE ad LHC?

Nel corso di questo elaborato si passerà attraverso una breve introduzione del Modello Standard e della fisica di cui si occupa l'esperimento ALICE ad LHC, che illustrerà secondo quali principi l'apparato è stato costruito e quali sono i fenomeni di cui si va alla ricerca: il QGP mostrato attraverso le sue molteplici conseguenze, da "Quarkonia" al "Jet Quenching".

Verrà introdotto l'acceleratore di particelle LHC che ospita l'esperimento ALICE e i suoi rivelatori, protagonisti assoluti nello studio sul QGP e si porterà il focus sulla descrizione del rivelatore a tempo di volo TOF, dei suoi principi di funzionamento e delle sue caratteristiche significative per questo lavoro di tesi.

Quindi si entrerà nel vivo della ottimizzazione dell'algoritmo di Quality Assurance, se ne vedrà lo stato attuale e la sua evoluzione nel tentativo di produrre una sua versione migliorata e più efficiente. Infine si confronteranno i risultati del nuovo algoritmo con la sua versione iniziale per valutare l'entità del miglioramento apportato.

# Capitolo 1

## La fisica di ALICE

### 1.1 Breve introduzione al Modello Standard

Il Modello Standard è la teoria che attualmente è in grado di descrivere i risultati sperimentali ottenuti negli ultimi settant'anni. Essa è in grado di descrivere tre delle quattro interazioni fondamentali a oggi conosciute e tutte le particelle ad esse annesse. Costituisce una teoria di campo quantistica (QFT), in grado quindi di conciliare i principi della meccanica quantistica e quelli della teoria della relatività speciale. La teoria divide sostanzialmente le particelle fondamentali in due gruppi:

- i "campi di materia" definiti dai leptoni - che subiscono solo interazioni elettrodeboli - e dai quark;
- i bosoni mediatori delle forze.

Leptoni e quark possiedono spin semintero e sono dunque classificati come "fermioni", al contrario i bosoni possiedono spin intero.

Come si può vedere in Figura 1.1, il Modello Standard è composto da 17 particelle elementari: 12 particelle di materia (fermioni), 4 portatori di interazione (bosoni) e infine il bosone di Higgs (di spin 0) del quale vediamo brevemente l'importanza.

Le trasformazioni di gauge possono essere descritte per mezzo di un gruppo unitario chiamato gruppo di gauge. Per l'interazione forte abbiamo il gruppo  $SU(3)$  e per l'interazione elettrodebole il gruppo  $SU(2) \times U(1)$ . Il Modello Standard può quindi essere visto come

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

Tuttavia se questa simmetria<sup>1</sup> fosse esatta, tutti i bosoni non dovrebbero avere massa, fatto che è in contrapposizione con le evidenze sperimentali (la massa dei bosoni W e Z

---

<sup>1</sup>Una simmetria è una trasformazione agente su determinati gradi di libertà di un sistema che ne lascia invariate le equazioni del moto.

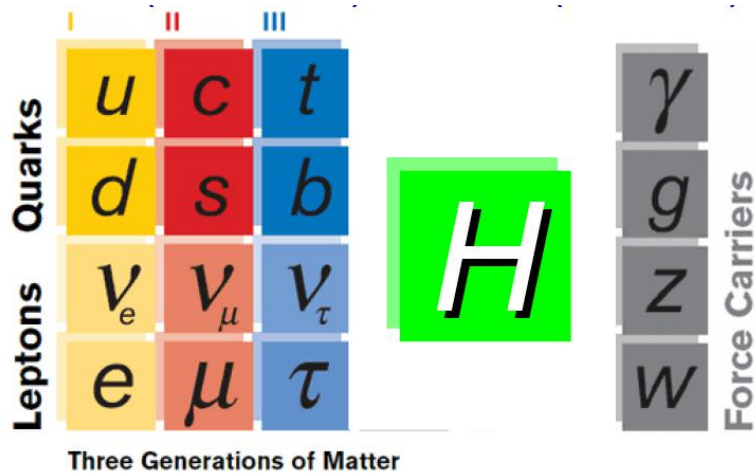


Figura 1.1: Modello standard

è rispettivamente di circa 80 e 91 GeV). E' il meccanismo di Higgs ha dare consistenza teorica al modello, consentendo di assegnare massa non solo ai bosoni, ma anche ai fermioni del Modello Standard rompendo spontaneamente la simmetria di gauge.

Tutte le verifiche sperimentali della teoria si mostrano in accordo con le previsioni. Nonostante questo, il Modello standard non si può considerare una teoria completa delle interazioni fondamentali. Infatti manca la descrizione dell'interazione gravitazionale e in più non è compatibile coi principi della relatività generale.

## 1.2 Cromodinamica Quantistica (QCD)

Secondo la QFT l'interazione si manifesta per mezzo di particelle bosoniche virtuali mediatrici del campo. La trattazione attraverso una QFT dell'interazione forte prende il nome di QCD. Questa è una teoria di gauge non-abeliana basata sul gruppo di simmetria  $SU(3)$  di colore, ovvero è invariante localmente per trasformazioni rispetto a tale gruppo non commutativo. Sono presenti tre diverse cariche di colore (carica di gauge) e fra i campi di materia i quark ne sono i soli portatori. Una diretta conferma di quanto appena detto si riscontra nel fatto che si hanno molti stati legati di quark interagenti fortemente (adroni) e nessuno stato legato fortemente di leptoni. I campi di quark e i campi gluonici sono accoppiati tramite diagrammi di emissione e assorbimento come illustrato in Figura 1.3. Ovviamente a ogni vertice è associata una costante di accoppiamento (running coupling constant)<sup>2</sup> il cui andamento è illustrato in Figura 1.2.

Nella QCD, anche i portatori d'interazione (gluoni) possiedono carica di colore (a differenza della QED) il che significa che auto-interagiscono. Questa proprietà dell'in-

<sup>2</sup>Così chiamata in quanto in realtà non è "costante", ma dipende dalla scala di energia utilizzata.

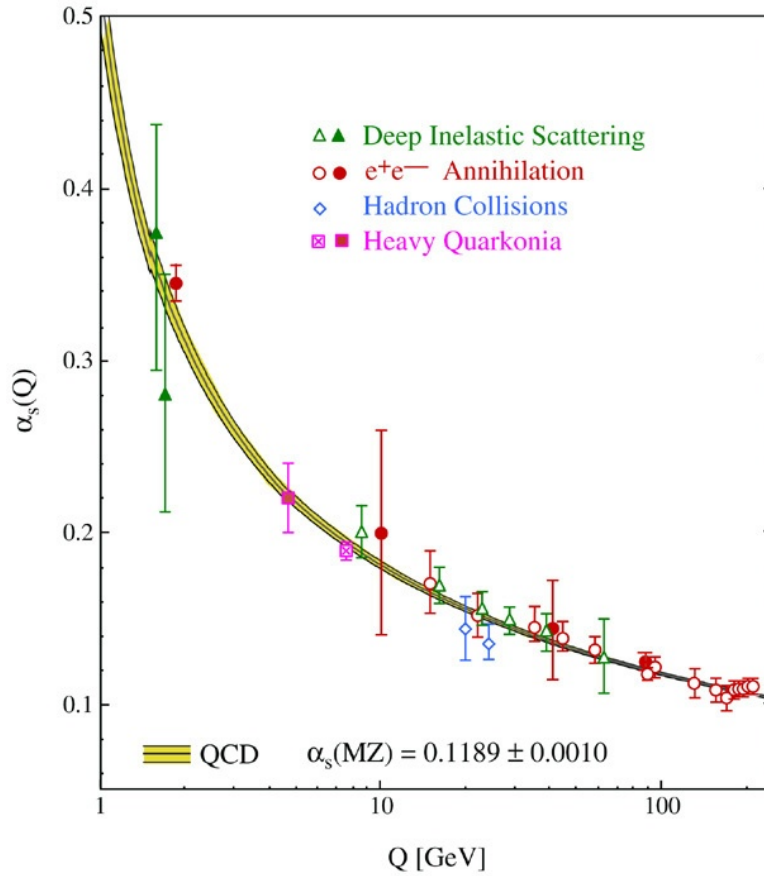


Figura 1.2: "Running" coupling constant:  $\alpha_s$  in funzione del momento scambiato  $Q$ .

terazione forte porta a due caratteristiche fondamentali dell'interazione forte: ad alte energie/piccole distanze l'intensità diminuisce drasticamente (libertà asintotica), mentre a basse energie/grandi distanze l'intensità aumenta enormemente generando il fenomeno detto "confinamento dei quark". Nel regime asintotico, sono possibili calcoli perturbativi, proprio grazie alla bassa intensità delle interazioni che si riflette anche sul valore della costante di accoppiamento  $\alpha_s$  che risulta  $\ll 1$ . Viceversa in regime di confinamento, l'intensità delle interazioni renderà il calcolo perturbativo impossibile e per affrontarla sarà necessario l'utilizzo della tecnica del QCD su reticolo.

### 1.2.1 QCD su reticolo

Nell'approccio perturbativo ci si trova a valutare integrali che divergono per  $p \rightarrow \infty$  (divergenze ultraviolette). Queste divergenze sono trattate nella teoria perturbativa con tecniche di rinormalizzazione. Nella QCD su reticolo la procedura è quella di discretizzare le coordinate dello spazio-tempo. Nel caso del reticolo non si hanno divergenze ultravio-

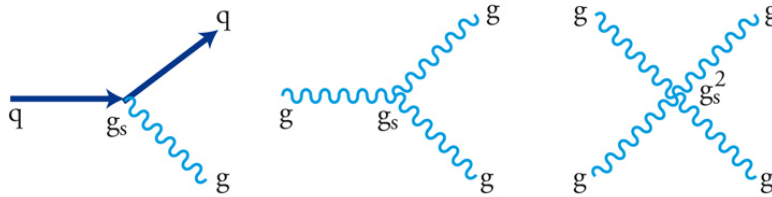


Figura 1.3: Rappresentazione dei vertici dell'interazione forte

lette in quanto a definire il limite inferiore della distanza da considerare è il passo del reticolo  $a$  stesso. Abbiamo quindi un valore di cut-off per la scala di momento. Il limite per  $a \rightarrow 0$  eventualmente definisce un campo continuo e che permea l'intero spazio.

### 1.3 QGP e transizioni di fase

Una delle più importanti predizioni della Cromodinamica quantistica è la creazione di un plasma di quark e gluoni nel momento in cui il vuoto QCD viene portato a una temperatura di qualche centinaio di MeV. Questa significativa dipendenza dalla temperatura del vuoto QCD è una apprezzabile conseguenza delle collisioni di ioni pesanti o delle primissime fasi evolutive dell'Universo (tra  $10^{-12}$  e  $10^{-6}$  secondi dopo il Big-Bang). Nonostante questi due stati siano strutturalmente molto diversi, essi sono separati l'uno dall'altro da una transizione di fase.

Cosa accade durante questo processo? Da una parte, gli stati di colore neutro vengono dissolti, producendo un mezzo di costituenti con carica di colore. In più, un sufficiente aumento della temperatura risulterà eventualmente nello "scioglimento" della nuvola di gluoni che circonda il quark all'interno dell'adrone. La materia adronica mostra quindi due transizioni: deconfinamento e restauro della simmetria di chiralità.

I due fenomeni infatti non sempre sono coincidenti: calcoli di reticolo hanno dimostrato che per una densità barionica tendente a zero il deconfinamento e la restaurazione della chiralità coincidono, il che indica che la temperatura è sufficiente per sciogliere effettivamente la massa del quark. Al contrario invece, per alte densità barioniche a basse temperature, le transizioni sembrano non coincidere, ammettendo un mezzo di quark massivi come stato aggiuntivo della materia fortemente interagente.

#### 1.3.1 Dalla materia adronica al QGP

La più semplice forma di materia adronica è un gas ideale di pioni senza massa la cui pressione è data da:

$$P_\pi = \frac{\pi^2}{90} 3T^4 \simeq \frac{1}{3} T^4 \quad (1.1)$$



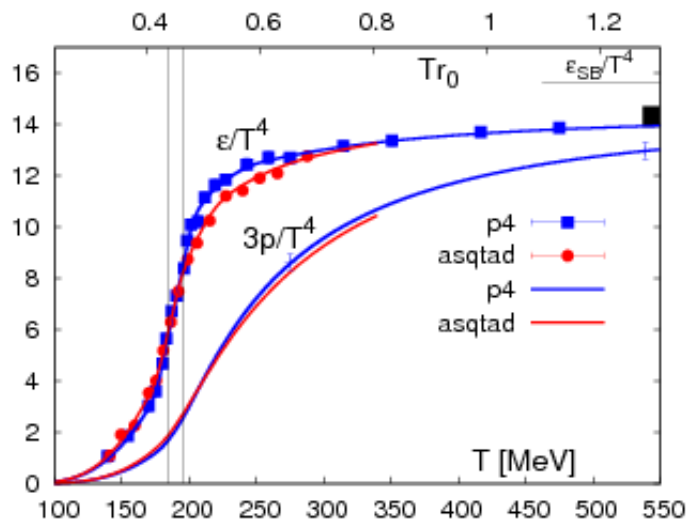


Figura 1.4: Equazione di stato che mostra la densità di energia  $\varepsilon$  e la pressione moltiplicata per tre entrambe divise per la quarta potenza di  $T$  in funzione della temperatura in MeV.

considerando tre possibili stati della carica del pione. Al risultato appena ottenuto va in realtà aggiunto un termine  $B \simeq 0.5 \text{ GeV}/f m^3$  detto di "bag pressure"<sup>3</sup>.

E' quindi possibile ricavare la temperatura critica dai risultati appena ottenuti che portano per  $P_\pi = P_{QGP}$  nel caso di transizioni a potenziale barionico  $\mu_b \rightarrow 0$  a una temperatura critica:

$$T_C = 173 \pm 15 \text{ MeV}$$

É osservabile in Figura 1.4 una dipendenza da  $T^4$  in concordanza col modello di gas di Stefan-Boltzmann ultra-relativistico, ma con un fattore di proporzionalità inferiore del 20% rispetto a quello atteso per un gas ideale di gluoni e quark up, down, strange a massa nulla.

## 1.4 Evidenze sperimentale della QGP

Il QGP è uno stato della materia difficilmente osservabile e con una vita media assolutamente effimera che non ne permette misure dirette. L'osservazione, come in altri casi simili, viene effettuata per mezzo di osservazioni indirette. Le prove dell'esistenza vengono quindi suddivise in:

- *hard probes*: dovute all'interazione di partoni con momento trasferito molto elevato.

<sup>3</sup>Perché in questo modello i quark sono pensati come immersi in un vuoto perturbativo all'interno dell'adrone (la "bag") che a sua volta è immersa nel vuoto non perturbativo della QCD.

- *soft probes*: dovute all'interazione di partoni con basso momento trasferito.

### 1.4.1 Soft Probes

#### Aumento della stranezza

Uno dei principali fenomeni riscontrabili al momento della formazione del QGP risulta essere l'aumento della stranezza nei prodotti della collisione di ioni pesanti. Tali quark (e antiquark) non sono naturalmente presenti negli ioni di piombo che vengono fatti collidere ad alte energie, ma sono prodotti durante i primi istanti delle collisioni e all'interno del QGP stesso. Il fenomeno di produzione è favorito dall'abbondanza iniziale dei sapori up e down che, soggetti al principio di esclusione di Pauli, tendono ad impedire la formazione di stati identici[1]. In particolare, all'interno del QGP, la densità di gluoni è elevatissima, fattore che facilita la produzione di coppie  $s\bar{s}$  per mezzo di processi di fusione ( $gg \rightarrow s\bar{s}$  se  $\sqrt{s} > 2m_s$ ). Questo tipo di produzione viene anche definita "thermal production" che richiama il fatto di trovarsi in una fase termodinamica paragonabile al caso di un gas di partoni in equilibrio termico distinguendola dalla produzione derivante da processi cinetici. In questo stato deconfinato, adroni raramente osservabili come  $\Xi(qss)$ ,  $\Omega(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ ,  $\Lambda^0(uds)$ , vengono prodotti grazie a meccanismi di ricombinazione (coalescenza) nella fase di *freeze-out chimico* <sup>4</sup>.

### 1.4.2 Hard probes

#### Quarkonia

Quarkonia è l'insieme degli stati legati di quark pesanti, ad esempio il charmonium ( $c\bar{c}$ ) e il bottomonium ( $b\bar{b}$ ). In un mezzo caldo e deconfinato ci si aspetta che la produzione di quarkonium sia significativamente soppressa in proporzione alla resa in collisioni protone-protone (pp) scalata in base al numero di collisioni nucleo-nucleo. L'origine di tale soppressione è data dalla schermatura di colore della forza che lega lo stato  $c\bar{c}(b\bar{b})$ . In tale scenario la soppressione del quarkonium accade sequenzialmente, in accordo con l'energia di legame di ogni mesone: stati fortemente legati, come  $J/\Psi$  (Figura 1.5) e  $\Upsilon(1S)$ , si sciolgono a più alte temperature rispetto a quelli legati più debolmente, come ad esempio  $\Psi(2S)$  e  $\chi_c$  per la famiglia charmonium, o  $\Upsilon(2S)$  e  $\Upsilon(3S)$  per la famiglia bottomonium. La modificazione nel mezzo di produzione di quarkonium è solitamente quantificata attraverso il fattore di modificazione nucleare  $R_{AA}$ , definito come il rapporto tra la produzione di quarkonium in collisioni A-A e il valore aspettato ottenuto scalando

---

<sup>4</sup>Temperatura alla quale sono fissati i rapporti tra le diverse specie di particelle.

la produzione pp con il numero medio di collisioni nucleo-nucleo( $\langle N_{col} \rangle$ ), ottenuto da un calcolo del modello di Glauber <sup>5</sup> [2]:

$$R_{AA} = \frac{Yield_{AA}^{q\bar{q}}}{\langle N_{col} \rangle \times Yield_{pp}^{q\bar{q}}} \quad (1.2)$$

$R_{AA} = 1$  significa che il rendimento negli urti A-A del quarkonium scala col numero di collisioni nucleo-nucleo, mentre  $R_{AA} \neq 1$  significa che la produzione del quarkonium è dipendente dal mezzo. In particolare:

- $R_{AA} < 1$  indica soppressione;
- $R_{AA} > 1$  indica amplificazione.

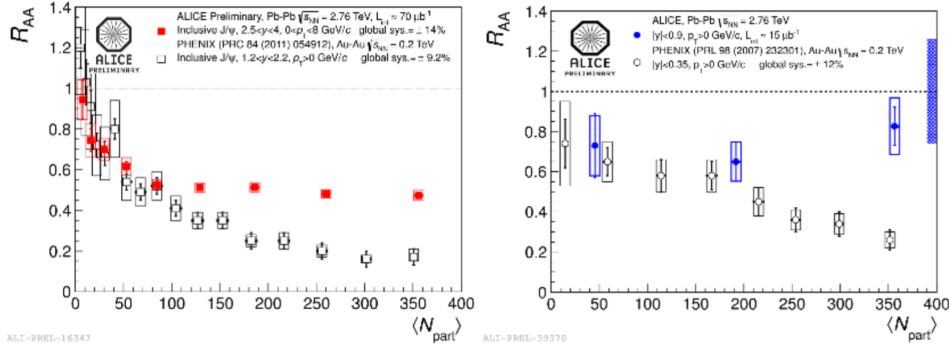


Figura 1.5: Fattore di modificazione nucleare  $J/\Psi$  in funzione della centralità in forward rapidity (a sinistra) e a mid-rapidity(a destra) di ALICE (closed symbols) e PHENIX(open symbols)[3]. Per pseudorapidity si intende la coordinata spaziale usata per descrivere l'angolo relativo tra una particella e l'asse del fascio.

## Jet quenching

Un *jet* è un insieme collimato di prodotti dell'adronizzazione di un partone. Il termine "jet quenching" si riferisce alla perdita di energia di questi jet dovuta all'interazione col mezzo nella quale si propagano (QGP). La perdita di energia è principalmente legata all'irraggiamento di gluoni emessi per Brehmsstrahlung<sup>6</sup>. L'intensità del meccanismo

<sup>5</sup>Modello della diffusione multipla di Glauber, secondo cui un adrone che attraversa un nucleo può subire più di un'interazione; in ciascuna interazione vengono prodotti adroni che possono a loro volta interagire nuovamente all'interno del nucleo stesso dando luogo a una *cascata nucleare*.

<sup>6</sup>Radiazione emessa quando particelle cariche vengono accelerate. In questo caso si intende carica di "colore".

dipende dalla lunghezza del percorso che il partone percorre all'interno del mezzo e l'effetto medio è quello di una perdita di energia trasversa (Figura 1.6). La soppressione di impulso trasverso negli adroni si nota in particolar modo nelle collisioni centrali rispetto a quanto atteso e osservato nel caso di collisioni pp. La centralità viene misurata sfruttando il percentile con la seguente definizione:

$$c = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \quad (1.3)$$

con  $b$  parametro di impatto tra i due nuclei collidenti e  $\sigma$  è la sezione d'urto<sup>7</sup>.

La conferma di questo effetto deriva ancora una volta dall'analisi del già citato fattore di modificazione nucleare  $R_{AA}$ . Di nuovo, valori differenti dall'unità sono indici della presenza del QGP e si osserva che il fattore decresce con la centralità trovando il suo minimo intorno ai  $\sim 6 - 7 GeV$ .

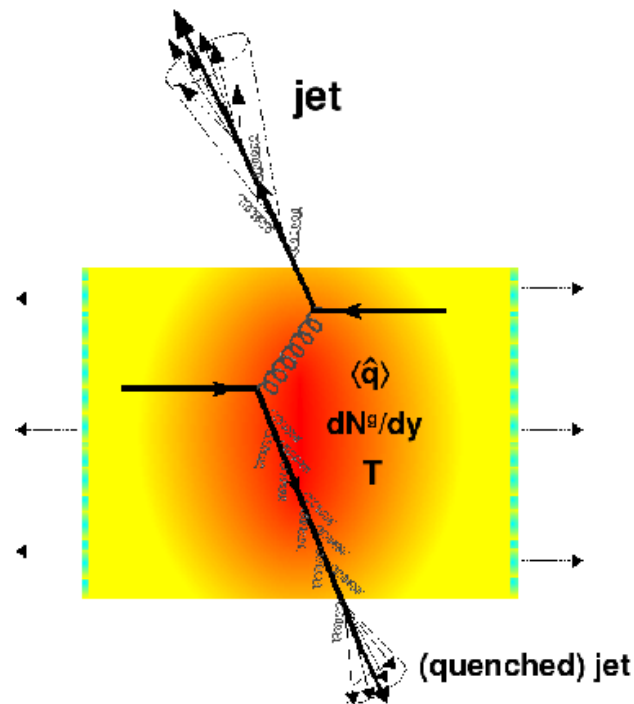


Figura 1.6: Rappresentazione del quenching di un jet: il partone attraversando il QGP si frammenta a causa della perdita di energia e va a formare il "quenched jet".

<sup>7</sup>Si considerano centrali le collisioni che rientrano in un intervallo di centralità tra lo 0% e il 5%

# Capitolo 2

## I rivelatori di ALICE

### 2.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) è il più grande e potente acceleratore di particelle ad oggi esistente e fa parte del sistema di acceleratori del CERN di Ginevra. Questo consiste in un anello di 27 chilometri di magneti superconduttori e un certo numero di strutture di accelerazione adibite ad aumentare l'energia delle particelle lungo il percorso. All'interno due fasci di particelle ad alta energia viaggiano a velocità vicinissime a quelle della luce (99.999999%) e vengono fatti collidere in più punti, in corrispondenza dei 4 esperimenti dislocati attorno all'anello: ATLAS, CMS, LHCb e ALICE (Figura 2.1).

I fasci viaggiano in direzioni opposte in tubi a vuoto separati *beam pipes* e tenuti in condizioni di *ultrahigh vacuum*<sup>1</sup> e guidati lungo l'anello grazie ad un forte campo magnetico generato da elettromagneti superconduttori tenuti alla temperatura di 1.9K<sup>(2)</sup>, così da poter mantenere la proprietà di superconduttività.

#### 2.1.1 Il sistema di magneti

Le particella all'interno di LHC compiono più di undicimila giri al secondo. Prima di arrivare a questo punto però, le particelle acquistano velocità grazie ad un sistema di acceleratori sia circolari sia rettilinei: una volta raggiunto il limite massimo che ogni acceleratore può fornire alle particelle, queste vengono iniettate nel successivo. Per far sì che questo accada e che le particelle percorrano l'orbita circolare all'interno del collisionatore, è necessaria una fitta rete di elettromagneti che comprende una varietà di ben oltre 50 magneti differenti per far sì che le particella seguano il percorso prestabilito (Figura 2.2).

---

<sup>1</sup>Il vuoto generato all'interno dei tubi è dell'ordine dei  $10^{-10} - 10^{-11}$  mbar. Un tale livello di vuoto è ottenuto mantenendo le sezioni interessate a una temperatura di 1.9K e pompando cryogenicamente 9000

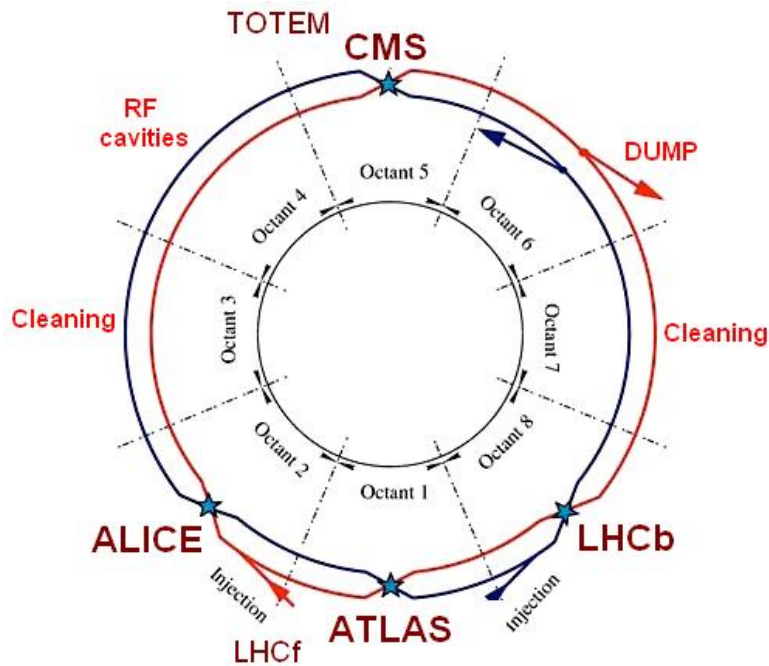


Figura 2.1: Rappresentazione schematica di LHC e degli esperimenti dislocati lungo l'acceleratore.

I *Main Dipoles* si possono definire lo scheletro di questo vasto reticolo di supermagneti. Ne sono presenti 1232, ognuno di 15 metri pesante 35 tonnellate. Questi, a 6.5 TeV, devono produrre un campo magnetico di circa 8.3 T (più di 100'000 volte più potente del campo magnetico terrestre), illustrato schematicamente in Figura 2.2, per mantenere le particelle sul loro percorso. Come già detto, per raggiungere tale obiettivo, vengono mantenuti a temperature bassissime (1.9K), fatto che garantisce la superconduttività del materiale e permette a circa 12'000 A di corrente di circolare senza resistenze.

Quando le particelle entrano nei rivelatori, i magneti di inserimento prendono il comando. Le particelle devono essere avvicinate prima di poter entrare un rivelatore così da poter collidere frontalmente, arrivando da direzioni opposte. Tre quadrupoli vengono usati per svolgere questa funzione. Esistono 8 triplette di questo genere lungo LHC, uno per ogni detector di ogni esperimento: LHCb, CMS, ATLAS e ALICE. Questi magneti assottigliano il fascio da una sezione trasversa iniziale di 0.2mm fino a  $16\mu m$ .

Dopo le collisioni, i fasci vengono di nuovo reindirizzati dai dipoles nei *pipe*, mentre altri magneti minimizzano lo sparpagliamento dei prodotti della collisione. Un magnete di "diluizione" riduce l'intensità di un fascio di un fattore 100'000 prima che il fascio possa collidere con un blocco di calcestruzzo e grafite[5].

metri cubi di gas. Sono necessarie quasi due settimane per raggiungere i livelli di pressione indicata[4].

<sup>2</sup>Temperatura inferiore a quella dello spazio aperto

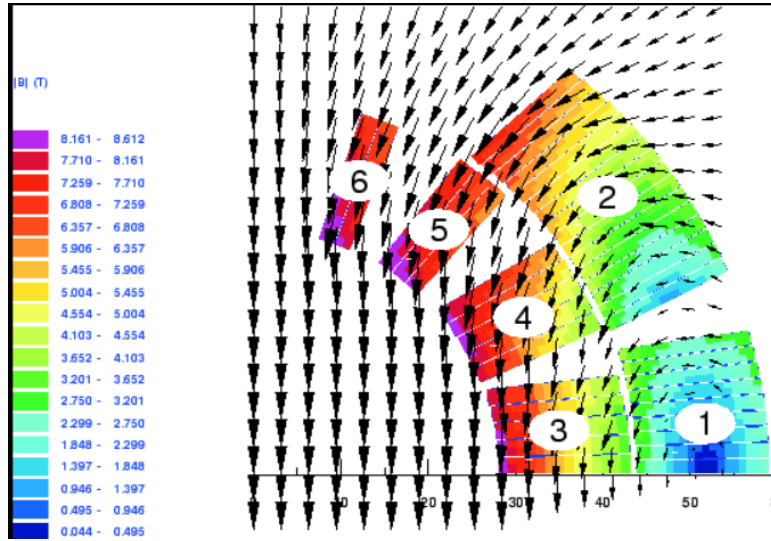


Figura 2.2: Un quarto di un'apertura di dipolo che mostra 6 blocchi superconduttori e il campo magnetico prodotto.

## 2.2 ALICE

ALICE, acronimo di "A Large Ion Collider Experiment", è uno dei più grandi esperimenti al mondo il cui scopo è quello di indagare lo stato della materia che va sotto il nome di Quark-Gluon Plasma della quale si è già parlato nel capitolo 1. In particolare è ottimizzato per lo studio di collisioni di ioni pesanti (nuclei Pb-Pb) fino a 5.02TeV. La stratificazione dei vari rivelatori è ben visibile in Figura 2.3. Possiamo ben distinguere a partire dall'interno i rivelatori ITS, TPC, TRD per il tracciamento del campo magnetico seguiti dai rivelatori di particelle HMPID e TOF e i calorimetri PHOS e EMcal. La struttura è infine avvolta in un solenoide in grado di generare un campo magnetico uniforme di 0.5 T. Sono infine presenti altri rivelatori come il PMD, l'FMD, ZDC, V0 e T0 e uno spettrometro per muoni situato ad un'estremità della parte centrale di ALICE (barrel).

### 2.2.1 Tracking detectors e Particle Identification Detectors

#### Inner Tracking System

I principali compiti dell'ITS sono quelli di localizzare i vertici primari con una risoluzione che sia migliore di  $100\mu\text{m}$ , ricostruire i vertici secondari dal decadimento di iperoni<sup>3</sup> e mesoni D e B, tracciare ed identificare particelle con un momento inferiore ai  $200\text{MeV}/c$ , migliorare la misura del momento e la risoluzione angolare per particelle ricostruite

<sup>3</sup>Barioni che contengono uno o più quark strange oltre a quark up e down.

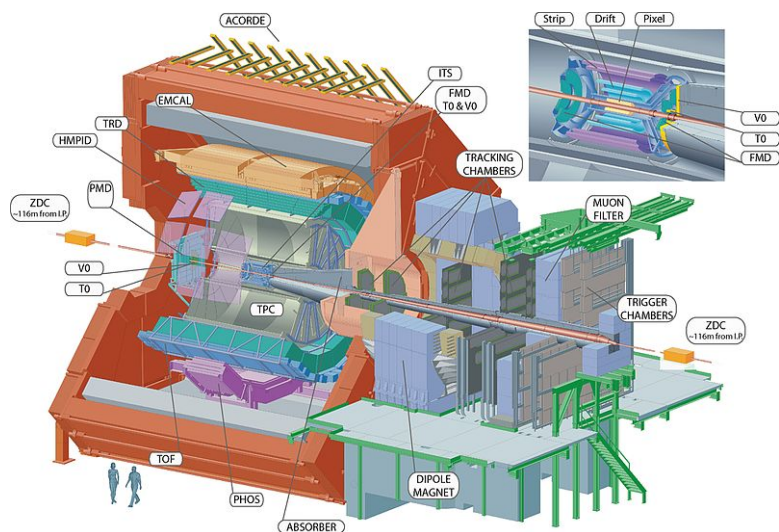


Figura 2.3: Struttura dei ALICE con particolare del rivelatore ITS (in alto a destra).

dal Time-Projection Chamber (TPC) e ricostruire particelle che attraversano la zona "cieca" del TPC. In sintesi contribuisce a tutti gli ambiti fisici nella quale è coinvolto l'esperimento ALICE. Il rivelatore copre un range di pseudorapidità<sup>4</sup> pari a  $|\eta| < 0.9$  [6].

### Time-Projection Chamber

La TPC (Figura 2.4) è il principale tracciante del cilindro centrale ed è ottimizzato per fornire misure sul momento di particelle cariche, identificazione di particelle e determinazione dei vertici. La TPC copre l'intero azimuth (fatta eccezione per le zone cieche) e copre un range di momenti molto ampio che si estende da  $0.1\text{GeV}/c$  fino a  $100\text{GeV}/c$ .

La TPC è cilindrica e possiede un raggio interno di circa 85 cm, un raggio esterno di circa 250 cm e si estende per 5 m nella direzione dei tubi a vuoto dei fasci.

**Field Cage:** La gabbia di campo (Figura 2.5) è una struttura posizionata nel centro della TPC ed è disegnata con un elettrodo centrale ad alto voltaggio e due anodi assialmente opposti che danno origine a un campo elettrostatico altamente uniforme [6].

### Transition Radiation Detector

Lo scopo principale di questo detector di ALICE, mostrato in Figura 2.6, è quello di ottenere un'identificazione degli elettroni nel cilindro centrale per momenti dell'ordine del  $\text{GeV}/c$  e superiori. Sotto questi limiti di impulso infatti, gli elettroni possono essere identificati dal TPC grazie a misure di perdita di energia. Sopra a  $1\text{GeV}/c$  invece, la

<sup>4</sup>Definita come  $\eta = -\log[\tan(\frac{\theta}{2})]$ , con  $\theta$  angolo tra impulso della particella e l'asse del fascio.



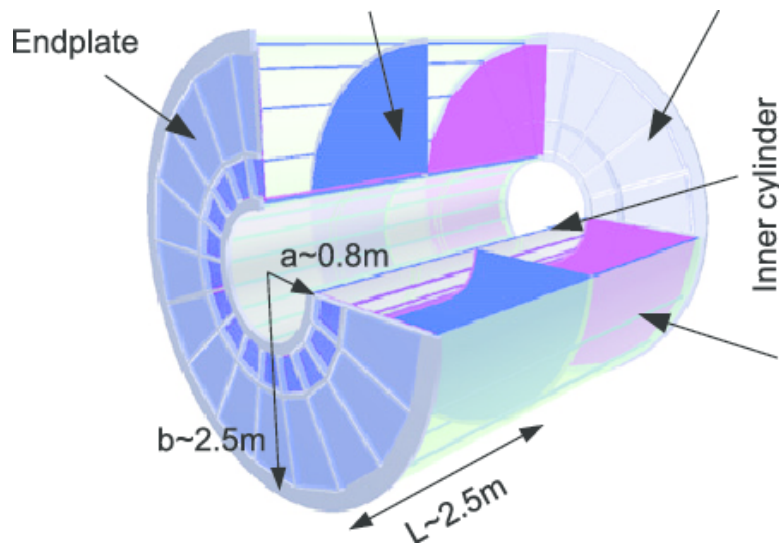


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del TPC

radiazione di transizione degli elettroni che attraversano un radiatore<sup>5</sup> può essere osservata. Unitamente ai dati provenienti da ITS e dal TPC si può migliorare la ricostruzione di traccia e la risoluzione sull'impulso entrambe in collisioni sia pp che Pb-Pb[6].

### High-Momentum Particle Identification Detector

L' HMPID (schematizzato in Figura 2.8) è dedicato alle misure inclusive di adroni identificati con momento maggiore di  $1\text{GeV}/c$ [6]. L'obiettivo è quello di estendere la capacità del PID di ALICE abilitando l'identificazione dei adroni carichi oltre l'intervallo di momento accessibile per mezzo della perdita di energia (grazie ai TPC e ITS) e di misure sul tempo di volo (grazie al rivelatore TOF). Il detector è ottimizzato per estendere il range utile per la discriminazione di  $\pi/K$  e  $K/p$ , su base "track-by-track", fino a  $3\text{GeV}/c$  e  $5\text{GeV}/c$  rispettivamente. Il HMPID ha una geometria ottimizzata in funzione della produzione di particelle nelle collisioni pp e Pb-Pb ad alte energie. È basato sul Ring Imaging Cherenkov (RICH), ovvero studia le caratteristiche della radiazione Cherenkov per identificare le particelle che attraversano i radiator. Queste particelle vengono rilevate da un contatore di fotoni che sfrutta la tecnologia di un sottile strato di CsI depositato sul catodo di una Multi-Wire Pad Chamber(MWPC, Figura 2.7).

Le MWPC sono dispositivi strutturati come matrici bidimensionali di cavi anodici inseriti tra due piastre catodiche.

<sup>5</sup>materiale inomogeneo che causa la produzione di radiazione di transazione da parte di elettroni ultrarelativistici.

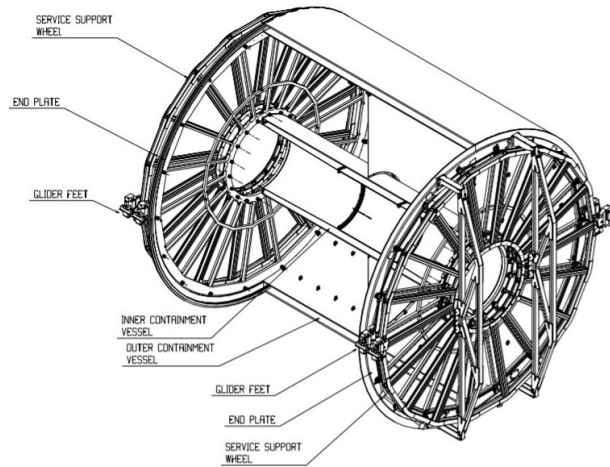


Figura 2.5: Visione 3D della gabbia di campo del TPC e delle ruote di supporto.

## PHOS

Il Photon Spectrometer è uno spettrometro ad alta risoluzione, il cui scopo principale è quello di effettuare misure utili per la determinazione delle proprietà termiche e dinamiche della fase iniziale della collisione, quali lo studio della produzione di fotoni diretti con basso momento e lo studio del jet quenching attraverso la misura della correlazione tra jet di  $\pi^0$  e  $\gamma$  con momento elevato. Ogni modulo dello spettrometro è segmentato in numerose celle costituite di un cristallo di piombo-tungstato ( $\text{PbWO}_4$ ) accoppiati con un Avalanche Photo-Diode (APD) seguite da un preamplificatore *low-noise*.

## ElectroMagnetic Calorimeter

L'EMCal (Figura 2.9) ha l'obiettivo di studiare più a fondo la fisica del jet quenching in un vasto range di impulso nelle collisioni a ioni pesanti. Esso è un grande calorimetro a campionamento scintillatore-Pb con geometria cilindrica, localizzato adiacentemente al magnete di ALICE e oppositamente al PHOS. L'EMCal incrementa la copertura di calorimetri elettromagnetici di ALICE di quasi un'ordine di grandezza e fornisce un trigger veloce ed efficiente per gli *hard jet*, fotoni ed elettroni, permettendo ad ALICE di sfruttare pienamente la luminosità di LHC. Inoltre permette di misurare le componenti neutre dei jet, permettendo la ricostruzione dettagliata di questi in tutti i tipi di collisioni, dalle pp alle Pb-Pb[6].

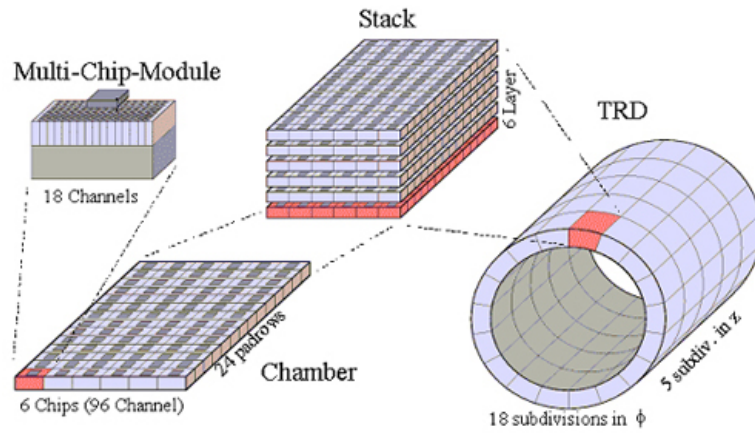


Figura 2.6: Rappresentazione schematica del TRD.

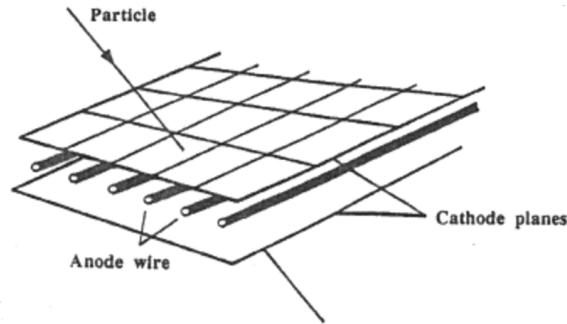


Figura 2.7: MWPC

## 2.3 TOF

Il detector Time-Of-Flight (TOF) è un rivelatore a tempo di volo che copre la regione centrale di pseudorapidità ( $|\eta| \lesssim 0.9$ ) per l'identificazione di particelle cariche (PID), nel range intermedio di momenti, dai  $2,5\text{GeV}/c$  per pioni e kaoni fino a  $4\text{ GeV}/c$  per i protoni (in Figura 2.11 un esempio di dati forniti dal rivelatore). Il TOF, affiancato dall' ITS e dalla TPC per il tracciamento, la ricostruzione dei vertici e per la misura di  $dE/dx$ , fornisce un'identificazione evento per evento di un gran quantitativo di pioni, kaoni e protoni. In più, a livello inclusivo, i kaoni identificati permettono studi sulla massa invariante. La struttura è cilindrica ed è collocata a  $3.7\text{ m}$  di distanza dall'asse dei fasci di particelle e copre un range angolare che va dai  $45^\circ$  ai  $135^\circ$ , sulla coordinata cilindrica polare  $\theta$  e su tutta la coordinata azimutale  $\varphi$ . Ha una struttura modulare corrispondente a 18 settori in  $\varphi$  e 5 segmenti lungo  $z$ . Ogni modulo ospita una numero variabile di rivelatori *MRPC*, unità base del detector[6].

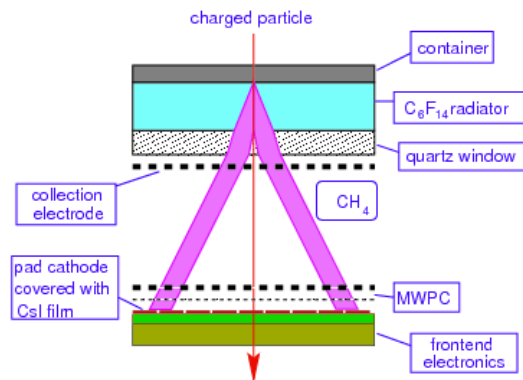


Figura 2.8: Schematizzazione di una sezione del HMPID

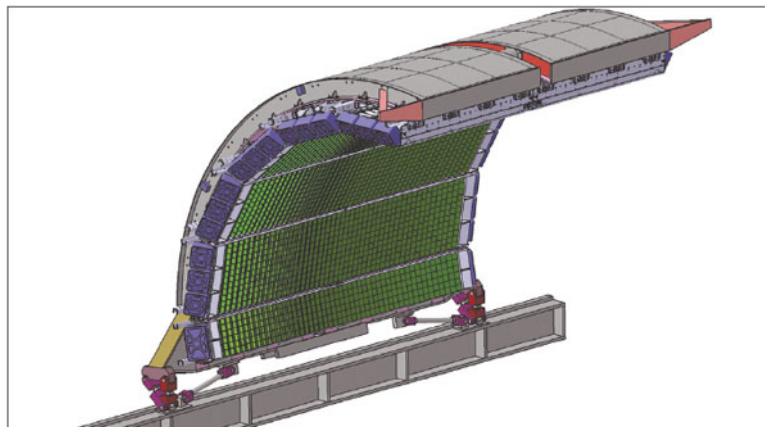


Figura 2.9: Disegno dell'EMCal rappresentante la struttura di supporto e l'elettronica di read-out.

### 2.3.1 MRPC: Multigap Resistive Plate Chamber

L'aspetto chiave di queste camere (della quale si riporta in Figura 2.10 lo schema di funzionamento) è che il campo elettrico è elevato e uniforme lungo tutto il volume gassoso del detector. Una qualsivoglia ionizzazione prodotta da una particella carica genera immediatamente un effetto valanga che produce il segnale osservato negli elettrodi di pick-up. A differenza di altri detector a gas, non persiste alcun tempo di deriva associato al movimento degli elettroni in una regione ad alta intensità di campo elettrico. Quindi l'incertezza temporale di questi dispositivi è causata dalle fluttuazioni nella crescita della valanga. I principali vantaggi della tecnologia MRPC rispetto ad altre camere a *parallel-plate* sono:

- la camera opera a pressione atmosferica;
- il segnale è la somma dei segnali provenienti da molti gap, così che lo spettro della carica non sia di forma esponenziale;
- le placche resistive smorzano gli stream così che non ci siano scintille e che le operazioni ad alto guadagno siano rese possibili;

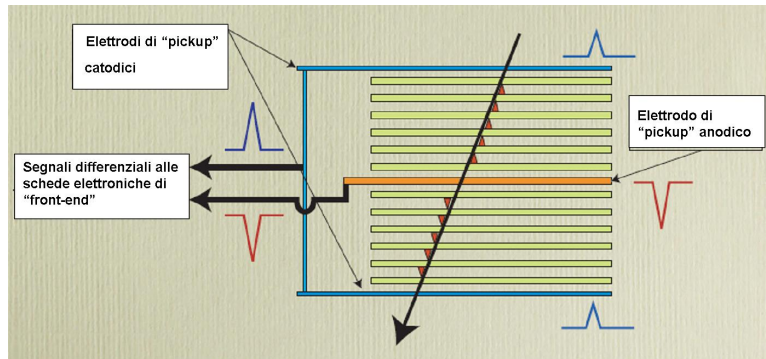


Figura 2.10: Schema di funzionamento di una MRPC. Una particella carica la attraversa producendo per ionizzazione una valanga di cariche elettriche (elettroni e ioni positivi) nel gas contenuto in ciascuno spazio ( "gap") tra coppie di vetri resistivi; i segnali elettrici indotti sui due elettrodi catodici esterni e quello indotto sull'elettrodo anodico centrale (segnali differenziali) sono inviati alle schede elettroniche di "front-end" [7].

### 2.3.2 Identificazione di particelle con il TOF

Grazie all'intensità del campo magnetico all'interno di ALICE di 0.5 T, è facilmente possibile risalire al minimo impulso trasverso ( $p_T$ ) necessario perché una particella arrivi al rivelatore TOF. Il valore di  $p_T$  varia dai 300 MeV/c per i pioni ai 450 MeV/c per i protoni, a causa della maggiore perdita di energia a cui questi ultimi sono soggetti. Grazie alle misure temporali di  $t$  fornite dal TOF è possibile risalire alle masse delle particelle in gioco e quindi ricavarne la specie. Infatti nota la lunghezza del percorso  $L$  che le particelle percorrono e il momento  $p$  fornito dai *tracking detectors*, e sfruttando l'equazione  $E = \gamma mc^2$  è possibile utilizzare l'equazione relativistica  $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$ . Così facendo, e misurando la velocità come  $L/t$  è facile ottenere:

$$m^2 = \frac{p^2}{c^2} \left( \frac{c^2 t^2}{L^2} - 1 \right) . \quad (2.1)$$

È immediato il procedimento che ci permette di risalire ai contributi che contribuiscono all'incertezza sperimentale della misura della massa:

$$\frac{\delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\gamma \frac{\delta t}{t}\right)^2}, \quad (2.2)$$

dove

$$\gamma = 1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} = \frac{1}{1 - \beta^2}.$$

Dall'Equazione 2.2 risulta evidente che la qualità dell'identificazione della particella sulla base del tempo di volo misurato dal TOF, peggiora con l'aumentare del momento  $p$ . Inoltre se ne ricava l'equazione per il tempo di volo di una particella, note le altre grandezze:

$$t = \frac{L}{c} \sqrt{\frac{m^2 c^2}{p^2} + 1}. \quad (2.3)$$

Se si considera il limite della quantità  $m^2 c^2 / p^2 \rightarrow 0$  (cioè il limite per impulsi elevati), e si espande in serie di Taylor si ottiene:

$$t = \frac{L}{c} \left(1 + \frac{m^2 c^2}{2p^2}\right). \quad (2.4)$$

Abbiamo dunque per due particelle di massa differente  $m_1$  e  $m_2$ , aventi all'incirca lo stesso impulso  $p_1 \sim p_2 \sim p$  e con una traiettoria della lunghezza  $L$ , la differenza dei tempi di volo risulta:

$$t_2 - t_1 = \frac{L}{2c} \left(\frac{m_2^2 c^2 - m_1^2 c^2}{p^2}\right). \quad (2.5)$$

Dividendo l'Equazione 2.5 per la risoluzione del tempo di volo  $\delta t$ , otteniamo il numero di deviazioni standard che misura la capacità del TOF di separare particelle differenti:

$$n_\sigma = \frac{t_2 - t_1}{\delta t}, \quad (2.6)$$

ed è da queste relazioni che è possibile valutare la separazione in  $\sigma$  di particelle differenti a impulso e lunghezza di traccia fissate[8].

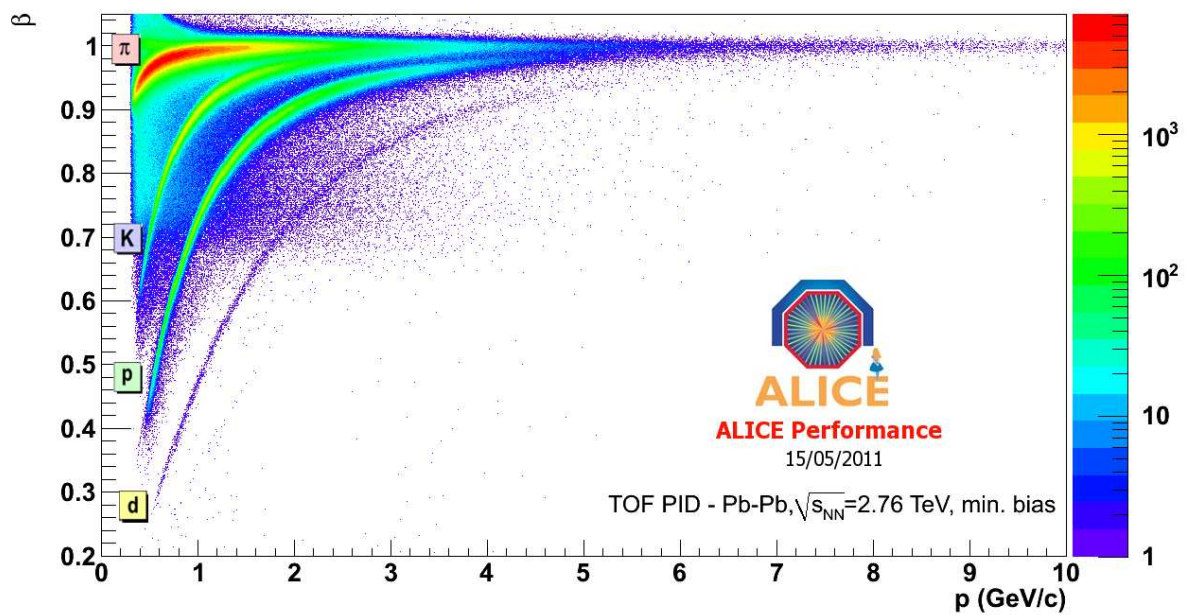


Figura 2.11: La misura di  $\beta$  fornita dal TOF in funzione del momento  $p$  in collisioni Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV[9].

# Capitolo 3

## Risultati

### 3.1 Considerazioni preliminari

L'obiettivo di questa tesi è quello di migliorare il metodo con il quale i dati di segnale temporale provenienti dal TOF vengono analizzati nelle procedure di controllo di qualità (QA). Più nello specifico, si cerca una maggiore accuratezza nella descrizione della funzione a cui si intende adattare i dati osservati. Infatti, precedentemente, per eseguire il fit dei dati veniva utilizzato un algoritmo che comprendeva una gaussiana centrata in corrispondenza dello 0. A questo algoritmo veniva inoltre aggiunto un fattore costante (un polinomio di grado 0), che andasse a rappresentare il rumore di fondo derivante da associazioni scorrette di una traccia con un segnale del sistema a tempo di volo. Tale modello non riusciva a descrivere in maniera particolarmente accurata il segnale misurato dal TOF in quanto, come si può notare in Figura 3.1, le distribuzioni hanno coda esponenziale e questo provoca imprecisioni nel fit a bassi momenti ( $P_T < 2.5\text{GeV}/c$ ). Inoltre, a momenti più elevati, i tempi attesi di differenti particelle risultano sempre più vicini, il che tradotto in termini di parametri significa che la gaussiana utilizzata per descrivere i dati tenta di fittare contemporaneamente distribuzioni differenti e i parametri estrapolati dal fit assumono valori privi di significato fisico e poco utili al fine dell'analisi.

#### 3.1.1 La variabile temporale

Tutti i dati analizzati nel corso di questa tesi sono riportati in funzione della variabile  $n_\sigma$ . Questa, come mostrato nell'Equazione 2.6, restituisce la capacità del TOF di discriminare particelle differenti e nel caso qui riportato la variabile è data da:

$$n_\sigma = \frac{t_{TOF} - t_0 - t_{exp}}{\delta t} , \quad (3.1)$$

dove  $t_{TOF}$  è il tempo misurato dal rivelatore e  $t_0$  è il tempo di "start", quello dal quale si inizia a misurare il segnale temporale ed è calcolato per mezzo dei rivelatori T0 e del



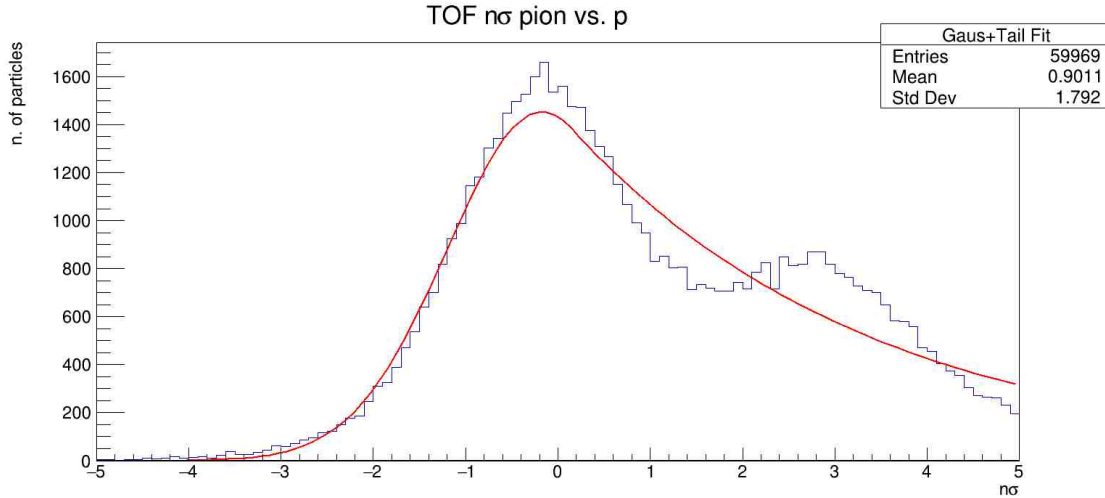


Figura 3.1: Esempio di fit ad impulso  $P_T$  fissato a 3 GeV/c utilizzando uno dei precedenti metodi di fit che comprendeva nell’algoritmo una curva gaussiana e una coda esponenziale, ma non integrava alcun algoritmo per le successive distribuzioni di kaoni e protoni. Nel grafico troviamo la distribuzione di pioni centrata sullo 0 degli assi e una seconda distribuzione che rappresenta il segnale dei kaoni.

TOF stesso utilizzando procedure accuratamente descritte in [10].  $t_{exp}$  invece è il tempo ”atteso” per una determinata particella con impulso trasverso e lunghezza di traccia fissata. Per calcolare con precisione  $t_{exp}$  è necessario considerare, oltre all’impulso  $p$  e alla massa  $m_i$ , anche la variazione di momento  $p$  dovuta alla perdita di energia per ionizzazione subita dalla particella nei rivelatori più interni. Si può dunque esprimere  $t_{exp}$  come una somma di intervalli temporali  $\Delta t_i$ , in cui la particella di massa  $m_i$  percorre una frazione di traccia di lunghezza  $\Delta L_k$  a momento fissato  $p_k$ , ovvero:

$$t_{exp,i} = \sum_k \Delta t_{i,k} = \sum_k \frac{\sqrt{p_k^2 + m_i^2}}{p_k} \Delta L_k, \quad (3.2)$$

in cui  $\Delta t_{i,k}$  è ricavata dalla 2.3, considerando  $p_k$  costante in ogni intervallo temporale. Questo parametro ci permette di fissare il valore di aspettazione medio di una determinata distribuzione di particelle (ad esempio dei pioni) sullo 0 degli assi di riferimento.

### 3.1.2 La risoluzione temporale del TOF

Il primo dei parametri da considerare per migliorare la funzione di analisi dati è la risoluzione temporale che è in grado di fornire il TOF. Il lavoro qui presentato è stato effettuato su una presa dati di collisioni Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV del 2015, successiva

dunque alle migliorie apportate in termini di calibrazione al rivelatore TOF di ALICE.  $\sigma_{TOF}$  è stimata essere  $\simeq 65$  ps. Il parametro  $\delta t$  corrisponde alla deviazione standard della distribuzione  $t_{TOF} - t_0 - t_{exp}$  ed è definito come:

$$\delta t_i^2 = \sigma_{TOF}^2 + \sigma_{t_{exp,i}}^2 + \sigma_{T0}^2 . \quad (3.3)$$

Per valutare quindi la capacità di separazione delle diverse specie di particelle del TOF, espressa da  $\delta t_i$ , è necessario determinare con precisione le risoluzioni  $\sigma_{TOF}^2$ ,  $\sigma_{t_{exp,i}}^2$  e  $\sigma_{T0}^2$ . L'incertezza  $\sigma_{t_{exp,i}}^2$  sulla misura di  $t_{exp}$  può essere ottenuta dall'Equazione 3.1. Considerando trascurabile l'incertezza  $\delta \Delta L_k$  sulla frazione di lunghezza di traccia  $\Delta L_k$ , si ottiene:

$$\sigma_{t_{exp,i}}^2 = \sum_k \left[ \frac{\delta p_k m_i^2}{(p_k^2 + m_i^2)} \frac{\sqrt{p_k^2 + m_i^2}}{p_k} \Delta L_k \right] = \frac{\delta p}{p} \frac{t_{exp,i}}{(1 + \frac{p^2}{m_i^2})}, \quad (3.4)$$

in cui l'ultimo passaggio è giustificato dal fatto che lungo la traccia  $\delta p_k/p_k^2$  è approssimativamente costante e in particolare  $\delta p_k/p_k^2 \sim \delta p/p^2 \sim 1\%$ , che è l'incertezza sulla misura dell'impulso del sistema di tracking di ALICE. Si può concludere che, poiché per  $p \rightarrow \infty$   $t_{exp,i}$  tende a un valore fissato allora  $\sigma_{t_{exp,i}} = O(1/p)$ , che si traduce nella trascurabilità dell'incertezza legata al tempo atteso per impulsi elevati. La risoluzione  $\sigma_{TOF}$  sulla misura  $t_{TOF}$  è determinata da vari contributi:

$$\sigma_{TOF}^2 = \sigma_{MRPC}^2 + \sigma_{elec}^2 + \sigma_{clock}^2 + \sigma_{cal}^2,$$

dove  $\sigma_{MRPC}^2$  è la risoluzione intrinseca dell'elemento rivelatore MRCP (inferiore ai 50 ps),  $\sigma_{elec}$ , considera il *jitter*<sup>1</sup> temporale intrinseco degli elementi di amplificazione ( $\sim 20$  ps) e dei convertitori *time-to-digital* ( $\sim 30$  ps),  $\sigma_{clock}$  è legato alle fluttuazioni del segnale di clock di LHC ( $\sim 15$  ps) e infine  $\sigma_{cal}$  include incertezze residue sulla calibrazione del rivelatore TOF. Infine, la risoluzione  $\sigma_{T0}$  in collisioni Pb-Pb *minimum bias* è mediamente 20 ps. La precisione nella stima del valore di  $\delta t$  è di fondamentale importanza per la corretta valutazione delle posizioni reciproche delle particelle analizzate.

## 3.2 Costruzione del modello

### 3.2.1 L'algoritmo di fit

Come già detto, le distribuzioni dei segnali temporali hanno la forma di gaussiane con code di tipo esponenziale. Per poter essere adattati ad un modello si è quindi optato per

<sup>1</sup>Cioè la deviazione dalla periodicità ideale di un segnale periodico.

una funzione che rispecchiasse tale caratteristica nella forma:

$$f(x) = \begin{cases} A \exp \left[ -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_{pion}^2} \right] + \exp \left[ -\frac{(x-t_{kaon})^2}{2\sigma_{kaon}^2} \right] + a, & \text{per } x < \mu + b \times \sigma \\ A \exp \left[ -\left(x - \mu - \left(\frac{b\sigma_{pion}}{2}\right)\right) \times \frac{b}{\sigma_{pion}} \right] + \exp \left[ -\frac{(x-t_{kaon})^2}{2\sigma_{kaon}^2} \right] + a, & \text{per } x > \mu + b \times \sigma \end{cases} \quad (3.5)$$

dove  $x$  è la variabile  $\left(\frac{t_{TOF}-t_{exp}-t_0}{\delta t}\right)$ , per  $A$  si intende l'ampiezza del segnale, per  $\mu$  il valore di aspettazione per il segnale temporale dei kaoni (in  $n\sigma$ ), per  $\sigma_{pion}$  la deviazione standard della gaussiana dei pioni espressa in termini di  $n\sigma$ , per  $b$  il fattore di coda, per  $t_{kaon}$  e  $\sigma_{kaon}$  il valore di aspettazione e la deviazione standard per il segnale temporale dei kaoni e infine  $a$  rappresenta il rumore di fondo descritto nel Paragrafo 3.1.

Inizialmente il focus è stato posto sul caso in cui la distribuzione dei pioni era centrata sullo zero degli assi di riferimento. In questo caso come riferimento nelle Figure di questo paragrafo si è assunto il tempo aspettato  $t_{exp}$  nell'ipotesi di massa del pione e all'aumentare dell'impulso trasverso si poteva osservare la curva del segnale dei kaoni "avvicinarsi" da destra in quanto il tempo di volo di questi è maggiore rispetto a quello dei pioni. I risultati ottenuti si possono osservare nelle figure da 3.2 a 3.5 per diversi valori di momento trasverso.

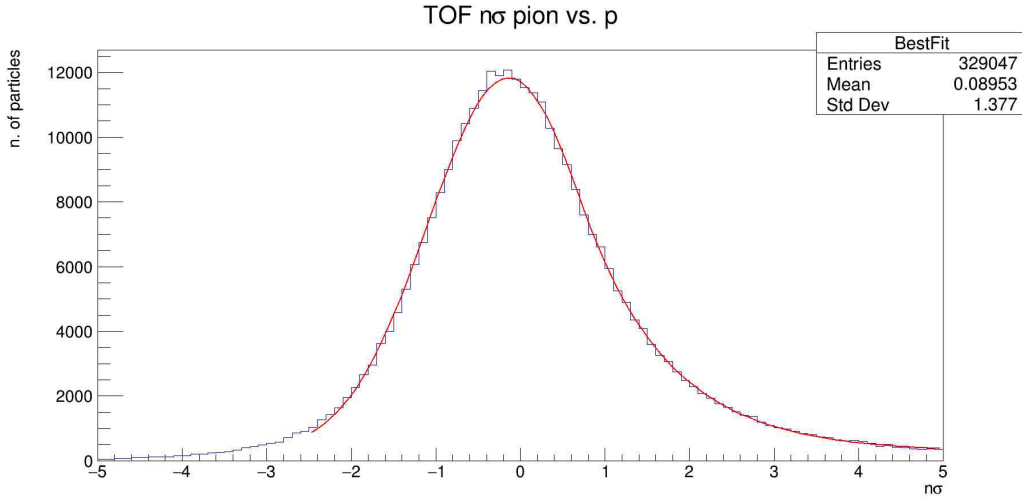


Figura 3.2: Fit dei dati per valore di impulso trasverso fissato a  $P_T=1.5$  GeV/c

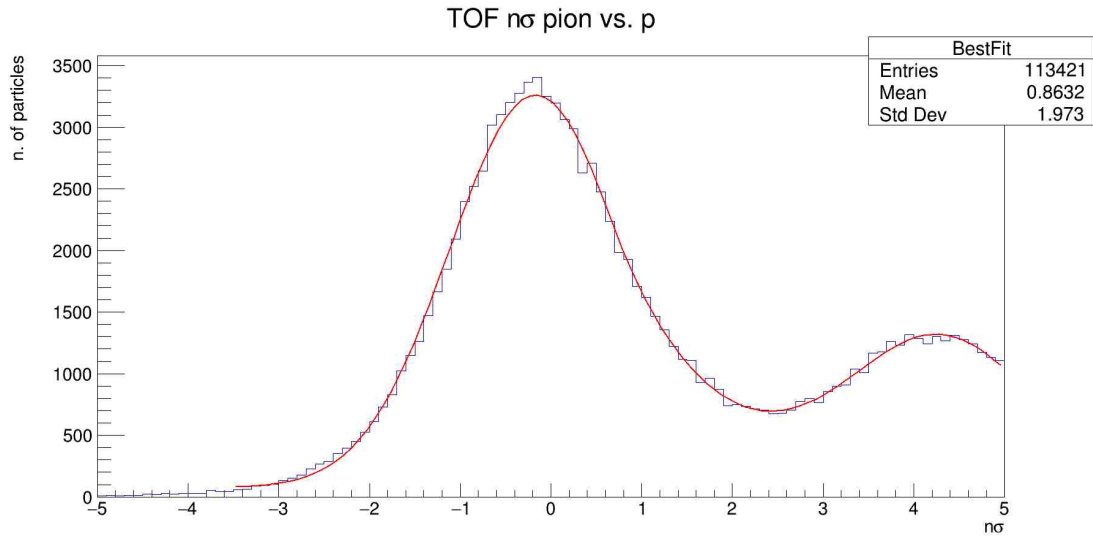


Figura 3.3: Fit dei dati per valore di impulso trasverso fissato a  $P_T=2.5$  GeV/c

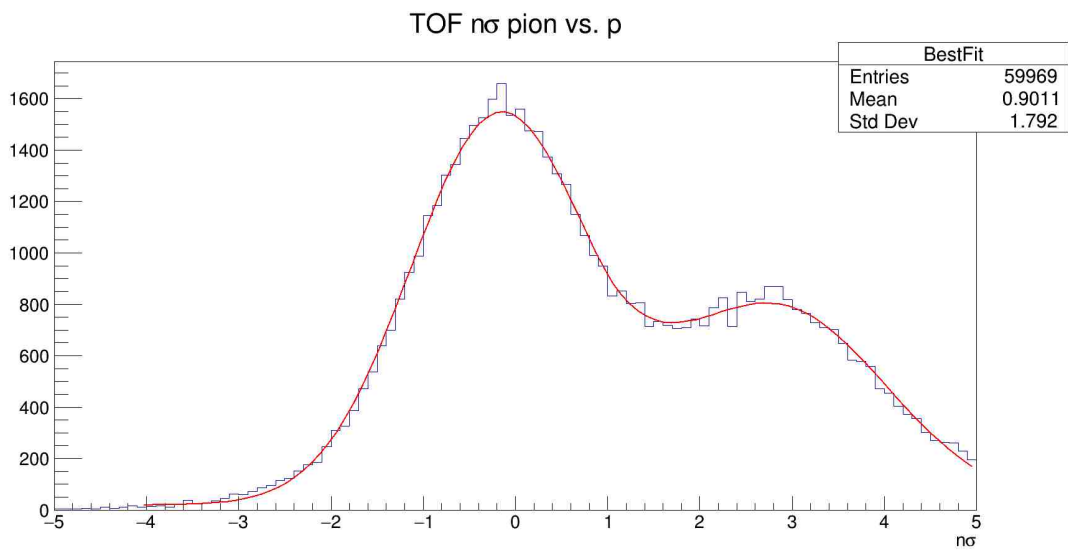


Figura 3.4: Fit dei dati per valore di impulso trasverso fissato a  $P_T=2.5$  GeV/c

### 3.2.2 Qualità del fit

Il miglioramento della qualità del fit è ben visibile soprattutto a più elevati valori di momento trasverso. Infatti come si può vedere nei grafici nelle Figure da 3.5 a 3.10 (estrapolati per fit nella quale si è assunto il tempo  $t_{exp}$  nell'ipotesi di massa del pione), il paragone con i precedenti algoritmi permette di visualizzare chiaramente il miglioramento. Chiameremo d'ora in avanti "Best fit" la funzione di fit descritta in Equazione 3.5, mentre ci riferiremo alle funzioni di modellizzazione precedenti come:

- "Gauss + tail" fit: per l'algoritmo con una gaussiana più una coda di tipo esponenziale;
- "Gauss" fit: per l'algoritmo comprendente semplicemente una gaussiana.

Andando ad analizzare i parametri del fit, possiamo valutare in maniera più accurata il miglioramento. Infatti i grafici di seguito riportati mettono a confronto i vari parametri delle curve di fit per tutto il range di momento analizzato, il quale spazia da  $P_T=0.5$  GeV/c a  $P_T=3$  GeV/c. Andando ad analizzare il grafico in Figura 3.5 si può notare che gli algoritmi più elaborati restituiscono valori più elevati di ampiezza del segnale, il che evidenzia un recupero dei conteggi nella regione della coda esponenziale. In Figura 3.6 l'andamento di  $\mu$  a bassi momenti mostra differenze minime a bassi valori di momento trasverso. Con l'aumentare di quest'ultimo si nota come invece i precedenti algoritmi non sono più in grado di fare distinzione tra la distribuzione dei pioni e quella dei kaoni e restituiscono valori poco realistici dal punto di vista fisico. D'altro canto, il fit eseguito con la funzione prodotta restituisce valori costanti e coerenti per tutto il range di momento trasverso. L'offset di circa  $\sim 10$  ps che si osserva nel grafico per "Bestfit" e per il fit effettuato con l'algoritmo che comprende una curva gaussiana e una coda di tipo esponenziale (Gauss+tail) è dovuto a un bias noto nel trattamento del tempo  $t_0$  nelle procedure online di calibrazione.

Il valore di  $\sigma_{pion}$  mostrato in Figura 3.7 è coerente con quanto già detto per l'andamento di  $\mu$ : infatti quando i vecchi algoritmi non sono più in grado di distinguere differenti distribuzioni, il parametro assume valori poco sensati dal punto di vista fisico. Il best fit, invece, rimane coerente e costante attorno al valore di uno, come ci si aspetta da un modello che sia propriamente gaussiano. In Figura 3.8 dove sono riportati gli andamenti delle code esponenziali dei fit Best Fit e Gauss+tail e all'aumentare del momento trasverso si può notare come il Best Fit rimane ben controllato mentre la coda dell'algoritmo Gauss+tail, al convergere della distribuzione dei kaoni, perde di coerenza e significato fisico.

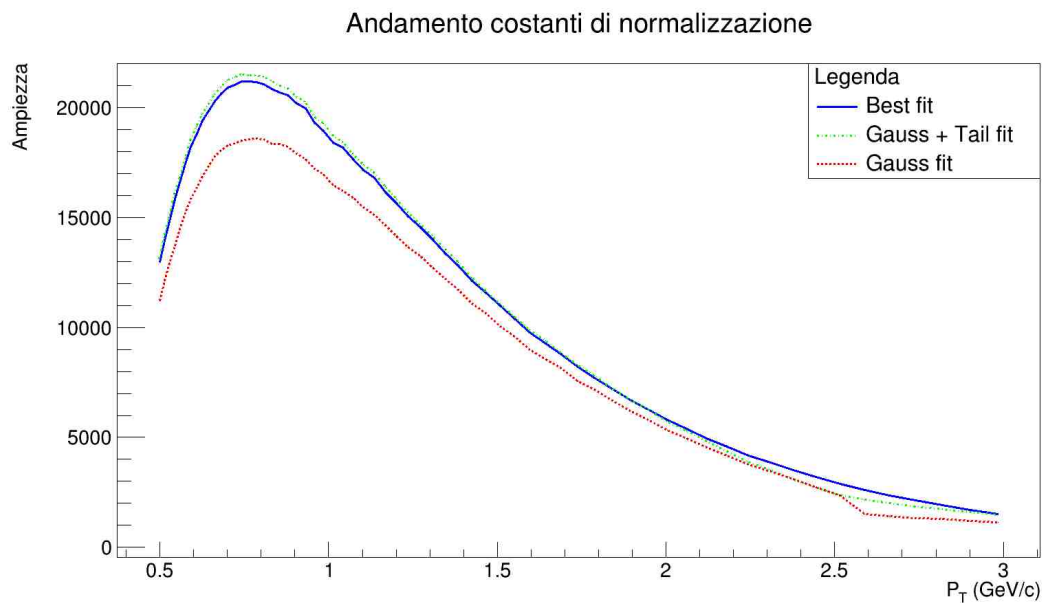


Figura 3.5: Nel grafico è rappresentato l'andamento della costante di normalizzazione del fit.

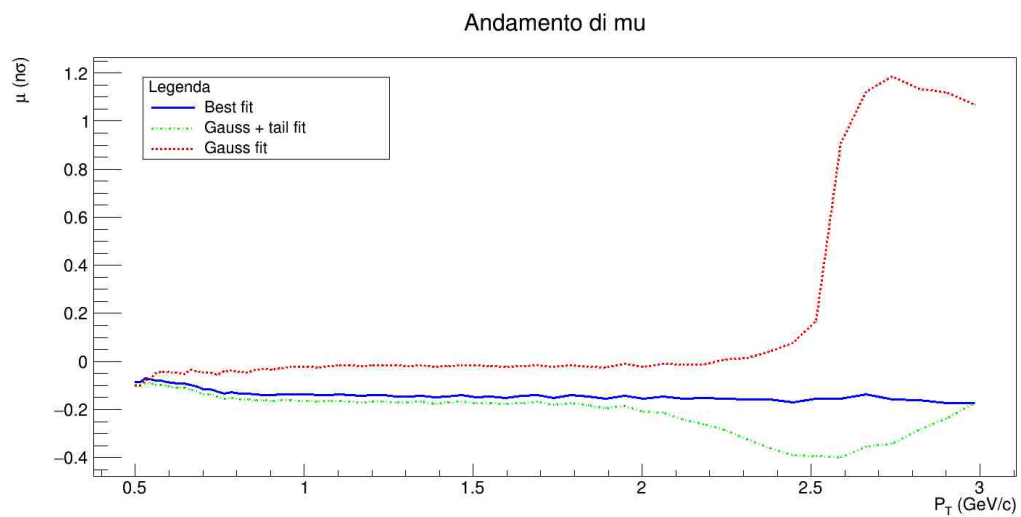


Figura 3.6: Il grafico rappresenta l'andamento del valore di aspettazione dei pioni.

### Andamento di sigma

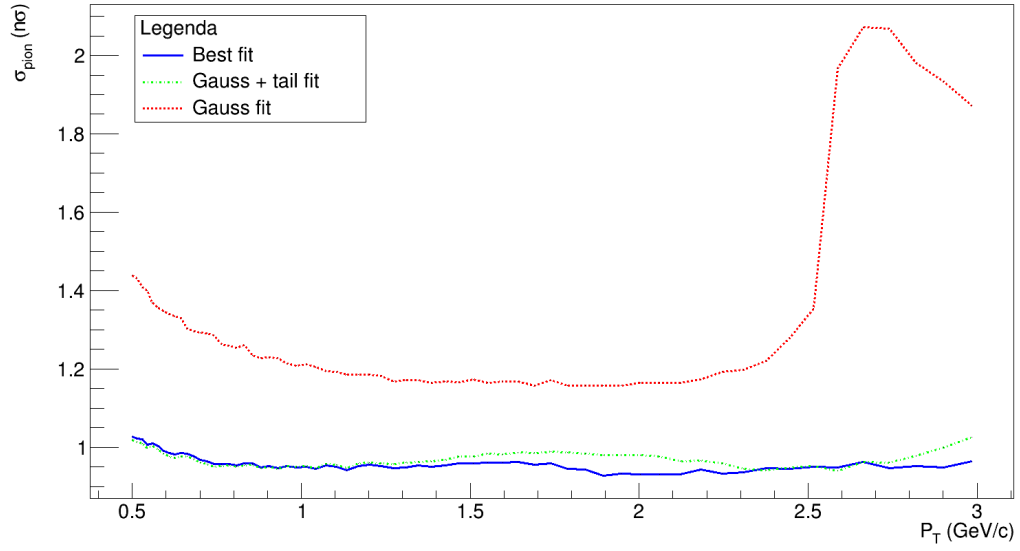


Figura 3.7: Andamento delle  $\sigma_{pion}$ .

### Andamento della prima coda esponenziale

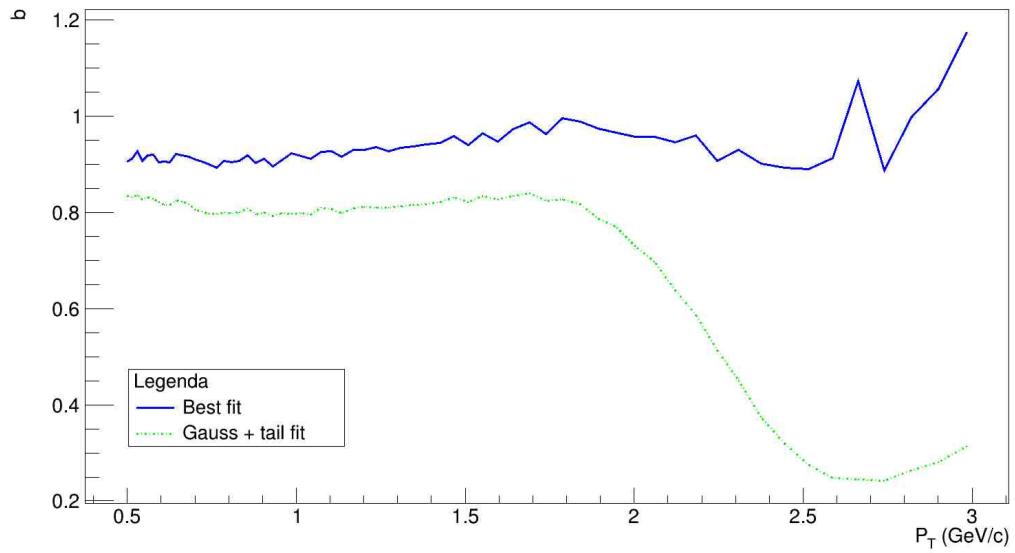


Figura 3.8: Qui è riportato l'andamento delle code esponenziali.

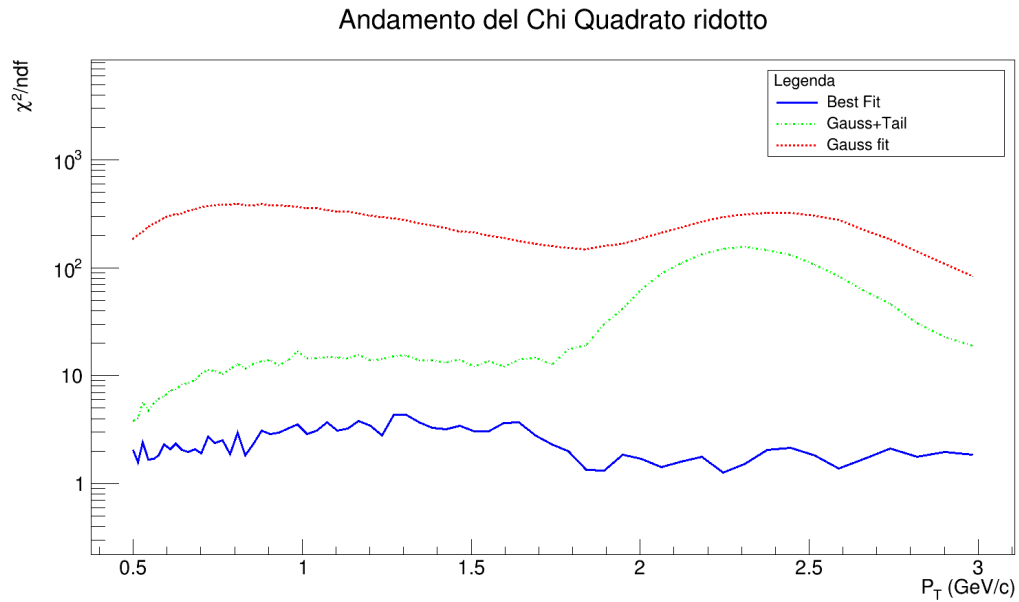


Figura 3.9: Andamento dei  $\chi^2$  ridotto in scala logaritmica per i tre tipi di fit, in grado di quantificare al meglio tutte le differenze riportate nei precedenti grafici.

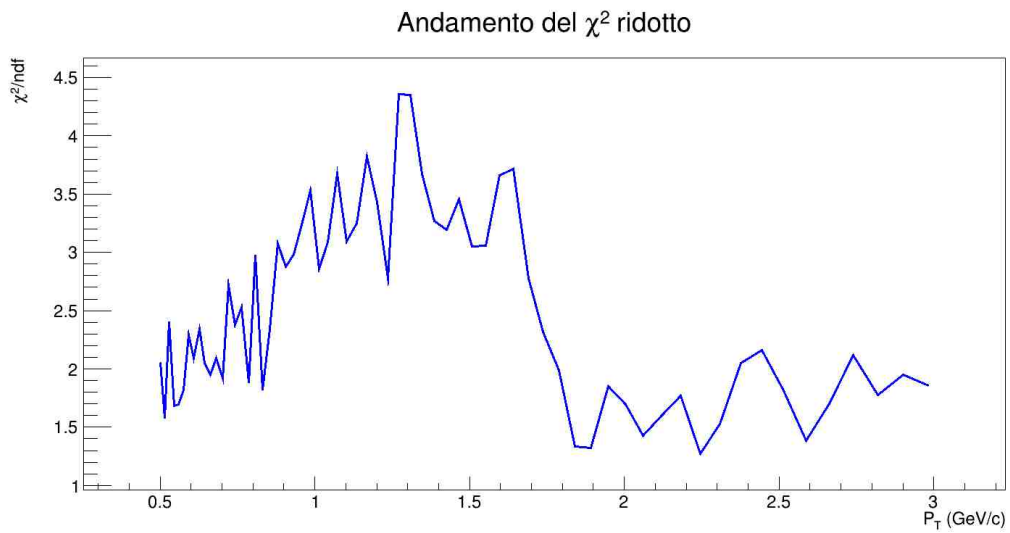


Figura 3.10: Andamento del  $\chi^2$  ridotto per un range di momento trasverso  $P_T$  che va da 0.5GeV/c a 3GeV/c ottenuto utilizzando l'algoritmo di fit migliorato (Best Fit).



Andando ora a valutare il  $\chi^2$  ridotto nelle Figure 3.9 e 3.10 risulta immediatamente osservabile che il miglioramento è notevole. Il parametro  $\chi^2$  ridotto nel caso dei Best fit oscilla tra valori che vanno da  $\simeq 1.5$  a  $\simeq 4$ . Il più accurato tra i precedenti algoritmi restituisce valori di  $\chi^2$  ridotto di almeno un ordine di grandezza superiore, segno di un fit meno accurato.

### 3.2.3 Il punto di vista dei kaoni

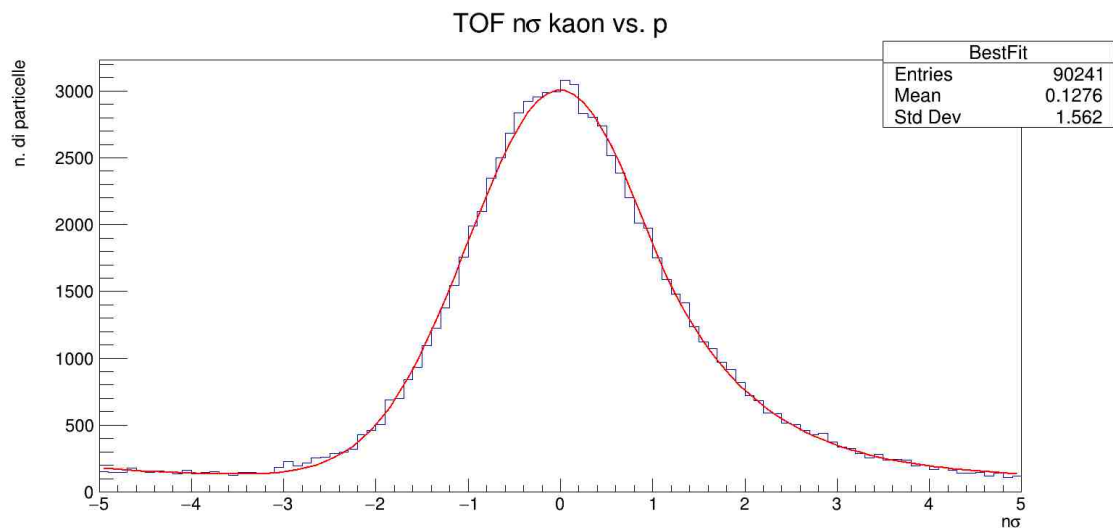
Per verificare la consistenza dell'analisi è stata valutata la funzione costruita quando nella variabile il parametro  $t_{exp}$  assume il valore del tempo atteso dei kaoni. Tale supposizione fa sì che in corrispondenza dell'origine degli assi di riferimento si possa trovare il picco della distribuzione del segnale temporale dei kaoni e, all'aumentare dell'impulso trasverso, si potrà osservare la distribuzione dei pioni convergere a zero arrivando da sinistra e la distribuzione dei protoni da destra. In tale verifica, come in tutto il resto dell'analisi, verrà trascurato il fit del segnale temporale protoni.

All'inizio è stata assunta per la contaminazione dei pioni una distribuzione Gaussiana senza code esponenziali (che invece è stata mantenuta per il segnale sotto studio dei kaoni). Tuttavia tale approssimazione non era sufficientemente accurata per il fit dei dati. Infatti l'andamento del  $\chi^2$  ridotto mostrava un discostamento significativo del fit dai dati. Nuovamente è stata necessaria l'introduzione di una componente esponenziale, analoga a quella dei kaoni<sup>2</sup>, per far sì che le distribuzioni potessero essere accuratamente rappresentate. In Figura 3.11 vengono riportati esempi di fit a diversi valori di momento trasverso. In Figura 3.12 viene invece mostrato l'andamento del  $\chi^2$  ridotto per un range di impulso trasverso  $P_T$  che va da 0.5 GeV/c a 3 GeV/c. I valori sono accettabilmente prossimi al limite teorico di uno e confermano il notevole miglioramento dell'algoritmo di fit.

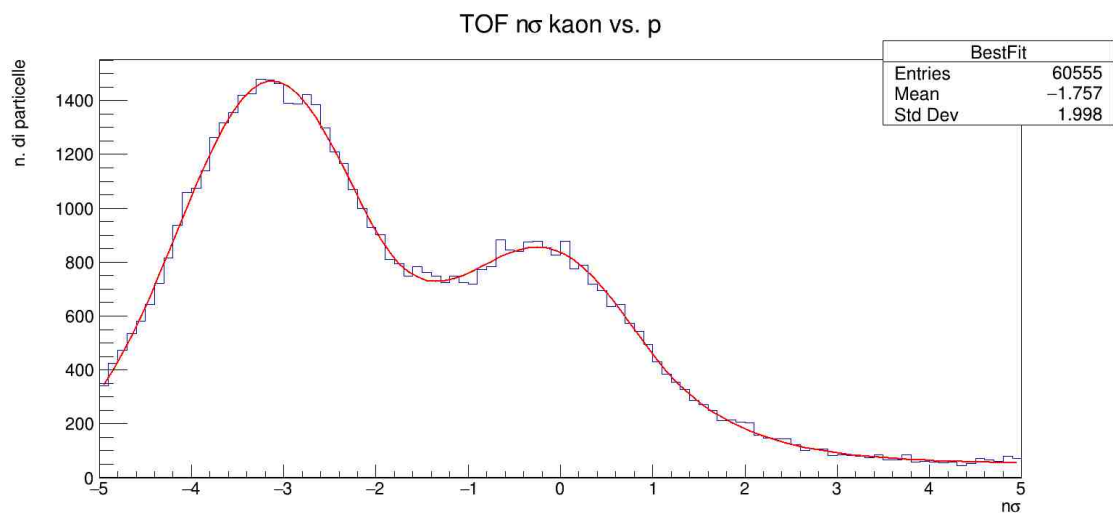
Infatti possiamo vedere nelle Figure da 3.13 a 3.16 l'andamento dei parametri estrapolati dal fit. In particolare osservando la Figura 3.13 è possibile notare come l'ampiezza del segnale dei kaoni sia nettamente inferiore rispetto a quella dei pioni (cfr. Figura 3.5), ma nonostante ciò il fit non perde di qualità anche quando il momento trasverso raggiunge valori per la quale la distribuzione dei pioni diventa preponderante come in Figura 3.11. In Figura 3.14 - 3.15 gli andamenti di valore di aspettazione e deviazione standard sono in linea con le aspettative ed evidenziano un comportamento molto prossimo alla normale standard (con  $\mu = 0$  e  $\sigma = 1$ ). Infine il fattore di coda esponenziale in Figura 3.16 mantiene valori più o meno costanti attorno al valore di uno.

---

<sup>2</sup>Cioè con lo stesso valore del parametro di coda.



(a) Fit della curva dei kaoni ad impulso trasverso fissato  $P_T=1.5$  GeV/c



(b) Fit della curva dei kaoni ad impulso trasverso fissato  $P_T=3$  GeV/c

Figura 3.11: Rappresentazione del fit della distribuzione dei kaoni a valori di momento trasverso pari a  $P_T=1.5$  GeV/c (a) e  $P_T=3$  GeV/c (b). Si può notare che l'algoritmo, ulteriormente migliorato è in grado di modellare i dati lungo tutto il range di momento trasverso in maniera accurata.

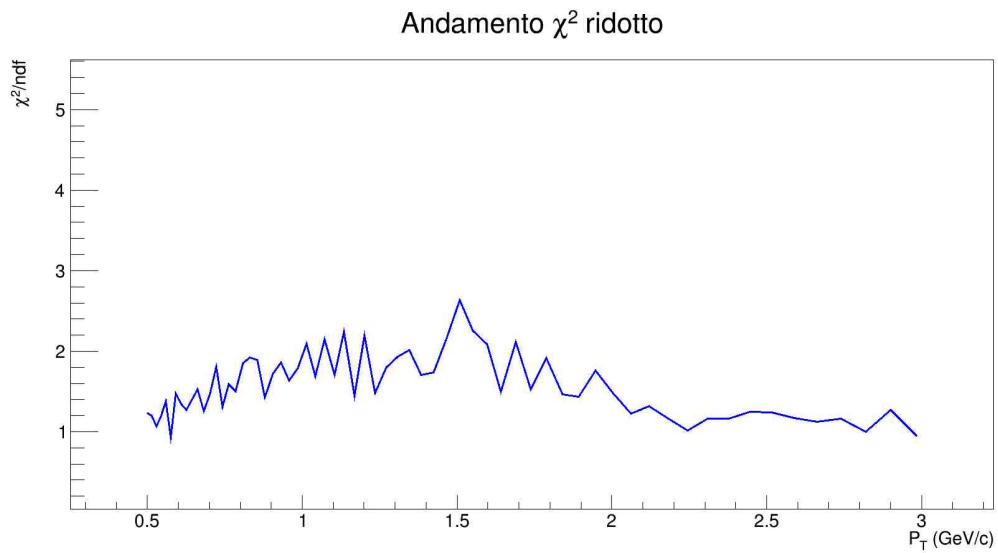


Figura 3.12: Andamento del  $\chi^2$  per il fit della distribuzione dei kaoni.

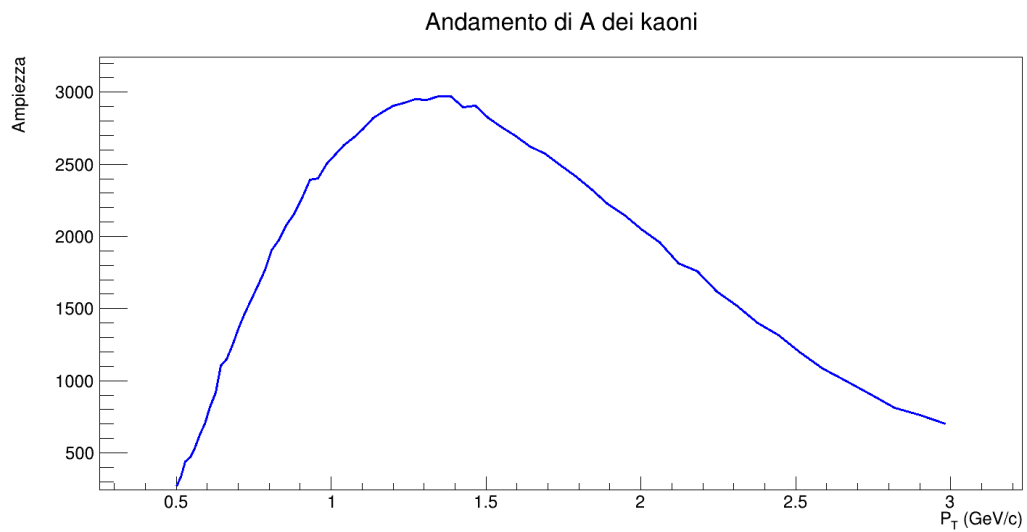


Figura 3.13: Andamento dell'ampiezza del segnale temporale dei kaoni.

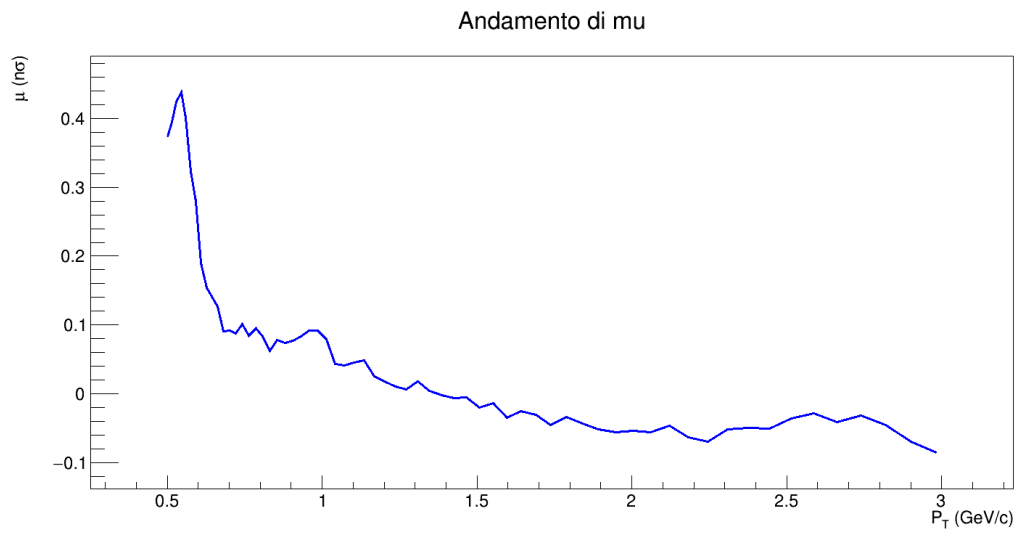


Figura 3.14: Andamento del valore di aspettazione dei kaoni.

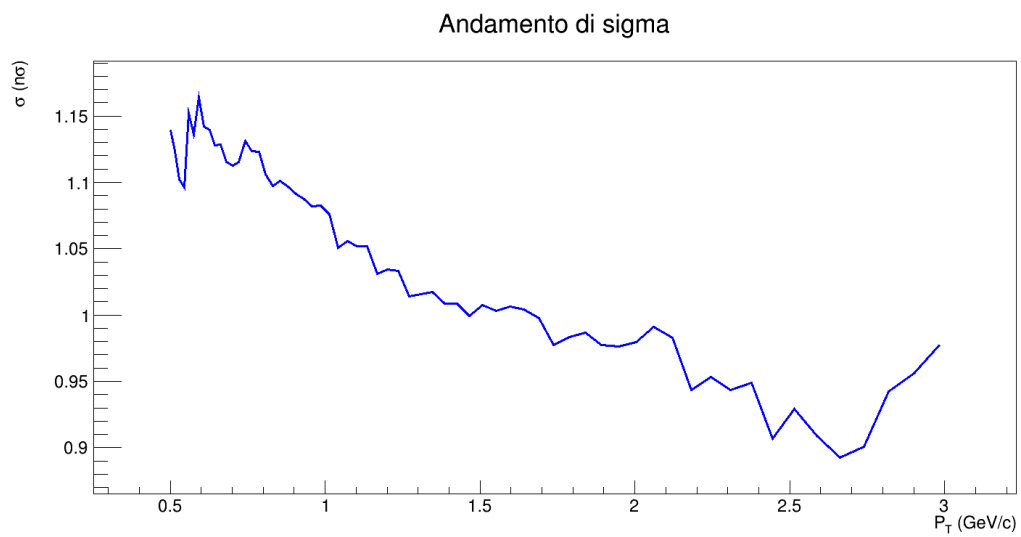


Figura 3.15: Andamento della sigma dei kaoni.

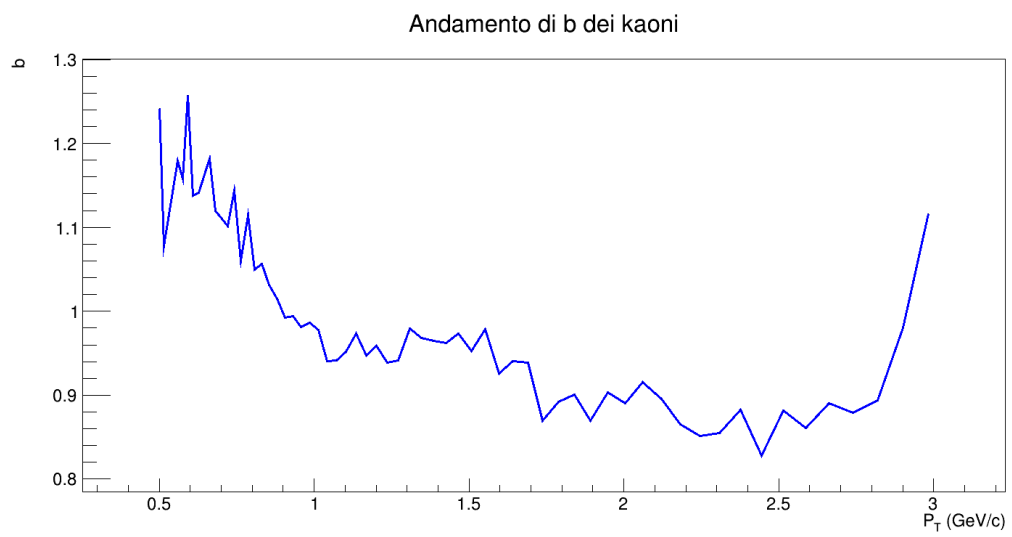


Figura 3.16: Andamento della coda dei kaoni.

# Conclusioni

La messa a confronto dei metodi di fit basati rispettivamente su un algoritmo prettamente gaussiano, e gaussiano con coda esponenziale, con l'algoritmo prodotto durante il corso di questa tesi mette in evidenza un significativo miglioramento dal punto di vista dell'analisi adottata nelle procedure di controllo di qualità dei dati del Sistema a Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE. Come evidenziato da tutte le verifiche presentate nella tesi, il miglioramento della qualità del fit è significativo. Per quanto riguarda i valori di Chiquadro ridotto, che con l'algoritmo correntemente utilizzato erano dell'ordine di grandezza di 100, si ottengono ora valori prossimi all'unità su tutto l'intervallo di impulso trasverso esaminato. La modellizzazione dei dati attraverso la nuova funzione è dunque più accurata, fatto che è inoltre deducibile dal complesso di valori restituiti dal fit: parametri come il valore di aspettazione e la deviazione standard delle curve di modellizzazione rimangono stabili e coerenti con le aspettative dal punto di vista fisico su tutto il range di momento trasverso  $P_T$  in considerazione. La procedura fornisce valori coerenti sia se il riferimento considerato sono tracce di pioni (specie più abbondante negli eventi fisici analizzati), sia che il riferimento siano invece tracce di kaoni (circa di un ordine di grandezza meno abbondanti).

# Bibliografia

- [1] Francesco Noferini, *Correlazioni di particelle in collisioni di ioni pesanti per l'esperimento ALICE a LHC*, Tesi di dottorato, ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÁ DI BOLOGNA, Bologna, Italia, 2007
- [2] A. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 106, 2011
- [3] Roberta Araldi, *Quarkonium production in heavy-ion collisions*, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Torino, Via P. Giuria 1, I-10125 Torino, Italy, 2014
- [4] *A vacuum as empty as interstellar space*, <https://home.cern/about/engineering/vacuum-empty-interstellar-space>
- [5] *Pulling together: Superconducting electromagnets*, <https://home.cern/about/engineering/pulling-together-superconducting-electromagnets>
- [6] *The ALICE experiment at the CERN LHC*, The ALICE Collaboration et al 2008 JINST 3 S08002, 2008
- [7] *Foto del TOF di ALICE ed elenco Ditte che hanno contribuito significativamente*, <http://www.bo.infn.it/alice-tof-hw/public/VolumeINFN/TOFinfo.html>
- [8] Roberto Preghenella. *The Time-Of-Flight detector of ALICE at LHC: construction, test and commissioning with cosmic rays*. Tesi di dottorato, ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÁ DI BOLOGNA, Bologna, Italia, 2009
- [9] *The MRPC-based ALICE Time-Of-Flight detector: status and performance*, ALICE Collaboration (Alici, Andrea for the collaboration) Nucl.Instrum.Meth. A706, 2013, arXiv:1203.5976
- [10] The ALICE Collaboration, *Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC*, Int. J. Mod. Phys. A 29, 1430044, 2014