

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Misura della risoluzione temporale del
rivelatore TOF di ALICE a LHC
con raggi cosmici**

Relatore:
Prof.ssa Silvia Arcelli

Presentata da:
Lorenzo Tarquini

Correlatore:
Dott. Roberto Preghenella

Anno Accademico 2017/2018

Indice

Introduzione	3
1 Fisica dell'esperimento ALICE	4
1.1 Il Modello Standard	4
1.2 QCD	5
1.2.1 Confinamento e libertà asintotica	6
1.2.2 Quark-Gluon Plasma	7
1.2.3 Collisioni tra ioni pesanti	8
1.2.4 Evoluzione del QGP	10
1.3 Evidenze sperimentali a favore del QGP	12
1.3.1 Hard probes	12
1.3.2 Soft probes	14
1.3.3 Spettro d'impulso trasverso degli adroni carichi	15
2 Il rivelatore ALICE a LHC	18
2.1 Struttura di ALICE	19
2.1.1 Rivelatori di tracciamento e identificazione di ALICE	20
2.2 Rivelatore TOF	21
2.2.1 Descrizione del sistema	22
2.2.2 Identificazione delle particelle	24
3 Analisi dati e misura della risoluzione temporale del TOF	26
3.1 Selezione degli eventi	26
3.1.1 Rimozione delle tracce non allineate	27
3.1.2 Analisi delle lunghezze di traccia ricostruite dagli algoritmi dei rivelatori	29
3.1.3 Ricostruzione manuale delle lunghezze di traccia	31
3.2 Determinazione della risoluzione temporale del TOF	38
3.2.1 Breve cenno sulla distribuzione q-Gaussiana	38
3.2.2 Misura di σ_t	39
3.3 Misura delle risoluzioni temporali dei supermoduli del TOF	42

3.3.1	Accoppiamento dei settori	43
3.3.2	Misura delle risoluzioni dei singoli settori	45
	Conclusioni	50
	Ringraziamenti	51
	Bibliografia	53

Introduzione

Con il lavoro svolto in questa tesi si propone un primo modello di analisi delle prestazioni del rivelatore TOF di ALICE usando dati di raggi cosmici.

L'elaborato verterà brevemente sugli aspetti salienti della fisica degli ioni pesanti, dell'esperimento ALICE e dell'apparato sperimentale (LHC, TOF), per poi concentrarsi sull'analisi del campione di dati di raggi cosmici e sui risultati inerenti alle prestazioni del rivelatore.

Verranno evidenziate le anomalie riscontrate durante lo studio del campione e la metodologia d'approccio discutendone gli esiti.

Capitolo 1

Fisica dell'esperimento ALICE

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria della fisica particellare largamente corroborata da evidenze sperimentali che offre una descrizione rigorosa di 3 delle 4 interazioni fondamentali, le due forze nucleari (debole e forte) e quella elettromagnetica (la gravitazionale rimanendo esclusa poichè non descrivibile da una teoria di campo quantizzato normalizzabile). Sebbene il modello sia in grado di spiegare con accuratezza un'ampia gamma di fenomeni osservati nel campo della fisica nucleare e subnucleare, non costituisce di per sé una teoria completa poichè non è in grado di descrivere fenomeni quali l'apparente asimmetria tra materia e antimateria nel cosmo, o la prevalenza nell'Universo di materia ed energia oscura.

Lo scheletro matematico del Modello Standard è da identificarsi con le teorie di campo quantizzato (QFT), che uniscono la meccanica quantistica e la relatività ristretta interpretando la particella fondamentale non più come corpuscolo, bensì come quanto (manifestazione) di un campo d'onda associato ad una ben precisa interazione.

Le particelle fondamentali teorizzate nel quadro del Modello Standard si suddividono in *quarks*, *leptoni* e *bosoni* (figura 1.1). I primi due, essendo caratterizzati da spin semintero, obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e sono pertanto detti fermioni, mentre i terzi, avendo spin intero, sottostanno alla statistica di Bose-Einstein. Se da una parte i quark interagiscono con tutte le forze contemplate nel Modello Standard, i leptoni interagiscono solo elettrodebolmente, mentre i bosoni svolgono il ruolo di mediatori di campo: il campo elettromagnetico è mediato dai fotoni, quello forte da 8 tipi differenti di gluone ed infine quello debole dai 3 bosoni vettoriali W^+ , W^- e Z^0 . Per completare il quadro è ad ogni modo necessario inserire il bosone di Higgs, che interagisce con i campi deboli, leptoni e quark conferendo loro massa efficace.

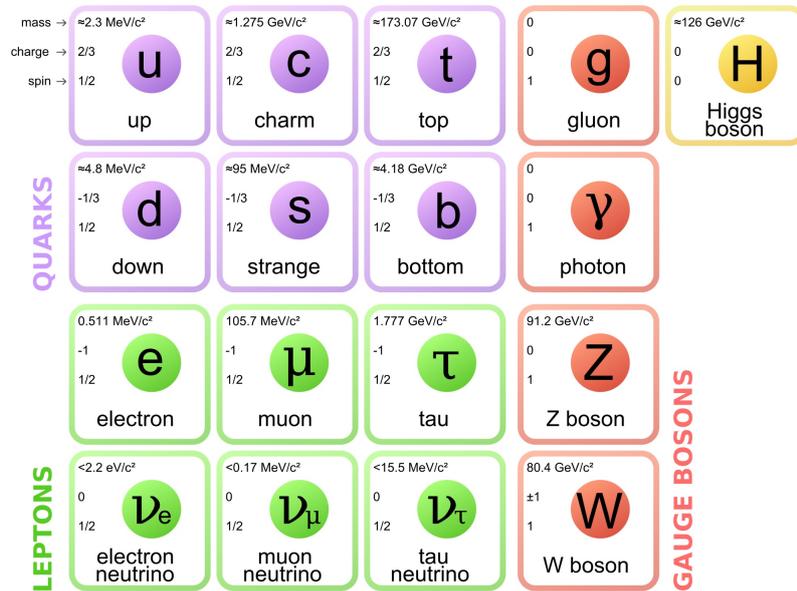


Figura 1.1: Schematizzazione delle particelle fondamentali secondo il Modello Standard

Dalle evidenze sperimentali ed in accordo con le previsioni del Modello Standard, è noto che i quark non vengono osservati in stato isolato. In virtù dell'interazione forte, essi tendono a formare una serie di stati adronici costituiti da più quark: i barioni (stati legati di 3 quark) e i mesoni (stati legati quark-antiquark).

1.2 QCD

La Cromodinamica Quantistica (QCD) descrive l'interazione forte e nasce in analogia con l'Elettrodinamica Quantistica (QED)[1], la teoria di campo quantizzato della forza elettromagnetica. Nella QED, le interazioni elettromagnetiche tra particelle cariche elettricamente sono descritte tramite l'emissione e l'assorbimento dei relativi mediatori di campo, i fotoni; analogamente, la QCD predice l'esistenza di mediatori chiamati gluoni, i quali trasmettono la forza forte tra particelle dotate della cosiddetta carica di colore.

A rigore, la Cromodinamica Quantistica è una teoria di gauge non abeliana basata sul gruppo di simmetria $SU(3)$ nello spazio tridimensionale delle cariche di colore, le quali sono convenzionalmente indicate col nome di Red, Green e Blue. Dalla teoria dei gruppi è noto che $SU(3)$ possiede 8 generatori di trasformazioni infinitesime, le cui controparti fisiche sono proprio i gluoni.

La differenza sostanziale tra la QED e la QCD risiede nel fatto che, se nella prima i *force-carriers*, ossia i fotoni, sono privi di carica elettrica, nella seconda i gluoni possiedono carica di colore e possono dunque interagire fortemente.

Questa caratteristica dei mediatori di campo della forza forte comporta una fenomeno-

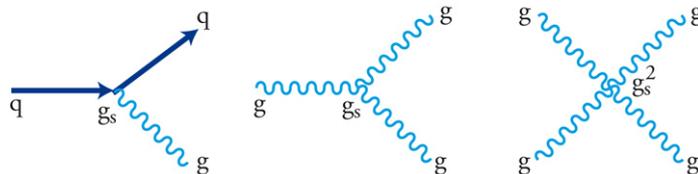


Figura 1.2: Vertici d'interazione fondamentali della QCD; da sinistra a destra: interazione quark-quark gluone, interazione a 3 gluoni, interazione a 4 gluoni

logia d'interazione molto differente rispetto a quella tipica dei processi descritti dalla QED.

In figura 1.2 sono riportati i vertici d'interazione fondamentali della Cromodinamica Quantistica.

1.2.1 Confinamento e libertà asintotica

Nella trattazione matematica, ogni vertice d'interazione è caratterizzato da una costante di accoppiamento, ossia una grandezza adimensionale che definisce l'intensità dell'interazione in questione ad una data scala energetica.

Nei processi di scattering ad alta energia tra leptoni e nucleoni, è possibile osservare quark debolmente legati che si comportano come particelle libere; d'altra parte, le teorie di campo quantizzato mostrano che la costante di accoppiamento dell'interazione forte, convenzionalmente etichettata con α_s (o g_s), dipende fortemente dall'energia in gioco e conseguentemente dal momento trasferito p^2 , in modo tale che all'aumentare dell'impulso la costante di accoppiamento tenda asintoticamente a 0 (figura 1.3):

$$\lim_{p^2 \rightarrow \infty} \alpha_s = 0$$

Questo fatto conduce al fenomeno noto col nome di *libertà asintotica*. In altre parole, ad alte energie o a piccole distanze l'intensità dell'interazione forte diminuisce drasticamente, ragion per cui i quark e i gluoni costituenti dei sistemi legati (adroni) si comportano come particelle libere.

Per bassi valori dell'impulso, al contrario, la costante di accoppiamento cresce rapidamente, come si può notare dal grafico in figura 1.3. Ciò implica che a basse energie o a grandi distanze l'intensità dell'interazione forte aumenta, conducendo al fenomeno noto col nome di *confinamento* che è, d'altra parte, la ragione per cui in natura i quark vengono osservati unicamente all'interno di stati legati.

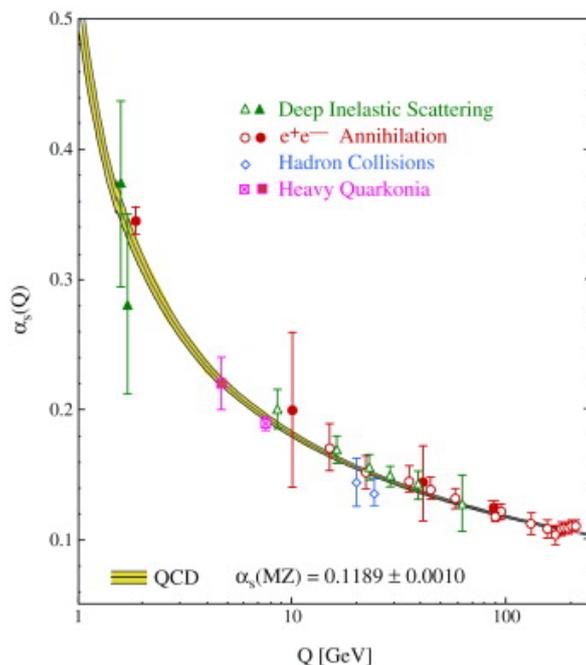


Figura 1.3: Andamento (ricavato sperimentalmente) della costante di accoppiamento α_s in funzione del quadrimomento trasferito Q [2]

1.2.2 Quark-Gluon Plasma

Da quanto asserito nei precedenti paragrafi, si può affermare che a bassi valori di temperatura e densità barionica la QCD è dominata dal fenomeno di confinamento.

All'aumentare della temperatura T e della densità di energia ρ , tuttavia, la costante di accoppiamento diminuisce comportando, eventualmente, una transizione di fase dal vuoto adronico (gas costituito da stati legati di quark e gluoni) ad uno stadio deconfinato e governato dalla libertà asintotica.

In altre parole, a un ben preciso valore di temperatura T e densità energetica ρ avviene una transizione dalla condizione adronica a un tipo di sistema modellizzabile come un fluido di quark e gluoni debolmente interagenti, chiamato Quark-Gluon Plasma (QGP). In figura 1.4 è possibile osservare il diagramma di fase relativo alle transizioni della QCD in funzione della temperatura T e del potenziale bariochimico $\mu_B = \frac{\partial E}{\partial N_B}$, che corrisponde alla quantità di energia che è necessaria fornire al sistema per incrementare dell'unità il relativo numero barionico.

Come si può notare, l'ordinaria materia nucleare si trova per bassi valori di T e μ_B (fase adronica) e man mano che aumentano le energie in gioco si incontrano le curve di transizione. La rappresentazione di tali curve è chiaramente schematica, poichè non sono ancora noti con accuratezza i confini delle varie fasi della QCD.

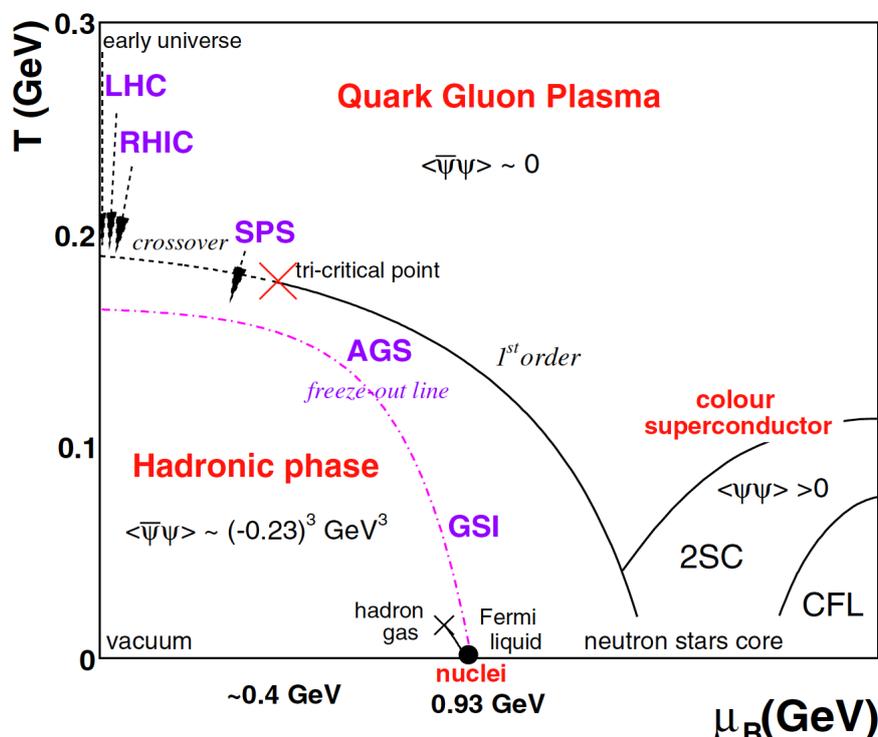


Figura 1.4: Diagramma di fase della QCD in funzione della temperatura e del potenziale bariochimico [3]

Cionondimeno è qualitativamente apprezzabile la curva di transizione alla regione QGP, ed è possibile osservare l'esistenza di una ulteriore regione caratterizzata da superconduttività di carica di colore per bassi valori di T ed alti di μ_B . Allo stato attuale della ricerca, si stima che la temperatura critica di transizione dalla fase adronica a quella di plasma sia $T_c = 0.16 \div 0.19$ GeV. Questa stima è ad ogni modo ancora soggetta di dibattito all'interno della comunità scientifica.

1.2.3 Collisioni tra ioni pesanti

Negli istanti immediatamente successivi a una collisione tra due ioni pesanti ultrarelativistici ($\beta \approx 1$) si può assistere alla formazione di una zona caratterizzata da elevata temperatura e alta densità energetica.

I nuclei degli ioni sono oggetti la cui estensione risulta molto grande se confrontata con tutte le scale di interesse della fisica delle alte energie. Per questa ragione, la geometria delle collisioni gioca un ruolo fondamentale nell'analisi e nell'interpretazione dei risultati sperimentali.

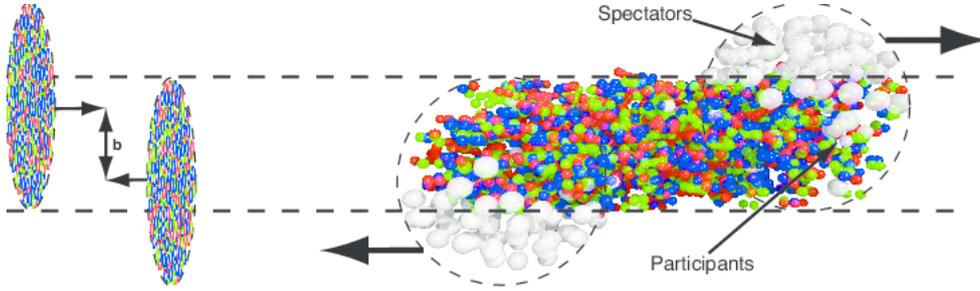


Figura 1.5: Schematizzazione di un evento di collisione tra due ioni pesanti

Nel sistema del centro di massa, in virtù della contrazione di Lorentz nella direzione longitudinale (di propagazione del fascio), i due nuclei possono essere visti come dischi sottili di raggio (dimensione trasversale) $2R_A \simeq 2A^{\frac{1}{3}}$ fm, dove A è il numero di nucleoni. Alcune delle quantità rilevanti sono [4]:

1. Il parametro di impatto b , ossia la distanza tra i centri dei nuclei in procinto di collidere. Il parametro di impatto caratterizza la *centralità* della collisione; quest'ultima si dirà centrale se b è molto piccolo e lo scontro è pressoché frontale, si dirà invece periferica se b è grande relativamente alle dimensioni delle particelle.
2. Il numero di nucleoni coinvolti (*participants*) N_{part} all'interno dei nuclei collidenti, ossia il numero di neutroni e protoni dei due ioni che prendono parte alla collisione; i restanti vengono chiamati spettatori (*spectators*) e perseverano nella loro traiettoria quasi imperturbati.
3. Il numero totale di collisioni nucleone-nucleone incoerenti N_{coll} .

A partire da queste quantità esistono vari modelli teorici in grado di descrivere le dinamiche di collisione; in generale, le traiettorie delle particelle coinvolte possono essere scritte in termini della *rapidità*

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

dove E è l'energia e p_L la componente del momento lineare p lungo l'asse del fascio. Nel limite ultrarelativistico, la rapidità è ben approssimata da una quantità usata convenzionalmente nella fisica delle alte energie chiamata *pseudorapidità*

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

in cui θ è l'angolo tra l'impulso e l'asse del fascio. La centralità si esprime tipicamente come una percentuale della sezione d'urto totale nucleare d'interazione σ ; il percentile di

centralità c di una collisione A-A caratterizzata da un parametro d'impatto b si ottiene integrando la distribuzione del parametro d'impatto $d\sigma/db'$ [13]:

$$c = \frac{\int_0^b d\sigma/db'db'}{\int_0^\infty d\sigma/db'db'} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'$$

Un intervallo di centralità compreso tra lo 0% e il 5% indica collisioni centrali, mentre un intervallo compreso tra il 95% e il 100% si riferisce a collisioni periferiche.

Informazioni sulle collisioni tra ioni pesanti si ottengono inoltre dall'analisi del fattore di modificazione nucleare, definito a partire dalle quantità precedentemente introdotte:

$$R_{AA} = \frac{d^2 N^{AA}/dp_T d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{inel}^{pp}/dp_T d\eta} \quad (1.1)$$

R_{AA} è dunque il rapporto tra i prodotti per evento in collisioni di tipo A-A e p-p normalizzato a una sovrapposizione incoerente di $\langle N_{coll} \rangle$ collisioni binarie p-p. p_T è l'impulso trasverso, il numero medio di collisioni $\langle N_{coll} \rangle = \langle T_{AA} \rangle / \sigma_{inel}^{NN}$ si determina attraverso il modello di Glauber dove $\langle T_{AA} \rangle$ è la funzione di sovrapposizione nucleare e σ_{inel}^{NN} è la sezione d'urto inelastico totale nucleone-nucleone [14][15].

L'idea di base è che i fenomeni indagati in eventi di collisione tra ioni pesanti possono essere studiati a partire da un confronto con eventi di collisioni p-p.

1.2.4 Evoluzione del QGP

A collisione avvenuta, la formazione di un plasma di quark e gluoni avviene solamente nel caso in cui si raggiungano le condizioni critiche di temperatura e densità energetica. Se ciò non accade, il sistema entra in evoluzione idrodinamica (lato sinistro della figura 1.6): subito dopo la collisione c'è una fase pre-adronica in cui, sebbene avvenga un sostanziale incremento della pressione e della temperatura, non si manifesta alcun deconfinamento dei partoni [5][6].

Il lato destro del grafico in figura 1.6 mostra l'evoluzione della collisione tra ioni pesanti in caso di formazione del QGP:

1. *Pre-equilibrium Phase* ($t \lesssim 1$ fm/c): i partoni diffondono l'uno sull'altro dando luogo ad una abbondante produzione di quark e gluoni deconfinati. In questa fase vengono prodotte molte particelle ad elevato impulso trasverso ($p_T \gg 1$ GeV/c), nonché una grande quantità di fotoni, reali e virtuali, gli ultimi dei quali decadono in coppie leptone-antileptone.
2. *Termalizzazione* ($t \approx 1 \div 10$ fm/c): interazioni elastiche ed inelastiche tra i partoni nel QGP conducono alla fase di termalizzazione. Le interazioni inelastiche possono cambiare la composizione di sapore delle particelle. A causa della pressione interna, il sistema all'equilibrio termico inizia ad espandersi rapidamente, convertendosi in un gas adronico (fase mista).

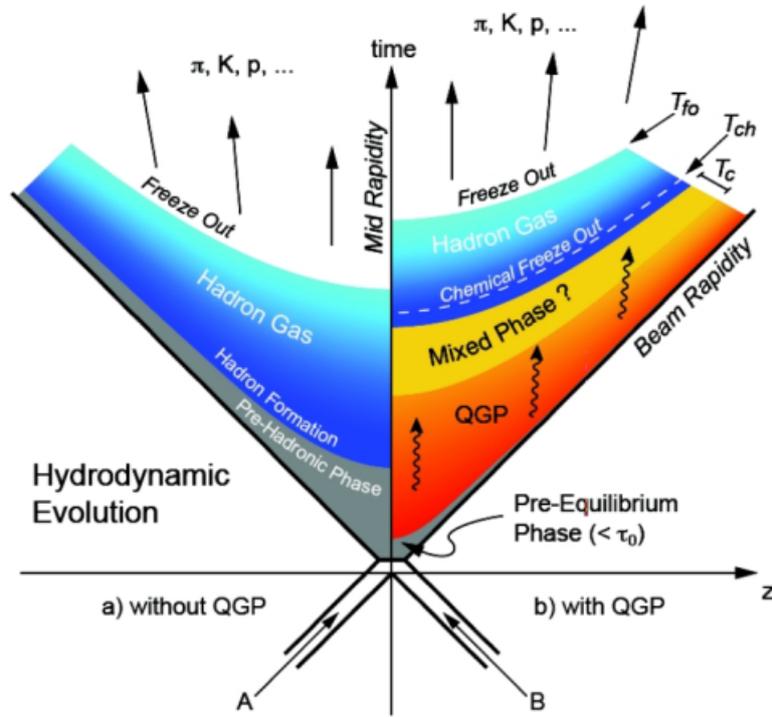


Figura 1.6: Evoluzione della collisione tra ioni pesanti; a destra nel caso di raggiungimento delle condizioni critiche per la formazione del QGP, a sinistra in caso contrario

3. Adronizzazione ($t \approx 20 \text{ fm}/c$): durante l'espansione il sistema si raffredda. Dopo aver raggiunto un valore critico di densità energetica, inizia il processo di adronizzazione e i quark ed i gluoni del QGP si condensano in nuovi adroni. L'adronizzazione può avvenire per frammentazione (quando un partone ad alto impulso si frammenta in adroni a basso impulso) o coalescenza (quando più partoni a basso impulso si uniscono a formare un adrone). Ad ogni modo, l'interazione tra gli adroni continua finché il relativo tasso è in grado di sostenere l'espansione del QGP; dopodiché, la composizione di sapore del QGP si fissa raggiungendo il congelamento chimico (*chemical freeze-out*).
4. Congelamento termico (*thermal freeze-out*): quando la distanza media tra gli adroni diventa maggiore del raggio d'interazione forte (a $T \approx 120 \text{ MeV}$), le diffusioni elastiche tra adroni cessano e si fissa anche lo spettro cinematico della materia risultante.

1.3 Evidenze sperimentali a favore del QGP

Il QGP è uno stato di materia difficile da gestire in laboratorio, poichè non solo si manifesta sotto particolari condizioni fisiche, ma è anche caratterizzato da una brevissima vita media. Lo studio di tale fase è pertanto basato su osservazioni indirette: le *hard probes*, cioè segnali prodotti nelle prime fasi delle collisioni per interazioni con partoni ad elevato momento trasverso, e le *soft probes*, ossia segnali prodotti in fasi successive alle collisioni e legati ad interazioni con partoni a basso impulso. Nei prossimi paragrafi si tratteranno brevemente alcune delle prove sperimentali a supporto dell'esistenza del QGP.

1.3.1 Hard probes

Jet Quenching

Un *jet* è un fascio collimato di prodotti del processo di adronizzazione. Il fenomeno del *Jet Quenching* (figura 1.7) consiste in una dissipazione di energia dovuta all'interazione dei partoni emessi con il mezzo all'interno del quale si propagano, ossia il QGP. La perdita di energia è fondamentalmente dovuta ad una radiazione gluonica di frenamento (effetto Bremsstrahlung gluonico). L'effetto dissipativo dipende dalla lunghezza percorsa all'interno del mezzo e si traduce complessivamente in una perdita di impulso trasverso. Il fenomeno è maggiormente osservato nel caso di collisioni centrali. La soppressione

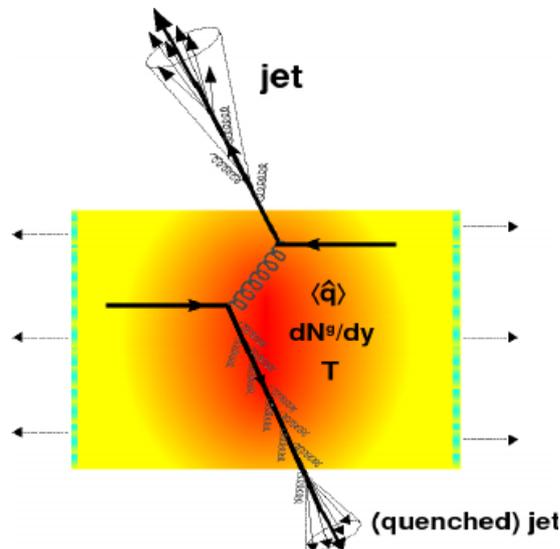


Figura 1.7: Schematizzazione del fenomeno di *Jet Quenching* [7]

di particelle ad alto impulso trasverso p_T è quantificabile attraverso il fattore di modificazione nucleare R_{AA} (eq. (1.1)). In generale, in assenza di fattori di modificazione

nucleare sui processi di *hard scattering* si ha $R_{AA} = 1$; al contrario, deviazioni di questo osservabile dall'unità indicano effetti di modificazione e conseguentemente sono sintomo della presenza di QGP. In particolare per $R_{AA} > 1$ si ha amplificazione, mentre per $R_{AA} < 1$ si ha soppressione nella resa di particelle.

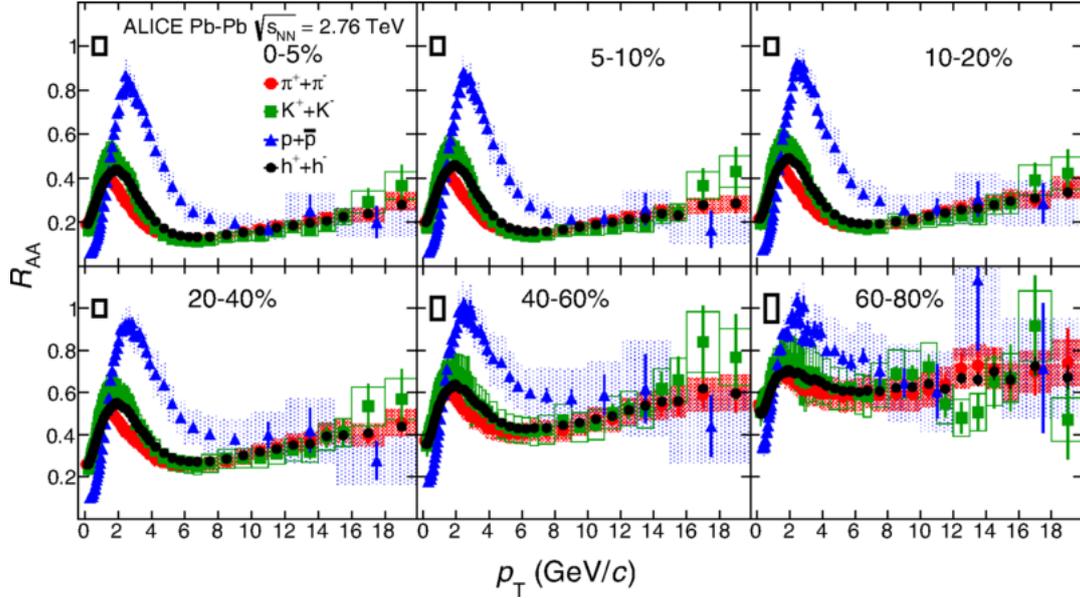


Figura 1.8: Fattore di modificazione nucleare per differenti tipi di particella in funzione dell'impulso trasverso. Sono mostrati i risultati degli eventi di collisione Pb-Pb in ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV per diversi intervalli di centralità [16]

I risultati delle misure effettuate ad ALICE in eventi di collisione Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, visibili in figura 1.8, mostrano un generale fenomeno di soppressione per tutte le classi di centralità con minimo a $p_T = 6 \div 7$ GeV/c rispetto ad una sovrapposizione di collisioni binarie p-p. Inoltre, è largamente apprezzabile come le collisioni centrali dipendano in modo più marcato dall'impulso trasverso e subiscano una soppressione maggiore, presumibilmente a causa del fatto che le particelle diffuse dalla regione centrale, dovendo attraversare maggiori distanze all'interno del QGP, dissipano più energia.

Quarkonia

Con il termine *Quarkonia* si intende la famiglia di stati legati composti da quark pesanti, come il *charmonium* ($c\bar{c}$, il cui *ground state* è il noto mesone J/Ψ) e il *bottomonium* ($b\bar{b}$), ossia particelle che richiedono un'elevata energia di produzione, e che possono essere generate nei primi istanti successivi alle collisioni. Nella fase di QGP, le concentrazioni

relative di tali particelle rimangono sostanzialmente inalterate; tuttavia, a causa dell'effetto di schermatura dell'interazione forte, se le dimensioni dei quarkonia non sono sufficientemente grandi, si dissolvono. La loro dissoluzione è quantificabile tramite il fattore di modificazione nucleare. In figura 1.9 è mostrata la soppressione dello stato J/Ψ in termini di R_{AA} e del numero di nucleoni coinvolti N_{part} in eventi di collisione Pb-Pb di ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

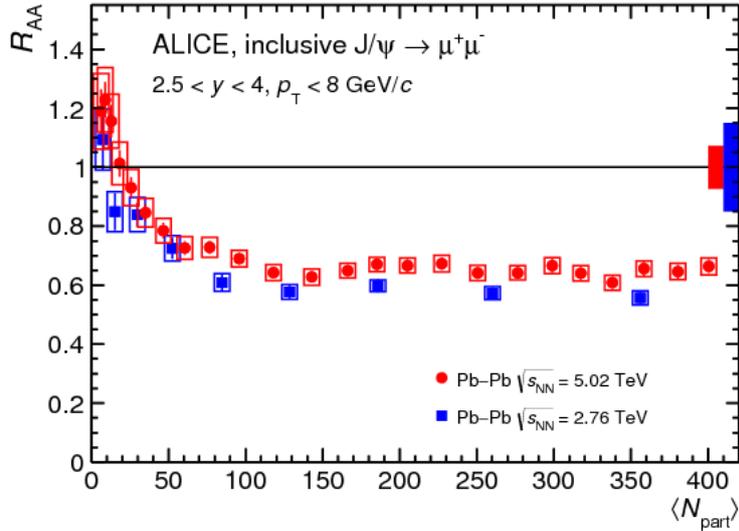


Figura 1.9: Fattore di modificazione nucleare per la resa di J/Ψ in funzione della centralità a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, a confronto con i risultati ottenuti a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [17]

Si può notare come la soppressione di J/Ψ si faccia più marcata all'aumentare della centralità dell'urto (ossia all'aumentare dei nucleoni coinvolti).

1.3.2 Soft probes

Aumento della stranezza

Un fenomeno riscontrabile al momento della formazione del plasma di quark e gluoni è l'aumento del numero quantico di stranezza (*strangeness enhancement*) nei prodotti delle collisioni tra ioni pesanti, come il piombo (Pb). La presenza di quark s e \bar{s} costituisce una prova indiretta della formazione del plasma, poichè le collisioni avvengono tra particelle che non li contengono naturalmente. La produzione dei quark *strange* è favorita dall'abbondanza di sapori *up* e *down* e di gluoni all'interno del plasma. In particolare, l'elevata densità gluonica è un fattore che facilita notevolmente la produzione di coppie $s\bar{s}$ tramite processi di annichilamento ($gg \rightarrow s\bar{s}$). Il fenomeno di aumento della stranezza avviene durante la fase di termalizzazione illustrata nella sezione precedente.

1.3.3 Spettro d'impulso trasverso degli adroni carichi

Dal momento che gli adroni prodotti durante l'evoluzione del QGP portano importanti informazioni sul plasma di quark e gluoni, la misura delle distribuzioni di impulso trasverso e resa degli adroni identificati è essenziale per comprendere le proprietà globali e le dinamiche delle fasi di evoluzione. Le caratteristiche del *freeze-out* termico, come la temperatura reale, quella effettiva e la velocità media del flusso di particelle prodotte, possono essere estrapolate attraverso l'analisi degli spettri d'impulso trasverso sulla base di diversi modelli teorici (*Blast-Wave*, idrodinamico di Landau, termico-statistico, termico a più sorgenti).

Il modello *blast-wave* descrive il flusso adronico come un'esplosione (*Fireball*) di particelle prodotte da collisioni tra nuclei di materiali ad elevata energia.

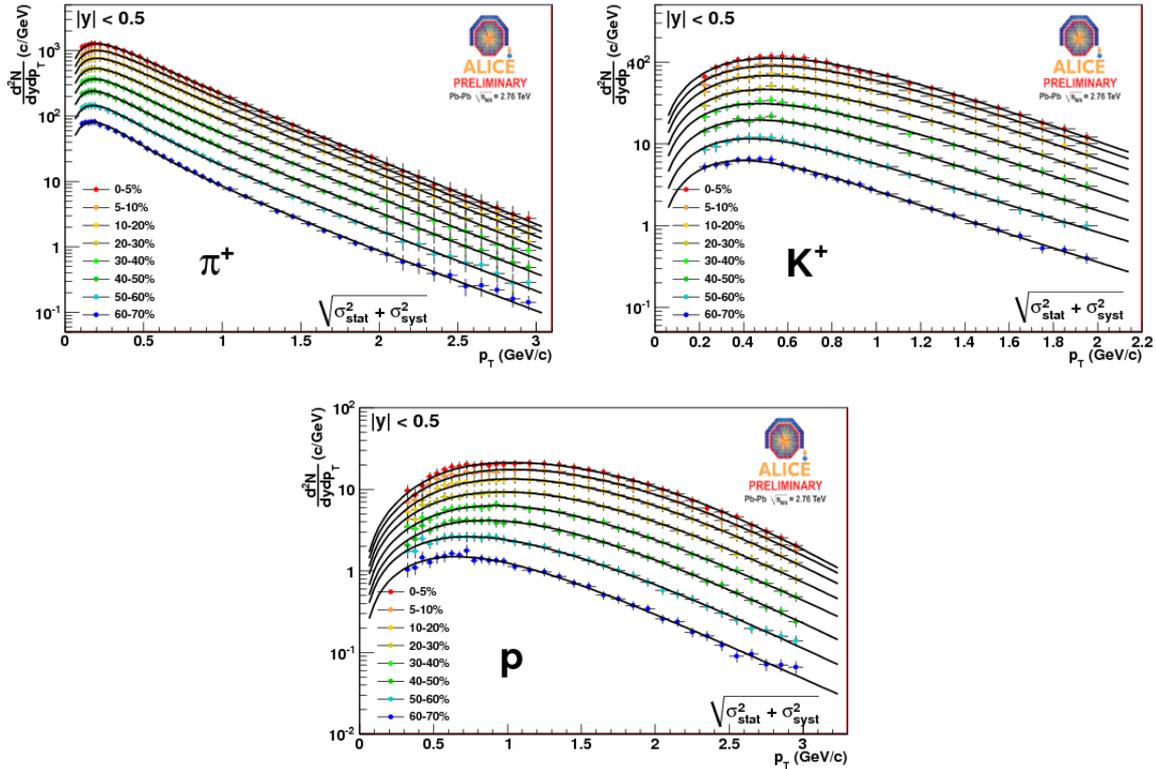


Figura 1.10: Spettri d'impulso trasverso per vari intervalli di centralità di π^+ , K^+ e p ; i fit sono stati eseguiti tramite una parametrizzazione di tipo *blast-wave*

In figura 1.10 sono mostrati gli spettri misurati d'impulso trasverso p_T delle particelle di carica positiva per ciascuno degli otto intervalli di centralità in eventi di collisione Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. E' possibile notare una variazione sostanziale della forma

delle distribuzioni tra i vari tipi di particella, così come uno spostamento dei valori più probabili a impulsi trasversi più elevati (nel caso di p, ma anche di K).

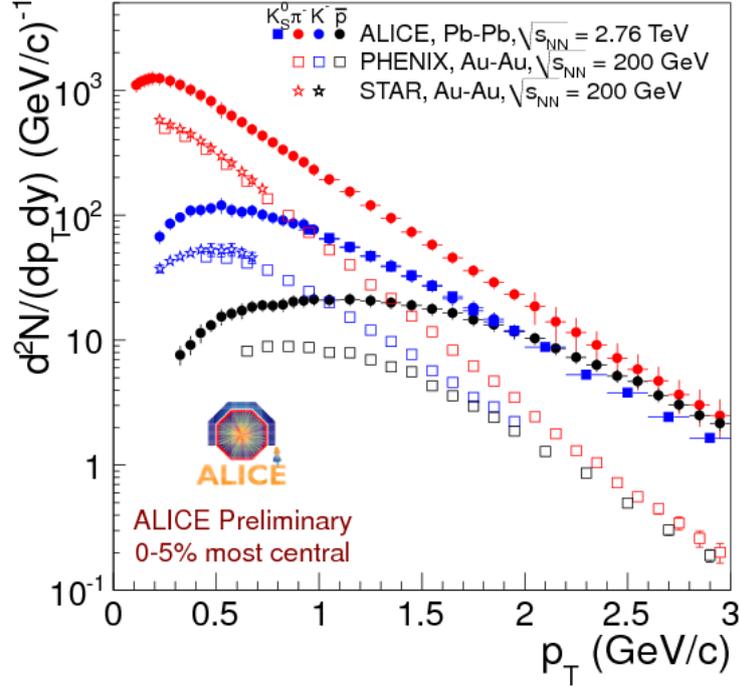


Figura 1.11: Spettro di p_T per π^- , K_S^0 , K^- , e \bar{p} nelle collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV più centrali (0-5%) (marcatori solidi) a confronto con quelli misurati in collisioni Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV (simboli aperti)

In figura 1.11 è apprezzabile come gli spettri alle energie raggiungibili ad LHC risultino decrescere molto meno rapidamente rispetto a quelli misurati in altri esperimenti. Utilizzando un fit basato sul modello teorico di *blast-wave*, è possibile estrapolare i valori di temperatura di *freeze-out* T_{fo} e velocità di flusso β ; i risultati sono mostrati in figura 1.12 [18].

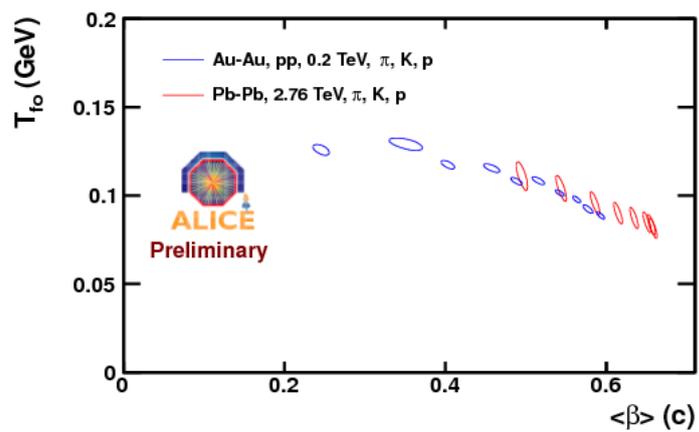


Figura 1.12: Profilo $1-\sigma$ nel piano $T - \beta$ ottenuto da un fit simultaneo degli spettri d'impulso trasverso di π^\pm , K , e p per vari range di centralità; in rosso i risultati dalle collisioni Pb-Pb dell'esperimento ALICE, in blu dalle collisioni Au-Au dell'esperimento STAR

Capitolo 2

Il rivelatore ALICE a LHC

LHC (*Large Hadron Collider*) è un potente acceleratore di particelle attivo dal 10 settembre 2008, data del suo primo *run*, facente parte del complesso di acceleratori del CERN (figura 2.1). Il collider consiste in un anello di magneti superconduttori della lunghezza complessiva di 27 km, lungo il quale sono dislocate molteplici strutture adibite all'accelerazione dei fasci in modo tale da incrementare l'energia delle particelle fino agli attuali limiti sperimentali.

All'interno dell'acceleratore, due fasci di particelle ad elevatissima energia si propagano con velocità ultrarelativistiche ($0.99999999c$) per produrre eventi di collisione. I due fasci viaggiano in direzioni opposte lungo *beam pipes* separate, ossia due tubi mantenuti in condizioni di vuoto ultraspinto. Per guidare i fasci lungo l'anello si sfruttano potenti campi magnetici generati da elettromagneti superconduttori mantenuti ad una temperatura di -271.3°C ; per questa ragione, gran parte dell'acceleratore è collegato ad un sistema di distribuzione di elio liquido che raffredda i magneti mantenendoli in regime di superconduttività [11]. Complessivamente, alla deflessione dei fasci contribuiscono 1232 magneti dipolari di lunghezza 15 m ciascuno, mentre alla loro focalizzazione partecipano 392 magneti quadripolari, ognuno di lunghezza compresa tra i 5 e i 7 metri; un ulteriore tipo di magnete viene utilizzato per collimare le particelle prima delle collisioni al fine di aumentare la probabilità che quest'ultime avvengano.

In definitiva, i fasci vengono fatti collidere in quattro punti diversi dell'anello, corrispondenti alle posizioni dei rivelatori di particelle ATLAS, CMS, LHCb e ALICE.

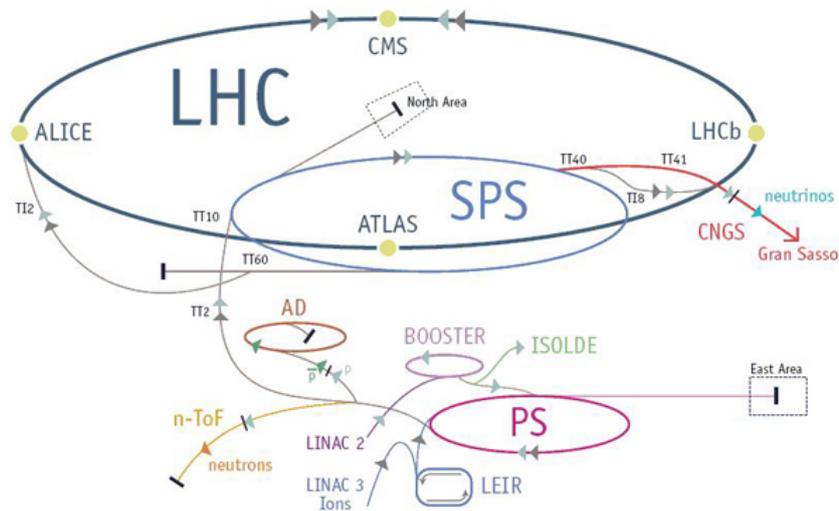


Figura 2.1: Complesso di acceleratori e rivelatori del CERN

2.1 Struttura di ALICE

A Large Ion Collider Experiment, ALICE, è un rivelatore di ioni pesanti locato nell'anello di LHC al CERN. È stato progettato per lo studio della fisica della materia soggetta a interazione forte in condizioni di elevatissime energie; in particolare, viene utilizzato al fine di indagare sulla fase della materia nota col nome di *Quark-Gluon Plasma*.

Per ALICE è stato adottato un design singolare volto a soddisfare tutti i requisiti di tracciamento ed identificazione di particelle caratterizzate da un range di impulso trasverso molto ampio ($\sim 100 \text{ MeV}/c \div \sim 100 \text{ GeV}/c$), in un ambiente con alta molteplicità di particelle cariche (fino ad 8000 per unità di rapidità)[8]. Le sue dimensioni complessive sono di $16 \times 16 \times 23 \text{ m}^3$ per un peso totale di 10000 t e consiste di una parte cilindrica centrale e stratificata che copre l'angolo polare da 45° a 135° ; procedendo dall'interno verso l'esterno del cilindro, si incontrano prima i rivelatori di tracciamento in campo magnetico (*Inner Tracking*) ITS, TPC e TRD, poi i rivelatori per l'identificazione delle particelle (PID, *Particle Identification Detectors*) TOF e HMPID ed infine i calorimetri PHOS (*Photon Spectrometer*) ed EMCAL (*ElectroMagnetic Calorimeter*). Il complesso cilindrico di rivelatori è avvolto da un ampio magnete solenoidale in grado di produrre un campo magnetico omogeneo ed uniforme fino a 0.5 T. È inoltre presente uno spettrometro per muoni all'estremità dell'apparato che copre la regione di pseudorapidità $2.5 < \eta < 4$ insieme ad altri rivelatori quali il PMD (*PhotoMultiplicity Detector*), l'FMD (*Forward Multiplicity Detector*), lo ZDC (*Zero Degree Calorimeter*), V0 e T0. In figura 2.2 è mostrato lo schema strutturale dell'apparato complessivo.

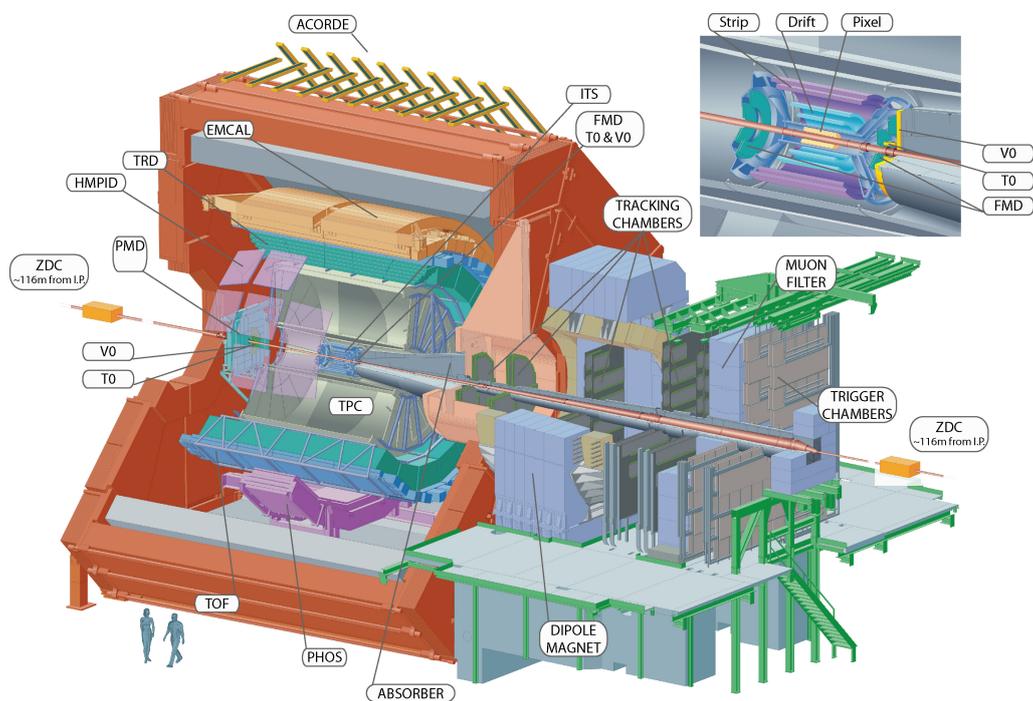


Figura 2.2: Schema strutturale del complesso di rivelatori ALICE

2.1.1 Rivelatori di tracciamento e identificazione di ALICE

Come è osservabile in figura 2.2, la geometria cilindrica di ALICE si sviluppa intorno al *beam pipe* seguendo un preciso schema stratificato. Ogni strato corrisponde ad un rivelatore, ed ogni rivelatore svolge una funzione precisa nel quadro generale di estrapolazione dei dati delle collisioni.[10]

- TPC (*Time Projection Chamber*): è il principale rivelatore di tracciamento del cilindro centrale. Attraverso lo studio degli osservabili adronici, la TPC fornisce informazioni sulla composizione di sapore della palla di fuoco (*Fireball*) di collisione tra ioni pesanti e sulla sua estensione spazio-temporale. Lavora parallelamente ai rivelatori ITS e TRD per fornire dati su mesoni vettori risonanti, sapori *charm* e *beauty* attraverso le misure degli osservabili leptonici. Dal punto di vista strutturale, lo si può schematizzare come un cilindro dal volume complessivo di 88 m^3 riempito di gas e diviso in due regioni di deriva da un elettrodo posto lungo l'asse centrale. Le particelle cariche che attraversano il volume della TPC ionizzano il gas liberando elettroni, generando quindi correnti di deriva, ossia i segnali, verso le piastre finali del cilindro.
- ITS (*Inner Tracking System*): è il rivelatore più vicino ai vertici di collisione. Consiste di sei strati cilindrici di rivelatori in silicio. Gli strati circondano il punto di

collisione e servono a misurare le proprietà delle particelle emergenti, determinando la loro esatta posizione con precisioni fino a frazioni del millimetro. L'ITS serve sostanzialmente a riconoscere quark pesanti caratterizzati da una breve vita media identificando il punto in cui decadono, a ricostruire i vertici primari e secondari di collisione (ossia i punti d'interazione più interni al cilindro centrale di ALICE) e a coprire la zona "cieca" del TPC.

- TRD (*Transition Radiation Detector*): è il principale rivelatore di elettroni di ALICE. Un singolo modulo di questo detector consiste in un radiatore e una camera di deriva (*Drift Chamber*) riempita di una miscela di Xe/CO_2 (85%/15%). La soglia d'impulso degli elettroni/positroni per la resa del segnale è 1 GeV/c, al di sotto della quale non si osserva radiazione di transizione (TR), emessa quando una particella carica relativistica attraversa mezzi dielectricamente disomogenei. Il radiatore è infatti costituito da un volume di materia altamente inhomogeneo che provoca l'emissione di TR quando attraversato da un elettrone. In seguito, la particella entra nella camera di deriva dove lascia una traccia ionizzata. L'analisi del segnale di radiazione prodotta dagli elettroni permette di risalire all'impulso della particella. Per i dati relativi agli elettroni d'impulso minore di 1 GeV/c è necessario ricorrere alla combinazione delle informazioni fornite da TOF e TPC.
- HMPID (*High Momentum Particle Identification Detector*): la funzione di questo rivelatore è quella di potenziare la capacità di identificazione delle particelle di ALICE oltre i range d'impulso permessi dalle misure di perdita di energia (ITC e TPC). E' un rivelatore RICH (*Ring Imaging Cherenkov Detector*) che basa i processi d'identificazione sull'analisi delle caratteristiche della radiazione di Cherenkov emessa dalle particelle che attraversano il detector. La radiazione Cherenkov si manifesta quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico a velocità maggiori della velocità di fase della luce nel medesimo mezzo: i fotoni emessi a causa di questo fenomeno vengono rivelati da contatori fotonici.

La sezione successiva è interamente dedicata al rivelatore a tempo di volo (TOF), componente cruciale per i processi di identificazione, sul quale è stato svolto il lavoro di analisi dati presentato nel capitolo 3.

2.2 Rivelatore TOF

Le particelle cariche prodotte dalle collisioni in un range intermedio d'impulso ($0.3 \div 2.5$ GeV/c) vengono identificate dal rivelatore a tempo di volo (*Time Of Flight Detector*, *TOF*) di ALICE.

Le misure di tempo di volo del TOF, in congiunzione con quelle di lunghezza di traccia ed impulso dei rivelatori di tracciamento, permettono di calcolare la massa delle particelle.

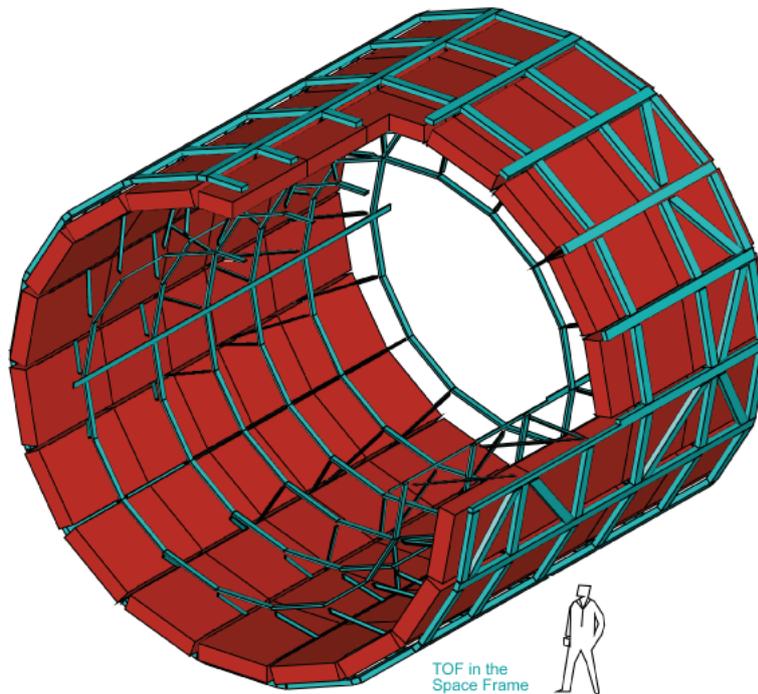


Figura 2.3: Geometria strutturale del rivelatore TOF

2.2.1 Descrizione del sistema

Il detector TOF ha una forma cilindrica ed è disposto a circa 3.7 m di distanza dalla linea di propagazione dei fasci; copre l'angolo polare tra i 45 e i 135 gradi lungo tutto l'angolo azimutale, e la sua superficie ammonta a circa 160 m^2 . Possiede una struttura modulare caratterizzata da 18 settori lungo Φ , ciascuno dei quali è diviso in 5 moduli lungo la direzione del fascio, per un totale di 90 moduli e 1638 MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*) strips.

L'area attiva di ogni strip è di circa 899.1 cm^2 , e considerando che ogni strip contiene 96 pads di raccolta (*pickup pads*), il numero complessivo di canali di lettura ammonta a 157248 [9].

Multigap Resistive Plate Chamber

La strip MRPC è l'unità fondamentale del rivelatore. Consiste in un due pile di 6 piastre resistive di vetro separate da spazi riempiti di gas, come mostrato in figura 2.4. Ogni *gap* ha una dimensione di $\sim 250 \mu\text{m}$.

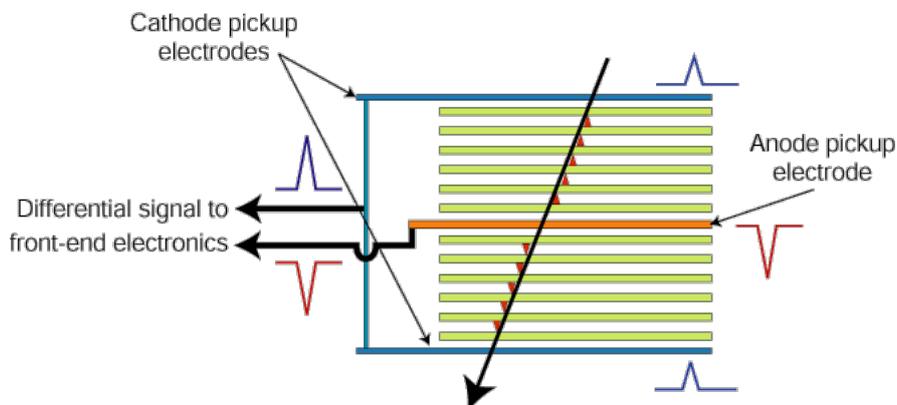


Figura 2.4: Schema di struttura e funzionamento di una strip MRPC

Alle estremità delle pile sono presenti due catodi che, unitamente ad un anodo posto al centro della strip, permettono di applicare una forte differenza di potenziale tra le superfici esterne. Quando una particella carica attraversa le piastre, il gas viene ionizzato, ed in virtù del forte campo elettrico presente tra gli elettrodi, gli elettroni residui della prima ionizzazione acquistano energia tale da generare una ulteriore ionizzazione, ripetendo il processo e dando luogo ad una valanga elettronica. Il segnale indotto dalla valanga elettronica viene raccolto dai sensori di rame (*pickup pads*) delle dimensioni di $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ posti al di fuori delle piastre esterne. In figura 2.5 sono mostrati i risultati dei test di efficienza e risoluzione temporale delle strip MRPC del TOF [10].

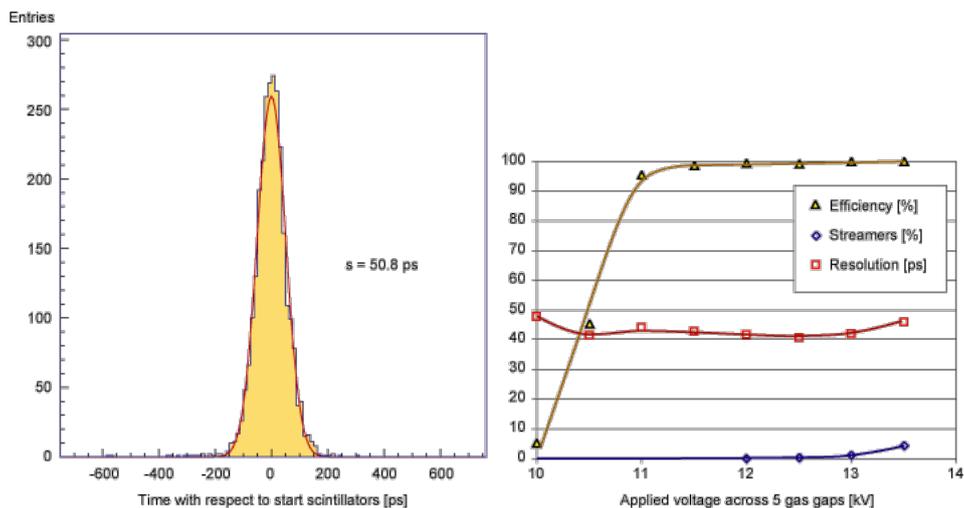


Figura 2.5: I test effettuati sulle strip MRPC del TOF mostrano una risoluzione temporale intrinseca in un intorno dei 50 ps, e una efficienza del 99.9% lungo un intervallo di voltaggio di circa 2 kV

2.2.2 Identificazione delle particelle

Noto il valore del campo magnetico B all'interno di ALICE (0.5 T) si può ricavare che il valore minimo di impulso trasverso p_T affinché la particella raggiunga il TOF è ~ 300 MeV/c. Le misure di tempo di volo t del rivelatore TOF, insieme a quelle di lunghezza di traccia L e impulso p dei rivelatori di tracciamento, permettono di calcolare la massa della particella, ossia di identificarla.

In effetti, dalla relazione relativistica energia-impulso $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ e dalla definizione stessa di energia come componente temporale del vettore quadrimpulso $E = \gamma mc^2$ (dove $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}$ è il fattore di boost lorentziano) si ottiene:

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

da cui si può ricavare l'incertezza sperimentale sulla misura della massa

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

Dalla precedente relazione, poichè $\gamma \propto p^2$, s'intuisce che l'incertezza sulla massa della particella cresce all'aumentare dell'impulso. Dall'equazione (2.1) si ricava per il tempo t la seguente espressione:

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

ossia, espandendo in serie di Taylor al prim'ordine per $m^2 c^2 / p^2 \rightarrow 0$ (alti impulsi)

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

Considerando ora due particelle di massa m_A ed m_B che percorrono la medesima lunghezza di traccia L con lo stesso impulso p ma tempi di volo diversi, si avrà

$$\Delta t = \frac{Lc}{2} \left(\frac{m_A^2 - m_B^2}{p^2} \right) \quad (2.5)$$

Questo risultato, riespresso in termini della risoluzione temporale δt , esprime la capacità del rivelatore TOF di risolvere due particelle differenti caratterizzate dalla stessa lunghezza di traccia ed impulso:

$$n_\sigma = \frac{\Delta t}{\delta t} \quad (2.6)$$

dove n_σ è il numero di deviazioni standard.

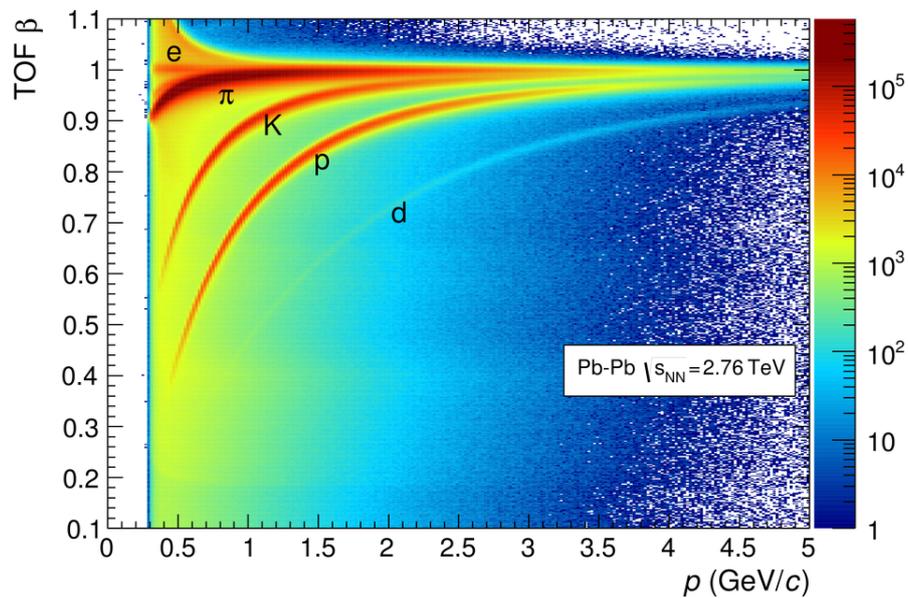


Figura 2.6: β ricavato a partire dalle misure di tempo di volo del TOF in funzione dell'impulso p nell'esperimento ALICE in collisioni Pb-Pb a 2.76 TeV

In figura 2.6 è mostrato un grafico rappresentativo della performance del rivelatore TOF: in un esperimento di collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV con una risoluzione temporale di ~ 80 ps si può ottenere una separazione maggiore di 3σ per pioni e kaoni fino a 2.5 GeV/c d'impulso, per kaoni e protoni fino a 4 GeV/c [8][12].

Capitolo 3

Analisi dati e misura della risoluzione temporale del TOF

Il campione analizzato appartiene a una presa dati con raggi cosmici effettuata nel mese di agosto del 2017 durante un *technical stop* dell'acceleratore LHC. L'analisi in questione è stata realizzata tramite il pacchetto software ROOT.

Il campione consta complessivamente di circa 1.3 milioni di eventi, ciascuno dei quali contiene un sottoinsieme delle informazioni relative alle tracce prodotte dagli algoritmi di ricostruzione dei rivelatori centrali di ALICE. Tali informazioni permettono inoltre di ricondursi alla geometria dei settori del TOF illuminati dal passaggio dei raggi cosmici. Come operazione preliminare, è stata effettuata una cernita degli eventi al fine di escludere dall'analisi eventuali tracce non compatibili con le caratteristiche attese da eventi di muoni cosmici. Si è poi proceduto assemblando i dati delle tracce rimanenti per ricavare le misure di tempo di volo del TOF, confrontarli con le stime di tempo di volo atteso e, in ultima analisi, estrarre il valore di risoluzione temporale globale media del detector.

A supplemento del lavoro svolto, lo studio precedente è stato poi esteso ai singoli settori del rivelatore in modo tale da poterne valutare individualmente le prestazioni.

Nelle sezioni che seguono verranno espone nel dettaglio le procedure di selezione delle tracce, ricostruzione dei tempi di volo ed estrazione delle risoluzioni temporali, nonché i problemi riscontrati durante l'analisi e le relative soluzioni.

3.1 Selezione degli eventi

A ogni evento selezionato è richiesto di soddisfare caratteristiche compatibili con un muone cosmico che attraversa l'apparato dei rivelatori centrali di ALICE.

Gli algoritmi di ricostruzione delle tracce dell'esperimento ALICE sono ottimizzati per la ricostruzione di eventi di collisioni a LHC, ovvero con particelle provenienti dal centro del rivelatore che si propagano verso l'esterno. Nel caso presente, i medesimi algoritmi sono

stati utilizzati per la ricostruzione di eventi associati a raggi cosmici, la cui topologia differisce sostanzialmente da quella delle collisioni in quanto la traccia cosmica si propaga dall'alto verso il basso del rivelatore. In definitiva, gli algoritmi di ALICE ricostruiscono eventi di raggi cosmici come eventi costituiti da due tracce, ovvero una componente *top* (associata ad un segnale temporale caratterizzato da $y > 0$) e una componente *bottom* (associata ad un segnale temporale caratterizzato da $y < 0$) della singola traiettoria del muone cosmico.

3.1.1 Rimozione delle tracce non allineate

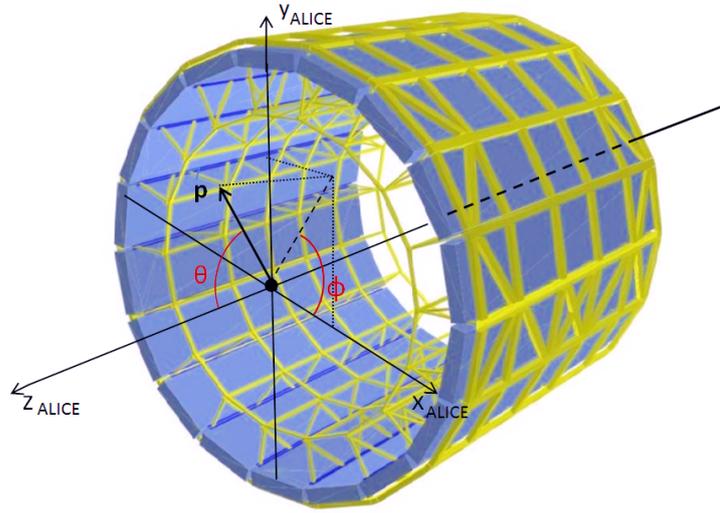


Figura 3.1: Geometria polare del rivelatore

Alla luce di quanto detto, è innanzitutto necessario stabilire qualora l'evento analizzato sia o meno costituito da una coppia di tracce compatibili con un'unica traiettoria di raggio cosmico; ad ogni traccia è associata una coppia di angoli tramite i quali è possibile valutare e verificare l'orientazione, nel sistema di riferimento di ALICE, della corrispondente traiettoria ricostruita. Mettendo a confronto ogni traccia top con la relativa traccia bottom, è possibile dunque discernere tra eventi compatibili con un'unica traiettoria ed eventi che, al contrario, non lo sono.

Si procede pertanto escludendo dalla successiva analisi tutte le tracce angolarmente non allineate entro una data soglia di tolleranza, imponendo che la differenza tra le coppie di angoli Φ e Θ delle due tracce sia circa π :

$$\begin{cases} (\Phi_{top} - \Phi_{bottom}) \simeq \pi \\ (\Theta_{top} - \Theta_{bottom}) \simeq \pi \end{cases} \quad (3.1)$$

In figura 3.1 è riportata la convenzione utilizzata per il sistema di coordinate dell'esperimento ALICE.

La soglia di tolleranza imposta sull'angolo Φ è dello 0.03% sul valore di π , corrispondente a circa 0.4 volte il RMS (*root mean square*) della distribuzione di $\Phi_{top} - \Phi_{bottom}$ (figura 3.2).

Occorre evidenziare che a seguito di questa cernita, nonostante entrambi i grafici sulle differenze tra gli angoli delle coppie di tracce mostrino picchi centrati sul valore di π (si faccia riferimento alla figura 3.2 nel caso dell'angolo ϕ), si ha una perdita di dati equivalente a circa il 50% del campione complessivo.

La presenza nel campione di un numero non trascurabile di tracce non allineate entro la soglia di tolleranza è in parte legata al fatto che, presumibilmente, i rivelatori non sono calibrati ottimamente per prese dati con raggi cosmici. In effetti gli algoritmi di ricostruzione delle tracce e calcolo di alcuni parametri restituiscono valori sintomatici di comportamenti non fisici, ragion per cui si è optato, in via straordinaria, per una ricostruzione manuale delle lunghezze delle traiettorie di volo tramite approssimazioni lineari a uno o più segmenti; si affronterà nel dettaglio questo aspetto dell'analisi nella prossima sezione.

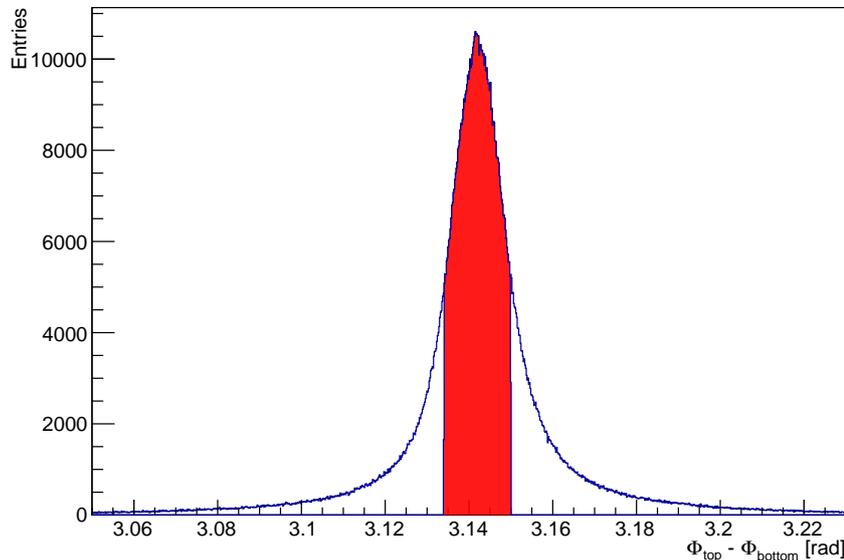


Figura 3.2: Distribuzione di $\Phi_{top} - \Phi_{bottom}$; in rosso la parte selezionata in seguito al taglio

3.1.2 Analisi delle lunghezze di traccia ricostruite dagli algoritmi dei rivelatori

I valori di tempo di volo (t_{flight}) delle particelle vengono calcolati come le differenze tra i segnali temporali provenienti dai canali TOF illuminati dalle componenti top e bottom della traiettoria del raggio cosmico. Analogamente, la lunghezza complessiva delle traiettorie sarà data dalla somma delle lunghezze delle stesse componenti, così come ricostruite dall'algoritmo di tracciamento di ALICE. Si avrà pertanto che:

$$t_{flight} = t_{bottom} - t_{top} \quad (3.2)$$

$$L = L_{top} + L_{bottom} \quad (3.3)$$

Si può inoltre calcolare il valore dell'impulso delle particelle come la media dei valori misurati per le singole componenti:

$$p = \frac{1}{2}(p_{top} + p_{bottom}) \quad (3.4)$$

Dalle precedenti relazioni è immediato ricavare il valore della velocità delle particelle espressa in termini di β , ossia il rapporto tra la velocità della particella e la velocità della luce c :

$$\beta = \frac{L}{ct_{flight}} \quad (3.5)$$

L'istogramma del momento lineare in funzione di β mostra tuttavia un comportamento atipico, com'è intuibile osservando la figura 3.3. Il motivo alla base dell'anomalia nella ricostruzione di β è da identificare in una apparente imperfezione nella ricostruzione delle lunghezze di traccia da parte degli algoritmi di ALICE: è possibile che tali algoritmi falliscano nel calcolare correttamente le lunghezze nel caso di eventi di raggi cosmici.

Se si osserva la distribuzione delle lunghezze di traccia in figura 3.4, si nota infatti che le lunghezze ricostruite risultano essere incompatibili con le dimensioni strutturali dei rivelatori.

Al fine di completare l'analisi si è resa pertanto necessaria una ricostruzione manuale delle lunghezze di traccia che è stata eseguita tramite una approssimazione lineare a singolo segmento, assumendo ossia che la lunghezza reale delle traiettorie percorse dalle particelle coincida con la lunghezza del segmento congiungente la coppia di canali TOF illuminati dal passaggio delle particelle in questione.

Pur essendo questo metodo di approssimazione piuttosto semplicistico, nell'ipotesi di raggi cosmici altamente energetici ($\beta \simeq 1$) e dunque di elevato raggio di curvatura ($R \gg 1 m$), l'approssimazione lineare offre risultati coerenti con la fisica in gioco e con i valori di aspettazione delle grandezze studiate.

E' stata inoltre effettuata una ulteriore selezione del campione con lo scopo di rafforzare la

coerenza tra i dati delle tracce analizzate e l'assunzione che le traiettorie di quest'ultime fossero assimilabili ad una retta. Si discuterà dettagliatamente di ciò nella prossima sezione.

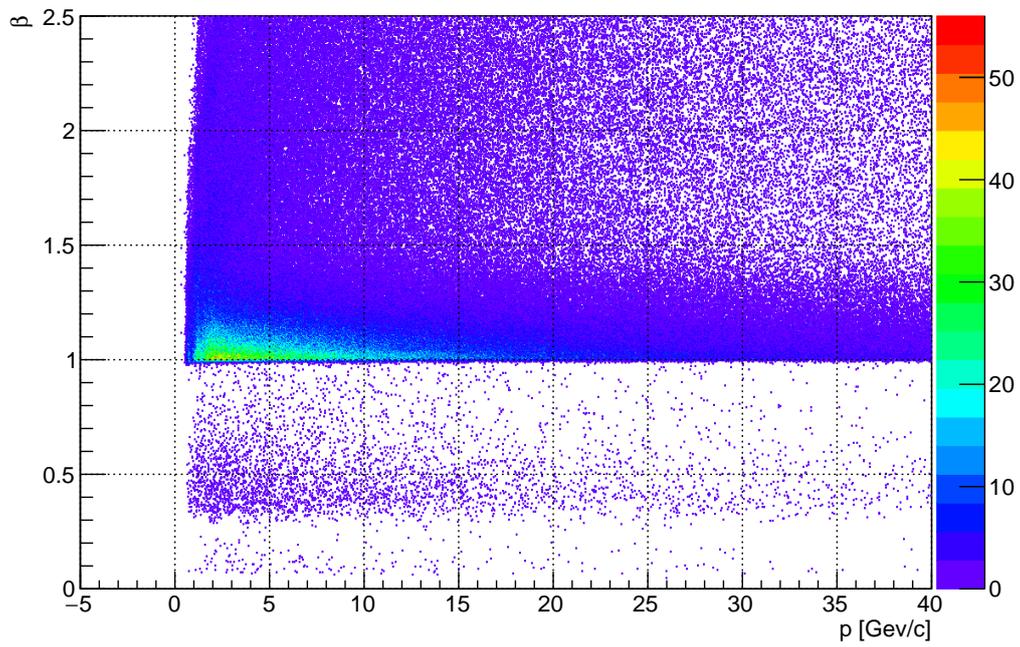


Figura 3.3: Istogramma di β in funzione dell'impulso

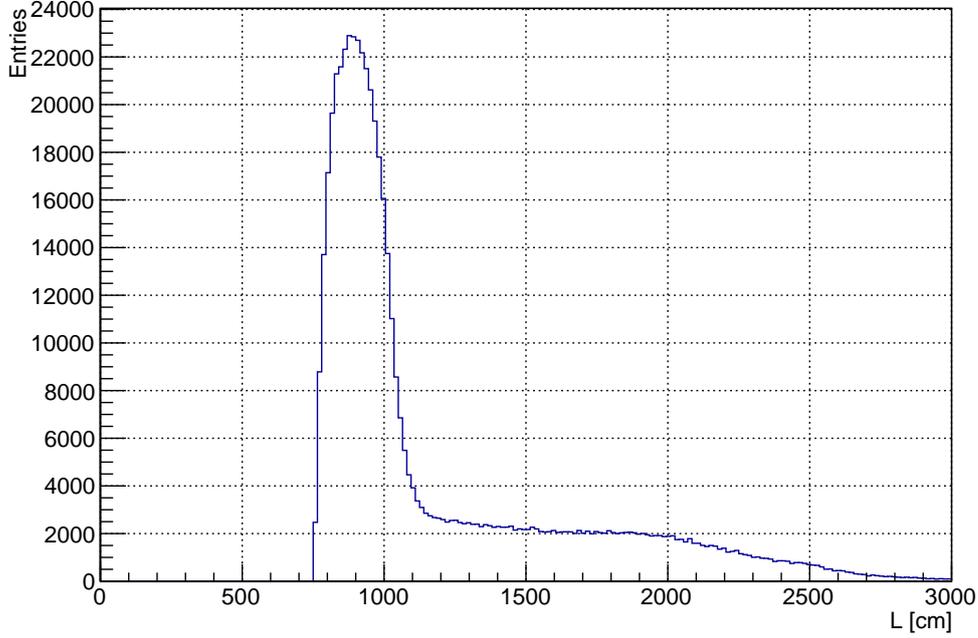


Figura 3.4: Istogramma delle lunghezze di traccia ricostruite dagli algoritmi

3.1.3 Ricostruzione manuale delle lunghezze di traccia

Il pacchetto di analisi dati Aliroot contiene al suo interno tutte le informazioni relative alla geometria del rivelatore TOF. Utilizzando nello specifico la classe AliTOFGeometry, è stato possibile ottenere le coordinate delle posizioni (nel sistema di riferimento in figura 3.1) dei canali illuminati dalle tracce top e bottom.

A questo punto è immediato procedere con l'approssimazione lineare a un segmento delle lunghezze di traccia, calcolandole come segue:

$$L_1 = \|(\vec{x}_{bottom} - \vec{x}_{top})\| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (x_{i,bottom} - x_{i,top})^2} \quad (3.6)$$

Osservando la relativa distribuzione in figura 3.5, risulta evidente un netto miglioramento rispetto alla situazione precedente. Si può ora continuare con la stima di β ricalcolato a partire dai nuovi valori di lunghezza delle tracce:

$$\beta_1 = \frac{L_1}{ct_{flight}} \quad (3.7)$$

Nelle figure 3.6 e 3.7 è possibile osservare rispettivamente l'istogramma di β_1 in funzione di p , e lo stesso a confronto con la funzione β_{th} teorica, che si ricava a partire dalla definizione del momento lineare relativistico:

$$p = m\gamma v = m\gamma c\beta$$

dove m è la massa della particella, γ è il fattore di boost lorentziano:

$$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$$

In pochi passaggi si ricava la funzione cercata, la cui espressione esplicita è:

$$\beta_{th} = \frac{p}{\sqrt{m_\mu^2 + p^2}} \quad (3.8)$$

dove m_μ è la massa muonica ($m_\mu = 105.6 \text{ MeV}/c^2$). In definitiva, la distribuzione delle lunghezze di traccia risulta plausibile e compatibile con le caratteristiche strutturali del rivelatore. L'andamento di β_1 in funzione di p , d'altra parte, è ora qualitativamente coerente con la funzione teorica di aspettazione e con la fisica delle particelle, mostrando una corretta dipendenza dall'impulso e avendo valori fisici $\beta \lesssim 1$. Ad ogni modo, da figura 3.7 si può notare come per bassi impulsi il valore misurato di β_1 sottostimi quello teorico: ciò è dovuto al fatto che l'approssimazione lineare non è esattamente valida per bassi valori di p , ossia quando la curvatura delle traiettorie in campo magnetico risulta avere un peso non più trascurabile ai fini del calcolo della lunghezza totale.

Prima di procedere all'estrapolazione del valore di risoluzione temporale, verrà pertanto effettuata una ulteriore selezione sul campione confrontando le lunghezze di traccia calcolate in approssimazione lineare a singolo segmento con quelle calcolate in approssimazione lineare a più segmenti. Lo scopo di questa seconda selezione è quello di rimuovere le particelle a basso impulso, ossia le traiettorie incompatibili con l'approssimazione lineare.

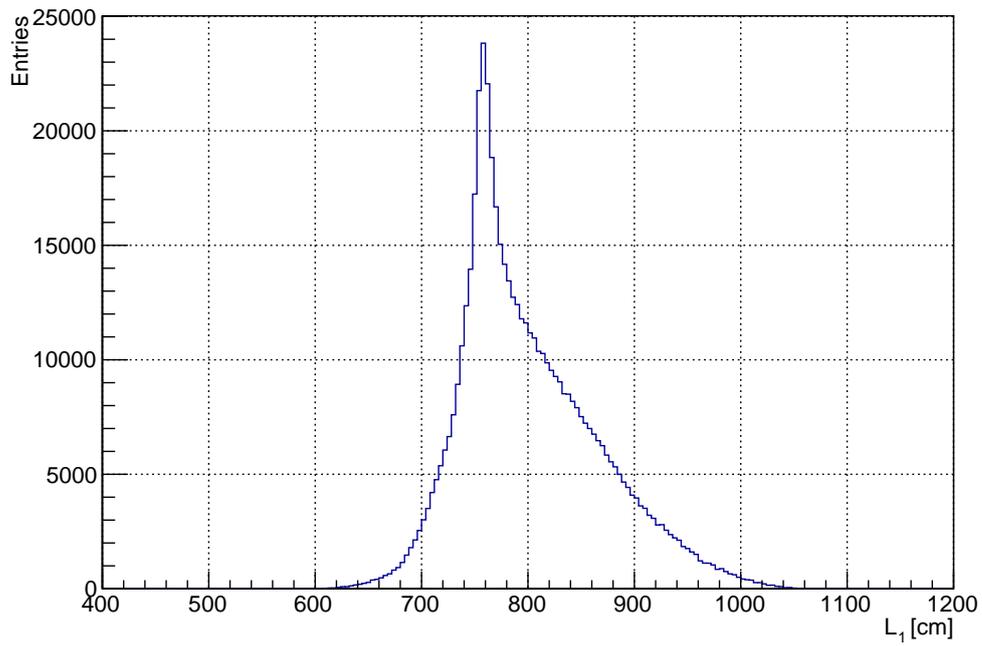


Figura 3.5: Istogramma delle lunghezze di traccia ricostruite con approssimazione lineare a singolo segmento

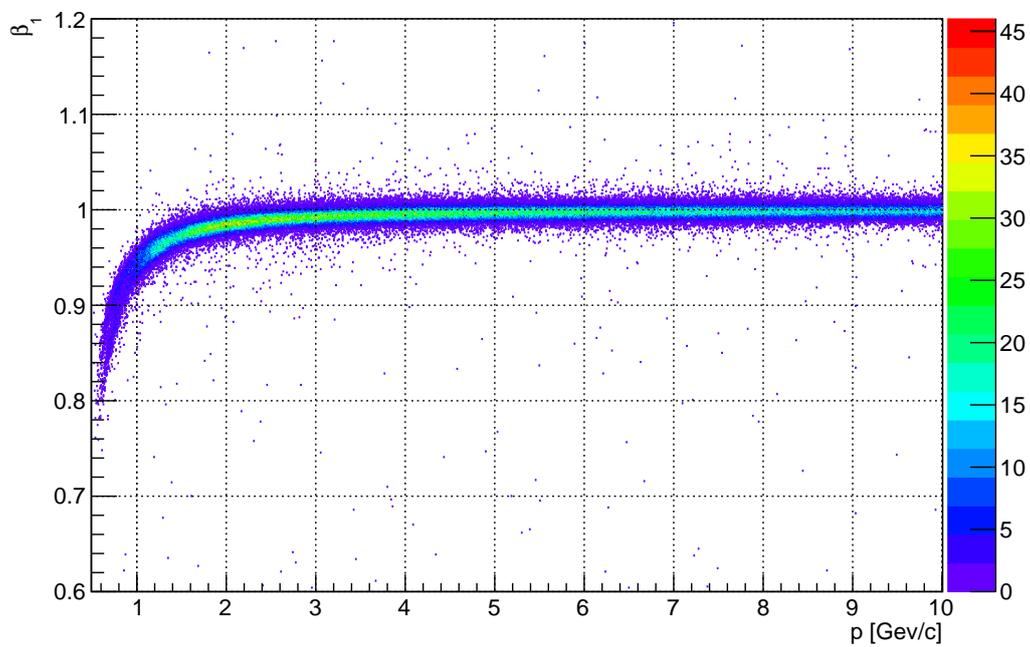


Figura 3.6: Istogramma di β_1 in funzione dell'impulso p

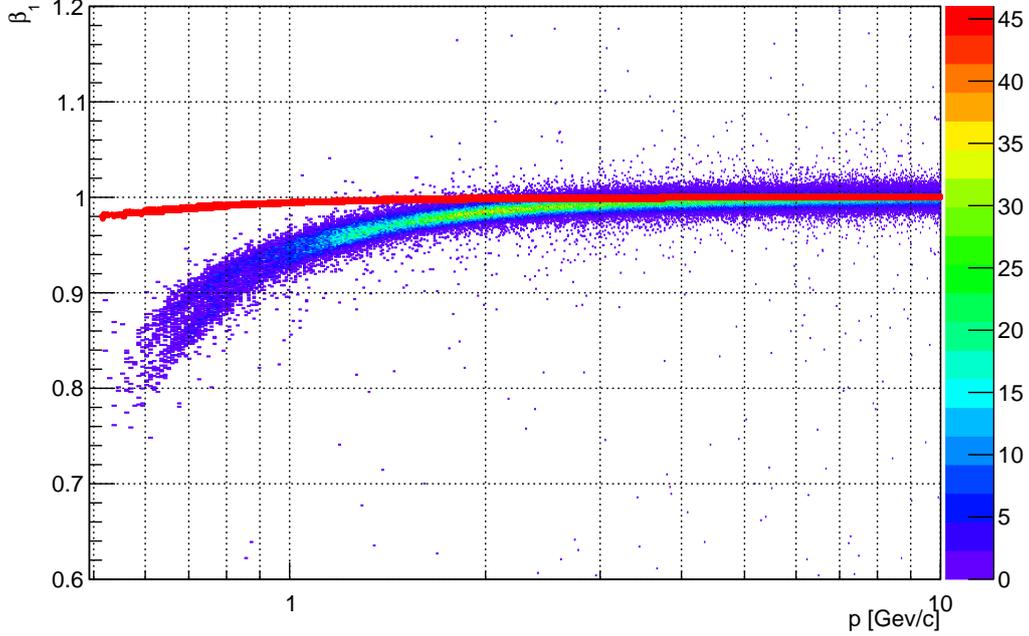


Figura 3.7: Istogramma di β_1 in funzione di p con zoom sul range (1,10) dell'impulso in scala logaritmica; in rosso l'andamento della funzione teorica β_{th}

Nello specifico, tra i dati del campione a disposizione figurano per ogni coppia di tracce anche le coordinate dei relativi vertici. Nel caso della traccia top, il vertice corrispondente sarà l'ultimo punto ricostruito più interno al rivelatore, mentre nel caso della traccia bottom sarà il primo. Il grafico in figura 3.8 rappresenta una schematizzazione dei vertici di traccia.

L'approssimazione lineare a più segmenti consiste dunque nel ricalcolare la lunghezza di traccia come la somma di tre lunghezze distinte:

$$L_3 = \|\vec{x}_{vertex,top} - \vec{x}_{top}\| + \|\vec{x}_{vertex,bottom} - \vec{x}_{vertex,top}\| + \|\vec{x}_{bottom} - \vec{x}_{vertex,bottom}\| \quad (3.9)$$

Chiaramente risulterà sempre $L_3 \geq L_1$.

La nuova lunghezza può essere ora utilizzata per effettuare un ulteriore taglio sui dati del campione, al fine di escludere particelle a bassa energia, ossia particelle la cui curvatura in campo magnetico sia caratterizzata da una rilevante deviazione della lunghezza di traccia reale rispetto a quella calcolata in approssimazione lineare; imponendo infatti che la differenza tra L_3 ed L_1 sia minore di un certo valore, si escludono dall'analisi tutte quelle particelle le cui traiettorie non risultano assimilabili ad una retta (entro un certo grado di tolleranza).

Il taglio è stato effettuato selezionando tracce per le quali $L_3 - L_1 \leq 0.5 \text{ cm}$.

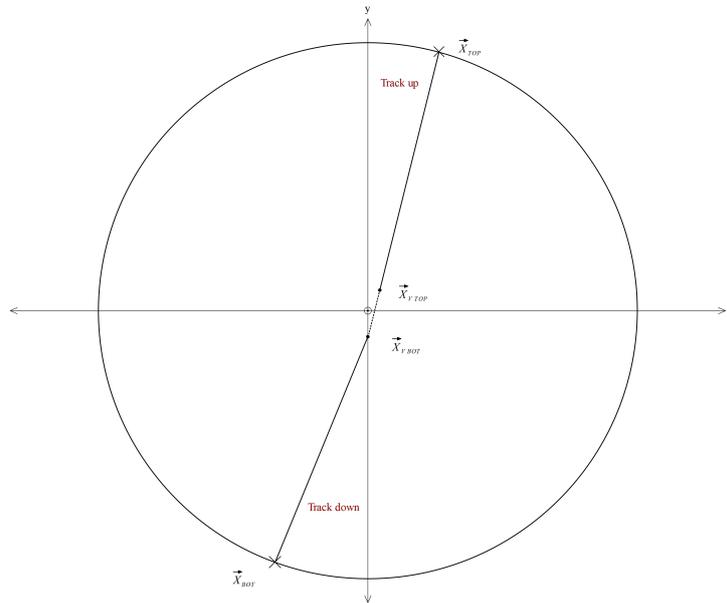


Figura 3.8: Schematizzazione dei vertici di traccia

Dal confronto tra L_3 ed L_1 , apprezzabile negli istogrammi delle figure 3.9 e 3.10, si evince ad ogni modo che una buona percentuale di particelle percorre una traiettoria accettabile ancor prima di procedere con la seconda selezione.

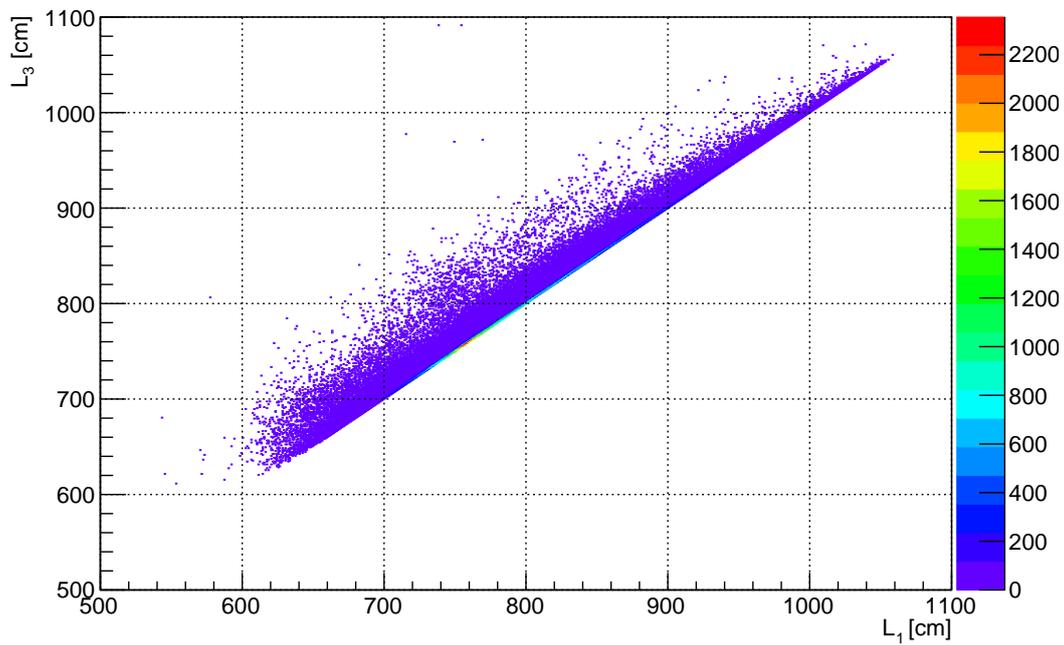


Figura 3.9: Istogramma di L_3 ed L_1 rispettivamente sugli assi y ed x

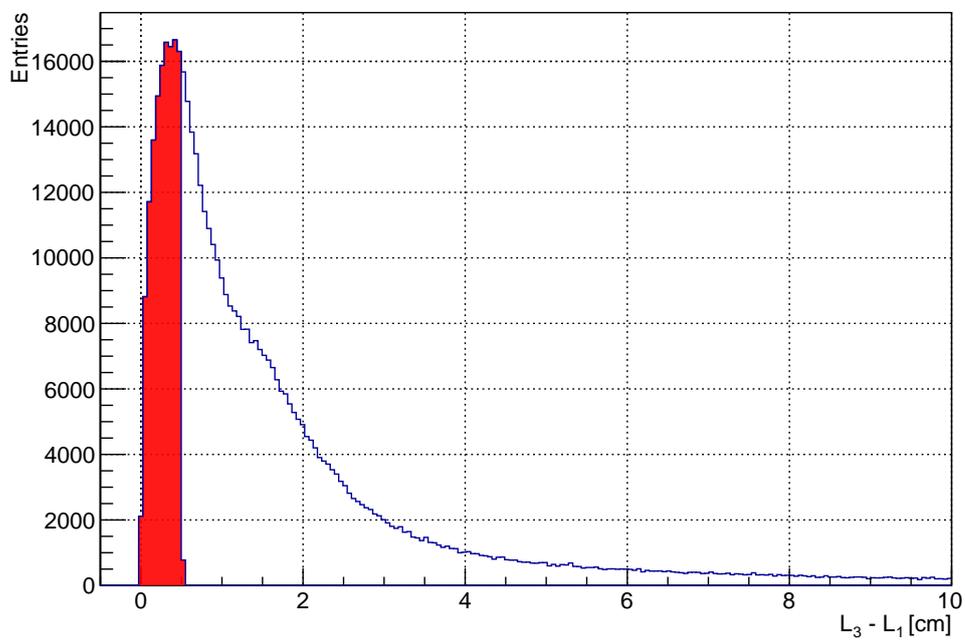


Figura 3.10: Istogramma della differenza tra L_3 ed L_1 ; in rosso la parte selezionata

Osservando la figura 3.11 è possibile convincersi del fatto che il taglio sulle lunghezze appena effettuato equivalga indirettamente ad un taglio sull'impulso.

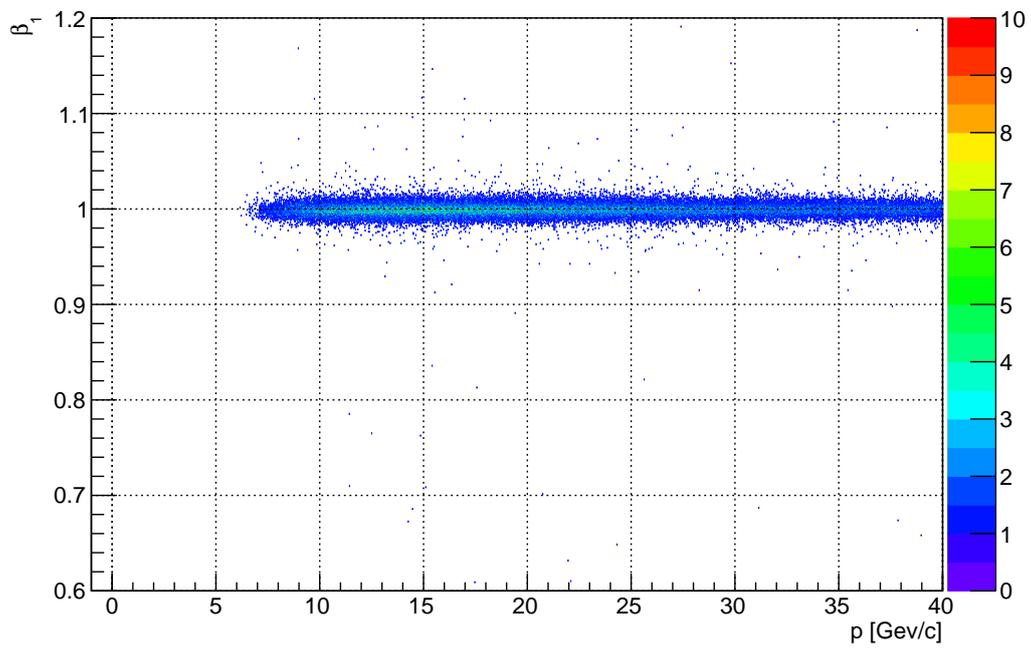


Figura 3.11: Istogramma di β_1 in funzione di p a seguito della selezione sulle lunghezze di traccia

3.2 Determinazione della risoluzione temporale del TOF

A selezione ultimata si è proceduto con il confronto tra il tempo di volo misurato delle particelle e il valore di aspettazione, ovvero il tempo di volo teorico per una particella a velocità β lungo una traiettoria di lunghezza L . Ci si aspetta che la differenza tra i tempi di volo misurati, indicati con t_{flight} , e i valori attesi, indicati t_{th} , sia caratterizzata in prima approssimazione da una distribuzione con segnale gaussiano centrata sullo 0. Da tale distribuzione, tramite un metodo di fitting q-Gaussiano (utile in caso di presenza di code non gaussiane), si estrarrà il valore di risoluzione temporale σ .

3.2.1 Breve cenno sulla distribuzione q-Gaussiana

La q-Gaussiana è caratterizzata dalla seguente funzione di densità di probabilità (pdf):

$$f(x|q, \sigma, \mu = 0) = \frac{1}{C_q \sqrt{2}\sigma} e_q\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)$$

dove

$$e_q(\alpha) = \begin{cases} [1 + (1 - q)\alpha]^{\frac{1}{1-q}} & \text{se } q \neq 1 \text{ e } 1 + (1 - q)\alpha > 0 \\ \exp(\alpha) & \text{se } q = 1 \\ 0^{1/(1-q)} & \text{se } q \neq 1 \text{ e } 1 + (1 - q)\alpha \leq 0 \end{cases}$$

è detto q-esponenziale, mentre C_q è un fattore di normalizzazione il cui valore dipende dal dominio di appartenenza del parametro di deformazione q :

$$C_q = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\pi}\Gamma(\frac{1}{1-q})}{(3-q)\sqrt{1-q}\Gamma(\frac{3-q}{2(1-q)})} & \text{per } -\infty < q < 1 \\ \sqrt{\pi} & \text{per } q = 1 \\ \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\frac{3-q}{2(q-1)})}{\sqrt{q-1}\Gamma(\frac{1}{q-1})} & \text{per } 1 < q < 3 \end{cases}$$

dove $\Gamma(z)$ è la Funzione Gamma.

In particolare, per $q = 1$ si ha $C_q = \sqrt{\pi}$ e la distribuzione q-Gaussiana è equivalente ad una distribuzione normale con media 0 e deviazione standard σ .

Il parametro q indica, in sostanza, quanto la curva q-Gaussiana sia assimilabile ad una Gaussiana.

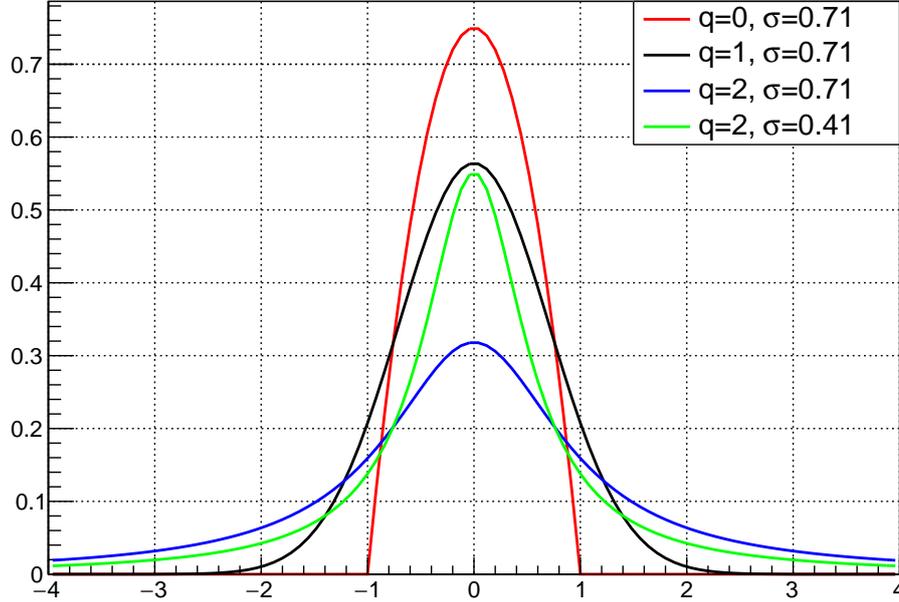


Figura 3.12: Andamenti della q-Gaussiana per q e σ differenti e media $\mu = 0$

3.2.2 Misura di σ_t

Nell'approssimazione lineare utilizzata, il calcolo dei tempi di volo consisterà semplicemente nel dividere le lunghezze di traccia per le velocità delle particelle:

$$t_{th} = \frac{L_1}{\beta_{th}c} \quad (3.10)$$

Si procede a questo punto costruendo l'istogramma delle differenze tra t_{flight} e t_{th} , apprezzabile in figura 3.13. Sebbene la media non sia esattamente 0, la distribuzione è chiaramente caratterizzata da un segnale gaussiano con picco in un piccolo intorno dello 0 come da premessa.

E' opportuno sottolineare che, a seguito delle cernite discusse nelle sezioni precedenti, il campione d'analisi si è ridotto a circa il 10% di quello originario.

Con il *tool* qGausRooFit di Root si esegue ora un fit q-Gaussiano della distribuzione con segnale qGaussiano e *background* uniforme. Il risultato del fit è mostrato in figura 3.14.

Dalle statistiche mostrate in tabella 3.1 è possibile infine estrapolare il valore di risoluzione temporale globale media del rivelatore TOF.

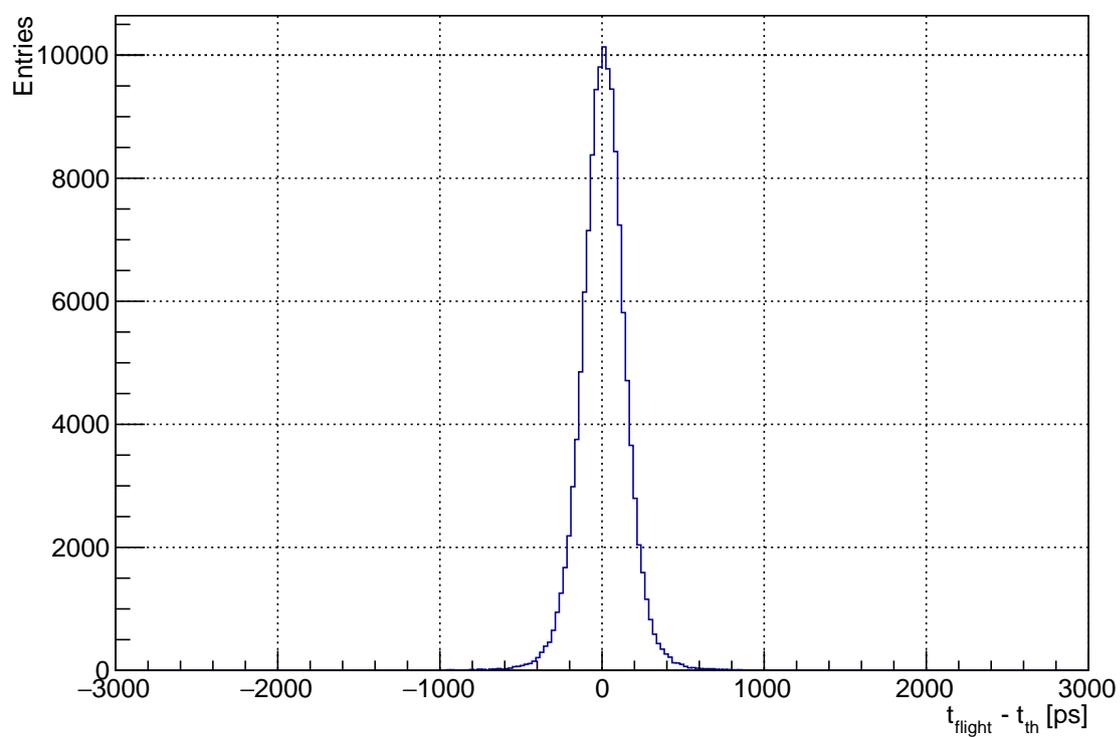


Figura 3.13: Istogramma della differenza tra tempi di volo calcolati e valori di aspettazione

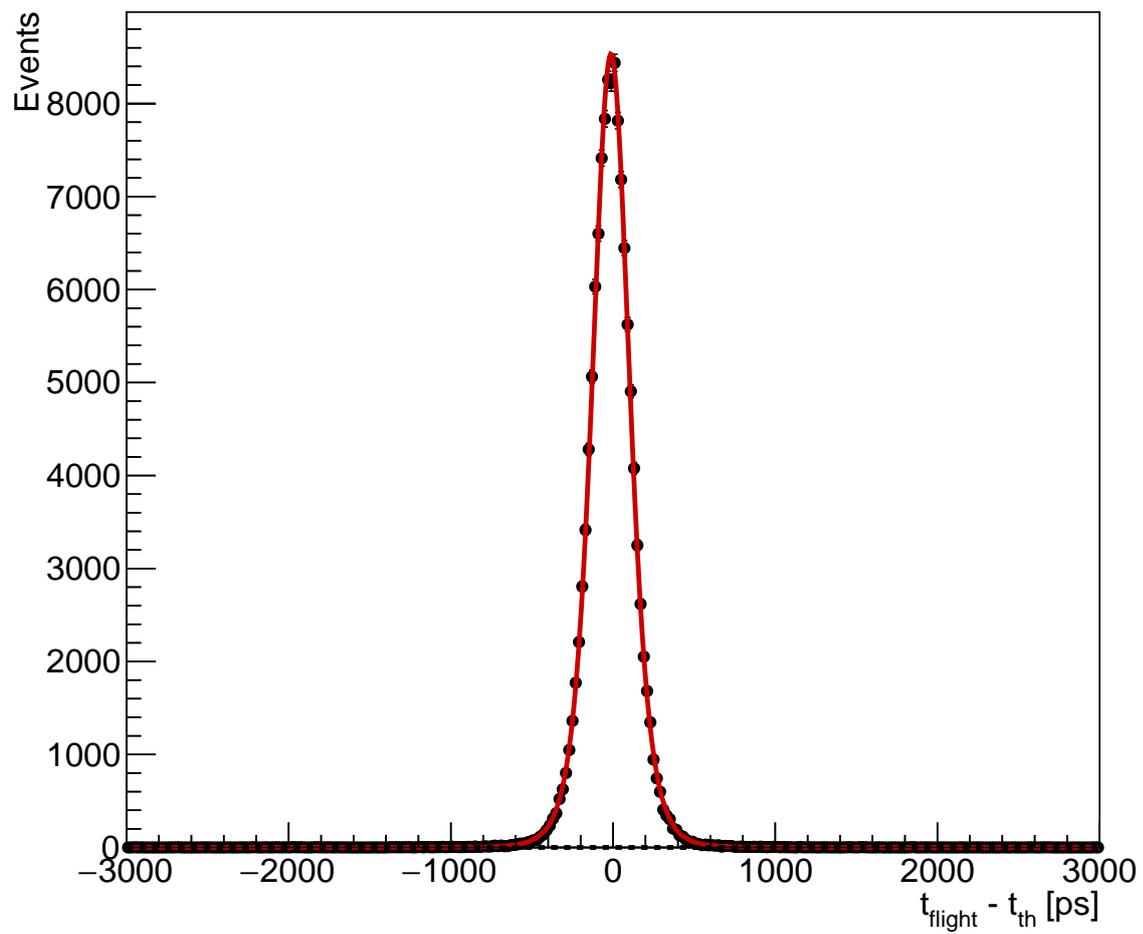


Figura 3.14: Fit q-Gaussiano di $t_{flight} - t_{th}$

Tabella 3.1: Risultati del fit q-Gaussiano di $t_{flight} - t_{th}$

μ	$10.1 \pm 0.4 \text{ ps}$
q	1.301 ± 0.004
σ	$107.2 \pm 0.5 \text{ ps}$
χ^2/Ndf	1.3

Assumendo che le misure t_{top} e t_{bottom} siano caratterizzate dalla medesima risoluzione σ_t , e valendo la seguente relazione:

$$\sigma^2 = \sigma_{top}^2 + \sigma_{bottom}^2 \quad (3.11)$$

consegue che:

$$\sigma^2 = 2\sigma_t^2 \quad (3.12)$$

ossia, in definitiva

$$\sigma_t = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (3.13)$$

da cui si ricava un valore della risoluzione temporale globale media del rivelatore TOF pari a:

$$\sigma_t = 75.8 \pm 0.3 \text{ ps}$$

Si osservi che il valore di risoluzione temporale globale σ_t misurato in questa analisi è superiore a quello quotato del rivelatore TOF, che è di circa 60 ps.

E' plausibile che tale differenza sia legata alla qualità dei dati di raggi cosmici analizzati, che potrebbero non essere stati prodotti con una calibrazione ottimale del rivelatore, come d'altronde si è evinto da precedenti osservazioni circa le lunghezze di traccia ricostruite dagli algoritmi di ALICE.

È inoltre opportuno sottolineare che l'analisi presentata in questa tesi consiste nel primo studio dei dati di raggi cosmici per valutare le prestazioni del rivelatore TOF di ALICE, a differenza di analisi effettuate su campioni di dati la cui qualità è ampiamente certificata.

Il lavoro svolto conferma in ogni caso le eccellenti prestazioni del rivelatore TOF anche in condizioni non ottimali e costituisce una inedita forma di studio della performance del rivelatore.

3.3 Misura delle risoluzioni temporali dei supermoduli del TOF

A supplemento del lavoro svolto, l'analisi è stata estesa allo scopo di ottenere una misura delle prestazioni dei singoli settori del rivelatore TOF.

Si tenga in considerazione che l'intera analisi è stata effettuata tramite lo studio di raggi cosmici, per i quali dati i rivelatori potrebbero non essere accuratamente calibrati. In particolare, nello studio delle prestazioni dei singoli settori, la quasi totale assenza di statistica su alcuni dei settori coinvolti nell'esperimento comporta inevitabilmente piccole fluttuazioni sui risultati ottenuti.

Ciononostante, questo ulteriore studio ha voluto mostrare la possibilità di effettuare una analisi in grado di valutare con una misura innovativa le prestazioni del rivelatore TOF.

3.3.1 Accoppiamento dei settori

Quando un raggio cosmico attraversa il rivelatore, esso illumina una coppia di settori (*top* e *bottom*) cui corrisponderà una coppia di tracce, rispettivamente di entrata e di uscita.

Dal momento che i raggi cosmici provengono dall'alto, a causa della posizione e della geometria strutturale di ALICE, la distribuzione dei settori illuminati risulterà inevitabilmente non uniforme.

In effetti, estrapolando dal campione le coppie di settori coinvolte da ogni singolo evento, si evince che la maggior parte dei muoni cosmici attraversa principalmente i settori distribuiti nelle parti superiore ed inferiore dell'apparato, al contrario di quelli distribuiti intorno al piano orizzontale che sono caratterizzati da una statistica molto bassa.

Per avere una idea quantitativa di quanto enunciato, si faccia riferimento agli istogrammi nelle figure 3.15 e 3.16.

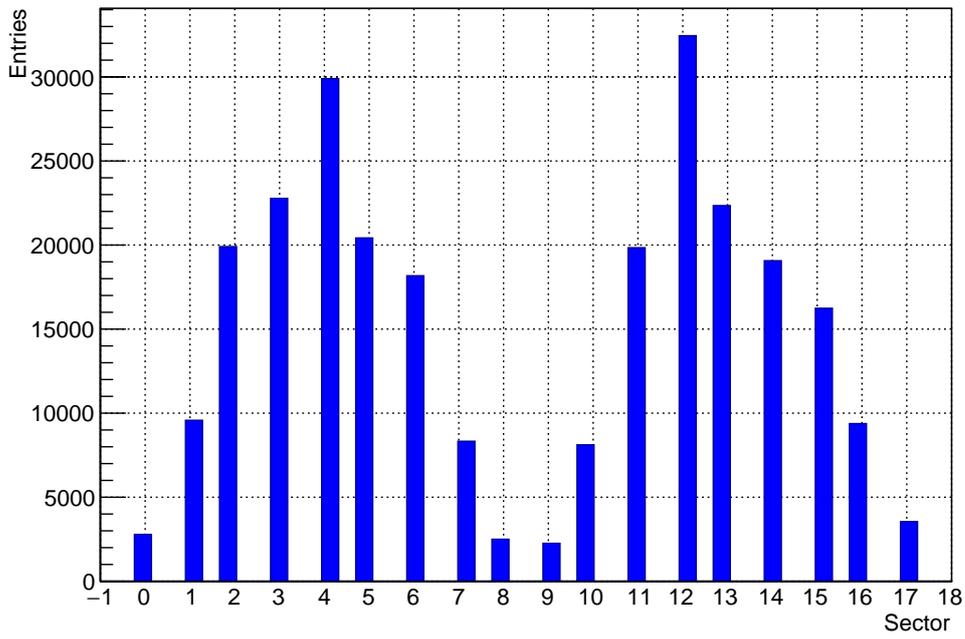


Figura 3.15: Istogramma della statistica sui singoli settori

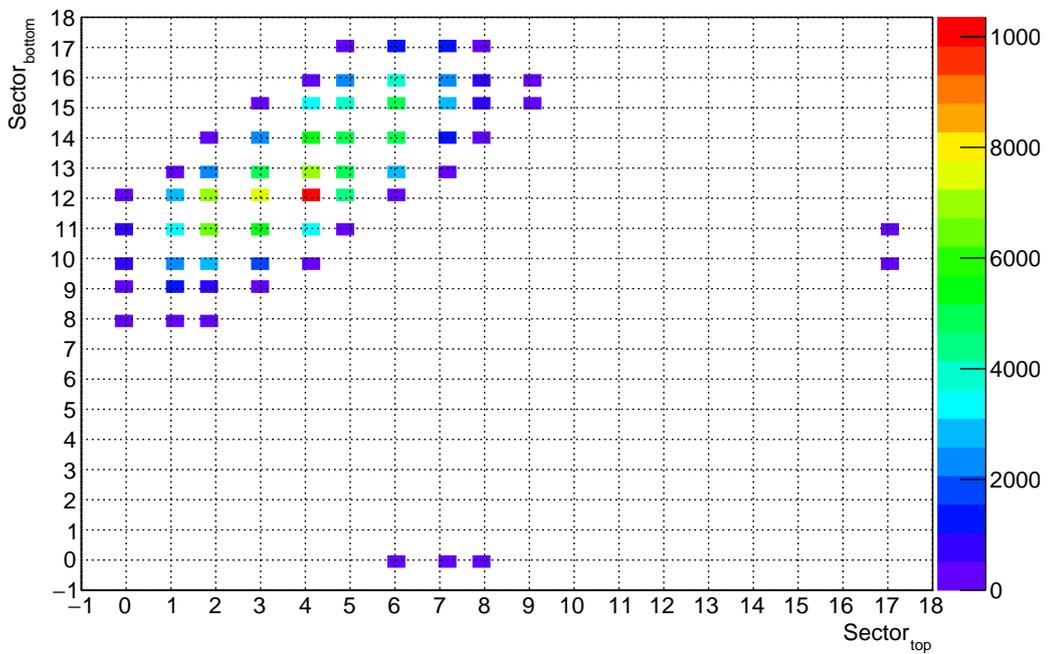


Figura 3.16: Istogramma della statistica per coppia illuminata di settori

3.3.2 Misura delle risoluzioni dei singoli settori

Risoluzione del sistema di equazioni lineari sulle σ

Si è tentato in prima istanza di ricavare le risoluzioni temporali assolute dei singoli settori tramite lo svolgimento di un sistema di equazioni. In effetti, si ha in generale che, data la risoluzione temporale σ_{AB} sul tempo di volo misurato da una coppia di settori A-B, essa sarà uguale alla somma in quadratura delle risoluzioni assolute dei singoli settori, ossia:

$$\sigma_{AB}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 \quad (3.14)$$

che di per sé non è una equazione risolvibile avendo a disposizione un valore noto e due incognite.

Combinando tuttavia più coppie di settori, è in linea di principio possibile costruire un sistema di equazioni che abbia una ben precisa soluzione per ogni incognita. Se infatti oltre alla coppia A-B consideriamo, ad esempio, una coppia B-C e una A-C:

$$\begin{cases} \sigma_{AB}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 \\ \sigma_{AC}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_C^2 \\ \sigma_{BC}^2 = \sigma_B^2 + \sigma_C^2 \end{cases} \quad (3.15)$$

si ottengono le seguenti soluzioni:

$$\begin{cases} \sigma_A = \sqrt{\frac{\sigma_{AC}^2 - \sigma_{BC}^2 + \sigma_{AB}^2}{2}} \\ \sigma_B = \sqrt{\frac{\sigma_{AB}^2 - \sigma_{AC}^2 + \sigma_{BC}^2}{2}} \\ \sigma_C = \sqrt{\frac{\sigma_{BC}^2 - \sigma_{AB}^2 + \sigma_{AC}^2}{2}} \end{cases} \quad (3.16)$$

A questo punto, iterando opportunamente sulle coppie di settori, si troverebbero le risoluzioni temporali cercate.

In realtà, il sistema (3.13) è solo un esempio a 3 settori delle molteplici combinazioni che è possibile costruire per il calcolo delle σ .

Il problema insorge nel momento in cui si cercano nello specifico quali settori sostituire alle etichette A, B e C. Idealmente, nell'esempio utilizzato, si richiederebbe che due dei settori siano top (bottom), e che il terzo sia bottom (top), disposti in modo tale da massimizzare la statistica a disposizione; una rappresentazione grafica della situazione descritta è in figura 3.17.

Risulta evidente che in questo caso la statistica relativa alla coppia A-B di settori sarà necessariamente bassa dato che i raggi cosmici seguono traiettorie per lo più ad alto coefficiente angolare. In effetti, osservando l'istogramma in figura 3.16, si nota che le coppie di settori adiacenti hanno statistica esattamente 0.

Si potrebbe aggirare il problema costruendo combinazioni a 4, 5 o più settori evitando così di dover considerare nel sistema particelle che passano tra settori adiacenti.

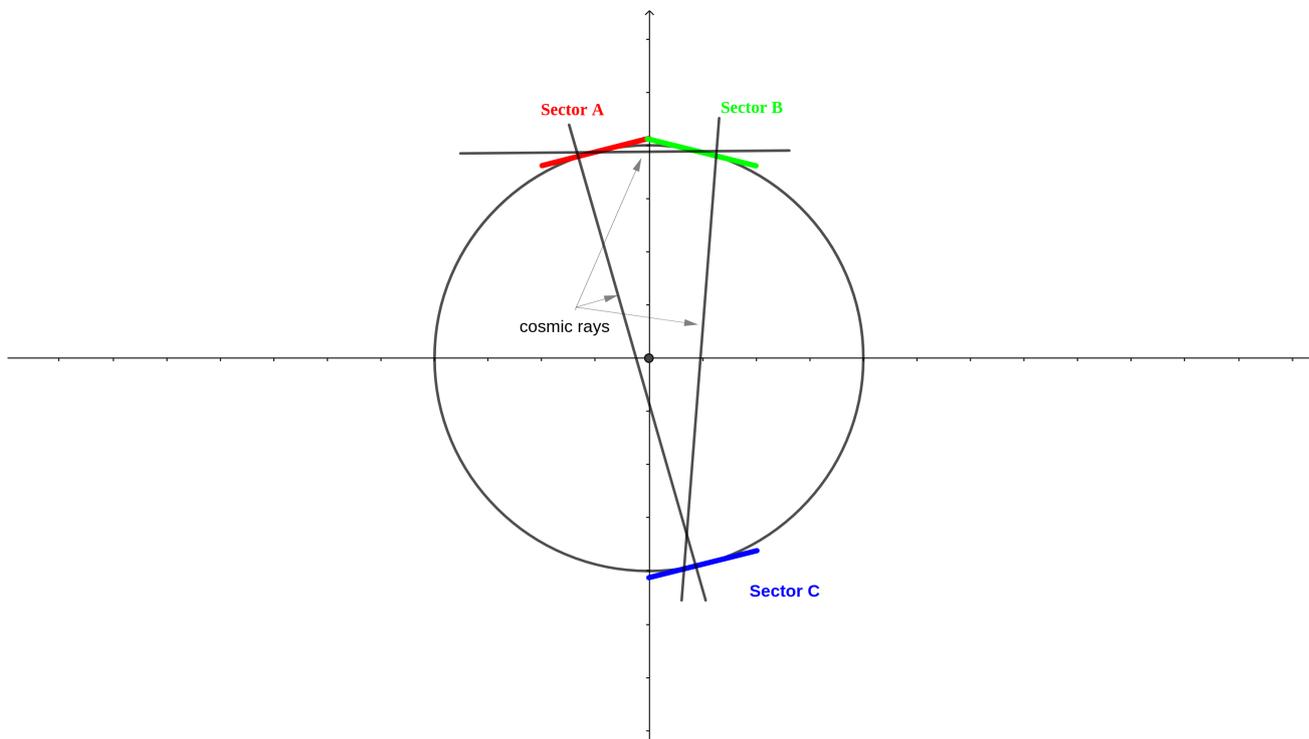


Figura 3.17: Combinazioni di tre settori per il calcolo delle σ assolute

In realtà questo procedimento risulta non essere applicabile poichè qualsiasi sistema costruito con tali combinazioni, finchè non includa almeno una traiettoria che coinvolga due settori top o due settori bottom, possiede infinite soluzioni. La dimostrazione di quanto appena asserito esula dallo scopo di questa tesi, ad ogni modo è facile convincersi di ciò utilizzando un qualsiasi programma di calcolo dei determinanti di matrici associate a sistemi di equazioni lineari.

Un ultimo tentativo è stato fatto considerando combinazioni di 3 o più settori in cui a 2 a 2 nessuna coppia risultasse adiacente; in questo caso, tuttavia, si ripropone nuovamente il problema di una statistica relativamente bassa, e pertanto di risultati poco affidabili.

Minimizzazione del χ^2

Alla luce di quanto detto nel precedente paragrafo, si è optato per una soluzione differente: la scrittura di un programma numerico basato su un algoritmo di minimizzazione del χ^2 utilizzando la libreria MINUIT (*Function Minimization and Error Analysis*).

Lo scopo del programma consiste nella minimizzazione del χ^2 relativo alle risoluzioni di tempo di volo di ogni coppia di settori, escludendo dal processo tutte quelle caratterizzate da bassa statistica. In definitiva, il programma è stato eseguito considerando tutte

le combinazioni in cui si avessero almeno 500 eventi, e sempre seguitamente alle selezioni effettuate nel calcolo della risoluzione temporale del TOF.

Per chiarezza, si indicherà con σ_{ij} il valore della risoluzione temporale relativa alla coppia di settori (i,j) misurato tramite fit q-Gaussiano e con $\sigma_{t,k}$ la risoluzione temporale assoluta del singolo settore k.

Come già premesso, all'interno dei dati del campione analizzato sono presenti informazioni che permettono di risalire alla coppia di settori coinvolti dal passaggio della particella. Tramite una opportuna indicizzazione è dunque possibile riutilizzare il precedente modello di analisi al fine di valutare la risoluzione temporale σ_{ij} relativa esclusivamente alla coppia di settori (i,j) ed il corrispondente errore $\delta\sigma_{ij}$.

La minimizzazione viene effettuata sulla funzione di χ^2 che è definita come segue:

$$\chi^2 = \sum_{i \neq j} \frac{(\sigma_{ij} - f_{ij})^2}{\delta\sigma_{ij}^2} \quad (3.17)$$

dove

$$f_{ij} = \sqrt{\sigma_{t,i}^2 + \sigma_{t,j}^2}$$

è il valore di aspettazione della risoluzione temporale per la coppia di settori (i,j), mentre $\sigma_{t,i}$ e $\sigma_{t,j}$ sono parametri liberi.

Alla minimizzazione consegue dunque l'estrazione dei parametri $\sigma_{t,k}$ con relativi errori, ossia i valori di risoluzione temporale assoluta dei singoli settori. I risultati sono mostrati in tabella 3.2 e nelle figure 3.18, 3.19 e 3.20.

Tabella 3.2: Valori di risoluzione temporale assoluta per singolo settore

Sector	σ_t [ps]	Sector	σ_t [ps]
0	72 ± 8	9	68 ± 7
1	66.0 ± 2.5	10	75.1 ± 2.5
2	70.3 ± 1.7	11	70.9 ± 1.7
3	73.2 ± 1.6	12	81.8 ± 1.3
4	87.3 ± 1.4	13	70.9 ± 1.6
5	71.4 ± 1.7	14	73.9 ± 1.8
6	71.5 ± 1.8	15	72.1 ± 2.0
7	91 ± 3	16	75 ± 3
8	116 ± 12	17	79 ± 5

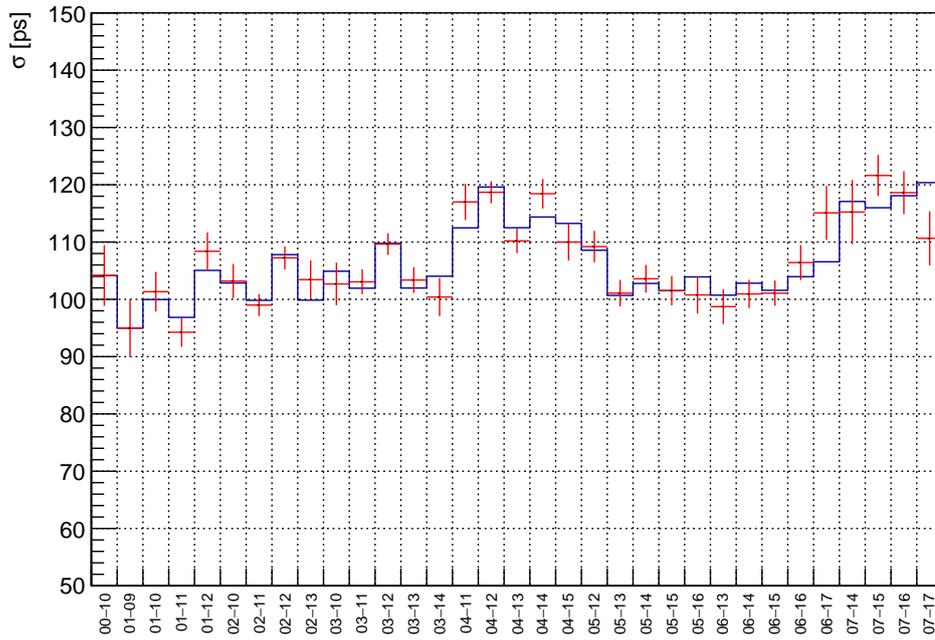


Figura 3.18: Istogramma di σ_{ij} per le coppie di settori analizzate

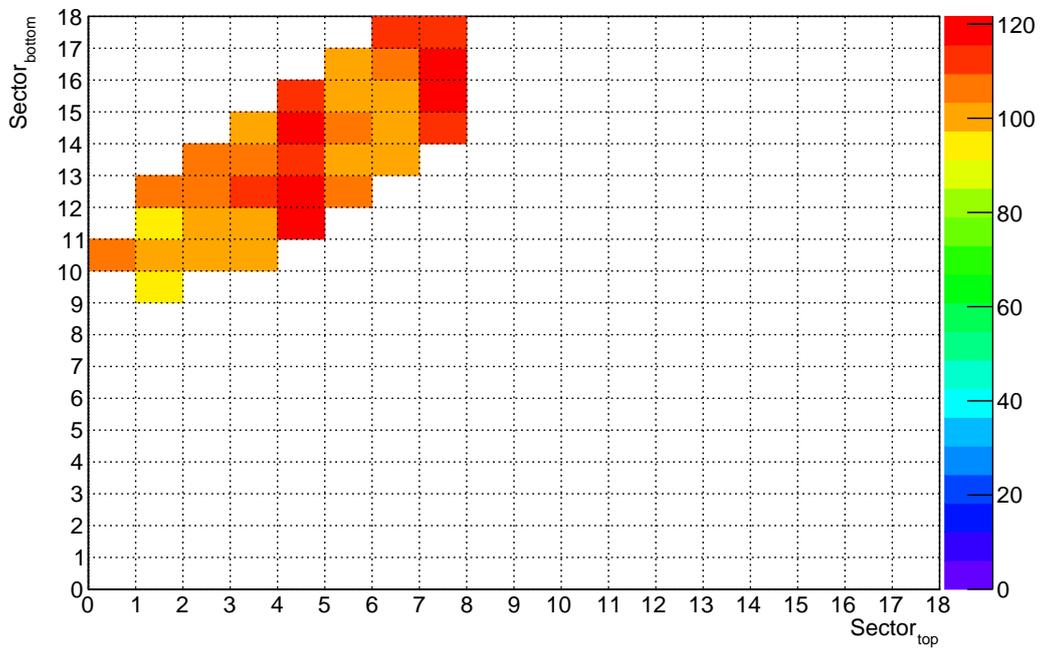


Figura 3.19: Istogramma di σ_{ij} per le coppie di settori analizzate - plot 2D in scala a colori

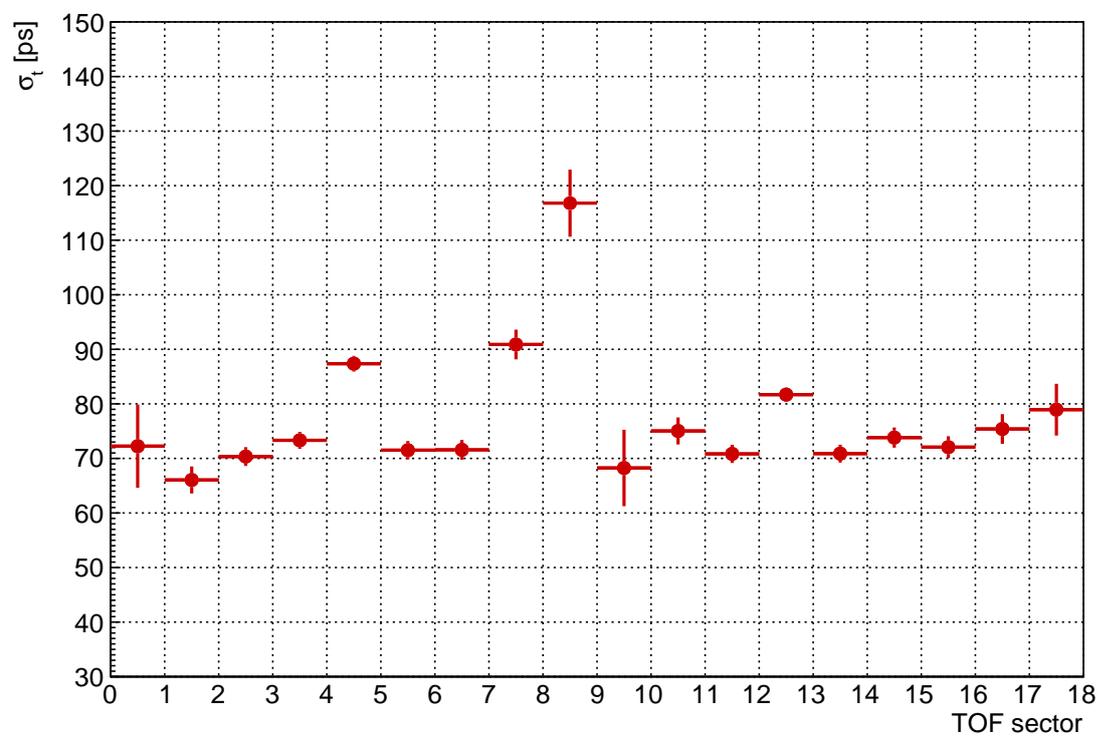


Figura 3.20: Istogramma della risoluzione temporale assoluta σ_t per singolo settore

Conclusioni

Il lavoro svolto in questa tesi ha voluto portare alla luce un primo modello di analisi delle risoluzioni temporali globale e assolute del rivelatore TOF di ALICE sfruttando dati di raggi cosmici.

A fronte delle anomalie riscontrate durante l'analisi, come quella relativa alle lunghezze di traccia calcolate dagli algoritmi di ALICE, è stato necessario trovare una soluzione efficace per ovviare al problema, procedendo con la definizione di un semplice ma funzionale metodo di ricostruzione delle traiettorie usando esclusivamente le informazioni geometriche del TOF e dei dati ricevuti come campione d'analisi.

I risultati ottenuti, sebbene mostrino una risoluzione temporale globale media del rivelatore TOF di circa 76 ps, superiore al valore ottenuto su dati provenienti da collisioni Pb-Pb ed eventi ultraperiferici (~ 60 ps), evidenziano le ottime caratteristiche temporali del rivelatore. Questa differenza d'altra parte può essere legata ad una imperfetta calibrazione e qualità dei dati analizzati.

Lo studio ha inoltre evidenziato comportamenti anomali in alcuni settori del rivelatore, già riscontrati in precedenti analisi svolte su campioni di dati ampiamente certificati, come nel caso della risoluzione temporale del settore 8 che risulta essere ben superiore alla media.

Il lavoro ha voluto dimostrare, in linea di principio, che è possibile utilizzare eventi con raggi cosmici per uno studio accurato e dettagliato delle prestazioni del rivelatore TOF di ALICE. Sono state gettate le basi e gli algoritmi necessari per la misura delle prestazioni dei singoli settori, procedura arbitrariamente estensibile a unità di rivelatore più piccole in vista di future analisi con maggiore statistica.

In definitiva rimane aperto il quesito sull'imperfezione nella ricostruzione di tracce cosmiche da parte degli algoritmi dei rivelatori di ALICE, proponendo, in attesa di ulteriori riscontri o dati certificati, il presente modello di analisi.

Ringraziamenti

Innanzitutto, vorrei esprimere la mia più sincera gratitudine alla prof.ssa Arcelli per la straordinaria opportunità che mi ha offerto, e al dott. Preghenella per la sua immancabile disponibilità. Di tutte le esperienze universitarie vissute durante la triennale, lavorare su questa tesi sotto la loro egida è stata di gran lunga la più stimolante e formativa.

La mia riconoscenza va a Roberto e Neva, i miei genitori, che con grande affetto e inestimabile pazienza hanno sostenuto il mio percorso di studi e che rappresentano e sempre rappresenteranno il migliore modello di integrità morale e professionale cui potrei mai aspirare.

Ringrazio mio fratello e i miei parenti tutti, in particolare Marco e Adriana, per la straordinaria famiglia cui han dato vita.

Ringrazio Serena, la donna più forte e gentile che io conosca, per me costante ragione di crescita personale e conforto.

Ringrazio Gabriele, Alessio e Mattia che annovero tra i miei amici più fidati e preziosi, e più in generale tutti i miei compagni, da quelli di vecchia data ai ragazzi del "bunker", che hanno contribuito a rendere meno faticosa la strada fatta fino ad oggi, e sui quali so di poter contare ogni giorno della mia vita.

Bibliografia

- [1] Sutton, Christine. *Quantum chromodynamics*. Enciclopedia Britannica. 15/11/2018. <https://www.britannica.com/science/quantum-chromodynamics>
- [2] S. Bethke. *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*. Max-Planck-Institut für Physik, Munich, Germany. February 5, 2008.
- [3] *Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations* - Pasechnik, Roman et al. Universe 3 (2017) no.1, 7 arXiv:1611.01533 [hep-ph]
- [4] *Lectures on high-energy heavy-ion collisions at the LHC*. C.A. Salgado. Departamento de Física de Partículas and IGFAE. Universidade de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, Spain
- [5] K.J. Eskola, K. Kajantie, P.V. Ruuskanene and K. Tuominen, *Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions*, Nucl. Phys. B, 570, [arXiv:hep-ph/9909456], 2000.
- [6] A. Andronic, *An overview of the experimental study of quark-gluon matter in high-energy nucleus-nucleus collisions*, [arXiv:nucl-ex/1407.5003], 2014.
- [7] Sarkar, Sourav, Satz, Helmut Sinha, Bikash (Ed.). (2010). *The physics of the quark-gluon plasma Introductory lectures*. Germany: Springer.
- [8] Preghenella, Roberto (2009). *The Time-Of-Flight detector of ALICE at LHC: construction, test and commissioning with cosmic rays*, [Dissertation thesis], Alma Mater Studiorum Università di Bologna. Dottorato di ricerca in Fisica, 21 Ciclo. DOI 10.6092/unibo/amsdottorato/1373
- [9] *TOF, Time of Flight for ALICE Experiment*. INFN, The ALICE Bologna Group. 15/11/2018 <https://www.bo.infn.it/alice/tof-over/index.html>
- [10] *The ALICE Experiment*. A Large Ion Collider Experiment. 16/11/2018 <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/>

- [11] *The Large Hadron Collider*. CERN. <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [12] ALICE Collaboration. *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*. In: *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014).
- [13] *Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE*. ALICE Collaboration. arXiv:1301.4361v3
- [14] *Charged particle production in Pb-Pb collisions at the LHC with the ALICE detector*. M. Floris. ALICE Collaboration. arXiv:1209.0447v2 [hep-ex]
- [15] *Analysis of the apparent nuclear modification in peripheral Pb-Pb collisions at 5.02 TeV*. ALICE Collaboration. arXiv:1805.05212v1 [nucl-ex]
- [16] *Centrality dependence of the nuclear modification factor of charged pions, kaons, and protons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*. ALICE Collaboration arXiv:1506.07287v3
- [17] *J/Ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. ALICE Collaboration. arXiv:1606.08197 [nucl-ex]
- [18] *Strange and identified hadron production at the LHC with ALICE*. L. S. Barnby. ALICE Collaboration. arXiv:1110.4240v2 [nucl-ex]