

Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio dell'estrazione del segnale
nella misura di produzione
di particelle D^0 a LHC con ALICE

Relatore

Prof. Marcello Lunardon

Correlatore

Dott. Andrea Rossi

Laureando
Samuel Bresciani

Anno Accademico 2016/2017

Indice

Introduzione	5
Il Quark-Gluon-Plasma	5
1.1 Condizioni di formazione del QGP	5
1.2 La riproduzione in laboratorio del QGP	6
1.3 Centralità e fattore di modificazione nucleare	6
L'esperimento ALICE	9
2.1 LHC e il processo di accelerazione	9
2.2 Principali rivelatori di ALICE	10
2.2.1 ITS	11
2.2.2 TPC	12
2.2.3 TOF	12
2.2.4 VZERO	13
Preselezione di dati provenienti da decadimenti D^0	14
3.1 Il mesone D^0	14
3.2 Metodologia di preselezione dei dati	14
3.3 Ricostruzione dei dati in spettri in momento trasverso	15
Determinazione del fit ottimale	16
4.1 Fit iniziali con background lineare e background esponenziale	16
4.2 Stima delle condizioni ottimali per il miglioramento del fit	18
4.2.1 Scelta dell'ampiezza degli intervalli nell'istogramma	18
4.2.2 Range ottimale	19
4.3 Parametri stimati	20
4.3.1 Probabilità del fit	20
4.3.2 Confronto dell'area stimata tramite fit con l'integrale dei conteggi	22
4.3.3 Analisi della stabilità della posizione del picco di massa invariante	24
Verifica delle proprietà statistiche dei risultati dei fit	25
5.1 Confronto tra istogramma e singoli spettri	25
5.1.1 Media	25
5.1.2 Varianza	26
5.1.3 Area	27
5.1.4 Dati ottenuti	27
Conclusioni	28

Introduzione

Questa tesi ha lo scopo di analizzare il processo di estrazione del segnale da un insieme di dati di decadimento di mesoni D^0 . Questi dati corrispondono ad eventi conseguenti alla produzione di QGP nello scontro di Pb-Pb, nell'esperimento ALICE di LHC del CERN.

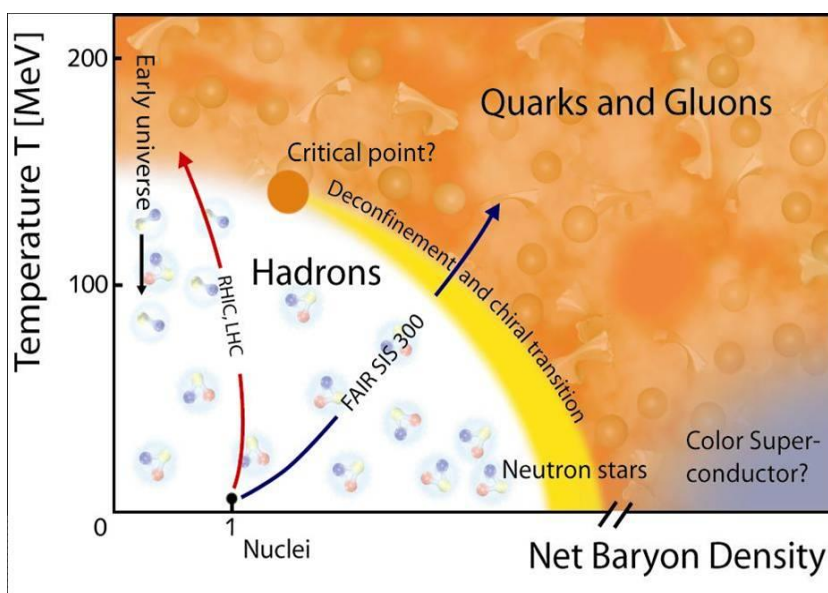
Il Quark-Gluon-Plasma

Il Quark-Gluon-Plasma (QGP) è uno stato fisico della materia nel quale quark e gluoni non sono confinati all'interno di adroni ma si presentano come particelle libere. Esso costituì lo stato della materia nei primi $10 \mu\text{s}$ dopo il Big-Bang. Il suo studio può dunque permetterci di incrementare la nostra conoscenza riguardo l'universo primordiale e le fasi che ne contraddistinsero l'evoluzione. Il QGP viene prodotto in laboratorio grazie a collisioni tra ioni pesanti, riproducendo le condizioni che ne permisero la formazione.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è un esperimento a LHC (*Large Hadron Collider*) al CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) dedicato ad eventi ad alta molteplicità di particelle ottenuti tramite collisione tra ioni pesanti, in particolare Piombo, con le quali si produce lo stato di QGP.

1.1 Condizioni di formazione del QGP

La materia soggetta ad interazione forte, per condizioni di elevata temperatura o densità, si presenta sotto forma di questo stato fisico di QGP. La densità si esprime spesso tramite il *potenziale bario-chimico*, cioè la differenza tra densità numeriche di barioni e antibarioni.



In figura 1 sono riportate le condizioni in cui può avvenire il QGP : sia per $T \sim 0$ e $\mu_B \rightarrow \infty$, caso che avviene nelle stelle di neutroni dove la densità è molto elevata grazie al collasso gravitazionale, sia per $\mu_B \sim 0$ e $T \rightarrow \infty$ dove l'energia termica rompe i legami interni agli adroni stessi, regime raggiunto da grandi anelli acceleratori come LHC [1].

Figura 1: Diagramma di fase del QGP. Immagine tratta da [2].

1.2 La riproduzione in laboratorio del QGP

La riproduzione del QGP attraverso collisioni tra ioni pesanti avviene principalmente tramite le seguenti fasi [3]:

- Accelerazione degli ioni ad energie ultrarelativistiche ($E \gg m$) e successiva collisione ;
- Raggiungimento di un equilibrio termico in seguito a collisioni multiple tra le particelle costituenti, con formazione di QGP ad una temperatura di circa 600 MeV [4] ;
- Espansione longitudinale del QGP a causa del gradiente di pressione maggiore nella direzione del moto rispetto a quello nel piano trasverso, con conseguente raffreddamento ;
- Espansione tridimensionale sino al raggiungimento della temperatura critica con transizione da QGP a gas di adroni;
- Fenomeno di raffreddamento (*freeze-out*) inizialmente sotto forma di raffreddamento chimico ($T \sim 150$ MeV), dove poi le specie particellari risultano definite, ed infine cinetico ($T \sim 100$ MeV), dove energia, impulso e spettri delle particelle sono stabiliti in modo definito [1].

1.3 Centralità e fattore di modificazione nucleare

Una grandezza rilevante, che considera la geometria di un processo di collisione, è la *centralità*, funzione del numero di particelle cariche rivelate. Essa è definita come :

$$c(b) = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'} ,$$

dove b è il *parametro di impatto*, definito come la distanza tra le linee di volo degli ioni al momento della collisione, secondo quanto illustrato in figura 2.

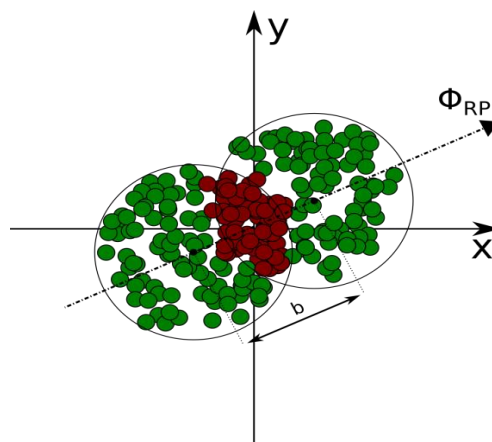


Figura 2: Collisione tra due ioni. La direzione del moto è ortogonale al piano trasverso xy , con Φ_{RP} che individua il piano di reazione e b la centralità. Immagine tratta da [5].

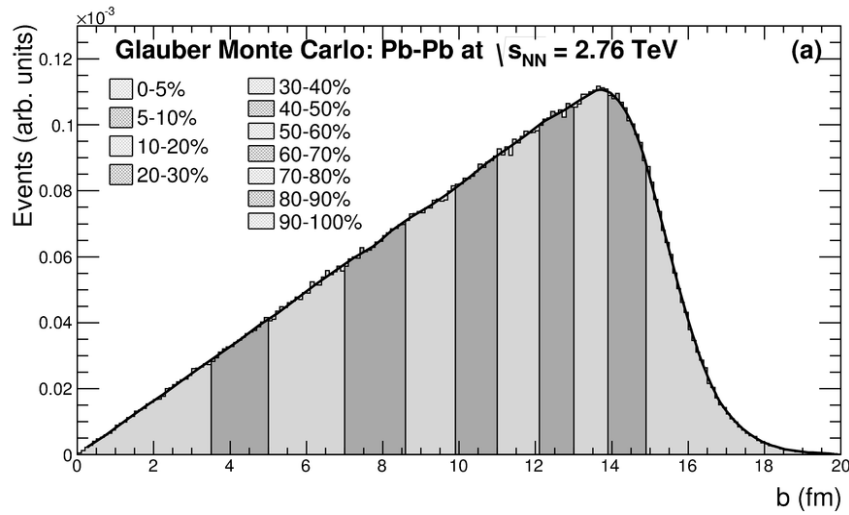


Figura 3: Distribuzione del parametro d'impatto per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.67$ TeV. Immagine tratta da [6].

La distribuzione del parametro d'impatto, come si nota da figura 3, ha un andamento iniziale con pendenza circa $d\sigma/db \sim 2\pi b$, per poi arrivare ad un valore massimo, fino a poi decrescere rapidamente a 0.

In caso di centralità elevata si parla di *evento centrale* e, nel caso di bassa sovrapposizione tra i due nuclei, di *evento periferico*. Per collisioni Pb-Pb si considerano *centrali* quegli urti che rientrano nel 5% della distribuzione, corrispondenti ad un parametro d'impatto $b \leq 3.5$ fm.

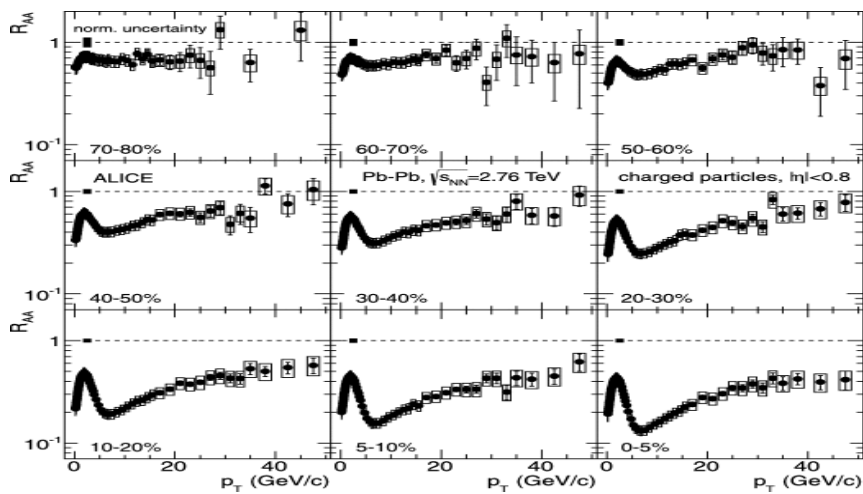


Figura 4: Stima di R_{AA} in funzione di p_T di particelle cariche per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in diverse condizioni di centralità. Tratta da [7].

Una grandezza fisica caratteristica per identificare la presenza del QGP è il *fattore di modificazione nucleare*, relazionato alla perdita di energia dei partoni a causa dell'interazione con il QGP. Esso è definito come il rapporto tra la distribuzione in p_T delle particelle prodotte in eventi di collisione nucleo-nucleo e la sezione d'urto di collisioni protone-protone alla medesima energia, normalizzato con il fattore di sovrapposizione nucleare [5]:

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}/dp_T}{\langle T_{AA} \rangle d\sigma_{pp}/dp_T}.$$

Se il QGP non venisse prodotto il fattore R_{AA} risulterebbe per definizione 1. Nel 10% degli eventi dovuti a particelle cariche più centrali, come da figura 4, raggiunge valori al di sotto del 0.2 ed invece risulta ovviamente più elevato per eventi periferici.

Il picco visibile per p_T basso è dovuto all'effetto di *flusso radiale* che provoca un aumento dell'impulso trasverso in quanto le particelle con queste condizioni di p_T subiscono un'espansione isotropa che coinvolge collettivamente l'intero sistema.

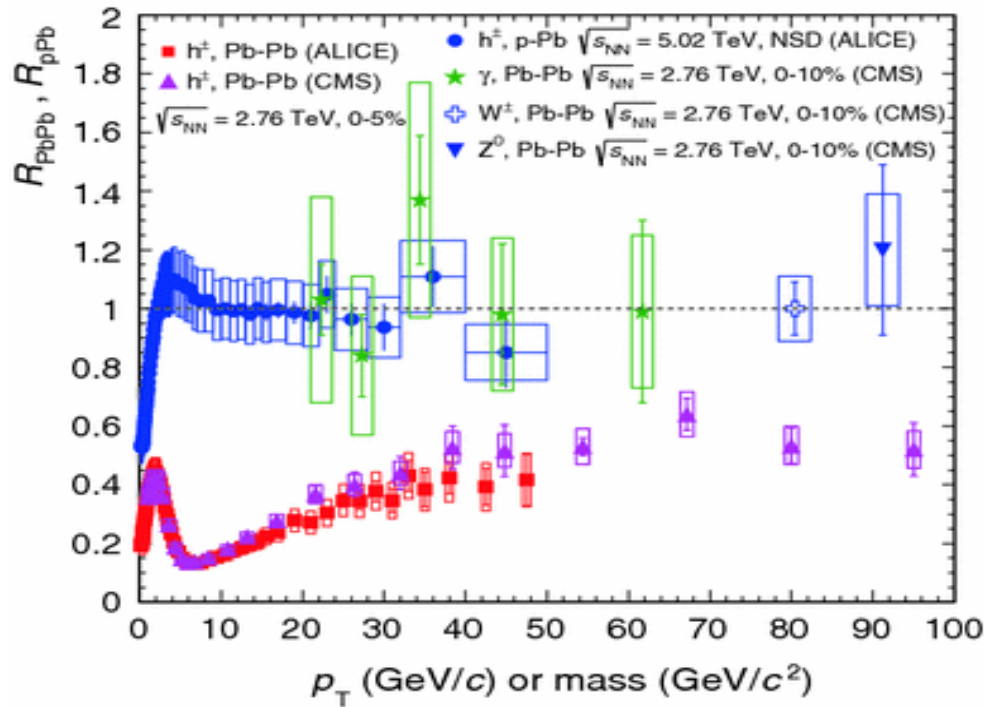


Figura 5: Dipendenze di R_{AA} in funzione di p_T per particelle cariche misurate in collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.67$ TeV. Immagine tratta da [8].

Il fattore R_{AA} viene misurato anche in collisioni p-Pb, per le quali ci si aspetta di non avere formazione di QGP, se non in quantità marginale.

Per R_{pPb} , come atteso, si trovano valori compatibili con l'unità per un ampio range di momenti trasversi. Questo comportamento è facilmente osservabile dalla figura 5, dove si nota che la presenza del QGP nello scontro tra i nuclei pesanti di Pb comporta un evidente abbassamento di R_{PbPb} rispetto a R_{pPb} .

L'esperimento ALICE

2.1 LHC e il processo di accelerazione

Il LHC (*Large Hadron Collider*) è il più grande acceleratore di particelle esistente al mondo, ad una profondità sottoterra di circa 100 m, presso Ginevra al confine tra Francia e Svizzera, con una lunghezza totale di circa 27 km. Oltre ad ALICE gli esperimenti maggiori, connessi con il collisore LHC, sono ATLAS (*A Toroidal Lhc ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ottimizzati per la misura di collisioni pp i quali portarono alla scoperta del bosone di Higgs, LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) dedicato allo studio della fisica degli adroni con quark pesanti, come appunto il beauty.

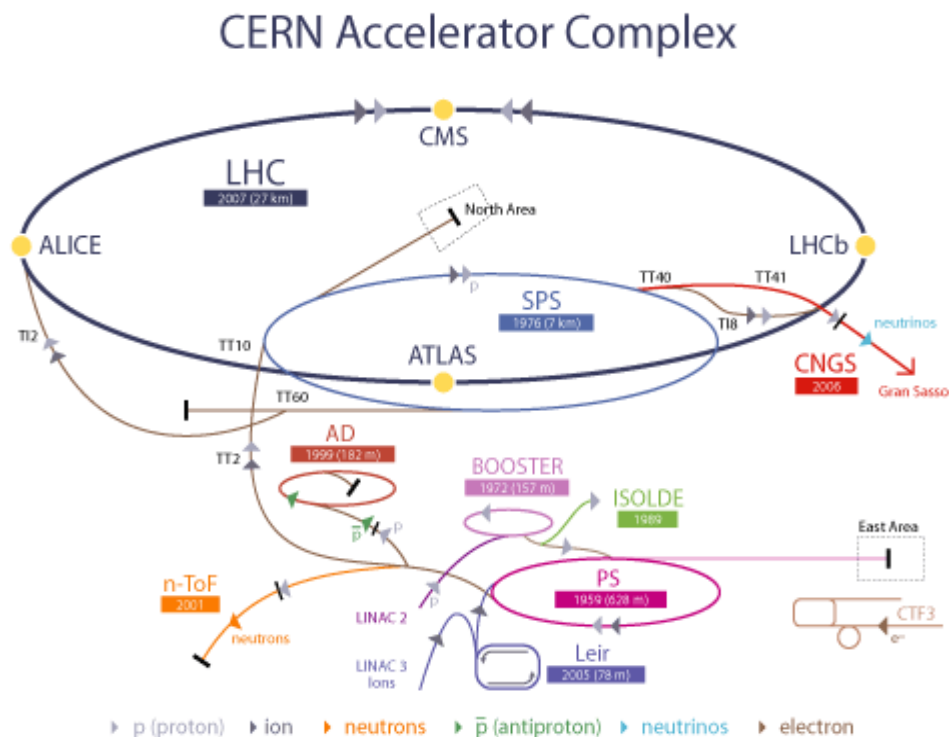


Figura 6: Complesso di accelerazione del CERN. Immagine tratta da [8].

In LHC vengono accelerati protoni e nuclei di Piombo ($^{208}Pb^{82+}$) [9], i quali seguono un percorso inizialmente diverso (figura 6) prima di essere iniettati nel LHC.

In particolare per i protoni [11]:

- Vengono inizialmente estratti da atomi di Idrogeno e sottoposti all'accelerazione del LINAC2 (*LINear ACelerator 2*), portandoli ad un'energia di ~ 50 MeV ;
- Vengono iniettati nel PSB (*Proton Synchrotron Booster*) sino a ~ 1.4 GeV ;

- Poi nel PS (*Proton Synchrotron*) a ~ 25 GeV ;
- Quindi nel SPS (*Super Proton Synchrotron*) fino a ~ 450 GeV ;
- Iniettati in LHC .

I nuclei di Pb invece [5]:

- Vengono prodotti per evaporazione di piombo metallico e successiva ionizzazione, quindi accelerati nel LINAC3 fino all'energia di ~ 4.2 MeV/nucleone ;
- Passano nel LEIR (*Low Energy Ion Ring*) sino a ~ 72 MeV/nucleone ;
- Poi nel PS con ~ 5.9 GeV/nucleone ;
- Dunque nel SPS con energie fino a ~ 177 GeV/nucleone ;
- Iniettati in LHC.

2.2 Principali rivelatori di ALICE

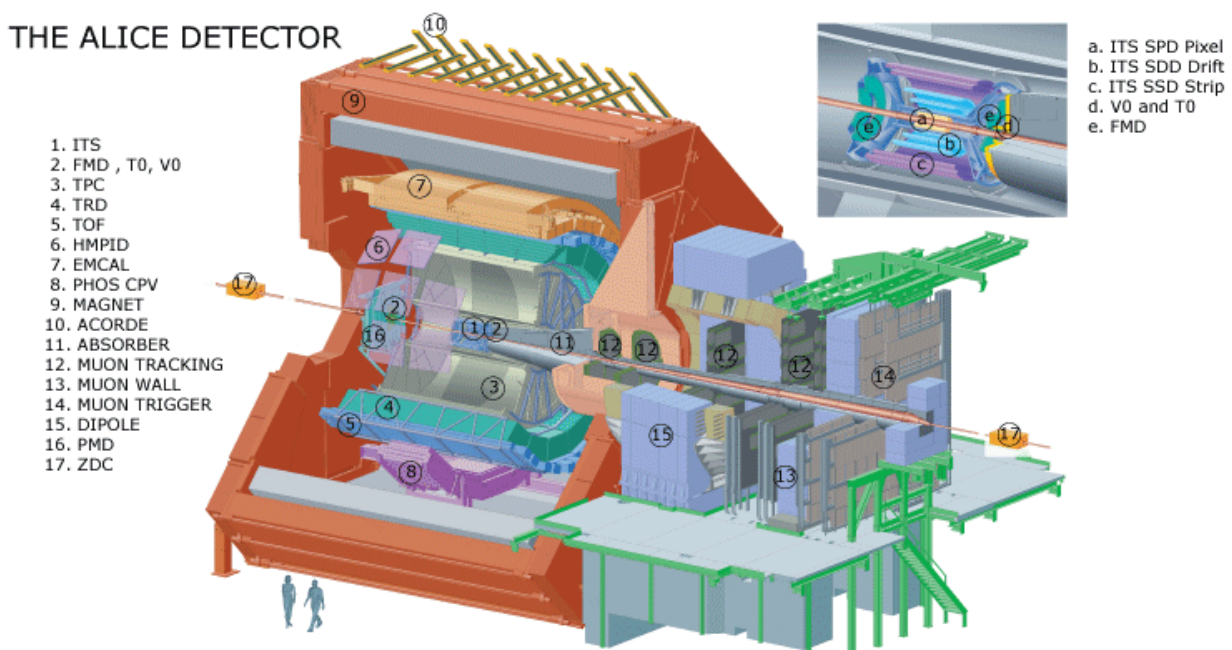


Figura 7: Apparato sperimentale di ALICE. Immagine tratta da [10]

L'esperimento ALICE, illustrato in figura 7, è costituito da diversi rivelatori, tra cui vi sono ITS (*Inner Tracking System*), TPC (*Time Projection Chamber*) e TOF (*Time Of Flight*) utili all'identificazione di particelle con vita media corta, quali i mesoni D, in un intervallo piuttosto ampio di p_T (da ~ 100 MeV/c a ~ 100 GeV/c).

Inoltre è di particolare importanza il rivelatore VZERO, utilizzato per misure di grandezze fisiche di base quali luminosità, centralità e direzione del piano di reazione nel caso di collisioni ione-ione.

2.2.1 ITS

L'ITS (*Inner Tracking System*) è il rivelatore cilindrico più interno di ALICE. Esso è costituito da sei strati di rivelatori al silicio (figura 8), separati in SPD (*Silicon Pixel Detector*), SDD (*Silicon Drift Detector*) e SSD (*Silicon Strip Detector*) [12].

I primi due strati di rivelatori fanno parte del SPD, basati su matrici di sensori bidimensionali montati su un supporto in fibra di carbonio, uno a distanza di 3.9 cm dal fascio e l'altro 7.6 cm, con una copertura completa in angolo azimutale; il sistema possiede una risoluzione spaziale in direzione radiale di $\sim 12 \mu\text{m}$ e di $\sim 100 \mu\text{m}$ lungo z la direzione del fascio.

I due strati intermedi costituiscono il SDD con un utilizzo ripetuto di moduli a camera a deriva con catodo centrale avente un campo elettrico di $\sim 500 \text{ V/cm}$, montati su supporti lineari detti *ladders*. Lo strato più interno è situato a circa 15 cm dal fascio mentre il secondo a 24 cm, con una precisione spaziale complessiva di $\sim 35 \text{ cm}$ radialmente e di $\sim 25 \text{ cm}$ lungo z.

I due strati più esterni sono parte infine del SSD, basato su sensori costituiti da 768 nastri di rivelazione, in direzione parallela all'asse z, in supporti analoghi a quelli del SDD. Lo strato più interno è posizionato a 38 cm dal centro e quello più esterno a 43 cm dal fascio, con una risoluzione spaziale radiale di $\sim 20 \mu\text{m}$ e lungo z di $\sim 830 \mu\text{m}$.

Il sistema di riferimento complessivo di ALICE ha l'origine nel centro di ITS, di modo che la direzione del fascio coincida con z [13].

Il rivelatore ITS è stato pensato principalmente per adempiere alle seguenti funzionalità: migliorare la risoluzione in posizione, angolo e impulso delle tracce ricostruite grazie alla TPC; ricostruire tracce di particelle non rivelate da TPC per condizioni di $p_T < 200 \text{ MeV/c}$; identificare i vertici secondari di decadimento di adroni con vita media molto breve come le D^0 e le B^0 [12]; ricostruire il vertice primario con risoluzione migliore di $100 \mu\text{m}$.

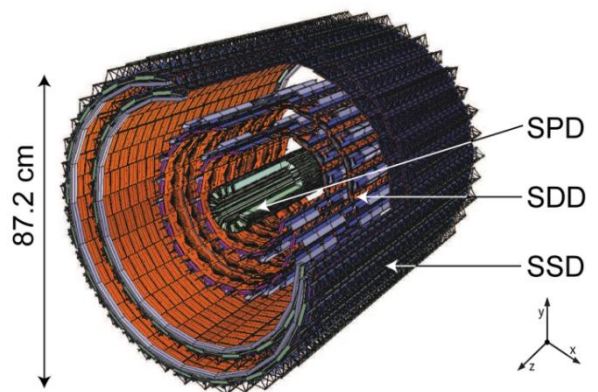


Figura 8: Struttura del rivelatore ITS.
Immagine tratte da [13].

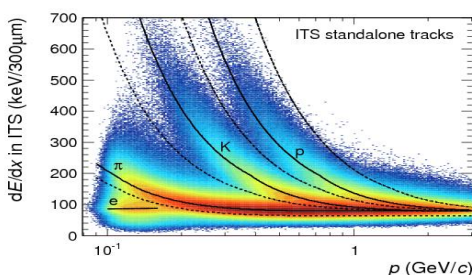


Figura 9: Andamento di dE/dx misurato da ITS. Tratta da [14].

L'ITS in particolare può essere utilizzato anche per identificare particelle tramite la perdita di energia di particelle cariche $\frac{dE}{dx}$ in funzione dell'impulso. In figura 9 si mostra il suo andamento, e si nota come si riesca così a distinguere gli elettroni dai kaoni ($p \lesssim 500 \text{ MeV/c}$) o dai protoni ($p \lesssim 1.5 \text{ GeV/c}$) [1].

2.2.2 TPC

La TPC (*Time Projection Chamber*) è il principale rivelatore di ALICE per il tracciamento [12]. Come illustrato in figura 10 esso è di forma cilindrica, con un'acceptanza in termini di pseudo-rapidità di $|\eta| < 0.9$ e un raggio interno di 85 cm e quello esterno di 247 cm, coprendo, con una lunghezza di circa 5.1 m, un volume attivo di $\sim 88 \text{ m}^3$. Il rivelatore è strutturato in camere a multi-fili (MWPC: *Multi-Wire Proportional Chambers*) associate a moduli di elettronica detti *pad*. La presenza di un catodo centrale comporta un campo elettrico costante di circa 400 V/cm. È riempito di una miscela di Ne/CO₂/N₂ [5], garantendo un tempo di deriva massimo per gli elettroni di $\sim 90 \mu\text{s}$, necessitando però così di un'adeguata stabilità termica.

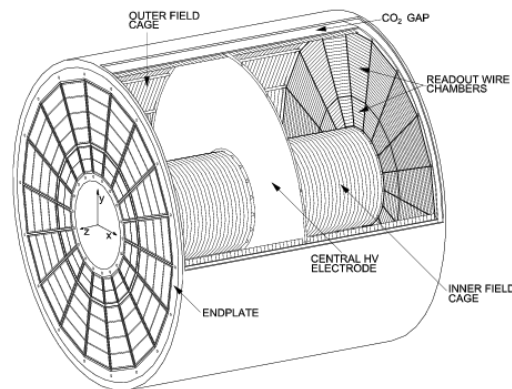


Figura 10: Struttura del rivelatore TPC. Immagine tratta da [15]

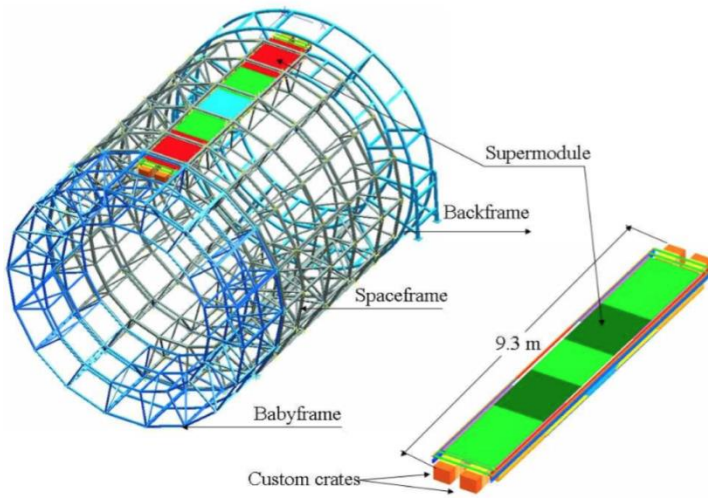
La TPC permette di ricostruire tridimensionalmente le tracce, con direttamente la proiezione per le particelle cariche lungo il piano trasverso xy , mentre per l'informazione lungo z si utilizza la misura del tempo di deriva. Inoltre permette una misura di impulso delle particelle cariche con una risoluzione dell'1% per $p_T \sim 1 \text{ GeV}/c$ e del 3% per $p_T \sim 100 \text{ GeV}/c$ [1].

Anche la TPC permette di identificare le particelle cariche misurando la loro perdita di energia per unità di impulso grazie al segnale raccolto dalle MWPC.

2.2.3 TOF

Il rivelatore TOF (*Time Of Flight*) possiede una geometria simile a quella di ITS e TPC, con un'acceptanza azimutale circa come la TPC e raggi interno di $\sim 370 \text{ cm}$ ed esterno di $\sim 399 \text{ cm}$. Come si può notare da figura 11, è costituito da strisce di MRPC (*Multi-gap Resistive-Plate Chamber*) ognuna costituita da due catodi e un anodo centrale con all'interno un sistema di piastre di vetro intervallate in modo regolare. Nell'intera area è applicato un campo elettrico grazie al quale al passaggio di una particella carica si generano elettroni di ionizzazione nel gas presente nel volume attivo e successivamente viene prodotta una valanga di elettroni in ognuno degli spazi vuoti tra le piastre. Così facendo, dato che le piastre trattengono le valanghe formatesi,

ma sono trasparenti ai segnali veloci causati dagli elettroni di ionizzazione, risulta poi che il segnale finale sugli elettrodi è la somma dei segnali derivanti dai singoli spazi vuoti [16].



I principali compiti del TOF sono quelli di contribuire all'identificazione delle particelle cariche. Questo avviene grazie alla misura del tempo di volo su un tratto di lunghezza nota. Chiamando questa lunghezza L , una volta noto l'impulso p di una particella di massa m è possibile identificarla:

$$t = \frac{L}{v} = L \cdot \frac{E}{pc^2} = L \cdot \frac{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}}{pc^2}.$$

Figura 11: Struttura del rivelatore TOF. Immagine tratta da [17].

2.2.4 VZERO

Il rivelatore VZERO è composto da due moduli asimmetrici rispetto alla posizione nominale dell'interazione ($z = 0$), chiamati VZERO-A e VZERO-C. In figura 12 è riportata la loro struttura: sono segmentati radialmente in 4 anelli e angolarmente in 8 settori di 45° ciascuno, con un totale di 32 scintillatori per modulo.

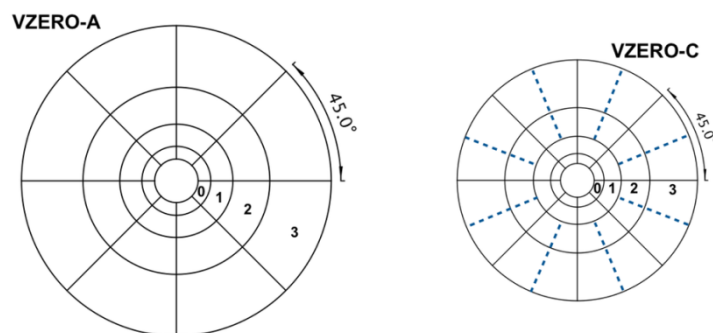


Figura 12: Schema del rivelatore VZERO. Immagine tratta da [18].

Il segnale ricavato da VZERO viene utilizzato per selezionare eventi di collisione tra i due fasci all'interno del barile centrale, distinguendoli da eventi di fondo [1], e in aggiunta anche per la misura di grandezze fisiche quali luminosità, molteplicità di particelle cariche, centralità e direzione del piano di reazione nel caso di collisioni ione-ione.

Preselezione di dati provenienti da decadimenti D^0

3.1 Il mesone D^0

Il mesone D^0 corrisponde allo stato legato di quark charm e antiquark up, prodotti nelle collisioni durante gli istanti iniziali, a causa dell'elevato momento trasferito necessario alla generazione di coppie quark charm antiquark charm.

Il mesone D^0 può decadere attraverso il decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, (figura 13) oppure il suo coniugato; questo decadimento è quello cercato perché essendo a 2 corpi è affetto da minor background di tipo combinatorio a differenza di altri decadimenti a 3 o 4 corpi [19], e inoltre perché è un decadimento esclusivo e quindi facilmente individuabile nello spettro di massa invariante, dove genera un chiaro picco alla massa della D^0 .

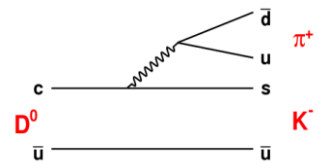


Figura 13: Schema di un decadimento D^0 in K^- e π^+ .

3.2 Metodologia di preselezione dei dati

I dati utilizzati per l'elaborazione della tesi sono stati raccolti dall'esperimento ALICE in collisioni Pb-Pb del 2015.

Tra questi dati, la selezione dei candidati compatibili con un decadimento di D^0 in un kaone e un pione, è avvenuta grazie all'incrocio delle informazioni stabilite dai seguenti criteri [19]:

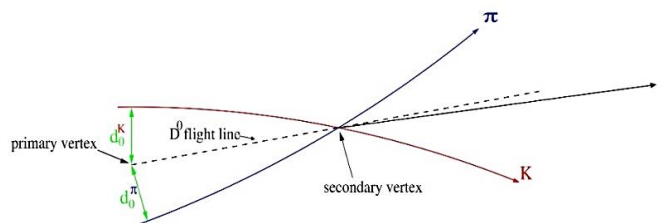


Figura 14: Rappresentazione schematica di $D^0 \rightarrow K^- \pi^-$. Immagine tratta da [19].

- 1) si cerca la presenza di due cariche opposte, corrispondenti alle particelle K^- e π^+ , oppure le loro antiparticelle K^+ e π^- ;
- 2a) ricostruendo le linee di volo di queste due particelle si cerca il punto di maggiore avvicinamento delle due tracce ricostruite, definendo così il vertice secondario, ovvero il punto in cui dovrebbe essere avvenuto il decadimento del mesone D^0 in un pione e un kaone, e si vuole che questa punto sia ad una distanza maggiore di una distanza minima dal vertice primario;
- 2b) si definisce il *parametro d'impatto trasverso* ovvero la distanza tra le tracce ricostruite nel piano trasverso alla direzione del fascio e il vertice primario d'interazione, e questo parametro dev'essere incompatibile con lo 0 perché le due particelle inizialmente rivelate possano essere provenienti da una D^0 decaduta.

- 3) Si ricostruisce la linea di volo della D^0 prima del vertice secondario e si richiede che punti al vertice primario.

La rappresentazione grafica di quanto appena spiegato è riportata in figura 14.

3.3 Ricostruzione dei dati in spettri in momento trasverso

Una volta selezionate le coppie di tracce candidate esse vengono raggruppate in spettri di massa invariante fissando delle condizioni di momento trasverso p_T .

Per conoscere quante particelle D^0 abbiamo rivelato, si è dovuto quindi misurare nel miglior modo possibile l'area del picco di massa invariante della D^0 , e questo viene fatto grazie ad un fit di una distribuzione gaussiana sovrapposta però ad un fondo combinatorio, molto più grande.

I dati utilizzati, sono quindi stati raccolti in spettri al variare del momento trasverso, per un totale di 14 spettri, da $p_T = 0.25 \pm 0.25 \text{ GeV}/c$ a $p_T = 22 \pm 2 \text{ GeV}/c$.

Si è scelto di non considerare gli spettri estremali perché di difficile distinzione tra segnale e background, per i quali non risulta esserci una buona statistica. Si nota in particolare guardando la figura 15, che riporta l'istogramma del primo spettro.

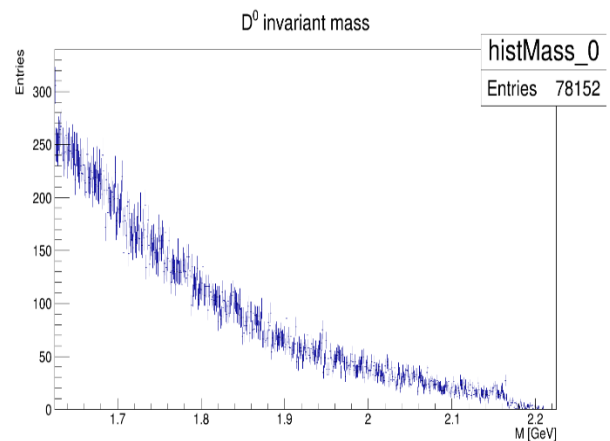


Figura 15: Istogramma del primo spettro, scartato.

Sono stati quindi tenuti 10 spettri da $p_T = 1.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ a $p_T = 18 \pm 2 \text{ GeV}/c$.

Determinazione del fit ottimale

In questa tesi si sono studiate alcune caratteristiche dei fit effettuati, in particolare la scelta del tipo di background e particolari condizioni come il range di integrazione ottimale.

Si procede con l'utilizzo di due possibili andamenti del background al fine di estrarre il segnale puro della massa della particella D^0 .

Considerando un range di interpolazione iniziale abbastanza ampio si guarda la qualità dei fit rispettivamente con background lineare ed esponenziale, utilizzando come criteri d'analisi i seguenti:

- il rapporto tra χ^2 e gradi di libertà ovvero la probabilità d'interpolazione del fit;
- la differenza tra il numero di eventi stimato tramite il fit e quello ottenuto dal *bin counting* dell'istogramma;
- il valore della massa invariante ottenuta tramite il fit.

Poi si procede ad una fase di miglioramento del fit, al fine di stimare quali sono le condizioni migliori per una buona interpolazione dei dati. In particolare si procede con la ricerca di un valore ottimale da poter utilizzare per scegliere la larghezza dei singoli canali ottimali dei vari istogrammi tramite l'apposita funzione *Rebin* ed infine il range d'integrazione migliore possibile per il fit.

4.1 Fit iniziali con background lineare e background esponenziale

L'intervallo di interpolazione utilizzato in termini di massa invariante è da $1.75 \text{ GeV}/c^2$ a $2.00 \text{ GeV}/c^2$, tranne per $p_T = 1.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ dove è stato opportunamente ristretto.

Si nota, dai dati riportati in tabella 1, che il rapporto tra χ^2 e gradi di libertà, come anche la probabilità di interpolazione, risulta mediamente leggermente migliore per i fit con background esponenziale.

N. spettro	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
p_T [GeV/c]	1.5 ± 0.5	2.5 ± 0.5	3.5 ± 0.5	4.5 ± 0.5	5.5 ± 0.5	6.5 ± 0.5	7.5 ± 0.5	10 ± 2	14 ± 2	18 ± 2
Background lineare										
χ^2 / ndf	0.93	1.07	1.10	1.00	0.96	0.98	1.24	1.02	1.14	1.34
Probabilità	0.65	0.21	0.13	0.51	0.65	0.56	0.006	0.41	0.06	0.0003

Background esponenziale										
χ^2 / ndf	0.88	1.04	1.10	1.00	0.97	0.98	1.23	1.01	1.15	1.34
Probabilità	0.79	0.32	0.13	0.51	0.64	0.56	0.007	0.42	0.05	0.0003

Tabella 1: Confronto delle probabilità iniziali per background lineare ed esponenziale

Si vede che questo range allargato non è buono per tutti gli spettri, come ad esempio quelli numero 8 e numero 11, i cui dati verranno meglio interpolati successivamente dopo il processo di miglioramento del fit.

Per i valori centrali di p_T si vede una buona interpolazione, sia per il background lineare che per quello esponenziale, con probabilità pressoché uguali, come si può anche notare dalle figure 16 e 17.

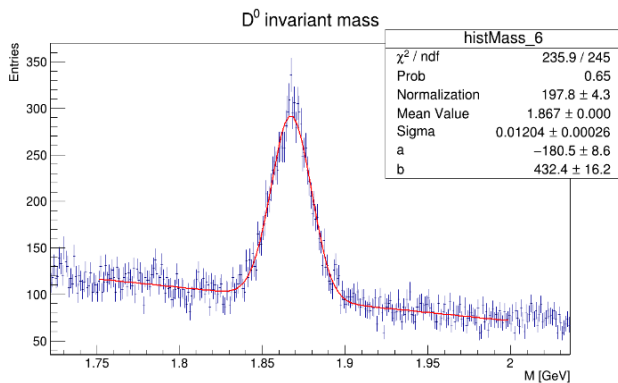


Figura 16: Spettro 6 con background lineare.

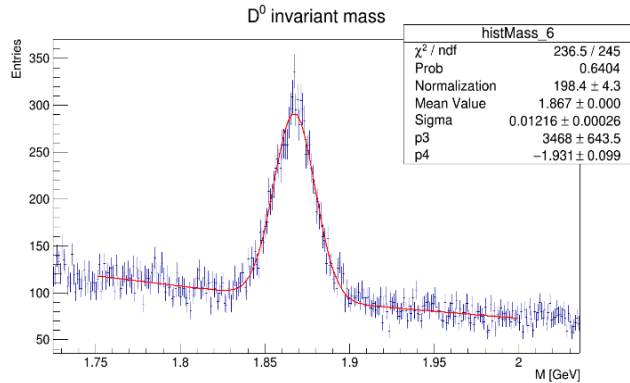


Figura 17: Spettro 6 con background esponenziale.

Invece per il primo spettro considerato, ovvero quello identificato dal numero 2, come atteso il fit risulta migliore per l'interpolazione con background esponenziale e con esso ovviamente anche la probabilità. Questo andamento si nota bene graficamente dalle figure 18 e 19.

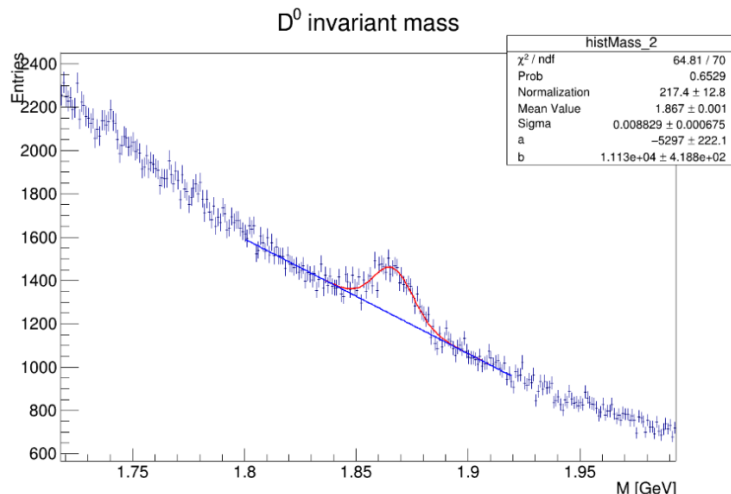


Figura 18: Fit dello spettro 2 con background lineare.

Osservando la figura 18 si nota che dal grafico di interpolazione segnale+background (rosso) e solo background (blu) risulta che il fit con background lineare sembra convergere solo localmente, e prima di $1.81 \text{ GeV}/c^2$ non seguire i dati.

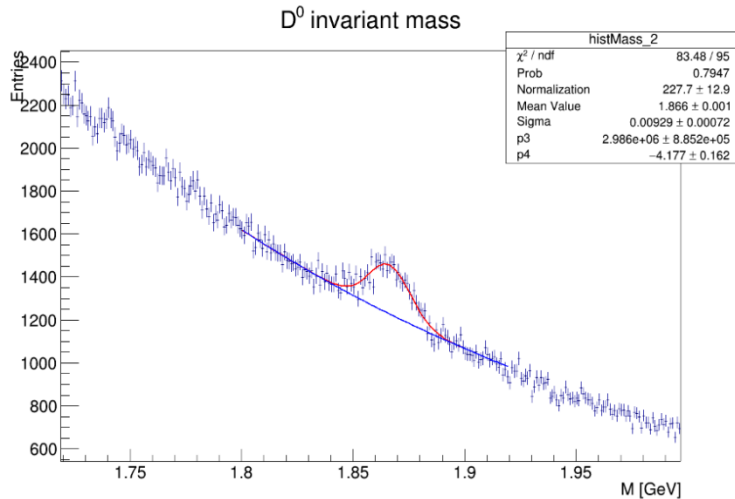


Figura 19: Fit dello spettro 2 con background esponenziale.

Mentre il fit con background esponenziale, illustrato in figura 19, delinea maggiormente l'andamento inizialmente decrescente del numero di eventi in funzione della massa invariante.

4.2 Stima delle condizioni ottimali per il miglioramento del fit

In questa parte di analisi si cerca di migliorare la qualità dei fit e con essa la stima dei valori medi in termini di massa invariante. Questo procedimento avviene attraverso un iniziale studio della larghezza ottimale degli intervalli degli istogrammi (*binning*), diverso per background lineare e background esponenziale, stimando alcuni valori ottimali per ogni istogramma. Successivamente si procede alla selezione del range di interpolazione ottimale, per poi infine elaborarne il fit utilizzando uno dei valori di *binning* ottimale precedentemente stimati.

4.2.1 Scelta dell'ampiezza degli intervalli nell'istogramma

Mantenendo l'intervallo iniziale d'interpolazione ovvero in termini di massa invariante da $1.75 \text{ GeV}/c^2$ a $2.00 \text{ GeV}/c^2$ si è analizzato per ciascuno spettro ogni possibile valore della funzione *Rebin*, da 2 fino ad un massimo di 9.

È stata considerata la probabilità d'interpolazione come criterio di confronto per la bontà del fit nei vari casi di *binning*. Testando per valori sempre crescenti della funzione *Rebin*, si nota, per alcuni spettri, che oltre un certo valore la probabilità scende ad ordini di grandezza inferiori a 10^{-4} . Dunque cercando dei valori ottimali se ne ottengono da uno a tre possibili per ogni spettro, utilizzando come criterio ulteriore la qualità dal punto di vista della forma gaussiana dell'interpolazione dei dati sperimentali.

Si nota che per il caso con background lineare spesso il valore di *binning* ottimale è 1, ovvero lasciando l'istogramma invariato al suo stato originale. L'analisi del fit al variare del *binning* per il fit con background lineare non mostra significativi miglioramenti rispetto al caso iniziale.

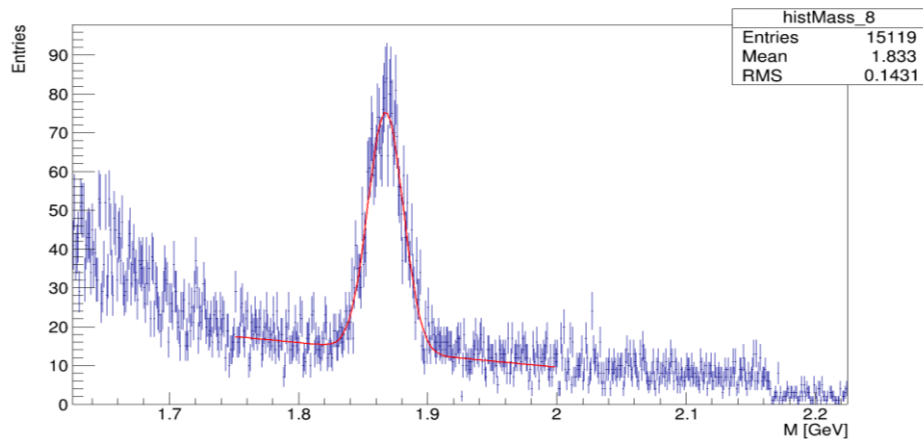


Figura 20: Fit con background lineare per lo spettro numero 8.

Invece per $p_T = 7.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ la probabilità massima ottenibile è dell'ordine di 10^{-3} , identica al caso senza miglioramenti del fit, nonostante sia uno spettro abbastanza centrale e per cui, come si può notare in figura 20, graficamente vi sia una buona interpolazione.

Sebbene vi siano casistiche differenti riguardo l'efficienza del processo di *binning*, è facilmente verificabile che per ogni spettro la probabilità rimane uguale o aumenta rispetto a quella dello stesso spettro nel caso di interpolazione sull'istogramma originale.

4.2.2 Range ottimale

Inizialmente senza applicare alcun *binning*, si è cercato il range di interpolazione ottimale per ciascuno spettro. Questa procedura è stata fatta fissando un estremo dell'intervallo, al variare dell'altro, per tutti i possibili valori dell'estremo inferiore da $1.70 \text{ GeV}/c^2$ a $1.84 \text{ GeV}/c^2$, e di quello superiore da $1.89 \text{ GeV}/c^2$ a $2.05 \text{ GeV}/c^2$. È stato fatto con discretizzazione 0.02, per entrambi gli estremi, per un totale di 720 iterazioni per entrambi i background. In particolare per ogni valore di estremo inferiore fissato è stato selezionato l'estremo superiore ottimale, ed infine tra i vari intervalli ottenuti una stima del range migliore.

Nello specifico, fissato un minimo, la scelta del relativo massimo è stata fatta con il seguente metodo:

- fra tutti i valori di massimo possibile, in termini di probabilità del fit, si sono scartate quelle soluzioni che portassero a probabilità minori di 10^{-3} per spettri critici (ad esempio il primo e gli ultimi due);
- poi, tra i vari estremi superiori non scartati, guardando i singoli spettri, si sono eliminate le soluzioni che fossero di ordini di grandezza inferiore in termini di probabilità;
- infine tra i massimi rimasti si sono tenuti i range con probabilità mediamente più alta per tutti gli spettri, cosciente del fatto che la probabilità di convergenza è una

stima della qualità del fit e non una grandezza fisica, e che inoltre il range è discretizzato.

Si nota, a conferma del metodo utilizzato, che per ogni estremo inferiore il relativo estremo superiore ottenuto è sempre intorno a 1.89-1.91.

Selezionando quindi il minimo che portasse ad un'interpolazione migliore, si è ottenuto l'intervallo ottimale da $1.82 \text{ GeV}/c^2$ a $1.91 \text{ GeV}/c^2$, sia per l'interpolazione con background lineare sia per quella con background esponenziale.

4.3 Parametri stimati

Unendo poi le informazioni ottenute con la ricerca dei valori migliori per il *binning* con la stima del range ottimale, si ottiene un fit migliorato.

Si può tuttavia cercare di allargare l'intervallo d'interpolazione, dal momento che il range ottenuto è stato ricavato con un processo discretizzato. Si è provato quindi con dei valori di estremo inferiore e superiore vicini a quelli stimati, entro la discretizzazione di 0.02.

Quest'ultima procedura risulta essere inefficace per l'interpolazione con background lineare, perché in tal caso per gli ultimi canali il fit non interpola i dati, arrivando a probabilità ben inferiori a 10^{-5} .

Un buon range invece per il fit con background esponenziale risulta essere da $1.81 \text{ GeV}/c^2$ a $1.92 \text{ GeV}/c^2$, con probabilità fino a 0.96 per gli ultimi canali.

4.3.1 Probabilità del fit

In tabella 2 sono riportate le probabilità, nel caso iniziale riferito al paragrafo 4.1, confrontate con quelle ottenute dal metodo migliorato appena introdotto.

N. spettro	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
p_{τ} [GeV/c]	1.5 ± 0.5	2.5 ± 0.5	3.5 ± 0.5	4.5 ± 0.5	5.5 ± 0.5	6.5 ± 0.5	7.5 ± 0.5	10 ± 2	14 ± 2	18 ± 2
Background lineare										
χ^2 / ndf	0.93	1.07	1.10	1.00	0.96	0.98	1.24	1.02	1.14	1.34
Probabilità iniziale	0.65	0.21	0.13	0.51	0.65	0.56	0.006	0.41	0.06	0.0003

Probabilità del fit migliorato	0.91	0.32	0.81	0.61	0.82	0.59	0.33	0.77	0.05	0.55
Background esponenziale										
χ^2 / ndf	0.88	1.04	1.10	1.00	0.97	0.98	1.23	1.01	1.15	1.34
Probabilità iniziale	0.79	0.32	0.13	0.51	0.64	0.56	0.007	0.42	0.05	0.0003
Probabilità del fit migliorato	0.91	0.69	0.76	0.58	0.55	0.44	0.74	0.94	0.97	0.96

Tabella 2: Confronto delle probabilità iniziali e nel caso di fit migliorato per background lineare ed esponenziale.

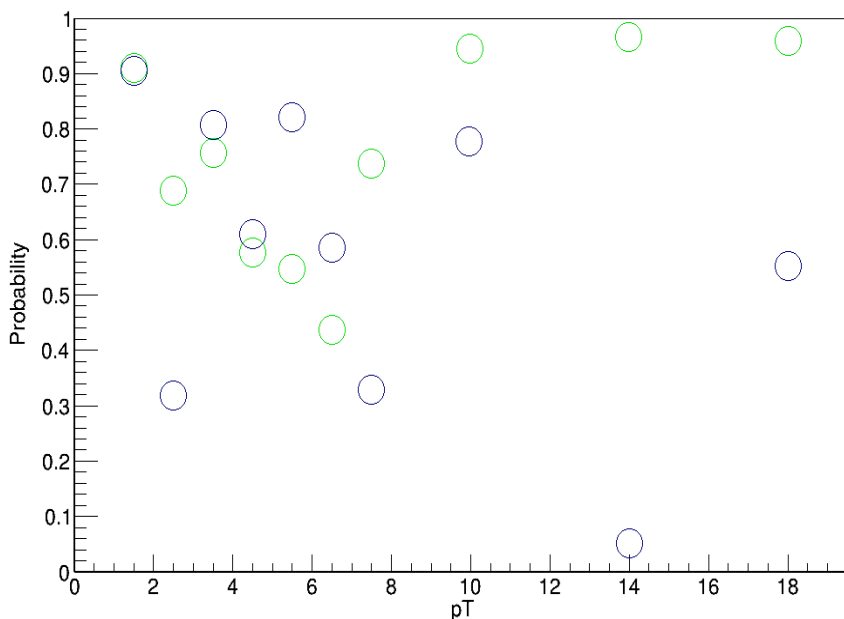


Figura 21: Valori di probabilità finali per entrambi i background.

Osservando la figura 21 si nota che la probabilità per il background esponenziale (verde) è inferiore a quella per il background lineare (blu) solo per i valori di momento trasverso pari a $p_T = 5.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ e $p_T = 6.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ corrispondenti agli spettri numero 6 e 7, mentre per i restanti spettri è simile se non di molto maggiore, in particolare per gli ultimi quattro.

Valutando la probabilità media per entrambi i background come parametro di confronto risulta che per i fit con background esponenziale è di 0.85 contro un 0.59 del background lineare.

Si può inoltre dire che per gli ultimi spettri e per i primi tre, il miglioramento del fit sia risultato molto efficiente, con probabilità maggiori di 0.9.

4.3.2 Confronto dell'area stimata tramite fit con l'integrale dei conteggi

Per verificare l'accuratezza della convergenza dei fit si è fatto un confronto tra il numero di eventi stimato grazie all'integrale sul fit, da $\hat{x} - 3\sigma$ a $\hat{x} + 3\sigma$, ed il conteggio del numero di eventi ottenuto tramite *bin counting* sull'istogramma nello stesso intervallo.

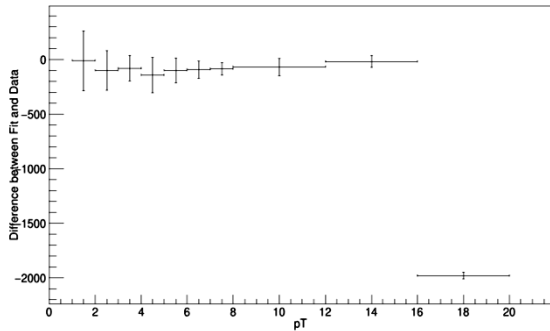


Figura 22: Differenza del conteggio del numero di eventi per tutti gli spettri con background lineare.

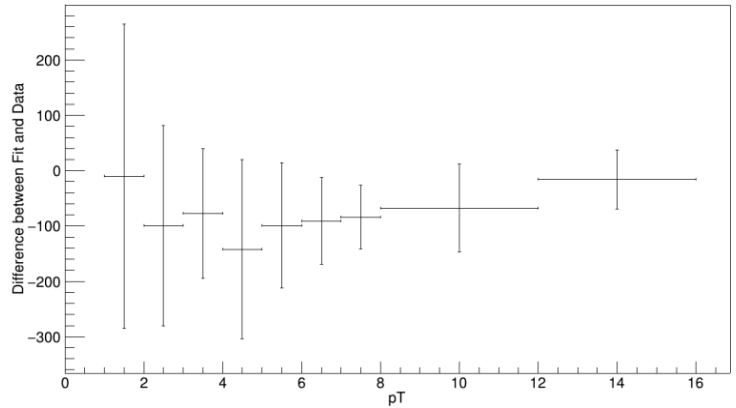


Figura 23: Differenza del conteggio del numero di eventi con background lineare, escluso l'ultimo spettro.

Osservando la figura 22 si nota che per il background lineare per $p_T = 18 \pm 2 \text{ GeV}/c$ la differenza del conteggio del numero di eventi assume valori considerevoli raggiungendo ordini di grandezza di 10^3 .

Osservando gli altri spettri invece (figura 23) si nota una maggiore differenza intorno agli spettri centrali, per cui però non supera comunque il valore di 350 (dove per esempio per lo spettro numero 5, con un totale di circa $2.5 \cdot 10^4$ eventi nell'intervallo considerato, corrisponde al 1.4%).

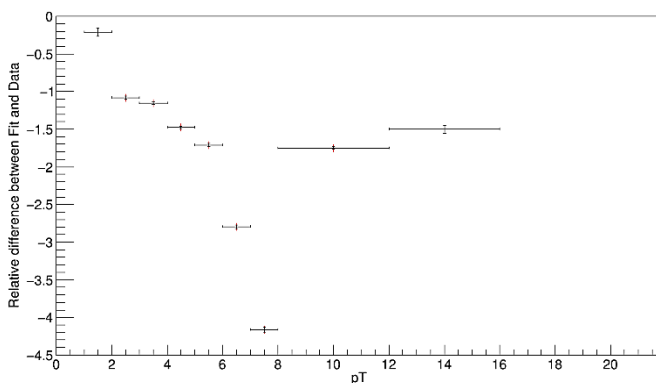


Figura 24: Differenza relativa del conteggio del numero di eventi con background lineare, escluso l'ultimo spettro.

In figura 24 vi è la differenza relativa per ogni spettro, escluso l'ultimo, e si nota una sistematica sottostima intorno al 1-2%, maggiormente pronunciata per alcuni spettri, rientrando nel 5%.

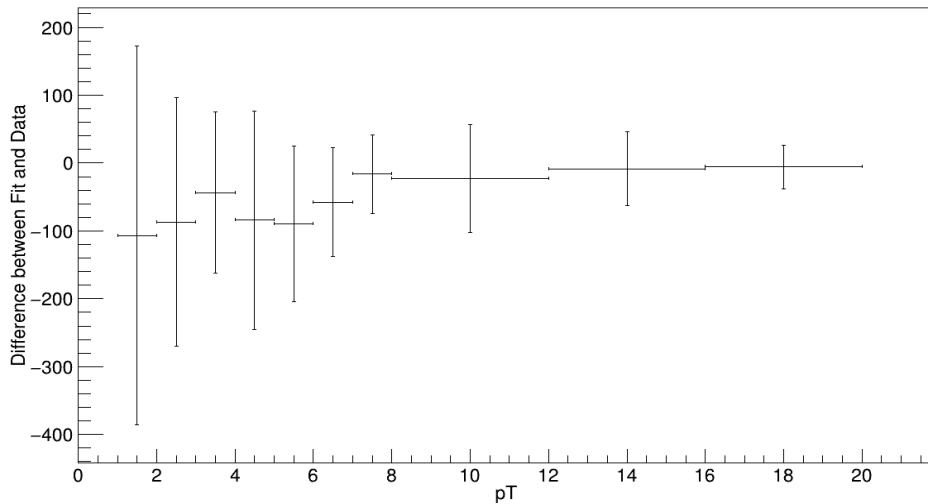


Figura 25: Differenza assoluta del conteggio del numero di eventi nel caso di background esponenziale

Invece per il fit con background esponenziale (figura 25) la differenza risulta molto minore per l'ultimo spettro (anche rispetto al caso iniziale) con valori più centrati intorno ad un valore nullo.

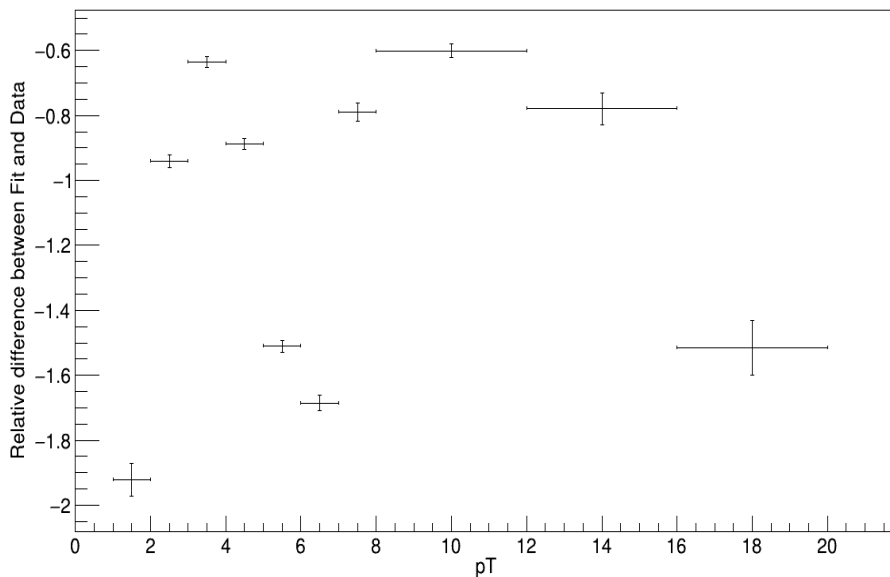


Figura 26: Differenza relativa per il background esponenziale

Si nota ancora meglio osservando la figura 26, che illustra la differenza relativa, i cui valori, compreso anche l'ultimo spettro, non superano il 2%.

Si nota quindi, per tutti i fit con entrambi i background, una sistematica sottostima dell'area valutata col fit rispetto al metodo del bin counting.

4.3.3 Analisi della stabilità della posizione del picco di massa invariante

Confrontando i valori delle posizioni del picco di massa invariante ottenuti nelle condizioni ottimali per entrambi i background si nota che essi sono compatibili tra loro per ogni spettro.

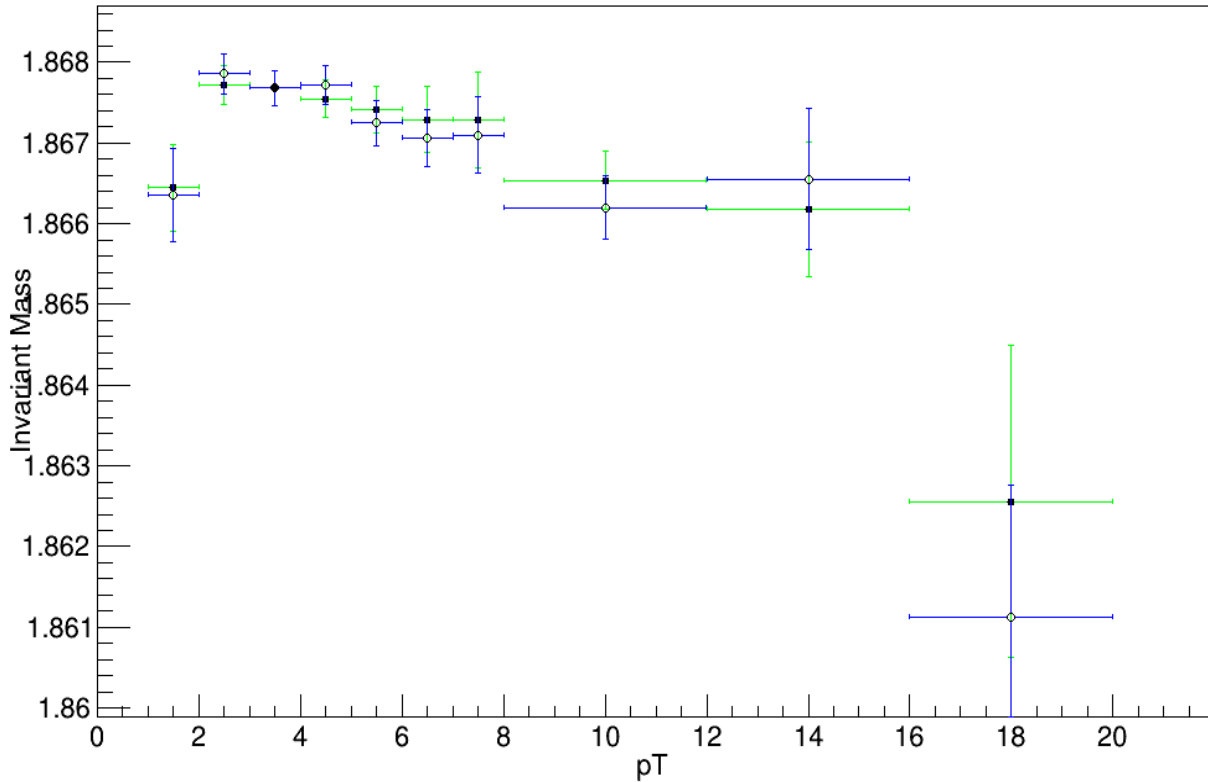


Figura 27: Stime della massa invariante di D^0 nei vari casi di momento trasverso

In figura 27 sono riportate le stime per entrambi i background. La stima con background lineare (blu) rientra sempre nella stima con errore del background esponenziale (verde).

Si nota però che i valori del picco di massa invariante non sono costanti e dipendono dall'intervallo di momento trasverso scelto. Questo effetto sistematico è associato alla procedura di ricostruzione dei dati ed è noto nelle analisi di ALICE.

Si può dunque dedurre, sia in termini di probabilità sia in termini di coerenza con il numero di eventi, che il fit con background esponenziale risulti preferibile a quello con background lineare.

Verifica delle proprietà statistiche dei risultati dei fit

In questa parte della tesi sono stati utilizzati spettri di collisioni p-Pb con un numero più elevato di eventi, creati utilizzando 31 *run* suddivisi in 10 gruppi per simile numero di eventi (dell'ordine del milione), e quindi creati degli spettri secondo gli intervalli di momento trasverso utilizzati precedentemente.

Si è ottenuto così degli spettri con una statistica più elevata a cui poter applicare le stesse condizioni di fit con background esponenziale in condizioni ottimali di range d'interpolazione e ampiezza degli intervalli nell'istogramma.

Si è verificata la stabilità delle condizioni di presa dati valutando la distribuzione di alcune grandezze, confrontate con le medie dei rispettivi valori dei singoli spettri di tutta la distribuzione; in particolare si sono considerati i parametri di media, varianza e area in condizioni di momento trasverso $p_T = 4.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ e $p_T = 10 \pm 2 \text{ GeV}/c$, corrispondenti rispettivamente agli spettri 5 e 9 di ognuno dei 10 gruppi. L'analisi è stata eseguita sulla base dei risultati ottenuti nella prima parte della tesi.

5.1 Confronto tra istogramma e singoli spettri

Si è quindi fatto degli istogrammi raccogliendo tutti gli spettri nelle medesime condizioni di momento trasverso, ottenendo da essi il valor medio della distribuzione di un determinato parametro e la deviazione quadratica media, confrontati con la media dei corrispondenti valori degli spettri.

Questo per verificare la bontà delle proprietà statistiche utilizzate in precedenza e sia per verificare l'eventuale presenza di errori sistematici nei dati utilizzati.

5.1.1 Media

Valutando la distribuzione del parametro media per le due condizioni di momento trasverso si è trovato che i valori ottenuti dalla distribuzioni per $p_T = 4.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ sono centrati intorno alla media dei valori stimati dai singoli fit, lo stesso per la distribuzione quadratica media dell'istogramma paragonata alla media degli errori sulla stima del parametro.

In figura 28 si vede come è stato separato l'istogramma in 10 canali in funzione dei valori possibili della posizione del picco di massa invariante del D^0 .

Per il primo caso di momento trasverso si nota una distribuzione attorno al valore centrale di $1.868 \text{ GeV}/c^2$ con RMS di $0.001 \text{ GeV}/c^2$.

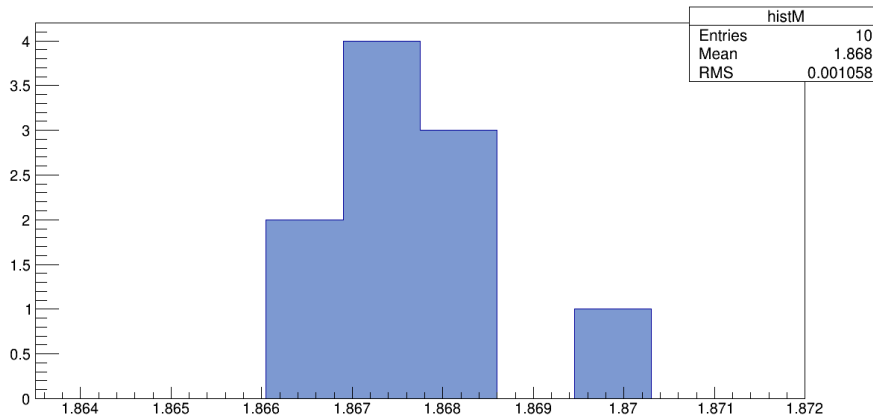


Figura 28: Istogramma della distribuzione del picco di massa invariante per $p_T = 4.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$.

Per il caso di $p_T = 10 \pm 2 \text{ GeV}/c$ non risulta distribuito come il caso precedente, però comunque riporta dei valori di media e deviazione quadratica media che rispecchiano le corrispondenti medie dei singoli spettri nelle medesime condizioni di momento trasverso. I dati sono riportati nella tabella riassuntiva finale (tabella 3).

5.1.2 Varianza

Lo stesso confronto è stato fatto per i valori del parametro sigma associato ai fit ottenuti da ogni spettro nella stessa condizione di momento trasverso. I valori risultano confrontabili sia per $p_T = 4.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c$ sia per $p_T = 10 \pm 2 \text{ GeV}/c$, dove però in questo caso risulta leggermente migliore la distribuzione delle varianze nel caso di momento trasverso $p_T = 10 \pm 2 \text{ GeV}/c$.

Separando in 10 canali in termini di varianza ottenuta (tra 0.008 e 0.02), come mostrato in figura 29, si ottiene una distribuzione centrata intorno a $0.014 \text{ GeV}/c^2$ con RMS di $0.001 \text{ GeV}/c^2$.

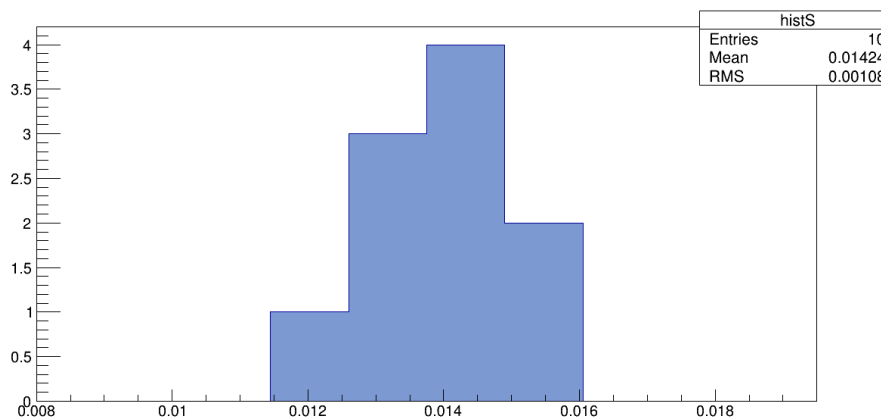


Figura 29: Istogramma della distribuzione del parametro σ per $p_T = 10 \pm 2 \text{ GeV}/c$.

5.1.3 Area

Infine è stata fatta la procedura di confronto anche per l'area sottostante ai fit dei vari spettri, normalizzata al numero di eventi associate al primo dei gruppi creati, fattore che esprime il conteggio del numero di eventi associati al segnale in rapporto al numero di collisioni.

Per quanto riguarda il confronto tra la media su tutti gli spettri e l'istogramma sulla distribuzione risulta che i valori medi sono confrontabili con le medie degli istogrammi. Invece per quanto riguarda le medie degli errori associati al parametro area risulta che esse sono minori della deviazione quadratica media dei due istogrammi, il che permette di dedurre la possibile presenza di un errore sistematico il quale avrebbe portato ad una distribuzione più allargata. Questo necessiterebbe di ulteriore analisi perché potrebbe anche essere dovuto ad una statistica non sufficientemente elevata o ad altri fattori.

5.1.4 Dati ottenuti

p_T [GeV/c]		Media [GeV/c]		Varianza [GeV/c]		Area [adim.]	
		Istogramma	Campioni	Istogramma	Campioni	Istogramma	Campioni
4.5 ± 0.5	Valore	1.868	1.868	0.012	0.012	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-5}$
	RMS	0.001	0.001	0.002	0.002	$0.5 \cdot 10^{-5}$	$0.2 \cdot 10^{-5}$
10 ± 2	Valore	1.866	1.866	0.014	0.015	$8.8 \cdot 10^{-6}$	$8.7 \cdot 10^{-6}$
	RMS	0.001	0.002	0.001	0.002	$1.9 \cdot 10^{-6}$	$0.8 \cdot 10^{-6}$

Tabella 3: Valori ottenuti dagli istogrammi sulla distribuzione dei parametri utilizzati e relative medie.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state studiate le condizioni ottimali per fittare i picchi di massa invariante delle particelle D^0 in istogrammi di diverso momento trasverso.

È stato trovato che la funzione di fit più stabile sul range di momento considerato è costituita da una gaussiana sovrapposta ad un fondo di tipo esponenziale, per la quale sono stati ottimizzati il range di fit e l'ampiezza dell'intervallo degli istogrammi.

L'analisi dei parametri si è dimostrata stabile anche su campioni di dati presi su intervalli relativamente lunghi.

La seconda parte di tesi ha permesso di notare la presenza di un possibile errore sistematico riguardo la distribuzione dei dati che necessiterebbe ulteriore analisi.

Si sono evidenziati infine alcuni aspetti sistematici già noti nelle analisi di ALICE, ovvero una dipendenza della posizione del picco delle D^0 dal momento trasverso selezionato e una leggera sottostima dell'area della gaussiana estratta dal fit rispetto all'integrale del picco estratto con la tecnica del bin counting.

Bibliografia

- [1] A. Dubla, *Elliptic flow at different collision stages*, CERN-THESIS-2016-054
- [2] http://homepages.uni-regensburg.de/~sow28704/ftd_lqcd_ss2012/ftd_lqcd_ss2012.html
- [3] Gines Martinez, *Advances in Quark Gluon Plasma*, Subatech CNRS/IN2P3, Ecole des Mines de Nantes, Université de Nantes, France, arXiv:1304.1452v1
- [4] Reinhard Stock, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, arXiv:0807.1610v1 [nucl-ex]
- [5] J. Wagner, *Electrons from decays of open charm and beauty hadrons in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt
- [6] ALICE Collaboration, *Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE* arXiv:1301.4361v3 [nucl-ex]
- [7] ALICE Collaboration, *Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, arXiv:1208.2711v3 [hep-ex]
- [8] <https://www.researchgate.net>
- [9] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, European Organization for Nuclear Research, 2008 JINST 3 S08001
- [10] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>
- [11] <http://www.hep.upenn.edu/~johnda/Papers/vC/LHC.pdf>
- [12] Mattia Faggin, *Misura di elettroni da decadimenti di adroni con charm e beauty in collisioni Pb-Pb a LHC con ALICE*, Università degli Studi di Padova
- [13] ALICE Collaboration, *Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks*, arXiv:1001.0502v4
- [14] ALICE Collaboration, *Light-flavour identified charged-hadron production in pp and Pb-Pb collisions at the LHC*, arXiv:1304.0899[hep-ex]
- [15] *Particle identification* - Lippmann, Christian Nucl.Instrum.Meth. A666 (2012) 148-172 arXiv:1101.3276 [hep-ex]
- [16] http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_TOF.html - The ALICE Time of Flight Detector
- [17] ALICE Collaboration, *Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC*, arXiv:1610.03055 ; CERN-EP-2016-253
- [18] ALICE Collaboration, *Performance of the ALICE VZERO system*, arXiv:1306.3130v2
- [19] C. Bianchin, A. Dainese, C. di Giglio, A. Rossi, C. Zampolli, *Preparation for the $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ analysis in pp collisions: yield measurement and correction for efficiency*, CERN, Internal NOTE, ALICE-INT-2010-0XX

L'analisi dati e le figure, dalla 15 alla 29, sono state realizzate con il software ROOT v5.34/30 .