



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

**Misura della produzione di particelle D^0 in collisioni p-Pb a
LHC con ALICE**

Candidato:

Marco D'Andrea

Matricola 1051393

Relatore:

Marcello Lunardon

Correlatore:

Cristina Terrevoli

Anno Accademico 2014-2015

Indice

Introduzione	5
1 Il Quark-Gluon Plasma e la Fisica degli Ioni Pesanti	7
1.1 La Quantum Chromodynamics e l'interazione forte	7
1.2 Il confinamento e il QGP	8
1.3 Trattazione termodinamica e QCD su reticolo	9
1.4 Requisiti per la formazione del QGP	10
1.5 La perdita di energia nel mezzo e le collisioni p-Pb	10
2 L'esperimento ALICE	13
2.1 Layout del rivelatore	13
2.1.1 Inner Tracking System (ITS)	13
2.1.2 Time Projection Chamber (TPC)	15
2.2 I decadimenti D^0 e la loro misura in ALICE	15
3 Analisi e selezione del segnale	17
3.1 Gli eventi Monte Carlo: la simulazione della risposta del rivelatore e la ricostruzione delle tracce	17
3.2 La selezione di segnale e background	18
3.3 Le grandezze utilizzate per la selezione del segnale	19
3.3.1 L'impulso trasverso	19
3.3.2 Il coseno del <i>pointing angle</i>	20
3.3.3 Il prodotto dei parametri d'impatto	21
3.4 Lo studio della <i>significance</i> in funzione dei tagli	21
3.5 Verso l'analisi dei dati reali	22
Conclusioni	27

Introduzione

Le collisioni fra ioni pesanti ultra-relativistici sono il mezzo ideale per studiare la materia in condizioni estreme in termini di densità energetica. Lo scopo di questo tipo di esperimenti è raggiungere temperature e densità talmente elevate che i quark, i costituenti primari della materia, sfuggono allo stato di confinamento che li imprigiona all'interno degli adroni: la fase raggiunta dalla materia in questa situazione prende il nome di *Quark-Gluon Plasma* (QGP). Si ritiene che questo sia la fase dominante in cui si è trovato l'Universo fino a circa $10 \mu\text{s}$ dopo il Big Bang.

La ricerca sperimentale di questo stato della materia inizia negli anni '80 con i primi esperimenti all'*Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) del BNL e al *Super Proton Synchrotron* (SPS) del CERN, dove inizialmente vengono accelerati nuclei leggeri (S e Si rispettivamente) e si realizzano collisioni ultrarelativistiche tra nuclei più pesanti (Au e Pb). Questi esperimenti mettono in luce nuovi fenomeni, come l'incremento della produzione di particelle a stranezza multipla e la soppressione della J/Ψ , interpretabili come segnali di una transizione della materia dallo stato ordinario al QGP.

Per studiare a fondo le proprietà di questo nuovo stato della materia sono necessarie energie maggiori, raggiunte inizialmente con il *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) al BNL e oggi con l'esperimento *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) nell'ambito del *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN di Ginevra.

Questa tesi si propone di analizzare un campione di dati provenienti dall'esperimento ALICE per misurare il mesone D^0 , uno dei più adatti per studiare la produzione del quark charm: si tratta infatti di uno stato *open charm*, cioè costituito da un quark *charm* e un quark leggero, ed è uno dei segnali utili per la comprensione delle proprietà del QGP. I tre quark pesanti (charm, beauty e top), di cui il charm è il più leggero, vengono prodotti principalmente in collisioni con alto momento trasferito nelle prime fasi del processo e attraversano quindi il plasma interagendo con esso: l'informazione di tali interazioni è trasportata nello stato finale, rappresentato dagli adroni che contengono i quark pesanti. Obiettivo finale della tesi è ricavare una misura di produzione di particelle D^0 attraverso la ricostruzione dei suoi decadimenti in kaoni e pioni carichi, analizzando la topologia del decadimento per sfruttare al meglio le potenzialità dei rivelatori di tracciamento di ALICE.

Capitolo 1

Il Quark-Gluon Plasma e la Fisica degli Ioni Pesanti

1.1 La Quantum Chromodynamics e l'interazione forte

Grazie ad esperimenti volti a studiare il comportamento delle particelle elementari, è emerso un quadro via via più preciso sulle caratteristiche della materia adronica e dell'interazione forte. Esse possono essere riassunte nei seguenti punti:

- Gli adroni sono composti da particelle puntiformi dette *quark*, che esistono in 6 *sapori* descritti nella tabella 1.1. Gli adroni possono essere catalogati sulla base del loro contenuto adronico: in particolare i *barioni* sono composti da 3 quark, mentre i *mesoni* sono costituiti da una coppia quark-antiquark (ad esempio il mesone D^0 è costituito da un quark charm e un antiquark up).

Quark - Spin = 1/2

Sapore	Massa	Carica elettrica
up (<i>u</i>)	2.4 MeV	2/3
down (<i>d</i>)	4.8 MeV	-1/3
charm (<i>c</i>)	1.27 GeV	2/3
strange (<i>s</i>)	104 MeV	-1/3
top (<i>t</i>)	171.2 GeV	2/3
bottom (<i>b</i>)	4.2 GeV	-1/3

Tabella 1.1: Tipi di quark e loro caratteristiche

- I quark possiedono una carica forte detta *colore* che esiste in tre varietà: rosso, blu e verde. I mediatori dell'interazione forte sono particelle prive di massa dette *gluoni*. L'intensità dell'interazione fra i quark all'interno di un adrone aumenta con la distanza e questo impedisce di separarli: la materia ordinaria non presenta cariche di colore nette.

- La costante di accoppiamento dell'interazione forte α_s dipende dall'energia a cui avviene un determinato processo, ovvero dal momento scambiato nel processo, e tende a zero ad alte energie (*libertà asintotica*).

1.2 Il confinamento e il QGP

Il comportamento di quark e gluoni è descritto dalle leggi della *Quantum Chromodynamics* (QCD). Nella materia ordinaria non è possibile osservare quark isolati: essi si trovano sempre confinati all'interno di adroni che non portano carica di colore (ad esempio i quark up e down costituiscono protoni e neutroni). Ciò è dovuto al fatto che i gluoni stessi trasportano carica di colore, a differenza di quanto avviene per i fotoni nell'ambito dell'interazione elettromagnetica. I fotoni infatti sono neutri, pertanto quando due cariche elettriche vengono allontanate le linee di campo si estendono in tutto lo spazio e l'intensità della forza elettrica diminuisce con la distanza. Invece quando si cerca di allontanare due quark, la carica di colore trasportata dai gluoni fa sì che le linee di campo dell'interazione forte rimangano confinate all'interno di una 'stringa' e quindi l'intensità della forza aumenta con la distanza. Il potenziale dell'interazione forte può allora essere modellizzato nel seguente modo:

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

ove $\alpha_s(r)$ è la costante di accoppiamento dell'interazione forte, k è detta *tensione della stringa* e r è la distanza tra i due quark. Ne segue che aumentando la distanza, si arriva al punto in cui per il sistema è più energeticamente conveniente produrre un'altra coppia quark-antiquark con cui formare due nuovi adroni insieme ai due quark originari. Questo fenomeno prende il nome di *confinamento*.

Ciononostante, la materia adronica presenta comportamenti differenti a seconda delle condizioni di densità barionica (numero di barioni meno numero di antibarioni per unità di volume) e temperatura, come rappresentato nel diagramma di fase in figura 1.1. La materia nucleare ordinaria si ha per basse temperature e densità barionica circa uguale a 1. Aumentando la densità di energia per riscaldamento o per compressione si raggiunge la fase di gas adronico, in cui i nucleoni possono interagire fortemente formando pioni, stati eccitati o altri adroni. Per valori molto elevati di densità energetica si raggiunge lo stato di QGP, in cui la densità di partoni (quark e gluoni) diventa talmente alta che non ha più senso parlare di appartenenza ad un adrone. Inoltre poiché le distanze reciproche fra quark sono trascurabili, l'interazione forte non ha effetto sui quark, che possono quindi muoversi liberamente.

Questo fenomeno può essere assimilato al *Debye screening* che avviene nell'ambito dell'interazione elettromagnetica: in un ambiente ad alta densità elettrica, il potenziale che lega un elettrone all'atomo a cui appartiene è schermato dalle cariche circostanti e decade esponenzialmente all'aumentare della distanza, con parametro caratteristico r_D , detto *raggio di Debye*, inversamente proporzionale alla densità di carica del sistema: se quest'ultima è sufficientemente grande da rendere il raggio di Debye minore del raggio atomico, l'elettrone non risulta più legato all'atomo. Allo stesso modo, un sistema ad alta densità di colore produce una schermatura del potenziale di interazione forte:

consiste in un approccio non perturbativo tramite la discretizzazione in punti dello spaziotempo. Calcoli di questo tipo permettono di stimare temperatura e densità di energia necessarie affinché possa avvenire la transizione di fase al QGP.

1.4 Requisiti per la formazione del QGP

Alla luce delle precedenti osservazioni, i requisiti per la formazione del QGP possono essere riassunti nei seguenti punti:

- Per poter utilizzare variabili macroscopiche il sistema deve essere costituito da particelle ed essere esteso rispetto al raggio dell'interazione forte (dell'ordine del fm). Un esempio ideale è costituito dalle collisioni ad alta energia tra ioni pesanti.
- L'utilizzo di argomenti termodinamici richiede che il sistema raggiunga l'equilibrio termodinamico locale, ovvero deve vivere per un tempo lungo rispetto alla scala delle interazioni forti affinché le collisioni consentano la termalizzazione. Di nuovo la situazione ideale è fornita dalle collisioni ad alta energia tra nuclei pesanti.
- I calcoli di QCD dimostrano che la densità di energia necessaria per la formazione del QGP è dell'ordine di $0.3-1.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, equivalente ad una temperatura critica di circa 170 MeV. Si dimostra che tali condizioni possono essere raggiunte in collisioni nucleo-nucleo con $\sqrt{s_{NN}}$ maggiore di 10 GeV.

Poiché queste condizioni non sono verificate contemporaneamente nel caso in cui almeno uno dei proiettili sia un protone, i risultati di collisioni tra ioni pesanti (ad esempio $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$) vengono confrontati con quelli relativi a collisioni protone-protone e protone-nucleo allo scopo di individuare evidenze della transizione di fase.

1.5 La perdita di energia nel mezzo e le collisioni p-Pb

I quark pesanti (*charm* e *beauty* in particolare) costituiscono sonde ideali per lo studio delle proprietà del mezzo prodotto in seguito alle collisioni fra nuclei: essi infatti vengono prodotti in processi di scattering con alto momento trasferito nelle prime fasi della collisione. La loro produzione quindi non risente degli effetti del mezzo, ma la loro storia successiva ne è fortemente influenzata.

In assenza di effetti nucleari di stato iniziale ed effetti di stato finale dovuti al mezzo generato, una collisione nucleo-nucleo si comporterebbe come una sovrapposizione indipendente di collisioni binarie nucleone-nucleone. I quark pesanti così generati si propagano nel mezzo formatosi e perdono energia tramite interazioni forti: questa perdita di energia dipende dalle proprietà del mezzo e ci si aspetta che sia maggiore nel caso di deconfinamento.

Una quantità osservata è la produzione di mesoni D ad alto momento trasverso p_t (relativamente al fascio): il rapporto tra la produzione di particelle per evento nel caso di collisioni Pb-Pb e la produzione nel caso di collisioni p-p scalato

sul numero di collisioni binarie (ovvero il *nuclear modification factor* R_{AA}) dovrebbe valere 1 al variare di p_t in assenza di effetti nucleari e dovuti al mezzo. Nelle collisioni centrali invece si osserva una forte riduzione della produzione di particelle per momenti maggiori di 2 GeV/ c .

Per comprendere completamente questi risultati è necessario distinguere tra gli effetti nucleari di stato iniziale e finale mediante lo studio delle collisioni p-Pb, assumendo che in questo caso non si abbia formazione di QGP [1]. In particolare, gli effetti di stato iniziale comprendono:

- *Nuclear shadowing*. Le distribuzioni di quark e gluoni all'interno di nucleoni legati vengono modificate in funzione della frazione di momento longitudinale del partone x e del numero di massa A : ciò può modificare significativamente la produzione di mesoni D a basso impulso trasverso. Questo effetto può essere descritto attraverso calcoli basati sulla variazione delle funzioni di distribuzione dei partoni (PDF) [4–6] oppure tramite la teoria del *Color Glass Condensate* (CGC) [7–10].
- *Perdita di energia nello stato iniziale*. I partoni possono perdere energia tramite radiazione (*initial-state radiation*) nelle fasi iniziali della collisione, prima della formazione del mezzo e della produzione di charm, modificando l'energia del centro di massa del sistema. Inoltre, a causa dello scattering multiplo, dovuto al fatto che i partoni urtano con un sistema costituito da un grande numero di nucleoni, la distribuzione dell'impulso trasverso dei partoni si allarga (*k_t broadening*) [11–13].

Oltre a permettere la comprensione di questi fenomeni, il confronto delle collisioni nucleo-nucleo con le collisioni p-Pb permette di analizzare gli effetti di stato finale: in particolare in questi ultimi processi non si verifica la forte soppressione della produzione di adroni pesanti ad alti valori di p_t che si ha invece nelle collisioni Pb-Pb. Si deduce quindi che tale soppressione è attribuibile agli effetti del mezzo, tra cui la perdita di energia dei prodotti che lo attraversano.

Capitolo 2

L'esperimento ALICE

ALICE è l'acronimo di *A Large Ion Collider Experiment*: ospitato presso il CERN, si tratta di uno dei maggiori esperimenti al mondo riguardanti la fisica della materia su scala microscopica. È concepito per essere un rivelatore nel quale la maggior parte degli adroni, leptoni e fotoni prodotti nell'interazione possa essere identificata e misurata ed è ottimizzato per tracciare ed identificare particelle in un range molto vasto di momento trasverso.

2.1 Layout del rivelatore

L'apparato di ALICE è rappresentato in figura 2.1 ed è costituito da:

- Una sezione centrale ove vengono misurati gli adroni carichi e gli elettroni. L'*Inner Tracking System* (ITS), la *Time Projection Chamber* (TPC) e il *Transition Radiation Detector* (TRD) consentono di individuare diversi punti di passaggio della particella, fornendo informazioni precise sulla traiettoria. I rivelatori sono immersi in un campo magnetico di 0.5 T prodotto da magneti solinoidali, il cui effetto sulle traiettorie consente la misura del momento delle particelle. Il *Time of Flight* (TOF) consente di misurare la velocità delle particelle. Fanno parte di questa sezione l'*High Momentum Particle Identification Detector* (HMPID), ossia un rivelatore Cherenkov, il *Photon Spectrometer* (PHOS), ovvero un calorimetro elettromagnetico.
- Uno spettrometro muonico ad alta rapidità progettato per studiare l'intero spettro delle risonanze dei quark pesanti.

Di seguito sono descritti i detector di principale interesse per la tesi, ovvero l'ITS e la TPC, che consentono di ricostruire il vertice di interazione e il vertice secondario.

2.1.1 Inner Tracking System (ITS)

L'obiettivo di questo sistema, illustrato in figura 2.2, è identificare i decadimenti di particelle con brevissimo tempo di vita, misurandone la posizione con una precisione di un decimo di millimetro. Esso consente di:

1. ricostruire il vertice primario e i vertici secondari con alta risoluzione.

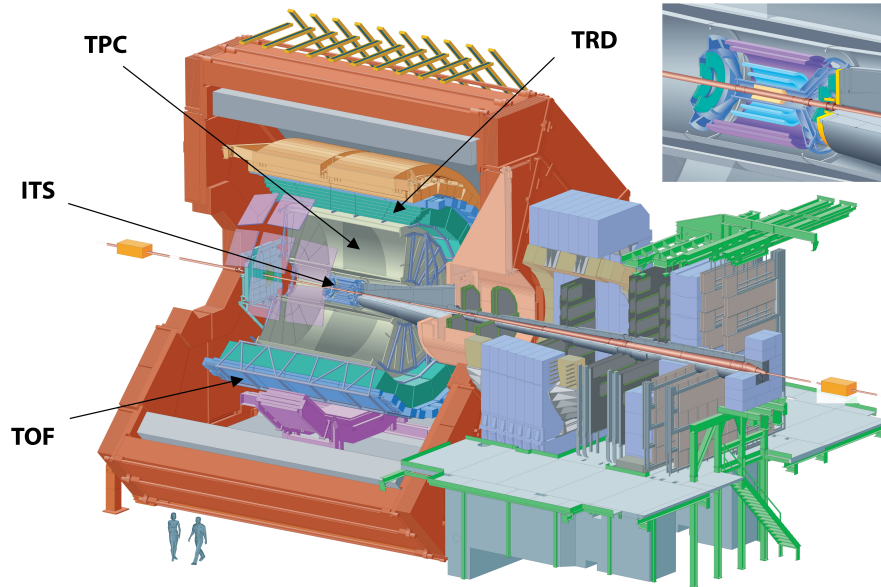


Figura 2.1: Struttura del rivelatore ALICE

2. ricostruire le tracce per l'identificazione delle particelle a basso p_t , che non entrano nella TPC a causa del campo magnetico.
3. migliorare la risoluzione della misura di momento trasverso delle particelle che attraversano la TPC.

L'ITS è costituito da sei strati concentrici di rivelatori al silicio: due strati di *Silicon Pixel Detectors* (SPD), due strati di *Silicon Drift Detectors* (SDD) e due strati di *Silicon Strip Detectors* (SSD). Data l'elevata densità di particelle attesa nelle collisioni con ioni pesanti (ALICE è stato progettato per sostenere fino a 8000 particelle cariche per unità di rapidità), negli strati più interni sono stati scelti rivelatori al silicio con alta granularità per consentire una ricostruzione ottimale dei vertici secondari: in particolare i rivelatori a pixel consentono un'ottima risoluzione spaziale in condizioni ove la densità di tracce supera le 50 tracce/cm². A distanze maggiori le richieste sono meno rigide, pertanto sono stati scelti rivelatori a microstrip con lettura a doppia faccia allo scopo di eliminare le ambiguità. Un'altra priorità nella progettazione riguarda lo spessore dei rivelatori: le risoluzioni delle misure per particelle a basso momento trasverso sono infatti fortemente condizionate dagli effetti di *multiple scattering* ed è quindi necessario minimizzare lo spessore dei materiali dell'ITS. Lo spessore totale dell'apparato (incluso anche la struttura in fibra di carbonio e il sistema di raffreddamento) ammonta a circa il 7% della lunghezza di radiazione X_0 .

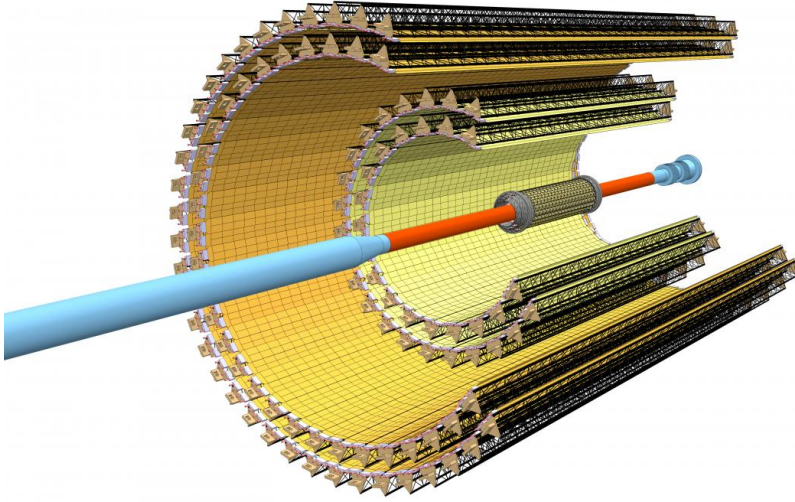


Figura 2.2: Struttura dell'ITS

2.1.2 Time Projection Chamber (TPC)

La TPC è il principale rivelatore di tracciamento nell'esperimento ALICE: consiste in un volume riempito con una miscela di gas Ne/CO₂ (90%/10%) ottimizzata per velocità di drift, bassa diffusione elettronica e grande lunghezza di radiazione. La TPC utilizza la perdita di energia specifica, dE/dx , per misurare il momento e identificare le particelle. Le dimensioni dell'apparato sono determinate dalla massima densità di hits accettabile e dalla minima risoluzione richiesta per l'identificazione delle tracce, ottenendo una lunghezza attiva totale di 500 cm. I segnali sono raccolti da *multiwire proportional counters* o *solid state counters*, che forniscono impulsi proporzionali alla ionizzazione: l'effetto valanga in prossimità del catodo genera la necessaria amplificazione.

2.2 I decadimenti D^0 e la loro misura in ALICE

Le particelle D^0 prodotte nelle collisioni all'interno di ALICE vengono individuate tramite la ricostruzione dei loro decadimenti in kaoni e pioni:

$$D^0 \rightarrow K^+ + \pi^- \quad \bar{D}^0 \rightarrow K^- + \pi^+ \quad (2.1)$$

La tecnica scelta per la ricostruzione di questi canali di decadimento è l'analisi dello spettro di massa invariante delle coppie di tracce candidate a descrivere il processo. Le coppie che effettivamente descrivono il decadimento (ovvero il 'segnale') presentano una distribuzione gaussiana attorno al valore della massa della D^0 , mentre le restanti coppie (cioè il 'fondo'), costituite da pioni e kaoni che provengono da processi differenti, seguono una distribuzione che, almeno in un intervallo sufficientemente piccolo, può essere approssimata come lineare.

Senza ulteriori processi di selezione delle tracce, il picco costituito dal segnale risulta troppo piccolo e difficilmente distinguibile da una fluttuazione nella distribuzione degli eventi di fondo. Sarà quindi opportuno operare dei 'tagli' sulle

variabili cinematiche, allo scopo di rigettare più fondo possibile senza ridurre il segnale. Il parametro di merito di questo processo sarà la *significance*, definita nel seguente modo:

$$P = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (2.2)$$

ove S e B sono l'area sottesa rispettivamente al segnale e al fondo in un intervallo centrato sul picco del segnale di ampiezza pari a 6 volte il sigma della gaussiana.

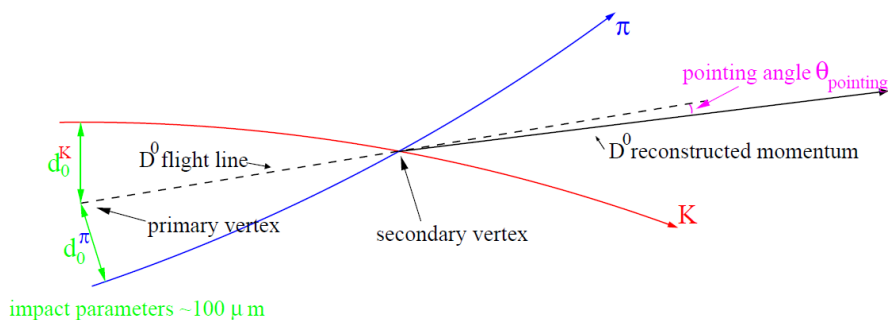


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del decadimento $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$

I mesoni D^0 decadono tramite processi deboli con una lunghezza media di decadimento di qualche frazione di millimetro: la distanza fra il *vertice primario*, ossia il punto in cui la D^0 è stata creata, e il *vertice secondario*, ovvero il punto in cui è avvenuto il decadimento, è pertanto misurabile.

Il decadimento $D^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ è rappresentato in figura 2.3. La caratteristica principale di questo processo è la presenza di due tracce (corrispondenti al kaone e al pione) separate dal vertice primario: una variabile che fornisce indicazioni di questa separazione è il *parametro d'impatto* d_0 , definito come la minima distanza fra la traccia e il vertice primario. Dalla curvatura delle due tracce è possibile ricavare l'impulso di kaone e pione, la cui somma costituisce il momento della D^0 e dovrà quindi essere diretto lungo la direzione di volo della particella, che può essere misurata a partire dalla posizione del vertice primario e del vertice secondario. L'angolo fra queste direzioni, ovvero il *pointing angle* θ_p sarà una delle variabili utilizzate come taglio per selezionare gli eventi di segnale.

Capitolo 3

Analisi e selezione del segnale

AliRoot, il software di ALICE basato sull'ambiente ROOT, consente la ricostruzione e l'analisi di dati provenienti da simulazioni o da interazioni reali.

3.1 Gli eventi Monte Carlo: la simulazione della risposta del rivelatore e la ricostruzione delle tracce

Lo studio della produzione di particelle D^0 in collisioni p-Pb si concentra in una prima fase su eventi Monte Carlo arricchiti in segnale. In sostanza si suppone di conoscere le proprietà di tutte le particelle prodotte in una collisione e si simula la risposta del rivelatore attraverso i seguenti processi:

- *Trasporto.* Le particelle vengono 'trasportate' attraverso il materiale del rivelatore, simulando la loro interazione con esso e il conseguente rilascio di energia che genera la risposta.
- *Generazione del segnale e della risposta del rivelatore.* La risposta del rivelatore è generata dall'energia depositata dalle particelle: si tratta quindi della risposta 'ideale', prima della conversione digitale.
- *Digitalizzazione.* La risposta viene digitalizzata e formattata secondo l'output dell'elettronica, ottenendo risultati che ricalcano i dati reali che saranno prodotti dal rivelatore.

Una volta completata la simulazione della risposta, si procede con la ricostruzione delle tracce attraverso due fasi principali:

- *Ricerca dei cluster.* L'informazione data dall'elettronica del rivelatore viene convertita in punti spaziali, interpretati come le intersezioni fra le tracce e le aree di lettura del rivelatore.
- *Ricostruzione delle tracce nel sistema TPC-ITS.* I cluster vengono assegnati alle tracce la procedura del filtro di Kalman.

I parametri delle tracce così ricostruiti vengono compattati in strutture AOD (*Analysis Object Data*): si tratta di oggetti prodotti in seguito a una procedura di preanalisi e contenenti solo determinate informazioni, in modo da essere più gestibili a livello locale (ad esempio le tracce sono caratterizzate solo dai parametri finali e non contengono più le informazioni sui singoli cluster presenti nei dati grezzi). Ciascuna traccia possiede inoltre una *label* tramite la quale è possibile risalire alla corrispondente particella nell'evento Monte Carlo originario. Le tracce con almeno 5 o 6 punti nell'ITS vengono inoltre utilizzate per ricostruire la posizione del vertice primario di interazione.

3.2 La selezione di segnale e background

Fra le candidate tracce di segnale vengono selezionate solo quelle ricostruite con un certo grado di precisione, ovvero le tracce che hanno generato risposta sia nell'ITS che nella TPC. Devono inoltre essere soddisfatti i seguenti requisiti:

- Almeno 3 punti ricostruiti nell'ITS: due di questi devono essere rispettivamente nel primo e nel secondo layer del rivelatore, in modo da assicurare che la ricostruzione sia avvenuta con sufficiente precisione.
- Almeno 70 punti ricostruiti nella TPC.
- Impulso trasverso p_t maggiore di 0.3 GeV/c.

Le tracce così preselezionate vengono quindi accoppiate, allo scopo di identificare i segnali provenienti dal decadimento di una D^0 : in queste operazioni si suppone che la prima traccia della coppia corrisponda al kaone e la seconda al pione. Dopo aver controllato che il prodotto delle cariche delle due tracce sia negativo, si procede alla ricostruzione del vertice secondario ove dovrebbe essersi verificato il decadimento. Se la ricostruzione va a buon fine, viene calcolata la massa invariante per la coppia di tracce in esame:

$$M = \sqrt{(E_K + E_\pi)^2 - (\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)^2} \quad (3.1)$$

ove i pedici K e π indicano rispettivamente il kaone e il pione. La distinzione fra segnale e background viene effettuata risalendo tramite la *label* di ciascuna traccia alla corrispondente particella Monte Carlo. Attraverso il codice PDG (*Particle Data Group*) si controlla che:

1. La prima particella della coppia sia un kaone ($pdg = \pm 321$).
2. La seconda particella della coppia sia un pione ($pdg = \pm 211$).
3. Entrambe le particelle abbiano come madre una D^0 ($pdg = \pm 421$).
4. Le due particelle abbiano la stessa madre, ovvero la *label* della madre sia uguale.

Se questi requisiti sono soddisfatti allora la coppia in esame è composta dalle tracce provenienti dal decadimento di una D^0 ed è quindi considerata segnale. In caso contrario si tratta invece di tracce accoppiate casualmente e che vengono pertanto considerate background. In entrambi i casi la massa invariante viene

rappresentata in un istogramma: la figura 3.1 rappresenta i risultati ottenuti per il campione considerato, contenente circa 300mila eventi Monte Carlo. Si osserva che il picco di segnale ha un andamento gaussiano, che tuttavia risulta completamente nascosto dal background: è necessario quindi attuare una selezione più fine per rigettare gli eventi di fondo indesiderati.

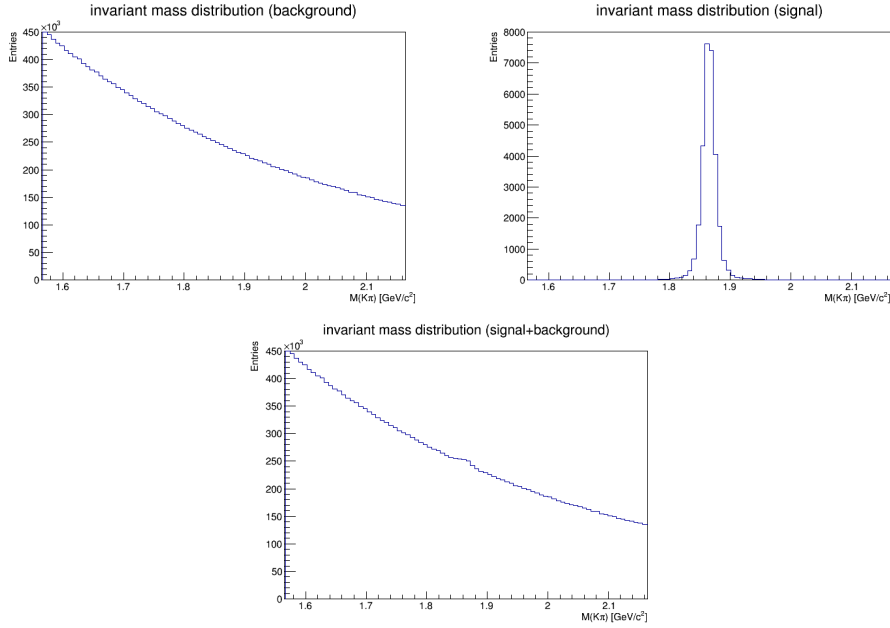


Figura 3.1: Distribuzione della massa invariante per segnale e background. È stato effettuato un taglio in massa invariante $|M - m_{D^0}| \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$.

3.3 Le grandezze utilizzate per la selezione del segnale

In questa operazione risulta fondamentale la capacità di poter lavorare su simulazioni Monte Carlo: sapendo a priori quali tracce sono effettivamente di segnale, è possibile confrontare le distribuzioni dei parametri caratteristici di segnale e background. Si possono quindi individuare dei tagli su queste grandezze, in modo tale da scartare molto fondo senza contemporaneamente perdere troppo segnale, ottenendo quindi una *significance* elevata. In questo modo il picco di segnale emerge in maniera più evidente rispetto al fondo e diventa possibile individuarlo anche analizzando i veri dati raccolti da ALICE.

3.3.1 L'impulso trasverso

La figura 3.2 mostra la distribuzione per segnale e background della componente dell'impulso della candidata D^0 sul piano trasverso rispetto all'asse su cui avviene la collisione p-Pb. Si osserva che il fondo si concentra su valori bassi

di p_t , mentre il segnale si estende fino a valori maggiori. Si impone quindi un impulso trasverso minimo di 2 GeV/c per rigettare gran parte del background.

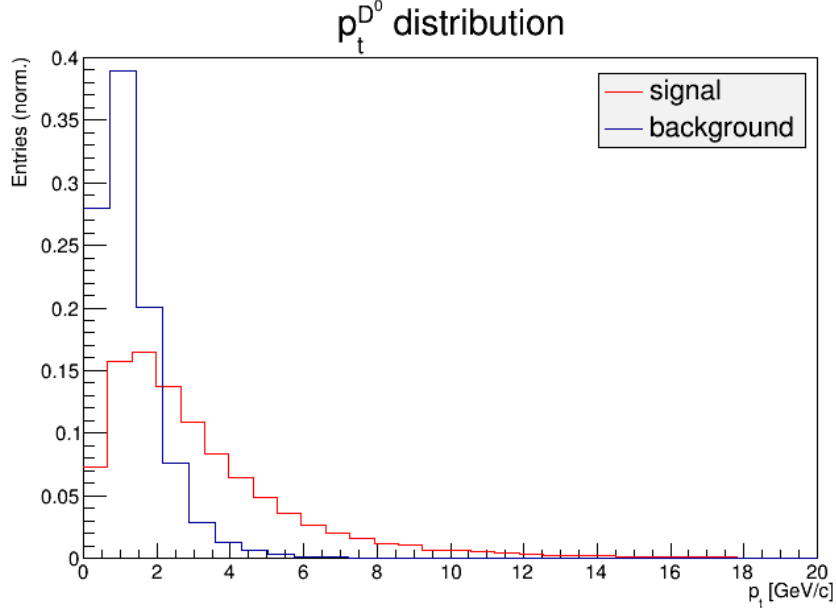


Figura 3.2: Distribuzione di $p_t^{D^0}$ per il segnale e per il background. Entrambe le distribuzioni sono state normalizzate a 1 ed è stato effettuato un taglio in massa invariante $|M - m_{D^0}| \leq 0.3$ GeV/c².

3.3.2 Il coseno del *pointing angle*

Come rappresentato schematicamente in figura 2.3, il *pointing angle* θ_p è definito come l'angolo fra la direzione dell'impulso ricostruito della D^0 (ottenuto come somma degli impulsi delle due tracce) e quella individuata dai vertici primario e secondario. Ci si aspetta che l'impulso per le D^0 provenienti dalla collisione p-Pb sia allineato con la direzione di volo della particella, individuata proprio dai due vertici, pertanto il *pointing angle* per il segnale risulta essere molto piccolo: si tratta quindi di un utile discriminante fra segnale e background e permette di scartare anche gran parte delle D^0 prodotte non nella collisione primaria ma in altri decadimenti. Si calcola il coseno dell'angolo per ogni coppia di tracce tramite la seguente formula:

$$\cos \theta_p = \frac{\vec{p}_{D^0} \cdot \vec{d}}{|\vec{p}_{D^0}| |\vec{d}|} \quad (3.2)$$

ove \vec{p}_{D^0} indica l'impulso totale della D^0 e \vec{d} il vettore che unisce i due vertici. I risultati ottenuti per segnale e background sono rappresentati in figura 3.3. Si osserva che la distribuzione per il segnale è molto piccata sul valore 1: ciò corrisponde al fatto che l'impulso della D^0 deve essere diretto lungo la direzione di volo e pertanto il *pointing angle* è molto piccolo. La distribuzione per il fondo

si mantiene invece piatta tra -1 e 1. Pertanto imporre un valore minimo di 0.9 per $\cos\theta_p$ è un buon discriminante tra fondo e segnale.

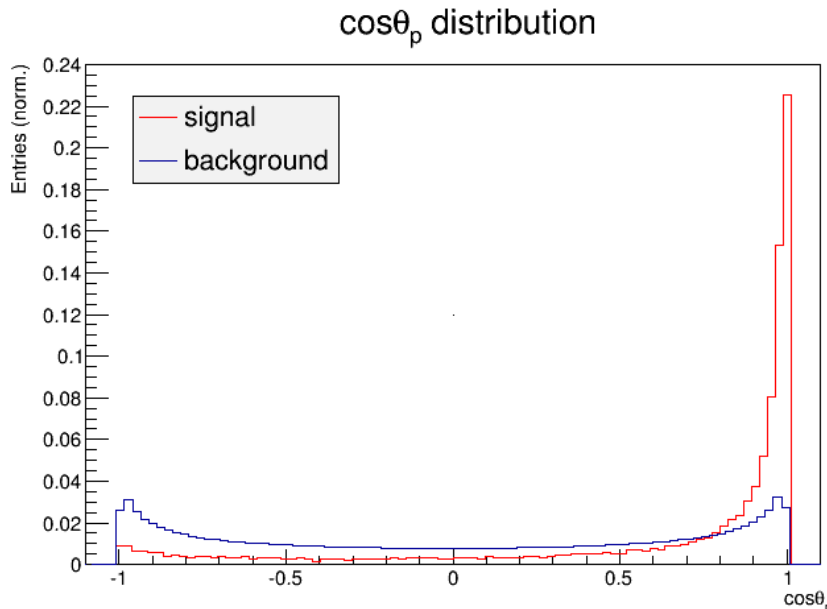


Figura 3.3: Distribuzione di $\cos\theta_p$ per il segnale e per il background. Entrambe le distribuzioni sono state normalizzate a 1 ed è stato effettuato un taglio in massa invariante $|M - m_{D^0}| \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$.

3.3.3 Il prodotto dei parametri d'impatto

Il parametro d'impatto d_0 di una traccia è definito come la minima distanza fra la traccia stessa e il vertice primario. La figura 3.4 riporta i valori ottenuti per il prodotto dei parametri d'impatto di ciascuna coppia di tracce: si osserva che la distribuzione per il segnale risulta asimmetrica verso valori negativi, mentre quella per il background, costituito da coppie casuali di particelle con cariche diverse, è simmetrica. Pertanto imporre che il prodotto $d_0^K \times d_0^\pi$ sia negativo costituisce un efficace strumento di selezione del segnale.

3.4 Lo studio della *significance* in funzione dei tagli

I tagli descritti nel paragrafo 3.3 costituiscono un ottimo punto di partenza per la selezione del segnale. Al variare di ciascuno di questi valori è infatti possibile studiare con più precisione l'andamento della *significance*, allo scopo di individuare la combinazione che la massimizza. In questa parte dell'analisi la *significance* è calcolata sulla base dell'integrale delle distribuzioni nell'intervallo di massa invariante definito da $|M - m_{D^0}| \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$ e offre un buon metro di giudizio sull'efficacia dei tagli effettuati.

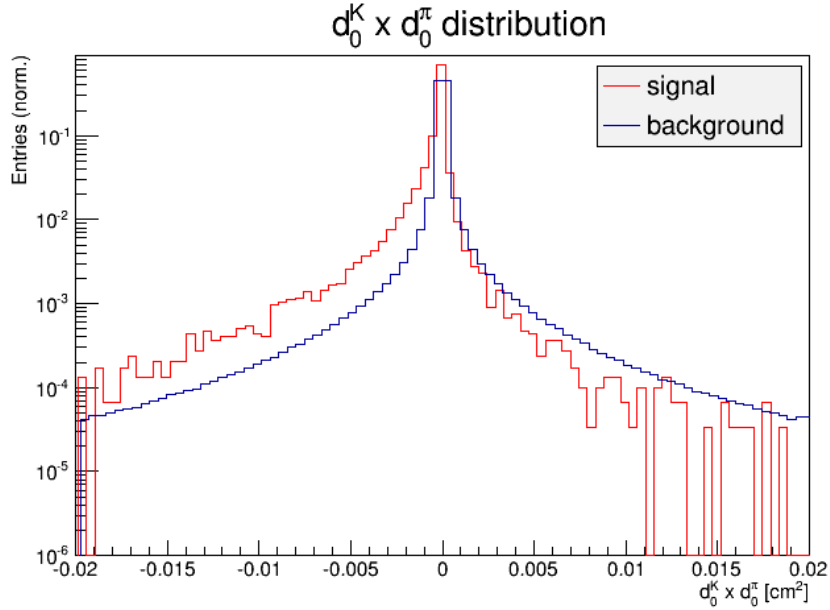


Figura 3.4: Distribuzione di $d_0^K \times d_0^\pi$ per il segnale e per il background. Entrambe le distribuzioni sono state normalizzate a 1 ed è stato effettuato un taglio in massa invariante $|M - m_{D^0}| \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$. L'istogramma è in scala logaritmica.

Nello studio dell'andamento della significanza in funzione del taglio sull'impulso trasverso della candidata D^0 vengono mantenuti fissi i tagli $\cos \theta_p > 0.9$ e $d_0^K \times d_0^\pi < 0$. I risultati ottenuti, rappresentati in figura 3.5, mostrano che la *significance* è massima quando il valore di taglio per p_t è $3.6 \text{ GeV}/c$.

Nell'analisi dell'andamento in funzione del coseno del *pointing angle* invece vengono mantenuti fissi i tagli $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ e $d_0^K \times d_0^\pi < 0$. Come si osserva in figura 3.6, la *significance* presenta un massimo in corrispondenza di un valore di taglio per $\cos \theta_p$ pari a 0.95 .

Infine, per quanto riguarda lo studio dell'andamento in funzione del prodotto dei parametri d'impatto delle candidate figlie, vengono mantenuti fissi i tagli $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ e $\cos \theta_p > 0.9$. Dai risultati rappresentati in figura 3.7, la *significance* è massima se il valore di taglio per $d_0^K \times d_0^\pi$ è pari a 0.013 mm^2 .

La figura 3.8 riporta lo spettro di massa invariante ottenuto applicando contemporaneamente i tagli precedentemente discussi. Si osserva che in questa situazione il picco di segnale risulta ben distinguibile dal fondo.

3.5 Verso l'analisi dei dati reali

I valori di taglio ottenuti tramite lo studio condotto nei precedenti paragrafi permettono una selezione del segnale soddisfacente. Tuttavia, poiché gli eventi Monte Carlo sono arricchiti in segnale, l'estrazione del segnale nei dati reali richiede un approfondimento dello studio di separazione del segnale dal fondo. Inoltre è interessante l'estrazione del segnale in diversi intervalli di impulso tra-

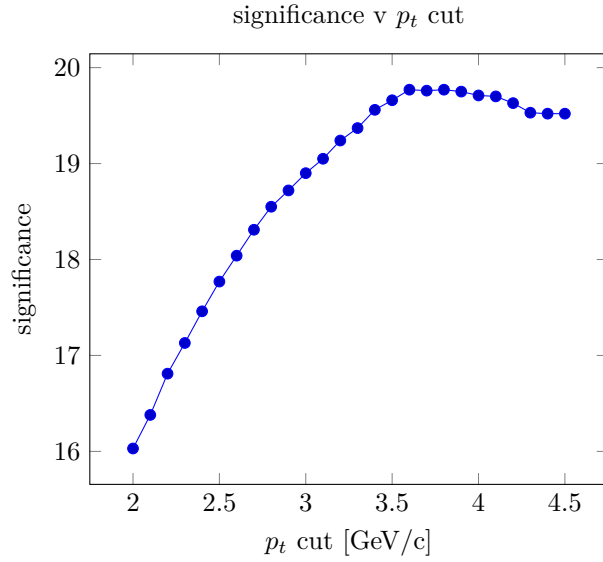


Figura 3.5: Andamento della *significance* in funzione del taglio sull'impulso trasverso.

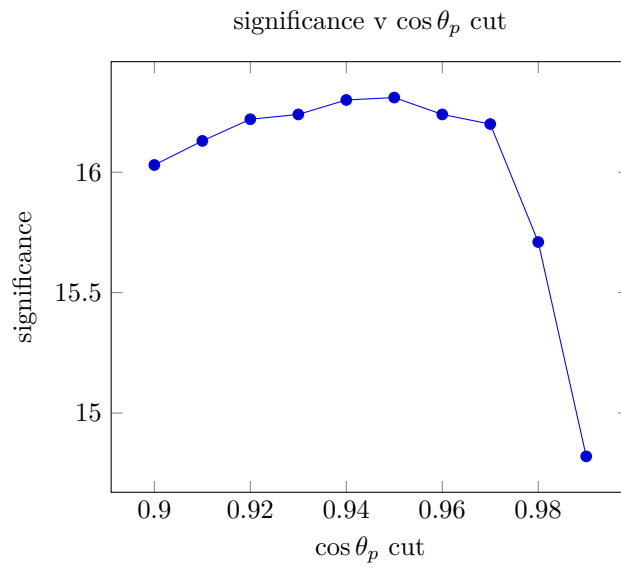


Figura 3.6: Andamento della *significance* in funzione del taglio sul coseno del *pointing angle*.

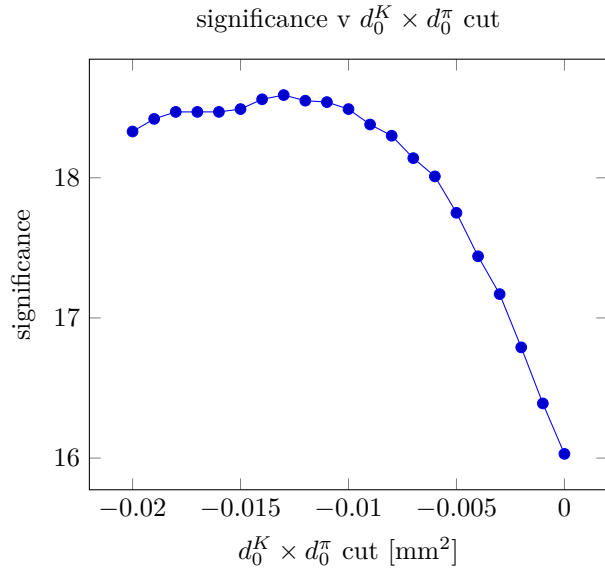


Figura 3.7: Andamento della *significance* in funzione del taglio sull'impulso trasverso.

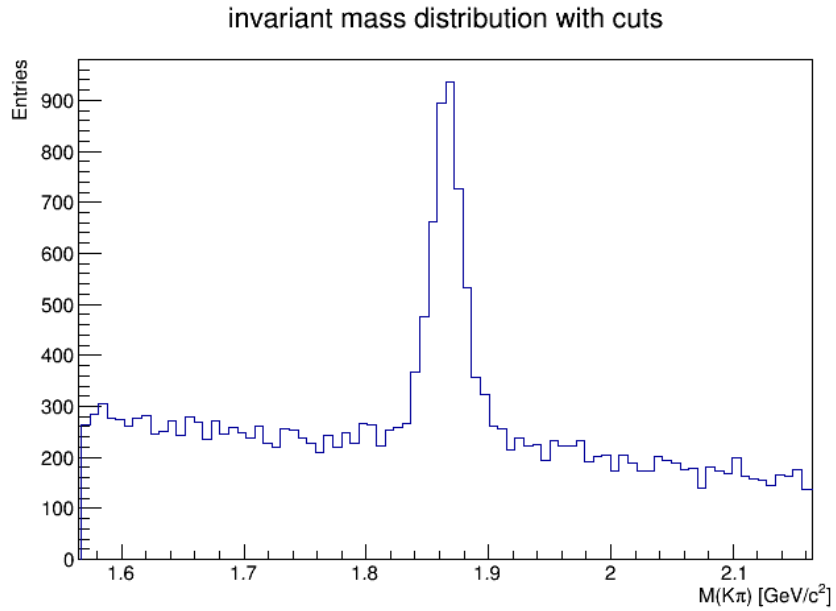


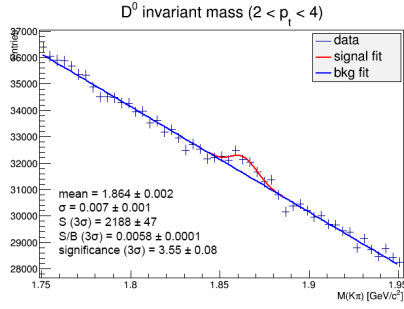
Figura 3.8: Spettro di massa invariante per segnale e background. Sono stati applicati i seguenti tagli: $|M - m_{D^0}| \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$, $p_t > 3.6 \text{ GeV}/c$, $\cos\theta_p > 0.95$, $d_0^K \times d_0^\pi < -0.013 \text{ mm}^2$.

sverso: i tagli su $\cos\theta_p$ e $d_0^K \times d_0^\pi$ devono quindi essere ottimizzati a seconda del range di p_t considerato e al variare dell'impulso si ottengono diversi valori di *significance* [2]. In figura 3.9 sono riportate le distribuzioni di massa invariante ottenute per un campione di circa 70 milioni di eventi (in particolare per produrre grafico (f) è stato utilizzato il taglio $p_t > 3.6$ GeV/c precedentemente individuato): gli altri tagli sono stati ottimizzati per ciascun p_t bin allo scopo di individuare il picco di segnale. Sulla distribuzione è stato eseguito un fit approssimando il background come una retta e il segnale come una gaussiana. La *significance* è stata infine calcolata su un intervallo i cui estremi si trovano a 3σ di distanza dal centroide del segnale, ove i valori di media e σ sono stati calcolati tramite il fit.

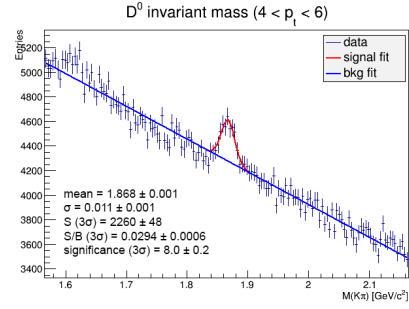
p_t bin [GeV/c]	2 - 4	4 - 6	6 - 8	8 - 12	12 - 24	> 3.6
S (3σ) $\cdot 10^2$	21.2 ± 0.5	22.6 ± 0.5	8.5 ± 0.3	7.8 ± 0.3	3.3 ± 0.2	39.9 ± 0.9
B (3σ) $\cdot 10^3$	3777.9 ± 0.6	76.8 ± 0.3	10.9 ± 0.1	4.23 ± 0.07	6.43 ± 0.08	117.3 ± 0.3
S/B (3σ) $\cdot 10^{-3}$	5.8 ± 0.1	29.4 ± 0.6	78 ± 3	185 ± 7	51 ± 2	34.0 ± 0.5
Significance (3σ)	3.55 ± 0.08	8.0 ± 0.2	7.8 ± 0.3	11.0 ± 0.4	4.0 ± 0.2	11.4 ± 0.2

Tabella 3.1: Risultati ottenuti per i grafici in figura 3.9. Gli errori su S e B sono calcolati come la radice quadrata del numero di entrate, mentre per le altre grandezze sono stati ottenuti tramite propagazione.

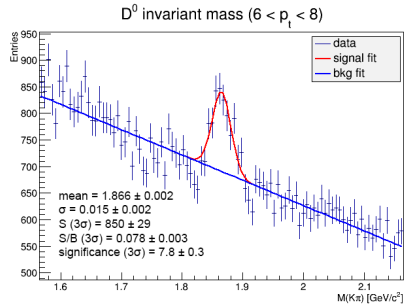
In tabella 3.1 sono riportati i risultati ottenuti per ciascun p_t bin. Come precedentemente accennato, si osserva che la *significance* varia sensibilmente a seconda dell'intervallo di impulso trasverso considerato.



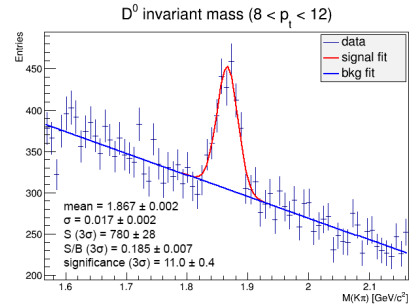
(a) $2 < p_t$ [GeV/c] < 4



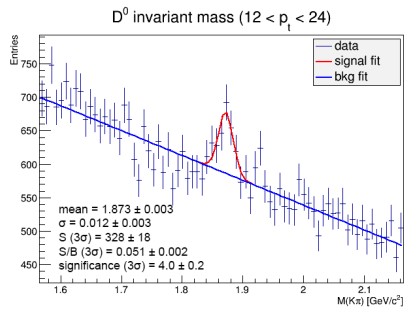
(b) $4 < p_t$ [GeV/c] < 6



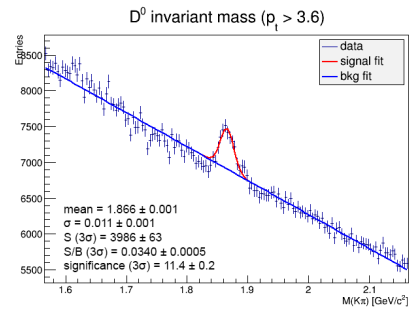
(c) $6 < p_t$ [GeV/c] < 8



(d) $8 < p_t$ [GeV/c] < 12



(e) $12 < p_t$ [GeV/c] < 24



(f) $p_t > 3.6$ GeV/c

Figura 3.9: Distribuzioni di massa invariante dei dati reali per diversi p_t bin. I tagli sono ottimizzati per ciascun intervallo.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata la misura della produzione di charm in collisioni p-Pb nell'esperimento ALICE a LHC tramite la ricostruzione dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K^- + \pi^+$. Questa misura costituisce un punto fondamentale del programma sperimentale di ALICE, in quanto fornisce il riferimento indispensabile per l'analisi dei dati sulla produzione di charm in collisioni Pb-Pb: lo studio delle distribuzioni cinematiche delle particelle con charm permette di analizzare le proprietà del mezzo denso prodotto in una collisione tra ioni pesanti, ovvero il *Quark-Gluon Plasma*.

Il decadimento della D^0 è contraddistinto dalla presenza di due tracce ad alto momento con un vertice separato dal vertice primario d'interazione: la massa invariante di questa coppia di tracce dovrà coincidere con la massa della D^0 . L'attenzione è stata posta in particolare sulle strategie necessarie per separare il segnale, costituito dalle coppie di tracce effettivamente provenienti dal decadimento, dal fondo, composto da tracce accoppiate casualmente. Sfruttando le simulazioni Monte Carlo sono state quindi studiate le distribuzioni di alcune variabili cinematiche caratteristiche di segnale e background, in particolare l'impulso trasverso della candidata p_t , il coseno del *pointing angle* $\cos\theta_p$ e il prodotto dei parametri d'impatto delle due tracce $d_0^K \times d_0^\pi$: è stato quindi possibile individuare dei valori di taglio che permettono di scartare la maggiore quantità di eventi di fondo possibile senza perdere troppo segnale, massimizzando cioè la *significance*.

I risultati ottenuti costituiscono un buon punto di partenza per l'analisi dei dati provenienti dall'esperimento ALICE. Poiché tuttavia gli eventi Monte Carlo sono arricchiti in segnale, l'estrazione del segnale nei dati reali richiede un approfondimento dello studio di separazione del segnale dal background e in particolare è interessante effettuare questo tipo di analisi in diversi intervalli di impulso trasverso. I tagli su $\cos\theta_p$ e $d_0^K \times d_0^\pi$ sono stati quindi ottimizzati per ciascun p_t bin considerato, ottenendo i valori di *significance* riportati in tabella 3.2.

p_t bin [GeV/c]	2 – 4	4 – 6	6 – 8	8 – 12	12 – 24	> 3.6
Significance (3σ)	3.55 ± 0.08	8.0 ± 0.2	7.8 ± 0.3	11.0 ± 0.4	4.0 ± 0.2	11.4 ± 0.2

Tabella 3.2: Valori di *significance* ottenuti per ciascun p_t bin.

Bibliografia

- [1] B. Abelev *et al.* (ALICE collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 232301 (2014).
- [2] D. Caffarri *et al.*, *D meson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.023$ TeV*, European Organization for Nuclear Research (2015), pp 7-8.
- [3] A. Rossi, *Studio della strategia per la misura della produzione di charm in interazioni protone-protone nell'esperimento ALICE*, Università degli Studi di Padova (2006), pp 12-14.
- [4] K. Eskola, H. Paukkunen and C. Salgado, J. High Energy Phys. 04 (2009) 065.
- [5] D. de Florian and R. Sassot, Phys. Rev. D **69**, 301 (2004).
- [6] M. Hirai, S. Kumano and T. H. Nagai, Phys. Rev. C **76**, 065207 (2007).
- [7] H. Fuji and K. Watanabe, Nucl. Phys. **A920**, 78 (2013).
- [8] P. Tribedy and R. Venugopalan, Phys. Lett. B **710**, 125 (2012).
- [9] J. L. Albacete, A. Dumitru, H. Fuji and Y. Nara, Nucl. Phys. **A897**, 1 (2013).
- [10] A. H. Rezaeian, Phys. Lett. B **718**, 1058 (2013).
- [11] M. Lev and B. Peretsson, Z. Phys. C **21**, 155 (1983).
- [12] X. N. Wang, Phys. Rev. C **61**, 064906 (2000).
- [13] B. Z. Kopeliovich, J. Nemchik, A. Schafer and A. V. Tarasov, Phys. Rev. Lett. **88**, 232303 (2002).