



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

MISURA DEL RAPPORTO Λ/K^0 IN COLLISIONI
PIOMBO-PIOMBO A LHC CON ALICE

Candidato: MATTIA FAGGIN

Relatori:

PROF. MARCELLO LUNARDON
DOTT.SSA CRISTINA TERREVOLI

Anno accademico 2014-2015

Indice

1	Esperimento ALICE	7
1.1	La fisica di ALICE	7
1.1.1	Passaggi di fase della materia adronica	7
1.1.2	Collisioni tra ioni pesanti e centralità	8
1.2	Breve descrizione dei detectors di ALICE	9
1.2.1	ITS (Inner Tracking System)	9
1.2.2	TPC (Time Projection Chamber)	10
1.2.3	VZERO	11
1.3	Decadimenti di K e Λ	12
2	Analisi dati	15
2.1	Analisi preliminare	18
2.2	Analisi MC per K e Λ	19
2.3	Estrazione del segnale dai dati	23
2.4	Conclusioni	26

Prefazione

I *quarks* sono particelle elementari costituenti molte particelle presenti in natura, dette *adroni*. Quello che permette ai quarks di restare legati è l'*interazione forte*: si tratta di un'interazione a corto raggio, responsabile tra l'altro del legame tra i nucleoni in un nucleo, che confina i quarks mantenendoli perennemente uniti. L'entità del confinamento è tale da impedire che ognuno di essi possa presentarsi singolarmente in condizioni normali. Quest'ultima condizione, secondo l'attuale teoria delle interazioni forti, la *Cromodinamica Quantistica* ($QCD = Quantum ChromoDynamics$), è possibile solo in determinate condizioni di temperatura e densità, in cui i quarks e i *gluoni*, particelle mediatrici dell'interazione forte, costituiscono insieme un nuovo stato della materia, il cosiddetto *plasma di quarks e gluoni* ($QGP = Quark-Gluon Plasma$). Lo studio di questo stato della materia adronica ha lo scopo di indagare la struttura dell'Universo subito dopo la sua formazione: per alcuni μs successivamente al Big Bang le condizioni di temperatura e densità furono favorevoli per la formazione del suddetto plasma altamente instabile. Il QGP infatti si espande e raffredda sino a raggiungere una temperatura tale per cui quarks e gluoni siano in grado di combinarsi, formando la materia ordinaria. E' possibile ricreare su scala microscopica le condizioni dell'Universo primordiale attraverso le collisioni tra ioni pesanti ad energie ultrarelativistiche. Tra i prodotti di queste reazioni si registrano molte *particelle strane*, contenenti cioè al loro interno dei *quarks strani*, assenti nello stato iniziale. L'analisi di queste particelle fornisce informazioni sulla formazione dello stato di QGP.

Cercheremo di osservare come il fenomeno dell'*adronizzazione* sia fortemente influenzato dal raggiungimento o meno dello stato di QGP, ponendo la nostra attenzione su due tipi di particelle strane, quali i barioni Λ e i mesoni K^0 , o *kaoni*. Calcolando il rapporto Λ/K^0 nello stato finale di eventi di collisione di fasci di nuclei di piombo, analizzeremo come il processo di adronizzazione, successivamente al raffreddamento del QGP, sia favorito per i barioni piuttosto che per i mesoni.

Capitolo 1

Esperimento ALICE

ALICE (*A Large Ions Collider Experiment*) è uno dei quattro esperimenti presenti a LHC (Large Hadron Collider) del CERN. Esso è specializzato nello studio di collisioni, ad energie ultrarelativistiche, di nuclei pesanti, in particolare piombo - piombo, con lo scopo di indagare le particelle prodotte dalla collisione, per studiare, tra le altre cose, il QGP. In questo esperimento, dunque, si raggiungono livelli di temperatura e densità limite, in modo che la formazione del QGP avvenga correttamente. Per verificarlo, si cerca di ricostruire i vari decadimenti susseguitesisi successivamente agli eventi di collisione.

1.1 La fisica di ALICE

1.1.1 Passaggi di fase della materia adronica

L'esperimento ALICE, come accennato in fase introduttiva, si occupa di riprodurre in laboratorio uno stato della materia differente rispetto all'ordinario stato adronico, ossia il Quark Gluon Plasma (QGP).

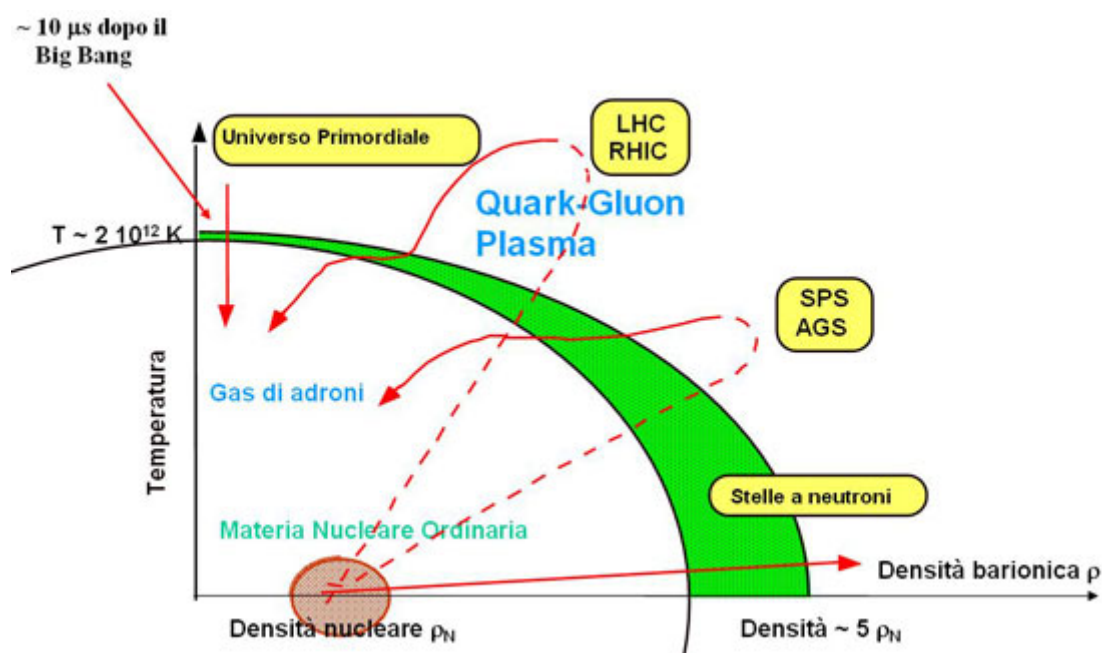


Figura 1.1: Diagramma di fase della materia

La materia nucleare ordinaria è costituita da una bassa densità di barioni e da una bassa temperatura. In condizioni di maggior temperatura, la materia passa allo stadio gassoso, costituendo dunque un gas di adroni. Man mano che la densità adronica e/o la temperatura aumentano, la materia si avvicina sempre più alle condizioni limite $\rho \sim \rho_N$ e $T \sim 2 \cdot 10^{12} \text{K}$, oltre le quali passa allo stato di QGP. Esistono due tipi differenti di QGP:

1. un QGP molto denso e freddo, di cui sono fatte le stelle di neutroni;
2. un QGP più rarefatto e caldo, che costituisce, secondo il Modello Standard, lo stato della materia di cui era costituito l'universo dopo circa $10 \mu\text{s}$ dal Big Bang.

Come si può osservare in figura 1.1, LHC si occupa della seconda tipologia di QGP: le energie in gioco nelle collisioni tra fasci di nuclei di piombo in ALICE permettono di raggiungere condizioni tali da poter riprodurre il QGP dell'universo primordiale.

Uno degli elementi principali su cui si basa l'osservazione del QGP è la registrazione di particelle strane.

1.1.2 Collisioni tra ioni pesanti e centralità

In ALICE il QGP viene riprodotto attraverso collisioni di fasci di nuclei di piombo ad energie ultrarelativistiche. Tuttavia, non tutti gli eventi di collisione sono uguali tra di loro, ma ciascuno si differenzia dagli altri per la *centralità*.

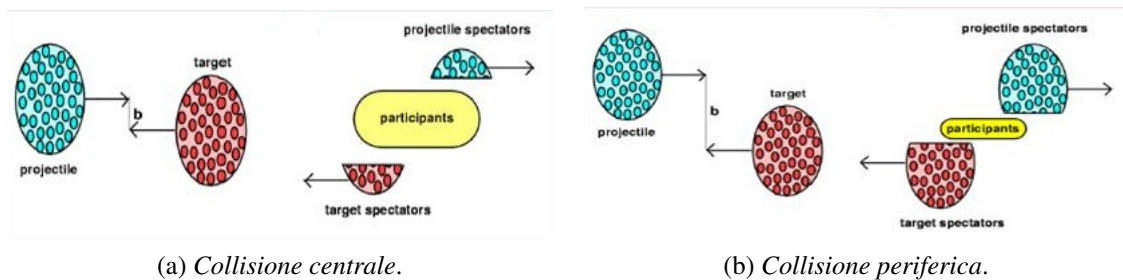


Figura 1.2: Eventi centrali e periferici

Considerando una collisione tra due fasci di particelle, l'evento è detto *centrale* qualora il parametro d'impatto b tra i due fasci sia piccolo rispetto al raggio dei fasci stessi, mentre in caso contrario si parla di evento *periferico*. Nel primo caso, l'alto volume di interazione coinvolge un elevato numero di nucleoni, i quali sono dunque sottoposti a molte interazioni, con conseguente produzione di molte particelle; nel secondo caso, invece, le interazioni coinvolgono pochi nucleoni, con conseguente scarsa produzione di particelle (vedi figura 1.8).

I due tipi di eventi si distinguono per l'energia che si riesce a raggiungere nel centro di massa del sistema: più l'evento è centrale, maggiore è la densità di energia e meglio viene riprodotto il QGP. Come detto, infatti, per riprodurre lo stato dell'universo primordiale è necessario che il sistema adronico in nostro possesso aumenti la propria temperatura oltre la temperatura critica di $T \sim 2 \cdot 10^{12} \text{K}$.

1.2 Breve descrizione dei detectors di ALICE

In questa sezione forniamo una breve descrizione dei detector di alice di cui abbiamo utilizzato i dati in fase di analisi, cioè ITS, TPC e VZERO.

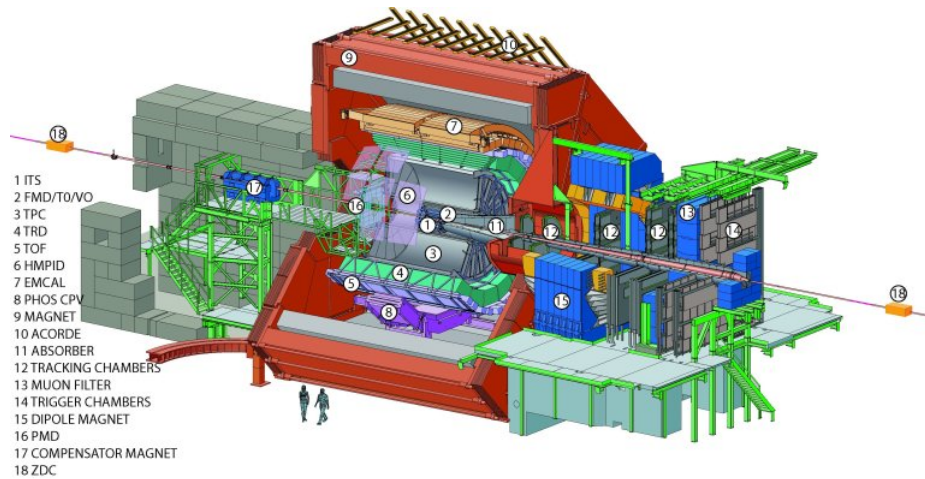


Figura 1.3: esperimento ALICE

Non riportiamo invece alcuna descrizione dei detector TOF e TRD, che insieme a ITS e TPC costituiscono il sistema di tracciamento a rapidità centrale, ma che non sono stati utilizzati nella presente analisi.

1.2.1 ITS (Inner Tracking System)

Il detector ITS è il rivelatore di posizione di ALICE più vicino al vertice primario, ossia il centro di collisione dei fasci di nuclei di piombo.

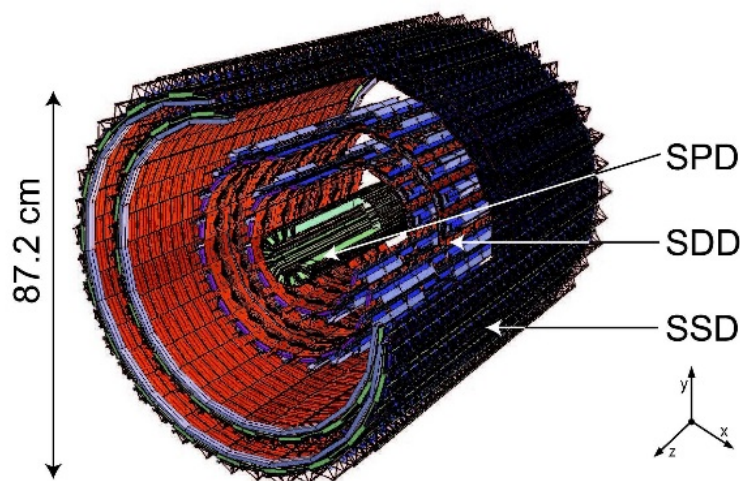


Figura 1.4: detector ITS

Questo è composto da tre sotto-detector, ognuno dei quali è costituito da due strati cilindrici concentrici di rivelatori al silicio con diversa tecnologia:

1. *SPD (Silicon Pixel Detector)*, più interno;
2. *SDD (Silicon Drift Detector)*, intermedio;
3. *SSD (Silicon Strip Detector)*, più esterno.

Il detector ITS assicura un'alta risoluzione di posizione per individuare i vertici secondari di decadimento e migliora la risoluzione in momento nel caso di elevato momento trasverso (p_t). Inoltre, ITS permette di ricostruire le tracce prodotte da particelle aventi un basso p_t , incapaci dunque di raggiungere il detector TPC.

Parametro	SPD	SDD	SSD
Raggio r (cm)	3.9 e 7.6	15.0 e 23.9	38.0 e 43.0
Lunghezza z (cm)	14.1 e 14.1	22.2 e 29.7	43.1 e 48.9
Numero di canali	$9.8 \cdot 10^6$	$1.33 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^6$
Precisione spaziale $r\phi$ (μm)	12	35	20
Precisione spaziale z (μm)	100	25	830

Tabella 1.1: parametri principali di ITS

1.2.2 TPC (Time Projection Chamber)

La TPC è il detector principale dell'esperimento ALICE: esso si occupa delle operazioni di tracking, misura di momento e PID (Particle IDentification) delle particelle cariche.

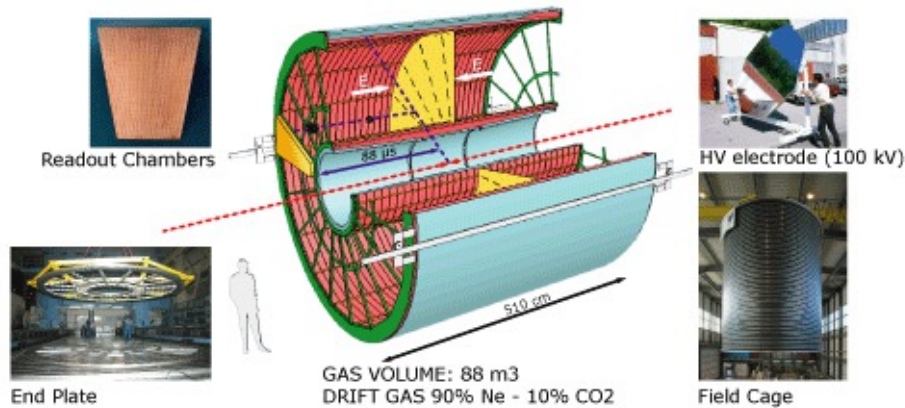


Figura 1.5: TPC detector

Esso è costituito da un cilindro pieno di gas suddiviso in settori tramite quattro gusci cilindrici:

- il recipiente di contenimento esterno e la gabbia di campo esterna;
- la gabbia di campo interna e il recipiente di contenimento interno.

Le due gabbie di campo sono separate da un elettrodo ad alto voltaggio (HV electrode) spesso $30\mu\text{m}$ in grado di generare un campo elettrico di deriva uniforme da ambo le parti dell'elettrodo, grazie alla presenza di due degradatori di potenziale a striscie, opposti l'uno all'altro. Il settore tra le gabbie del campo è riempito con il gas di deriva, mentre le zone tra una gabbia di campo e un recipiente di contenimento sono riempite da CO_2 , utilizzata come isolante elettrico. Ai capi del cilindro, sono montati due piatti con camere di lettura (Readout Chambers), ognuna delle quali è suddivisa in 18 spazature trapezoidali. Questo accorgimento permette un'ottimizzazione della risoluzione nell'acquisizione di dati riguardanti momento e dE/dx , parametri fondamentali per la PID.

1.2.3 VZERO

Il detector VZERO, oltre al ruolo primario di sorgente di trigger, è utilizzato per monitorare le condizioni dei fasci in LHC, per scartare i segnali di background indotti dai fasci, comunque in interazione con il gas nell'ambiente, e per la misura di grandezze fisicamente rilevanti, quali la luminosità (perciò la sezione d'urto), la molteplicità delle particelle, utile per valutare la centralità della collisione, e la direzione del piano di azione degli eventi di collisione Pb-Pb.

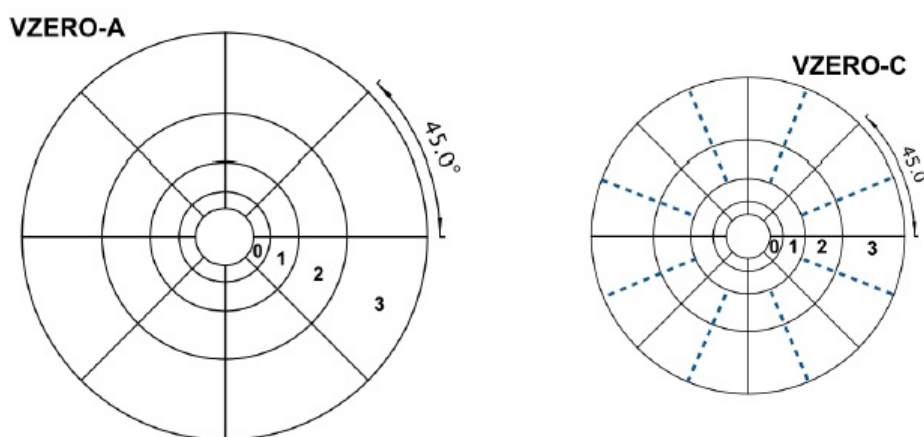


Figura 1.6: moduli VZERO-A e VZERO-C

Il detector VZERO è costituito da due moduli, VZERO-A e VZERO-C, in grado di ricoprire rispettivamente i range di rapidità $2.8 < \eta < 5.1$ e $-3.7 < \eta < -1.7$ rispetto al vertice primario ($z = 0$).¹ Come si può osservare dalla figura 1.6, entrambi i moduli sono suddivisi in quattro anelli, a loro volta composti in otto sezioni azimutali.

¹La rapidità è una coordinata spaziale comunemente usata in fisica delle particelle per descrivere l'angolo tra la direzione del moto della particella stessa e l'asse del fascio. La rapidità è definita così:

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

dove

- θ è l'angolo tra la direzione del moto della particella e l'asse del fascio;
- \vec{p} è il momento della particella;
- p_L è la componente del momento della particella lungo la direzione del fascio.

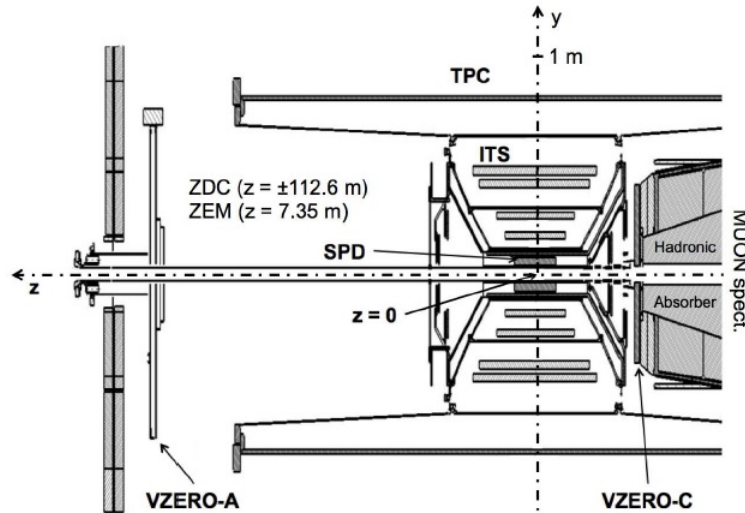


Figura 1.7: posizione dei moduli VZERO-A e VZERO-C

Il modulo VZERO-A è posizionato ad una distanza di 329 cm dal vertice primario, dalla parte opposta allo spettrometro di muoni, mentre il modulo VZERO-C si trova esattamente di fronte all'assorbitore adronico (figura 1.7).

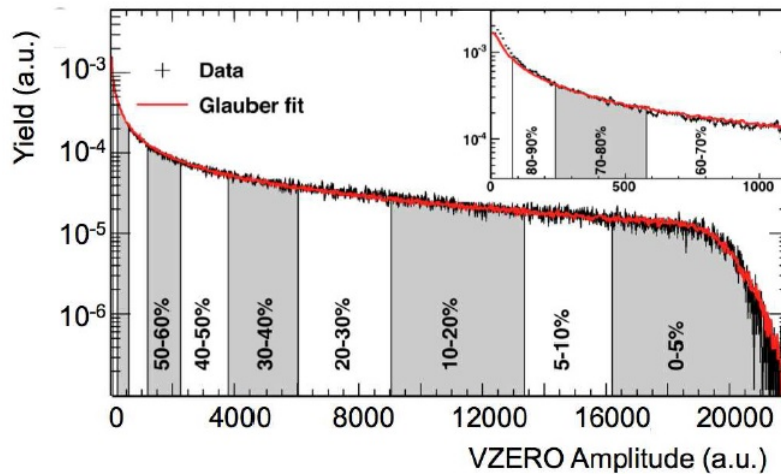


Figura 1.8: Distribuzione del segnale di VZERO registrata nell'esperimento ALICE

In figura 1.8 è rappresentata la distribuzione dei segnali del detector VZERO. Tale segnale è proporzionale al numero di particelle prodotte nell'evento, detto anche *molteplicità*. Nel disegno sono indicate in particolare le differenti classi di centralità della collisione che vengono studiate sperimentalmente: lo stato di QGP viene riprodotto in maniera tanto migliore quanto più l'evento è centrale. Quindi, ad eventi più centrali corrisponderà una quantità maggiore di particelle prodotte, ossia una maggiore molteplicità.

1.3 Decadimenti di K e Λ

I kaoni sono le prime particelle strane ad essere state studiate in dettaglio. Il loro comportamento era inizialmente misterioso, in quanto i fisici non riuscivano a spiegarsi per quale motivo queste

particelle venissero prodotte 'velocemente' ma decadessero 'lentamente', sino a quando la cosa non fu formalizzata con l'introduzione del *numero quantico di stranezza* S . I kaoni assumono sembianze differenti in base al contesto di interazione che stiamo considerando. In processi di interazione forte, si presentano il kaone neutro $K^0 (= d\bar{s})$ e la sua antiparticella $\bar{K}^0 (= s\bar{d})$, mentre nei processi di decadimento, di cui ne è responsabile l'interazione debole, i kaoni neutri si presentano sotto forma di combinazione lineare di K^0 e \bar{K}^0 nelle particelle K_S^0 e K_L^0 .

	Q	S	$m(\text{MeV}/c^2)$	τ (s)	$c\tau$ (m)	decays (BR in %)
K_S^0	0	+1	498	$9.0 \cdot 10^{-11}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$\pi^+\pi^-$ (69), $2\pi^0$ (31)
K_L^0	0	+1	498	$5.2 \cdot 10^{-8}$	15.6	$\pi^\pm e^\mp \nu_e$ (38.8) $\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ (27.2) $\pi^+\pi^0\pi^-$ (12.6) $3\pi^0$ (31.1)
Λ^0	0	-1	1116	$2.6 \cdot 10^{-10}$	$7.9 \cdot 10^{-2}$	$p\pi^-$ (64), $n\pi^0$ (34)
Ξ^0	0	-2	1315	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$8.7 \cdot 10^{-2}$	$\Lambda\pi^0$ (99.5)
Ξ^-	-1	-2	1321	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$\Lambda\pi^-$ (99.9)
Ω^-	-1	-3	1680	$8.2 \cdot 10^{-11}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$\Xi^0\pi^-$, $\Xi^-\pi^0$

Tabella 1.2: esempi di particelle strane: Q = carica elettrica; S = numero quantico di stranezza; m = massa; τ = vita media; $c\tau$ = lunghezza di decadimento nel sistema di riferimento del centro di massa

K_S^0 e K_L^0 , dunque, sono particelle per le quali è definita una vita media: la stessa cosa non si può dire invece per K^0 e \bar{K}^0 , visto che i kaoni non si presentano in tali vesti nei processi di interazione debole.

La nostra analisi riguarderà di fatto soltanto i K_S^0 : i kaoni K_L^0 non verranno considerati, visto che i K_L^0 hanno una vita media molto maggiore dei K_S^0 , percorrendo quindi una distanza molto maggiore prima di decadere. Di fatto, i K_L^0 decadono solo dopo aver percorso una distanza maggiore a 10 m, quindi al di fuori dei sistemi di rivelazione di ALICE.

Le due particelle di nostro interesse, dunque, sono K_S^0 e Λ , insieme all'antiparticella $\bar{\Lambda}$. In particolare, noi cercheremo le particelle attraverso questi processi di decadimento:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad \Lambda \rightarrow p\pi^- \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+ \quad (1.1)$$

Capitolo 2

Analisi dati

Tutta l'analisi dati dell'esperimento viene effettuata in ambiente AliRoot, cioè ambiente Root in cui vengono caricate le librerie specifiche di ALICE. Il lavoro svolto non inizia dai dati grezzi, cioè quelli forniti direttamente dai rivelatori, ma questi dati vengono pre-trattati. La fase di pre-analisi, oltre a tutta una serie di calibrazioni, si sviluppa in quattro fasi:

1. la *cluster reconstruction*: consiste nella mappatura dello spazio in cui si registra l'evento. Quando le particelle attraversano i dispositivi di rivelazione, provocano dei segnali elettrici che vengono poi utilizzati per individuare dove queste sono passate. La posizione della particella solitamente viene delineata tramite un cluster, ossia un insieme di punti molto ravvicinati tra loro, dovuti a segnali elettrici derivanti da differenti pixel di rivelazione. Questo sistema permette di assegnare univocamente il punto di passaggio della particella nello spazio e di ridurre l'incertezza sulla posizione;
2. il *track fitting*: grazie alla mappatura effettuata, si cerca di ricostruire ogni singola traccia attraverso l'assemblamento di cluster contigui;
3. il *vertexing*: ciascuna delle tracce ricostruite viene poi propagata per vedere quale sia l'origine della particella associata alla traccia stessa. L'obiettivo di questa fase è quello di individuare il vertice primario, ossia il punto in cui è avvenuta la collisione tra i due fasci di nuclei di piombo. Esso viene identificato come il punto di convergenza della maggioranza delle tracce;
4. oltre al vertice primario vengono ricostruiti, in un passaggio successivo, anche i cosiddetti *vertici secondari*, ossia i punti in cui si registra un possibile processo di decadimento separato dal vertice primario. Se due o più tracce convergono ad uno stesso punto ben distinto dal vertice primario, allora significa che a tali tracce sono associate altrettante particelle, costituenti lo stato finale di un processo di decadimento. Il vertice secondario, dunque, individua la posizione di una particella madre.

I dati utilizzati, le cosiddette AODTracks (Analysis Object Data Tracks), sono dunque il frutto di questo lungo processo. In particolare, l'analisi dei decadimenti 1.1 avviene tramite l'utilizzo dei vertici secondari ricostruiti, e non a partire direttamente dalle tracce.

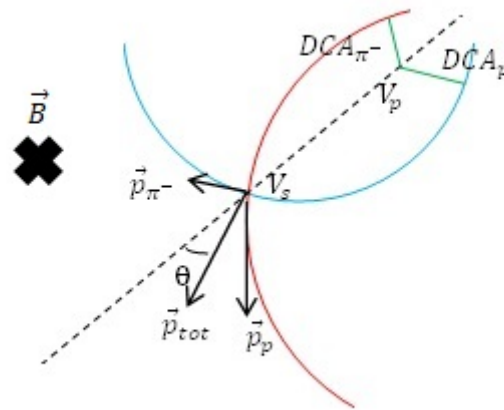


Figura 2.1: schema del decadimento delle particelle Λ

In figura 2.1 è schematizzato il decadimento delle particelle Λ . La particella Λ fuoriuscente dal vertice primario percorre una certa distanza prima di decadere in due particelle figlie, la cui traiettoria, avendo carica opposta, viene deflessa da un campo magnetico esterno con curvatura opposta.

La descrizione dei processi 1.1 avviene tramite l'analisi di alcuni importanti parametri, sui quali si opereranno dei tagli mirati all'ottimizzazione della misura delle particelle di nostro interesse:

- la *DCA* (*Distance to Closest Approach*) rispetto al vertice primario, ossia la distanza minima rispetto al centro di collisione di ciascuna traccia ricostruita. Se questo parametro è piccolo ($DCA < 50 - 100 \mu m$), probabilmente la particella associata alla traccia è un prodotto primario della collisione; in caso contrario, invece, si tratta probabilmente di una figlia di un decadimento. Imponendo un taglio su questo parametro si riescono a scartare dunque le tracce relative a particelle prodotte da altri fenomeni (decadimenti di altre particelle, particelle primarie, etc.). Nel nostro caso, queste considerazioni sono già state effettuate nella fase preliminare di ricostruzione dei vertici secondari, quindi il nostro lavoro non prevede un'ulteriore analisi su questo parametro;
- il coseno del *pointing angle* θ , ossia l'angolo tra la direzione di volo della particella madre e la somma dei momenti delle particelle figlie. Esso permette di distinguere i decadimenti da particelle non provenienti dal vertice primario¹, oppure a multicorpi, da quelli di nostro interesse (particelle generate nel vertice primario che decadono in due corpi), nei quali $\cos \theta = 1$ per la conservazione del momento. Il taglio su questo parametro sarà dunque molto drastico: verranno considerati solo i vertici secondari ricostruiti cui è associato un coseno del pointing angle prossimo all'unità;
- la *lunghezza di decadimento*, cioè la distanza percorsa dalle particelle madri prima di decadere. Le particelle K_s^0 e Λ non decadono istantaneamente, ma possiedono una propria vita media (vedi tabella 1.2). Questo significa che, prima di decadere, percorreranno un certo tragitto. Imporre un taglio su questo parametro permette di migliorare la selezione operata dal taglio in DCA;

¹Se per esempio consideriamo le Λ generate nel decadimento $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, queste in genere non si muoveranno lungo la direzione dei fasci che collidono. Di conseguenza, la somma dei momenti delle figlie di queste particelle Λ avrà un angolo non nullo rispetto alla direzione di moto della particella primaria Ξ^- .

- l'identificazione delle particelle figlie (*PID*). Per riconoscere quale sia la particella associata a ciascuna traccia si assegna a quest'ultima un'identità ipotetica, per poi controllare, tramite le informazioni sul momento e sulla perdita di energia, la compatibilità con quest'ultima. Consideriamo a titolo di esempio il processo di identificazione dei protoni: per una generica traccia, una volta estratti i parametri di momento e dE/dx , si calcola quanto l'identificazione della particella in termini di protone sia compatibile con le proprietà fisiche della stessa.

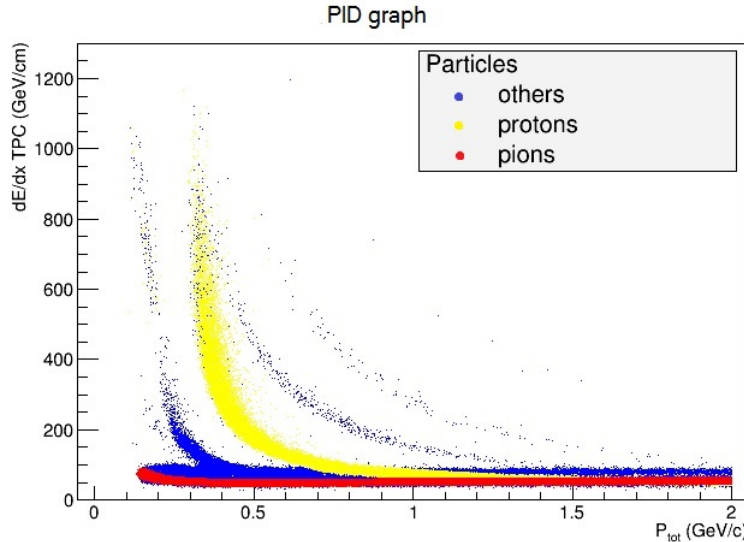


Figura 2.2: Grafico di PID. Perdita di energia specifica nella TPC rispetto al momento

In figura 2.2 è mostrato il tipico grafico di PID, nel quale viene rappresentata la perdita di energia nel rivelatore TPC in funzione del momento totale della particella. Nel grafico si osservano alcune “fasce”, ognuna delle quali corrisponde ad un tipo diverso di particella. Generalmente, la particella si ritiene riconosciuta qualora la compatibilità suddetta sia minore di 3 (considerando l'esempio: $\sigma_{PROT} < 3$). L'identità delle particelle figlie permette di risalire alla massa a riposo della particella madre: infatti, conoscendo massa, energia e momento dei prodotti del decadimento è possibile stimare la massa della particella madre, detta *massa invariante*, tramite la relazione²

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \quad (2.1)$$

dove le quantità con pedici 1 e 2 si riferiscono rispettivamente alla prima e seconda figlia;

- cluster in ITS e in TPC. ITS è il rivelatore più vicino all'evento, quindi il fatto che alla traccia di una particella figlia siano associati un certo numero di cluster in ITS (pari a qualche unità) implica che il decadimento è avvenuto vicino al vertice primario. Inoltre, affinché una traccia venga ricostruita correttamente è necessario che ad essa sia associato un numero sufficiente di cluster in TPC, ossia il rivelatore più esterno. In caso contrario, la traccia potrebbe essere ricostruita in maniera non corretta e si parla di *fake track*³.

²nel sistema di unità di misura naturali

³Nel nostro caso abbiamo imposto: # cluster ITS > 1; # cluster TPC > 80.

2.1 Analisi preliminare

Inizialmente si studia la risoluzione in momento e DCA delle tracce usando dati simulati. La buona risoluzione di tali variabili è importante per la qualità dei risultati riportati in seguito.

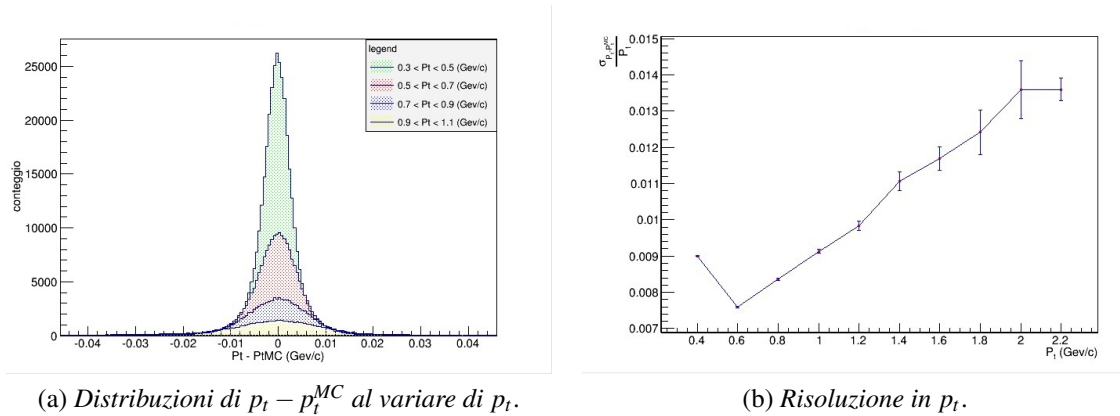


Figura 2.3: Risoluzione in momento trasverso del detector TPC

Il *momento trasverso* p_t non è altro che la componente del momento di una particella ortogonale alla direzione z lungo la quale avvengono gli eventi di collisione. Come possiamo notare in figura 2.3, all'aumentare del momento trasverso la risoluzione peggiora: l'andamento gaussiano delle distribuzioni $p_t - p_t^{MC}$ si allarga (figura (a)), dunque l'apparato di rivelazione non distingue valori distinti di p_t mano a mano più distanti tra loro: questo peggioramento è quantificato dall'andamento crescente di $\frac{\sigma_{p_t - p_t^{MC}}}{p_t}$ in funzione di p_t (figura b). Per i p_t di nostro interesse, la risoluzione è comunque migliore del 2%.

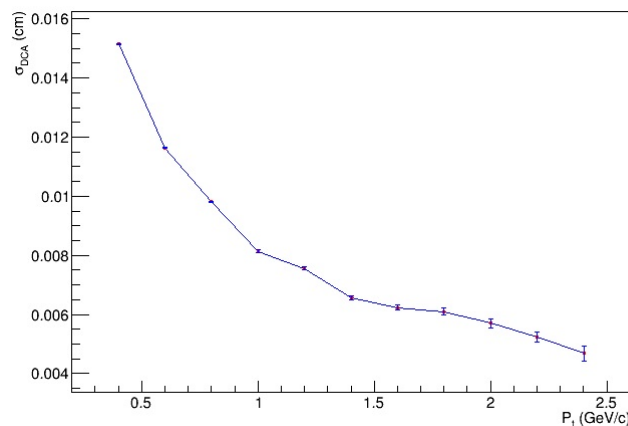


Figura 2.4: Andamento di σ_{DCA} in funzione di p_t

In figura 2.4 possiamo invece osservare come la σ della distribuzione di DCA decresca all'aumentare di p_t , a causa della riduzione degli effetti dello scattering multiplo, dominante a bassi momenti: infatti, più la particella è lenta, più alta è la frequenza di interazione con alte particelle, con conseguente deformazione della traccia dalla forma ideale di arco di circonferenza.

2.2 Analisi MC per K e Λ

La prima parte del lavoro riguarda l'analisi di dati derivanti da una simulazione Monte Carlo. Lo scopo di questa fase consiste nella ricerca delle condizioni ottimali per l'estrazione del segnale dai dati forniti dall'esperimento e nella stima dell'efficienza di rivelazione delle varie particelle. In questi eventi simulati non è concepita la formazione del QGP, dunque questa fase non ha nessuna pretesa di stima del rapporto Λ/K_S^0 .

Per risalire alla natura delle particelle decadenti in primo luogo viene assegnato loro un valore della massa: ipotizzando che la particella decadente sia una delle tre in questione (K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$), supponendo che le particelle figlie, di cui se ne conosce il momento, abbiano l'identità di quelle presenti nello stato finale di uno dei decadimenti 1.1, si calcola la massa invariante del sistema e la si assegna al vertice secondario in questione.⁴ Attraverso una macro opportunamente scritta vengono presi in rassegna 1064 eventi simulati e da ciascuno di essi si raccolgono informazioni riguardanti i parametri sopra elencati. Queste informazioni permettono di ricercare le condizioni ottimali affinché i picchi di massa invariante si possano distinguere dal fondo.

Consideriamo a titolo di esempio i tagli su DCA e $\cos \theta$.

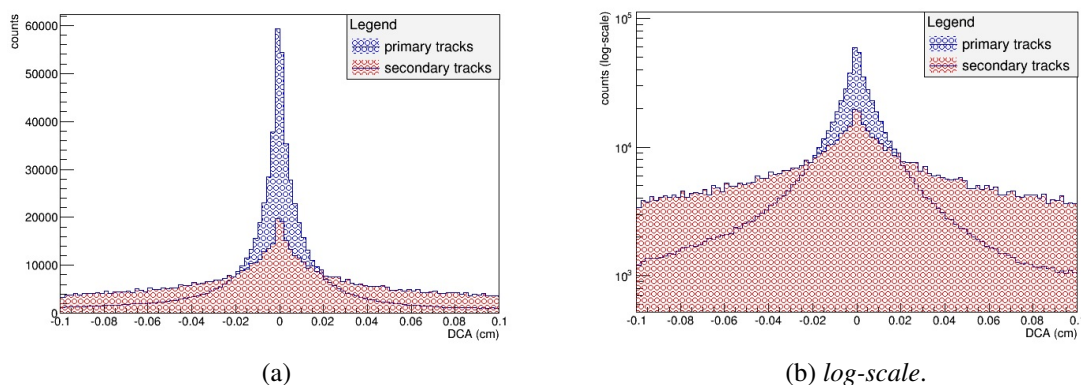


Figura 2.5: Distribuzione della DCA trasversa delle tracce

Come possiamo osservare in figura 2.5, l'applicazione di un taglio sulla DCA permette di scegliere se considerare tracce primarie o secondarie: nel primo caso, la distribuzione è più piccata attorno allo 0 rispetto al secondo. Nell'esempio riportato, in particolare, se si impone che $|DCA| > 0.02\text{cm}$ le tracce considerate sono prevalentemente secondarie. Questa operazione è già stata effettuata in fase preliminare, durante la ricostruzione dei vertici secondari.

⁴In pratica l'operazione fatta su ciascun vertice secondario è la seguente: all'inizio si suppone che le due figlie siano due pioni, quindi usando la massa del pione e le informazioni misurate di momento e dE/dx si calcola la massa invariante. In questo caso, si ipotizza dunque che la particella madre sia un K_S^0 . Si ripete la stessa operazione considerando le figlie come p e π^- e come \bar{p} e π^+ , ipotizzando dunque che la particella madre sia rispettivamente un Λ o un $\bar{\Lambda}$. A priori l'identità delle particelle assegnate ai vertici secondari non è nota, ma plottando la distribuzione delle tre masse e imponendo su di essa i tagli suddetti, emergono i picchi relativi a K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$.

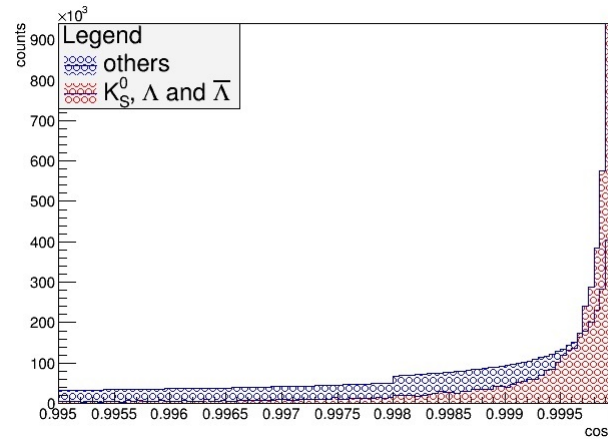


Figura 2.6: Distribuzione di $\cos \theta$

Anche il taglio su $\cos \theta$ è molto significativo. Le due distribuzioni in figura 2.6 presentano un picco in corrispondenza di $\cos \theta = 1$ perchè entrambe si riferiscono a vertici secondari ricostruiti, quindi anche nel fondo sono presenti particelle, differenti dalle K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, decadenti in due figlie. Nonostante questo, però, avvicinandoci all'unità consideriamo sempre più segnale di nostro interesse, scartando di conseguenza sempre più fondo. Gli effetti dei tagli su questo parametro verranno analizzati in seguito.

Dopo aver imposto i tagli sui vari parametri, i risultati sono i seguenti:

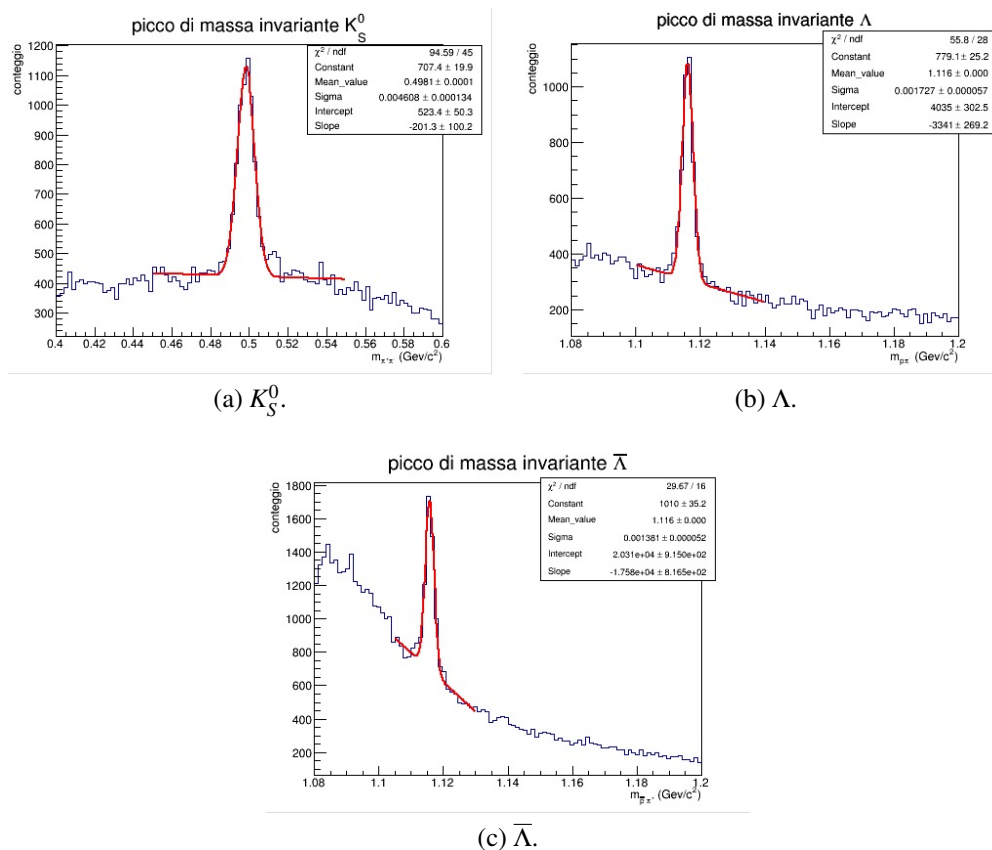


Figura 2.7: Esempi di estrazione di picco di massa invariante con $\cos(\theta) > 0.999$

Come si può osservare in figura 2.7, è possibile distinguere con evidenza il picco di massa invariante delle particelle K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, imponendo, sulla distribuzione rispettivamente di $m_{\pi^+\pi^-}$, $m_{p\pi^-}$ e $m_{\bar{p}\pi^+}$, opportuni tagli sui parametri precedentemente elencati. Una volta individuato, il picco viene fittato con la relazione ⁵

$$y = Ae^{\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2} + mx + q \quad (2.2)$$

dove:

- A , \bar{x} e σ sono i 3 parametri di una gaussiana, i quali permettono di parametrizzare il picco di massa invariante;
- m e q sono i due parametri di una retta, che fittano il fondo.

A questo punto, è possibile stimare il numero di particelle rivelate. Considerando l'intervallo $[\bar{x} - 3\sigma, \bar{x} + 3\sigma]$, si calcola l'integrale dell'istogramma, contenente dunque sia i dati di segnale che di fondo ($S + B$), e l'integrale del fondo, fittato tramite una retta in prossimità del picco (B). In questo modo poi, per differenza, si ricava il numero di particelle rivelate, ossia il segnale vero e proprio (S).

Il segnale relativo alle particelle K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ estratto dagli eventi simulati permette ora di stimare l'efficienza di rivelazione. Attraverso l'esperimento, infatti, non si riesce a risalire al numero esatto di particelle prodotte poichè i dispositivi di rivelazione non sono in grado di osservarle tutte. Inoltre, imponendo i tagli per evidenziare i picchi di massa invariante si scarta non solo gran parte del fondo, ma anche una parte di segnale. Per poter risalire alla quantità di particelle strane effettivamente prodotte è dunque necessario valutare l'efficienza con cui ciascun particella viene rivelata, una volta preparati i detector nelle impostazioni desiderate. L'efficienza si stima attraverso la relazione

$$eff = \frac{S}{S_{MC}} \quad (2.3)$$

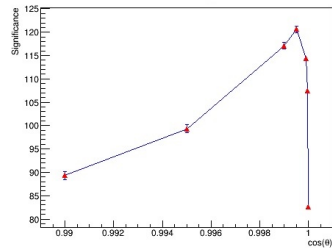
dove S_{MC} è la quantità di particelle prodotte nella simulazione.

Un altro parametro importante da tenere in considerazione è la *significance*, definita come

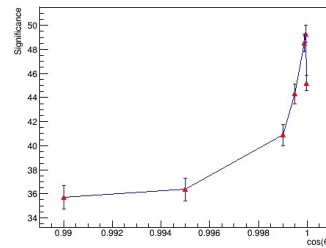
$$SIGNIFICANCE = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (2.4)$$

Quando si cerca di estrarre del segnale dal fondo è importante che la *significance* abbia un valore elevato: in questo modo, si riesce a quantificare quanto il segnale spicchi sul fondo. In figura 2.8 sono riportati gli andamenti di *significance* in funzione di $\cos \theta$, uno dei parametri sui quali si impongono opportune restrizioni per evidenziare i picchi di massa invariante di K_S^0 e Λ . Si osservi come nella maggior parte dei casi la *significance* abbia un massimo evidente intorno a $\cos \theta > 0.9995$. In questo caso, dunque, il taglio opportuno da effettuare è quello in cui si registra una *significance* più elevata.

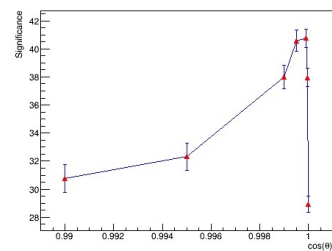
⁵I valori dei fit nei riquadri in figura 2.7 sono Constant ↔ A , Mean_value ↔ \bar{x} , Sigma ↔ σ , Intercept ↔ q , Slope ↔ m



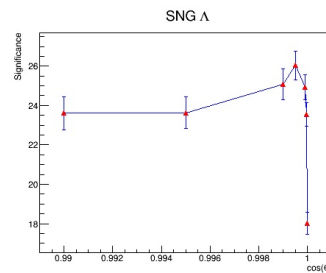
(a) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per i K_S^0
senza imporre alcuna finestra di
momento trasverso.



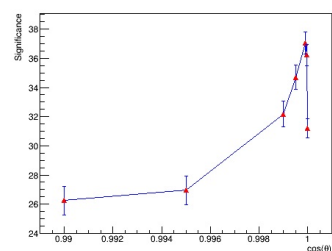
(b) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per i K_S^0 im-
ponendo la finestra di momento
trasverso $2 < p_t < 5$.



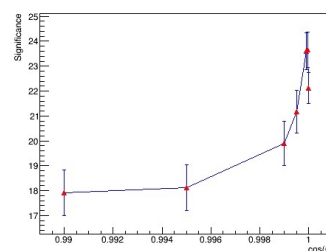
(c) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per le Λ
senza imporre alcuna finestra di
momento trasverso.



(d) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per le Λ im-
ponendo la finestra di momento
trasverso $2 < p_t < 5$.



(e) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per le $\bar{\Lambda}$
senza imporre alcuna finestra di
momento trasverso.



(f) Andamento della significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ per le $\bar{\Lambda}$ im-
ponendo la finestra di momento
trasverso $2 < p_t < 5$.

Figura 2.8: Andamenti di significan-
ce in funzione di $\cos\theta$ (valore minimo)

$\cos \theta$ (minimo)	Particella	Significance	S/B	Efficienza (%)
0.999	K_S^0	117.12	1.73	2.50
	Λ	37.98	1.06	1.17
	$\bar{\Lambda}$	32.54	0.59	1.55
0.9995	K_S^0	120.64	2.46	2.36
	Λ	40.58	1.57	1.13
	$\bar{\Lambda}$	34.97	0.81	1.49
0.9999	K_S^0	114.36	4.47	1.85
	Λ	40.75	3.52	0.89
	$\bar{\Lambda}$	37.26	1.54	1.25
0.99995	K_S^0	107.47	5.34	1.58
	Λ	37.97	4.64	0.73
	$\bar{\Lambda}$	36.40	1.92	1.10

Tabella 2.1: Risultati dell'analisi di significance ed efficienza in funzione di $\cos \theta$

In genere un'analisi di questo tipo deve essere eseguita su ciascun parametro libero. Inoltre, non è sempre opportuno massimizzare la significance, in particolar modo quando il suo andamento non presenta una crescita/decrecita rapida: in tal caso è necessario valutare in quali condizioni vi sia il giusto compromesso tra un alto valore di significance e la perdita di segnale a causa del taglio.

Giunti a questo punto, abbiamo raggiunto le condizioni ottimali affinché i picchi di massa invariante emergano correttamente dal fondo.

I tagli ottimali sui vari parametri utilizzati nell'analisi precedente sono riportati nella seguente tabella:

Particella	p_t (GeV/c)	$\cos \theta$	l_{decay} (cm)	$ \sigma_{PID} $ (particella)
K_S^0	$2 < p_t < 5$	> 0.9995	2.5	< 3 (pione)
		> 0.9995	2.5	< 3 (pione)
$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$2 < p_t < 5$	> 0.9995	7.5	< 3 (pione, (anti)protone)
		> 0.9995	7.5	< 3 (pione, (anti)protone)

Tabella 2.2: Tagli definitivi per l'estrazione del segnale

2.3 Estrazione del segnale dai dati

L'ultima fase del lavoro consiste nell'analisi dei dati raccolti nell'esperimento ALICE. Lo studio effettuato sino a questo punto ci permette ora di valutare la quantità di barioni e mesoni strani successivamente alla formazione del QGP, in funzione della centralità degli eventi di collisione. In questa fase si utilizza soltanto qualche decina di milioni di eventi registrati da ALICE nel 2011. Gli eventi a disposizione vengono suddivisi in base a due parametri: la centralità e il momento trasverso delle particelle. In particolare, la ricerca dei picchi di massa invariante avviene

- per le classi di centralità

$$0 - 5\%, \quad 20 - 40\%, \quad 60 - 80\%, \quad 80 - 90\%$$

- per le finestre di momento

$$p_t \in [1.25, 1.75] \text{ GeV}/c \Rightarrow \langle p_t \rangle = 1.5 \text{ GeV}/c$$

$$p_t \in [2.75, 3.25] \text{ GeV}/c \Rightarrow \langle p_t \rangle = 3 \text{ GeV}/c$$

$$p_t \in [4.75, 5.25] \text{ GeV}/c \Rightarrow \langle p_t \rangle = 5 \text{ GeV}/c$$

Sui dati dell'esperimento vengono imposti i tagli messi a punto sulle simulazioni Monte Carlo (tabella 2.2), come spiegato nella precedente sezione, attraverso le quali si riesce a stimare l'efficienza di rivelazione in ciascuna combinazione di classe di centralità e finestra di momento. Le selezioni appena elencate, dunque, vengono applicate solo dopo la cernita basata sui tagli.

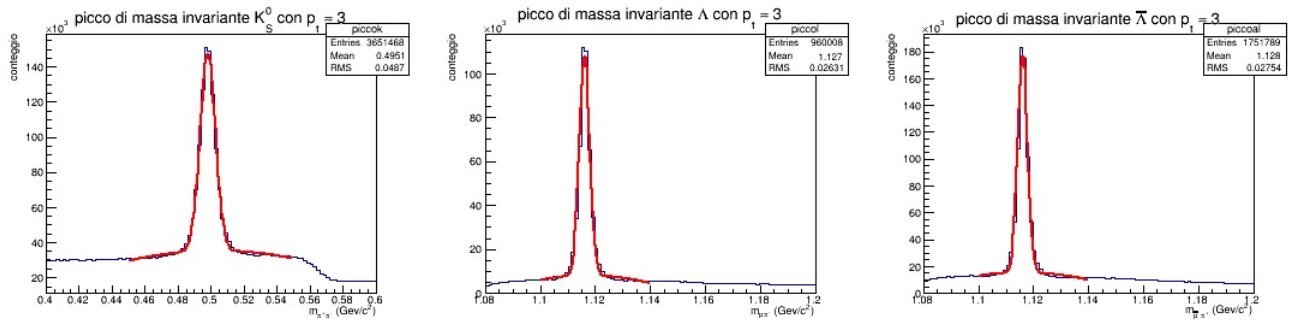


Figura 2.9: Picchi di massa invariante per eventi di centralità 20 – 40% e $p_t \sim 3 \text{ GeV}/c$

In figura 2.9 sono riportati degli esempi di picchi di massa invariante derivanti dai dati dell'esperimento. Essi sono fittati tramite la funzione

$$y = Ae^{\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2} + a + bx + cx^2 \quad (2.5)$$

Per seguire al meglio la distribuzione del fondo si sceglie una funzione parabolica.

A questo punto, è possibile stimare il numero di particelle rivelate. Considerando l'intervallo $[\bar{x} - 3\sigma, \bar{x} + 3\sigma]$, si calcola l'integrale dell'istogramma, contenente dunque sia i dati di segnale che di fondo ($S + B$), e l'integrale del fondo, fittato tramite una parabola in prossimità del picco (B). In questo modo poi, per differenza, si ricava il numero di particelle rivelate (S).

La stima del segnale S permette ora di quantificare il rapporto R tra barioni e mesoni strani prodotti dal raffreddamento del QGP. Grazie alle efficienze calcolate con la relazione 2.3 dalle simulazioni Monte Carlo allora

$$R = \frac{S_\Lambda/\text{eff}_\Lambda + S_{\bar{\Lambda}}/\text{eff}_{\bar{\Lambda}}}{S_{K_S^0}/\text{eff}_{K_S^0}} = \frac{\Lambda + \bar{\Lambda}}{K_S^0} \quad (2.6)$$

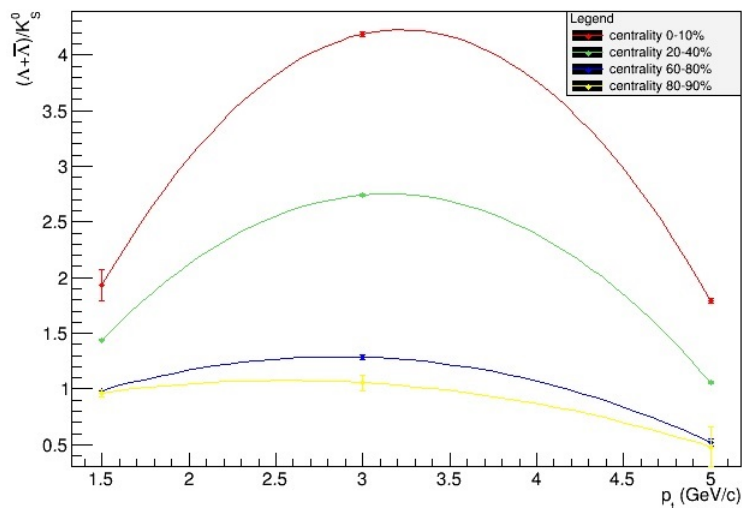


Figura 2.10: Rapporto tra barioni e mesoni strani

Nell'equazione 2.6 a numeratore c'è la somma $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e non solo Λ . Calcolando il rapporto in questo modo si correggono gli errori sistematici dovuti all'identificazione di particelle Λ come $\bar{\Lambda}$ e viceversa. La somma tra il segnale di Λ e quello delle $\bar{\Lambda}$ permette di ovviare a questo problema: in questo modo, infatti, anche se parte delle Λ finiscono nel segnale delle $\bar{\Lambda}$ o viceversa, attraverso la somma riusciamo ad utilizzare l'intero segnale. Le possibili cause di scorretta identificazione sono legate ad un'errata assegnazione:

- della carica delle particelle figlie: questo può accadere se il raggio di curvatura delle tracce è molto elevato, tanto che il tragitto delle particelle figlie percorso il ALICE sia quasi rettilineo. In questo caso la presenza di qualche cluster estraneo alla traccia può alterare la corretta ricostruzione della stessa con ripercussioni sul raggio di curvatura, dunque sulla carica. Questo provoca uno scambio tra protoni e anti-protoni e tra pioni di carica elettrica opposta, con conseguente scambio di Λ e $\bar{\Lambda}$;
- della massa della particella decadente: questo può accadere quando il meccanismo di PID sulle particelle figlie non le identifica correttamente. Questo provoca la formazione di un picco aggiuntivo al di sotto di quello di segnale, con conseguente sollevamento del fondo.

Gli errori associati a ciascun rapporto in figura 2.10 sono puramente statistici. Per ragioni di tempo e complessità non è stata effettuata l'analisi degli errori sistematici.

Il rapporto delle sole Λ rispetto alle K_S^0 è riportato di seguito:

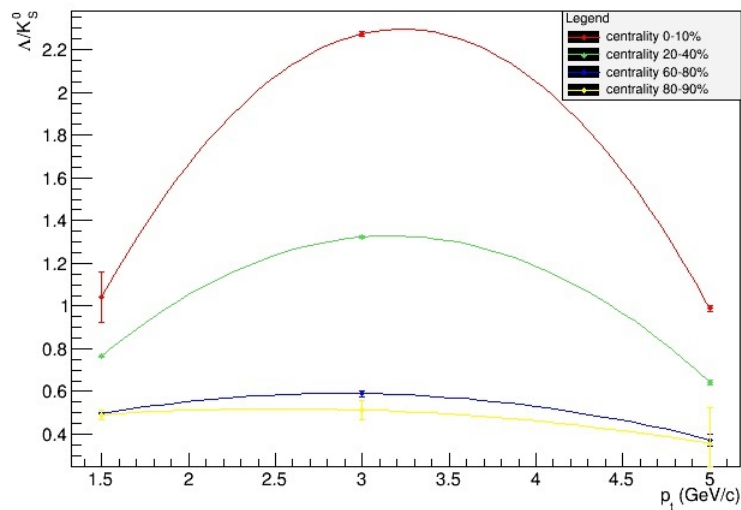


Figura 2.11: Rapporto tra barioni e mesoni strani

L'andamento in figura 2.11 segue abbastanza bene quello misurato dall'esperimento (vedi figura 2.12). I valori leggermente più alti possono essere giustificati considerando che nella stima delle efficienze di rivelazione si è considerata la quantità totale di particelle prodotte, senza distinguere tra particelle primarie e secondarie, per ragioni di tempo.⁶

2.4 Conclusioni

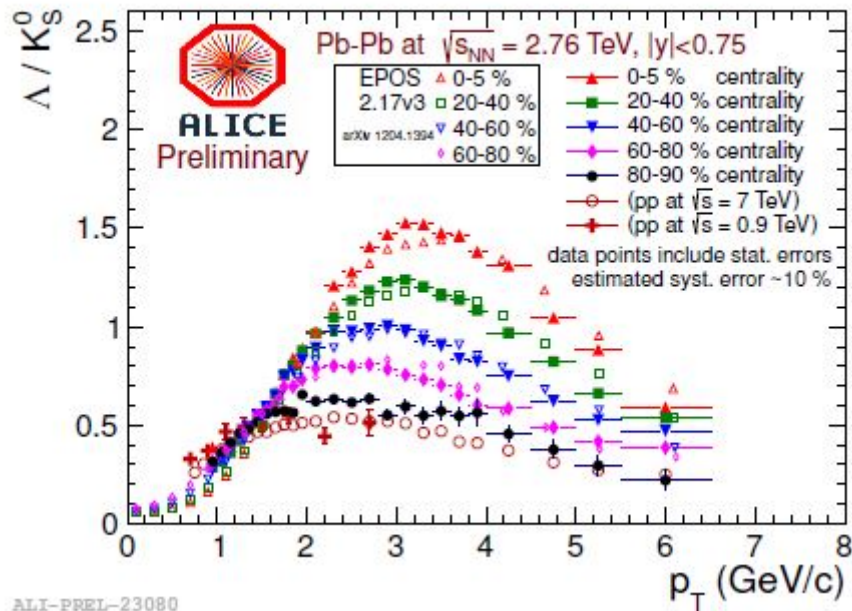


Figura 2.12: Andamento del rapporto Λ/K_S^0 in funzione del momento trasverso in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV registrate nell'esperimento ALICE (paper originale qui)

⁶Le particelle Λ infatti possono essere prodotte anche nei processi di decadimento $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ che noi non consideriamo.

Come si può osservare in figura 2.12, l'esperimento ALICE ha evidenziato che la formazione di barioni Λ è particolarmente favorita in collisioni centrali e nella finestra di momento intorno a $p_t \sim 3$ GeV/c, in cui si stima un rapporto barioni - mesoni che raggiunge un valore massimo di $\Lambda/K_S^0 \sim 1.5$.

Nonostante l'analisi svolta non consideri tutti i possibili errori sistematici, l'obiettivo è comunque raggiunto. I risultati di figura 2.10 e di figura 2.11, infatti, seguono esattamente l'andamento di figura 2.12, evidenziando che

1. in corrispondenza di eventi centrali il processo di adronizzazione è maggiormente favorito per i barioni strani, a scapito dei mesoni strani, rispetto agli eventi periferici;
2. all'interno della stessa classe di centralità, si registra la maggior produzione di barioni strani intorno a $p_t \sim 3$ GeV/c.

I risultati raggiunti permettono dunque di quantificare un aumento di produzione di barioni strani rispetto ai mesoni, giustificabile con l'ipotesi della formazione del QGP e la sua successiva evoluzione fino al raffreddamento.

Bibliografia

- [1] http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_TOF.html
- [2] <http://www.bo.infn.it/alice/tof-over/>
- [3] Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*, Cambridge
- [4] <http://alice.physicsmasterclasses.org/alice-exercise-ita-2013.pdf>
- [5] <http://www.slac.stanford.edu/econf/C1106061/proceedpdf/325-326.pdf>
- [6] Performance on the ALICE VZERO system, CERN-PH-EP-2013-082, April 30, 2013