

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Estrazione del segnale
di barioni charmati Λ_c^+
con tecniche di Machine Learning

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Giovanni Pedrelli

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

Indice

1 Adronizzazione dei quark pesanti	1
1.1 Il Modello Standard (SM)	1
1.2 Adroni e Modello a Quark (QPM)	4
1.3 La Cromodinamica Quantistica (QCD)	4
1.3.1 Cromodinamica Quantistica Perturbativa (pQCD)	5
1.4 Plasma di Quark e Gluoni (QGP)	6
1.5 Collisioni tra particelle	7
1.5.1 Collisioni tra ioni pesanti	8
1.6 Evoluzione del QGP	9
1.7 Adronizzazione di svari pesanti in collisioni p-p	10
1.7.1 Funzioni di Distribuzione di Partoni (PDF)	12
1.7.2 Funzioni di Frammentazione (FF)	12
1.8 Adronizzazione di svari pesanti in collisioni A-A	14
1.9 Rapporto di produzione barione/mesone	16
1.9.1 Adroni charmati in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$	16
1.9.2 Adroni charmati in collisioni pp a $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$ e a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	17
2 Esperimento ALICE	21
2.1 Large Hadron Collider (LHC)	21
2.2 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	22
2.2.1 Considerazioni sulla costruzione	24
2.2.2 Particle Identification (PID)	25
2.3 Inner Tracking System (ITS)	26
2.4 Time Projection Chamber (TPC)	27
2.5 Time Of Flight (TOF)	29
3 Ricostruzione del barione Λ_c^+	31
3.1	32
Bibliografia	33

Capitolo 1

Adronizzazione dei quark pesanti

1.1 Il Modello Standard (SM)

La fisica delle particelle elementari ha lo scopo di indagare la struttura microscopica della materia andando alla ricerca dei costituenti ultimi della realtà e delle loro interazioni. L'insieme delle teorie che meglio hanno saputo descrivere le evidenze sperimentali ha trovato una coerente formulazione teorica nel Modello Standard (Standard Model MS) della fisica delle particelle elementari. Ad oggi il modello prevede l'esistenza di tre tipologie di particelle elementari: quark, leptoni e bosoni mediatori i quali rappresentano tre delle quattro interazioni fondamentali, come rappresentato in figura 1.1, esclusa quella gravitazionale non spiegabile con le teorie attuali.

Il Modello Standard descrive dodici campi materiali dotati di massa che rappresentano i dodici saperi delle particelle materiali classificate in base alle loro interazioni. Queste particelle di spin $\frac{1}{2}$ sono dette *fermioni* poiché seguono la statistica di Fermi-Dirac. I fermioni si dividono in sei quark e sei leptoni: i primi sono soggetti a tutte le interazioni naturali, mentre i secondi non interagiscono con la forza forte [1].

I *quark* up e down, charm e strange, top e bottom sono organizzati in doppietti o generazioni nelle quali il primo elemento è generalmente il più massivo e ha carica elettrica positiva di modulo uguale a $\frac{2}{3}$ quella dell'elettrone, mentre il secondo ha carica elettrica negativa modulo uguale a $\frac{1}{3}$ di quella dell'elettrone.

I *leptoni* il cui nome deriva dal greco *leptos*, leggero, poiché solitamente di massa inferiore ai quark, sono organizzati in doppietti: elettrone, muone e tauone e relativi neutrini elettronico, muonico e tauonico; i primi tre hanno carica elettrica negativa e unitaria, mentre i neutrini hanno carica elettrica e massa nulle secondo il Modello Standard. Le più recenti evidenze sperimentali mostrano però che i neutrini acquisiscono massa attraverso meccanismi ancora ignoti.

Alle dodici particelle elementari corrispondono dodici *antiparticelle* teorizzate per la prima volta nel 1929 dal fisico britannico Paul Dirac. Queste particelle hanno caratteristiche fisiche come massa, spin e vita media uguali a quelle delle relative particelle, ma numeri quantici e cariche opposte.

Standard Model of Elementary Particles

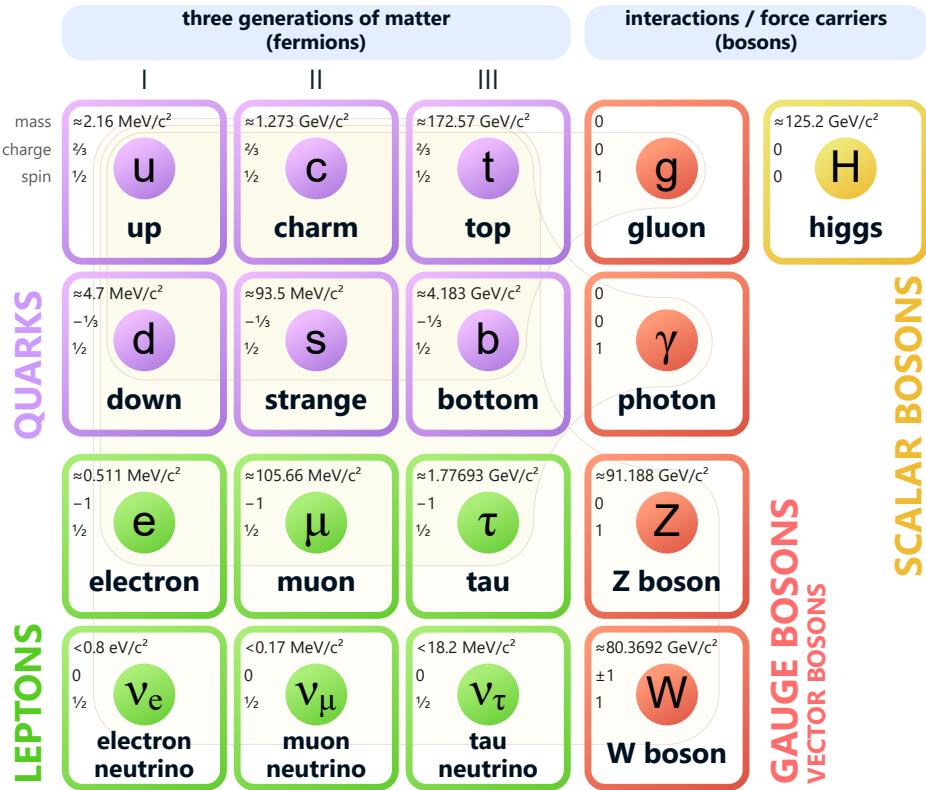


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari presenti nel Modello Standard con relativa massa, carica e spin [2].

In seguito troviamo le particelle mediatici delle interazioni fondamentali. Queste particelle hanno spin 1 e sono dette *bosoni*, vettore o di gauge, poiché seguono la statistica di Bose-Einstein e corrispondono alle tre interazioni fondamentali spiegate dal Modello Standard: otto gluoni g mediatori dell'interazione forte, ciascuno con tre cariche di colore possibili, il fotone γ mediatore dell'interazione elettromagnetica e i bosoni Z^0 e W^\pm mediatori dell'interazione debole.

Infine nel 2012 al CERN di Ginevra è stato scoperto dagli esperimenti ATLAS [3] e CMS [4] un bosone scalare di spin 0 chiamato bosone di Higgs H associato al campo di Higgs col quale interagiscono tutte le particelle massive, fermioniche o bosoniche, per ottenere la loro massa tramite un meccanismo detto di *rottura spontanea della simmetria* ipotizzato nel 1964 da F. Englert e R. Brout [5], Peter W. Higgs [6] e G. S. Guralnik, C. R. Hagen e T. W. B. Kibble [7].

È bene precisare che quelle presentate non sono particelle in senso classico, ma si fa sempre riferimento a campi quantizzati in cui i campi materiali possiedono cariche interne che permettono l'accoppiamento coi relativi campi di forza. Le teorie che com-

pongono il Modello Standard sono teorie di campo quantizzato (Quantum Field Theory QFT): la *Teoria Elettrodebole* che generalizza la Elettrodinamica Quantistica (Quantum Electrodynamics QED) e spiega i fenomeni elettromagnetici e di interazione debole e la *Cromodinamica Quantistica* (Quantum Chromodynamics QCD) che spiega l'interazione tra quark attraverso lo scambio di gluoni. Ancora però non siamo capaci di descrivere in senso quantistico l'ultima interazione naturale, quella gravitazionale, per questo non presente nel modello.

La fisica delle particelle studia fenomeni che coinvolgono corpi di dimensioni infinitesime a velocità prossime a quella della luce, è naturale quindi che il formalismo matematico del Modello Standard sia quello delle teorie di campo quantizzato che rappresentano l'evoluzione della meccanica quantistica in ambito relativistico, permettono lo studio di fenomeni sia quantistici sia relativistici e la creazione e distruzione di particelle.

Il concetto di campo quantizzato è associato sia alle particelle sia alle loro interazioni: le prime sono interpretate come manifestazione del relativo campo, le ultime come scambio di quanti virtuali col campo di forza relativo all'interazione in gioco. Il Modello Standard è una teoria quantistica di campo di gauge locale che nel linguaggio della teoria dei gruppi di simmetrie si indica come $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ in cui, da sinistra, sono racchiuse le tre interazioni naturali: forte, debole e elettromagnetica.

Le interazioni nucleari forti sono a corto raggio per cui confinate all'interno dell'adrone e descritte dalla simmetria inviolata $SU(3)_C$, dove C sta per colore, sulla quale poggia la *Cromodinamica Quantistica* (QCD, vedi la sezione 1.3). Lo spazio di $SU(3)_C$ ha $3^2 - 1 = 8$ generatori, cioè otto bosoni di gauge di spin 1 chiamati *gluoni* g mediatori dell'interazione forte. Come detto prima, tra i fermioni solo i quark sono soggetti all'interazione forte ovvero possiedono la carica, di colore, di $SU(3)_C$ che può assumere tre valori convenzionalmente indicati come *red* (r), *green* (g) e *blue* (b) e rispettivi anticolori. I quark interagiscono tra loro scambiando gluoni dotati di una doppia carica di colore: colore-anticolore, a differenza dei fotoni che sono elettricamente neutri e cioè non possiedono la carica del campo che mediano. Per questo motivo i gluoni possono interagire tra loro, mentre i fotoni no. Matematicamente questa differenza è descritta dalla non abelianità del gruppo della QCD e dalla abelianità di quello della QED.

Le interazioni debole e elettromagnetica sono descritte e unificate dalla simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, dove L sta per leptoni e Y per hypercharge, supercarica, e dal meccanismo di Higgs di rottura della simmetria che permette alle particelle di acquisire la loro massa. Nella forma più semplice questo meccanismo produce 4 bosoni di gauge, vettori, di spin 1: due neutri di cui uno massivo (Z^0) e uno privo di massa (γ) e due carichi e massivi (W^\pm) più un bosone scalare di spin 0, il bosone di Higgs (H) [8].

1.2 Adroni e Modello a Quark (QPM)

I dati relativi agli esperimenti di diffusione profondamente inelastica e-p suggerirono un modello fenomenologico dell'interno dell'adrone che prese il nome di *modello a partoni*. Proposto da Richard Feynman nel 1969, questo modello ipotizza che i nucleoni, costituenti del nucleo atomico, non siano particelle elementari, ma siano costituiti da centri diffusori puntiformi detti partoni. In seguito i partoni vennero identificati con quark e gluoni e oggigiorno il termine *partone* indica quark e gluoni costituenti di un adrone indifferentemente.

Col termine *adrone* indichiamo le particelle composte di quark, solitamente più pesanti dei leptoni, il cui nome deriva dal greco *hadrón*, pesante, che possiedono carica di colore e che possono quindi interagire tramite forza forte. Solitamente i quark che costituiscono l'adrone vengono chiamati *quark di valenza*, mentre gluoni, quark e antiquark virtuali generati dalle forze forti che uniscono i quark di valenza vengono chiamati *mare*.

Il Modello a Quark noto anche come Modello a Partoni o Modello Quark-Partone (Quark-Parton Model QPM), è un modello che descrive gli adroni come composti di quark fornendone una semplice classificazione. Poiché i quark liberi, ovvero non legati assieme all'interno di un adrone, non sono mai stati osservati, è stato *postulato* che i quark siano confinati all'interno degli adroni, come verrà chiarito meglio nella sezione 1.3.

1.3 La Cromodinamica Quantistica (QCD)

Chiarita la struttura interna degli adroni, la QCD ci fornirà ora un quadro teorico più completo per descrivere le interazioni tra quark e gluoni.

Come già accennato nella sezione 1.1, la *Cromodinamica Quantistica* (QCD) è la teoria di campo quantizzato che descrive l'interazione forte attraverso scambi di gluoni. È una teoria di gauge non abeliana con gruppo di simmetria $SU(3)_C$, possiede quindi 8 generatori o bosoni di gauge vettori di spin 1 mediatori dell'interazione forte, chiamati *gluoni* g che possiedono a loro volta una doppia carica di colore: colore-anticolore. La QCD mostra come le uniche combinazioni di quark possibili per formare un adrone siano *mesoni* (coppie quark-antiquark) e *barioni* (tripletti di quark e antiquark). Nonostante questo sono stati sperimentalmente osservati stati esotici di quattro e cinque quark e stati legati di soli gluoni.

Sperimentalmente non sono mai stati osservati quark liberi a causa del cosiddetto *confinamento di colore*: i quark si legano in doppietti o tripletti che devono necessariamente essere di colore bianco ovvero neutri cioè con carica di colore nulla. Il confinamento di colore prevede infatti che sia energeticamente favorevole la produzione di una ulteriore coppia quark-antiquark, chiamata *jet adronico*, nel caso si tentasse la separazione tra quark e antiquark in un mesone fornendo energia, rendendo impossibile l'ottenimento di un quark libero come mostrato in figura 1.2.

Un'altra importante proprietà della QCD è la *libertà asintotica* secondo la quale l'intensità dell'interazione forte è estremamente alta a basse scale di energia o grandi distanze. Questo contribuisce alla stabilità dello stato legato dei quark negli adroni

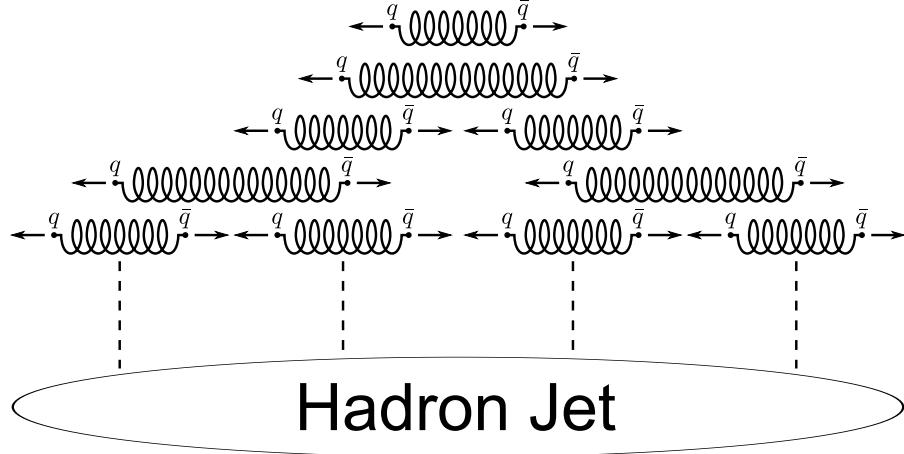


Figura 1.2: Rappresentazione grafica della rottura di stringa QCD nel vuoto [9]. La figura mostra come venga generata una coppia quark-antiquark quando un mesone riceve energia sufficiente: il gluone che lega i due quark si “allunga” finché non si spezza e forma una nuova coppia quark-antiquark.

e sfavorisce l'esistenza di quark liberi. In regime di alte energie o piccole distanze invece l'interazione è molto meno intensa permettendo l'utilizzo di approcci di calcolo *perturbativi* [10].

1.3.1 Cromodinamica Quantistica Perturbativa (pQCD)

Due sono gli approcci tradizionali alla QCD perturbativa. Il primo è il metodo detto dell'*Elemento di Matrice* (Matrix Element ME) [8] in cui i diagrammi di Feynman sono calcolati compiutamente per ogni ordine. In linea di principio questo metodo è il più rigoroso, ma incontra grandi difficoltà già al terzo ordine, tanto che i soli calcoli ad ora disponibili si arrestano al secondo ordine perturbativo.

Il secondo approccio è quello della Cascata di Partoni (*Parton Shower PS*) [11]. Si tratta in questo caso di produrre un numero arbitrario di partoni che combinati tra loro generano gli eventi a più jet. Questo è possibile poiché non vengono utilizzate le espressioni complete degli elementi di matrice, ma solo delle loro approssimazioni.

Per determinare il regime in cui la teoria perturbativa è applicabile è necessario valutare il valore di $Q^2 = -q^2$ con q quadrimomento trasferito nella collisione e segno negativo derivante dalla metrica di Minkowski [12]. Nel nostro caso, per grandi valori di Q^2 , l'interazione forte diventa meno intensa e può quindi essere trattata con metodi perturbativi rendendo così la *QCD perturbativa* (perturbative QCD, pQCD) un approccio valido.

1.4 Plasma di Quark e Gluoni (QGP)

Un modello euristico che permette di descrivere i quark confinati negli adroni è il *MIT bang model* [13]. Secondo questo modello i quark sono particelle di massa nulla all'interno di una scatola di dimensioni finite e infinitamente massivi all'esterno. In questo modo il confinamento non è altro che il risultato del bilancio tra pressione esterna e interna, quest'ultima data dall'energia cinetica dei quark stessi. I gluoni scambiati tra quark sono anch'essi confinati nella scatola la cui carica di colore totale deve essere nulla.

Questo modello fornisce ragioni sufficienti del perché ci aspettiamo di trovare nuove fasi della materia formata da quark oltre alla materia adronica: se la pressione esercitata dai quark interni crescesse oltre il valore della pressione esterna si verrebbe a creare un nuovo stato della materia a temperature e pressioni altissime in cui quark e gluoni non sono più legati, chiamato *Plasma di Quark e Gluoni* (Quark Gluon Plasma QGP). Una rappresentazione indicativa del diagramma di fase della materia fortemente interagente è riportato in figura 1.3.

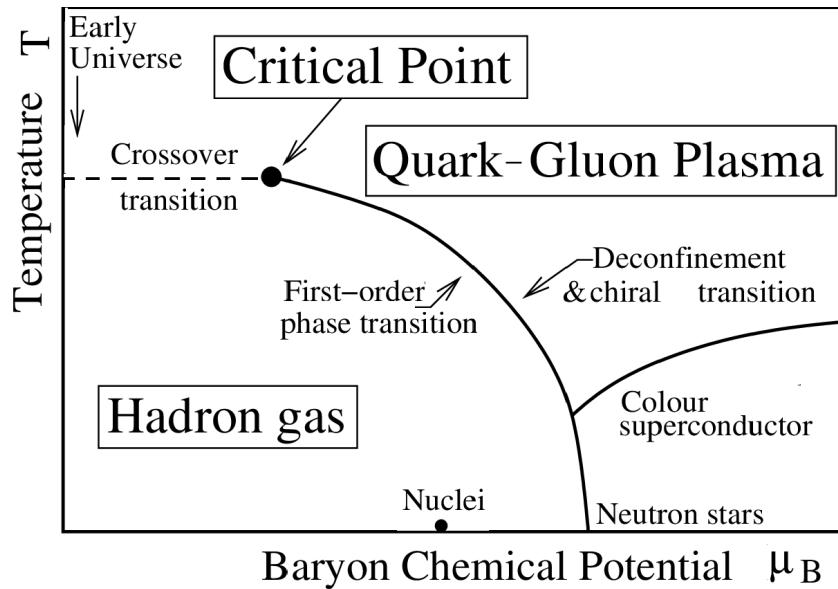


Figura 1.3: Diagramma di fase qualitativo della materia fortemente interagente [14].

Quando il sistema raggiunge la temperatura critica $T_C \approx 150\text{--}200\text{ MeV}$ avviene una transizione di fase del primo ordine tra materia adronica e QGP. La densità di energia nell'intorno di questa transizione presenta una discontinuità detta *calore latente di deconfinamento*. La regione di basse temperature e alte densità è detta regione di *diquark matter* o regione di *supercondutività di calore*. In queste condizioni avviene la formazione di coppie di quark non neutre di colore analoghe alle coppie di Cooper dei superconduttori.

La capacità dei barioni di ricombinare i quark per formare nuovi adroni è chiamata potenziale chimico barionico o *potenziale bariochimico*, influenza la composizione di barioni e mesoni prodotti nelle collisioni ed è formulato come segue:

$$\mu_B = \frac{dE}{dN_B}. \quad (1.1)$$

Un caso particolare è il QGP fortemente legato (*strongly-coupled QGP* sQGP) nel quale le interazioni tra quark e gluoni sono estremamente forti e non possono essere trattate con gli approcci convenzionali basati sulla teoria perturbativa.

1.5 Collisioni tra particelle

Nello studio della QCD le predizioni teoriche si basano sul calcolo perturbativo di sistemi di quark e gluoni dotati di colore, carica che rappresenta i gradi di libertà a piccola distanza, le osservazioni sperimentali invece sono fatte su stati finali di adroni, ovvero stati legati di partoni in singoletto di colore. È quindi necessario analizzare i processi che portano allo stato finale cercando di descriverli con le caratteristiche dell'interazione partonica iniziale.

Le collisioni tra ioni pesanti (A-A), ovvero tra i nuclei dei due atomi, accelerati ad energie relativistiche sono lo strumento migliore per studiare la materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e densità di energia. È così possibile produrre numerose collisioni simultanee tra i vari nucleoni presenti nei due nuclei collidenti creando un sistema ad altissima densità di partoni prodotti interagenti tra loro e permettono di riprodurre in laboratorio le condizioni dell'universo primordiale frazioni di secondo dopo il Big-Bang, come il QGP.

L'avvenuta formazione di uno stato di QGP può essere verificata attraverso la misura di diversi effetti come gli spettri di impulso delle particelle prodotte, la soppressione o l'aumento di produzione di stati legati di quark pesanti e la presenza di moti collettivi. È poi necessario confrontare le misure ottenute con quelle di scontri p-p alle stesse energie per assicurarsi che lo stato prodotto in collisioni A-A non sia una semplice sovrapposizione di scontri p-p e che si tratti effettivamente di QGP e non di un gas di adroni eccezionalmente denso.

A complicare ulteriormente questo quadro, le differenze tra i risultati ottenuti in collisioni A-A e p-p potrebbero essere dovute all'utilizzo di proiettili estesi, i nuclei, nel primo caso, in particolare per le modifiche alle funzioni di distribuzione partonica nei nucleoni appartenenti ad un nucleo e alla presenza di scattering multipli prima di un hard scattering. È quindi necessario accertarsi che i risultati ottenuti in collisioni A-A non dipendano da questi effetti denominati di *effetti di stato iniziale*. Per fare ciò vengono utilizzate collisioni protone-ione p-A.

Negli anni sono state ottenute numerose evidenze sperimentali a favore della formazione del QGP in collisioni A-A da esperimenti ai collider SPS [15], RHIC e LHC [16]. Recentemente però in collisioni p-p e p-A sono stati *osservati* gli stessi effetti normalmente associati al deconfinamento di quark, ovvero al QGP, e per questo motivo assolutamente non attesi: aumento di produzione di particelle strange, evidenze di collettività a basso impulso trasverso e presenza di correlazioni a lungo raggio con conseguenti misure di flusso ellittico e armoniche superiori. L'esperimento ALICE in particolare ha osservato un

aumento della stranezza, ovvero della produzione di particelle contenenti al loro interno uno o più quark strange s , in funzione della molteplicità dell'evento [17] confrontando collisioni p-p, p-A e A-A in cui eventi p-p ad alta molteplicità mostrano risultati molto simili a quelli ottenuti in collisioni A-A [18] [19] [20]. Una possibile spiegazione di questo fenomeno consiste nell'assumere che anche in collisioni p-p ad alta molteplicità, in cui cioè avvenga più di una collisione partone-partone tra i costituenti dei due protoni interagenti, si possa creare uno stato di QGP. Questa ipotesi può spiegare la presenza di effetti collettivi negli stati finali. D'altro canto, le ridotte dimensioni del QGP eventualmente creato in collisioni p-p e p-A sarebbero in accordo con la *mancata osservazione* di fenomeni di perdita di energia per partoni ad alto impulso trasverso nell'attraversare un mezzo con elevata densità di partoni liberi.

1.5.1 Collisioni tra ioni pesanti

L'unico metodo conosciuto per creare condizioni di temperatura e densità energetica così elevate da produrre artificialmente il QGP sono le collisioni tra ioni pesanti ultrarelativistici, $\beta = v/c \approx 1$.

Le dimensioni dei nuclei degli ioni collidenti sono molto maggiori rispetto a tutte le scale proprie della fisica delle particelle elementari che appunto studia i quark costituenti dei nucleoni che a loro volta costituiscono il nucleo. Per questa ragione la *geometria delle collisioni* gioca un ruolo fondamentale nell'analisi e interpretazione dei risultati sperimentali.

Nel sistema del centro di massa, grazie alla contrazione di Lorentz nella direzione longitudinale di propagazione del fascio, i due nuclei possono essere visti nel piano trasverso come dischi sottili di raggio $2R_A \approx 2A^{\frac{1}{3}}$ con A numero di nucleoni. Una rappresentazione grafica del processo è rappresentata in figura 1.4, alcune delle quantità rilevanti sono [21]:

parametro di impatto b distanza tra gli assi centrali dei nuclei in procinto di collidere, che caratterizza la centralità della collisione: l'urto si dirà centrale se b è molto piccolo e lo scontro è pressoché frontale, si dirà invece periferico se b è grande rispetto alle dimensioni delle particelle. La centralità dell'evento si esprime tipicamente in percentuali di sezione d'urto totale.

numero di nucleoni coinvolti i *participants*, N_{part} all'interno dei nuclei collidenti ossia il numero di neutroni e protoni dei due ioni che prendono parte alla collisione. I restanti vengono chiamati spettatori, *spectators*, e proseguono nella loro traiettoria quasi imperturbati.

numero totale di collisioni nucleone-nucleone incoerenti N_{coll} .

Numerosi modelli teorici sono stati sviluppati per descrivere le dinamiche di collisione a partire da queste quantità.

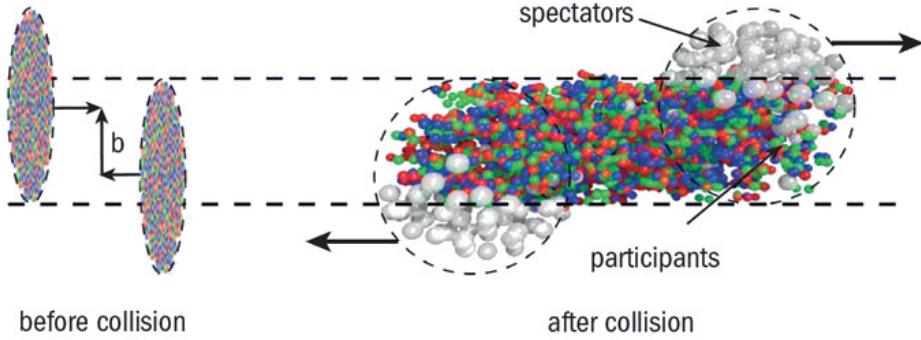


Figura 1.4: Rappresentazione geometrica della collisione tra i nuclei di due ioni pesanti [22]. Come mostrato, la collisione può coinvolgere solamente parte dei nucleoni presenti (*participants*), lasciandone fuori altri (*spectators*).

In fisica subnucleare si è soliti descrivere le traiettorie delle particelle in termini della variabile *rapidità* y o della variabile *pseudorapidità* η , definite rispettivamente come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

con $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ energia relativistica e p_L componente longitudinale del momento della particella rispetto all'asse del fascio e:

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

con θ angolo tra impulso della particella e asse del fascio. Per particelle di massa nulla come il fotone rapidità e pseudorapidità coincidono, mentre per particelle massive questa corrispondenza vale solo nel limite ultrarelativistico.

1.6 Evoluzione del QGP

Avvenuta la collisione si ha la formazione di un plasma di quark e gluoni solo nel caso in cui vengano raggiunte le condizioni critiche di temperatura e densità di energia [23].

Nel caso in cui le condizioni richieste non venissero raggiunte il sistema entrerebbe in *evoluzione idrodinamica*, figura 1.5 a) a sinistra. Questo è il caso tipico delle collisioni tra protoni p-p o di collisioni tra ioni pesanti A-A non sufficientemente energetiche e centrali. Subito dopo la collisione vi è una breve fase *pre-adronica*, in grigio, in cui i quark prodotti adronizzano in un “vuoto” QCD dopo la quale il sistema evolve come *gas di adroni*, in sostanza attraverso processi di frammentazione. Sebbene avvenga un sostanziale incremento di pressione e temperatura non si manifesta alcun deconfinamento di partoni in questo caso.

Nel caso in cui invece la collisione fosse sufficientemente energetica da soddisfare le condizioni di creazione del QGP, il processo rappresentato in figura 1.5 b) a destra è più complesso [24]:

1. *Pre-Equilibrium phase* ($t < \tau_0 \approx 1 \text{ fm}/c$): in questa fase i partoni diffondono l'uno sull'altro producendo quark e gluoni deconfinati in abbondanza. Vengono prodotte molte particelle ad elevato impulso trasverso ($p_T \gg 1 \text{ GeV}/c$) e una grande quantità di fotoni sia reali sia virtuali che decadono in coppie leptone-antileptone.
2. *Termalizzazione* ($t \approx 1\text{--}10 \text{ fm}/c$): questa fase è caratterizzata dalle interazioni elastiche e inelastiche tra i partoni del QGP. Le interazioni inelastiche hanno la peculiarità di poter cambiare la composizione di sapore delle particelle. A causa della pressione interna il sistema all'equilibrio termico inizia ad espandersi rapidamente raffreddandosi di conseguenza e convertendosi in un gas adronico (*fase mista*).
3. *Adronizzazione* ($t \approx 20 \text{ fm}/c$): durante l'espansione il sistema si raffredda raggiungendo il valore critico di densità che dà inizio al processo di adronizzazione in cui quark e gluoni del QGP condensano in nuovi adroni. L'interazione tra gli adroni continua finché il relativo tasso è in grado di sostenere l'espansione del QGP e raggiunto un certo valore della temperatura cessano le interazioni inelastiche tra i costituenti del sistema. Dopodiché la composizione di sapore del QGP si fissa raggiungendo il congelamento chimico (*chemical freeze-out*).
4. *Congelamento termico (thermal freeze-out)*: quando la densità del sistema è tale da rendere la distanza media tra gli adroni maggiore del raggio di azione dell'interazione forte, per $T_{fo} \approx 120 \text{ MeV}$, le diffusioni elastiche tra gli adroni cessano e resta fisso anche lo spettro cinematico della materia risultante.

1.7 Adronizzazione di sapori pesanti in collisioni p-p

Nello studio delle proprietà del QGP i quark pesanti charm c e bottom b rivestono un ruolo fondamentale poiché in virtù della loro massa elevata vengono prodotti in collisioni *hard*, ossia ad alto momento Q^2 trasferito, tra i partoni dei nucleoni solo nelle primissime fasi della collisione nucleo-nucleo, prima ancora che il sistema termalizzi e si formi lo stato di QGP. Questi quark quindi si propagano attraverso il sistema ultra-denso interagendo coi suoi costituenti e fornendo una *misura diretta delle sue proprietà*. Per poter comprendere appieno una misura effettuata in collisioni A-A però è necessario confrontarla con la stessa misura effettuata in collisioni p-p e p-A, come chiarito nella sezione 1.5.

L'adronizzazione di sapori pesanti in collisioni p-p attraverso il processo di *frammentazione* viene descritta matematicamente attraverso il *teorema di fattorizzazione* [26]. Data la scala del momento Q^2 trasferito nel processo di collisione, esso consiste nel separare il contributo perturbativo ad alta energia della produzione del *leading parton* dalla successiva conversione nello stato adronico a bassa energia non perturbativo. Il processo complessivo è:

$$p + p \rightarrow h + X$$

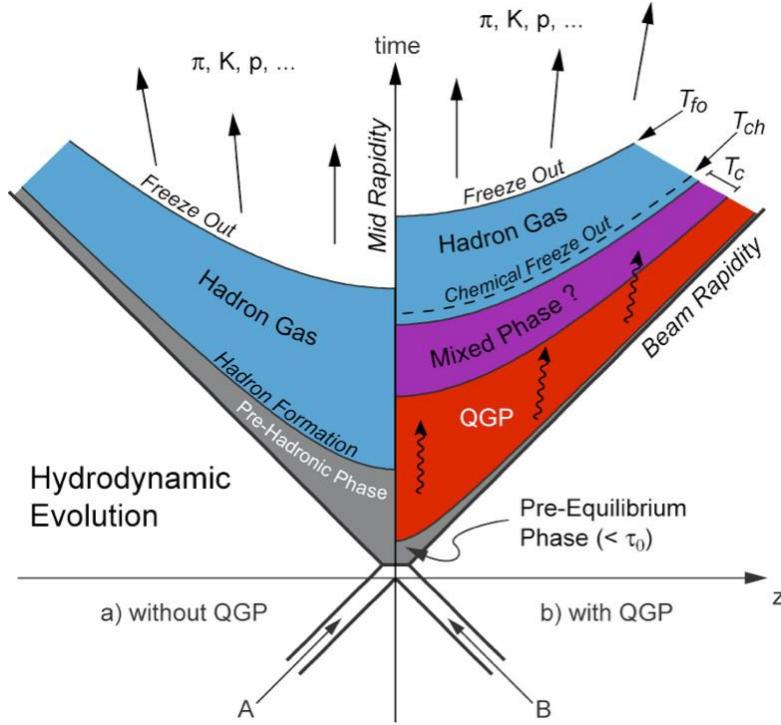


Figura 1.5: Evoluzione temporale di una collisione tra ioni pesanti in un piano simile a quello di Minkowski. a) a sinistra il caso in cui il sistema entra in evoluzione idrodinamica e diventa un gas adronico senza formazione di QGP. b) a destra il caso in cui le condizioni permettono la formazione del QGP che perdendo energia si trasforma anch’esso in gas adronico [25].

dove l’adrone di riferimento h è dato dal decadimento del partone c proveniente dallo scattering $a + b$ dei partoni del protone $a + b \rightarrow c + d$.

Possiamo ora esprimere la sezione d’urto invariante della produzione dell’adrone nel medio range di rapidità per collisioni p-p come:

$$\frac{d\sigma_{pp}^h}{dy_T d^2} = K \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \frac{d}{dt} \sigma(a + b \rightarrow c + d) \frac{D_{h/c}^0}{\pi z_c}$$

con:

$f_i(x_i, Q^2)$ Funzioni di Distribuzione dei Partoni (PDF) riferite ai partoni del protone.

$\frac{d}{dt} \sigma(a + b \rightarrow c + d)$ sezione d’urto elementare perturbativa QCD della produzione della particella c a partire dallo scattering dei partoni $a + b$.

$D_{h/c}^0$ Funzione di Frammentazione (FF): elemento adimensionale che fornisce la probabilità che il partone c adronizzi nell’adrone finale h emettendo gluoni e trasportando una frazione del momento del partone iniziale. Le FF non sono calcolabili perturbativamente e devono essere quindi misurate sperimentalmente.

1.7.1 Funzioni di Distribuzione di Partoni (PDF)

Le evidenze sperimentali hanno mostrato che gli adroni non sono particelle elementari puntiformi, ma sono composte da *partoni*: quark e gluoni. Come detto nella sezione 1.2, i costituenti interni di un adrone possono essere divisi in *quark di valenza*, ossia i quark che effettivamente determinano i numeri quantici dell'adrone come *uud* per il protone p, e in partoni del mare o *mare*, ossia tutti i restanti partoni, gluoni e quark, creati e distrutti nei processi virtuali che avvengono all'interno dell'adrone secondo la QCD.

Consideriamo l'esempio del protone p. Denotiamo con

$q^v(x)$ la densità di probabilità di un quark di valenza,

$q^s(x)$ la densità di probabilità di un quark del mare,

$g(x)$ la densità di probabilità di un gluone,

x la frazione del momento totale trasportato da un quark q o un gluone g .

Sapendo che i quark di valenza del protone sono *uud*, otteniamo la condizione:

$$\int_0^1 dx u^v(x) = 2 \quad \int_0^1 dx d^v(x) = 1.$$

I quark del mare sono sempre prodotti in coppie $q\bar{q}$ e danno un contributo nullo al numero barionico:

$$\int_0^1 dx [u^s(x) - \bar{u}^s(x)] = 0 \quad \int_0^1 dx [d^s(x) - \bar{d}^s(x)] = 0.$$

La stessa condizione è valida per gli altri quark del mare s^s, c^s, b^s e t^s . Il momento totale portato da tutti i partoni deve contribuire al momento totale, perciò si ha la condizione:

$$\int_0^1 dx x [u^v(x) + d^v(x) + \sum_q (q^s(x) + \bar{q}^s(x))] = 1$$

I quark pesanti sono inclusi nella presente trattazione, ma sono attivi solamente se la scala di energia Q del sistema è superiore alla massa m_q del quark pesante stesso.

In figura 1.6 sono mostrate le funzioni di distribuzione del momento dei partoni del protone a $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. È interessante notare come il termine dei gluoni rappresenti circa metà del momento totale.

1.7.2 Funzioni di Frammentazione (FF)

Per comprendere meglio le Funzioni di Frammentazione consideriamo il processo di annichilazione di un sistema elettrone-positrone per produrre una coppia quark-antiquark [28]

$$e^- e^+ \rightarrow q\bar{q}.$$

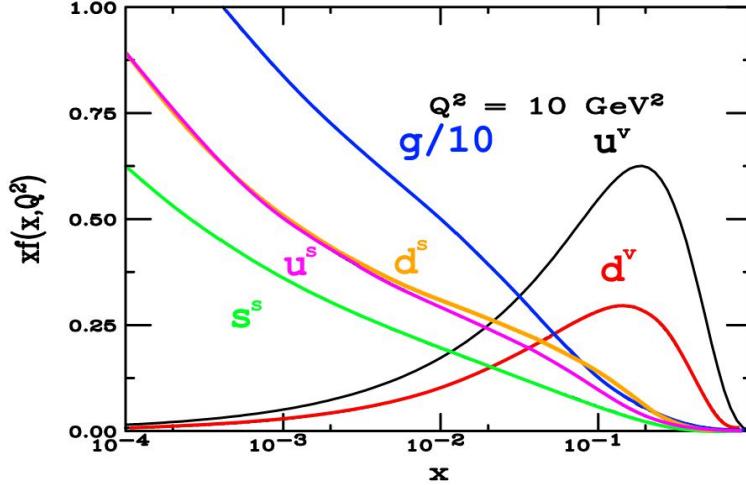


Figura 1.6: Funzioni di distribuzione del momento dei partoni del protone $xf(x)$, secondo la parametrizzazione CTEQ6M dei partoni a $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. La distribuzione dei gluoni è divisa per 10 per migliorarne la visualizzazione [27].

Se l'energia della collisione è Q allora l'energia del fascio è $E_f = Q/2$, in maniera simmetrica, e i quark prodotti hanno energia $E_q = E_f$. Dunque se l'adrone h dello stato finale ha energia E_h , questo porterà una frazione di energia data da

$$z = \frac{E_h}{E_q} = \frac{2E_h}{Q}.$$

La sezione d'urto differenziale per la produzione di adroni come funzione di z è:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow hX)}{dz} = \sum_q \sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q})[D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)].$$

Questa formula è data dall'applicazione del teorema di fattorizzazione senza le PDF e giustificata dal fatto che gli elettroni sono particelle elementari. La Funzione di Frammentazione $D_q^h(z)$ rappresenta la probabilità che l'adrone h dello stato finale trasporti una frazione z del momento iniziale del quark, descrive quindi la transizione partone-adrone nello stesso modo in cui la PDF descrive la struttura partonica di un adrone. Per quanto detto la somma delle energie di tutti gli adroni prodotti deve formare l'energia del quark iniziale:

$$\sum_h \int_0^1 dz z D_q^h(z) = \sum_h \int_0^1 dz z D_{\bar{q}}^h(z) = 1.$$

La molteplicità di h è data dalla somma delle probabilità di produrre h da tutti i possibili quark e antiquark:

$$n_h = \sum_q \int_{z_{\min}}^1 dz [D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)]$$

dove $z_{\min} = 2m_h/Q$ è l'energia di soglia necessaria per produrre un adrone di massa m_h .

Le FF possono avere diverse parametrizzazioni. Spesso è utilizzata quella in cui

$$D_q^h(z) = N \frac{(1-z)^n}{z}$$

con N e n costanti specifiche per un dato adrone h . I parametri sono ottenuti sperimentalmente dal fit dell'immensa molte di dati disponibile per collisioni e^-e^+ .

Si ipotizza che le Funzioni di Frammentazione siano universali, pertanto una volta calcolati i parametri per le collisioni e^-e^+ , questi dovrebbero essere applicabili in altri casi come le collisioni e-p, p-p e p- \bar{p} .

1.8 Adronizzazione di sapori pesanti in collisioni A-A

Fin dalle prime osservazioni di produzione di adroni in collisioni tra ioni pesanti fu evidente che il processo di *adronizzazione* fosse diverso dalla pura *frammentazione* nel vuoto. I modelli che tentano di spiegare questa differenza considerano che avvenga in concomitanza anche un secondo meccanismo chiamato *ricombinazione* o *coalescenza*. La differenza tra i due processi è che nella

frammentazione il momento iniziale è distribuito tra i frammenti, mentre nella

ricombinazione due o tre partoni vicini nello spazio delle fasi (posizione e momento) producono un adrone con momento trasverso pari alla somma dei momenti dei partoni iniziali

come mostrato il figura 1.7.

Il calcolo degli effetti di ricombinazione nelle collisioni tra ioni pesanti è particolarmente complesso poiché non è possibile scrivere la funzione d'onda di tutti i partoni che costituiscono il QGP.

La probabilità di trovare due o tre partoni vicini nello spazio delle fasi diminuisce all'aumentare del momento trasverso dell'adrone nello stato finale, per questo la ricombinazione contribuisce meno ad *alti impulsi trasversi p_T* e la frammentazione risulta il fenomeno dominante. Inoltre l'effetto della ricombinazione è più significativo in *collisioni centrali* poiché queste ultime favoriscono maggiormente la transizione a QGP, mentre la frammentazione è tipica delle *collisioni periferiche*.

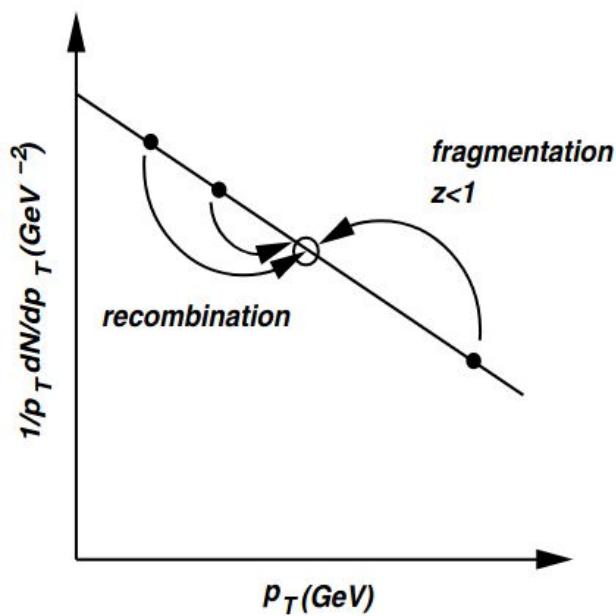


Figura 1.7: I meccanismi di ricombinazione e frammentazione in atto per creare lo stesso adrone nello stato finale in funzione dell'impulso trasverso p_T [28].

1.9 Rapporto di produzione barione/mesone

Come detto nella sezione 1.7, i quark pesanti sono di grande interesse per lo studio delle proprietà del QGP poiché, creati in coppia solo nei primissimi istanti della collisione, attraversano il sistema durante tutte le fasi della sua evoluzione interagendo coi suoi costituenti e fornendo una misura diretta delle sue proprietà.

Alcuni modelli teorici prevedono una *produzione di barioni*, stati legati di 3 quark, più abbondante di quella di mesoni, stati legati di 2 quark, in un mezzo denso deconfinato (QGP) per effetto di processi di adronizzazione per *ricombinazione* (coalescenza) tra quark che si aggiungono al processo di adronizzazione per *frammentazione*. Lo studio del *rapporto di produzione barioni/meson*i in collisioni A-A e pp è quindi un importante strumento per studiare l'effetto del QGP sull'adronizzazione dei quark.

$\Lambda_c^+(ud\bar{c})$ e $D^0(c\bar{u})$ sono rispettivamente il barione e il mesone più leggeri contenenti un quark charm e possono essere identificati in un ampio intervallo di momento, per questo si prestano molto bene per valutare il rapporto di produzione barione/mesone nelle diverse collisioni.

1.9.1 Adroni charmati in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$

Contrariamente a quanto atteso, i valori misurati del rapporto barione/mesone mostrati in figura 1.8 *non* differiscono in maniera significativa tra di loro e in particolare *non* si osserva il consistente aumento della produzione di barioni charmati, riferito alla produzione di mesoni charmati, previsto dall'insorgere di meccanismi di *ricombinazione* in collisioni A-A (qui Pb-Pb). Infatti, nei processi di *ricombinazione* o coalescenza, la formazione di un barione è molto *meno* sfavorita rispetto alla formazione di un mesone a differenza dei processi di *frammentazione* che invece la disincentivano. Questo porterebbe a *prevedere* un valore del rapporto barione/mesone *maggior*e in collisioni A-A [24] come accennato sopra, sezione 1.9. Una possibile spiegazione è che tali o simili meccanismi siano già presenti e importanti, soprattutto a basso p_T , anche in collisioni pp e p-A alle energie di LHC. L'andamento del rapporto in funzione della molteplicità dimostra che, se presenti, tali meccanismi sono già all'opera anche a basse molteplicità.

Con l'espressione *molteplicità* o *classi di molteplicità* intendiamo il numero di particelle secondarie prodotte in un evento. Questo termine aiuta a organizzare e analizzare i dati delle collisioni: gli eventi con alta molteplicità possono essere più complessi, ma potenzialmente più informativi rispetto a quelli a bassa molteplicità. Questa categorizzazione permette una migliore comprensione dei processi fisici coinvolti.

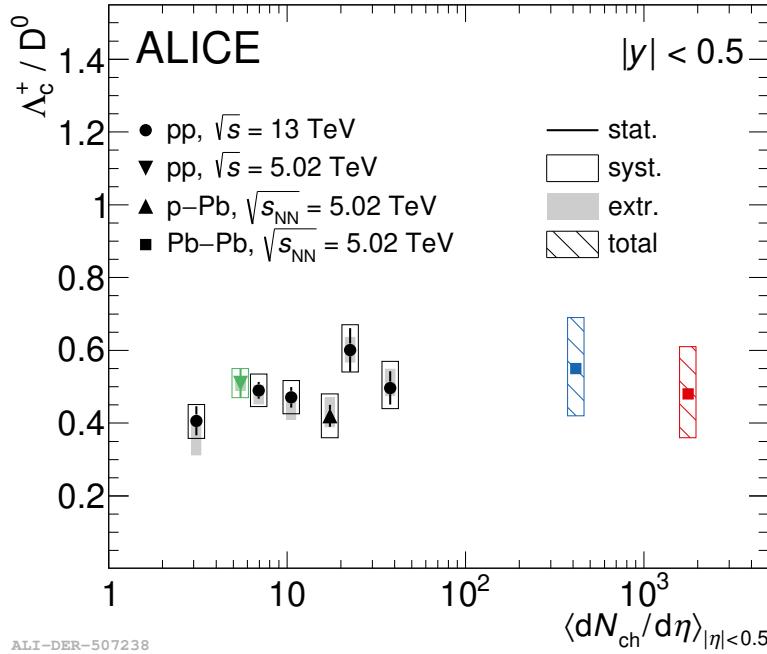


Figura 1.8: Valore del rapporto barione/mesone Λ_c^+/D^0 misurato dall'esperimento ALICE a LHC integrato su tutto lo spettro degli impulsi trasversi p_T del barione Λ_c^+ (sono stati utilizzati valori estrapolati dove non erano presenti misure sperimentali) per diversi sistemi collidenti: protone-protone pp, protone-nucleo p-Pb e nucleo-nucleo Pb-Pb, sia centrali sia periferici, in funzione della molteplicità [29]. Si può notare come il rapporto sia praticamente compatibile per tutti i tipi di collisioni entro gli errori sperimentali.

1.9.2 Adroni charmati in collisioni pp a $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$ e a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

Come mostrato in figura 1.8 i valori del rapporto di produzione Λ_c^+/D^0 in collisioni pp risultano significativamente *maggiori* rispetto a quanto misurato in collisioni ep e e^+e^- e soprattutto rispetto a modelli teorici che assumono *solo* processi di frammentazione e utilizzano funzioni di frammentazione (FF) basate su tali esperimenti come mostrato in figura 1.10. Questi modelli prevedono un valore del rapporto di circa 0.1, significativamente inferiore al valore compreso tra 0.4 e 0.6 misurato in ALICE [30] [31] [32] [33]. Questa discrepanza può essere interpretata come una indicazione del fatto che le probabilità che un quark charm adronizzi in uno specifico adrone charmato, ovvero le Funzioni di Frammentazione (FF), *non* siano universali come ritenuto fino ad ora, ma dipendano dalle caratteristiche del sistema collidente.

Il rapporto Λ_c^+/D^0 in funzione dell'impulso trasverso sembra variare se considerato in diverse *classi di molteplicità* (valore dei dati rappresentati con un pallino in figura 1.8), con il risultato, per collisioni pp ad elevata molteplicità, che si avvicina molto a quanto ottenuto in collisioni Pb-Pb ad energie del centro di massa nucleone-nucleone di 5.02 TeV.

I rapporti di produzione in figura 1.9 mostrano un certo *accordo* per i valori di impulso

fuori dal bin $p_T = [0,1]$ GeV/c, con un andamento descrescente, mentre i valori al suo *interno*, calcolati unicamente attraverso il canale di decadimento $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$, sono molto diversi. In effetti l'analisi dei decadimenti a basso impulso trasverso è particolarmente delicata.

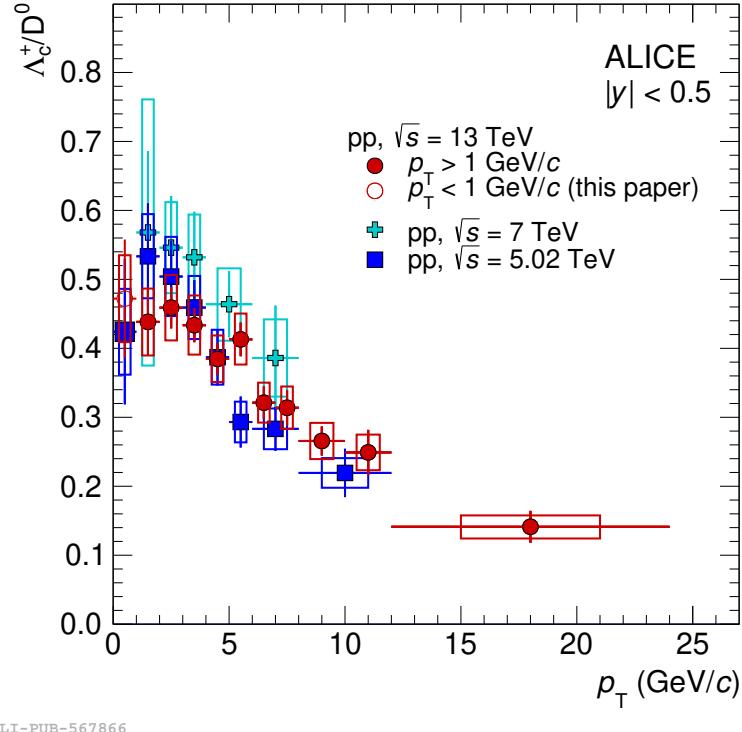


Figura 1.9: Rapporto di produzione degli adroni charmati Λ_c^+ e D^0 in funzione dell'impulso trasverso p_T in collisioni pp a energia cinetica nel centro di massa di $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 13$ TeV misurati col rivelatore ALICE a LHC [34].

I modelli teorici mostrati in figura 1.10 sono:

PYTHIA 8.243 Monash 2013 [35] un generatore Monte Carlo (MC) che implementa *solo* processi di *frammentazione* con produzione di adroni charmati misurati nelle collisioni e^+e^- . Predice un rapporto Λ_c^+/D^0 di circa 0.1 con una debole dipendenza da p_T e costituisce una grossa sottostima dei dati sperimentali, soprattutto a bassi range di impulso trasverso. Questo fatto supporta l'ipotesi che la *frammentazione* sia un meccanismo dominante ad alti impulsi trasversi.

PYTHIA 8.243 [36] un generatore MC che implementa la *riconnessione di colore*. Questo modello di adronizzazione è basato sul *modello a stringhe di Lund*. Sono presenti tre possibili modalità che introducono vincoli più o meno restrittivi sulla generazione: Mode 0 senza vincoli, Mode 2 con vincoli stretti, Mode 3 con vincoli più larghi. Questo modello predice *piuttosto bene* l'andamento del rapporto Λ_c^+/D^0 in particolare nella Mode 0.

SHM+RQM (Statistical Hadronization Model - Relativistic Quark Model) [37] un modello che calcola le frazioni di adroni charmati basandosi su *densità termiche*, dunque dipendenti dalla massa dello stato e dal fattore di degenerazione di spin. Fa uso di ulteriori stati barionici eccitati ancora non misurati, ma che si assume esistano secondo il modello relativistico dei quark (RQM). Le previsioni di questo modello sono buone per tutti i range di p_T .

Catania [38] un modello che assume che anche in collisioni pp si possa creare uno stato di QGP e che dunque l'adronizzazione avvenga sia per *frammentazione* che per *ricombinazione* (coalescenza).

Questi modelli, escluso PYTHIA 8.243 Monash 2013, forniscono previsioni simili in quasi tutto il range di impulso trasverso p_T , tranne nel bin [0,1] GeV/c. L'*analisi dati in questo range* è dunque molto importante, perché permette di *distinguere i modelli teorici* più affidabili da quelli che lo sono meno. È tuttavia un'analisi molto difficile a causa del bassissimo rapporto segnale su fondo. Inoltre, come si può vedere in figura 1.10, l'errore statistico e quello sistematico sono significativi, il che rende la misura sperimentale meno attendibile e di difficile interpretazione.

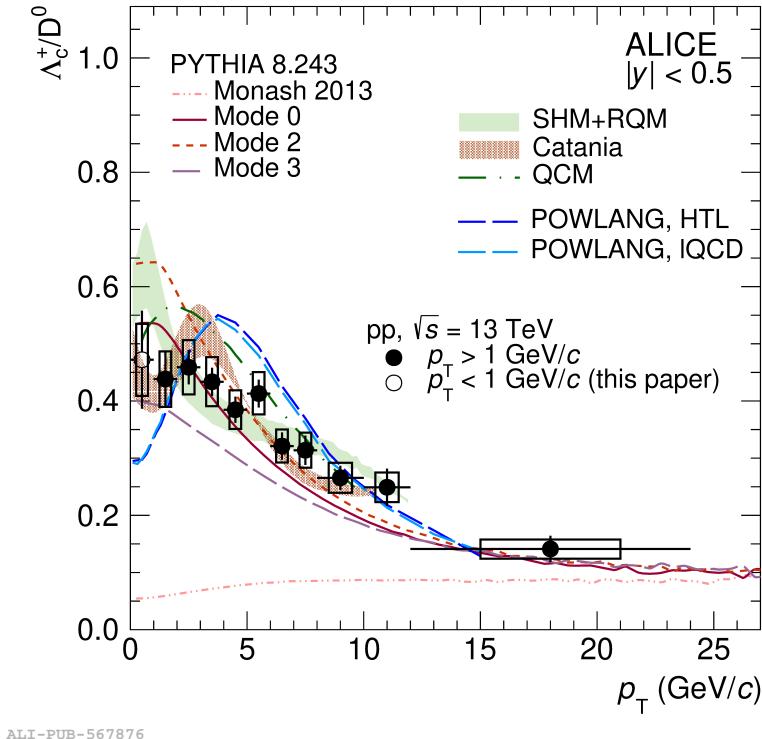


Figura 1.10: Rapporto di produzione Λ_c^+ / D^0 in funzione dell'impulso trasverso p_T in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV confrontato con diversi modelli teorici [39].

Capitolo 2

Esperimento ALICE

2.1 Large Hadron Collider (LHC)

Il Large Hadron Collider (LHC) è l'acceleratore di particelle più grande al mondo ed è situato al laboratorio CERN (Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare) presso Ginevra in Svizzera. Questo imponente strumento scientifico rappresenta il vertice della ricerca nel campo della fisica delle particelle ed è progettato con l'obiettivo di sondare i segreti più profondi dell'universo e comprendere le leggi fondamentali della natura.

L'acceleratore è costituito da un anello circolare di circa 27 km di circonferenza, situato in un tunnel a circa 100 m sotto terra, all'interno del quale vengono fatti circolare fasci di particelle a velocità prossime a quella della luce. Prima di essere immesse in LHC le particelle vengono accelerate da un complesso sistema di pre-acceleratori, vedi figura 2.1, che ne incrementano in passi successivi l'energia cinetica fino a poter essere iniettate dentro l'anello di LHC e portate all'energia di collisione. In LHC potenti magneti superconduttori mantengono i fasci in un moto circolare e cavità a radiofrequenza forniscono il campo elettrico che incrementa l'energia delle particelle. I magneti sono mantenuti nello stato di supercondutività grazie ad un sistema di raffreddamento a elio liquido che mantiene i cavi ad una temperatura di -271°C .

Raggiunte energie elevatissime, i fasci vengono fatti collidere in punti specifici dove si trovano gli esperimenti: i quattro principali rivelatori di LHC sono chiamati ATLAS, CMS, LHCb e ALICE.

ATLAS e **CMS** sono i rivelatori più grandi e sono general-purpose, ovvero non hanno un unico obiettivo specifico di ricerca, bensì esplorano vari aspetti della fisica delle particelle. Essi lavorano in maniera indipendente l'uno dall'altro nonostante facciano ricerca sugli stessi aspetti della fisica. Il motivo di questa “competizione” è quello di effettuare le stesse misure sperimentalistiche facendo due ricerche separate per convalidare in maniera più efficace i risultati ottenuti. Ad esempio, ATLAS e CMS sono stati responsabili della scoperta del Bosone di Higgs nel 2012.

ALICE e LHCb sono invece esperimenti specializzati in particolari fenomeni:

LHCb si occupa di indagare le sottili differenze tra materia e antimateria attraverso lo studio dettagliato di adroni contenenti quark bottom b .

ALICE si concentra sullo studio delle collisioni tra ioni pesanti, come spiegato nel capitolo 1, con la conseguente produzione di QGP, vedi la sezione 1.4, in sostanza nello studio delle fasi iniziali della vita dell'universo dopo il Big Bang.

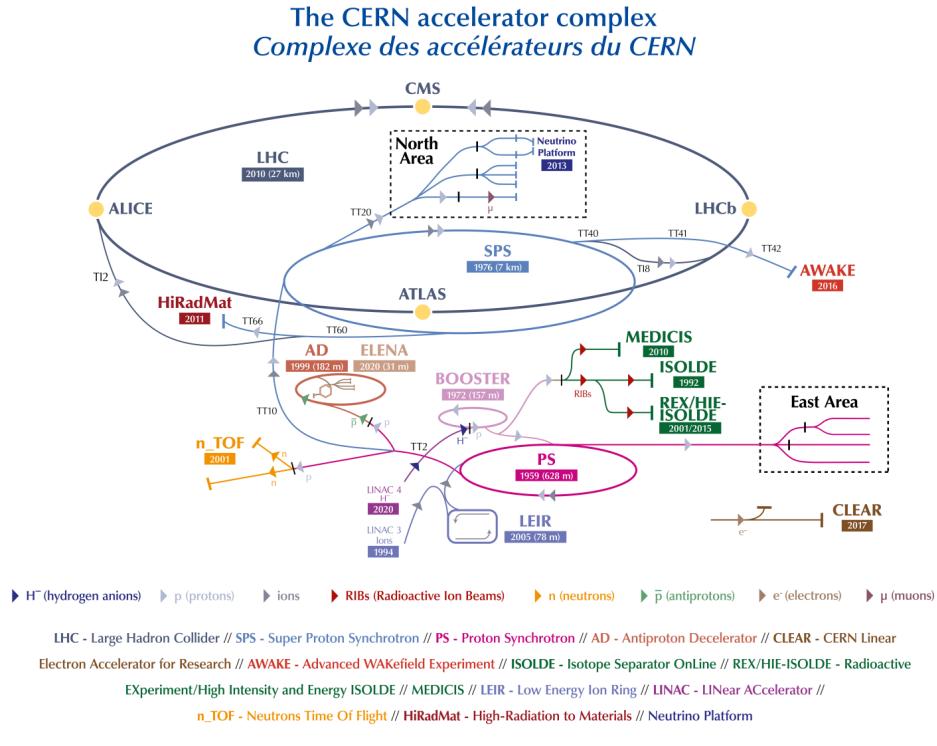


Figura 2.1: Sistema di rivelatori e acceleratori degli esperimenti del CERN di Ginevra [40].

2.2 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

ALICE: A Large Ion Collider Experiment [17] è un *rivelatore* progettato per studiare principalmente la QCD, vedi sezione 1.3, e più in generale la materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e di densità di energia. Il rivelatore è stato costruito da una collaborazione che comprende più di 1000 fisici e ingegneri da 30 paesi del mondo. Rappresentato in figura 2.2 ha una dimensione di $(16 \times 16 \times 26) \text{ m}^3$ e un peso complessivo di 10 000 tonnellate.

ALICE è composto da una parte centrale dedicata alla misura di adroni, elettroni e fotoni e da uno spettrometro a muoni che copre la regione ad alta rapidità. La parte centrale copre angoli polari da 45° a 135° ed è integrata in un grande magnete solenoidale riutilizzato dall'esperimento L3 che operava al LEP.

L'esperimento è composto da 18 differenti sistemi o rivelatori, come mostrato in figura 2.2, ognuno con la propria tecnologia specifica, ottimizzato in base ai requisiti fisici e alle condizioni ambientali alle quali è previsto che operi. Il vincolo di progettazione

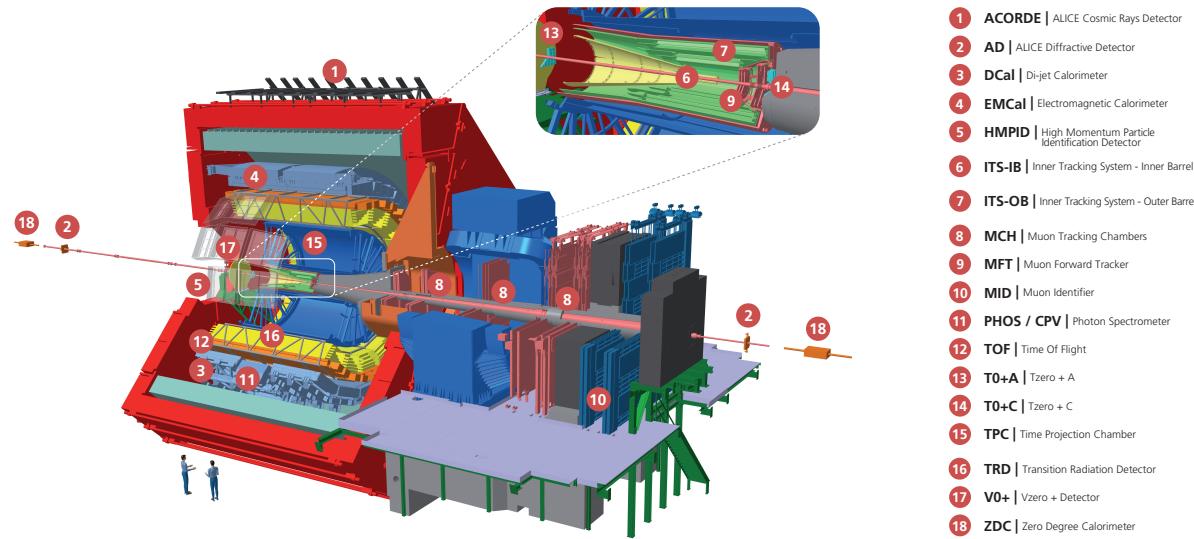


Figura 2.2: Spaccato del rivelatore ALICE con indicati i 18 sottorivelatori [41].

più severo consiste nel riuscire a sopportare l'ingente molteplicità carica prevista per collisioni Pb-Pb centrali. I diversi rivelatori sono stati ottimizzati per fornire una elevata *risoluzione* in impulso e un'eccellente *identificazione* delle particelle su un ampio intervallo di quantità di moto, fino alle molteplicità più elevate previste per LHC. Ciò consente una completa analisi dei segnali di adroni, elettroni, muoni e fotoni prodotti nelle collisioni.

Dall'interno verso l'esterno, la parte centrale contiene, vedi figura 2.3:

1. Inner Tracking System (ITS) composto da sei piani di rivelatori al silicio con elevata risoluzione spaziale,
2. Camera a Proiezione Temporale (Time Projection Chamber TPC) cilindrica,
3. rivelatori di Radiazione di Transizione (Transition Radiation Detector TRD),
4. rivelatore per la misura del Tempo di Volo (Time Of Flight TOF) delle particelle cariche,
5. rivelatore Cherenkov ad Immagini ad Anello (High Momentum Particle Identification HMPID) e due calorimetri elettromagnetici (PHOton Spectrometer PHOS e Electro Magnetic Calorimeter EMCAL).

Tutti i rivelatori, eccetto HMPID, PHOS e EMCAL, coprono l'intero angolo azimutale [17].

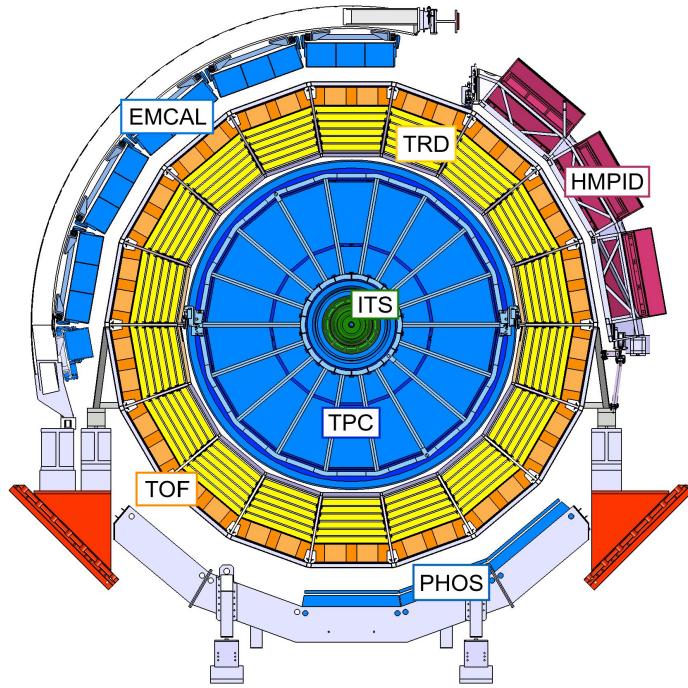


Figura 2.3: Sezione trasversale della parte centrale del rivelatore [42].

2.2.1 Considerazioni sulla costruzione

La costruzione e il design di ALICE sono stati guidati da specifici requisiti fisici e dalle condizioni sperimentali per le collisioni di particelle, originariamente pensate essere per eventi nucleo-nucleo, per poi svilupparsi anche in eventi protoni-protoni.

Le modifiche nucleari alla funzione di distribuzione dei partoni (PDF), vedi sezione 1.7.1, possono essere estratte confrontando le caratteristiche globali degli eventi e, in modo più diretto, attraverso processi specifici ad alta energia come fotoni diretti e saporì pesanti nelle collisioni pp, p-A e A-A.

ALICE è l'unico esperimento a LHC espressamente progettato per lo studio della materia nucleare creata in collisioni di ioni pesanti relativistici e del QGP. Per questo motivo esso dovrà coprire il maggior numero di osservabili possibili studiando tutti i diversi fenomeni riconducibili alla formazione di uno stato di QGP insieme alle informazioni globali che possono descrivere l'evoluzione dinamica del sistema creato nel punto di collisione e la sua termodinamica. Le caratteristiche *globali* dell'evento come la molteplicità carica delle interazioni e il flusso di energia trasversa o a zero gradi definiscono la *geometria* della collisione: parametro di impatto, forma e orientamento della fireball, il volume di collisione, così come il *numero* di nucleoni interagenti nell'urto. Lo studio della produzione di adroni contenenti quark pesanti (charm e bottom) e i processi di frammentazione dei jet permettono di esplorare la *cinematica* dei partoni e la loro perdita di energia per interazione con il mezzo partonico ad alta densità. Il *flusso ellittico* è un osservabile sensibile alle proprietà fluidodinamiche del QGP, come la viscosità. Lo studio dei *fotoni*

diretti può rivelare la formazione di un QGP in equilibrio termico. La produzione soppressa o aumentata di *stati di quarkonia* può essere utilizzata per studiare il deconfinamento e la ricombinazione partonica, mentre lo studio delle *risonanze* permette di investigare il ripristino della simmetria chirale e, insieme ai *rapporti di produzione* tra diverse specie di particelle, agli spettri e alle distribuzioni in impulso trasverso, l'*evoluzione dinamica* del sistema da una fase deconfinata a quella adronica.

La progettazione dell'esperimento ALICE è stata guidata dai requisiti fisici oltre che dalle condizioni sperimentalistiche attese nelle collisioni nucleo-nucleo a LHC. ALICE è stato progettato per operare a *molteplicità* fino a 8000 particelle cariche per unità di rapidità, estrapolando i valori misurati nei precedenti esperimenti con collisioni nucleo-nucleo ad energie inferiori. Questa alta molteplicità, unita a *luminosità* attese in collisioni Pb-Pb a LHC moderate, ha portato alla scelta di *rivelatori lenti ma ad elevata granularità* (come la TPC e le camere SSD), immersi in un debole campo magnetico solenoidale da 0.5 T.

Un *preciso tracciamento*, insieme ad una elevata risoluzione in impulso e capacità di identificazione delle diverse particelle prodotte durante l'evoluzione del sistema sono caratteristiche distintive dell'esperimento ALICE. La misura dell'impulso delle particelle prodotte deve poter essere effettuata su un largo intervallo che si estende per oltre tre ordini di grandezza, dalle decine di MeV/c per lo studio di effetti collettivi fino a ben oltre 100 GeV/c per la fisica dei jet. Ciò si ottiene con una combinazione di material budget molto basso per ridurre il multiple scattering a basso impulso trasverso p_T (13% X0 fino all'estremità esterna della TPC) e un ampio braccio di leva di tracciamento fino a 3.5 m per garantire una buona risoluzione ad alto impulso p_T .

2.2.2 Particle Identification (PID)

ALICE si concentra sulla fisica a rapidità¹ centrali $|\eta| < 1$ come ad esempio la regione a più bassa concentrazione barionica e massima densità energetica. L'identificazione di particelle (Particle Identification, PID) su tutto il range di momenti p_T è essenziale siccome molti altri osservabili sono dipendenti o dalla massa o dal sapore della particella.

In ALICE vengono utilizzate quasi tutte le tecniche di PID note: perdita specifica di energia di ionizzazione dE / dx , time of flight sezione 2.5, radiazione di transizione e radiazione Cherenkov, calorimetria elettromagnetica, rivelatori di muoni e ricostruzione topologica dei decadimenti.

Nonostante tutte queste tecniche di identificazione, è molto difficile selezionare segnali di decadimenti di svari pesanti, come nel nostro caso quello della Λ_c^+ , vedi capitolo 3: è dunque richiesta l'acquisizione di un'enorme quantità di eventi con un'alta efficienza del sistema di Data Acquisition (fino ad una frequenza di 1.3 GB/s su memoria fissa) per registrare un numero di eventi dell'ordine di grandezza di 10^7 in sole poche settimane.

Di seguito sono elencati i rivelatori di ALICE le cui informazioni sono state utilizzate nell'analisi presentata nel capitolo 3.

¹La *rapidità* è una grandezza adimensionale che è basata sul rapporto tra l'energia e la componente del momento lungo l'asse della collisione di una particella. È una misura alternativa dell'energia cinetica di una particella utilizzata frequentemente nelle collisioni ad alta energia perché ha proprietà utili sotto trasformazioni di Lorentz.

2.3 Inner Tracking System (ITS)

L'Inner Tracking System (ITS), schematizzato in figura 2.4 circonda la beam pipe in cui scorre il fascio di particelle e consiste di sei strati cilindrici coassiali di rivelatori al silicio, localizzati da un raggio minimo di 4 cm, imposto dalle dimensioni della beam pipe, a un raggio massimo di 43 cm, necessario per il matching delle traiettorie con il successivo rilevatore, la TPC.

ITS copre un intervallo di pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$ e i suoi obiettivi sono:

- la *localizzazione* dei vertici primario e secondario,
- il *tracciamento* e l'*identificazione* di particelle con momento inferiore a 200 MeV/c e
- il miglioramento della *misura* del parametro d'impatto e dell'impulso delle differenti particelle cariche effettuata dalla TPC.

Per ottenere una risoluzione adeguatamente alta del parametro d'impatto, data l'elevata densità di particelle attesa nelle collisioni tra ioni pesanti a LHC (circa 50 particelle/cm²), sono stati scelti i Silicon Pixel Detectors (SPD) per i primi due strati a partire dall'interno e i Silicon Drift Detectors (SDD) per i successivi due. Per gli ultimi due strati, dove la densità di particelle prevista è ridotta a una particella/cm², sono stati scelti i Silicon micro-Strip Detectors (SSD). I quattro strati più esterni hanno un readout analogo e possono essere usati per la Particle Identification attraverso la misura della perdita di energia dE / dx nella regione non relativistica.

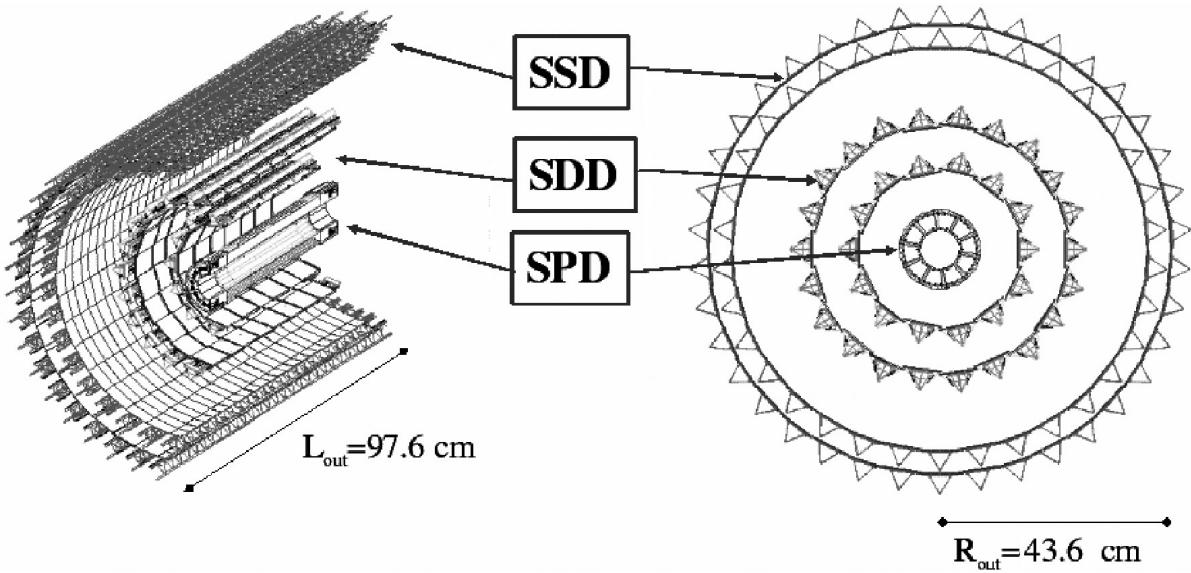


Figura 2.4: Spaccato e sezione interna dell'ITS di ALICE [17].

2.4 Time Projection Chamber (TPC)

La Time-Projection Chamber (TPC), mostrata in figura 2.5, è il principale rilevatore del central barrel per il *tracciamento* delle particelle. I suoi scopi sono di fornire misure precise di *impulso* delle particelle cariche in un range di p_T di 0.1–100 GeV/c, attuare l'*identificazione* delle particelle e la *localizzazione* dei vertici di decadimento. La TPC ha una simmetria cilindrica, coassiale con la direzione del fascio, con una zona attiva compresa tra un raggio di 85 cm e uno di 250 cm ad esclusione di alcune zone morte dove non vengono rilevate particelle.

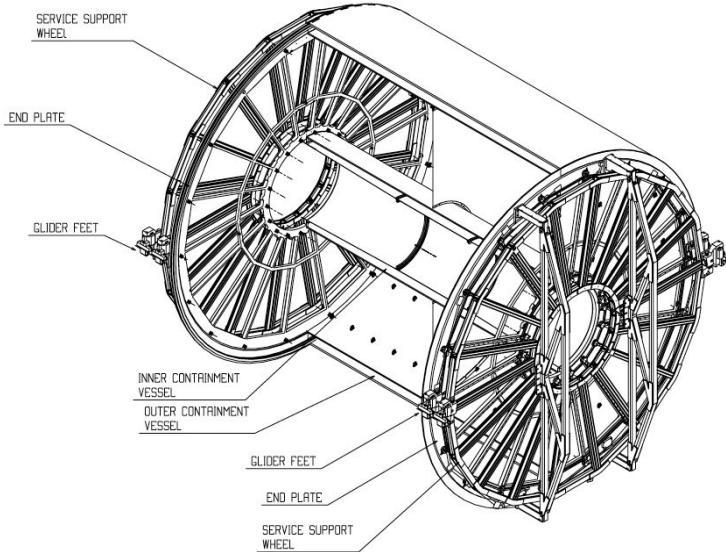


Figura 2.5: Rappresentazione schematica della struttura della TPC di ALICE [43].

L'interno del rivelatore è riempito con 90 m^3 di una miscela di Ne–CO₂–N₂ in percentuali 85 %, 10 % e 5 % rispettivamente. Quando questo gas è attraversato da una particella carica, viene ionizzato creando una traccia formata da elettroni liberi e lacune. Questi vengono guidati tramite un campo elettrico interno alle readout chambers, presenti sulle due basi del cilindro e composte da rivelatori Gas Electron Multipliers (GEMs). La posizione degli hit sulle camere di readout, in aggiunta alla posizione lungo l'asse z , determinata misurando il tempo di arrivo del segnale sugli endcap della TPC, permettono un tracciamento digitale in 3 dimensioni della traccia rilasciata dalla particella carica. Ricostruendo l'intera traiettoria e il suo raggio di curvatura è possibile risalire all'impulso della particella carica che l'ha generata.

La PID viene effettuata attraverso la misura della ionizzazione specifica delle particelle dE / dx . Riportando questa misura in funzione dell'impulso della particella è possibile distinguere le diverse specie, come riportato in figura 2.6. Questa tecnica permette un'ottima separazione nella regione $1/\beta^2$ della Bethe-Bloch e ad alti p_T quando inizia la risalita relativistica. Per momenti intermedi invece è necessario utilizzare altre tecniche di identificazione come ad esempio quella del Time-Of-Flight (TOF), sezione 2.5.

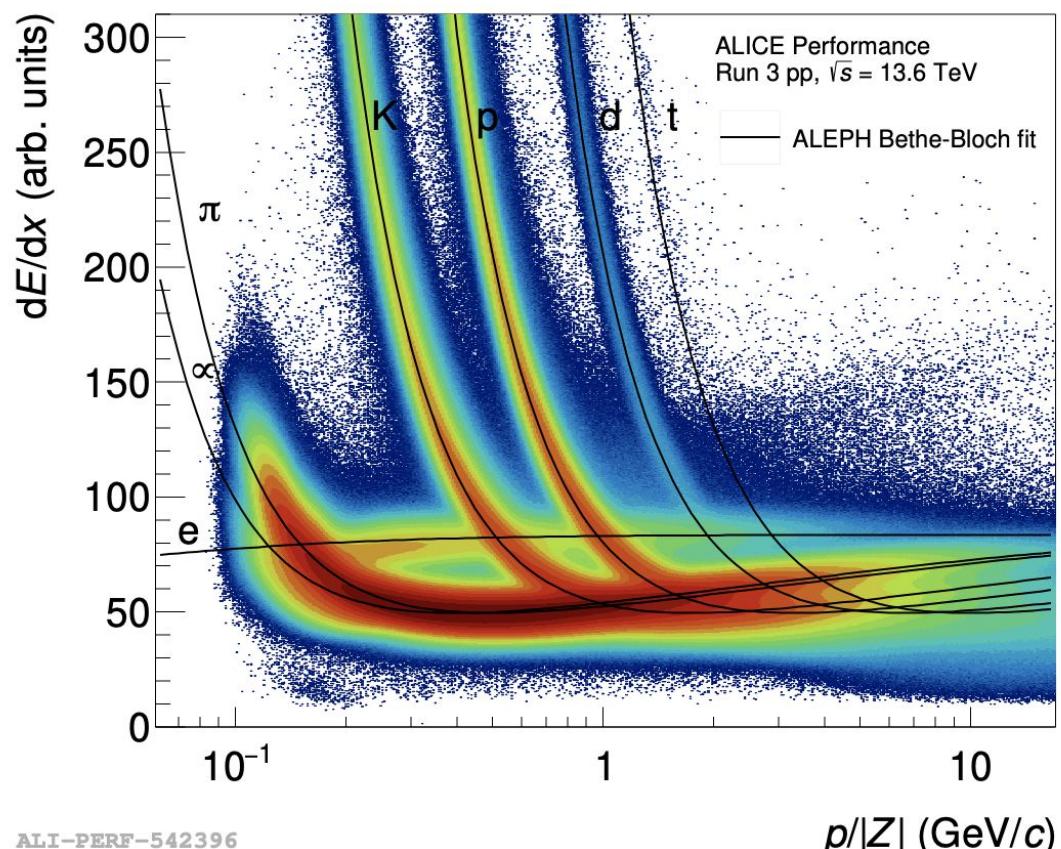


Figura 2.6: Misura della ionizzazione specifica in funzione dell'impulso della particella, è possibile notare come l'andamento vari in base al tipo di particella osservata [<empty citation>].

2.5 Time Of Flight (TOF)

Il rilevatore Time-Of-Flight (TOF) di ALICE, mostrato in figura 2.7 ha un ruolo fondamentale nella Particle Identification nel range di *impulsi intermedi*: è in grado di separare pioni e kaoni per $p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$ e kaoni e protoni per $p_T < 4 \text{ GeV}/c$, nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$. Il TOF fornisce *misure sul tempo di volo* di ciascuna particella carica e, unendo i dati raccolti da ITS e TPC, permette di determinarne l'*identità*.

Come i rivelatori precedentemente mostrati, il TOF ha una forma cilindrica coassiale alla beam pipe ed è situato a una distanza di 3.8 m da quest'ultima. È formato da 1638 Multi-gap Resistive Plate Chambers (MRPC) raggruppati in 18 settori azimutali, ciascuno a sua volta suddiviso in 5 moduli contenenti diversi MRPC in base alla posizione: 15 per i moduli centrali e 19 per quelli intermedi o esterni.

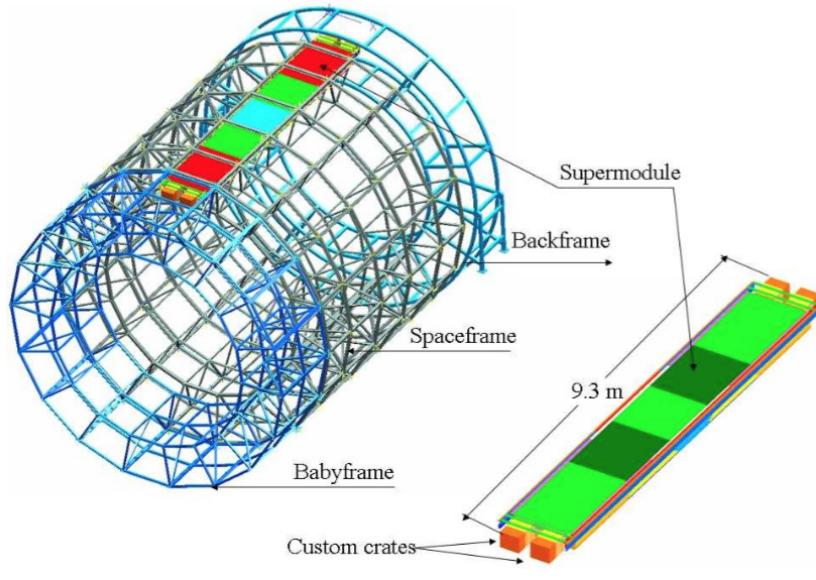


Figura 2.7: Rappresentazione schematica della struttura del TOF di ALICE [<empty citation>].

Un esempio di Identificazione di Particelle con il rivelatore TOF è riportato in figura 2.8 in cui la velocità delle particelle cariche è riportata in funzione del loro impulso. La differenza tra velocità misurata e velocità attesa per ogni ipotesi di massa della particella, divisa per la risoluzione temporale del rivelatore, costituisce il *potere di separazione* del rivelatore.

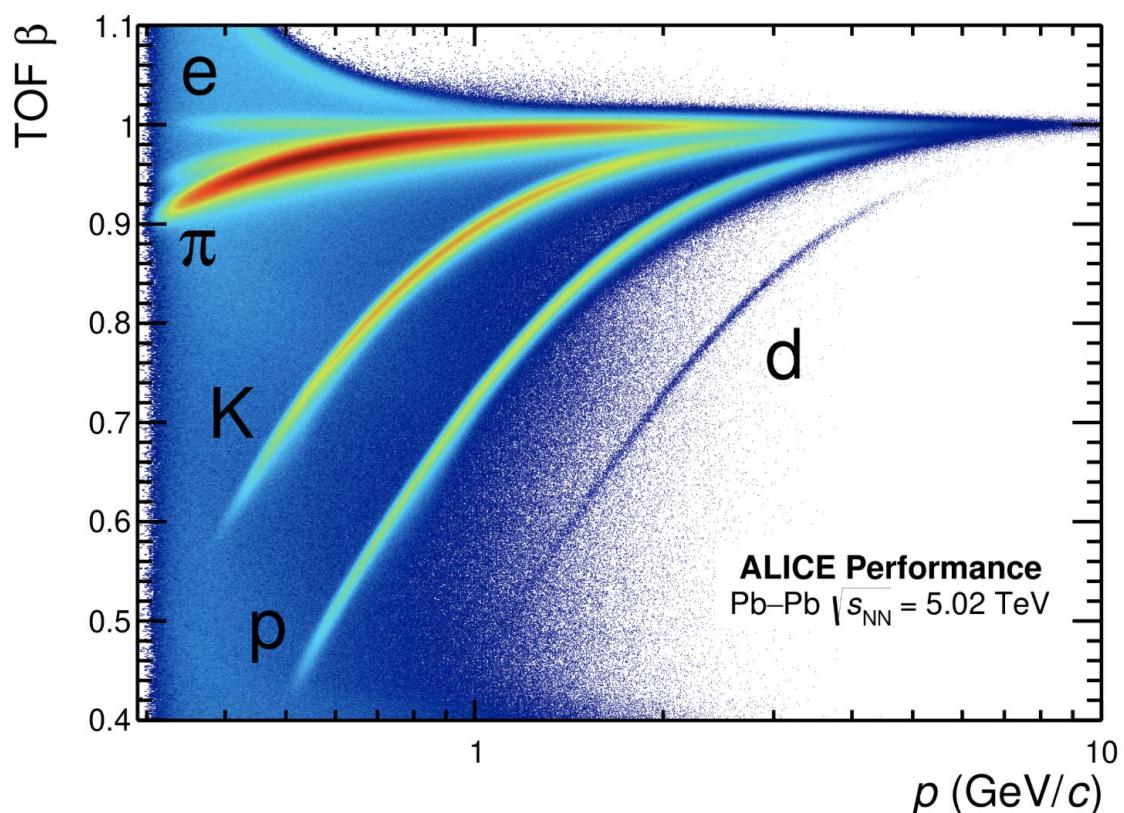


Figura 2.8: Velocità delle particelle cariche in funzione del loro impulso [<empty citation>].

Capitolo 3

Ricostruzione del barione Λ_c^+

Come detto nella sezione 1.9, D^0 e Λ_c^+ sono rispettivamente il mesone e il barione più leggeri contenenti un quark charm c e per questo sono i primi e più abbondanti ad essere prodotti. Possono essere identificati in un ampio intervallo di momento trasverso per cui si prestano molto bene per lo studio del loro rapporto di produzione.

L'identificazione avviene mediante la ricostruzione dei loro decadimenti carichi in volo. Il barione Λ_c^+ , tra gli adroni con sapori pesanti, è di particolare importanza siccome è il barione charmato con massa minore e dunque quello prodotto con maggiore abbondanza in collisioni adroniche [24]. Le caratteristiche fisiche principali del Λ_c^+ sono un contenuto di quark udc , una massa di (2286.46 ± 0.14) M eV /c², un $I(J P) = 0(1/2^+)$ e una vita media di $(2.024 \pm 0.031) \times 10^{13}$ s. La Λ_c^+ possiede diversi canali di decadimento, ma in ALICE se ne analizzano tre, due adronici e uno semileptonico:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+ \quad (3.1)$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0 \quad (3.2)$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda e^+ \bar{\nu}_e \quad (3.3)$$

I Branching Ratio (BR) di questi canali di decadimento, ovvero le *probabilità* di decadimento di questi canali, sono rispettivamente:

- $(6.28 \pm 0.32)\%$ per il canale 3.1,
- $(1.59 \pm 0.08)\%$ per il canale 3.2 e
- $(3.60 \pm 0.40)\%$ per il canale 3.3.

Nella presente tesi viene preso in considerazione solamente il canale di decadimento 3.2 della K_S^0 rappresentato in figura 3.1.

Il punto in cui avviene la collisione ad alta energia tra due protoni dei fasci collidenti viene detto vertice primario, nella figura rappresentato in rosso, con la conseguente+formazione del barione Λ_c^+ . Conseguentemente, la Λ_c^+ decade per interazione debole, (nel punto detto vertice secondario, rappresentato in verde in figura) con le particelle figlie che sono rispettivamente un protone, il quale è stabile, e un mesone K_S^0 che a sua

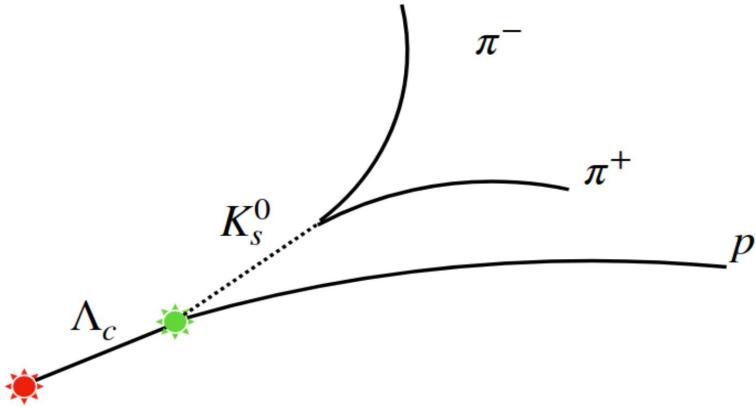


Figura 3.1: Rappresentazione grafica del decadimento del barione Λ_c^+ secondo il canale di decadimento $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$ [27].

volta decade per interazione debole in due pioni carichi con un BR del $(69.2 \pm 0.05)\%$. Sono questi ultimi due che vengono effettivamente rilevati dal rivelatore microvertice di ALICE.

La principale sfida nell'analisi di questa particella è rappresentata dalla sua brevissima vita media. Il barione Λ_c^+ ha un $c = 60\text{m}$, e quindi in media decade dopo aver percorso una distanza inferiore alla precisione dei rivelatori di microvertice di ALICE che si attesta intorno ai 100 m per impulsi trasversi $p_T > 1\text{ GeV}/c$. Questa situazione rende impossibile la distinzione in maniera netta tra vertice primario e vertice secondario: tale complicazione rende l'analisi considerevolmente più complessa.

Dal momento che non è possibile discriminare tra particelle provenienti dal vertice primario e quelle provenienti dal vertice secondario, è necessario implementare metodi più avanzati per separare le particelle effettivamente prodotte dal decadimento di una Λ_c^+ dal fondo (detto anche background). Questo fondo è costituito da tutte le possibili combinazioni di particelle che non derivano dal decadimento di una Λ_c^+ , ma che presentano caratteristiche simili a quelle che effettivamente lo sono e che, se combinate, forniscono un valore di massa invariante accidentalmente vicino al valore della massa di una Λ_c^+ .

NOOOOOOOOOOOOOOOA tale scopo, risulta particolarmente utile l'utilizzo di tecniche di analisi multivariata basate sul Machine Learning. In questo studio, è stato impiegato un approccio di analisi multivariata offerto dal pacchetto TMVA, come descritto nel capitolo 4.

3.1

Bibliografia

- [1] W. N. Cottingham e D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. 2nd. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. ISBN: 978-0521852494. DOI: 10.1017/9781009401685. URL: <https://library.oapen.org/handle/20.500.12657/64010> (cit. a p. 1).
- [2] Wikimedia Commons. *Standard Model of Elementary Particles*. Accessed: 2024-10-03. 2024. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg (cit. a p. 2).
- [3] The ATLAS Collaboration. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». In: *Physics Letters B* 716.1 (set. 2012), pp. 1–29. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020> (cit. a p. 2).
- [4] The CMS Collaboration. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». In: *Physics Letters B* 716.1 (set. 2012), pp. 30–61. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021> (cit. a p. 2).
- [5] F. Englert e R. Brout. «Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons». In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 ago. 1964), pp. 321–323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321> (cit. a p. 2).
- [6] Peter W. Higgs. «Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons». In: *Physical Review Letters* 13.16 (ott. 1964), pp. 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508> (cit. a p. 2).
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen e T. W. B. Kibble. «Global Conservation Laws and Massless Particles». In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 nov. 1964), pp. 585–587. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.585. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585> (cit. a p. 2).
- [8] Lorenzo Vitale. « K^0 e Λ in DELPHI per sondare le proprietà di frammentazione nei decadimenti adronici della Z ». 1995. URL: <http://hdl.handle.net/10077/11331> (cit. alle pp. 3, 5).
- [9] Wikimedia Commons. *Quark Confinement*. Accessed: 2024-10-01. 2024. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Quark_confinement.svg (cit. a p. 5).

- [10] S. Braibant, G. Giacomelli e M. Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. 2^a ed. UNITEXT. Second edition, revised and expanded. Milan, Italy: Springer Milano, 2012. ISBN: 978-88-470-2753-4. DOI: 10.1007/978-88-470-2754-1. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-88-470-2754-1> (cit. a p. 5).
- [11] B. A. Bambah et al. «QCD generators for LEP». In: *Z Physics at LEP1: CERN, Geneva, Switzerland 20 - 21 Feb, 8 - 9 May and 4 - 5 Sep 1989. Workshop on Z Physics at LEP1*. CERN. Geneva: CERN, lug. 1989, pp. 143–340. DOI: 10.5170/CERN-1989-008-V-3.143. URL: <https://cds.cern.ch/record/199224> (cit. a p. 5).
- [12] Guido Altarelli. *Interazioni fondamentali, Enciclopedia del Novecento*. Accessed: 2024-10-03. 2004. URL: [https://www.treccani.it/enciclopedia/interazioni-fondamentali_\(Enciclopedia-del-Novecento\)/](https://www.treccani.it/enciclopedia/interazioni-fondamentali_(Enciclopedia-del-Novecento)/) (cit. a p. 5).
- [13] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, 1994. DOI: 10.1142/1128. eprint: <https://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/1128>. URL: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/1128> (cit. a p. 6).
- [14] Wikimedia Commons. *PhasDiagQGP*. Accessed: 2024-10-04. 2024. URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/File:PhasDiagQGP.png> (cit. a p. 6).
- [15] The NA60+ Collaboration. «Study of hard and electromagnetic processes at CERN-SPS energies: an investigation of the high- μ_B region of the QCD phase diagram with NA60+». In: *JPS Conf. Proc.* 33 (2021). A cura di Naohito Saito, p. 011113. DOI: 10.7566/JPSCP.33.011113. arXiv: 1812.07948 [nucl-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/1812.07948> (cit. a p. 7).
- [16] The ALICE Collaboration. «The ALICE experiment: a journey through QCD». In: *The European Physical Journal C* 84.8 (ago. 2024). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-024-12935-y. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12935-y> (cit. a p. 7).
- [17] The ALICE Collaboration. «The ALICE experiment at the CERN LHC». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002> (cit. alle pp. 8, 22, 23, 26).
- [18] STAR Collaboration. «Underlying event measurements in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV at RHIC». In: *Physical Review D* 101.5 (5 mar. 2020), p. 052004. ISSN: 2470-0029. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.052004. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.052004> (cit. a p. 8).
- [19] The ALICE Collaboration. «Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions». In: *Nature Physics* 13.6 (apr. 2017), pp. 535–539. ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/nphys4111. arXiv: 1606.07424 [nucl-ex]. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys4111> (cit. a p. 8).

- [20] The ALICE Collaboration. «Charged-particle production as a function of the relative transverse activity classifier in pp, p–Pb, and Pb–Pb collisions at the LHC». In: *Journal of High Energy Physics* 2024.1 (gen. 2024). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep01(2024)056. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2024\)056](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2024)056) (cit. a p. 8).
- [21] Carlos A. Salgado. «Lectures on high-energy heavy-ion collisions at the LHC». In: *2008 European School of High-Energy Physics*. Lug. 2009, pp. 239–280. DOI: 10.5170/CERN-2009-002.239. arXiv: 0907.1219 [hep-ph]. URL: <https://cds.cern.ch/record/1183649> (cit. a p. 8).
- [22] Alberica Toia. «Participants and spectators at the heavy-ion fireball». In: *CERN Courier* 53.4 (mag. 2013), pp. 31–34. URL: <https://cds.cern.ch/record/1734942> (cit. a p. 9).
- [23] Anton Andronic. «An overview of the experimental study of quark-gluon matter in high-energy nucleus-nucleus collisions». In: *International Journal of Modern Physics A* 29.22 (ago. 2014), p. 31. ISSN: 1793-656X. DOI: 10.1142/S0217751X14300476. arXiv: 1407.5003. URL: <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X14300476> (cit. a p. 9).
- [24] Sofia Strazzi. «Studio di tecniche di machine learning per la ricostruzione del barione charmato Λ_c in ALICE ad LHC». Corso di Studio in Fisica [L-DM270]. Laurea. Bologna, Italia: Università di Bologna, ott. 2019. URL: <http://amslaurea.unibo.it/19155/> (cit. alle pp. 10, 16, 31).
- [25] Klaus Reygers e Johanna Stachel. *6. Space-Time Evolution of QGP*. Accessed: 2024-10-08. 2011. URL: https://www.physi.uni-heidelberg.de/~reygers/lectures/2011/qgp/qgp_06_space_time_evo.pdf (cit. a p. 11).
- [26] John C. Collins, Davison E. Soper e George Sterman. «Factorization of Hard Processes in QCD». In: *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 5 (2004), pp. 1–91. DOI: 10.1142/9789814503266_0001. arXiv: hep-ph/0409313 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409313> (cit. a p. 10).
- [27] Matteo Fusconi. «Studio di tecniche di estrazione del segnale per barioni Λ_c^+ ricostruiti nell'esperimento ALICE». Corso di Studio in Fisica [L-DM270]. Laurea. Bologna, Italia: Università di Bologna, set. 2022. URL: <https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/26546> (cit. alle pp. 13, 32).
- [28] Ramona Vogt. *Ultrarelativistic heavy-ion collisions*. Amsterdam: Elsevier, 2007. ISBN: 978-0-444-52196-5. URL: <https://shop.elsevier.com/books/ultra%20relativistic-heavy-ion-collisions/vogt/978-0-444-52196-5> (cit. alle pp. 12, 15).
- [29] Annalena Sophie Kalteyer. «Charm production and hadronization in pp and p-Pb collisions at the LHC with ALICE». In: *29th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects*. Proceedings of DIS2022: XXIX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Santiago de

- Compostela, Spain, 2-6 May 2022. Lug. 2022. arXiv: 2207.07590 [nucl-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/2207.07590> (cit. a p. 17).
- [30] The ALICE Collaboration. « Λ_c^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV». In: *Journal of High Energy Physics* 2018.4 (apr. 2018). 39 pages, 12 captioned figures, 5 tables, authors from page 34, published version, figures at <http://aliceinfo.cern.ch/ArtSubmission/node/4141>, p. 108. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep04(2018)108. arXiv: 1712.09581 [nucl-ex]. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2018\)108](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2018)108) (cit. a p. 17).
- [31] The ALICE Collaboration. « Λ_c^+ production in pp and in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV». In: *Physical Review C* 104.5 (nov. 2021). 38 pages, 13 captioned figures, 3 tables, authors from page 33, published version, figures at <http://alice-publications.web.cern.ch/node/6701>, p. 054905. ISSN: 2469-9993. DOI: 10.1103/PhysRevC.104.054905. arXiv: 2011.06079 [nucl-ex]. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.104.054905> (cit. a p. 17).
- [32] The ALICE Collaboration. « Λ_c^+ production and baryon-to-meson ratios in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC». In: *Physical Review Letters* 127.20 (nov. 2021). 20 pages, 2 captioned figures, authors from page 14, published version, figures at <http://alice-publications.web.cern.ch/node/6702>, p. 202301. ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.202301. arXiv: 2011.06078 [nucl-ex]. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.202301> (cit. a p. 17).
- [33] The ALICE Collaboration. «Measurement of prompt D^0 , Λ_c^+ , and $\Sigma_c^{0,++}(2455)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV». In: *Physical Review Letters* 128.1 (gen. 2022). 20 pages, 2 captioned figures + 2 captioned figures in appendix, authors from page 12, published version, figures at <http://alice-publications.web.cern.ch/node/7197>, p. 012001. ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.012001. arXiv: 2106.08278 [hep-ex]. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.012001> (cit. a p. 17).
- [34] The ALICE Collaboration. *Measurement of Λ_c^+/D^0 production ratio in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ALICE Public Note. 2023. URL: https://alice-publications.web.cern.ch/sites/default/files/papers/9560/LcD0_onlyData.pdf (cit. a p. 18).
- [35] Peter Skands, Stefano Carrazza e Juan Rojo. «Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune». In: *The European Physical Journal C* 74.8 (ago. 2014). Comments: 57 pages, p. 3024. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3024-y. arXiv: 1404.5630 [hep-ph]. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y> (cit. a p. 18).
- [36] Jesper R. Christiansen e Peter Z. Skands. «String formation beyond leading colour». In: *Journal of High Energy Physics* 8.8 (ago. 2015). 49 pages, 22 figures, p. 003. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/JHEP08(2015)003. arXiv: 1505.01681 [hep-ph]. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2015\)003](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2015)003) (cit. a p. 18).

- [37] Min He e Ralf Rapp. «Charm-baryon production in proton-proton collisions». In: *Physics Letters B* 795 (ago. 2019), pp. 117–121. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.06.004. arXiv: 1902.08889 [nucl-th]. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2019.06.004> (cit. a p. 19).
- [38] Salvatore Plumari et al. «Charmed hadrons from coalescence plus fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC». In: *The European Physical Journal C* 78.4 (apr. 2018), p. 348. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5828-7. arXiv: 1712.00730 [hep-ph]. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5828-7> (cit. a p. 19).
- [39] The ALICE Collaboration. *Measurement of Λ_c^+ / D^0 production ratio in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with model comparisons*. ALICE Public Note. 2023. URL: https://alice-publications.web.cern.ch/sites/default/files/papers/9560/LcDOratio_withModels_withPOWLANG.pdf (cit. a p. 19).
- [40] Ewa Lopienska. *The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexedes accélérateurs du CERN en janvier 2022*. General Photo. 2022. URL: <https://cds.cern.ch/record/2800984> (cit. a p. 22).
- [41] Arturo Tauro. «ALICE Schematics». General Photo. 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2263642> (cit. a p. 23).
- [42] Martino Gagliardi. *Overview of ALICE results*. Presentation at the 8th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2019). Ago. 2019. URL: https://indico.cern.ch/event/754973/contributions/3535438/attachments/1896165/3128363/Gagliardi_ICNFP_220819_v6.pdf (cit. a p. 24).
- [43] William Korcari. «Analisi del segnale temporale del sistema a tempo di volo dell'esperimento ALICE a LHC per le procedure di controllo di qualita dei dati». Tesi di laurea, Corso di Studio in Fisica (L-DM270). Tesi di laurea (Laurea). Università di Bologna, dic. 2017. URL: <https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/14607> (cit. a p. 27).