

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Studio della funzione di correlazione per
coppie di (anti)protoni in collisioni pp a
 $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ a LHC.

Relatore:
Prof.ssa Francesca Bellini

Presentata da:
Niccolò Ciavarelli

Correlatore:
Dott. Nicolò Jacazio

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

In questa tesi si presenta uno studio della correlazione in impulso per coppie di protoni e antiprotoni in collisioni protone-protone ad un'energia al centro di massa $\sqrt{s} = 900$ GeV. La misura di questa funzione di correlazione ricopre particolare importanza all'interno dei modelli di coalescenza, modelli predittivi per la formazione di nuclei e antinuclei leggeri, come il deuterio, in collisioni di alta energia. I dati utilizzati sono stati raccolti dall'esperimento ALICE presso il Large Hadron Collider durante il Run pilota di ottobre 2021. Per estrarre la funzione di correlazione per coppie di (anti)protoni, per prima cosa si sono identificati i protoni e gli antiprotoni a partire dal campione di particelle cariche utilizzando le informazioni dei rivelatori Time Projection Chamber e Time-of-Flight di ALICE. Quindi si è proceduto alla costruzione delle coppie di (anti)protoni utilizzando particelle provenienti dallo stesso evento di collisione e da eventi diversi ed infine si è estratta la funzione di correlazione. Per fare ciò è stato implementato un algoritmo originale ed indipendente dal framework di ALICE. La funzione di correlazione ottenuta mostra caratteristiche consistenti rispetto alle misure precedenti effettuate a energie di collisioni diverse e potrà essere utilizzata per caratterizzare per la prima volta la sorgente di nucleoni in collisioni pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV e come input ai modelli di produzione dell'(anti)deuterio per coalescenza. Questi studi trovano applicazione nel calcolo dei flussi di antinuclei nei raggi cosmici e sono particolarmente rilevanti per ricerche indirette di materia oscura con esperimenti nello spazio.

Indice

Introduzione	1
1 Antinuclei cosmici, materia oscura e funzione di correlazione	3
1.1 Materia oscura	4
1.2 Antinuclei cosmici	7
1.2.1 Fondo astrofisico	8
1.3 Modelli di produzione degli (anti)nuclei	9
1.3.1 Modello di coalescenza	11
1.4 Funzione di correlazione e dimensione della sorgente	16
1.4.1 Determinazione della sorgente di nucleoni	18
1.4.2 Legame tra coalescenza e funzione di correlazione	22
2 L'esperimento ALICE a LHC	24
2.1 Accelerazione di protoni e ioni nel Large Hadron Collider (LHC)	24
2.1.1 I <i>run</i> di LHC	26
2.2 A Large Ion Collider Experiment	27
2.3 Dalle collisioni all'analisi dati	35
2.3.1 Acquisizione dati	35
2.3.2 Elaborazione offline	37
3 Analisi dati	41
3.1 Il campione di dati e la selezione degli eventi	41
3.2 La selezione delle tracce	42
3.3 Identificazione di protoni e antiprotoni	43
3.4 Funzione di correlazione	50
3.5 Dettagli sull'algoritmo sviluppato	53
3.5.1 Algoritmo identificazione protoni	53
3.5.2 Algoritmo di costruzione delle coppie	53
3.5.3 Algoritmo funzione di correlazione	54
3.6 La funzione di correlazione risultante	55

INDICE	0.0
<hr/>	
Conclusioni	57
A Diagrammi a blocchi degli algoritmi sviluppati	58
Bibliografia	61

Introduzione

La materia oscura, ovvero materia elettromagneticamente non interagente, ma che manifesta i propri effetti gravitazionali in varie strutture dell'universo, è ad oggi uno dei principali campi di ricerca in ambito astrofisico. Nel caso di materia oscura costituita da *Weakly Interactive Massive Particles* (WIMPs) è stato evidenziato da vari modelli come l'annichilazione e il decadimento di tali particelle possa portare alla produzione di antimateria, tra cui in particolare antinuclei leggeri di antideuterio e antielio. Nel nostro universo la produzione di antimateria è più rara rispetto alla formazione di materia, dato che i processi che possono generarla sono meno numerosi. È stato suggerito che gli antinuclei siano particolarmente promettenti per queste ricerche in quanto liberi dal fondo astrofisico che caratterizza ad esempio gli antiprotoni, e ciò li rende utilizzabili come sonde per cercare segnali di materia oscura di natura particellare. Per poter interpretare i risultati di esperimenti che cercano antinuclei nei raggi cosmici è necessario predire i flussi di antideuterio ed antielio in prossimità della Terra, tenendo conto che gli antinuclei potrebbero provenire da interazioni tra WIMP (segnale) oppure da interazioni dei raggi cosmici primari con il mezzo interstellare (fondo). Agli acceleratori di particelle invece è possibile studiare la produzione di (anti)nuclei in maniera sistematica e in condizioni controllate, per comprenderne il meccanismo di formazione, utilizzando collisioni protone-protone (pp), protone-nucleo (p-A) o nucleo-nucleo (A-A). In particolare, il rivelatore ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) a LHC (*Large Hadron Collider*) è particolarmente adatto a questo scopo. Dedicato allo studio del plasma di quark e gluoni prodotto in collisioni tra ioni pesanti e della transizione di fase che ne segue che si conclude con la produzione di stati adronici, l'apparato sperimentale di ALICE è stato equipaggiato con rivelatori per l'identificazione ed il tracciamento di particelle cariche a basso impulso, e consente quindi anche il tracciamento e l'identificazione degli (anti)nuclei leggeri. Inoltre, alle energie di LHC, la quantità di antimateria e materia prodotta è circa uguale. Avendo una bassa quantità di materiale vicino al punto di interazione il rivelatore ALICE è ottimale per lo studio della produzione di antinuclei. In questo lavoro di tesi ci si concentra sul modello di coalescenza, un approccio che descrive la formazione di antinuclei leggeri per fusione di due nucleoni, quantificando la probabilità dei due nucleoni di legarsi e formare un nucleo. La probabilità di coalescenza dipende dalle caratteristiche della sorgente e studi recenti mostrano che quest'ultima può

essere caratterizzata tramite la misura della funzione di correlazione tra coppie di barioni, ad esempio protoni o antiprotoni, una tecnica chiamata femtoscopia. La correlazione di due particelle nello stato finale con un piccolo impulso relativo fornisce il collegamento più diretto con le dimensioni della sorgente ed il range dell'interazione. È interessante notare che questa tecnica deriva da un'idea sviluppata in campo astrofisico molti decenni fa: l'interferenza di fotoni è stata applicata per la prima volta da Hanbury-Brown e Twiss (da cui deriva il nome del metodo HBT) [1], per determinare le dimensioni delle sorgenti di provenienza, sia di laboratorio che stellari. Nello specifico, l'interferometria di intensità nasce negli anni '50 per la prima misura della dimensione angolare della stella Sirio utilizzando due riflettori della marina americana come pozzi di luce. L'estensione di questa tecnica a pioni in collisioni tra ioni pesanti [2] e in tempi più recenti a coppie di adroni in generale ha dato origine al campo dell'interferometria femtoscopica, dove l'aggettivo "femtoscopica" si riferisce alle scale di lunghezza accessibili.

Lo scopo di questa tesi è fornire una prima misura sperimentale preliminare della funzione di correlazione tra protoni utilizzando dati raccolti a LHC dal rivelatore ALICE in collisioni pp a energie nel centro di massa $\sqrt{s} = 900$ GeV. Combinata con una misura di produzione di deutoni e antideutoni, questa analisi ha come scopo quello di contribuire alla verifica del modello di coalescenza per l'applicazione alla ricerca di antinuclei nei raggi cosmici.

La tesi è divisa in tre capitoli: nel primo capitolo si introducono le motivazioni di fisica, gli antinuclei cosmici ed il modello di coalescenza, focalizzandosi sulla funzione di correlazione. Viene messa in evidenza in particolare la relazione della funzione di correlazione con la dimensione della sorgente, ingrediente della probabilità di coalescenza. Nel secondo capitolo si presenta l'esperimento ALICE, i cui dati sono utilizzati per l'analisi. Il terzo capitolo illustra il lavoro originale di questa tesi ovvero l'analisi dei dati per l'estrazione della funzione di correlazione per (anti)protoni. Viene discusso nel dettaglio come vengono selezionati gli eventi e le tracce, e come sono identificati gli (anti)protoni. Sempre nel terzo capitolo sono illustrati l'algoritmo per l'identificazione, quello per il calcolo della funzione di correlazione, e quelli per la costruzione delle coppie di particelle. Sono infine riportati e discussi i risultati dell'analisi.

Capitolo 1

Antinuclei cosmici, materia oscura e funzione di correlazione

Nuclei leggeri di antimateria, come nuclei di antideuterio o antielio, se osservati nei raggi cosmici, potrebbero fornire informazioni sulla natura particellare della materia oscura (*dark matter*, DM). I candidati di principale interesse per la DM sono le *Weakly Interactive Massive Particles* abbreviate in WIMPs, cioè particelle massive debolmente interagenti che soddisfano le richieste di alcuni modelli teorici [3]. Le WIMP potrebbero essere coinvolte in processi di annichilazione e decadimento che conducono alla formazione di stati finali adronici, composti da particelle appartenenti al Modello Standard della fisica delle particelle elementari, rilevabili mediante apposita strumentazione, tra cui si trovano gli antinuclei leggeri.

La bassa probabilità di produrre nuclei leggeri di antimateria in seguito a collisioni tra i raggi cosmici (*cosmic rays*, CR) ed il mezzo interstellare (*interstellar medium*, ISM) li rende oggetti utilizzabili come segnale di tipo *smoking gun* per i processi che coinvolgono particelle di DM. I flussi di antinuclei leggeri prodotti da DM giungerebbero fino a noi liberi dal fondo astrofisico, che invece si presenta per i flussi di materia ordinaria (ad esempio positroni e antiprotoni) a causa di varie sorgenti, che possono essere stellari e di altro tipo.

La ricerca di antinuclei cosmici è una delle frontiere aperte per l'indagine di processi che coinvolgono la materia oscura e la sua importanza è destinata ad aumentare sempre di più con il progressivo aumento della sensibilità degli apparati strumentali a disposizione. La rilevazione di antinuclei di elio presenta un interesse particolare, perchè sebbene l'esperimento *Alpha Magnetic Spectrometer* (AMS) [4] a bordo della stazione spaziale internazionale abbia riportato la potenziale registrazione di alcuni eventi candidati [5], nessuna osservazione è stata ancora confermata [6].

Dopo un'introduzione sulle ricerche di antinuclei nei raggi cosmici quali messaggeri per la materia oscura, nel capitolo verrà discusso il modello di coalescenza, cioè un ap-

proccio per descrivere la produzione di (anti)nuclei nelle collisioni ad alte energie, quale ingrediente fondamentale dei modelli teorici che predicono i flussi attesi di antinuclei cosmici.

Nel contesto del modello di coalescenza, risulta di essere di particolare importanza la caratterizzazione della sorgente di nucleoni e antinucleoni per la formazione di nuclei e antinuclei, rispettivamente. Si introduce quindi alla fine del capitolo la tecnica di femtoscopia, utilizzata per estrarre la dimensione della sorgente dalla misura della funzione di correlazione tra protoni.

1.1 Materia oscura

Da quasi 90 anni il problema della materia oscura ricopre una rilevante parte degli studi nel campo dell'astrofisica, con varie tappe fondamentali che possono essere riassunte come segue:

- **1933:** osservazione di Zwicky di una grande dispersione delle velocità dei corpi dell'ammasso di galassie Coma [7].
- **1939:** misure di Babcock della galassia di Andromeda [8], a cui si riconduce la comparsa del problema delle curve di rotazione delle galassie - le stelle ruotano "troppo velocemente" secondo i modelli sia della gravitazione di Newton sia della relatività generale di Einstein.
- **1978:** Misure eseguite da Vera Rubin relative alle curve di rotazione estese di galassie a spirale ad alta luminosità, scoprendo che queste ultime sono piatte per distanze del nucleo grandi ($r = 50$ kpc) [9].
- **1982:** viene introdotto nella sua forma moderna il cosiddetto paradigma della materia oscura fredda (*cold dark matter*, CDM), ovvero materia con velocità non relativistiche all'epoca della formazione delle grandi strutture cosmologiche [10].

Al giorno d'oggi è consolidato il modello standard cosmologico, detto anche modello Λ CDM, grazie ad una grande mole di dati da studi della radiazione cosmica di fondo (*cosmic microwave background*, CMB), misurazioni a distanza di supernova e osservazioni su larga scala di galassie e di effetti di lente gravitazionale.

Nell'ambito del modello Λ CDM, la formazione delle strutture su scala cosmologica è spiegata tramite l'amplificazione gravitazionale di piccole perturbazioni di densità, con il contributo fondamentale della materia oscura fredda. Senza l'esistenza della materia oscura fredda non si sarebbe potuta formare l'elevata disomogeneità dell'universo su larga scala che si osserva oggi, data la piccola ampiezza delle fluttuazioni di densità ricavata dalle anisotropie della CMB, come visibile in Fig. 1.1.

La materia oscura costituirebbe più dell'80% della materia e circa il 27% del contenuto

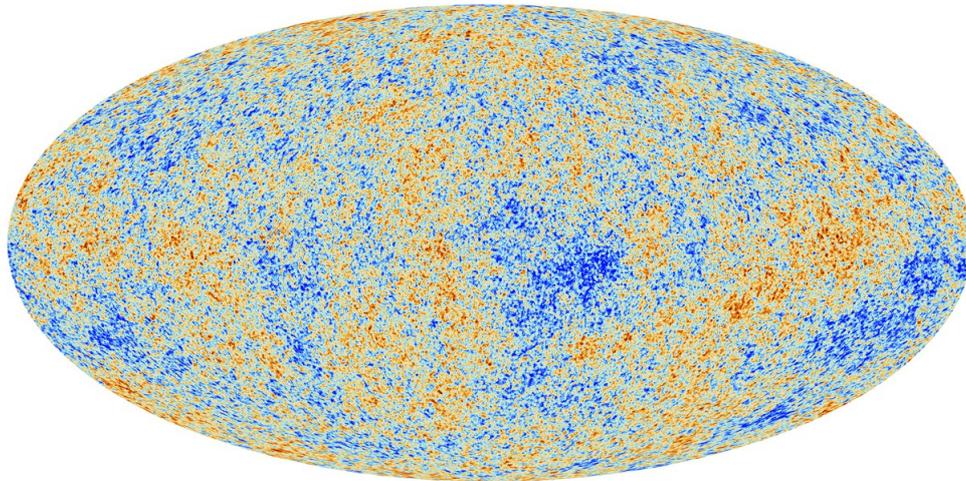


Figura 1.1: Le anisotropie della radiazione cosmica di fondo (CMB) osservate dalla missione Planck. La CMB è un'istantanea della luce più antica del nostro Universo, quando quest'ultimo aveva appena 380000 anni. Mostra minuscole fluttuazioni di temperatura che corrispondono a regioni di densità leggermente diverse, che rappresentano i semi di tutte le strutture future: le stelle e le galassie di oggi [11].

in materia ed energia dell'universo, vedi Fig. 1.2, secondo le stime della collaborazione Planck [12]. Gran parte dei modelli attuali che descrivono caratteristiche e interazioni delle particelle di materia oscura si servono della teoria quantistica dei campi. L'esistenza di DM barionica è fortemente messa in dubbio da varie evidenze, tra cui per esempio il fatto che il fondo cosmico a microonde e la struttura della *Cosmic Web* (una rete immensa che permea l'Universo, fatta di tanti filamenti) sarebbero radicalmente diversi se questa ipotesi fosse vera [13]. Per questo ed altri motivi, i potenziali candidati per la DM devono soddisfare alcune caratteristiche specifiche.

Tra queste, la più immediata è la neutralità elettromagnetica: la DM dovrebbe interagire con la materia ordinaria solamente debolmente o sub-debolmente. Con debole si intende un'interazione dell'ordine di grandezza dell'intensità della forza debole. In caso contrario, essa emetterebbe una qualche forma di radiazione elettromagnetica, che può essere osservata.

I candidati per la DM non barionica più studiati sono [14]:

- **WIMPs:** DM fredda, massiva, con masse $\approx 2 \text{ GeV}/c^2 \div 100 \text{ TeV}/c^2$ [15, 16].
- **Assioni:** DM fredda, leggera, con masse $\approx 10^{-5} \div 10^{-3} \text{ eV}/c^2$, sono una soluzione al problema della violazione di CP nell'interazione forte [17].
- **Neutrini:** DM calda, leggera, con masse $\approx 0.05 \text{ eV}/c^2$ [18].

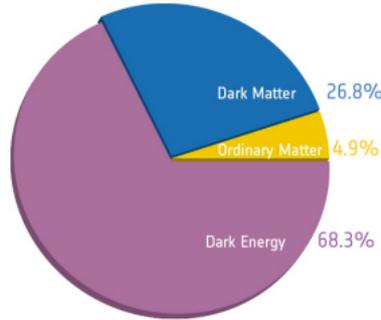


Figura 1.2: Nel grafico è visibile una stima della composizione attuale dell'universo prodotta della collaborazione Planck [12].

Tra questi, rilevanti per le motivazioni di questa tesi, sono le WIMPs, che appaiono naturalmente in molti modelli teorici [19].

Una delle ragioni per il grande successo delle ipotesi WIMP è che per intervalli ragionevoli di masse e di sezioni d'urto di annichilazione, l'abbondanza odierna di DM può essere ottenuta attraverso il meccanismo di *freeze-out* termico (*WIMP miracle*). Nell'Universo primordiale e caldo la materia ordinaria, formata da particelle del Modello Standard, e la materia oscura erano in equilibrio termico, con la produzione di particelle di DM e annichilazioni che si bilanciavano a vicenda. Man mano che l'Universo si espandeva e si raffreddava, le WIMPs alla fine si disaccoppiavano fuori dall'equilibrio con il plasma termico. Questo disaccoppiamento è avvenuto quando il tasso di annichilazione WIMP è diventato all'incirca inferiore al tasso di espansione dell'Universo. Dopo il *freeze-out*, il rendimento delle WIMPs è rimasto per lo più costante [19].

Le WIMPs rappresentano oggetti promettenti per gli esperimenti volti alla ricerca della DM, poiché la rilevazione di alcuni fenomeni in cui potrebbero essere coinvolte (come per esempio lo scattering elastico con nuclei di materia ordinaria) è alla portata di rivelatori di particelle realizzati o in via di realizzazione, che potrebbero quindi verificarne direttamente l'esistenza [19].

Come visibile in Fig. 1.3 in fenomeni di annichilazione e decadimento di una WIMP χ analoghi a quelli della materia ordinaria, dei quali si può tentare una rilevazione con apposita strumentazione, vi può essere la produzione di raggi gamma, oppure di altre particelle del Modello Standard. Tra le reazioni che risultano in stati finali adronici, si considerano tipicamente i canali di annichilazione di WIMP in coppie quark-antiquark leggeri, come $u\bar{u}$, coppie quark-antiquark pesanti, come $b\bar{b}$ e coppie di bosoni di gauge W^+W^- [20]. Tra i prodotti di questi processi rivestono un ruolo speciale le particelle di antimateria, come per esempio gli antiprotoni e gli antideutoni, ovvero i nuclei di antideuterio.

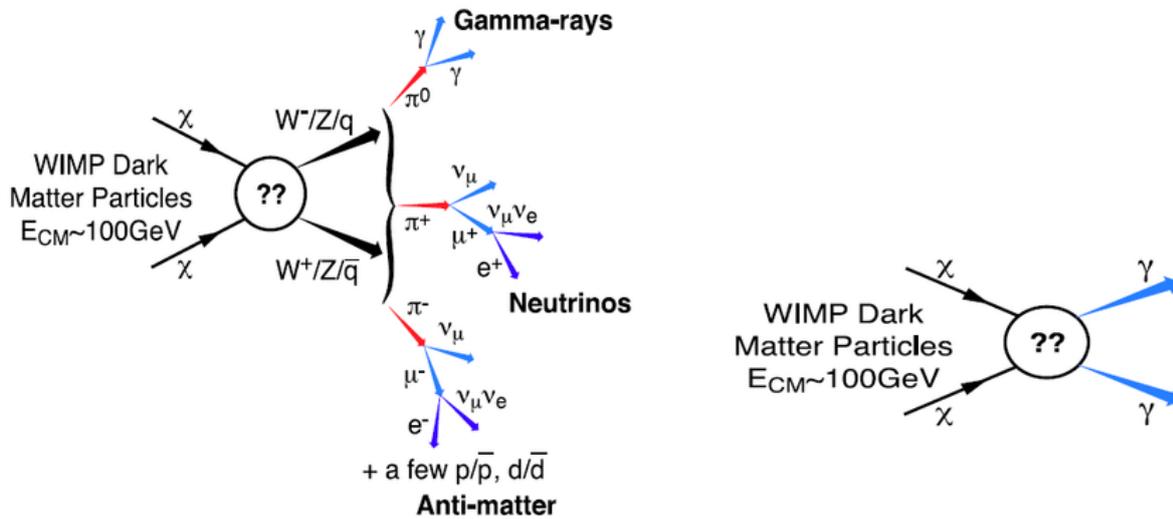


Figura 1.3: Due possibili canali di annichilazione di WIMPs [21]. A sinistra particelle del modello standard (tra le quali antimateria), a destra, i prodotti del processo sono fotoni gamma.

1.2 Antinuclei cosmici

La materia ordinaria domina l'antimateria nel nostro universo, e la formazione di quest'ultima, in seguito a processi astrofisici, è assai circoscritta.

I meccanismi esplorati per la produzione di antinuclei sono:

1. le collisioni di raggi cosmici con particelle del mezzo interstellare, dove i protoni sono i maggiori componenti sia dei CR che dell'ISM [22],
2. fenomeni e interazioni legati alla materia oscura.

Nel secondo caso e nell'ipotesi che la DM sia formata da WIMPs, il decadimento o l'annichilazione di una WIMP con la sua antiparticella può dare origine a barioni e antibarioni, a nuclei e antinuclei.

In particolare gli antinuclei possono formarsi in collisioni e processi con energie al di sopra della loro soglia di produzione.

Questa energia di soglia, per i nuclei leggeri come antideutone (\bar{d}) e anti-elio (${}^3\bar{He}$), cresce con il numero di antinucleoni in maniera rapida, dal momento che ogni antinucleone addizionale richiede anche la produzione di un corrispettivo nucleone, perché il processo deve conservare il numero barionico. Ad ogni ulteriore barione prodotto ulteriormente deve corrispondere una maggiore energia delle particelle dello stato iniziale, e quindi il processo diventa sempre più difficoltoso. L'energia di soglia nelle collisioni protone-protone (pp) per la produzione di:

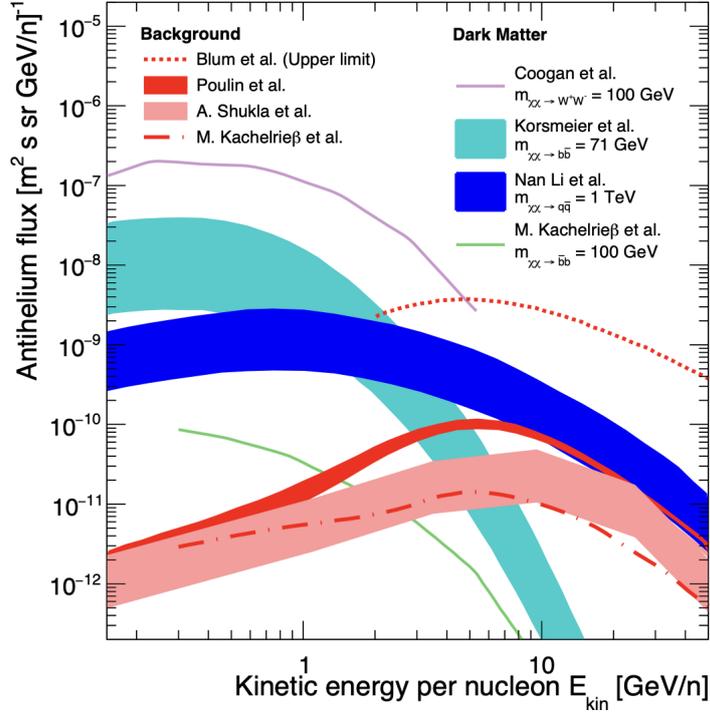


Figura 1.4: Previsione del flusso di antielio-3 (confrontata con il fondo astrofisico) da diversi modelli di DM e calcoli di base astrofisica. Le bande di errore illustrano le incertezze nel modello di formazione, ma includono anche le incertezze riferite al modello di propagazione dei raggi cosmici nella Galassia.[28].

- \bar{d} è di 17 GeV nel sistema di riferimento del bersaglio e 5.7 GeV nel sistema di riferimento del centro di massa,
- ${}^3\bar{He}$ è di 31 GeV e 7.5 GeV nel sistema di riferimento del centro di massa [23],
- ${}^4\bar{He}$ è di 49 GeV e 9.7 GeV nel sistema di riferimento del centro di massa [23].

1.2.1 Fondo astrofisico

I processi astrofisici in grado di generare nuclei di antimateria sono pochi e rari, i flussi di antinuclei non ricevono contributi significativi da flussi di raggi cosmici di origine astrofisica standard, al contrario dei flussi di materia (elettroni, protoni, deutoni...). Antideutoni e nuclei di antielio sono prodotti solo in processi o collisioni con le energie di soglia menzionate nella Sez. 1.2, e sono considerati pertanto un segnale promettente per le ricerche di tracce di DM nel nostro universo [24–27].

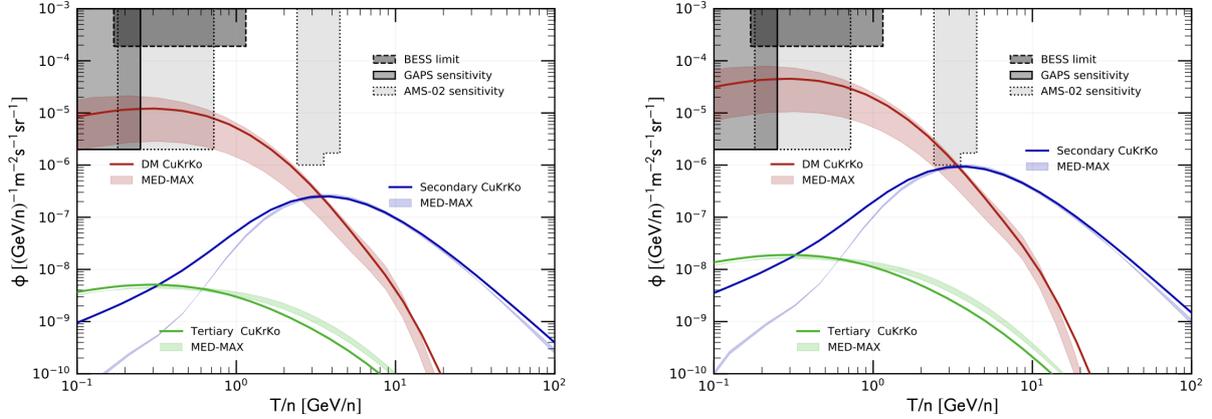


Figura 1.5: Flussi previsti di antideutrone funzione dell'energia cinetica per nucleone per produzione primaria (cioè da DM), secondaria e terziaria [27]. I flussi sono stati derivati ipotizzando che le particelle di DM annichilino producendo $b\bar{b}$ [30], considerando un momento di coalescenza di 160 GeV/c (a sinistra) e 248 GeV/c (a destra); questi valori di impulso sono stati fissati partendo da una misura di produzione di antideuteroni in collisioni pp a LHC da parte dell'esperimento ALICE [31].

Per masse dei componenti della materia oscura dell'ordine di $1 \div 100$ GeV, il flusso di antinuclei primari predetto da vari modelli [20, 29] eccede di diversi ordini di grandezza il fondo di antinuclei secondari a date energie cinetiche. In Fig. 1.4 e 1.5 è possibile osservare il confronto tra flussi di fondo e flussi originati da DM, in funzione dell'energia cinetica per nucleone. Si possono fare due osservazioni. In prima istanza, l'energia cinetica per nucleone a cui si trova il picco del flusso varia a seconda del modello, ed è solitamente più alta per il fondo di antinuclei cosmici secondari e più bassa per antinuclei da DM. Questa separazione può aiutare nelle ricerche sperimentali a discriminare tra le origini degli antinuclei. In secondo luogo, la previsione dei flussi fornita dai modelli teorici è molto sensibile alle caratteristiche della DM (si guardi alla differenza tra le bande piene colorate nel grafico) e ai meccanismi di formazione degli antinuclei (si fa riferimento in questo caso alla differenza tra le linee sottili nel grafico).

Nell'ipotesi di veridicità di tali modelli e con una strumentazione sufficientemente sensibile, sarebbe quindi possibile osservare un surplus di produzione di antinuclei rispetto al fondo astrofisico per basse energie cinetiche per nucleone.

1.3 Modelli di produzione degli (anti)nuclei

La produzione di (anti)nuclei nelle collisioni ad alte energie è solitamente descritta attraverso due diversi approcci: la formazione per coalescenza di nucleoni oppure la produzione termico-statistica.

Grazie a grandi quantità di dati da collisioni pp, p–Pb e Pb–Pb raccolti durante i primi dieci anni di presa dati a LHC, la Collaborazione ALICE ha misurato la produzione di (anti)nuclei leggeri a diverse energie del centro di massa, fornendo dati sperimentali cruciali. Alcune proprietà degli (anti)nuclei oggetto della discussione sono riportate in Tabella 1.1 [32]. In Fig. 1.6, ad esempio, sono riportate le distribuzioni in impulso trasverso per la produzione di antideutoni quali misurati da ALICE a rapidità $|y| < 0.5$ in collisioni pp inelastiche a $\sqrt{s} = 900$ GeV, 2.76 TeV e 7 TeV [31].

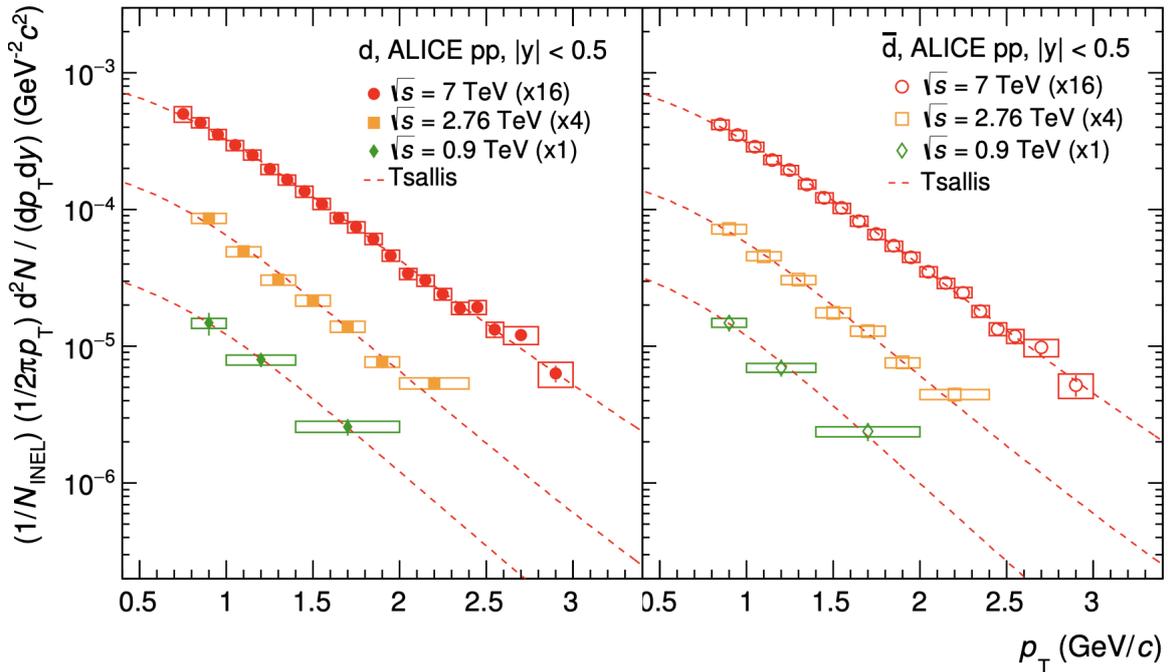


Figura 1.6: Distribuzioni degli yield invarianti in funzione dell'impulso trasverso per deutoni (sinistra) e antideutoni (destra) in collisioni inelastiche pp a $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ e 7 TeV. Le incertezze sistematiche sono rappresentate da riquadri e i dati sono moltiplicati da fattori costanti per chiarezza nella figura. La linea tratteggiata rappresenta il risultato di un fit con una funzione di Tsallis [31] [33].

Nei sistemi di collisione in cui sono prodotte poche particelle nello stato finale (spesso definiti "piccoli sistemi di collisione" o "a basse molteplicità"), i dati sperimentali sembrano confermare la validità della coalescenza. Inoltre, le misure più recenti effettuate in funzione della molteplicità di particelle cariche indicano una dipendenza del processo di coalescenza dal volume della sorgente.

Questo aspetto è particolarmente evidente dalle misure di produzione dei nuclei in collisioni tra ioni pesanti, in cui i modelli di coalescenza che non tengono in considerazione

Numero di massa	Nucleo	Composizione	B_E (MeV)	Spin J_A	λ_A^{meas} (fm)	r_A (fm)	Refs.
A = 2	d	pn	2.224575 (9)	1	2.1413 ± 0.0025	3.2	[34, 35]
A = 3	^3H	pnn	8.4817986 (20)	1/2	1.755 ± 0.086	2.15	[36]
A = 3	^3He	ppn	7.7180428 (23)	1/2	1.959 ± 0.030	2.48	[36]
A = 4	^4He	ppnn	28.29566 (20)	0	1.6755 ± 0.0028	1.9	[37, 38]

Tabella 1.1: Alcuni parametri e grandezze dei nuclei con $A \leq 4$. B_E è l'energia di legame, r_A è il parametro dimensionale dell'oscillatore armonico, scelto in modo da approssimare la dimensione caratteristica misurata della distribuzione di carica, λ_A^{meas} .

la dimensione della sorgente non riescono a riprodurre i dati sperimentali [39]. D'altro canto, si osserva che la produzione di (anti)nuclei leggeri misurata in collisioni Pb–Pb a LHC [33] è consistente con le previsioni del modello di adronizzazione statistica o modello termico [40], che assume che la sorgente di particelle sia un sistema in equilibrio termico ed in particolare un gas quantistico di fermioni e bosoni. Vale la pena richiamare qui che in collisioni Pb–Pb ci si aspetta la produzione di uno stato della materia nucleare, il quark–gluon plasma (QGP), in cui i quark e gluoni, che sono i componenti della materia adronica, non sono più confinati nei nucleoni dei nuclei di partenza ma sono quasi liberi. Questa fase della materia nucleare si verifica ad alte densità di energia e ad alte temperature (dell'ordine di 10^2 MeV). Non appena il quark–gluon plasma prodotto nella collisione, si espande e raffredda, i quark e i gluoni vengono riconfinati negli adroni, oltrepassando la transizione di fase. Nei modelli termici, si assume che i nuclei e gli antinuclei leggeri siano prodotti assieme alle altre particelle leggere come pioni e protoni in istanti successivi prossimi alla transizione di fase ($T = 155$ MeV è la temperatura critica attorno a cui avviene questa transizione, quale predetta da calcoli teorici).

Il modello statistico predice solo il numero di (anti)nuclei prodotti, ma non descrive la loro formazione dal punto di vista dinamico. Il modello di coalescenza invece, ammette che la produzione dei nuclei a partire da nucleoni possa avvenire più tardi nella fase di espansione del gas adronico. Inoltre, fornisce una descrizione dinamica del processo di formazione di questi stati legati. In questa sezione, pertanto, ci si concentra sul il modello di coalescenza per la formazione di (anti)nuclei.

1.3.1 Modello di coalescenza

L'approccio alla coalescenza è ancora oggi oggetto di grande discussione e ricerca [39, 41]. Nel modello di coalescenza i nucleoni prodotti nella collisione si legano se hanno coordinate ed impulsi simili, quindi se sono vicini nello spazio delle fasi. Nei primi modelli di coalescenza, che risultano essere i più semplici [42, 43], dati due nucleoni di impulso \vec{p}_1 e \vec{p}_2 . Si ha coalescenza se

$$|\vec{p}_1 - \vec{p}_2| < p_0 \quad (1.1)$$

con p_0 detto impulso di coalescenza.

Per un nucleo con un numero di massa A (dove $A = Z + N$, con Z numero di protoni e N numero di neutroni), la probabilità di coalescenza è espressa dal parametro di coalescenza B_A , definito dalla relazione [44]:

$$E_A \frac{d^3 N}{d^3 p_A} = B_A \left(E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p_p} \right)^Z \left(E_n \frac{d^3 N_n}{d^3 p_n} \right)^N \quad (1.2)$$

dove E_A è l'energia del nucleo, \vec{p}_A l'impulso del nucleo, \vec{p}_p l'impulso dei singoli protoni \vec{p}_n l'impulso dei singoli neutroni.

Se si assume che le distribuzioni in energia di protoni e neutroni siano le stesse, si ha che:

$$E_A \frac{d^3 N}{d^3 p_A} = B_A \left(E_{p,n} \frac{d^3 N_{p,n}}{d^3 p_{p,n}} \right)^A \Big|_{p_p=p_n=\frac{p_A}{A}}. \quad (1.3)$$

Questa assunzione, che rende tale l'Eq. 1.3 viene fatta per calcolare il parametro di coalescenza B_A sperimentale, poiché sperimentalmente risulta difficile la rilevazione di neutroni (ad esempio l'apparato di ALICE, rileva solo particelle cariche). Alle alte energie è comunque ragionevole assumere che protoni e neutroni siano prodotti con la stessa distribuzione a causa della simmetria di isospin. In Fig. 1.7, ad esempio, sono riportate le probabilità di coalescenza per il deuterio e l'antideuterio, B_2 , in funzione dell'impulso trasverso per nucleone misurate da ALICE in collisioni pp inelastiche a $\sqrt{s} = 900$ GeV, 2.76 TeV e 7 TeV [31]. Dal confronto dei valori sull'asse delle ordinate alle varie energie si nota che B_2 non dipende significativamente dall'energia di collisione passando da 900 GeV a 7 TeV.

I modelli di coalescenza più semplici, in cui B_A non dipende dalla dimensione della sorgente, non sono in grado di spiegare alcune misure, come il flusso ellittico di deutoni, un osservabile sensibile all'evoluzione collettiva idrodinamica degli adroni prodotti da QGP in collisioni tra ioni pesanti e alle correlazioni spazio-impulso che derivano dalla geometria della collisione [45]. Modelli di coalescenza più avanzati [44] prendono in considerazione la dipendenza del parametro di coalescenza dalla dimensione della sorgente R , e mostrano che poiché i nucleoni devono essere vicini per poter coalescere, B_A diminuisce al crescere di R .

Ruolo della sorgente nel processo di coalescenza

La coalescenza è un processo quantomeccanico, per questo motivo la definizione classica di spazio delle fasi è rimpiazzata dal formalismo di Wigner. La funzione d'onda di un nucleo può essere approssimata dalle funzioni d'onda allo stato stazionario di un oscillatore armonico isotropo sferico con r_A come unico parametro caratteristico della dimensione.

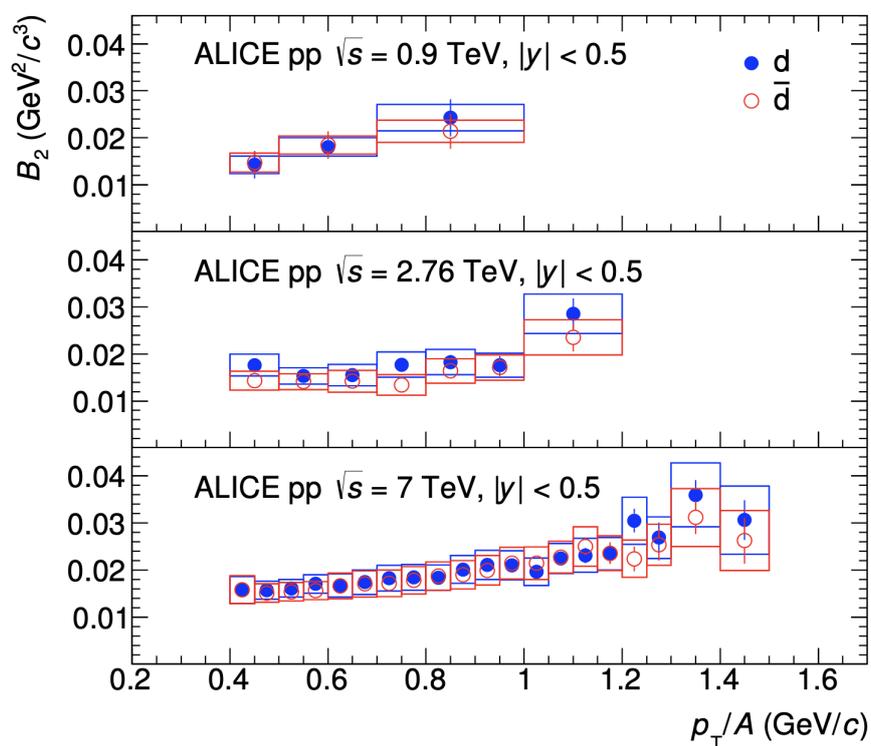


Figura 1.7: Probabilità di coalescenza per il deuterio (cerchi pieni) e l'antideuterio (cerchi vuoti), B_2 , in funzione dell'impulso trasverso per nucleone in collisioni inelastiche pp a $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ e 7 TeV. Le incertezze statistiche sono rappresentate da barre di errore e le incertezze sistematiche da riquadri [31].

Per il deutone d, una possibile funzione d'onda gaussiana risulta

$$\phi_d(\vec{r}) = (\pi r_d^2)^{-\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_d^2}\right). \quad (1.4)$$

Per produrre un deutone per coalescenza, in termini quantomeccanici, occorre proiettare la funzione d'onda dello stato legato sulla funzione d'onda della coppia formata dai nucleoni di interesse, quindi da un protone e un neutrone:

$$\frac{d^3 N_d}{dp_d^3} = \text{tr}(\rho_d \rho_{pn}) \quad (1.5)$$

dove ρ_d è la matrice di densità dei deutoni, ρ_{pn} è la matrice di densità a due nucleoni e tr indica la traccia di una matrice.

La natura quantomeccanica dei prodotti di coalescenza si traduce nel modello attraverso l'introduzione di un fattore di correzione medio $\langle C_A \rangle$, che tiene conto sia della distribuzione spaziale della sorgente di nucleoni che della distribuzione spaziale dei nucleoni stessi (entrambi sono oggetti di dimensione finita e non puntiformi). In particolare, si ottiene [44]:

$$\langle C_A \rangle = \prod_{i=1,2,3} \left(1 + \frac{r^2}{4R_i^2}\right) \quad (1.6)$$

dove R_i sono le dimensioni caratteristiche del volume di coalescenza. Questa formulazione è stata introdotta pensando alle collisioni Pb–Pb dove il volume da cui sono emessi nucleoni, e quindi i nuclei è esteso spazialmente. Nell'Eq. 1.6 si evidenzia che la probabilità di formare uno stato legato dipende dalla relazione tra la dimensione del nucleo e la dimensione della sorgente. Assumendo un volume sferico, quindi con $R_1 \approx R_2 \approx R_3 \approx R$, si può ottenere:

$$B_A = \frac{2J_A + 1}{2^A} \frac{1}{\sqrt{A}} \frac{1}{m_T^{A-1}} \left(\frac{2\pi}{R^2 + \left(\frac{r_A}{2}\right)^2} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \quad (1.7)$$

dove J_A indica lo spin del nucleo, m_T la massa trasversale della coppia, definita come $m_T = \sqrt{k_T^2 + m^2}$ dove m è la massa media della coppia di particelle e $k_T = \frac{|\mathbf{p}_{T,1} + \mathbf{p}_{T,2}|}{2}$ è l'impulso trasversale relativo la massa trasversa, e r_A la dimensione del nucleo prodotto ed R la dimensione della sorgente.

L'Eq. 1.7 può essere usata per confrontare direttamente il B_A previsto con i dati sperimentali. L'Eq. 1.7 tiene esplicitamente conto della dimensione R della sorgente, poiché la probabilità di coalescenza diminuisce naturalmente per nucleoni con momenti simili che vengono prodotti molto distanti nello spazio delle configurazioni. Inoltre, la dimensione della sorgente è identificata con l'effettivo sotto-volume dell'intero sistema da cui le particelle sono emesse con impulsi simili e accessibile sperimentalmente con tecniche di interferometria femtoscopica, che si basano sulla misura della funzione di correlazione

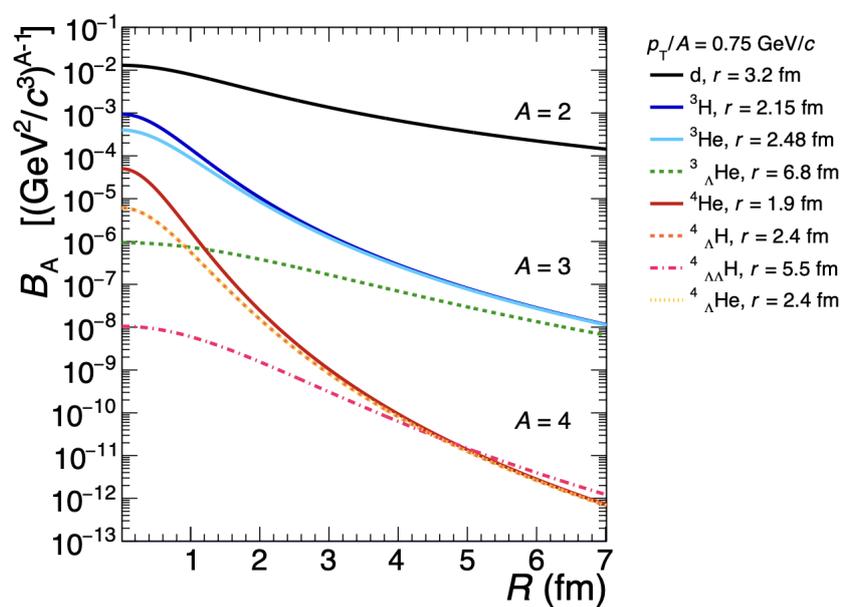


Figura 1.8: Parametro di coalescenza B_A in funzione del raggio della sorgente R come previsto dal modello di coalescenza (Eq. 1.7) per vari oggetti composti con $p_T/A = 0.75$ GeV/ c . Per ogni (iper)nucleo è riportato in legenda il raggio r utilizzato per il calcolo, per i casi in cui è disponibile più di una stima di quest'ultimo, viene adottato il valore inferiore per i calcoli [46].

tra coppie di particelle [41, 44].

La Fig. 1.8 mostra la dipendenza dal raggio della sorgente di B_A (Eq. 1.7) per nuclei con $A = 2, 3$ e 4 le cui proprietà sono riportate in Tabella 1.1.

Si osserva che la probabilità di coalescenza diminuisce con l'aumentare del numero di massa e B_A diminuisce con l'aumentare del raggio. Per un dato A , maggiore è il raggio dell'oggetto, minore è B_A . A parità di A , massa e spin (ad esempio ${}^3\text{H}$ e ${}^3\text{He}$), B_A differisce solo a causa del diverso raggio r_A e questa differenza è più rilevante nelle piccole sorgenti, perché in sistemi di collisione estesi la differenza tra i raggi del nucleo è molto più piccola della dimensione della sorgente. Quindi per piccole sorgenti, avendo $R \rightarrow 0$, la probabilità di coalescenza risulta inversamente proporzionale al parametro dimensionale dell'oscillatore armonico e dunque, nel modello di oscillatore armonico, proporzionale alla profondità della buca di potenziale, ovvero all'energia di legame B_A del nucleo. Per una sorgente di grandi dimensioni, dove invece $R \gg r_A$, la probabilità di coalescenza è dominata dalla separazione nello spazio delle fasi classico, decrescendo per grandi distanze nello spazio delle configurazioni.

1.4 Funzione di correlazione e dimensione della sorgente

La tecnica della femtoscopia consente di misurare le caratteristiche spazio-temporali della sorgente che emette le particelle utilizzando le correlazioni delle particelle nello spazio degli impulsi [47]. La grandezza fondamentale che viene misurata in femtoscopia è la funzione di correlazione $C(k^*)$.

La funzione di correlazione è espressa in funzione della distanza relativa tra due particelle \mathbf{r}^* e del loro impulso relativo ridotto, $k^* = \frac{|\mathbf{p}_2^* - \mathbf{p}_1^*|}{2}$ nel sistema di riferimento della coppia, con $\mathbf{p}_1^* = -\mathbf{p}_2^*$, per la Formula di Koonin-Pratt [2, 48]:

$$C(k^*) = \int S(\mathbf{r}^*) |\phi(\mathbf{r}^*, \mathbf{k}^*)|^2 d^3r. \quad (1.8)$$

Nell'Eq. 1.8, il primo termine, $S(\mathbf{r}^*)$, descrive la sorgente che emette le particelle, il secondo termine contiene la parte di interazione tramite la funzione d'onda a due particelle $\phi(\mathbf{r}^*, \mathbf{k}^*)$, da cui si evince che la forma della funzione di correlazione è determinata dalle caratteristiche della sorgente e dal segno e dall'intensità dell'interazione.

Si considera per semplicità un problema a due corpi. Le caratteristiche dell'interazione tra due particelle, in termini generali, sono mappate nella corrispondente funzione di correlazione laddove, gli effetti delle interazioni nello stato finale sono più evidenti nella funzione di correlazione a piccoli valori di k^* .

Un'interazione repulsiva, con valori positivi dei potenziali locali, implica una funzione di

correlazione con valori compresi tra 0 e 1. Per un'interazione attrattiva, invece, la funzione di correlazione assume valori superiori all'unità. Questa immagine intuitiva viene modificata, tuttavia, se l'attrazione è abbastanza forte da accogliere la presenza di uno stato legato. In questo caso si può notare una deflessione dei valori della funzione di correlazione, dipendente dall'energia di legame B_E [49]. Questa deflessione si manifesta perché le coppie di particelle che formano lo stato legato vengono perse nella correlazione in quanto risultano in uno stato finale diverso.

L'intensità della correlazione è amplificata dalle piccole dimensioni della sorgente, come discusso di seguito. Altri effetti, che non sono causati dall'interazione dello stato finale, possono essere visibili a diversi intervalli k^* della funzione di correlazione, come l'interferenza quantomeccanica, la produzione di risonanze e le leggi di conservazione.

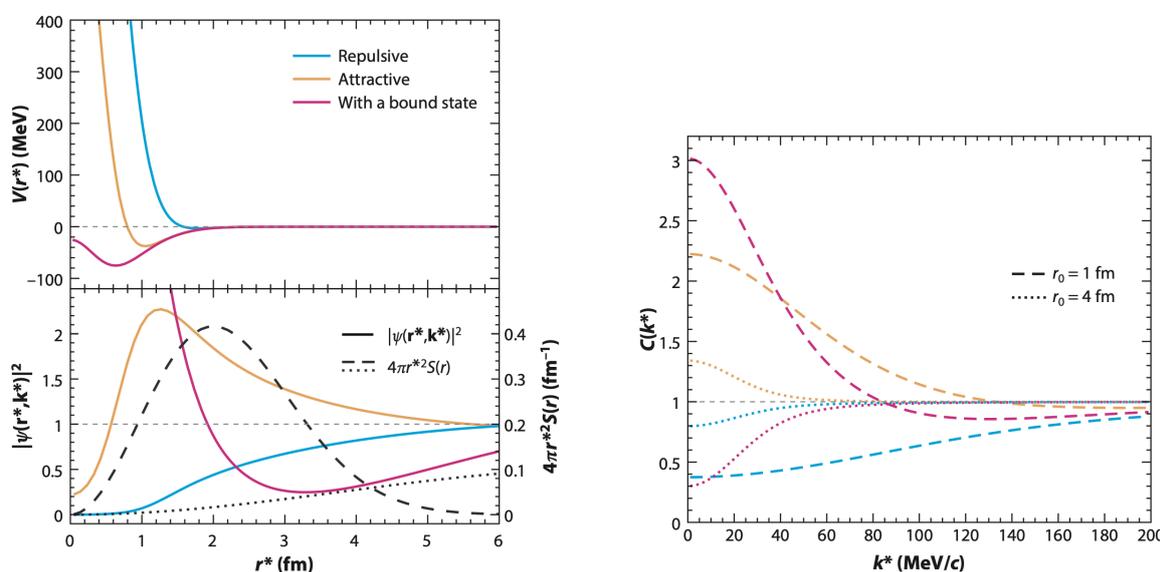


Figura 1.9: In alto a sinistra sono rappresentati tre esempi di un potenziale $V(r^*)$: attrattivo in arancione, repulsivo in blu e un potenziale con uno stato legato in rosa. In basso a sinistra è rappresentato il modulo quadrato delle funzioni d'onda totali, $|\psi(\mathbf{r}^*, \mathbf{k}^*)|^2$, in funzione della distanza relativa r^* per i tre potenziali di esempio. Nello stesso grafico viene mostrato il profilo della sorgente emittente, assunto come gaussiano, per 1 fm (linea nera tratteggiata) e 4 fm (linea nera punteggiata). A destra viene mostrata la funzione di correlazione risultante $C(k^*)$ per ciascuna delle tre interazioni, valutata per le due diverse dimensioni della sorgente, $r_0 = 1$ fm (linee tratteggiate) e 4 fm (linee punteggiate) [50].

Nella Fig. 1.9 viene dimostrata la sensibilità del metodo femtoscopico applicato a piccoli sistemi collidenti per lo studio dell'interazione forte assumendo un potenziale attrattivo, repulsivo o con uno stato legato. In particolar modo, guardando la Fig. 1.9 a destra, si nota che le caratteristiche tipiche delle interazioni attrattive e repulsive e la presenza

dello stato legato sono molto più pronunciate nel caso di una piccola dimensione della sorgente. La funzione di correlazione meno pronunciata ottenuta con la sorgente più grande è difficile da misurare con sufficiente precisione. Nel caso dello stato legato, la funzione di correlazione cambia concavità passando da sopra a sotto l'unità per diverse dimensioni della sorgente come conseguenza di un picco molto netto presente a piccole distanze nella funzione d'onda, a causa della localizzazione molto più forte dello stato legato. Ciò si traduce in una maggiore correlazione per raggi piccoli, mentre per raggi grandi solo la parte asintotica della funzione d'onda, che deflette per conservazione della probabilità, influisce sulla funzione di correlazione e la porta al di sotto di uno.

Il metodo utilizzato per studiare le interazioni tra adroni consiste nel confrontare la funzione di correlazione che ci si aspetta a livello teorico con una funzione di correlazione ottenuta sperimentalmente. La funzione di correlazione sperimentale [2] si ottiene come rapporto tra la distribuzione del momento relativo di coppie di particelle prodotte nello stesso evento (SE), che costituisce il campione di coppie correlate, e una distribuzione di riferimento ottenuta combinando particelle prodotte in collisioni diverse, utilizzando la cosiddetta tecnica dell'evento misto (ME):

$$C(k^*) = \xi(k^*) \frac{N_{SE}}{N_{ME}}. \quad (1.9)$$

Le correzioni per gli effetti sperimentali sono denotate da $\xi(k^*)$ nell'Eq. 1.9. Tali correzioni tengono conto della risoluzione sperimentale finita, di correzioni alle distribuzioni ME per garantire le stesse condizioni sperimentali e della normalizzazione. In generale, ξ non tiene conto dei contributi derivanti da errata identificazione, decadimenti deboli o fondo residuo indotto da mini-jet e conservazione della quantità di moto evento per evento. Questi effetti vengono presi in considerazione nel fit delle funzioni di correlazione.

La funzione di correlazione sperimentale è ulteriormente distorta da due distinti meccanismi. Il campione di coppie di particelle può includere particelle primarie e particelle secondarie provenienti da risonanze adroniche che decadono solo debolmente, introducendo contributi di diverse coppie non originariamente correlate nella funzione di correlazione misurata. Il trattamento di questi contributi è descritto in dettaglio in [51].

1.4.1 Determinazione della sorgente di nucleoni

Dopo la collisione tra due protoni e il completamento dei processi di adronizzazione, gli adroni possono subire urti inelastici ed elastici fino al loro disaccoppiamento dopo il quale si propagano liberamente fino ai rivelatori. Individuiamo la dimensione della sorgente come data dalla distribuzione delle coordinate spaziali in cui le diverse particelle assumono i loro valori di impulso.

Nel caso più semplice si può assumere che la sorgente in collisioni pp e tra ioni pesanti sia

caratterizzata da un profilo gaussiano in una o tre dimensioni [2, 52]. Il profilo gaussiano di una sorgente in una dimensione è esprimibile come:

$$S(r^*) = \frac{1}{(4\pi r_0^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^{*2}}{4r_0^2}\right) \quad (1.10)$$

dove r_0 rappresenta il raggio della sorgente.

Per lo studio della formazione di nuclei leggeri, ad esempio il deutone, serve conoscere la sorgente di protoni e neutroni. I neutroni non sono misurabili, ma ALICE ha dimostrato che la sorgente di p e n è comune [53], per cui è sufficiente misurare il raggio della sorgente di (anti)protoni tramite la correlazione di coppie p-p e $\bar{p}-\bar{p}$, rispettivamente. L'estrazione del valore numerico del raggio r_0 parte dalla conoscenza dell'Eq. 1.8. Dato che $C(k^*)$ è calcolabile costruendo i campioni di coppie correlate e successivamente applicando l'Eq. 1.9 (lavoro che verrà svolto in questa tesi), rimane soltanto da calcolare la funzione d'onda ϕ .

Per calcolare la funzione d'onda si può utilizzare il framework CATS [54], che permette di risolvere numericamente l'equazione di Schrödinger dato un potenziale conosciuto. Il potenziale tra (anti)protoni è conosciuto, perché è la somma dei vari potenziali che costituiscono l'interazione totale, che sono:

- il potenziale legato alla repulsione di Pauli dovuta alla natura fermionica dei protoni e antiprotoni (infatti in p-p si hanno due protoni identici ed in $\bar{p}-\bar{p}$ si hanno due (anti)protoni),
- il potenziale legato all'interazione Coulombiana repulsiva (perché in p-p e ed in $\bar{p}-\bar{p}$ si ha stessa carica)
- il potenziale legato l'interazione forte.

CATS, acronimo di *Correlation Analysis Tool using the Schrödinger equation* è un framework di analisi che permette di trovare la funzione d'onda senza alcuna approssimazione risolvendo numericamente l'equazione di Schrödinger. Permette anche di calcolare la funzione di correlazione per un sistema femtoscopico a due particelle, per differenti funzioni che descrivono il profilo della sorgente e differenti potenziali di interazione. Questo framework è descritto in dettaglio in [54].

Una volta conosciuta la funzione di correlazione, la funzione d'onda ed il profilo della funzione analitica che modella la sorgente di emissione, cioè il profilo gaussiano mostrato nell'Eq. 1.10, si ha che la parte destra dell'Eq. 1.9 è una funzione di r_0 . In questo modo si può estrarre il valore di r_0 tramite un fit della funzione di correlazione misurata tramite il framework CATS [54]. Un esempio di applicazione di questo processo mediante il quale è stato estratto il parametro r_0 è visibile in Fig. 1.10 dove viene mostrata la funzione di correlazione per coppie di protoni e antiprotoni misurata dall'esperimento ALICE in

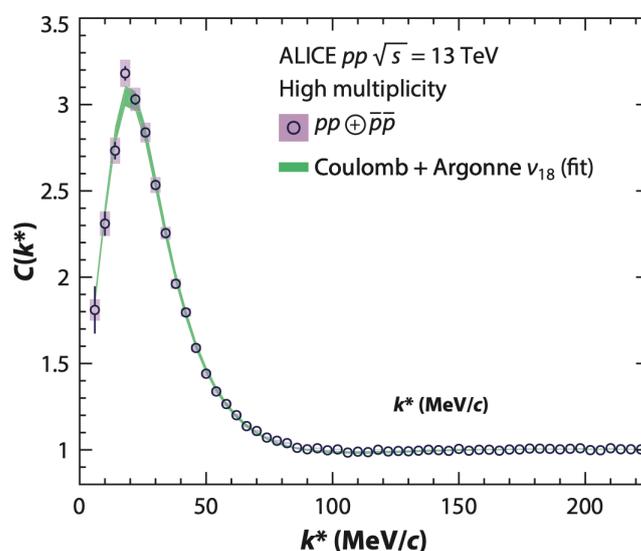


Figura 1.10: Il grafico rappresenta la funzione di correlazione per coppie di protoni e antiprotoni misurata in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV dall'esperimento ALICE a LHC, per eventi di alta molteplicità. Il campione di (anti)protoni include quelli provenienti dai decadimenti forti di risonanze, mentre sono esclusi i contributi da decadimenti deboli. In verde è riportato il risultato di un fit della funzione di correlazione. La larghezza della banda verde rappresenta una deviazione standard dell'incertezza sistematica dell'adattamento [50].

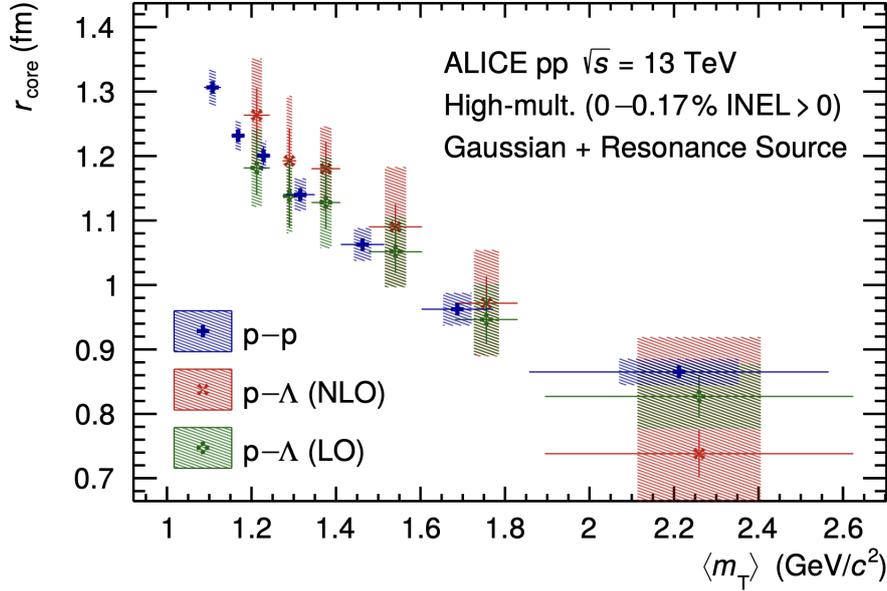


Figura 1.11: Raggio della sorgente in funzione di $\langle m_T \rangle$ per l'ipotesi di una sorgente gaussiana con risonanze aggiunte. Le croci blu derivano dall'adattamento della funzione di correlazione p-p con il potenziale forte Argonne v18 [55]. Le croci quadrate verdi (croci diagonali rosse) derivano dal fit delle funzioni di correlazione p- Λ con il potenziale forte χ EFT LO [56] (NLO [57]). Le incertezze statistiche (linee) e sistematiche (riquadri) sono mostrate separatamente [53].

collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il campione di protoni include sia i protoni primari prodotti nella collisione, che quelli prodotti dal decadimento delle risonanze forti.

L'interazione tra protoni risultante è modellata utilizzando CATS [54], assumendo Argonne v18 [55] quale potenziale dell'interazione forte ed includendo l'interazione di Coulomb insieme all'opportuna antisimmetrizzazione della funzione d'onda, per tener conto della natura fermionica dei protoni. La sottostante interazione forte tra i protoni è nota con elevata precisione ed è accuratamente descritta dal potenziale Argonne v18 [55], consentendo una determinazione affidabile del parametro r_0 . Come visibile in Fig.1.10 i dati sono ben riprodotti dalla correlazione modellata. Lo stesso studio è stato ripetuto selezionando diversi intervalli in m_T della coppia di protoni e a seguito del fit della funzione di correlazione con il modello si è estratto un valore del raggio della sorgente per ogni intervallo in m_T . La dimensione della sorgente in funzione di m_T è riportata in Fig. 1.11 [53], dove si osserva anche che, ripetuta l'analisi per diverse coppie di particelle, la sorgente è comune a diversi barioni prodotti nella collisione.

1.4.2 Legame tra coalescenza e funzione di correlazione

Considerando due particelle (per esempio un protone ed un neutrone) emesse da una sorgente, si hanno due possibilità:

1. se le particelle sono emesse vicine nello spazio delle fasi si legano e formano uno stato legato;
2. se le particelle sono emesse lontane non formano lo stato legato.

La correlazione tra probabilità di coalescenza e funzione di correlazione, nel caso del deutone è data dall'Eq. [58]:

$$\mathcal{B}_2(p) \approx \frac{2(2s+1)}{m(2s_N+1)} \int d^3\mathbf{k} \mathcal{F}(\mathbf{k}) C_2(p, \mathbf{k}) \quad (1.11)$$

dove \mathbf{k} è il momento relativo, s è lo spin dello stato legato, s_N è lo spin dei nucleoni ed è pari a $1/2$, m la massa, p indica esplicitamente la presenza di un protone e $\mathcal{F}(\mathbf{k})$ è il fattore di forma dello spazio degli impulsi.

Il fattore di forma dello spazio degli impulsi è strettamente correlato alla funzione d'onda dello stato legato (per esempio il deutone), dalla seguente equazione che lo definisce:

$$|\phi(\mathbf{r})|^2 = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathcal{F}(\mathbf{k}) \quad (1.12)$$

L'Eq. 1.11 descrive che la probabilità di coalescenza $\mathcal{B}_2(p)$ dipende che precede l'integrale, dato dall'orientazione dello spin e dal principio di esclusione di Pauli, da $\mathcal{F}(\mathbf{k})$, quindi dalla funzione d'onda dello stato legato, e da $C(p, \mathbf{k})$ cioè la funzione di correlazione che traduce il potenziale. Quindi, sempre considerando il deutone, nota la sua funzione d'onda e conoscendo la la sorgente è possibile trovare la probabilità di coalescenza.

In Fig. 1.12 viene mostrato B_2 in funzione della molteplicità delle particelle cariche $\langle dN_{ch}/d\eta_{lab} \rangle_{|\eta_{lab}| < 0.5}$ per differenti sistemi ed energie di collisione. La molteplicità delle particelle cariche può essere vista come un'approssimazione della dimensione del sistema. I dati corrispondenti ai diversi sistemi ed energie di collisione confermano un andamento con molteplicità, che può essere interpretato come effetto dell'interazione tra la dimensione del sistema e quella del nucleo. Infatti a bassa molteplicità di particelle cariche, la dimensione del sistema è confrontabile con la dimensione del nucleo determinando una lenta diminuzione con la molteplicità. Al contrario, aumentando la molteplicità la dimensione del sistema diventa sempre più grande della dimensione del nucleo, rendendo il processo di coalescenza sempre meno probabile [33, 59].

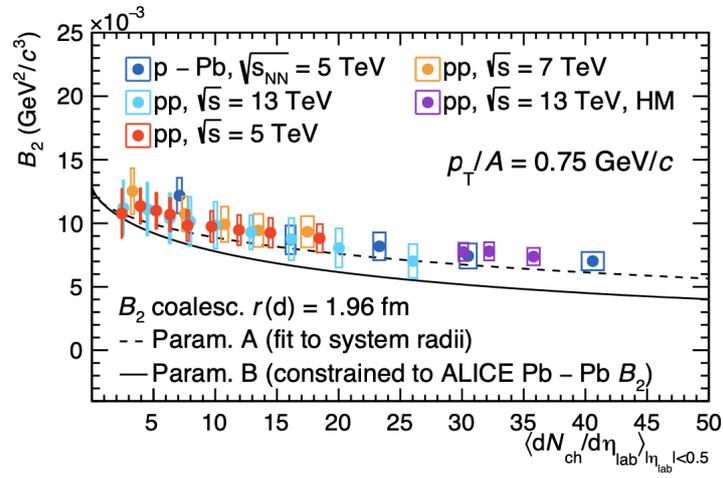


Figura 1.12: B_2 in funzione della molteplicità in collisioni pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV [60] [61] e a $\sqrt{s} = 7$ TeV [62], e nelle collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [63]. Le incertezze statistiche sono rappresentate da barre verticali mentre le incertezze sistematiche sono rappresentate da riquadri. Le due linee sono previsioni teoriche del modello di coalescenza basate su due diverse parametrizzazioni del raggio del sistema in funzione della molteplicità. Le misure presentate sono ottenute in intervalli di momento trasverso per nucleone con valori centrali di $p_T/A = 0.75$ GeV/c [64].

Capitolo 2

L'esperimento ALICE a LHC

The European Organization for Nuclear Research, conosciuta come CERN e fondata ufficialmente nel 1954, è un complesso di laboratori situato lungo il confine Franco-Svizzero, vicino alla città di Ginevra. Il Large Hadron Collider (in italiano: "grande collisore di adroni"), abbreviato in LHC, è il più grande e potente acceleratore di particelle, ultimo elemento della complessa catena che compone il sistema di acceleratori dei laboratori del CERN, di cui una schematizzazione è riportata in Fig. 2.1. LHC è posizionato 40 – 170 m sotto terra, in un tunnel circolare con una circonferenza di 27 km. In questo capitolo si descrive come vengono preparati protoni e ioni nel Large Hadron Collider ed il sistema di rivelatori ALICE, ponendo anche attenzione a quali sono i passaggi che portano dalle collisioni all'analisi dati.

2.1 Accelerazione di protoni e ioni nel Large Hadron Collider (LHC)

L'LHC è progettato per fornire collisioni protone-protone (pp) con un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 14$ TeV ad una luminosità istantanea di 10^{34} cm⁻² s⁻¹, ma fornisce anche collisioni tra ioni, come Xe-Xe e Pb-Pb, queste ultime con un'energia massima di $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV per coppia di nucleoni, e collisioni asimmetriche protone-piombo (p-Pb).

Le particelle vengono iniettate nell'LHC raggruppate in pacchetti, che vengono fatti collidere in uno dei punti di interazione presenti lungo l'anello principale, in corrispondenza dei quali sono stati costruiti i quattro principali esperimenti (ALICE, ATLAS, CMS ed LHCb).

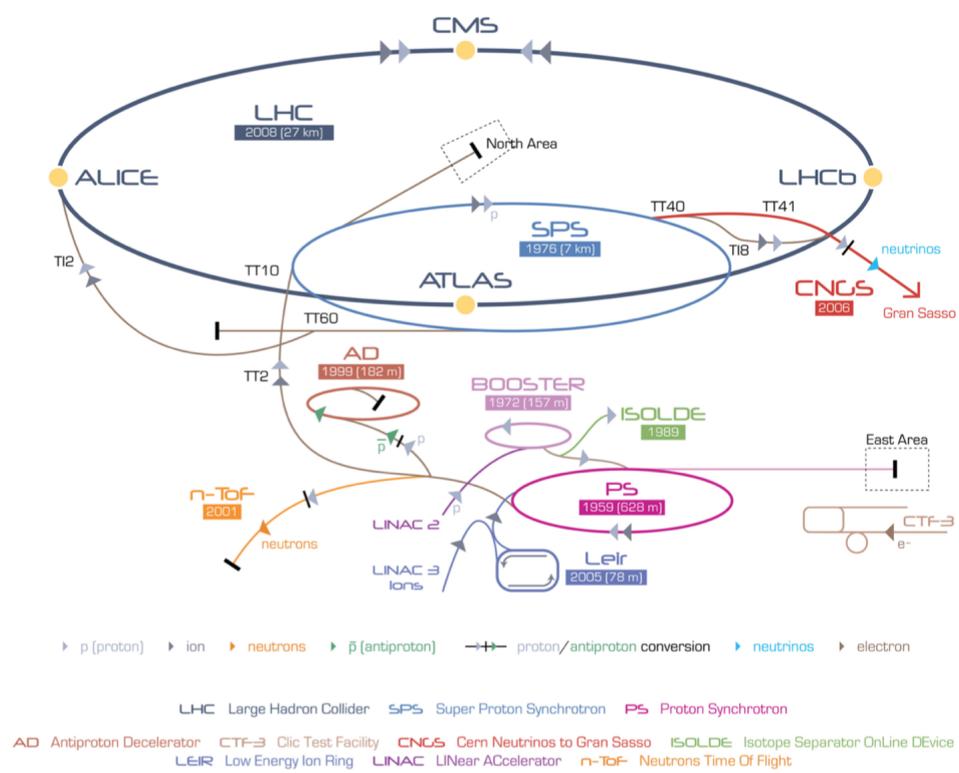


Figura 2.1: Schema del complesso di acceleratori del CERN [65].

Preparazione dei protoni

I protoni utilizzati nei fasci vengono estratti rimuovendo elettroni dagli atomi di idrogeno gassoso, quindi subiscono una prima accelerazione nell'acceleratore lineare LINAC2, dove il fascio raggiunge una massima energia di $E_{beam} = 50$ MeV. Subito dopo arrivano nel Proton Synchrotron Booster (PSB), in seguito nel Proton Synchrotron PS, dove $E_{beam} = 25$ GeV ed infine raggiungono il Super Proton Synchrotron (SPS), dove $E_{beam} = 450$ GeV. Finalmente dopo questa serie di processi, i protoni vengono iniettati nell'LHC dove acquistano la loro energia finale.

Preparazione degli ioni di piombo

Gli ioni di piombo vengono invece trattati diversamente, infatti provengono da un campione purificato di piombo riscaldato fino a raggiungere temperature di $\approx 500^\circ\text{C}$, e successivamente ionizzato parzialmente grazie ad un flusso di elettroni. Il processo comporta la formazione di diversi ioni con carica differente, tra cui solo i Pb^{29+} sono selezionati.

Il primo step di accelerazione è l'acceleratore lineare LINAC3, dove $E_{beam} = 4.2$ MeV/nucleone, a seguito di questo, altri elettroni sono strappati dagli ioni tramite il passaggio attraverso una lamina di carbonio, qui solo i Pb^{54+} sono accumulati e accelerati nel Low Energy Ion Ring (LEIR), dove $E_{beam} = 72$ MeV/nucleone. Ogni fascio è successivamente trasferito nel PS, dove $E_{beam} = 5.9$ GeV/nucleone, viene poi fatto passare attraverso una seconda lamina ottenendo gli ioni Pb^{82+} , che arrivano nell'SPS, dove $E_{beam} = 177$ GeV/nucleone. I fasci sono finalmente iniettati nell'LHC dove raggiungono la loro energia finale.

2.1.1 I *run* di LHC

1. **Run 1:** LHC ha iniziato la presa dati nel 2009 con le sue prime collisioni pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV; durante questo primo *run* LHC ha consentito collisioni pp con energie nel centro di massa di $\sqrt{s} = 2.76, 7$ e 8 TeV, e collisioni Pb–Pb a energie di $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
2. **Run 2:** successivamente al primo *long shutdown* (LS1), avvenuto tra il Febbraio 2013 ed il Maggio 2015, si è tenuto il cosiddetto *Run 2*, o secondo periodo di operazioni, con energie del centro di massa raggiunte di 13 TeV per i fasci pp e 5.02 TeV per coppia di nucleoni per i fasci Pb–Pb. Due brevi campagne di presa dati hanno avuto luogo, durante le quali i fasci pp hanno colliso a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. In aggiunta anche collisioni p–Pb e Pb–p sono state registrate a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV.

-
3. **Run 3:** successivamente al secondo *long shutdown* (LS2), dove sono stati realizzati sostanziali aggiornamenti, nell'ottobre 2021 è stato effettuato il *Run* pilota con collisioni pp con $\sqrt{s} = 900$ GeV. Il *Run 3* è ufficialmente iniziato nel 2022 ed è previsto proseguire fino al 2026.

2.2 A Large Ion Collider Experiment

A Large Ion Collider Experiment abbreviato in ALICE, è un sistema di rivelatori di particelle progettato e ottimizzato per lo studio di collisioni di ioni pesanti.

Inizialmente progettato per studiare la materia nucleare in condizioni di estreme densità di energia e temperatura che si possono raggiungere tra ioni pesanti accelerati ad energie ultra-relativistiche, ALICE comprende anche un esteso programma di fisica basato sulle collisioni pp e protone-nucleo, che forniscono un riferimento per le misure in collisioni tra ioni pesanti. La missione di ALICE, in particolare, è la caratterizzazione dello stato della materia nucleare deconfinata, nota come plasma di quark e gluoni, o QGP [32].

Il rivelatore ALICE è stato costruito grazie alla collaborazione di oltre 1800 fisici ed ingegneri provenienti da 176 istituti e 41 paesi, pesa approssimativamente 10000 t ed ha una dimensione di $16 \times 16 \times 26$ m³. ALICE è equipaggiato con alcuni rivelatori per la misura delle caratteristiche globali di un evento, con differenti sistemi progettati per ottimizzare l'efficienza di rivelazione in scenari con un numero elevato di segnali e tracce, fino ad alcune migliaia quali prodotte in collisioni Pb–Pb. Inoltre può identificare particelle da 100 MeV/c fino a 100 GeV/c, in un ampio intervallo di quantità di moto. Uno schema del rivelatore è visibile in Fig. 2.2. L'apparato è composto da tre parti principali:

1. Un cilindro centrale che misura adroni, elettroni e fotoni in una regione a pseudorapidità $|\eta| < 0.9$. Questo include l'*Inner Tracking System* (ITS), la *Time Projection Chamber* (TPC), il *Transition Radiation Detector* (TRD), il *Time-of-Flight* (TOF), il *Ring Imaging Cherenkov* (HMPID), il PHOS e l'EMCal (che sono due calorimetri elettromagnetici). I rivelatori sono collocati in un solenoide che fornisce un campo magnetico di 0.5 T, utilizzato per curvare le traiettorie delle particelle (sapendo la curvatura si può ricavare la quantità di moto).
2. Uno spettrometro a muoni in avanti, che copre una regione di pseudorapidità $-4 < |\eta| < -2.5$ e consiste in una sequenza di assorbitori, un grande magnete a dipolo e piani di camere di tracciamento e le camere di *trigger*.
3. Diversi rivelatori più piccoli, come i calorimetri a zero gradi (*Zero Degree Calorimeter*, ZDC), il rivelatore di fotoni *Photon Multiplicity Detector* (PMD), il *Fast Interaction Trigger* (FIT). Sono posizionati a piccoli angoli lungo il tubo del fascio ed usati per la caratterizzazione di eventi e *trigger*. Per il Run 3 è stato introdotto il FIT, che ha sostituito il *Forward Multiplicity Detector* (FMD), il T0 e i V0.

layer no.	average radius (mm)	stave length (mm)	no. of staves	no. of HICs/ stave	total no. of chips
0	23	271	12	1	108
1	31	271	16	1	144
2	39	271	20	1	180
3	196	844	24	8	2688
4	245	844	30	8	3360
5	344	1478	42	14	8232
6	393	1478	48	14	9408

Tabella 2.1: Principali parametri di layout del nuovo ITS2 [66]

Gli obiettivi principali degli upgrade avvenuti durante il Long Shutdown 2 (LS2) sono migliorare significativamente le capacità di ALICE di sondare il QGP con quark dal sapore pesante (charm e beauty) e consentire misurazioni completamente nuove dell'emissione termica delle coppie di elettroni. Inoltre, gli aggiornamenti migliorano significativamente la precisione delle misurazioni in altre aree, come i fenomeni di *jet quenching* che sondano le interazioni di quark e gluoni ad alta energia con il QGP, la produzione di nuclei leggeri, le correlazioni in quantità di moto degli adroni per determinare i potenziali di interazione di particelle instabili e lo studio degli effetti collettivi in collisioni di protoni con elevata molteplicità. Per ottenere tutto questo è stato adottato un duplice approccio, migliorando la risoluzione di puntamento al vertice delle tracce e aumentando le velocità di lettura dell'intero sistema di acquisizione dati per raccogliere campioni al vertice delle tracce. Un tracciatore interno più sottile e leggero con il primo strato più vicino al punto di interazione migliora la risoluzione di puntamento di un fattore 3 nella direzione trasversale al fascio e di un fattore 6 nella direzione longitudinale al fascio. Ciò fornisce una soppressione più efficace del fondo nella ricostruzione dei decadimenti di mesoni e barioni di sapori pesanti, nonché nelle misurazioni dell'emissione di elettroni [66]. L'aumento della velocità di lettura da meno di 1 kHz a 50 kHz per le collisioni Pb–Pb porta ad avere una maggiore precisione statistica per tutte le misurazioni, anche in presenza di un ampio fondo.

Il sistema di tracciamento interno

Il compito primario dell'ITS è di localizzare, con una risoluzione migliore di $100\ \mu\text{m}$, il vertice primario della collisione, ricostruire il vertice secondario dei decadimenti deboli degli iperoni (che sono barioni contenenti al loro interno il quark *strange*), e degli adroni con quark charm e beauty, tracciare e identificare particelle con una bassa quantità di moto (fino a $100\ \text{MeV}/c$). L'ITS contribuisce al tracciamento delle particelle consentendo di migliorare la risoluzione angolare e la risoluzione della quantità di moto per le particelle ricostruite dalla TPC. La struttura dell'ITS, prima dell'*upgrade* avvenuto durante il LS2 (visibile in Fig. 2.3), era quella di un rivelatore di vertice in silicio a sei strati

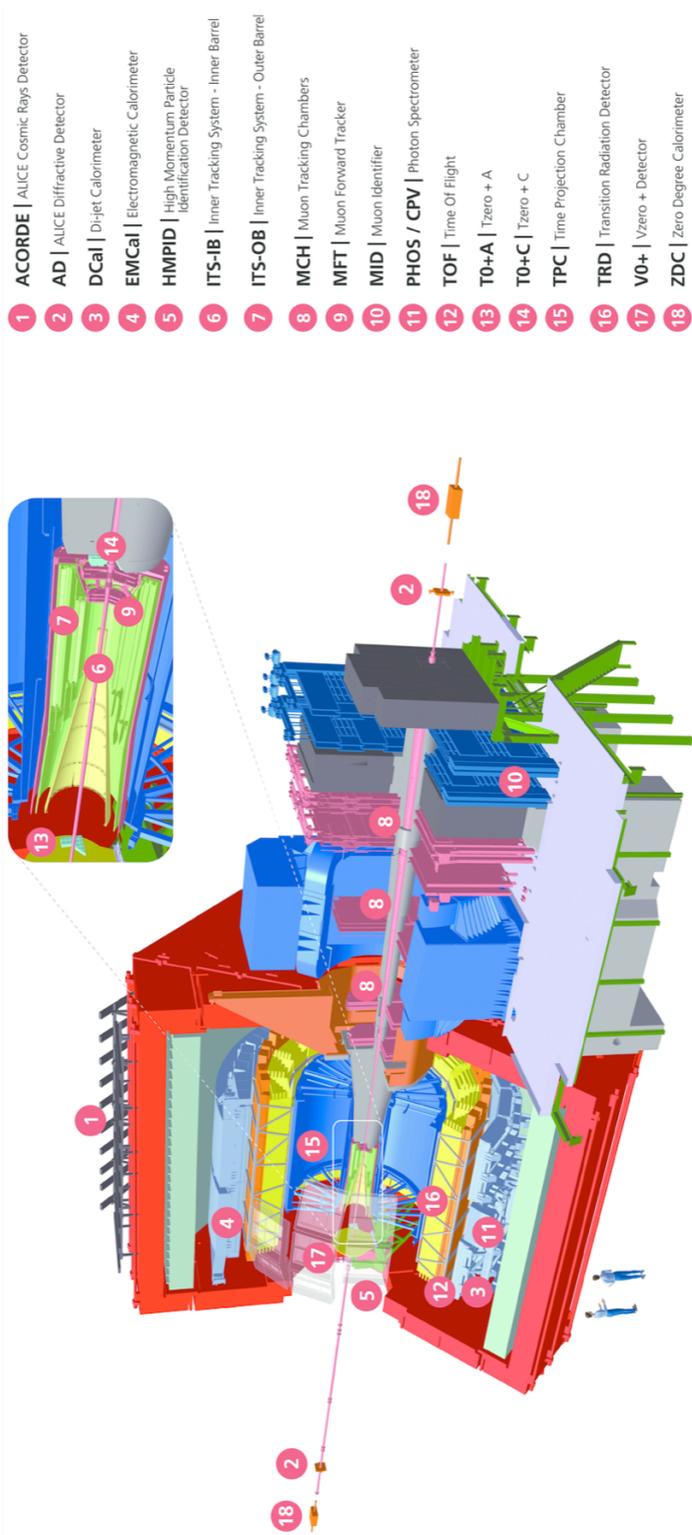


Figura 2.2: il rivelatore ALICE.

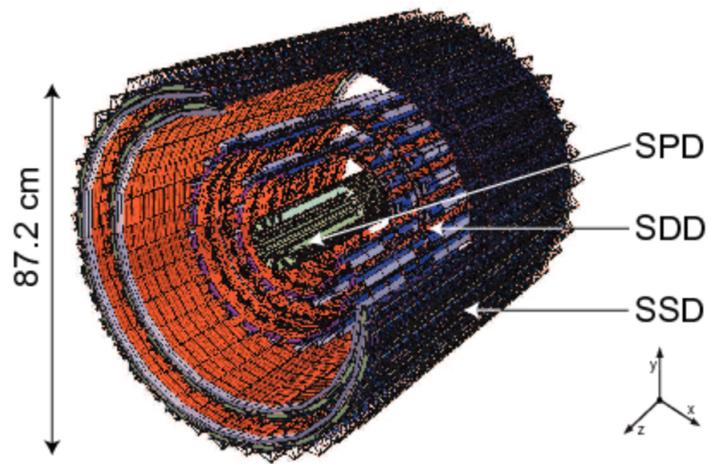


Figura 2.3: Layout ITS prima dell'upgrade [67].

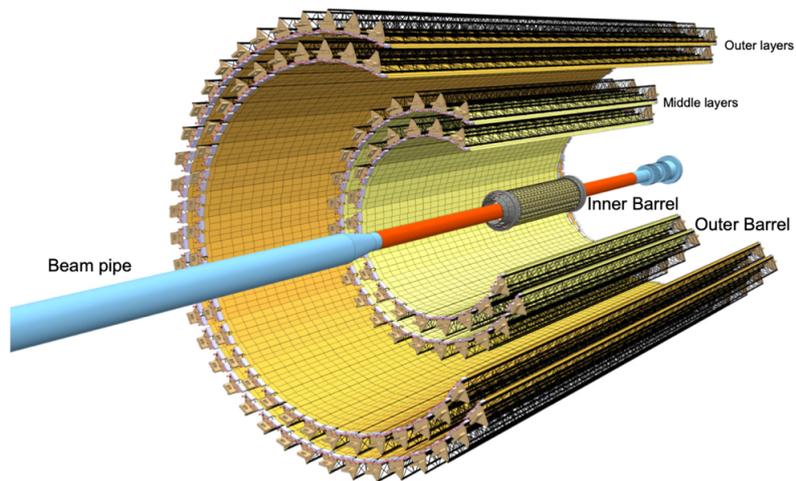


Figura 2.4: Layout schematico dell'ITS2. I 3 strati più interni formano la canna interna, gli strati intermedio ed esterno formano la canna esterna [66]

	ITS1	ITS2
Technology	Hybrid pixel, strip, drift	MAPS
No. of layers	6	7
Radius	39 – 430 mm	22 – 395 mm
Rapidity coverage	$ \eta \leq 0.9$	$ \eta \leq 1.3$
Material budget/layer	1.14% X_0	IB: 0.36% X_0 , OB 1.10% X_0
Pixel size	425 $\mu m \times 50 \mu m$	27 $\mu m \times 29 \mu m$
Spatial resolution	12 $\mu m \times 100 \mu m$	5 $\mu m \times 5 \mu m$
Readout	Analogue (drift, strip), Digital (Pixel)	Digital
Max rate (Pb-Pb)	1 kHz	50 kHz

Tabella 2.2: Confronto dei principali parametri del rivelatore del precedente ITS1 e del nuovo ITS2 [66].

cilindrici, con raggio compreso tra 3.9 cm e 43.6 cm, installati coassialmente attorno al tubo del fascio, un cilindro di 3 cm di raggio con uno spessore di 800 μm . L’ITS è stato progettato con ampia accettazione ($|\eta| < 1.2$) nella regione prossima al fascio, una ridotta quantità di materiale (o *material budget*) per minimizzare gli effetti di scattering multiplo e consentire quindi un’elevata precisione spaziale nella ricostruzione, un’elevata granularità così da garantire un’occupazione di canali molto bassa nelle collisioni Pb–Pb. Come già detto, l’upgrade dell’ITS effettuato durante LS2, visibile in Fig. 2.4, ha avuto come obiettivo quello di migliorare la risoluzione sui parametri di impatto di un fattore 3 nella direzione radiale (r , φ), trasversa all’asse del fascio, e 6 nella direzione lungo l’asse del fascio, l’efficienza di tracciamento, la risoluzione del momento trasverso e le capacità di lettura [68].

Il miglioramento della risoluzione del parametro di impatto è stato possibile posizionando il primo strato del nuovo ITS a 22,4 mm dalla linea del fascio (invece di 39 mm) e riducendo il material budget per strato. Per i tre strati più interni questo è stato possibile grazie all’utilizzo di sensori a pixel attivi monolitici (MAPS) e dall’ottimizzazione dell’elettronica di front-end.

Sia il parametro di impatto ad alto momento trasverso (p_T) che la risoluzione del momento trasverso sono stati migliorati aumentando la segmentazione del rivelatore.

Infine l’efficienza di tracciamento e la risoluzione in p_T sono state ulteriormente migliorate aumentando il numero di strati rivelatori da sei a sette, secondo i parametri riportati in Tab. 2.1). Si possono vedere le principali differenze tra l’ITS (utilizzato nel Run 1 e 2) e ITS2 (attivo dal Run 3) in Tab. 2.2.

La camera a proiezione temporale

La *Time Projection Chamber*, abbreviata con TPC e visibile in Fig. 2.5, è il rivelatore principale del cilindro centrale ed è ottimizzato per fornire misure della quantità di moto

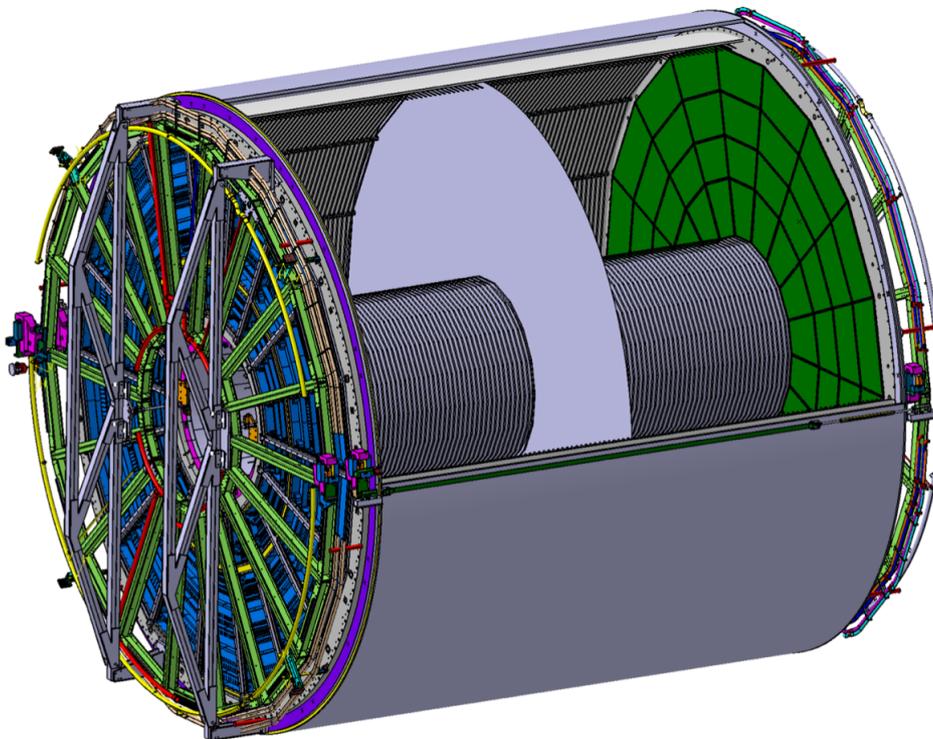


Figura 2.5: Visione schematica dell'ALICE TPC [66].

Detector gas	$Ne - CO_2 - N_2$ (90-10-5)
Gas volume	$88 m^3$
Drift voltage	$100 kV$
Drift field	$400 V/cm$
Maximal drift length	$250 cm$
Electron drift velocity	$2.58 cm \mu s^{-1}$
Maximum electron drift time	$97 \mu s$
omega	0.32
Electron diffusion coefficients	$D_T = 209 \mu m/sqrt{cm}$ $D_L = 221 \mu m/sqrt{cm}$
Ion drift velocity	$1.168 cm/ms$
Maximum ion drift time	$214 ms$

Tabella 2.3: Parametri della TPC aggiornata [66].

di particelle cariche con una buona separazione tra coppie di tracce, identificazione delle particelle tramite la misura della perdita di energia specifica per ionizzazione nel gas del rivelatore (dE/dx , dove dE/dx è la perdita di energia secondo la formula di Bethe-Bloch) e determinazione del vertice della collisione.

La TPC ha dimensioni di 85 cm di raggio interno (vincolato dalla massima densità di segnali accettabile), 250 cm di raggio esterno (vincolato dai requisiti necessari per ottenere una risoluzione sulla dE/dx migliore di 5 – 7%) ed una lunghezza totale di 500 cm lungo la direzione del fascio.

Le particelle prodotte in una collisione attraversano il volume della TPC, producendo via ionizzazione elettroni liberi (elettroni di deriva), che migrano all'interno di un campo elettrico. Il campo elettrico nella TPC è generato tra un piano catodico centrale e due piani anodici posti alle estremità. Gli elettroni di deriva vengono poi raccolti da camere di rivelazione poste in corrispondenza dei piani anodici. Mentre nel Run 1 queste erano camere proporzionali a multifili (MultiWire Proportional Chambers, MWPC), nel LS2 sono state rimpiazzate con camere a gas per la moltiplicazione di elettroni (Gas Electron Multipliers, GEM). Le camere GEM presentano un blocco ionico intrinseco senza gating aggiuntivo e consentono alla TPC di operare in modalità di lettura continua e senza gating ad una frequenza di collisione di 50 kHz. Per tracce che attraversano interamente la TPC l'accettanza è di $|\eta| < 0.9$, mentre per tracce che non attraversano interamente la TPC, quindi con una lunghezza della traccia ridotta e di conseguenza una risoluzione sulla quantità di moto ridotta, l'accettanza è accessibile fino a $|\eta| < 1.5$.

La TPC è riempita da una miscela di gas, la cui scelta è cruciale per le prestazioni del rivelatore, infatti la sua scelta è governata da diversi fattori: bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità e capacità di lavoro ad alte frequenze di interazione. I gas nobili sono generalmente scelti ed utilizzati al fine di ottimizzare la velocità di deriva ed evitare la dispersione multipla e la produzione di particelle secondarie, perché richiedono un minor campo elettrico per formare la valanga di elettroni. Ai gas nobili vengono aggiunti un certo quantitativo di gas inorganici (ad esempio CO_2) per assorbire fotoni originati da processi di ionizzazione, aumentando così il guadagno del rivelatore. Nel Run 1 di LHC è stata usata una miscela di Ne e CO_2 (90-10), mentre nel Run 2 di LHC è stata cambiata la miscela con Ar e CO_2 (88-12). Nel Run 3 invece si utilizza una miscela di Ne CO_2 e N_2 (90-10-5). La gabbia di campo viene operata a gradienti di alti voltaggi di 400 V/cm, con un'alta tensione di 100 kV all'elettrodo centrale.

L'upgrade della TPC per il Run 3 si è basato principalmente sul superare la limitazione di velocità che aveva il sistema, derivanti dal funzionamento *gated* delle camere di lettura basate su MWPC [69].

Inoltre per garantire una sicurezza operativa ottimale, è stata sviluppata un'attenta progettazione della configurazione dell'alimentazione in alte tensioni, utilizzando alimentatori in cascata. La lettura continua dei dati TPC con velocità di 3.28 TByte/s nella data farm online viene eseguita utilizzando il nuovo ASIC di lettura SAMPA e il sistema di lettura GBT sviluppato al CERN [70]. I parametri della TPC sono visibili in Tab. 2.3.

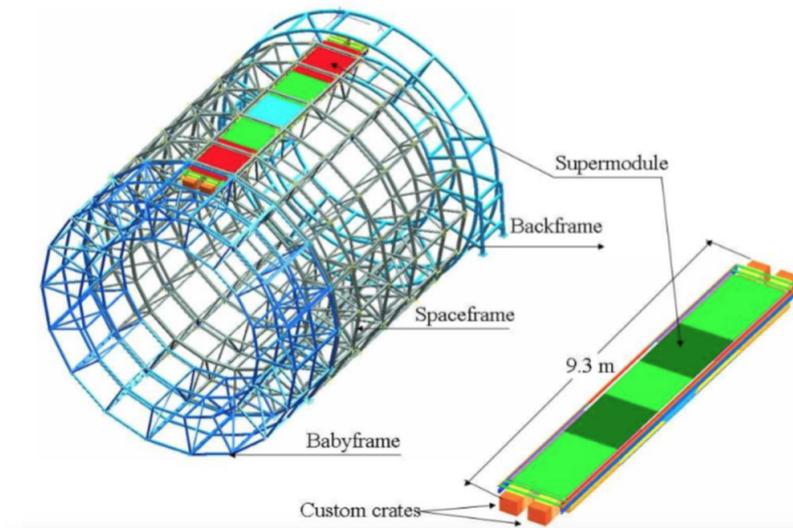


Figura 2.6: Schema della struttura modulare di ALICE TOF e di un supermodulo [67].

Rivelatore a tempo di volo

Il rivelatore *Time-Of-Flight*, abbreviato in TOF, consente l'identificazione di particelle cariche nel intervallo di quantità di moto che va da $0.3 - 0.5 \text{ GeV}/c$ a $3.5 \text{ GeV}/c$, grazie alla misura del tempo di volo delle particelle combinato con le informazioni dell'impulso e della lunghezza di traccia ricostruiti nella TPC. Permette di avere una separazione a 3σ tra kaoni e pioni per valori di impulsi $p \approx 2.5 \text{ GeV}$ e tra kaoni e protoni per valori fino a $p \approx 4.0 \text{ GeV}$.

Il TOF, schematizzato in Fig. 2.6, è localizzato nel cilindro centrale coprendo un'area di 140 m^2 , ha un raggio interno di 3.7 m e una lunghezza totale di 7.45 m . Copre la regione centrale di pseudorapidità ($|\eta| < 0.9$) e l'intero angolo azimutale.

Il TOF è basato su camere a piani resistivi a multi-gap (*Multigap Resistive Plate Chambers*, MRPC), con risoluzione temporale intrinseca di $\approx 50 \text{ ps}$. L'aspetto fondamentale dell'unità di rivelazione MRPC è che il campo elettrico è allo stesso tempo elevato ed uniforme su tutto il volume gassoso sensibile del rivelatore e l'eventuale ionizzazione prodotta da una particella carica in transito avvia immediatamente un processo a valanga di gas che consente di captare i segnali sugli elettrodi.

Le unità di base del TOF sono camere MRPC, ciascuna lunga 122 cm e larga 13 cm , con un'area attiva di $120 \times 7.4 \text{ cm}^2$ e posizionata trasversalmente alla direzione del fascio. Le MRPC del TOF sono realizzate secondo una geometria di tipo strip ed una struttura a *double-stack*. Due MRPC sono poste simmetricamente sopra e sotto un unico piano anodico comune. Le MRPC sono camere a piani paralleli resistivi in cui la zona tra gli elettrodi è suddivisa in piani intermedi di alta resistività elettricamente flottanti, trasparenti a segnali veloci generati dalle valanghe indotte in seguito al passaggio di radiazione

ionizzante. Nelle MRPC ogni valanga si arresta ad ogni piano intermedio e le dimensioni rimangono contenute, consentendo una migliore risoluzione temporale.

Il rivelatore ha una struttura modulare composta da 18 settori in azimuth e 5 moduli per settore lungo la direzione del fascio, dove ogni modulo è costituito da un gruppo di *strip* MRPC (15 nel modulo centrale, 19 nei moduli intermedi ed esterni) racchiuse all'interno di un contenitore che supporta l'elettronica di front-end esterna.

Il sistema TOF completo è composto da 1638 strisce MRPC. Ogni striscia è segmentata in 92 pad, ognuno dei quali viene letto da un canale, per un totale di 157248 canali letti nell'intero TOF.

Nel Run 3 dell'LHC, il funzionamento del rivelatore TOF a frequenza di collisione in collisioni Pb-Pb di 50 kHz (reso possibile dall'upgrade del TPC) definisce nuove condizioni di funzionamento in termini di flusso di particelle cariche negli MRPC e nuovi requisiti sulla velocità di acquisizione dati per l'elettronica di lettura. Le camere MRPC mostrano tollerabilità rispetto ai flussi di particelle attesi nel Run 3 di LHC, pertanto gli unici upgrade del TOF hanno riguardato il sistema di acquisizione dati, per consentire al rivelatore di operare in modalità continua, ovvero senza trigger.

2.3 Dalle collisioni all'analisi dati

2.3.1 Acquisizione dati

Fino al Run 2 (compreso) il compito di acquisire i dati dai singoli rivelatori, costruire gli eventi e selezionare quelli interessanti per l'analisi di fisica era affidato ai sistemi *ALICE Trigger*, *Data AcQuisition* (DAQ) e *High-Level Trigger* (HLT). Per approfondimenti maggiori su questi sistemi, si può fare riferimento a [71]. A partire dal Run 3 sia la raccolta dati che l'analisi di questi viene eseguita dal sistema ALICE O² - online-offline [72].

Nel Run 1 e 2 la presa dati avveniva tramite un sistema di trigger a tre livelli implementato in ALICE in modo da rispettare i diversi tempi di lettura e latenze di trigger della grande varietà di rivelatori dell'apparato sperimentale. Nel Run 3 e 4 questo sistema è stato sostituito da una modalità di lettura continua che ha imposto cambiamenti drastici in alcuni rivelatori, quali per esempio la TPC e l'ITS (vedi Sez. 2.2), per poter raccogliere dati alle frequenze di interazione di picco a 50 kHz in collisioni Pb-Pb. La sfida principale del nuovo sistema sarà quella di sostenere flussi di dati senza precedenti. Da design il sistema è costruito per ridurre la frequenza dei dati grezzi che arrivano dai rivelatori da 3.5 TB/s a 600-900 GB/s sui nodi di primo livello, *First Level Processing* (FLP), da cui poi sono inviati ai nodi di costruzione dell'evento, *Event Processing Nodes* (EPN) e da lì all'archiviazione su disco a una frequenza di 100 GB/s. Questa parte dell'elaborazione dati, di tipo sincrono, comprende la ricostruzione, la calibrazione e la compressione dei dati, ed è seguita da un'elaborazione asincrona durante la quale una

nuova ricostruzione prende in considerazione le calibrazioni finali.

Ricostruzione sincrona

Come anticipato, la struttura O^2 è composta da due tipi di nodi di calcolo: il processore di primo livello (FLP) situato nel condotto d'accesso all'esperimento (CR1), e gli Event Processing Node (EPN) in locali dedicati di calcolo dedicati (CR0), vedi Fig. 2.7. Gli FLP eseguono un primo livello di compressione dei dati a 600-900 GB/s. Inoltre, hanno la possibilità di eseguire attività di calibrazione basate su informazioni locali dalla parte del rivelatore che servono. I dati prima di arrivare agli FLP passano per le *Common Readout Units* (CRU), dove vengono compressi, multiplexati e quindi trasferiti nella memoria degli FLP. Dagli FLP i dati escono organizzati in pacchetti chiamati *sub-time frames* che corrispondono ad una finestra di 10-20 ms di acquisizione dati, e vengono raccolti in *time frames* (TF) all'interno degli EPN, incorporando dati da diversi sub-time frames. La farm EPN è composta da 280 server che ospitano 8 GPU e 64 core CPU ciascuno. La capacità è stata dimensionata in modo tale da poter ottenere un primo passaggio di ricostruzione sincrona, l'estrazione degli oggetti di calibrazione per i successivi passaggi di ricostruzione asincrona e la compressione dei dati.

Per la compressione del flusso di dati dalla TPC, le tracce vengono ricostruite online. Inoltre, i dati per la calibrazione vengono estratti durante l'elaborazione online evitando che ulteriori calibrazioni offline debbano rielaborare l'intero set di dati. Il codice di ricostruzione delle tracce nella TPC è stato sviluppato a partire dagli algoritmi dall'HLT utilizzati nel Run 1 e 2. L'algoritmo inizia con la ricerca dei cluster ed è seguito dal tracciamento comprendente la ricerca dei cluster associabili alla traccia, la costruzione della traccia, il fit per estrarre i parametri cinematici della traccia e le fasi di compressione. In assenza dei trigger, che forniscono un riferimento per la stima del tempo di deriva, le posizioni dei cluster lungo l'asse z sono sconosciute. Tuttavia, queste informazioni sono necessarie per tutte le quantità che dipendono dalla posizione z e che vengono utilizzate durante la ricostruzione delle tracce. I punti di origine delle tracce vengono estrapolati dalla linea del fascio e la coordinata z più probabile viene calcolata assumendo che ogni traccia provenga da una particella primaria ed il vertice si trovi nel punto di interazione. Se la traccia risulta essere secondaria, si assume una pseudorapidità media. Successivamente la traccia viene nuovamente ricostruita con le correzioni corrispondenti.

Una volta ricostruiti i dati escono dagli EPN aggregati nei cosiddetti frame temporali compressi (CTF) sostituendo i dati grezzi originali e scritti in un buffer disco ad una velocità di uscita di circa 130 GB/s. Il buffer disco ha una capacità grezza di 150 PB ed è gestito dal sistema EOS [73]. La configurazione della codifica di cancellazione utilizzata per la protezione dell'archiviazione riduce la capacità utilizzabile a circa 120 PB. I CTF

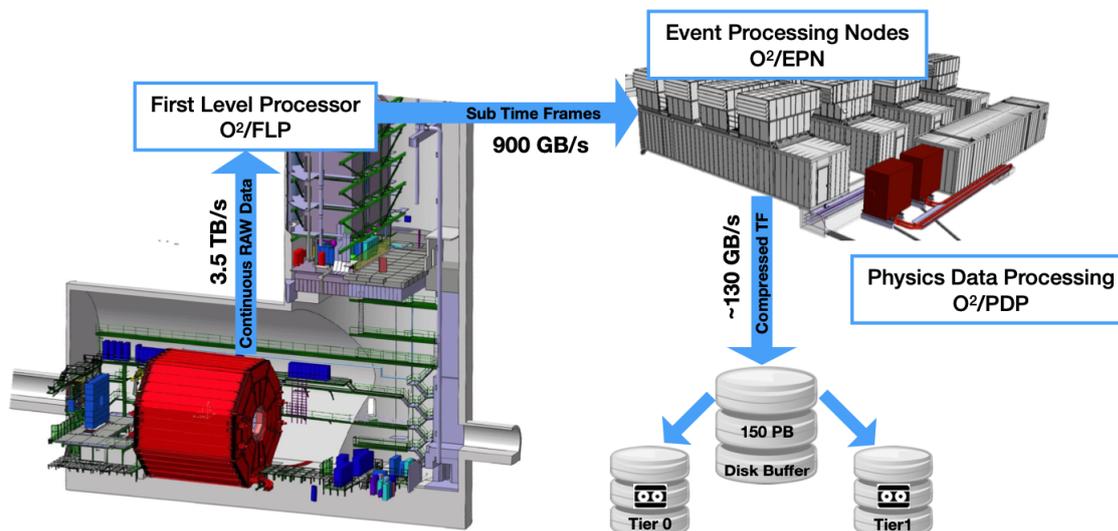


Figura 2.7: Panoramica dei componenti dei sistemi di lettura ed elaborazione dei dati O^2 e dei principali flussi di dati [66].

vengono trasferiti su GRID per l'archiviazione a lungo termine. Dopo l'acquisizione dei dati e la calibrazione completa del rivelatore, vengono eseguiti due o più passaggi di ricostruzione asincrona su GRID e sulla farm EPN. L'output di questi passaggi di ricostruzione viene archiviato come Analysis Object Data (AOD), che è l'input per l'analisi fisica.

2.3.2 Elaborazione offline

Durante il Run 1 e 2 di LHC, l'elaborazione offline dei dati di ALICE era affidata alle librerie del pacchetto AliRoot/AliPhysics, un software ad oggetti basato sul *framework* ROOT [74]. AliRoot offriva all'utente la possibilità di eseguire la simulazione Monte Carlo, la ricostruzione, la calibrazione e l'analisi dei dati con lo stesso strumento. A partire dal Run 3, il compito di AliRoot/AliPhysics è stato assegnato ad un nuovo framework software, integrato nel nuovo modello di elaborazione online-offline di ALICE O^2 . Anche in questo caso, il framework consente l'analisi dei dati e la simulazione.

La nuova struttura del software si basa su tre livelli. Il primo è il livello di trasporto (o *Transport Layer*), che definisce che i dati saranno trasportati a partire dai messaggi FairMQ attraverso i diversi dispositivi che costruiscono il modello software ALICE. Ciò garantisce una generalizzazione di basso livello dell'architettura software che sarà flessi-

bile e adatta a diverse configurazioni di rete, con il vantaggio di una memoria condivisa da utilizzare, se più dispositivi risiedono sullo stesso nodo. Il secondo livello è il modello di dati (o *Data model*) e definisce la descrizione dettagliata dei messaggi da passare, è indipendente dal linguaggio informatico utilizzato ed è estendibile. Consente infatti più formati di dati e metodi di serializzazione, come strutture dati personalizzate che possono essere orientate alla GPU (utile ad esempio per la ricostruzione), oggetti ROOT (per il controllo di qualità, QC) e Apache Arrow (per l'analisi). Infine, c'è il livello di elaborazione dati (o *Data Processing Layer*, DPL) che funge da traduttore del problema computazionale dell'utente in una topologia di rete di basso livello formata da dispositivi che scambiano messaggi [75].

Ricostruzione asincrona

La ricostruzione asincrona dell'evento consiste in diverse fasi: ricostruzione del vertice primario, ricerca degli elementi di rivelatori interessati dal passaggio di una particella, tracce e ricostruzioni dei vertici secondari. L'algoritmo di tracciamento è schematicamente riassunto nella Fig. 2.8. Il primo passo è una ricostruzione locale: la clusterizzazione

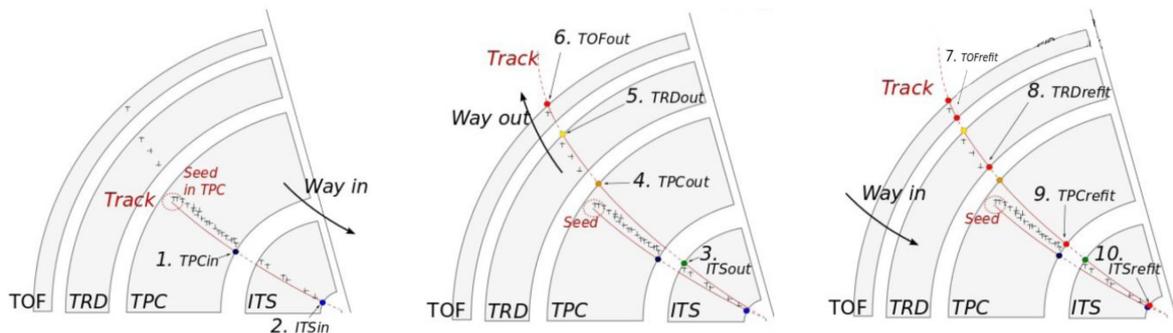


Figura 2.8: Procedura di tracciamento eseguita con ITS, TPC, TRD e TOF. Utilizzando l'algoritmo del filtro di Kalman, le tracce iniziano a essere propagate verso l'interno (1, 2). Le tracce trovate vengono quindi propagate verso l'esterno e abbinate alle tracce dei cluster TRD, TOF e ai segnali in EMCAL, PHOS e HMPID (3, 4, 5, 6). Le informazioni vengono aggiornate ad ogni passaggio. La fase finale della procedura è il *refitting* interno che consente la ricostruzione della traccia (7, 8, 9, 10).

viene eseguita separatamente per ogni rivelatore. Una hit prodotta da una particella che attraversa il volume attivo (o da uno sciame di particelle nei calorimetri) corrisponde ad un deposito di energia. I singoli elementi sono combinati per ridurre meglio l'effetto del rumore casuale. I gruppi di elementi sensibili adiacenti interessati dal passaggio di una particella sono noti come cluster e sono caratterizzati da posizione, ampiezze e tempi del segnale, forme ed errori associati, questi vengono utilizzati come input per le operazioni di ricostruzione delle tracce.

Le tracce TPC vengono abbinate alle tracce ITS e propagate ai rivelatori esterni. Le tracce globali vengono stabilite combinando le informazioni provenienti da più rivelatori e vengono eseguiti dei fit ottimizzati delle tracce. I vertici primari vengono ricostruiti ed i vertici secondari vengono identificati per ricostruire i vertici di decadimento secondari V0 e candidati per la ricostruzione di decadimenti a cascata. Per le particelle che decadono ad ampio raggio e producono tracce TPC non vincolate da altri rivelatori, per esempio l'ITS, la lettura continua rappresenta un'ulteriore sfida. Ogni coppia di tracce TPC non vincolata deve essere testata per ogni ipotesi di V0 associato a diversi vertici primari compatibili con l'intervallo di tempo consentito (o di lunghezza longitudinale al fascio). Poiché le correzioni delle tracce TPC dipendono dalla loro posizione longitudinale rispetto al fascio, questo richiede anche la ricalibrazione e il rimontaggio in tempo reale delle tracce TPC. In una fase finale, viene assegnata l'ipotesi di identificazione delle particelle, sulla base delle informazioni combinate provenienti da tutti i rivelatori. Sono previsti almeno due passaggi completi di ricostruzione asincrona per ottenere le massime prestazioni.

Per i dati pp a massima energia, il primo passaggio di ricostruzione include una procedura di selezione degli eventi al fine di ridurre la dimensione complessiva dei dati. Oltre agli eventi fisici di interesse, vengono selezionati gli eventi necessari per la calibrazione della TPC. La dimensione del CTF viene ridotta mantenendo solo i cluster associati alle tracce che puntano al vertice primario di una collisione selezionata entro ± 30 cm lungo l'asse longitudinale del fascio. L'obiettivo è di ottenere un fattore di selezione dell'evento di 1000 che porta a una riduzione del CTF all'1.2% della dimensione originale.

Il codice di ricostruzione viene scritto utilizzando il linguaggio C++ e può essere eseguito su hardware per GPU diverse. Le GPU sono anche alla base della farm EPN, la quale, in caso non fosse (completamente) utilizzata per l'elaborazione sincrona, ad es. al di fuori dei periodi di acquisizione dei dati, viene utilizzata per la ricostruzione asincrona. Ciò apre anche la possibilità di eseguire la ricostruzione in modo efficiente su piattaforme informatiche eterogenee che diventano disponibili su GRID.

Calibrazione

La qualità dei dati ricostruiti dipende in modo critico dalla qualità della calibrazione utilizzata nella ricostruzione. La calibrazione è necessaria in tutte le fasi della catena di ricostruzione. Gli oggetti ottenuti dopo queste procedure vengono archiviati in un database delle condizioni offline (OCDB).

Le procedure di calibrazione online vengono eseguite nella fase di ricostruzione sincrona, mentre una calibrazione più raffinata viene eseguita durante la fase asincrona tramite passaggi di calibrazione successivi, chiamati *apass* (*asynchronous pass*).

Come prodotto finale delle procedure/pass di ricostruzione e calibrazione, i dati ven-

gono forniti agli utenti sotto forma *Analysis Object Data* (AOD), Questi contengono ulteriori informazioni sugli eventi completi, inclusi vertici primari, tracce, topologie di decadimento debole ricostruite e altro ancora.

Simulazione

Uno degli scopi principali del framework software è quello di simulare gli eventi fisici e la conseguente risposta del rivelatore: le simulazioni giocano un ruolo molto importante nella valutazione delle prestazioni del *setup* sperimentale.

Tramite generatori di eventi esterni (HIJING [76], DPMJET [77] e PYTHIA [78]) a cui il software di O² è interfacciato, è possibile simulare gli eventi di collisione e le particelle associate.

Le particelle vengono trasportate attraverso il rivelatore tramite GEANT4 [79] che consente di simulare la risposta del rivelatore generando segnali al passaggio delle particelle (in gergo, *hit*) e ad ogni hit vengono assegnate informazioni sulla loro posizione, ora, deposito di energia, ecc. Combinando le informazioni del rivelatore e della risposta dell'elettronica di lettura, viene prodotta un'uscita digitale per ogni colpo e memorizzata come cifra sommabile.

I processi di simulazione (comunemente chiamati con l'inglese *job*), ricostruzione o analisi possono essere elaborati suddividendoli in tanti sotto-job identici che girano in parallelo su diversi nodi informatici della *Grid* (che permette alla comunità dei fisici l'accesso ai dati in tempo quasi reale da tutto il mondo), che è un'infrastruttura di calcolo distribuita a livello mondiale di risorse condivise adottata dal CERN per gestire l'enorme flusso di dati prodotta dall'LHC. La sua struttura è altamente gerarchica: tutti i dati provengono dal CERN e sono archiviati in un centro di calcolo molto grande chiamato *Tier-0*, successivamente ci sono i *Tier-1*, grandi centri di calcolo regionali, questi mirano a garantire un'archiviazione sicura dei dati, infine ci sono i *Tier-2*, centri più piccoli raggruppati attorno ai Tier-1.

La Collaborazione ALICE ha sviluppato il *framework* AliEn (*ALICE Environment*) per gestire le attività di ricostruzione e analisi, nonché per fornire un'interfaccia utente e un catalogo per i dati. In effetti, AliEn fornisce un *file system* globale per l'archiviazione dei dati e un'interfaccia per eseguire i job sulla Grid.

Capitolo 3

Analisi dati

In questo capitolo è descritto il lavoro di tesi principale, ovvero l'analisi di un campione di dati di collisioni pp raccolti con il rivelatore ALICE a LHC finalizzata alla misura della funzione di correlazione tra coppie di protoni e antiprotoni, misura che è necessaria per caratterizzare la sorgente di (anti)nucleoni e quindi di (anti)nuclei prodotti per coalescenza. Nel seguito sono descritti il campione di dati e come sono stati selezionati gli eventi, la selezione delle tracce, l'identificazione dei protoni e degli antiprotoni basata sulle informazioni di TOF e TPC ed il calcolo della funzione di correlazione. Inoltre, viene descritto nel dettaglio l'algoritmo sviluppato per identificare i protoni e gli antiprotoni e per calcolare la funzione di correlazione. Infine, è riportato il risultato principale di questa tesi, rappresentato dalla misura della funzione di correlazione tra coppie di protoni e antiprotoni in collisioni pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.

3.1 Il campione di dati e la selezione degli eventi

L'analisi si basa su un campione di dati di collisioni pp raccolte nel 2021 con $\sqrt{s} = 900$ GeV, durante la fase pilota del Run 3. I dati sono stati raccolti con la modalità di readout continuo, applicata da ALICE per la prima volta durante il Run 3. Un trigger minimum bias, necessario per selezionare eventi pp inelastici e scartare eventi diffrattivi, è applicato a livello software richiedendo l'OR logico fra i segnali dei sistemi V0A e V0C del FIT.

Gli eventi vengono selezionati offline per avere un vertice primario ricostruito. La posizione del vertice primario è determinata nell'ITS2 o, separatamente, dalle tracce ricostruite nell'intero tracciatore centrale. Viene applicata la selezione di eventi con il vertice primario al di fuori della regione fiduciale di 10 cm in direzione del fascio (asse z) dal punto di collisione nominale ($|v_z| < 10$ cm). In Fig. 3.1 è riportata la distribuzione v_z degli eventi accettati. La linea continua rossa rappresenta il risultato di un fit gaussiano

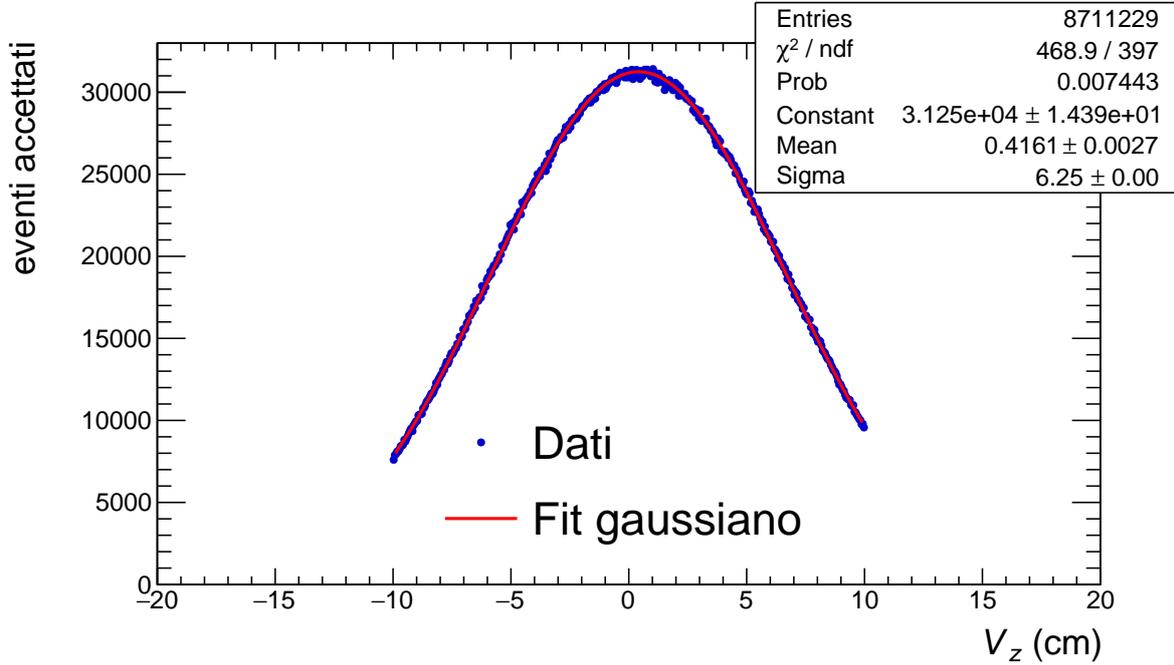


Figura 3.1: Distribuzione della posizione del vertice lungo l'asse del fascio (z) per gli eventi dopo tutte le selezioni descritte nel testo. La linea continua rossa rappresenta il risultato di un fit gaussiano della distribuzione.

della distribuzione e mostra che il vertice è centrato in media intorno a 0.4 cm lungo l'asse z . Dopo la selezione il numero totale di eventi analizzati è 8711229.

3.2 La selezione delle tracce

Per utilizzare la regione fiduciaria in cui ALICE esegue il tracciamento completo e fornisce a migliore identificazione di particelle (PID) possibile, vengono accettate solo tracce con pseudorapidità in $|\eta| < 0.8$ e $p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$. Per garantire una buona qualità della ricostruzione, le tracce devono attraversare almeno 70 righe di lettura della TPC su 159 ed avere quattro punti misurati nell'ITS2, di cui almeno uno in uno dei tre livelli più interni. Il χ^2 per cluster TPC deve essere inferiore a 4 e il χ^2 per cluster ITS deve essere inferiore a 36, il che garantisce buone prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce. Un'altra selezione riguarda la distanza di minimo avvicinamento *distance of closest approach* (DCA), che è la distanza minima tra le traiettorie di due tracce ed è idealmente zero se queste provengono dallo stesso punto di interazione. Per sopprimere il contributo delle particelle secondarie, ovvero quelle particelle che derivano da decadimenti deboli di particelle prodotte nella collisione, oppure prodotte nell'interazione di queste

ultime con il materiale del rivelatore, è necessario che le tracce delle particelle selezionate puntino al vertice primario della collisione. Si richiede pertanto che la componente del DCA della traccia parallela all'asse z (asse del fascio) soddisfi $DCA_z \leq 2.0$ cm, mentre la componente trasversale soddisfi $DCA_{xy} \leq 0.0105 + 0.0350p_T^{1.1}$ GeV/ c . Quest'ultimo è parametrizzato in funzione di p_T per tener conto della deflessione delle traiettorie delle particelle cariche nel campo magnetico. L'impulso trasverso è la componente trasversale alla direzione del fascio dell'impulso, quindi dato il vettore impulso $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$, p_z rappresenta l'impulso diretto longitudinalmente al fascio, mentre l'impulso trasverso è dato da $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

3.3 Identificazione di protoni e antiprotoni

Il metodo utilizzato per identificare le particelle, in questo caso protoni e antiprotoni, è basato sull'impiego di una variabile discriminante legata al rivelatore considerato, chiamata n_σ ed è costruita (data una massa di una specie di particella ipotetica m_i) come:

$$n_{\sigma_{i,j}} = \frac{X_j - X_{i,j}}{\sigma_{i,j}} \quad (3.1)$$

dove X_j è l'osservabile misurato nel rivelatore j , $X_{i,j}$ è il valore di aspettazione nell'ipotesi di massa i e $\sigma_{i,j}$ è la risoluzione legata alla misura. Il parametro n_σ si può interpretare come una variabile gaussiana.

I rivelatori considerati ed utilizzati in questa analisi sono la TPC ed il TOF.

L'identificazione delle particelle viene eseguita tramite la combinazione delle informazioni sul tempo di volo misurato dal TOF e la perdita di energia specifica (dE/dx) misurata dalla TPC. La perdita di energia è descritta dalla formula di Bethe-Bloch [80]:

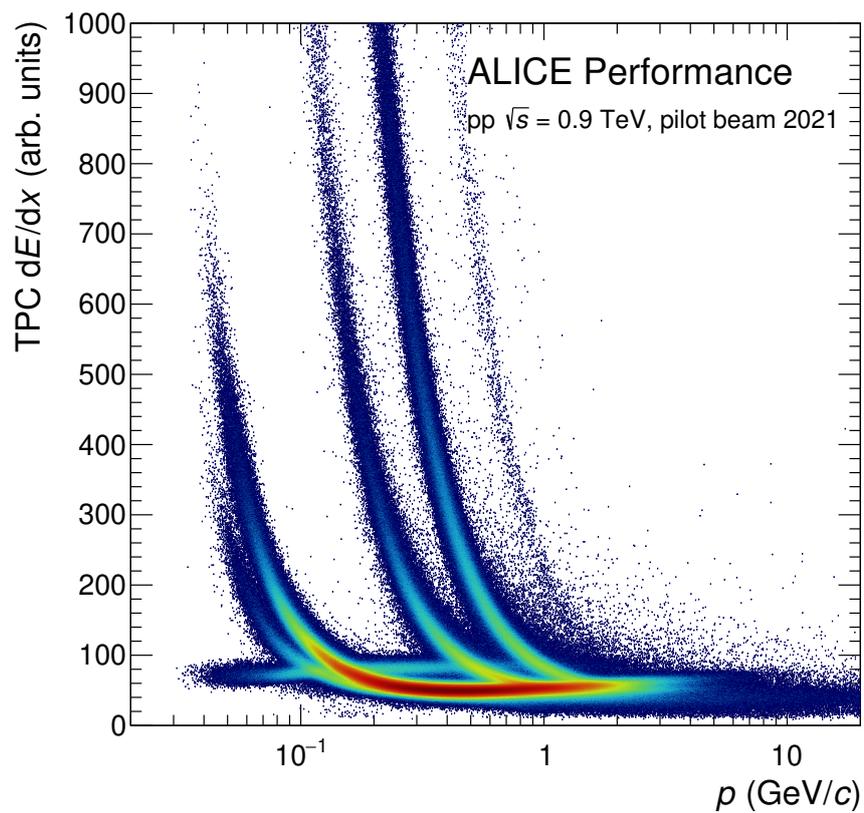
$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \frac{z^2}{\beta^2} \log \left(\frac{2\gamma^2 \beta^2 m_e}{I_0} \right) \quad (3.2)$$

dove β è la velocità della particella γ il fattore di Lorentz, m_e la massa dell'elettrone, I_0 la minima perdita di energia e z la carica della particella incidente (in unità di carica elementare). Quindi n_σ per la TPC è calcolato confrontando dE/dx misurata dalla TPC con i valori di aspettazione per una data specie di particella. In Fig. 3.2 è visibile l'andamento tipico della Bethe-Bloch.

Nel caso del TOF la variabile n_σ è calcolata nel seguente modo:

$$n_\sigma^{TOF} = \frac{t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}}{\sigma_{TOF}} \quad (3.3)$$

dove i indica la specie della particella, t_{TOF} è il tempo misurato dal TOF, t_0 è il tempo a cui è avvenuta la collisione pp e $t_{exp,i}$ è il tempo di volo previsto calcolato per quella data



ALI-PERF-500457

Figura 3.2: Grafico della perdita specifica di energia per ionizzazione in funzione dell'impulso (Bethe-Bloch) nella TPC. Le bande, da sinistra verso destra, sono elettroni (banda orizzontale piatta), muoni, pioni, kaoni, protoni e deutoni (nuclei di deuterio). Le particelle non sono distinte per carica.

specie durante la procedura di tracciamento centrale. Il tempo di volo t è legato alla lunghezza di traccia L e all'impulso p , entrambi misurati dalla TPC, tramite la formula:

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p\sqrt{(ct/L)^2 - 1} \quad (3.4)$$

dove m è la massa della particella, c è la velocità della luce nel vuoto e $\beta = v/c$ è la velocità relativistica (dove v è la velocità della particella).

In Fig. 3.3 è riportata la distribuzione dei β relativistici in funzione di p/Z , cioè la rigidità definita come il rapporto tra impulso e carica, per le particelle cariche rilevate dal TOF. Le bande visibili nel grafico corrispondono a ciascuna specie di particella, che avendo una massa differente ha quindi una quantità di moto differente. Le bande sono specifiche di una specie di particella, tanto migliore è la risoluzione di tutti i parametri che entrano nel calcolo di β , tanto migliore è la separazione tra le specie.

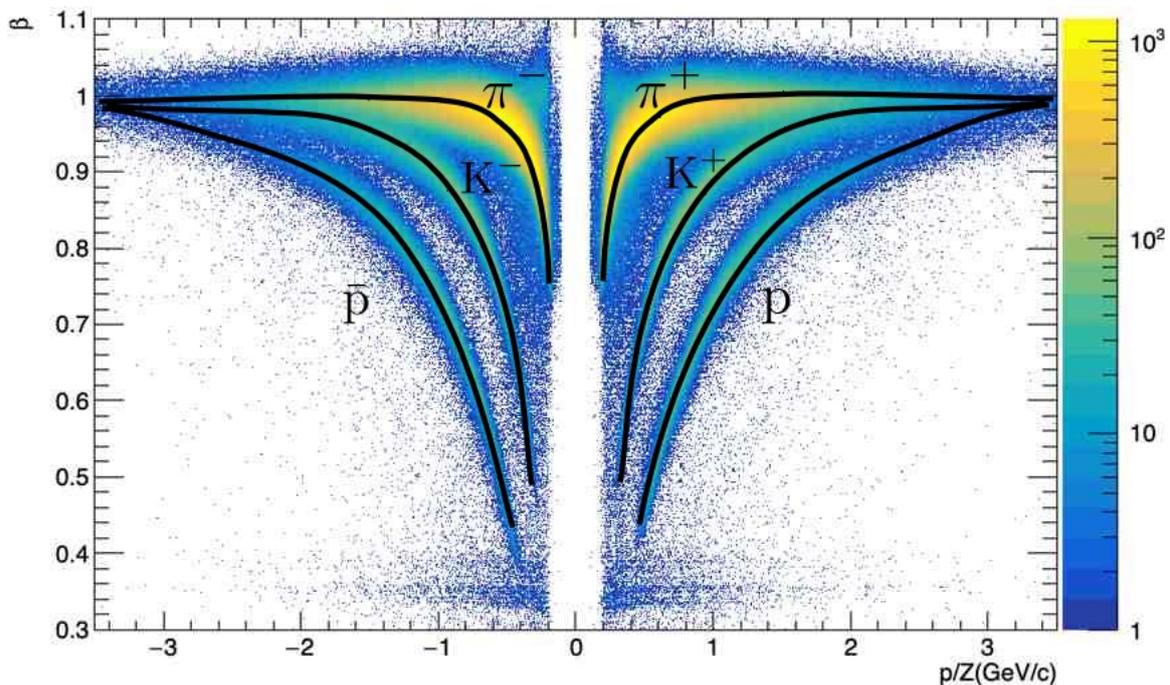


Figura 3.3: Distribuzione di $\beta = v/c$ in funzione della rigidità delle particelle. La velocità è ottenuta come descritto nel testo a partire dalla misura del tempo di volo dal TOF e dalle informazioni di traccia fornite dalla TPC. Le curve nere rappresentano le bande di ogni specie di particella identificabile con ALICE. Da sinistra a destra si possono osservare le bande dei pioni positivi (π^+), dei kaoni positivi (K^+), dei protoni (p), dei pioni negativi (π^-), dei kaoni negativi (K^-) e degli antiprotoni (\bar{p}).

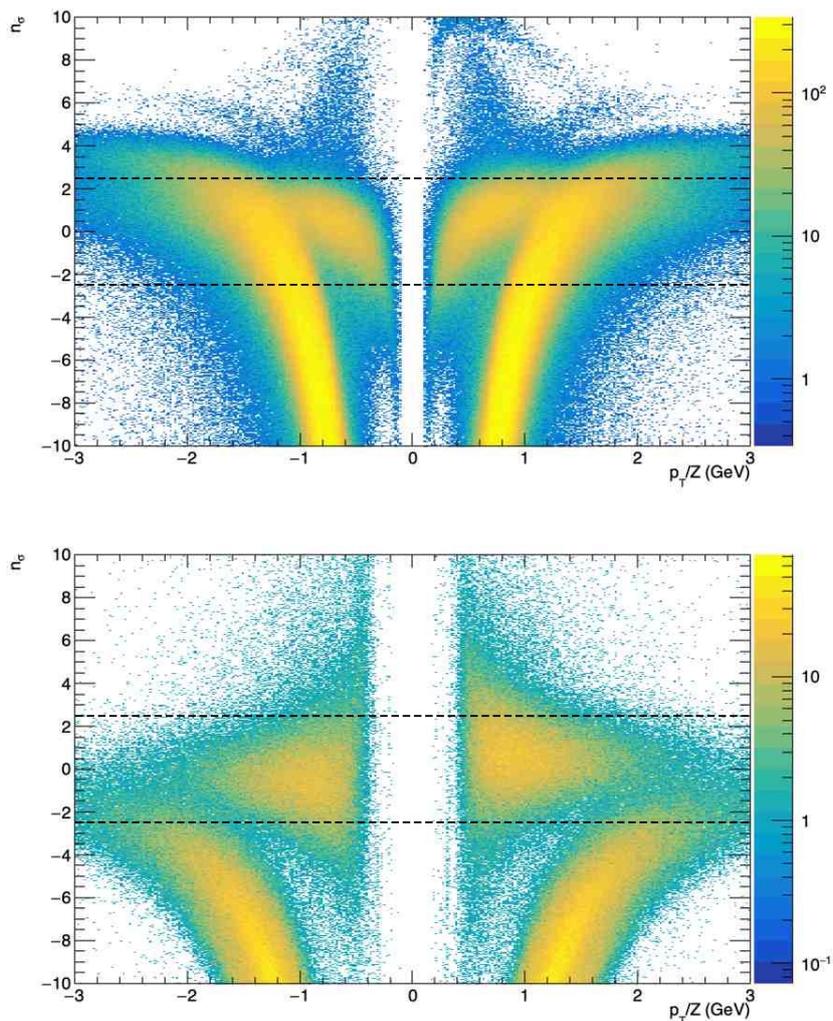


Figura 3.4: Risposta della TPC (in alto) e del TOF (in basso) per protoni e antiprotoni in termini di n_σ in funzione della rigidità della particella al raggio interno della TPC e in funzione della rigidità della particella al vertice, rispettivamente. Le linee tratteggiate nere marcano una selezione a 2.5σ per la TPC e una a 2.5σ per il TOF che corrispondono alla strategia di PID scelta per eseguire l'analisi. A sinistra dell'asse verticale $p_T/Z = 0$ sono presenti le distribuzioni degli n_σ degli antiprotoni e a destra quelle per i protoni.

Con l'obiettivo di rigettare il più possibile il fondo senza compromettere l'efficienza, la strategia di identificazione protoni e antiprotoni scelta per l'analisi presentata in questa tesi si basa su quanto segue:

1. una selezione preliminare sui segnali della TPC per un valore di $n_{\sigma}^{TPC} \leq 5.0$, in modo da ridurre il contributo delle tracce non corrispondenti, ovvero le tracce erroneamente associate ai segnali nel TOF; in questa fase avviene anche una eventuale selezione sul segno della carica della particella.
2. Se il TOF ha registrato un segnale associato alla traccia, viene richiesto che $n_{\sigma}^{TOF} \leq n_{\sigma}^{TOF,input}$ per $p_T < 1.5$ GeV.
3. se il TOF non ha registrato un segnale associato alla traccia, viene richiesto che $n_{\sigma}^{TPC} \leq n_{\sigma}^{TPC,input}$ per $p_T < 0.8$ GeV.

Qui $n_{\sigma}^{TOF,input}$, $n_{\sigma}^{TPC,input}$, scelti pari a 2.5 e stimati nell'ipotesi di massa per il protone.

Le selezioni applicate sull'impulso trasverso servono per migliorare la purezza del campione. Si ricorda che l'impulso trasverso è la componente trasversale alla direzione del fascio dell'impulso e viene definito nel dettaglio nella Sez. 3.2. Le distribuzioni delle risposte della TPC e del TOF per i protoni e gli antiprotoni sono riportate in Fig. 3.4 per le tracce selezionate con tutte le condizioni descritte, dal campione di dati completo utilizzato per l'analisi e l'estrazione della funzione di correlazione.

In Fig. 3.5 è presente la distribuzione dei β relativistici per gli antiprotoni selezionati tramite l'identificazione mostrata in questo capitolo. In relazione alla Fig. 3.3 dalla Fig. 3.5 si evince la purezza del campione, infatti se la PID non fosse stata eseguita correttamente, si sarebbero osservate anche tracce di particelle in corrispondenza delle bande di altre specie di particelle.

In Fig. 3.6 in cui sono riportate le distribuzioni in impulso trasverso per le particelle cariche ed identificate, si nota come il numero di protoni e antiprotoni sono una frazione inferiore al 5% rispetto al campione di particelle cariche selezionate. Il numero di protoni e antiprotoni è diverso, i protoni sono approssimativamente il 29% in più degli antiprotoni, perchè mentre gli antiprotoni possono essere prodotti solo dal vertice primario e da decadimenti deboli, i protoni possono provenire in aggiunta da interazioni di particelle cariche con il materiale del rivelatore.

In Fig. 3.7 si evince come ci siano principalmente eventi con un numero di tracce basso, infatti gli eventi con un numero di tracce pari a 1 sono il numero più elevato di eventi nel campione, e più aumenta la molteplicità di (anti)protoni (e più in generale di

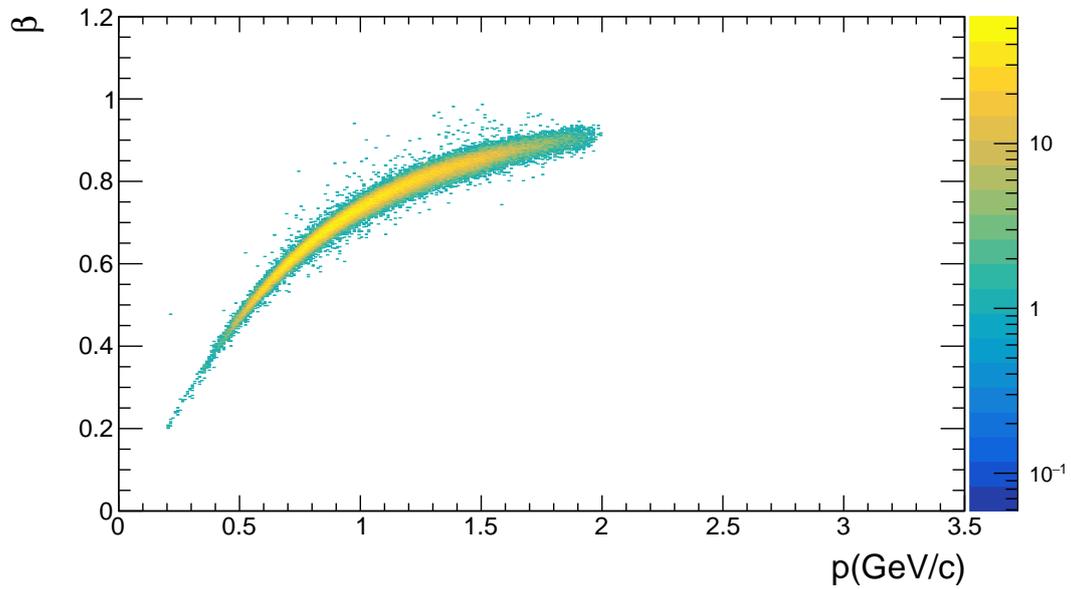


Figura 3.5: Distribuzione dei β relativistici per gli antiprotoni identificati.

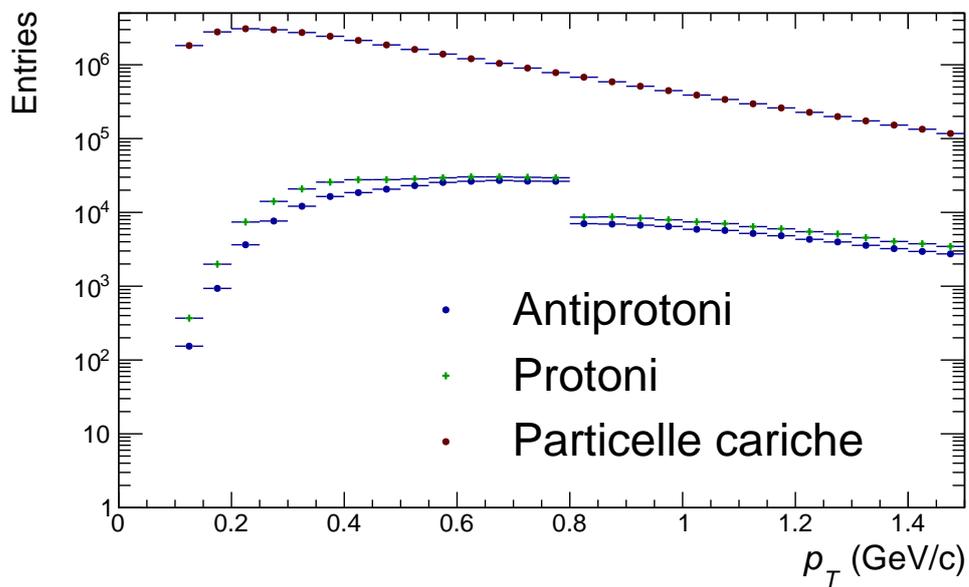


Figura 3.6: Distribuzioni in p_T per le particelle cariche (punti pieni in rosso), i protoni identificati (croci in verde) e gli antiprotoni identificati (punti pieni in blu).

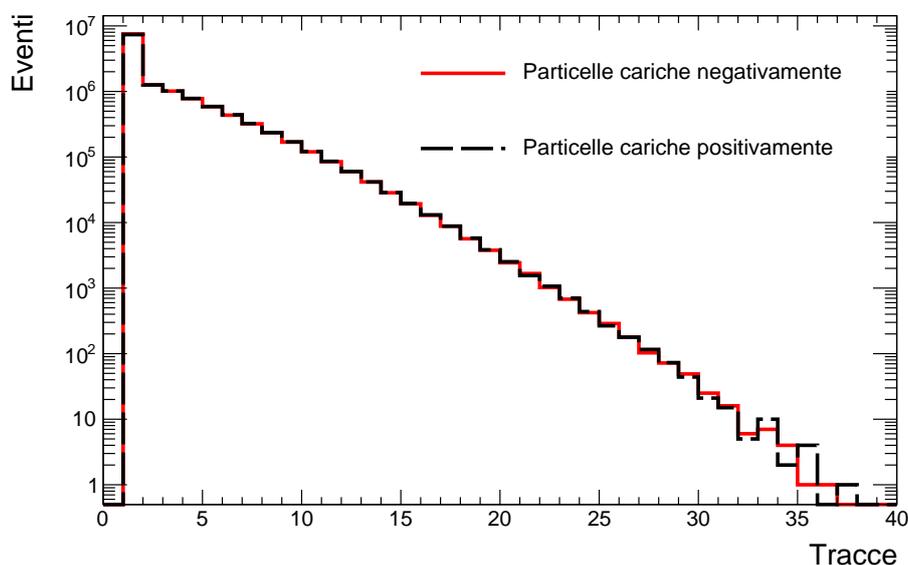


Figura 3.7: Distribuzione del numero di tracce per evento associate alle particelle cariche positivamente (linea continua rossa) e negativamente (linea tratteggiata nera) nel campione di dati. Si può notare come la distribuzione che risulta da questo grafico è una distribuzione binomiale.

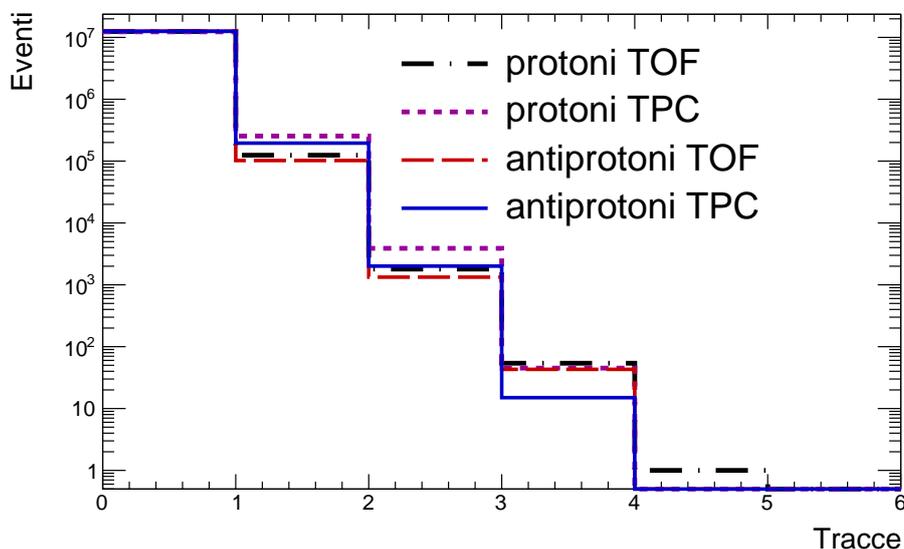


Figura 3.8: Distribuzione del numero di tracce per evento associate ai protoni e agli antiprotoni selezionati dal TOF e dalla TPC. Si distinguono i protoni identificati dal TOF (linea tratto-punto nera), i protoni identificati dalla TPC (linea tratteggiata magenta), gli antiprotoni identificati dal TOF (linea tratto-punto rossa) e gli antiprotoni identificati dalla TPC (linea continua blu).

particelle) degli eventi più diminuisce il numero di eventi. Si noti che la Fig. 3.7 è in scala logaritmica, quindi eventi che contengono più di trenta tracce sono una frazione statisticamente irrilevante del campione.

In Fig. 3.8 invece sono riportate le distribuzioni degli eventi con una data molteplicità di protoni identificati da TPC e TOF. Nella maggior parte degli eventi del campione (il 98.82%) si trova un solo protone o un solo antiprotone. Gli eventi con molteplicità 2 e 3 sono rispettivamente il 1.17% e $1.31 \times 10^{-2}\%$ del campione di protoni o antiprotoni, mentre gli eventi con molteplicità superiore a 3 sono inferiori allo $0.3 \times 10^{-3}\%$ del campione di protoni o antiprotoni.

3.4 Funzione di correlazione

La forma della funzione di correlazione è il risultato del potenziale di interazione che si esercita tra due particelle, dato per due protoni (o antiprotoni) da un termine repulsivo coulombiano ed un termine dovuto all'interazione forte.

Per costruire la funzione di correlazione sono necessari tre passaggi: identificare le particelle da accoppiare (in questo caso protoni o antiprotoni), calcolare l'impulso relativo della coppia di particelle, k^* relativo alle coppie di particelle e costruire le distribuzioni per coppie di particelle provenienti dallo stesso evento o da eventi diversi.

La funzione di correlazione è estratta come definito nella Sez. 1.4, come:

$$C(k^*) = \xi(k^*) \frac{N_{SE}}{N_{ME}} \quad (3.5)$$

dove N_{SE} è la distribuzione in k^* relativa alle coppie di particelle correlate, ottenute dallo stesso evento, SE, e N_{ME} è la distribuzione dei k^* di particelle non correlate, ottenute da eventi diversi, ME. Il fattore di normalizzazione $\xi(k^*)$ è calcolato in modo tale che il valore medio della funzione di correlazione non normalizzata ($\frac{N_{SE}}{N_{ME}}$) nell'intervallo 0.24 - 0.34 GeV/c sia pari a 1.

L'identificazione dei protoni e antiprotoni è stata spiegata nella Sez. 3.3, mentre di seguito viene spiegato come si costruiscono le coppie di eventi e le distribuzioni in k^* .

L'osservabile k^* è la quantità di moto relativa delle coppie di particelle. Denotate \mathbf{p}_1^* e \mathbf{p}_2^* come le quantità di moto delle particelle nel sistema di riferimento del centro di massa, chiamato anche *pair rest frame* e abbreviato in PRF. Si noti che nel PRF $\mathbf{p}_1^* = \mathbf{p}_2^*$, la formula per calcolare il k^* è:

$$k^* = \frac{|\mathbf{p}_1^* - \mathbf{p}_2^*|}{2} \quad (3.6)$$

Gli impulsi non sono misurati nel PRF, bensì nel sistema di riferimento del laboratorio, e vanno quindi trasformati, tramite le trasformazioni di Lorentz:

$$\begin{cases} \vec{p}' = \vec{p} + (\gamma - 1)\vec{V}\frac{\vec{V}\cdot\vec{p}}{V^2} - \gamma\vec{V}E \\ E' = \gamma\left(E - \frac{\vec{V}\cdot\vec{p}}{c^2}\right) \end{cases} \quad (3.7)$$

dove \vec{p}' è l'impulso nel PRF, \vec{p} è l'impulso nel sistema di riferimento del laboratorio, \vec{V} è la velocità con cui si muove il centro di massa, E' è l'energia nel PRF, E è l'energia nel sistema di riferimento del laboratorio e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$ è il fattore di Lorentz, con c velocità della luce nel vuoto.

L'accoppiamento delle particelle avviene in due modi: tra particelle dello stesso evento e tra particelle provenienti da eventi diversi. Le coppie indicate con *same events* (SE) o coppie dello stesso evento, sono generate accoppiando ogni antiprotone di un evento solo con antiprotoni dello stesso evento. La stessa procedura è ripetuta separatamente per costruire coppie di protoni per la misura della correlazione p-p.

La distribuzione nella variabile k^* delle coppie SE di antiprotoni è riportata in Fig. 3.9, per i protoni si ottiene una distribuzione analoga.

Le coppie indicate con *mixed events* (ME) o eventi misti sono generate accoppiando ogni antiprotone di un evento con antiprotoni provenienti da eventi differenti, per i protoni si ottiene una distribuzione analoga.

L'accoppiamento viene eseguito tra antiprotoni di collisioni con molteplicità simili. In questo caso verranno accoppiate particelle che provengono da eventi con un numero di tracce comprese tra 2 e 5, oppure tra 5 e 10, tra 10 e 15, tra 15 e 20, tra 20 e 25, tra 25 e 30 ed infine eventi con un numero di tracce superiore a 30. Viene anche imposto un filtro per evitare bias dovuti agli effetti di accettazione e ricostruzione che consiste nel costruire coppie da solo quegli eventi per i quali la differenza tra le posizioni del vertice lungo z è inferiore a 2 cm. Si noti che non vengono considerati eventi con molteplicità pari a 1 per l'event mixing. Infatti, anche nel SE il segnale di interesse richiede la presenza di almeno due (anti)protoni nell'evento, per definizione della funzione di correlazione.

Da qui si può costruire la distribuzione in k^* delle coppie ME, visibile in Fig. 3.10.

I numeri di coppie SE e ME, come visibile nelle Figure 3.9 e 3.10, non sono uguali, bensì la distribuzione ME presenta approssimativamente 6 volte le coppie della distribuzione SE, nel caso di coppie di antiprotoni, mentre per coppie p-p la distribuzione ME presenta approssimativamente 8.7 volte le coppie della distribuzione SE. Questo è dovuto, oltre che al metodo di costruzione delle coppie ed all'algoritmo implementato (vedi 3.5.2), al campione di (anti)protoni identificati. Infatti, come visibile in Fig. 3.8,

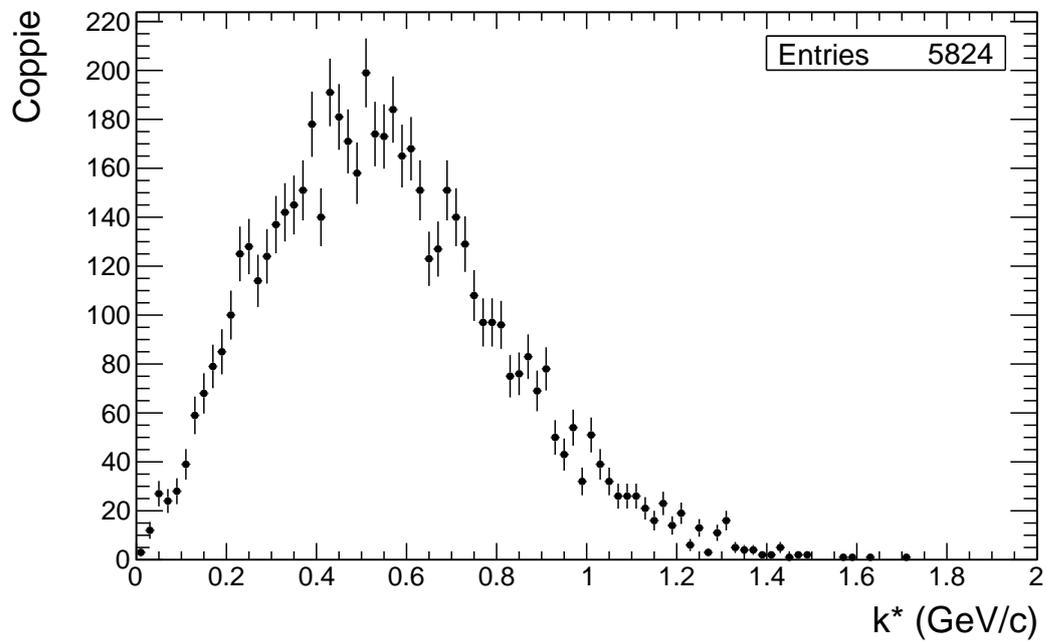


Figura 3.9: Distribuzione N_{SE} delle coppie *same events* di antiprotoni.

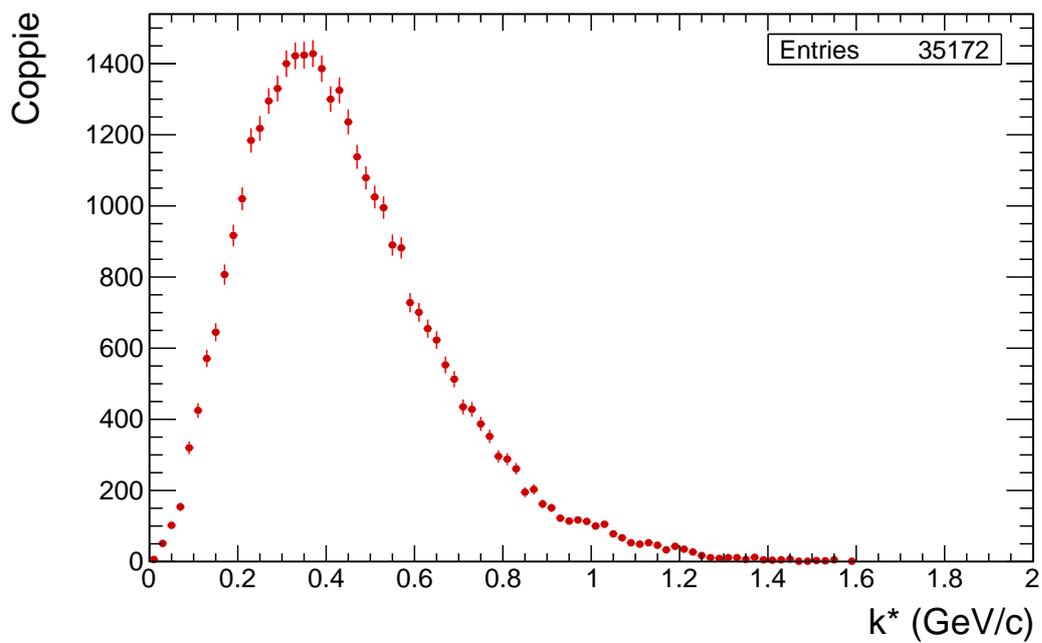


Figura 3.10: Distribuzione N_{ME} delle coppie *mixed events* di antiprotoni.

i protoni e gli antiprotoni identificati appartengono principalmente ad eventi con molteplicità 1, che non sono utilizzati per la costruzione di coppie SE e ME, ed eventi con molteplicità 2. Ricordiamo che gli eventi con molteplicità 3 sono inferiori all'1.5% degli eventi con molteplicità 2. Questo comporta che, per esempio, due eventi con molteplicità 2 possono generare 2 coppie SE e 4 coppie ME, contribuendo così maggiormente alla distribuzione ME rispetto alla SE.

3.5 Dettagli sull'algoritmo sviluppato

I dati di ALICE utilizzati sono stati a me forniti nel formato TTree di ROOT, dopo una prima scrematura a partire dal formato AO2D tramite l'utilizzo del framework O2Physics. I *tree* sono di due tipi: *O2lfnucl* e *O2lfnuclEvent*, dove il primo è riferito alle tracce, mentre il secondo è riferito agli eventi (collisioni). Si lavora principalmente con *tree* di tipo *O2lfnucl*, mentre dai *O2lfnuclEvent* viene ripresa soltanto la variabile relativa alla posizione del vertice in direzione z.

3.5.1 Algoritmo identificazione protoni

Nei *tree* di tipo *O2lfnucl* sono presenti le variabili n_σ relative al TOF e alla TPC, calcolate per tutte le particelle le cui tracce sono state ricostruite nelle collisioni pp, le componenti degli impulsi delle particelle, il segno della carica ed infine una variabile *TOFMatch*, che indica se alla traccia è associato un segnale sul TOF.

Una volta scelte le variabili n_σ relative al TOF e alla TPC per protoni e antiprotoni, si procede alla selezione preliminare basata sull'informazione della TPC e sulla carica, tramite la variabile segno, per distinguere protoni e antiprotoni. In questo modo si filtrano i protoni dagli antiprotoni prodotti.

Per combinare successivamente le informazioni del TOF e della TPC, nel modo spiegato nella Sez. 3.3, viene utilizzata la variabile *TOFMatch* per capire se il TOF ha registrato un segnale associato alla traccia. Nella Fig. A.1, nell'Appendice è presente il diagramma a blocchi dell'algoritmo.

3.5.2 Algoritmo di costruzione delle coppie

Per creare coppie SE o ME, è necessario prima sapere se le particelle provengono dallo stesso evento o da eventi diversi, il che nel codice è reso possibile grazie ad una variabile indice, chiamata *fIndex*, salvata in entrambe le tipologie di *tree*, che conferisce ad ogni evento un numero intero e che permette di associare le informazioni delle particelle di un evento nel *tree O2lfnucl* alle informazioni sulla collisione salvate nel *tree O2lfnuclEvents*.

A livello di codice le coppie SE sono state costruite prima suddividendo le tracce per evento, grazie alla variabile indice, e successivamente accoppiando tra loro gli (anti)protoni.

L'accoppiamento è stato eseguito considerando tutte le particelle appartenenti ad un evento come un array, dove ogni traccia è accoppiata con tutte le successive (ma non con quelle che la precedono, per non avere ripetizioni e non con se stesse).

Nella Fig. A.2, nell'Appendice è presente il diagramma a blocchi dell'algoritmo.

Le coppie ME a livello di codice sono state costruite suddividendo gli eventi in base alla loro molteplicità di particelle cariche ricostruite e successivamente, come nel caso del SE, suddividendo le tracce per evento. L'accoppiamento tra eventi diversi risulta tuttavia essere più laborioso. In questo caso, si considerano solo eventi a gruppi di 5, per questioni computazionali, quindi non si va realmente ad accoppiare ogni evento con tutti gli altri eventi con molteplicità simile, bensì con i cinque eventi successivi nel *tree* a quello considerato.

L'algoritmo è sviluppato prima suddividendo il campione di tracce in sette array, uno per ogni classe di molteplicità, come descritto nella Sez. 3.4. Successivamente per ognuno di questi sette vettori si considera ogni evento come un array, e fissandone uno si accoppia ogni singolo elemento di quest'ultimo con le particelle dei quattro eventi successivi. Così si ha che dati due eventi di dimensione n e m , si avranno nm coppie di eventi misti.

Nella fase di creazione degli array vengono applicati filtri, per cui solo eventi con 2 o più tracce e con distanza tra le posizioni del vertice lungo z è inferiore a 2 cm possono concorrere alla formazione delle coppie. Per la seconda condizione richiesta viene ripresa l'informazione dalla variabile $fPosZ$ (che indica la posizione del vertice della collisione in direzione z), presente nei *tree* di tipo *O2lfnuclevent*.

Nella Fig. A.3, nell'Appendice è presente il diagramma a blocchi dell'algoritmo.

Gli algoritmi SE e ME implementati impiegano 493.97 s per girare su tutto il campione di dati analizzati nel caso di un campione di protoni e 493.36 s nel caso di un campione di antiprotoni. L'algoritmo è stato eseguito su processore Apple M1, formato da 8 core CPU e 8 core GPU.

3.5.3 Algoritmo funzione di correlazione

Per implementare la funzione di correlazione l'algoritmo è stato sviluppato in modo da salvare le distribuzioni in k^* per le coppie SE e ME in file *.root*, per poter costruire e calcolare la funzione di correlazione in modo indipendente.

Il calcolo della funzione di correlazione è stato eseguito come spiegato nella Sez. 3.4.

l'intera implementazione degli algoritmi è stata sviluppata in modo originale e indipen-

dente dal framework O2Physics, utilizzando il linguaggio C++.

3.6 La funzione di correlazione risultante

La funzione di correlazione risultante per coppie di protoni e di antiprotoni è riportata in Fig. 3.11. Per prima cosa si osserva che la funzione di correlazione per protoni è consistente con quella degli antiprotoni, come ci si aspetta dalla simmetria dell'interazione (Coulomb + interazione forte) per coppie cariche positivamente e negativamente. Le funzioni di correlazione esibiscono un picco caratteristico nella regione di k^* tra 0 e circa 70 MeV/ c , visibile anche in Fig. 1.10 dove la correlazione è stata misurata in collisioni pp a 13 TeV. Il picco assume valori di $C(k^*)$ superiori a 1 a causa dell'effetto del potenziale coulombiano, infatti due particelle con cariche dello stesso segno presentano un potenziale coulombiano repulsivo e gli antiprotoni, così come i protoni, hanno la stessa carica. Le funzioni di correlazione si stabilizzano intorno ad un valore di $C(k^*)$ pari ad 1 da circa 90 MeV/ c in poi, questo è dovuto all'assenza di interazione tra le particelle delle coppie in questa regione di k^* .

Per quanto la misura sia meno precisa della misura in collisioni pp a 13 TeV (Fig. 1.10), a causa della dimensione estremamente ridotta del campione di eventi del Run pilota di LHC utilizzato, il valore della funzione di correlazione al picco e la larghezza stessa del picco ottenuti con questa analisi sono compatibili con le misure precedenti di ALICE e riflettono le caratteristiche dell'interazione nota tra (anti)protoni. La funzione di correlazione ottenuta in maniera originale in questa tesi è completamente compatibile con il risultato (non finale) ottenuto dalla Collaborazione ALICE, dal quale un fit con il framework CATS ha restituito il valore di $r_{eff} = (1.28 \pm 0.12)$ fm per la dimensione della sorgente efficace, includendo anche le risonanze.

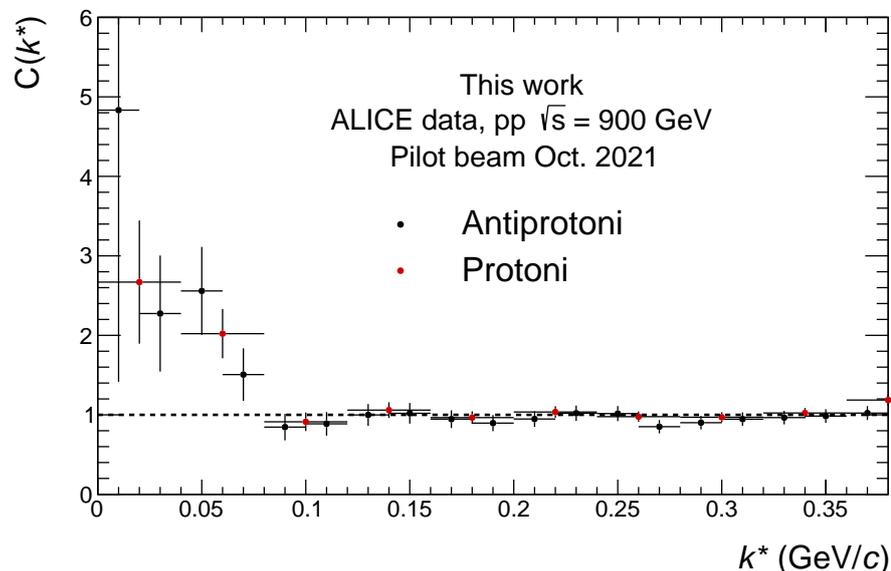
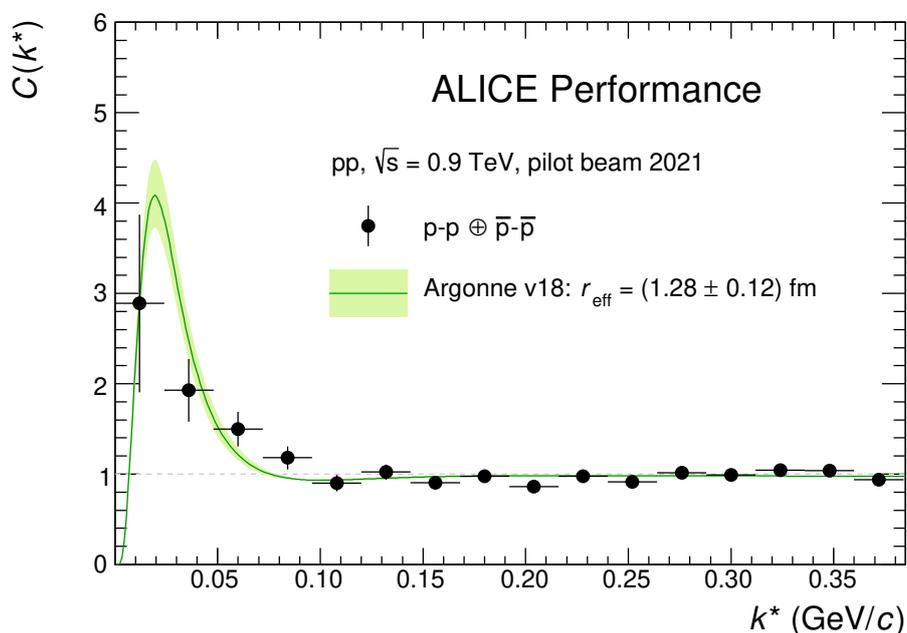


Figura 3.11: Funzione di correlazione calcolata per il campione di protoni e antiprotoni identificato come descritto nella Sez. 3.3.



ALI-PERF-503088

Figura 3.12: Funzione di correlazione per coppie di (anti)protoni ottenuta dalla Collaborazione ALICE. Da questo risultato un fit con il framework CATS ha restituito il valore per la dimensione della sorgente efficace (risonanze incluse).

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato analizzato un campione di dati da collisioni pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV ed è stata ottenuta una prima misura della funzione di correlazione tra coppie di (anti)protoni per questo sistema di collisione. Per prima cosa è stato necessario implementare un algoritmo per l'identificazione dei protoni e degli antiprotoni, in modo da avere il campione di dati, che è fondamentale per la creazione delle coppie e l'estrazione della loro funzione di correlazione. Le particelle sono state accoppiate per evento, creando così due distribuzioni in k^* di coppie di (anti)protoni, una con coppie di particelle provenienti dallo stesso evento (SE) ed un'altra con coppie provenienti da eventi diversi (ME) con l'utilizzo di specifici criteri per combinare eventi simili e ridurre i costi computazionali. Una volta trovate le distribuzioni in k^* delle coppie SE e ME è stata calcolata la funzione di correlazione. Le funzioni di correlazione per coppie di protoni e per coppie di antiprotoni sono consistenti, come ci si aspetta in quanto i termini di interazione sono gli stessi per particelle e antiparticelle. Nel dettaglio la funzione di correlazione presenta un picco per valori di k^* inferiori a ≈ 70 MeV/ c , la cui ampiezza e la cui larghezza sono compatibili con le misure precedenti ed attuali di ALICE e riflettono le caratteristiche dell'interazione nota tra (anti)protoni. Questa misura della funzione di correlazione potrà essere usata per estrarre la dimensione della sorgente tramite fit con il framework CATS, informazione che a sua volta serve come input per modellare la produzione di antideuterio per coalescenza.

Questo tipo di modello, una volta validato, ha applicazione nelle predizioni dei flussi di antinuclei nei raggi cosmici, siano essi antinuclei provenienti da raggi cosmici secondari o da annichilazione di materia oscura.

Appendice A

Diagrammi a blocchi degli algoritmi sviluppati

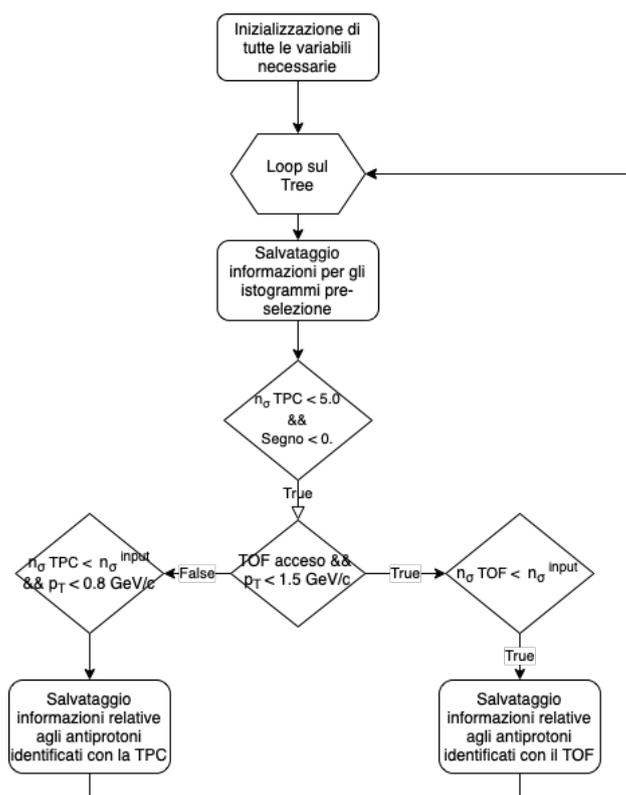


Figura A.1: Diagramma a blocchi di come è stata eseguita l'identificazione degli anti-protoni

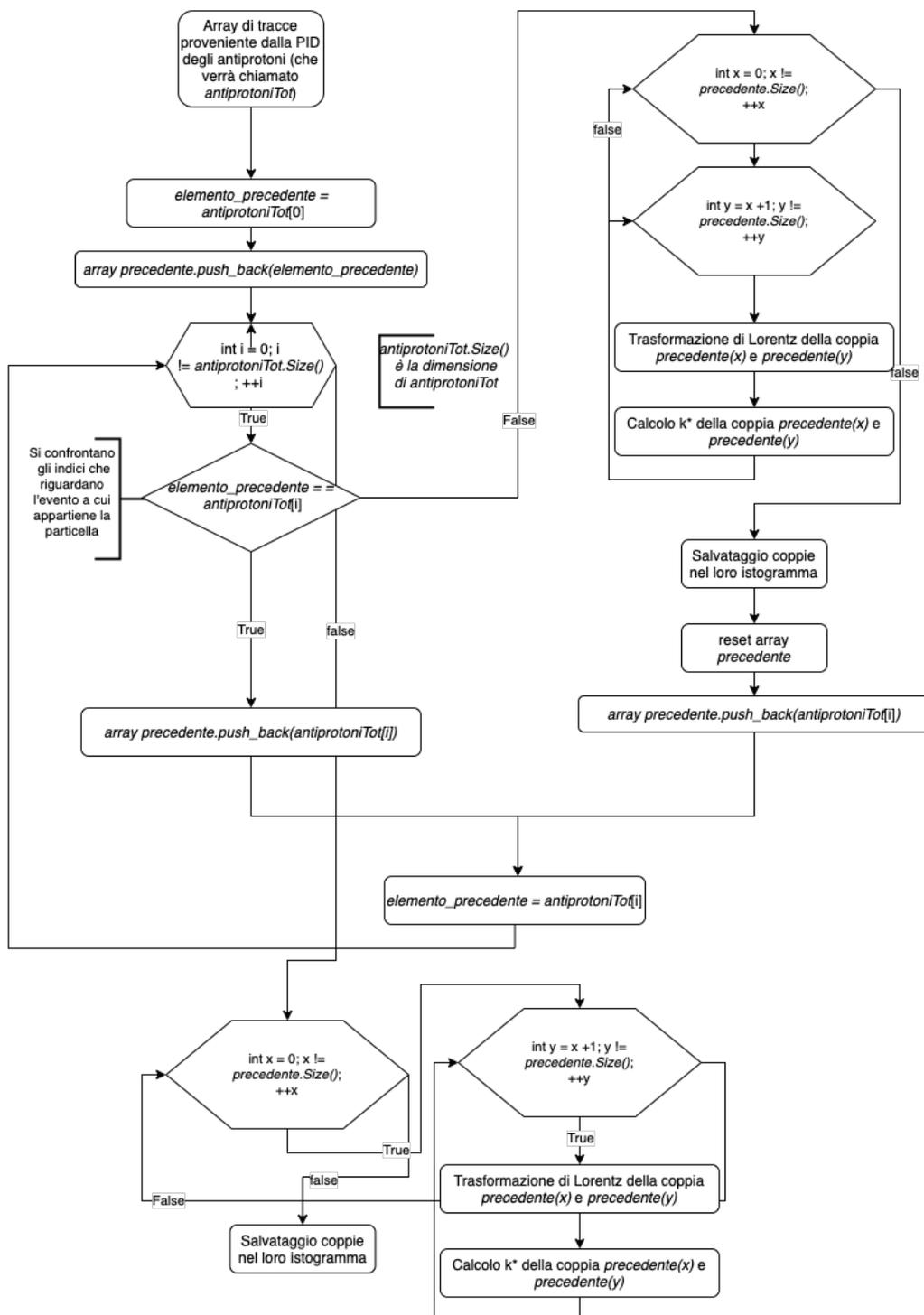


Figura A.2: Diagramma a blocchi dell'algoritmo di costruzione delle coppie SE.

APPENDICE A. DIAGRAMMI A BLOCCHI DEGLI ALGORITMI SVILUPPATIA.0

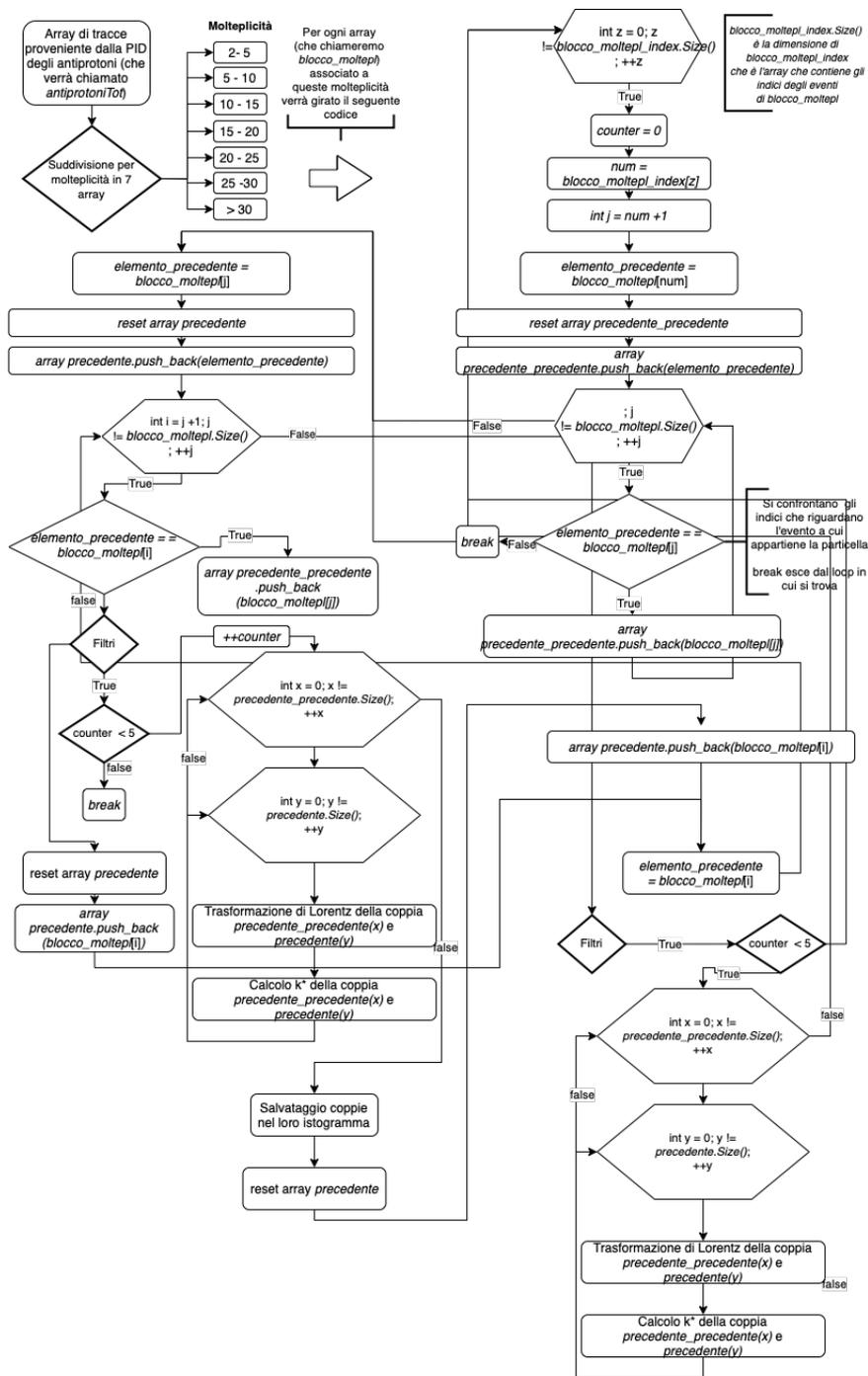


Figura A.3: Diagramma a blocchi dell'algoritmo di costruzione delle coppie ME.

Bibliografia

- [1] M. A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, and U. Wiedemann, “Femtoscopia in relativistic heavy ion collisions: Two decades of progress”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **55** no. 1, (2005) 357–402.
<https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151533>.
- [2] M. A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, and U. Wiedemann, “Femtoscopia in relativistic heavy ion collisions”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** (2005) 357–402,
[arXiv:nuclex/0505014](https://arxiv.org/abs/nuclex/0505014).
- [3] A. Arbey and F. Mahmoudi, “Dark matter and the early Universe: a review”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **119** (2021) 103865, [arXiv:2104.11488](https://arxiv.org/abs/2104.11488) [hep-ph].
- [4] AMS Collaboration, M. Aguilar *et al.*, “The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the international space station: Part II — Results from the first seven years”, *Phys. Rept.* **894** (2021) 1–116.
- [5] S. J. Ting, “Latest Results from the AMS Experiment on the International Space Station, CERN Colloquium”, 2018. <https://indico.cern.ch/event/729900/>.
- [6] J. M. Gaskins, “A review of indirect searches for particle dark matter”, *Contemp. Phys.* **57** no. 4, (2016) 496–525, [arXiv:1604.00014](https://arxiv.org/abs/1604.00014) [astro-ph.HE].
- [7] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110–127.
- [8] H. W. Babcock, “The rotation of the Andromeda Nebula”, *Lick Observatory Bulletin* **498** (Jan., 1939) 41–51.
- [9] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., and N. Thonnard, “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc”, *Astrophys. J. Lett.* **225** (1978) L107–L111.
- [10] P. J. E. Peebles, “Large scale background temperature and mass fluctuations due to scale invariant primeval perturbations”, *Astrophys. J. Lett.* **263** (1982) L1–L5.

-
- [11] ESA and the Planck Collaboration, “Planck cmb”, Mar., 2013.
https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_CMB.
- [12] ESA and the Planck Collaboration, “Planck’s new cosmic recipe”, Mar., 2013.
<https://sci.esa.int/web/planck/-/51557-planck-new-cosmic-recipe>.
- [13] A. H. G. Peter, “Dark Matter: A Brief Review.” 1, 2012. [arXiv:1201.3942](https://arxiv.org/abs/1201.3942) [astro-ph.CO].
- [14] Z. Cao, “Dark Matter: Candidates and Searches”, *J. Phys. Conf. Ser.* **1634** no. 1, (2020) 012158.
- [15] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*, vol. 69. 1990.
- [16] K. Griest and M. Kamionkowski, “Unitarity Limits on the Mass and Radius of Dark Matter Particles”, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 615.
- [17] R. D. Peccei, “The Strong CP problem and axions”, *Lect. Notes Phys.* **741** (2008) 3–17, [arXiv:hep-ph/0607268](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0607268).
- [18] M. Blennow, E. Fernandez-Martinez, A. Olivares-Del Campo, S. Pascoli, S. Rosauero-Alcaraz, and A. V. Titov, “Neutrino Portals to Dark Matter”, *Eur. Phys. J. C* **79** no. 7, (2019) 555, [arXiv:1903.00006](https://arxiv.org/abs/1903.00006) [hep-ph].
- [19] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, and S. Trojanowski, “WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects”, *Rept. Prog. Phys.* **81** no. 6, (2018) 066201, [arXiv:1707.06277](https://arxiv.org/abs/1707.06277) [hep-ph].
- [20] N. Fornengo, L. Maccione, and A. Vittino, “Dark matter searches with cosmic antideuterons: status and perspectives”, *JCAP* **09** (2013) 031, [arXiv:1306.4171](https://arxiv.org/abs/1306.4171) [hep-ph].
- [21] N. P. Topchiev *et al.*, “High-energy gamma-ray studying with GAMMA-400 after Fermi-LAT”, *J. Phys. Conf. Ser.* **798** no. 1, (2017) 012011.
- [22] **Particle Data Group** Collaboration, M. Tanabashi *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Phys. Rev. D* **98** no. 3, (2018) 030001.
- [23] **STAR** Collaboration, H. Agakishiev *et al.*, “Observation of the antimatter helium-4 nucleus”, *Nature* **473** (2011) 353, [arXiv:1103.3312](https://arxiv.org/abs/1103.3312) [nucl-ex]. [Erratum: *Nature* 475, 412 (2011)].
- [24] M. Cirelli, N. Fornengo, M. Taoso, and A. Vittino, “Anti-helium from Dark Matter annihilations”, *JHEP* **08** (2014) 009, [arXiv:1401.4017](https://arxiv.org/abs/1401.4017) [hep-ph].

-
- [25] F. Donato, N. Fornengo, and P. Salati, “Anti-deuterons as a signature of supersymmetric dark matter”, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 043003, [arXiv:hep-ph/9904481](#).
- [26] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer, “Diffuse continuum gamma-rays from the galaxy”, *Astrophys. J.* **537** (2000) 763–784, [arXiv:astro-ph/9811296](#). [Erratum: *Astrophys.J.* 541, 1109 (2000)].
- [27] M. Korsmeier, F. Donato, and N. Fornengo, “Prospects to verify a possible dark matter hint in cosmic antiprotons with antideuterons and antihelium”, *Phys. Rev. D* **97** no. 10, (2018) 103011, [arXiv:1711.08465](#) [astro-ph.HE].
- [28] P. von Doetinchem *et al.*, “Cosmic-ray antinuclei as messengers of new physics: status and outlook for the new decade”, *JCAP* **08** (2020) 035, [arXiv:2002.04163](#) [astro-ph.HE].
- [29] E. Carlson, A. Coogan, T. Linden, S. Profumo, A. Ibarra, and S. Wild, “Antihelium from Dark Matter”, *Phys. Rev. D* **89** no. 7, (2014) 076005, [arXiv:1401.2461](#) [hep-ph].
- [30] A. Cuoco, M. Krämer, and M. Korsmeier, “Novel Dark Matter Constraints from Antiprotons in Light of AMS-02”, *Phys. Rev. Lett.* **118** no. 19, (2017) 191102, [arXiv:1610.03071](#) [astro-ph.HE].
- [31] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Production of deuterons, tritons, ^3He nuclei and their antinuclei in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV”, *Phys. Rev. C* **97** no. 2, (2018) 024615, [arXiv:1709.08522](#) [nucl-ex].
- [32] **ALICE** Collaboration, “The ALICE experiment – A journey through QCD”, [arXiv:2211.04384](#) [nucl-ex].
- [33] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Production of light nuclei and anti-nuclei in pp and Pb-Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. C* **93** no. 2, (2016) 024917, [arXiv:1506.08951](#) [nucl-ex].
- [34] C. Van Der Leun and C. Alderliesten, “The deuteron binding energy”, *Nucl. Phys. A* **380** (1982) 261–269.
- [35] P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor, “CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014”, *Rev. Mod. Phys.* **88** no. 3, (2016) 035009, [arXiv:1507.07956](#) [physics.atom-ph].
- [36] J. E. Purcell and C. G. Sheu, “Nuclear Data Sheets for $A = 3$ ”, *Nucl. Data Sheets* **130** (2015) 1–20.

-
- [37] I. Angeli and K. P. Marinova, “Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update”, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **99** no. 1, (2013) 69–95.
- [38] M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and X. Xu, “The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references”, *Chin. Phys. C* **41** no. 3, (2017) 030003.
- [39] M. Kachelrieß, S. Ostapchenko, and J. Tjemsland, “Revisiting cosmic ray antinuclei fluxes with a new coalescence model”, *JCAP* **08** (2020) 048, [arXiv:2002.10481 \[hep-ph\]](#).
- [40] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, “Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy”, *Nature* **561** no. 7723, (2018) 321–330, [arXiv:1710.09425 \[nucl-th\]](#).
- [41] K. Blum, K. C. Y. Ng, R. Sato, and M. Takimoto, “Cosmic rays, antihelium, and an old navy spotlight”, *Phys. Rev. D* **96** no. 10, (2017) 103021, [arXiv:1704.05431 \[astro-ph.HE\]](#).
- [42] S. T. Butler and C. A. Pearson, “Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter”, *Phys. Rev.* **129** (1963) 836–842.
- [43] J. I. Kapusta, “Mechanisms for deuteron production in relativistic nuclear collisions”, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 1301–1310.
- [44] R. Scheibl and U. W. Heinz, “Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions”, *Phys. Rev. C* **59** (1999) 1585–1602, [arXiv:nucl-th/9809092](#).
- [45] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Measurement of deuteron spectra and elliptic flow in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV at the LHC”, *Eur. Phys. J. C* **77** no. 10, (2017) 658, [arXiv:1707.07304 \[nucl-ex\]](#).
- [46] F. Bellini and A. P. Kalweit, “Testing production scenarios for (anti-)(hyper-)nuclei with multiplicity-dependent measurements at the LHC”, *Acta Phys. Polon. B* **50** (2019) 991, [arXiv:1907.06868 \[hep-ph\]](#).
- [47] **ALICE** Collaboration, M. A. Janik, “Overview of recent femtoscopy measurements with ALICE”, [arXiv:1811.02828 \[hep-ex\]](#).
- [48] S. Pratt, “Pion Interferometry of Quark-Gluon Plasma”, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 1314–1327.
- [49] K. Morita, S. Gongyo, T. Hatsuda, T. Hyodo, Y. Kamiya, and A. Ohnishi, “Probing $\Omega\Omega$ and $p\Omega$ dibaryons with femtosopic correlations in relativistic heavy-ion collisions”, *Phys. Rev. C* **101** no. 1, (2020) 015201, [arXiv:1908.05414 \[nucl-th\]](#).
-

-
- [50] L. Fabbietti, V. Mantovani Sarti, and O. Vazquez Doce, “Study of the Strong Interaction Among Hadrons with Correlations at the LHC”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71** (2021) 377–402, [arXiv:2012.09806](#) [nucl-ex].
- [51] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “p-p, p- Λ and Λ - Λ correlations studied via femtoscopy in pp reactions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Rev. C* **99** no. 2, (2019) 024001, [arXiv:1805.12455](#) [nucl-ex].
- [52] M. A. Lisa and S. Pratt, “Femtoscopically Probing the Freeze-out Configuration in Heavy Ion Collisions”, [arXiv:0811.1352](#) [nucl-ex].
- [53] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Search for a common baryon source in high-multiplicity pp collisions at the LHC”, *Phys. Lett. B* **811** (2020) 135849, [arXiv:2004.08018](#) [nucl-ex].
- [54] D. L. Mihaylov, V. Mantovani Sarti, O. W. Arnold, L. Fabbietti, B. Hohlweger, and A. M. Mathis, “A femtoscopic Correlation Analysis Tool using the Schrödinger equation (CATS)”, *Eur. Phys. J. C* **78** no. 5, (2018) 394, [arXiv:1802.08481](#) [hep-ph].
- [55] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, “An Accurate nucleon-nucleon potential with charge independence breaking”, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 38–51, [arXiv:nucl-th/9408016](#).
- [56] H. Polinder, J. Haidenbauer, and U.-G. Meißner, “Hyperon-nucleon interactions: A Chiral effective field theory approach”, *Nucl. Phys. A* **779** (2006) 244–266, [arXiv:nucl-th/0605050](#).
- [57] J. Haidenbauer, U. G. Meißner, and A. Nogga, “Hyperon–nucleon interaction within chiral effective field theory revisited”, *Eur. Phys. J. A* **56** no. 3, (2020) 91, [arXiv:1906.11681](#) [nucl-th].
- [58] F. Bellini, K. Blum, A. P. Kalweit, and M. Puccio, “Examination of coalescence as the origin of nuclei in hadronic collisions”, *Phys. Rev. C* **103** no. 1, (2021) 014907, [arXiv:2007.01750](#) [nucl-th].
- [59] F. Bellini and A. P. Kalweit, “Testing production scenarios for (anti-)(hyper-)nuclei and exotica at energies available at the CERN Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. C* **99** no. 5, (2019) 054905, [arXiv:1807.05894](#) [hep-ph].
- [60] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Production of light (anti)nuclei in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP* **01** (2022) 106, [arXiv:2109.13026](#) [nucl-ex].

-
- [61] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “(Anti-)deuteron production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **80** no. 9, (2020) 889, [arXiv:2003.03184](#) [nucl-ex].
- [62] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Multiplicity dependence of (anti-)deuteron production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* **794** (2019) 50–63, [arXiv:1902.09290](#) [nucl-ex].
- [63] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Multiplicity dependence of light (anti-)nuclei production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”, *Phys. Lett. B* **800** (2020) 135043, [arXiv:1906.03136](#) [nucl-ex].
- [64] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Production of light (anti)nuclei in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **82** no. 4, (2022) 289, [arXiv:2112.00610](#) [nucl-ex].
- [65] “The accelerator complex”,
<https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex>.
- [66] **ALICE** Collaboration, “ALICE upgrades during the LHC Long Shutdown 2”, [arXiv:2302.01238](#) [physics.ins-det].
- [67] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC”, *Eur. Phys. J. Plus* **132** no. 2, (2017) 99, [arXiv:1610.03055](#) [physics.ins-det].
- [68] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent”, *J. Phys. G* **41** (2014) 087001.
- [69] **ALICE** Collaboration, C. Lippmann, “Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber”, *CERN-LHCC-2013-020*, *ALICE-TDR-016* (3, 2014) .
- [70] **ALICE** Collaboration, R. Münzer, “Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **958** (2020) 162058.
- [71] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08002.
- [72] P. Buncic, M. Krzewicki, and P. Vande Vyvre, “Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System”, *CERN-LHCC-2015-006*, *ALICE-TDR-019* (4, 2015) .
- [73] A. Peters, E. Sindrilaru, and G. Adde, “EOS as the present and future solution for data storage at CERN”, *J. Phys. Conf. Ser.* **664** no. 4, (2015) 042042.

-
- [74] R. Brun, F. Rademakers, and S. Panacek, *ROOT, an object oriented data analysis framework*. 2000.
- [75] **ALICE** Collaboration, C. Zampolli, “ALICE data processing for Run 3 and Run 4 at the LHC”, *PoS ICHEP2020* (2021) 929, [arXiv:2012.04391](#) [physics.ins-det].
- [76] X.-N. Wang and M. Gyulassy, “HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions”, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 3501–3516.
- [77] S. Roesler, R. Engel, and J. Ranft, “The Monte Carlo event generator DPMJET-III”, in *International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications (MC 2000)*, pp. 1033–1038. 12, 2000. [arXiv:hep-ph/0012252](#).
- [78] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](#).
- [79] J. Allison *et al.*, “Recent developments in Geant4”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **835** (2016) 186–225.
- [80] C. Grupen and B. Schwartz, *Particle detectors*. Cambridge Univ. Pr., Cambridge, UK, 2008.

Ringraziamenti

Il primo grande ringraziamento va alla Prof.ssa Bellini per avermi seguito, insegnato ed instradato verso un nuovo mondo, con pazienza, disponibilità ed attenzione e al Dott. Nicolò Jacazio da cui ho imparato tanto. Il ringraziamento più importante va ai miei genitori, Daniela e Giorgio, senza i quali tutto questo non sarebbe stato possibile, a mio fratello Tommaso, alla Lella e alla nonna Maria. Per ultimi, ma non meno importanti, ringrazio i miei amici e compagni di viaggio: Martina e Alessandro, che mi hanno sopportato e supportato in questi anni.