

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Studio del parametro di coalescenza e
caratterizzazione della sorgente nella
produzione di (anti)nuclei in collisioni ad
alte energie**

Relatore:
Prof.ssa Francesca Bellini

Presentata da:
Lorenzo Valla

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

In questo lavoro di tesi è stato approfondito il modello di coalescenza, ampiamente utilizzato in letteratura per descrivere la formazione di (anti)nuclei leggeri in collisioni ad alta energia negli acceleratori e di antinuclei cosmici, con applicazioni alle ricerche indirette di materia oscura nell'universo. Nello specifico, è stato studiato il parametro di coalescenza per (anti)nuclei con numero di massa $A \leq 4$; utilizzando un fit ai dati dell'esperimento ALICE a LHC sulla dimensione della sorgente di protoni in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV, si è cercato di esplicitare la dipendenza del parametro di coalescenza dall'impulso trasverso. Dal confronto delle previsioni del modello così ottenuto con le misure del parametro di coalescenza raccolte da ALICE, si osserva che il parametro di coalescenza di d e ^3He non segue l'andamento previsto. Questo risultato evidenzia quindi la necessità di rivedere il modello di sorgente adottato o i suoi limiti di applicazione a diversi sistemi di collisione. In vista della possibilità di implementare il meccanismo di formazione per coalescenza nei generatori Monte Carlo per la simulazione degli antinuclei, si è tentato di caratterizzare la sorgente di protoni attraverso l'utilizzo del generatore PYTHIA 8.3. In particolare, è stata effettuata un'analisi delle coordinate spaziali, della quantità di moto e del tempo di produzione dei protoni a rapidità centrale generati in 10^5 collisioni pp. I grafici ottenuti mostrano che la sorgente è sostanzialmente isotropa.

Indice

Introduzione	1
1 Antinuclei cosmici e materia oscura	3
1.1 Materia oscura	4
1.1.1 Breve storia della materia oscura	4
1.1.2 Potenziali candidati	5
1.2 Antinuclei cosmici	7
1.3 Ricerca sperimentale di antinuclei cosmici	9
1.3.1 Esperimenti BESS	9
1.3.2 Esperimento PAMELA	10
1.3.3 Esperimento AMS-02	12
1.3.4 Esperimento GAPS	14
1.4 Impatto delle misure di antinuclei cosmici	16
2 Produzione di (anti)nuclei leggeri in collisioni ad alte energie	19
2.1 Collisioni ad alta energia in acceleratori di particelle	20
2.1.1 Fasi della collisione	20
2.1.2 Grandezze e quantità cinematiche caratteristiche delle collisioni	24
2.2 Esperimento ALICE a LHC	27
2.2.1 Il rivelatore	27
2.2.2 Antinuclei in ALICE	29
2.3 Modelli di produzione degli (anti)nuclei	31
2.3.1 Modello di coalescenza	32
2.3.2 Modello termico-statistico + blast-wave	35
2.3.3 Molteplicità e dimensione della sorgente	36
3 Studio del modello di coalescenza	37
3.1 Parametro di coalescenza	37
3.2 Relazione tra impulso e raggio della sorgente	42
3.2.1 Fit ai dati di collisioni pp di ALICE	42
3.2.2 Stima dei migliori parametri	44

3.2.3	Dipendenza di B_A da p_T	44
3.2.4	Confronto delle previsioni con i dati sperimentali	47
4	La sorgente di protoni in PYTHIA 8.3	49
4.1	Generatore Monte Carlo PYTHIA 8.3	49
4.2	Studio della sorgente di particelle	52
4.2.1	Generazione degli eventi	52
4.2.2	Analisi dati e risultati	53
	Conclusioni	58
	A Fit ai dati $R(m_T)$ di ALICE	59
	B Coordinate di produzione delle particelle in PYTHIA	61
	Bibliografia	63

Introduzione

La materia oscura, ovvero materia non interagente elettromagneticamente ma che manifesta i propri effetti gravitazionali in varie strutture dell'universo, è oggi uno dei principali campi di ricerca in ambito astrofisico. Vari modelli hanno evidenziato come, nel caso di materia oscura costituita da WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*), l'annichilazione e il decadimento di tali particelle possano essere processi sufficientemente energetici da produrre antimateria, e più nello specifico antinuclei leggeri. Se nel nostro universo i processi che conducono alla formazione di materia ordinaria sono numerosi, la produzione di antimateria è invece assai più rara, e dunque gli antinuclei sono liberi dal fondo astrofisico ordinario; ciò li rende utilizzabili come sonde per verificare i modelli di WIMPs esistenti. Questo ha portato alla progettazione e al lancio di rivelatori (come *BESS*, *PAMELA*, *AMS-02* e *GAPS*) in grado di studiare i flussi di raggi cosmici e andare a caccia di antinuclei leggeri. Nessun antinucleo è finora stato rilevato, nonostante *AMS-02* abbia annunciato, nel 2017, la scoperta di sei potenziali candidati di ^3He e ^4He , ancora da confermare.

Per rendere più accurate le previsioni dei flussi di antinuclei cosmici e confrontarli con i dati delle missioni, è necessario studiare il modello di formazione di stati legati nucleari leggeri in collisioni ad alte energie. Negli acceleratori di particelle è possibile indagare la produzione di (anti)nuclei in maniera sistematica, in condizioni controllate, ad esempio in 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 specificamente equipaggiato con rivelatori per l'identificazione e il tracciamento di particelle cariche a basso impulso, in quanto dedicato allo studio del plasma di quark e gluoni prodotto in collisioni tra ioni pesanti e della transizione di fase in stati adronici finali. Alle energie di LHC, inoltre, le quantità di antimateria e materia prodotte sono circa uguali, e il rivelatore ALICE ha una bassa quantità di materiale vicino al punto di interazione; queste caratteristiche lo rendono un esperimento ottimale per lo studio della produzione di antinuclei.

La formazione di antinuclei leggeri in collisioni ad alte energie è solitamente descritta attraverso due approcci, alternativi tra loro: il modello termico-statistico e il modello di coalescenza. Nel presente lavoro è stato studiato il secondo, concentrandosi in particolare sul parametro di coalescenza, grandezza che quantifica la probabilità di due nucleoni

di unirsi e formare un nucleo. Dopo aver analizzato l'andamento del parametro di coalescenza in funzione di varie grandezze, si è cercato di esprimere la dimensione della sorgente in funzione dell'impulso trasverso p_T , per poter esplicitare la dipendenza del suddetto parametro da p_T . Per fare ciò, è stato eseguito un fit alle misure di ALICE del raggio della sorgente di protoni in funzione della massa trasversa, confrontando poi, per varie specie nucleari, gli andamenti del parametro di coalescenza così ottenuti con i dati sperimentali.

Un approccio alternativo per testare il modello di coalescenza è invece quello di simulare la produzione di (anti)nuclei leggeri per coalescenza di nucleoni tramite l'utilizzo di un generatore Monte Carlo al cui interno siano inserite le conoscenze su tutti i tipi di interazione che avvengono durante una collisione ad alta energia. A conclusione di questo lavoro ho quindi studiato la sorgente di particelle quale generata in PYTHIA 8.3, per future applicazioni all'analisi della produzione di nuclei. Nello specifico, ho cercato di ottenere una caratterizzazione della sorgente di protoni in termini delle coordinate spazio-temporali e dell'impulso trasverso dei protoni prodotti a rapidità centrale in seguito a una collisione pp.

La presente tesi è divisa in quattro capitoli. Nel primo, viene spiegato come gli antinuclei potrebbero servire a rilevare tracce di materia oscura presente nell'universo, vengono presentate le missioni dedicate allo studio dei flussi di raggi cosmici e alla rilevazione di antinuclei e ne vengono esposti alcuni risultati. Nel secondo, dedicato alla produzione di nuclei in collisioni ad alte energie, vengono prima riviste le fasi e le grandezze cinematiche tipiche di una collisione, quindi viene presentato brevemente il funzionamento di ALICE e, in ultimo, vengono introdotti i modelli analitici per lo studio della formazione di antinuclei. Il terzo capitolo è invece dedicato al lavoro da me svolto sull'analisi del parametro di coalescenza in funzione della dimensione della sorgente, dell'impulso trasverso e della molteplicità, e sul tentativo di esplicitare la dipendenza del parametro di coalescenza da p_T . Infine, nel quarto capitolo viene presentato il funzionamento del generatore Monte Carlo PYTHIA e vengono esposti i risultati dell'analisi dei dati sulle coordinate spazio-temporali e sull'impulso trasverso forniti dalle simulazioni di 10^5 eventi di collisioni pp eseguite dal generatore.

Questo lavoro di tesi si è inserito nel contesto del progetto CosmicAntiNuclei [1], il cui obiettivo è studiare la formazione di antinuclei tramite coalescenza in relazione alla funzione d'onda del nucleo e alle caratteristiche della sorgente di emissione delle particelle, al fine di applicare le conoscenze acquisite alla predizione dei flussi di antinuclei cosmici.

Capitolo 1

Antinuclei cosmici e materia oscura

Nel presente capitolo, dopo un breve quadro storico sulla materia oscura (*dark matter*, DM), si discute di come i nuclei di antimateria leggera, quali nuclei di antideuterio e antielio, possano esserne messaggeri. I candidati di principale interesse per la DM sono le WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*), particelle massive debolmente interagenti che soddisfano le richieste di alcuni modelli teorici. Queste potrebbero essere coinvolte in processi di annichilazione e decadimento che conducono alla formazione di stati finali adronici, come gli antinuclei leggeri, composti da particelle appartenenti al Modello Standard della fisica delle particelle elementari e da noi rilevabili mediante apposita strumentazione. In particolare, la scarsa produzione di nuclei leggeri di antimateria a seguito di collisioni tra i raggi cosmici (*cosmic rays*, CR) e il mezzo interstellare (*interstellar medium*, ISM) li rende oggetti utilizzabili come segnale di tipo *smoking gun* per i processi che coinvolgono particelle di DM. Infatti, tali flussi giungono fino a noi liberi dal fondo astrofisico che invece si presenta nella materia ordinaria a causa di produzioni stellari e di altro tipo.

Vengono poi presentati alcuni esperimenti e missioni (*BESS*, *PAMELA*, *AMS-02* e *GAPS*) con lo scopo di misurare i flussi di raggi cosmici. Questi esperimenti hanno già fornito importanti dati su positroni e antiprotoni che permettono di porre vincoli stringenti ai modelli di materia oscura, come ad esempio sulle masse delle particelle che la costituirebbero. La ricerca di antinuclei cosmici è una delle principali frontiere per l'indagine di processi che coinvolgono la materia oscura, ed è destinata a diventare sempre più importante con il progressivo aumento della sensibilità degli apparati strumentali disponibili. Particolare interesse riveste la rivelazione di antinuclei di elio; sebbene siano stati registrati potenziali eventi candidati da AMS-02, nessuna osservazione è stata ancora confermata.

1.1 Materia oscura

1.1.1 Breve storia della materia oscura

Il problema della materia oscura ricopre una relevantissima parte degli studi nel campo dell'astrofisica da quasi 90 anni, ovvero dall'osservazione di Zwicky, nel 1933, di una grande dispersione delle velocità dei corpi dell'ammasso di galassie Coma [2]. 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 - può essere invece ricondotta alle misure di Babcock della galassia di Andromeda, effettuate nel 1939 [3]. Occorsero tuttavia numerosi decenni prima che a tale problema venisse effettivamente riconosciuta grande importanza, e fu solamente tra i tardi anni '70 e i primi anni '80 che 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, venne introdotto nella sua forma moderna [4].

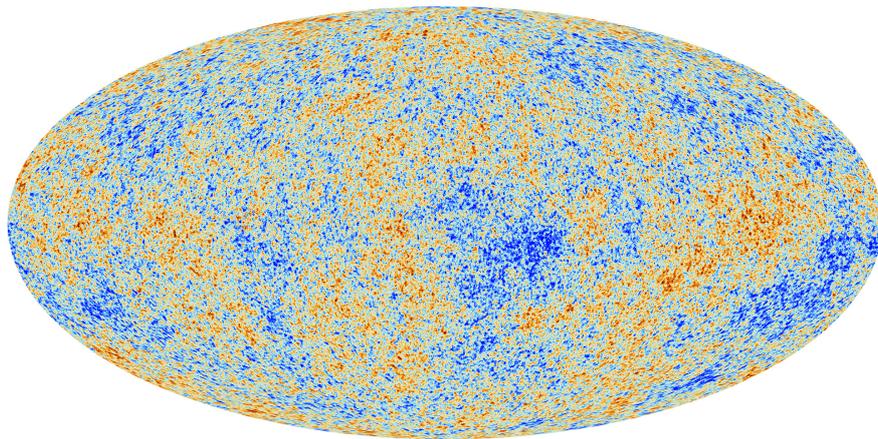


Figura 1.1: La radiazione cosmica di fondo osservata dalla missione Planck nel 2013 [5].

Oggi giorno, una grande mole di dati da studi della radiazione cosmica di fondo (*cosmic microwave background*, CMB), misurazione a distanza di supernovae, osservazioni su larga scala di galassie ha contribuito a consolidare il modello standard cosmologico (modello Λ CDM), nell'ambito del quale 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 di quest'ultima, infatti, l'elevata disomogeneità dell'universo su larga scala che si osserva oggi non avrebbe potuto formarsi, data la piccola ampiezza delle fluttuazioni di densità ricavata dalle anisotropie della CMB (Figura 1.1). Secondo le stime della collaborazione Planck,

la materia oscura costituirebbe più dell'80% della materia e circa il 27% del contenuto in materia ed energia dell'universo (vedi Fig. 1.2).

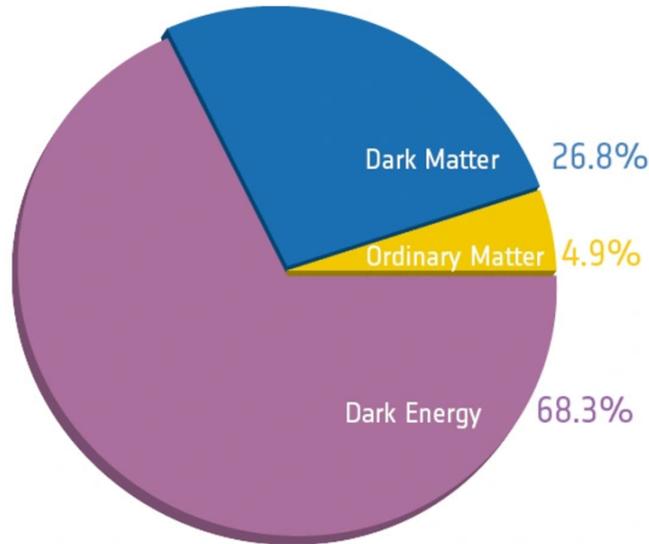


Figura 1.2: Una stima della composizione attuale dell'universo (68.3% energia oscura, 26.8% materia oscura, 4.9% materia ordinaria) della collaborazione Planck [6].

1.1.2 Potenziali candidati

Gran parte dei modelli attuali di DM si serve della teoria quantistica dei campi per descrivere caratteristiche e interazioni delle particelle di materia oscura. Escludendo l'ipotesi di DM barionica, la cui esistenza è messa fortemente in dubbio da alcune evidenze [7], ai potenziali candidati vengono richieste alcune caratteristiche specifiche. La più immediata è la neutralità elettromagnetica: la DM dovrebbe interagire con la materia ordinaria solamente debolmente o sub-debolmente, dove con "debole" si intende dell'ordine di grandezza dell'intensità della forza debole; in caso contrario, essa emetterebbe una qualche forma di radiazione elettromagnetica, che saremmo in grado di osservare. I candidati per la DM non barionica più studiati sono [8]:

- WIMPs - DM fredda, massiva, con masse $\approx 2 \text{ GeV} \div 100 \text{ TeV}$ [9, 10];
- Assioni: DM fredda, leggera, con masse $\approx 10^{-5} \div 10^{-3} \text{ eV}$, sono una soluzione al problema della violazione di CP nel settore dell'interazione forte [11];
- Neutrini: DM calda, leggera, con masse $\approx 0.05 \text{ eV}$ [12].

WIMPs

Le WIMPs (rientranti nella CDM) sono candidati di grande interesse per vari motivi. Come prima cosa, esse appaiono naturalmente in molti modelli teorici [13]. In secondo luogo, per intervalli ragionevoli di masse delle WIMPs e di sezioni d'urto di annichilazione, l'abbondanza odierna di DM può essere ottenuta attraverso il meccanismo di *freeze-out* termico (*WIMP miracle*) [13]. Da ultimo, le WIMPs rappresentano oggetti promettenti per gli esperimenti sulla DM, poiché la rivelazione di alcuni fenomeni in cui potrebbero essere coinvolte, come 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'eventuale esistenza [13].

I due fenomeni che coinvolgono le WIMPs centrali nel contesto della presente tesi sono:

1. l'annichilazione di una WIMP χ con la corrispettiva antiWIMP $\bar{\chi}$;
2. il decadimento di una WIMP.

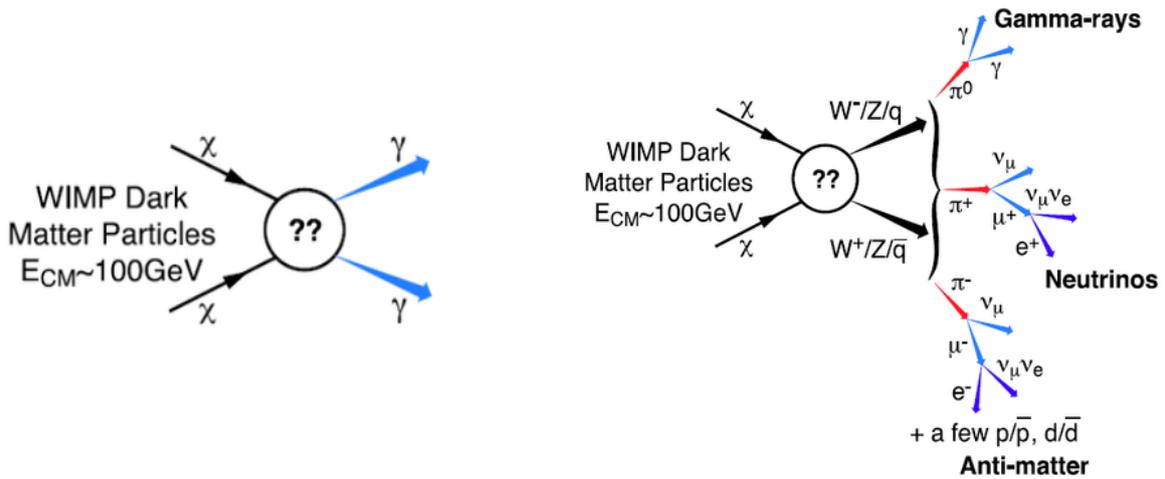


Figura 1.3: Due possibili canali di annichilazione di WIMPs [14]. A sinistra, i prodotti del processo sono fotoni gamma, a destra particelle del modello standard (tra le quali antimateria).

In entrambi i casi vi può essere la produzione di raggi gamma, dei quali si può tentare una rivelazione con apposita strumentazione, oppure di particelle del Modello Standard, in fenomeni di annichilazione e decadimento analoghi a quelli della materia ordinaria. In Fig. 1.3 è riportato un esempio dei possibili processi. Tra le reazioni che risultano in stati finali adronici, si considerano tipicamente i canali di annichilazione di WIMPs 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^- [15]. Tra i prodotti di queste processi rivestono un ruolo speciale le particelle di antimateria, come discusso nella prossima sezione.

1.2 Antinuclei cosmici

Nel nostro universo, nel quale la materia ordinaria domina sull'antimateria, la formazione di quest'ultima in seguito a processi astrofisici è assai circoscritta. I due principali meccanismi esplorati per la sua produzione sono: 1) le collisioni di raggi cosmici con particelle del mezzo interstellare, dove i protoni sono i maggior componenti sia dei CR che dell'ISM [16], oppure 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 coinvolgere abbastanza energia da dare origine a barioni e antibarioni, e in seguito a nuclei e antinuclei.

Energie richieste

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, cresce molto rapidamente con il numero di antinucleoni, poiché ogni antinucleone addizionale richiede anche la produzione di un corrispettivo nucleone (deve infatti essere soddisfatta la conservazione del numero barionico). Ad ogni barione prodotto ulteriormente deve corrispondere una maggiore energia delle particelle dello stato iniziale, e quindi il processo è più difficoltoso. Le energie di soglia per la produzione di \bar{d} (antideutone, ovvero ${}^2\bar{H}$), ${}^3\bar{He}$, e ${}^4\bar{He}$ nelle collisioni pp sono rispettivamente circa 17, 31, e 49 GeV nel sistema di riferimento del bersaglio, e circa 5.7, 7.5 e 9.7 GeV nel sistema di riferimento del centro di massa [17].

Fondo astrofisico

Se i flussi di particelle di materia (elettroni, protoni, deutoni...) originate dai processi di annichilazione e decadimento delle WIMPs possono ricevere contributi significativi da flussi di raggi cosmici di origine astrofisica "standard" (provenienti dal Sole, da altre stelle, da novae e supernovae...), i processi astrofisici in grado di generare nuclei di antimateria sono al contrario pochi e rari. Infatti, antinuclei leggeri come antideutoni e nuclei di antielio sono prodotti solo in processi o collisioni con le energie di soglia menzionate nel paragrafo precedente. Questo rende il rapporto tra flussi di raggi cosmici primari (particelle prodotte direttamente da processi di DM) e flussi di raggi cosmici secondari (particelle generate da interazioni di CR con ISM) molto maggiore nel caso dell'antimateria rispetto alla controparte ordinaria. Gli antinuclei leggeri (in particolare antideutone e nuclei di antielio) sono quindi un segnale promettente per le ricerche di tracce di DM nel nostro universo [18–21].

Per masse dei componenti della materia oscura dell'ordine di $1 \div 100$ GeV, il flusso di antinuclei primari predetto da vari modelli [15, 22] 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 fondo e flussi originati da DM. 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 e più bassa per antinuclei da DM. Questa separazione aiuta le 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 e alla e ai meccanismi di formazione degli antinuclei. Nell'ipotesi di veridicità di tali modelli e con una strumentazione sufficientemente sensibile, sarebbe quindi possibile osservare un evidente surplus di produzione di antinuclei rispetto al fondo astrofisico.

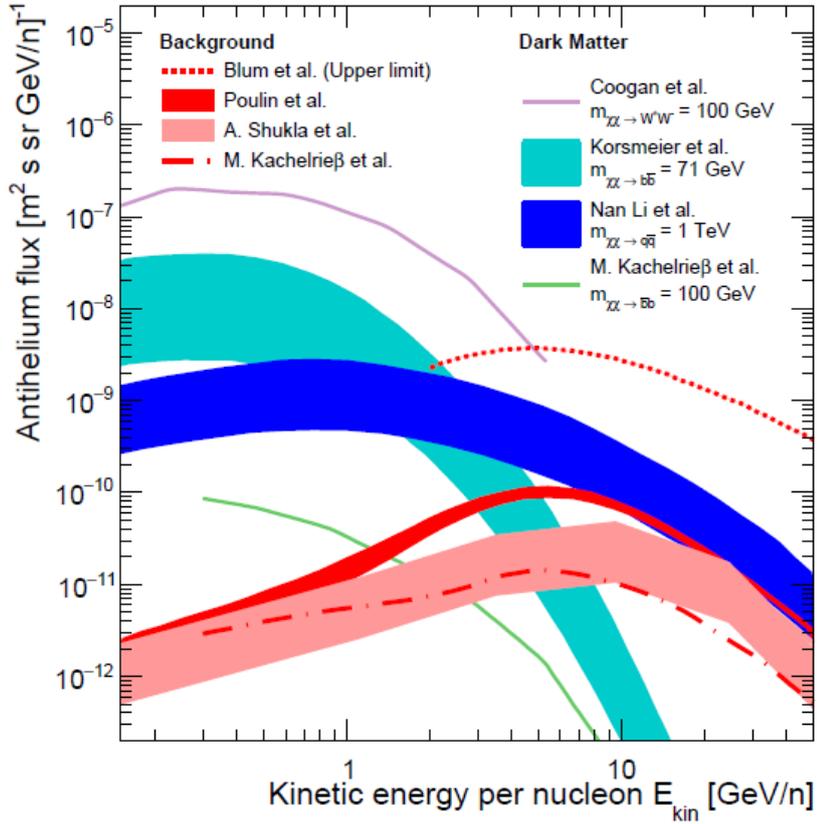


Figura 1.4: Previsione dei flussi di antielio in vari modelli di DM, confrontata con il fondo astrofisico. Le bande di errore includono sia incertezze nel modello di formazione di antinuclei che nel modello di propagazione [23].

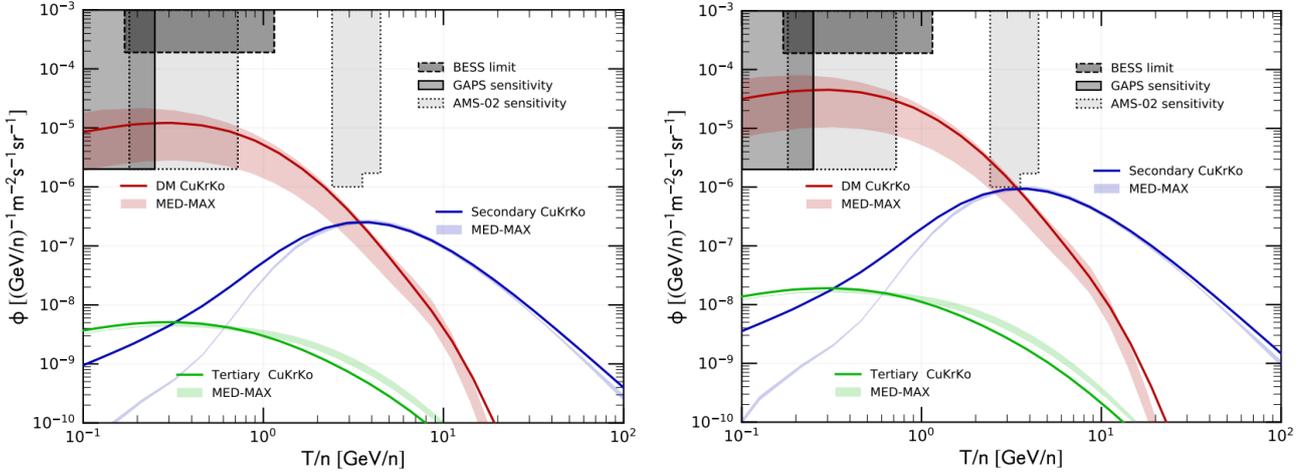


Figura 1.5: Flussi previsti di antideutrone funzione dell'energia cinetica per nucleone per produzione primaria (cioè da DM), secondaria e terziaria [21]. I flussi sono stati derivati sotto ipotesi di canale di annichilazione $b\bar{b}$ in [24], considerando un momento di coalescenza (vedi Cap. 3) di 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 antideutoni in collisioni pp a LHC da parte dell'esperimento ALICE. In figura è riportata anche la sensibilità degli esperimenti BESS, AMS-02 e GAPS (trattati nella Sez. 1.3).

1.3 Ricerca sperimentale di antinuclei cosmici

La rilevazione dei flussi di raggi cosmici, e in particolare di antinuclei, avviene attraverso rivelatori in orbita ai limiti dell'atmosfera terrestre. Questo per evitare una contaminazione dei risultati dovuta all'interazione tra i CR e l'atmosfera stessa. Tra i più recenti esperimenti più importanti in questo campo si possono annoverare BESS, PAMELA, AMS-02 e GAPS.

1.3.1 Esperimenti BESS

BESS (*Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer*) è un programma di esperimenti il cui obiettivo era la misurazione ad alte latitudini (nei pressi dell'Antartide) di antiprotoni a basse energie e di antinuclei. In particolare, dal 1993 al 2002 si sono susseguiti 9 lanci del pallone aerostatico BESS, con un progressivo miglioramento della sensibilità e dell'accuratezza dello spettrometro magnetico atto alla rivelazione di particelle. Nuovi voli effettuati dal 2004 al 2007 dai successori BESS-Polar I e BESS-Polar II con una strumentazione migliorata erano capaci di studiare antiprotoni fino a una rigidità minima di 0.5 GV. I flussi di antiprotoni misurati alle alte energie sono stati confermati, entro gli errori sperimentali, dai flussi rilevati successivamente da PAMELA

e AMS-02. La ricerca di antideutoni e antinuclei, invece, è stata infruttuosa [25, 26]. Grazie all'elaborazione dei dati di BESS-Polar II, nel 2021 è stato posto un nuovo limite inferiore al rapporto tra flussi di antielio e flussi di elio, pari a 6.9×10^{-8} a un livello di confidenza del 95%, il più basso mai fissato [26].

1.3.2 Esperimento PAMELA

L'esperimento PAMELA (*Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*), in orbita dal 2006 al 2016 sul satellite Resurs-DK1, ha studiato i flussi di raggi cosmici, con un particolare riguardo alla componente di positroni, antiprotoni e antinuclei leggeri [27].

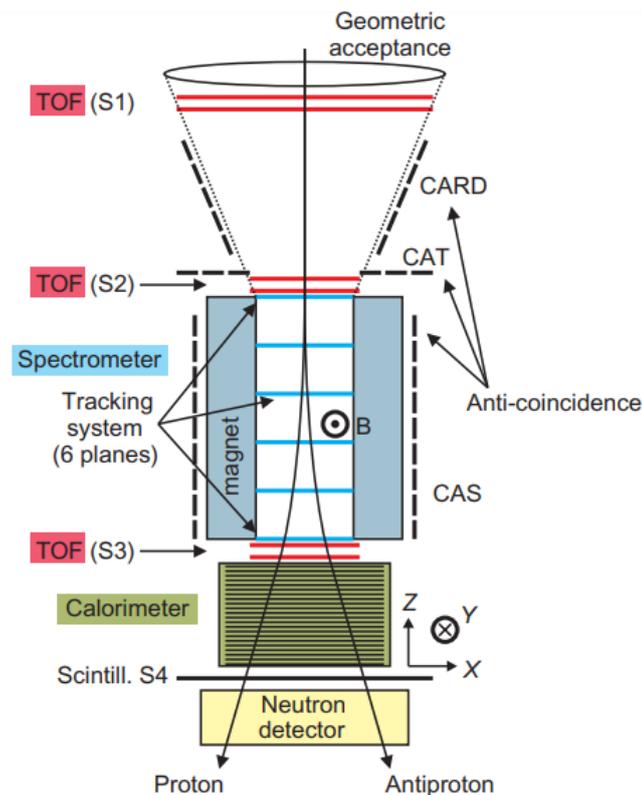


Figura 1.6: Schema dell'esperimento PAMELA [27].

L'apparato sperimentale della sonda era così composto (vedi Fig. 1.6): un sistema di rivelazione a tempo di volo (*Time-Of-Flight*, TOF) misurava la velocità della particella; il campo magnetico di circa 0.43 T presente all'interno dello spettrometro magnetico, il cuore dell'apparato, permetteva la misura della carica Z dei CR in arrivo tramite un sistema di scintillatori, che fornivano anche il trigger; la rigidità $R = p/Z$ (dove p è

l'impulso della particella) era rilevata con un insieme di rivelatori in silicio; l'energia e la direzione delle particelle incidenti erano misurate con calorimetro, in grado di distinguere leptoni e adroni; in ultimo, era presente un rivelatore di neutroni. Lo spettrometro era inoltre circondato da un sistema di anticoincidenza che fungeva da veto, con lo scopo di identificare trigger falsi ed eventi dovuti a particelle secondarie generate all'interno dell'apparato stesso. Il rivelatore era in grado di rilevare positroni con energie dai 50 MeV ai 270 GeV e antiprotoni con energie dai 80 MeV ai 190 GeV [28].

Il più sorprendente risultato di PAMELA è stata l'osservazione della cosiddetta anomalia positronica, ovvero un'inaspettata crescita nel rapporto positrone/elettrone ad energie maggiori di 10 GeV (vedi Fig. 1.7) [29]. Questo è in contrasto con le aspettative di produzione secondaria nei modelli standard di propagazione dei CR nella galassia. Questi modelli, che trattano la propagazione di CR come un processo diffusivo, non possono spiegare i risultati ottenuti da PAMELA in caso di positroni di origine esclusivamente secondaria. Ulteriori conferme di tale anomalia vennero prima dal telescopio FERMI [30], e successivamente da AMS-02 [31] (vedi Sez. 1.3.2), dalle misure del quale tale abbondanza di positroni si estende fino a 500 GeV.

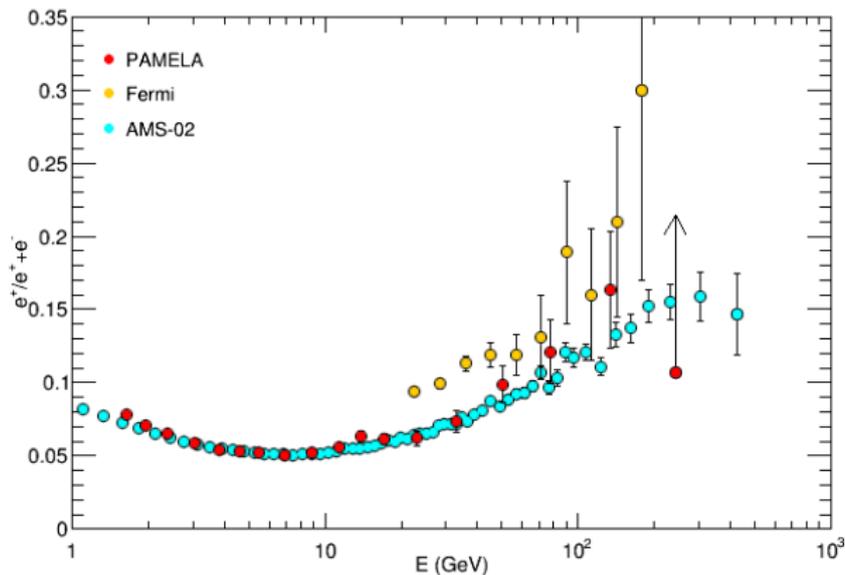


Figura 1.7: Rapporto $e^+/e^+ + e^-$ misurato dagli esperimenti PAMELA, FERMI e AMS-02, in funzione dell'energia cinetica [29]. Si può notare l'abbondanza di positroni per energie superiori a 10 GeV.

Il rapporto \bar{p}/p misurato è invece mostrato in Fig. 1.8, dove è messo a confronto con previsioni teoriche formulate assumendo una produzione esclusivamente secondaria di antiprotoni nella galassia. Il rapporto cresce da un valore di circa 4×10^{-5} ad ener-

gie cinetiche di 1 GeV e arresta la sua salita a circa 1×10^{-4} per energie sopra ai 10 GeV. Questo risultato permette di porre stringenti vincoli ad alcuni parametri rilevanti riguardanti la produzione secondaria e la propagazione nella galassia, come ad esempio il coefficiente di diffusione e l'ipotetico contributo di una sorgente di CR locale (cioè vicina al sistema solare) [32]. Un test importante per i modelli di propagazione di CR è infatti la loro capacità di riprodurre sia il rapporto tra flussi di antiprotoni e protoni che il rapporto tra flussi di nuclei secondari e primari. In ultimo, i dati alle alte energie (oltre i 10 GeV) pongono limiti ai contributi di fonti esotiche come l'annichilazione e il decadimento di DM [27].

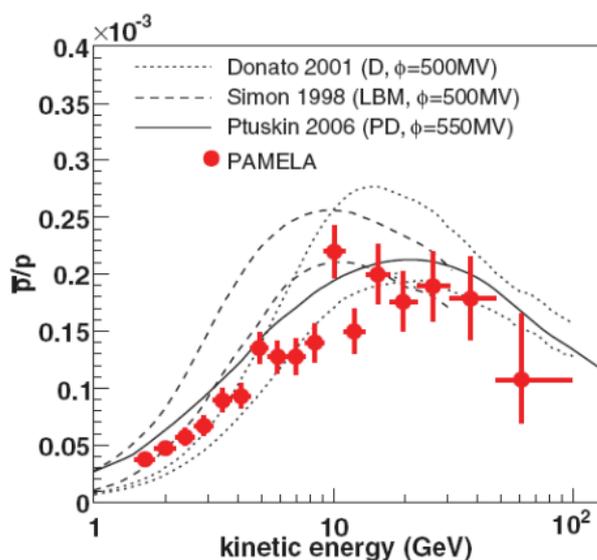


Figura 1.8: Rapporto \bar{p}/p misurato da PAMELA in funzione dell'energia cinetica, messo a confronto con modelli di produzione esclusivamente secondaria e propagazione diffusiva di vario tipo [27].

1.3.3 Esperimento AMS-02

AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) è un rivelatore di raggi cosmici che opera sulla Stazione Spaziale Internazionale dal maggio 2011, e mira a studiare la componente di positroni, antiprotoni e antinuclei leggeri dei CR [27]. Finora, ha registrato più di 200 miliardi di eventi [33], che includono più di 10 miliardi di protoni e 100 milioni di deutoni [34].

Anche AMS-02 è, come PAMELA, uno spettrometro magnetico, e in quanto tale procede all'identificazione di particelle combinando segnali da più rivelatori, come mostrato in Fig. 1.9 [23]. Il rivelatore a radiazione di transizione (*Transition Radiation*

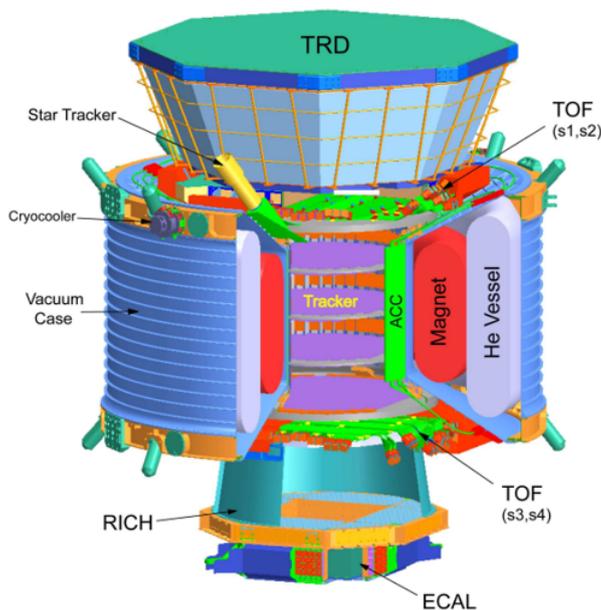


Figura 1.9: Schema dell'esperimento AMS-02 [35].

Detector, TRD) è utilizzato per discriminare i segnali di particelle con piccola massa, come elettroni, pioni e kaoni. Il sistema TOF fornisce il trigger principale, e determina la velocità della particella fino a $\beta = 0.8$. La traiettoria della particella nel campo magnetico solenoidale di circa 0.15 T ne permette la misura della rigidità, e da questa si può facilmente calcolarne l'impulso, conoscendo la carica. Quest'ultima, insieme alla velocità, è misurata grazie al *Ring Imaging Cherenkov counter* (RICH) posto alla base. Da ultimo, un calorimetro elettromagnetico (ECAL) misura energia e direzione di raggi gamma, elettroni e positroni. Come in PAMELA, anche AMS-02 è dotato di un sistema di anticoincidenza. È inoltre possibile calcolare la massa della particella incidente, una volta note rigidità e velocità ($\beta = v/c$), secondo la seguente formula:

$$m = ZR/\gamma\beta \quad . \quad (1.1)$$

In questo modo, è possibile discriminare (anti)protoni da (anti)deutoni, oltre a ${}^3\overline{\text{He}}$ da ${}^4\overline{\text{He}}$, nuclei con la stessa Z ma masse diverse.

Un primo risultato è la conferma, come già riportato in Fig. 1.6, dell'anomalia positronica precedentemente rivelata anche da PAMELA (AMS-02 arriva a misurare positroni con energie fino a 1 TeV [36]). Sorprendentemente, lo spettrometro ha inoltre riportato la possibile osservazione [37], ancora da confermare, di otto eventi di anti-elio con masse nel range di $0 \div 10 \text{ GeV}/c^2$, con $Z = -2$. Sei degli eventi sono compatibili con ${}^3\overline{\text{He}}$, due con ${}^4\overline{\text{He}}$. Il rapporto di eventi (e dunque di flussi) calcolato è circa $10^{-8} \text{ He}/\overline{\text{He}}$. Questo campione include due eventi, uno con massa pari a $(32.6 \pm 2.5) \text{ GeV}/c^2$ e uno

con massa di $(3.81 \pm 0.29) \text{ GeV}/c^2$ (vedi Fig. 1.10), compatibile con quella di ${}^4\overline{\text{He}}$. Precedentemente, un altro evento con impulso pari a $(40.3 \pm 2.9) \text{ GeV}$ e una massa compatibile con ${}^3\overline{\text{He}}$ era stato rilevato [37].

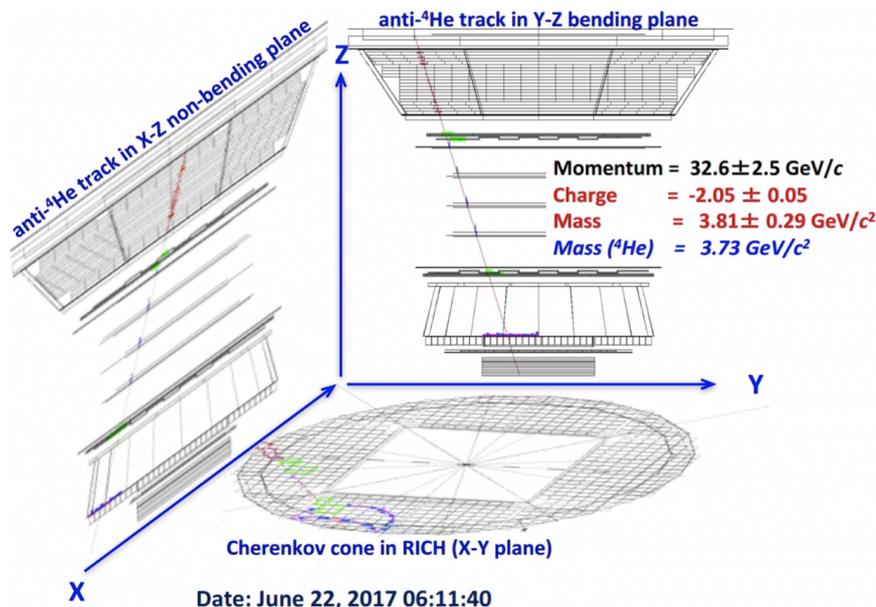


Figura 1.10: Immagine di uno dei due eventi candidati ${}^4\overline{\text{He}}$ rilevati da AMS-02 [37]. Nella figura è possibile vedere la traiettoria della particella.

1.3.4 Esperimento GAPS

L'esperimento GAPS (*General AntiParticle Spectrometer*), installato su un pallone aerostatico il cui primo lancio è previsto per l'inizio del 2023, ha come scopo la misurazione dei flussi di antiprotoni, \bar{d} e $\overline{\text{He}}$ durante voli a lunga durata (circa 35 giorni l'uno) sopra l'Antartide. Nello specifico, GAPS mira a: condurre una ricerca molto sensibile su antideutoni a basse energie ($< 0.25 \text{ GeV}$) [38]; misurare precisamente lo spettro di antiprotoni a basse energie, fornendo così vincoli sui modelli di DM e sulla propagazione dei CR; indagare sui possibili eventi di antielio riportati dalla Collaborazione AMS-02. Se quest'osservazione dovesse essere confermata, un'origine di tali particelle da processi di materia oscura comporterebbe infatti (secondo i modelli correnti) la possibilità di osservare un grande segnale di antideutoni rivelabile da GAPS [39, 40]. In Fig. 1.11 si può infatti vedere che, per vari modelli di WIMPs, il flusso previsto di antinuclei originati da DM dovrebbe rientrare nella fascia di sensibilità di GAPS; l'esperimento dovrebbe quindi essere in grado di poter rilevare questi raggi cosmici primari.

GAPS non si serve di uno spettrometro magnetico, ma utilizzerà invece una tecnica innovativa per la misura di antinuclei nei raggi cosmici [39], andando a identificare la

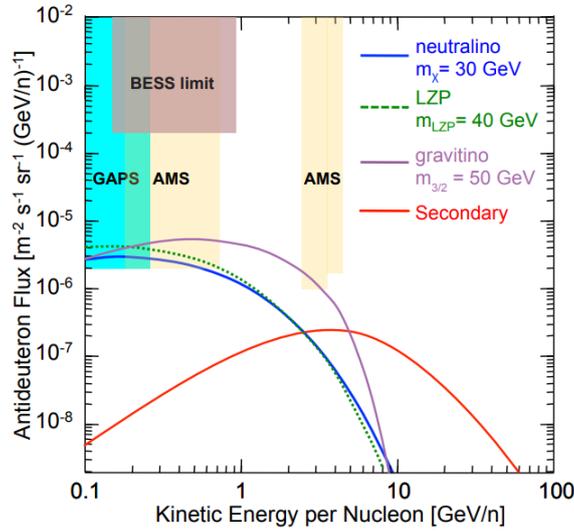


Figura 1.11: Flusso di antideutoni in funzione dell'energia cinetica per nucleone [40]. È mostrata la sensibilità attesa di GAPS dopo 3 voli da 35 giorni l'uno, insieme alle sensibilità stimate degli esperimenti AMS-02 e BESS. Sono riportati i flussi previsti per tre differenti modelli di WIMPs e per il fondo dovuto a CR secondari.

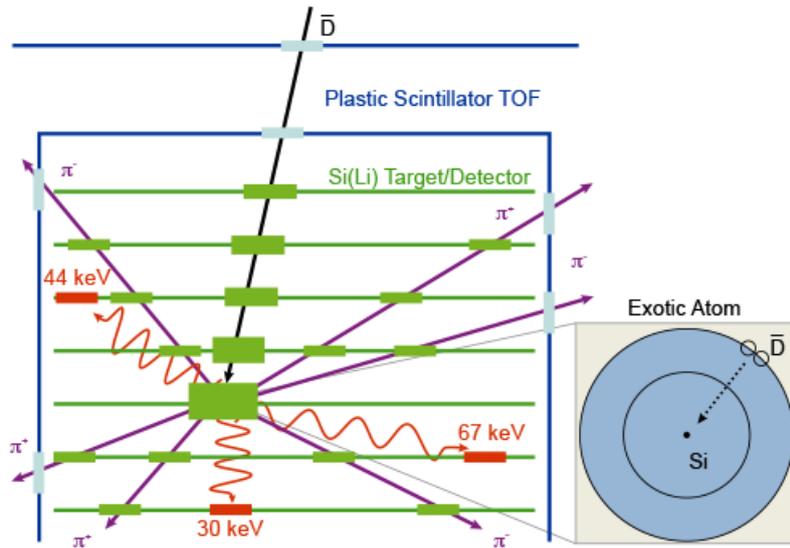


Figura 1.12: Schema raffigurante il funzionamento di GAPS [39]. Un antideutone attraversa due strati di sensori TOF, rallentando e legandosi al rivelatore in Si(Li), dando vita a un atomo esotico. Raggi-X vengono emessi a seguito della diseccitazione, seguiti dalla produzione di pioni (e protoni) originati dall'annichilazione nucleare.

radiazione prodotta dai decadimenti di atomi esotici risultanti dalla cattura degli antinuclei da parte degli atomi di Si(Li) del materiale dei rivelatori dello strumento (vedi Fig. 1.12). Attraversando l'apparato l'antinucleo rallenta, fino ad essere catturato dai rivelatori in Si(Li) e formare un atomo esotico eccitato. Diseccitandosi (con vite medie dello stato eccitato dell'ordine del nanosecondo) e passando allo stato fondamentale, esso emette raggi X con energie ben definite. La misura dell'energia di tali raggi X, del tempo di volo, delle perdite di energia per ionizzazione dell'antinucleo e della molteplicità di particelle secondarie (pioni, protoni, ecc.) emesse quando l'antinucleo annichila dovrebbero permettere una corretta identificazione degli antinuclei.

1.4 Impatto delle misure di antinuclei cosmici

Le anomalie rilevate nel corso degli anni nello spettro dei CR di raggi gamma [41–43], positroni [31, 34] e antiprotoni [24, 44–46] hanno aperto la strada a numerosi tentativi di giustificare tali osservazioni come risultato di interazioni legate alla materia oscura. Ciononostante, ogni possibile interpretazione in tali termini deve essere consistente con tutti gli spettri osservati, e discostarsi in maniera statisticamente significativa dai flussi previsti di CR secondari (rivolgendo particolare attenzione ai possibili errori sistematici). In questa sezione viene presentata una panoramica sugli interessi per le misure di antiprotoni, antideutone e antielio, e il loro impatto sui modelli di produzione di CR.

Antiprotoni

La più recente misura del flusso di antiprotoni di AMS-02 è costituita da circa 3.5×10^5 eventi lungo una rigidità che va da 0.4 a 400 GV [31]. Tale estensione dello spettro ha incrementato significativamente la sensibilità a qualunque segnale di DM, restringendo il range di masse possibili per le WIMPs [23] (vedi Fig. 1.13), come già accaduto nel caso di PAMELA, e scoprendo un possibile eccesso di antiprotoni da 10 a 20 GeV consistente con i classici modelli di annichilazione di WIMPs [24, 44]. Dal momento che tale eccesso consiste in circa il 10% del flusso totale, un'accurata analisi delle incertezze sistematiche è richiesta prima di poterne trarre qualunque conclusione. Tuttavia, l'esistenza di tale possibile traccia di DM sicuramente incoraggia ulteriori approfondimenti nel settore degli antinuclei.

Antideutoni

Gli antideutoni ricoprono un ruolo importante nella rivelazione dei flussi di CR, poiché possono fornire una sensibilità alle tracce di DM (vedi Figura 1.5) che non sarebbero visibili negli antiprotoni, a causa dell'abbondante fondo astrofisico, o nell'antielio, a causa della soppressione della formazione di antinuclei dovuta al processo di coalescenza. Indagare sull'abbondanza di antideutoni, la cui produzione secondaria è soppressa alle basse energie, potrebbe invece fornire una prova più diretta della presenza di DM e,

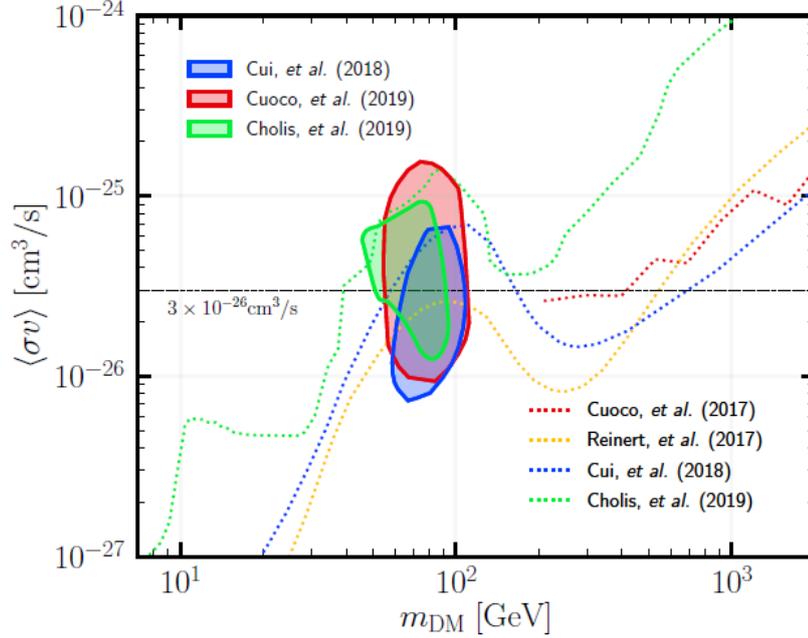


Figura 1.13: La regione dello spazio dei parametri (sezione d'urto di annichilazione termica $\langle\sigma v\rangle$ e massa della particella di DM m_{DM}) favorita dalle analisi dei dati di antiprotoni rilevati da AMS-02, secondo varie interpretazioni. Sono anche riportati (linee tratteggiate) i limiti di esclusione forniti da alcuni studi. Per una WIMP, la $\langle\sigma v\rangle$ attesa è dell'ordine di $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, indicata dalla linea nera in figura [23].

per estensione, contribuire a giustificare l'eccesso di antiprotoni. La normalizzazione del flusso di antideutoni è però fortemente legata al modello di coalescenza, ed è dunque cruciale uno studio più approfondito di questo per poter trarre conclusioni sui flussi osservati [23].

Antielio

Sebbene i risultati della rivelazione di ${}^3\overline{\text{He}}$ e ${}^4\overline{\text{He}}$ da parte di AMS-02 non siano ancora stati pubblicati su una rivista *peer-reviewed*, se anche solo alcuni di questi dovessero essere confermati sarebbero una scoperta rivoluzionaria con immediate e notevoli implicazioni per l'attuale comprensione della cosmologia. Dato che la scoperta di anche un singolo ${}^4\overline{\text{He}}$ è difficile da spiegare in termini di fisica conosciuta, la conferma con una tecnica di rilevazione indipendente, come quella fornita dal GAPS, è essenziale.

Se la produzione di antinuclei cosmici avvenisse con gli stessi meccanismi con cui questi si formano in laboratorio, ci si aspetterebbe una probabilità di produzione di nuclei decrescente all'aumentare di Z , poiché ogni nucleone aggiuntivo sopprime tale

probabilità di un fattore compreso tra 10^3 e 10^4 . La ricerca di una traccia di DM tramite l'antielio piuttosto che l'antideutone è dunque impegnativa, poiché gli stessi effetti legati al meccanismo di produzione (come la coalescenza, discussa in dettaglio nel Capitolo 3) sopprimono, oltre al fondo dei CR secondari, anche un possibile segnale di antinuclei da DM. Inoltre, per un dato modello di DM, il flusso previsto per l'antielio è fortemente correlato a quello degli antiprotoni dei raggi cosmici, e deve perciò soddisfare i vincoli imposti da quest'ultimo. Lavori precedenti al lancio di AMS-02 hanno concluso che flussi realistici di ${}^4\overline{\text{He}}$ da DM sono fuori dalla portata di GAPS e AMS-02, e che la sensibilità sperimentale deve essere migliorata di un fattore compreso tra 500 e 1000 per poter arrivare anche a solamente una singola rivelazione di ${}^3\overline{\text{He}}$ [18]. Lavori successivi hanno tentato, assumendo un ottimistico scenario di formazione, di spiegare la rivelazione di ${}^3\overline{\text{He}}$ all'interno di AMS-02 [21, 47–49]. In ogni caso, nessun modello è ancora riuscito a spiegare con efficacia un'eventuale presenza di ${}^4\overline{\text{He}}$ nel campione raccolto da AMS-02, e dunque un'eventuale conferma aprirebbe scenari completamente nuovi nello studio dei flussi di CR.

Il confronto tra i flussi di raggi cosmici di antinuclei leggeri previsti ed eventualmente misurati sperimentalmente è soggetto a incertezze (vedi Fig. 1.4 e 1.5) legate sia al modello di materia oscura che al modello di produzione e propagazione degli antiadroni all'interno della galassia. Per poter effettuare un confronto più efficace e significativo, e quindi poter osservare eventuali scostamenti dalle previsioni, è necessario tentare di ridurre tali incertezze. Per questo, nel prossimo capitolo vengono discussi alcuni modelli per la produzione di stati legati (anti)nucleari leggeri in collisioni ad alte energie.

Capitolo 2

Produzione di (anti)nuclei leggeri in collisioni ad alte energie

Lo studio della formazione di stati legati nucleari leggeri in collisioni protone-protone - a cui si possono aggiungere le collisioni di ioni pesanti - è necessario per rendere più accurate le previsioni dei flussi di antinuclei cosmici. Negli acceleratori di particelle è possibile studiare la produzione di (anti)nuclei in maniera sistematica, in condizioni controllate. Ad oggi, il più pesante antinucleo osservato è ${}^4\overline{\text{He}}^1$, rivelato per la prima volta nell'esperimento STAR presso RHIC nel 2011 [50].

Il rivelatore ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) a LHC (*Large Hadron Collider*) è specificamente ottimizzato per misurare sia le proprietà del *quark-gluon plasma* (QGP), ovvero uno stato della materia nucleare raggiunto in collisioni ad alte temperature e densità di energia (in cui quark e gluoni sono deconfinati, cioè quasi liberi), che la successiva transizione di fase verso gli stati adronici finali. Le capacità di identificazione di particelle e di tracciamento del rivelatore permettono un'approfondito studio della produzione di particelle in collisioni pp, p-Pb e Pb-Pb, anche a piccoli impulsi. Inoltre, ALICE è il rivelatore di particelle con la minor quantità di materiale vicino al punto di interazione, e ciò rende più semplice lo studio degli antinuclei prodotti: la probabilità che questi vengano assorbiti dalla materia del rivelatore è ridotta. Per questo, nelle pagine seguenti, viene prima presentata una panoramica sulle collisioni ad alte energie e su alcune grandezze cinematiche tipicamente di interesse negli acceleratori di particelle, e successivamente si riassume il funzionamento del rivelatore.

Da ultimo, vengono presentati alcuni modelli riguardanti la formazione di (anti)nuclei in seguito a collisioni ad alte energie; nello specifico, il modello di coalescenza, il modello termico-statistico e il modello *blast-wave*. Grazie ai dati di ALICE, è possibile indagare con dati sperimentali la veridicità dei modelli e affinarne le previsioni.

¹Da qui in avanti, ogniqualevolta viene indicato un elemento con il suo simbolo chimico, ci si riferisce solamente al nucleo di quell'elemento, privo di elettroni.

2.1 Collisioni ad alta energia in acceleratori di particelle

Negli acceleratori di particelle si possono avere collisioni di 2 tipi: processi fascio-bersaglio fisso, nelle quali un bersaglio fermo nel sistema di riferimento del laboratorio viene bombardato con un fascio di particelle; processi fascio-fascio, nelle quali due fasci contropropaganti vengono fatti collidere tra loro. Cambiando sistema di riferimento, ognuno dei due tipi di collisioni può essere ricondotto all'altro, per cui la cinematica del processo è identica. In questa tesi (come a LHC) viene preso in considerazione il secondo caso, poiché l'energia raggiungibile nella collisione è solitamente più alta. Tale energia viene solitamente misurata nel sistema di riferimento del centro di massa e indicata con \sqrt{s} . Nel terzo periodo di presa dati (*Run 3*) di LHC, che ha preso il via nel 2022, l'energia nel centro di massa massima raggiungibile con fasci di protoni è di $\sqrt{s} = 13.6$ TeV, dopo che nel Run 1 e nel Run 2 erano state raggiunte energie rispettivamente di 8 TeV e 13 TeV. Vale la pena sottolineare che le collisioni che conducono alla formazione di raggi cosmici secondari - e ancor di più i processi di DM che portano ai raggi cosmici primari - interessano energie dell'ordine del 10-20 GeV nel centro di massa. Un modello di formazione degli adroni sviluppato grazie ai dati di ALICE deve perciò poter conservare la propria validità anche ad energie inferiori.

2.1.1 Fasi della collisione

Nel cosiddetto regime di confinamento, quark e gluoni sono legati insieme all'interno degli adroni a causa della forza forte, che cresce al crescere della distanza di separazione, dunque in natura non possono essere osservati liberi. La cromodinamica quantistica (QCD), la teoria che descrive l'interazione forte, prevede però che la materia nucleare compia una transizione di fase ad altissime temperature e/o densità, trasformandosi in uno stato deconfinato - il cosiddetto QGP (Fig. 2.1).

A LHC, nelle collisioni Pb-Pb più centrali si possono raggiungere densità energetiche tra 1-10 GeV/fm³ ² [52] e temperature elevatissime; in tali situazioni, i quark non riescono più a identificare i partner a cui erano originariamente legati, la forza che li attrae diminuisce³ e possono vagare quasi liberi entro un determinato volume, formando il QGP. Con il trascorrere del tempo, le temperature e le densità del sistema diminuiscono, il sistema attraversa una nuova transizione di fase e avviene la formazione di adroni e antiadroni. Lo studio dell'interazione tra i nucleoni così prodotti è di fondamentale importanza per poter prevedere gli stati finali della collisione. È importante ricordare che quark e antiquark sono soggetti alle stesse interazioni e possiedono le stesse proprietà,

²Questi valori si riferiscono a tempi di formazione di un QGP intorno a 1 fm/c.

³Diminuisce la costante di accoppiamento della forza forte α_s [53].

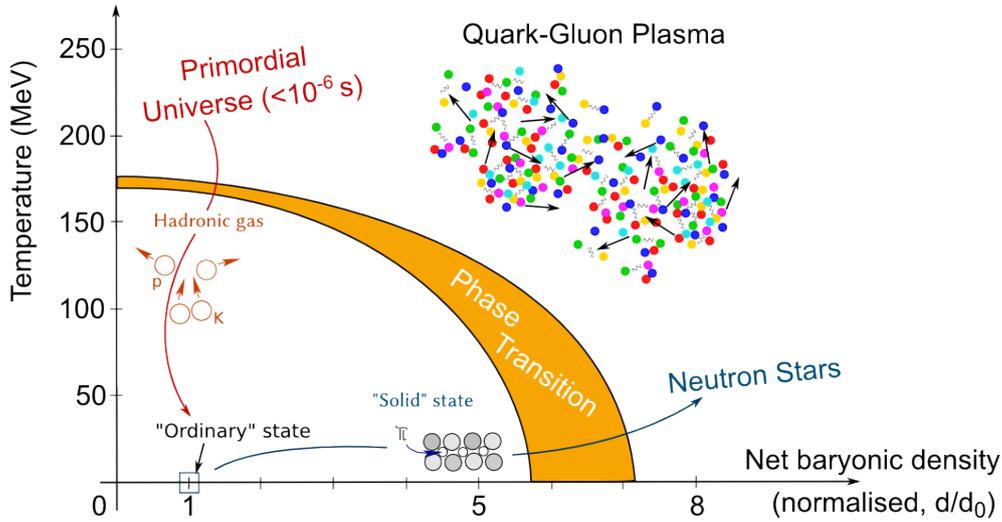


Figura 2.1: Schema della transizione di fase da stato "ordinario" a QGP. Si può notare come il passaggio allo stato deconfinato avvenga sia ad alte temperature che ad alte densità barioniche [51].

dunque è possibile studiare la modalità di formazione degli antinuclei leggeri tramite lo studio dei nuclei leggeri ordinari⁴.

Le proprietà del QGP sono studiate e predette dalla *lattice QCD*. La temperatura richiesta per il deconfinamento e la formazione di QGP è, secondo i più recenti calcoli, $T_c = (156.5 \pm 1.5) \text{ MeV}$ [54] o $T_c = (158.0 \pm 0.6) \text{ MeV}$ [55], insieme a una densità di energia critica di $\epsilon_c \gtrsim 0.4 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [54]. È utile confrontare la densità energetica critica con la densità energetica di un nucleone "freddo" - $\epsilon_N = 0.16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [56]. In Fig. 2.2 è riportata l'evoluzione di una di una collisione nucleare nello spazio-tempo. Il lato sinistro dell'immagine mostra l'evoluzione di una collisione senza la formazione dello stato deconfinato, come avviene per esempio nel caso di a basse energie; nel lato destro, invece, viene riportata l'evoluzione in caso di formazione di QGP.

Superati i primi istanti successivi alla collisione (che avviene a $\tau = 0$) in cui la densità energetica aumenta, il QGP raggiunge l'equilibrio termico a circa $t = \tau_0 \approx 1 \text{ fm}/c$ [58]. Una volta raggiunto l'equilibrio termico, l'evoluzione del QGP può essere descritta da modelli idrodinamici [58–61]. Il sistema - che forma una cosiddetta *fireball* - si espande con velocità prossime a c nella direzione degli assi. Durante tale espansione, la densità energetica e la temperatura del sistema calano fino al raggiungimento della temperatura T_c di transizione, alla quale lo stato deconfinato di quark e gluoni compie una transizione di fase a gas adronico. Il sistema continua a espandersi e raffreddarsi, e la sezione

⁴Per questo, nelle prossime pagine si parlerà spesso di nuclei e non antinuclei, sottintendendo che i calcoli, le interazioni e le proprietà siano le stesse, e i modelli siano egualmente applicabili a entrambi.

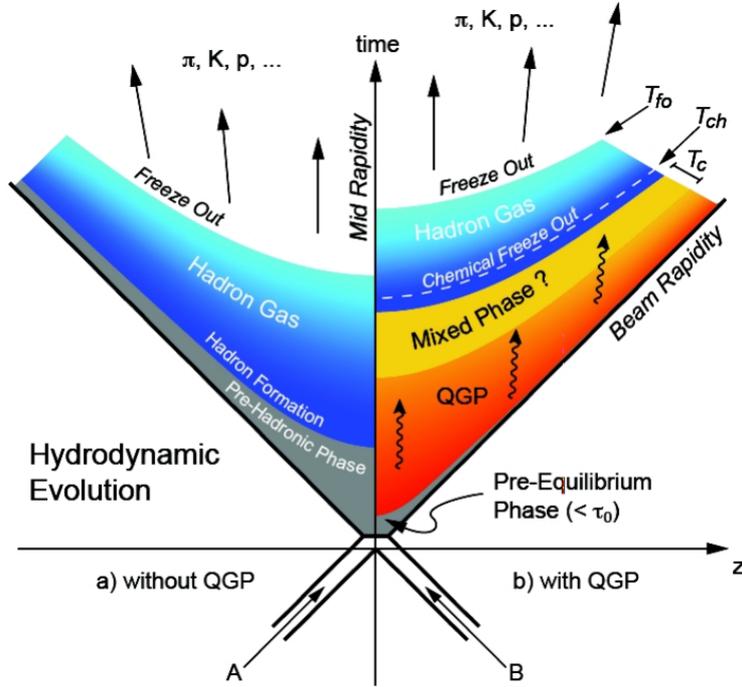


Figura 2.2: Schema dell'evoluzione spazio-temporale di collisioni adroniche ad alte energie [57]. A destra, una collisione con formazione di QGP; a sinistra, una collisione a più bassa energia, senza formazione di QGP.

d'urto per collisioni inelastiche⁵ diminuisce, fino a che non si raggiunge la temperatura $T_{ch} \approx 153 \text{ MeV}$ (dipendente da \sqrt{s} ⁶) di freeze-out chimico. A tale temperatura cessano le collisioni inelastiche, e la composizione chimica del sistema, ovvero le abbondanze relative tra particelle, è fissata. Una volta raggiunta la temperatura di freeze-out cinetico $T_{kin} \approx 90 \text{ MeV}$ [62], il libero cammino medio per collisioni elastiche è maggiore della dimensione del sistema, e anche le distribuzioni in impulso delle particelle sono fissate⁷.

In collisioni protone-protone non ci si aspetta che siano raggiunte le condizioni di densità di energia e temperatura necessarie alla formazione di un QGP. Tuttavia, negli ultimi anni alcuni risultati degli esperimenti a LHC hanno evidenziato che eventi di collisione pp (e p-Pb) caratterizzati da un alto numero di particelle cariche prodotte nello stato finale presentano delle caratteristiche simili a quelle osservate in collisioni tra ioni pesanti e attribuite alla formazione di QGP. Questo ha aperto una nuova frontiera della ricerca in questo campo e ha evidenziato come studi in funzione della molteplicità

⁵Nelle collisioni inelastiche può avvenire la formazione di nuove particelle.

⁶Alle energie di LHC, T_{ch} non varia significativamente al variare dell'energia.

⁷Dopo il freeze-out cinetico, queste possono variare solo come conseguenza dei decadimenti delle particelle instabili (interazione forte o debole).

di particelle cariche nello stato finale siano fondamentali per caratterizzare la sorgente di particelle e ricercare il regime a cui si instaura il QGP.

Centralità in collisioni Pb-Pb

Nelle collisioni di ioni pesanti a LHC i nuclei si muovono lungo la direzione dei fasci con velocità ultrarelativistiche, ovvero velocità prossime a c , per le quali l'energia cinetica dei sistemi collidenti è molto maggiore della loro massa a riposo. Gli ioni subiscono quindi una forte contrazione di Lorentz, per cui appaiono dischiformi nel sistema di riferimento del laboratorio. A causa della dimensione estesa dei nuclei ($r_{Pb} \approx 5.5$ fm), la geometria della collisione varia per ogni evento. Nella fisica degli ioni pesanti si è soliti definire il parametro d'impatto b come la distanza tra il centro dei due nuclei nel piano trasverso all'asse dei fasci [62]. Il grado di sovrapposizione tra i due nuclei collidenti, dipendente da b , è detto centralità; il parametro d'impatto determina quindi la dimensione del volume iniziale del sistema. In Fig. 2.3 sono riportate le fasi di una collisione tra nuclei pesanti ultrarelativistici.

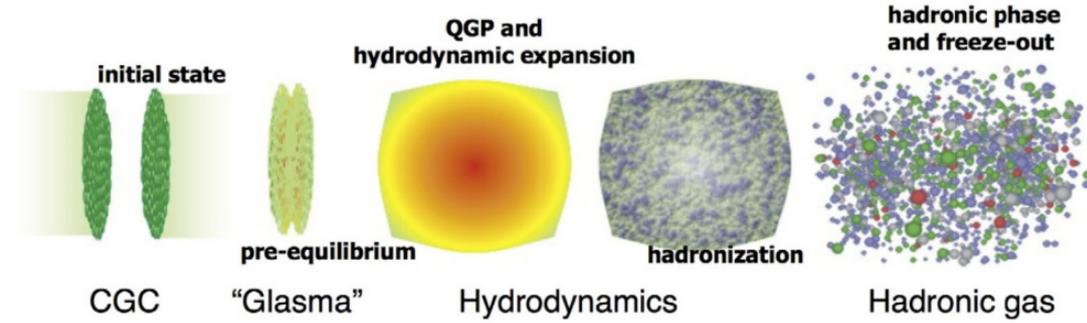


Figura 2.3: Fasi del processo di collisione di ioni pesanti ultrarelativistici [63].

Molteplicità

La molteplicità di particelle cariche N_{ch} è definita come il numero medio di particelle cariche prodotte durante una collisione a una data energia nel centro di massa. È utile suddividere gli eventi in classi in base alla molteplicità media di particelle cariche per unità di pseudorapidità $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ (per la definizione di pseudorapidità, vedi Sez. 2.1.2). In ALICE, gli eventi sono suddivisi in classi utilizzando le ampiezze dei segnali registrati dagli scintillatori V0C e V0A (vedi Sez. 2.2.1) [64], posti rispettivamente a pseudorapidità $-3.7 < \eta < -1.7$ e $2.3 < \eta < 5.1$. Nello specifico, si possono classificare le collisioni pp e p-A secondo il percentile di particelle prodotte: la classe di molteplicità più alta, HM, contiene il percentile 0-0.1% di eventi con la più alta molteplicità media ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = (31.5 \pm 0.3)$), e può essere a sua volta suddivisa in HMI (0-0.01%,

$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = (35.8 \pm 0.5)$), HMII (0.01-0.05%, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = (32.2 \pm 0.4)$) e HMIII (0.05-0.1%, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = (30.1 \pm 0.4)$). Analogamente, le collisioni Pb-Pb si classificano in base alla centralità, che ha una relazione ben precisa con la molteplicità: a bassi percentili di centralità (e.g. 0-1%) corrispondono eventi di alta molteplicità.

2.1.2 Grandezze e quantità cinematiche caratteristiche delle collisioni

Si consideri, da qui in avanti, una collisione inelastica tra due fasci di particelle ultrarelativistiche contropropaganti lungo l'asse z (in Fig. 2.4, una collisione inelastica tra due particelle che origina due nuovi corpi).

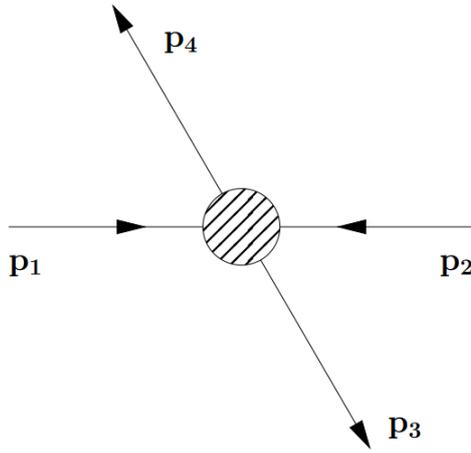


Figura 2.4: Collisione inelastica tra due particelle dirette lungo lo stesso asse con impulsi iniziali \vec{p}_1, \vec{p}_2 . I prodotti finali sono due particelle con impulsi finali \vec{p}_3, \vec{p}_4 [65].

È possibile definire alcune grandezze cinematiche utili all'analisi del processo. L'energia E di una particella con quantità di moto $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ e massa a riposo m_0 è

$$E^2 = p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + p_z^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad . \quad (2.1)$$

Le trasformazioni di Lorentz per tale particella che subisce un *boost* lungo l'asse z sono le seguenti.

Per le componenti della quadriposizione:

$$\begin{cases} ct' = \gamma(ct - \beta z) \\ x' = x \\ y' = y \\ z' = \gamma(z - \beta ct) \end{cases} \quad . \quad (2.2)$$

Per le componenti del quadrimpulso:

$$\begin{cases} E'/c = \gamma(E/c - \beta p_z) \\ p'_x = p_x \\ p'_y = p_y \\ p'_z = \gamma(p_z - \beta E/c) \end{cases} . \quad (2.3)$$

Massa trasversa e impulso trasverso

Dato che le componenti x e y del quadrimpulso sono invarianti per boost lungo l'asse z , è possibile raccoglierle e definire l'impulso trasverso p_T :

$$p_T^2 c^2 = p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 . \quad (2.4)$$

Allo stesso modo, anche la massa a riposo è un invariante relativistico per tali trasformazioni, dunque è possibile definire la massa trasversa m_T :

$$m_T^2 c^4 = p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + m_0^2 c^4 . \quad (2.5)$$

Per le definizioni appena date, considerando solamente masse positive, è possibile esprimere la massa trasversa in funzione dell'impulso trasverso come:

$$m_T c^2 = \sqrt{p_T^2 c^2 + m_0^2 c^4} . \quad (2.6)$$

Rapidità

La rapidità y di una particella è definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) . \quad (2.7)$$

Tale quantità risulta legata all'angolo tra l'asse dei fasci e la direzione di emissione. Infatti, per una particella diretta lungo il piano xy (ovvero il piano ortogonale ai fasci), si ha $p_z = 0$, e dunque $y = \frac{1}{2} \ln(1) = 0$. Invece, per una particella diretta lungo $\pm z$ (ovvero lungo l'asse dei fasci), si ha $E = \pm p_z c$, dunque $y \rightarrow \pm\infty$. È utile definire il concetto di rapidità centrale: una particella ha rapidità centrale se $|y| < 0.5$.

Per trasformazioni di Lorentz lungo z , la rapidità (applicando un boost a E e p_z) si trasforma come

$$y' = y + \ln \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} , \quad (2.8)$$

dove si ricorda che $\beta = v/c$. Tale espressione può essere semplificata, ottenendo:

$$y' = y - \tanh^{-1} \beta . \quad (2.9)$$

Questa legge di trasformazione, particolarmente semplice, ha una conseguenza importante. Si supponga di avere due particelle espulse da una collisione, con rapidità y_1 e y_2 . Un osservatore in un sistema di riferimento S' che si muove con velocità v lungo l'asse dei fasci vedrà le due particelle con rapidità y'_1 e y'_2 . La differenza di rapidità nel sistema del laboratorio è $y_1 - y_2$, mentre nel sistema S' sarà:

$$y'_1 - y'_2 = y_1 - \tanh^{-1} \beta - (y_2 - \tanh^{-1} \beta) = y_1 - y_2 \quad , \quad (2.10)$$

dunque la differenza di rapidità di due particelle è invariante per boost di Lorentz arbitrari lungo l'asse z . Questa è la ragione per la quale la rapidità è una grandezza chiave nelle collisioni ad alte energie.

Pseudorapidità

La rapidità può essere difficile da misurare in collisioni ultrarelativistiche, poiché richiede la conoscenza sia dell'impulso \vec{p} che dell'energia E della particella, ovvero della sua massa. Ciò richiede l'identificazione la particella, che non sempre è possibile. Per questo, è utile definire il concetto di pseudorapidità.

Partendo dalla definizione di rapidità, e ricordando la relazione energia-impulso (Eq. 2.1), si ottiene:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(p^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} + p_z c}{(p^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} - p_z c} \right) \quad (2.11)$$

$$= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p^2 c^2 (1 + \frac{m_0^2 c^4}{p^2 c^2})^{\frac{1}{2}} + p_z c}{p^2 c^2 (1 + \frac{m_0^2 c^4}{p^2 c^2})^{\frac{1}{2}} - p_z c} \right) \quad . \quad (2.12)$$

Nel caso di particelle ultrarelativistiche si ha $pc \gg m_0 c^2$, dunque è possibile usare un'espansione binomiale per approssimare le quantità nelle radici quadrate dell'Eq. 2.12. Denotando con θ l'angolo tra l'impulso della particella e l'asse dei fasci, inoltre, si può scrivere $\cos \theta = p_z/p$. Svolgendo i calcoli si ricava la seguente relazione:

$$y \simeq - \ln \tan \frac{\theta}{2} \quad , \quad (2.13)$$

dove l'uguaglianza esatta vale nel caso di particelle con velocità pari a c .

Si definisce dunque la pseudorapidità η come:

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2} \quad . \quad (2.14)$$

Per particelle ultrarelativistiche si ha quindi $y \simeq \eta$. La pseudorapidità è molto importante nei collisionatori come LHC, poiché spesso è più semplice da misurare della rapidità.

2.2 Esperimento ALICE a LHC

ALICE è un rivelatore a LHC progettato e ottimizzato per lo studio di collisioni di ioni pesanti, e in particolare per lo studio della QCD con materia alle altissime densità di energia e temperature (QGP, vedi Sez. 2.1.1) che possono essere raggiunte in collisioni ultrarelativistiche di ioni pesanti. Oltre a ciò, ALICE si dedica anche allo studio di collisioni p-A e pp. ALICE può tracciare e identificare particelle in un vasto range di impulsi, da 100 MeV/c a 100 GeV/c [66].

2.2.1 Il rivelatore

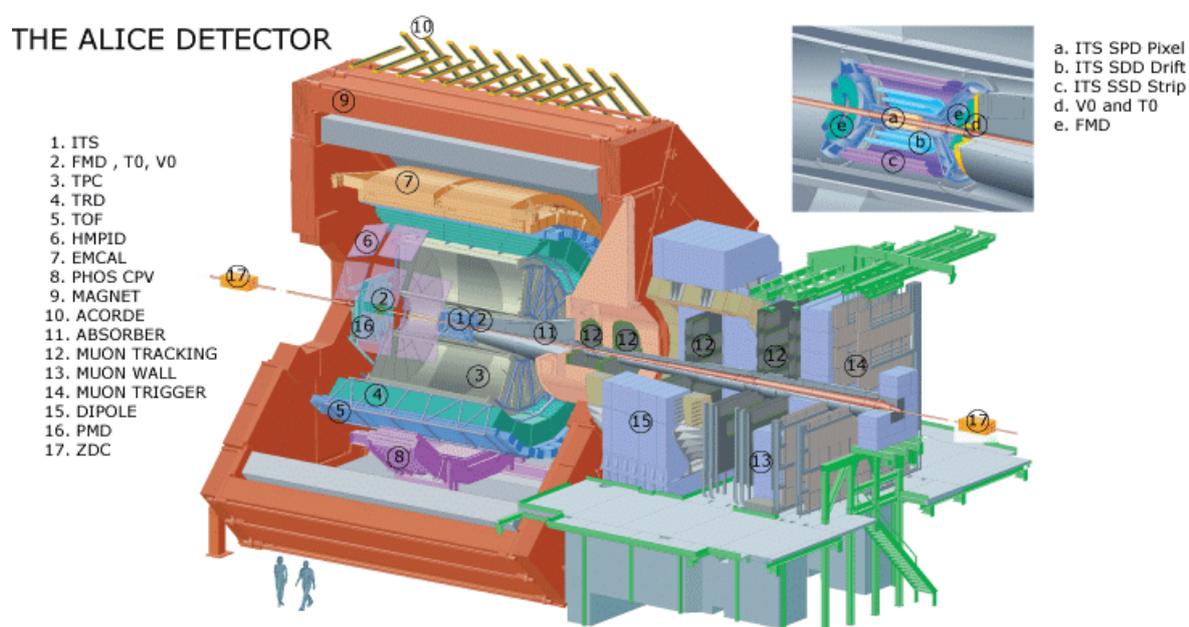


Figura 2.5: Schema del rivelatore ALICE durante gli anni di operazioni tra il 2009 e il 2018 (Run 1 e 2 di LHC) [67].

L'apparato sperimentale, illustrato in Fig. 2.5 e i cui dettagli completi sono riportati in [66], è composto da tre parti principali:

- Un cilindro centrale che misura adroni, elettroni e fotoni, che copre il range di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$. Include il sistema di tracciamento interno (*Inner Tracking System*, ITS), la camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*, TPC), il rivelatore a radiazione di transizione (*Transition Radiation Detector*, TRD), il sistema a tempo di volo (*Time Of Flight*, TOF), il rivelatore di identità di particelle a grande impulso (*High Momentum Particle Identification Detector*, HMPID),

basato su rivelatori *Ring Imaging Cherenkov* (RICH), e due calorimetri elettromagnetici. I rivelatori sono posizionati in un solenoide, che genera un campo di magnetico di $B = 0.5 \text{ T}$ utilizzato per curvare le traiettorie delle particelle cariche. L'impulso può essere ricavato dalla deviazione dal loro tracciato imperturbato.

- Un braccio per muoni in avanti, per pseudorapidità $-4 < \eta < -2.5$. Esso consiste di un intricato insieme di assorbitori, un grande magnete a dipolo, piani di tracciamento e camere di trigger.
- Vari detector più piccoli (ZDC, PMD, FMD, T0, V0 + ACORDE) collocati a piccoli angoli lungo l'asse del fascio (regioni ad alta (pseudo)rapidità in avanti e indietro) e utilizzati per il triggering e la caratterizzazione degli eventi.

L'ITS fornisce un contributo importante allo studio di molte osservabili fisiche, come la molteplicità e lo spettro delle particelle. I suoi compiti principali sono localizzare il vertice primario, ricostruire i vertici secondari dei decadimenti deboli di particelle instabili, tracciare e identificare le particelle a rapidità centrale con basso impulso (a partire da $100 \text{ MeV}/c$), migliorare la risoluzione angolare e dell'impulso per particelle ricostruite dalla TPC. L'ITS sfrutta rivelatori in silicio, e riesce a tracciare particelle con $|\eta| < 1.2$. Il sistema è progettato per avere una ridotta quantità di materiale vicino al punto di interazione; questo è ad esempio di grande importanza nello studio degli antinuclei, poiché ne limita l'assorbimento da parte della materia ordinaria dei rivelatori circostanti, con la quale annichirebbero facilmente.

La TPC è il principale rivelatore di tracciamento del cilindro centrale. In particolare, è ottimizzato per compiere misure della quantità di moto di particelle cariche con una buona separazione tra le traiettorie (incluse coppie di tracce vicine), identificazione di particelle tramite la perdita di energia per unità di lunghezza percorsa dE/dx e determinazione del vertice. Le particelle prodotte nella collisione attraversano la TPC, producendo elettroni liberi per ionizzazione, che migrano seguendo un campo elettrico verso i lati del rivelatore, dove sono poi rilevati da camere proporzionali a multifili. Il range di accettazione è $|\eta| < 0.9$ per traiettorie che attraversano completamente la TPC. Per traiettorie con lunghezze ridotte e, dunque, minore risoluzione dell'impulso, il range di accettazione accessibile è invece $|\eta| < 1.5$.

Il TOF si basa su rivelatori a gas, le camere a piani resistivi a multi-gap (*Multigap Resistive Plate Chambers*, MRPC), che consentono una risoluzione intrinseca temporale di 50 ps . Il TOF identifica le particelle cariche nel range di impulsi da $0.6 \text{ GeV}/c$ a $3.5 \text{ GeV}/c$, attraverso la misura del loro tempo di volo combinata con le informazioni su impulsi e lunghezza di traccia della TPC. Il rivelatore copre la regione di pseudorapidità centrale $|\eta| < 0.9$ e l'intero angolo azimutale.

Il rivelatore V0 consiste in due matrici di contatori scintillatori plastici, chiamati V0C e V0A, collocati sui lati opposti del rivelatore ITS. Il V0C copre la regione $-3.7 < \eta < -1.7$, mentre il V0A copre la regione $2.8 < \eta < 5.1$. Tra le sue funzioni, V0 è

utilizzato per la selezione delle classi di centralità in collisioni Pb-Pb e di molteplicità nelle collisioni pp e p-Pb (vedi Sez. 2.1.2), poiché l'ampiezza del segnale misurata nei due rivelatori è proporzionale alla molteplicità di particelle.

2.2.2 Antinuclei in ALICE

I dati raccolti da ALICE mostrano che (vedi Fig. 2.6) LHC è particolarmente idoneo allo studio della produzione di antinuclei, poiché ad energie così alte il numero di antinuclei e nuclei prodotti con rapidità centrale è circa uguale [68]. Tale equivalenza non vale invece per energie più basse, dove l'antimateria è prodotta in minor quantità (vedi Sez. 1.2).

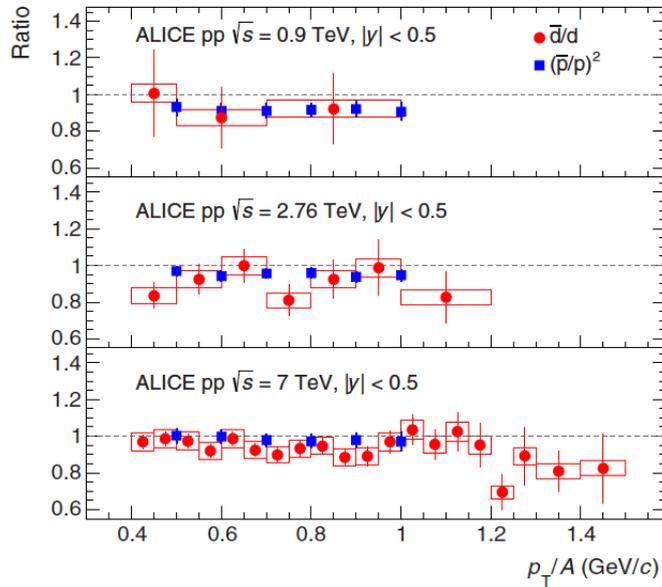


Figura 2.6: Rapporto \bar{d}/d e \bar{p}/p con rapidità centrale misurato a LHC a 0.9 TeV, 2.76 TeV e 7 TeV [68]. Si può notare come tale rapporto si avvicini a 1, e dunque l'antimateria è prodotta in quantità circa eguale alla materia ordinaria.

Il rivelatore permette inoltre la misura delle distribuzioni in impulso dei nuclei leggeri in vari sistemi di collisione e a varie energie. In Fig. 2.7 sono mostrati i risultati più recenti ottenuti in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV, la massima energia di collisione raggiunta nel Run 2 a LHC, per varie classi di molteplicità [64]. Le distribuzioni mettono in evidenza che la produzione di nuclei aumenta con la molteplicità di particelle cariche prodotte nella collisione, e diminuisce all'aumentare del numero di massa. In particolare, ogni aggiunta di un nucleone al nucleo sopprime la produzione della specie nucleare di un fattore 10^3 , che in collisioni Pb-Pb si riduce ad un fattore 300 [69].

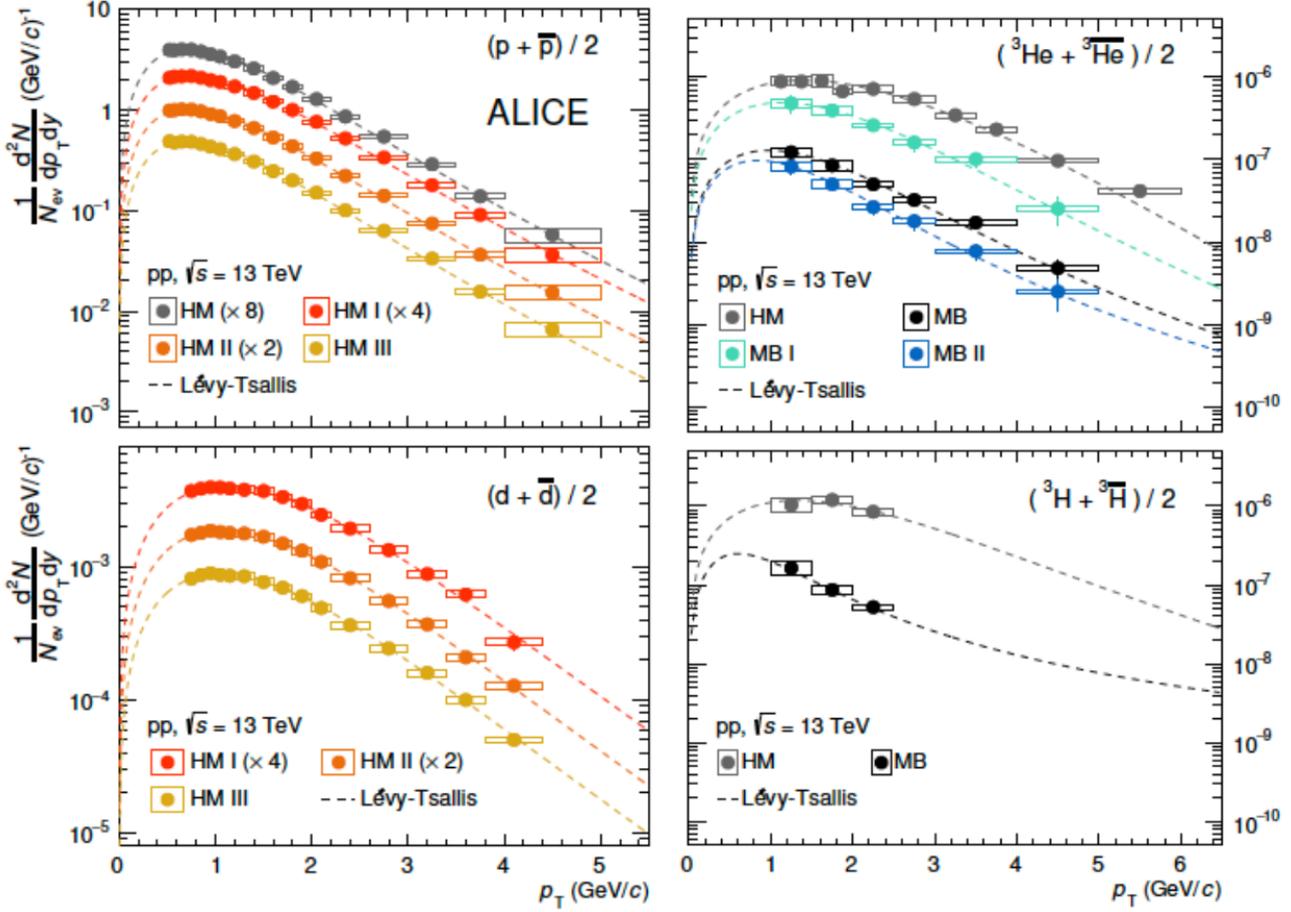


Figura 2.7: Distribuzione in impulso di (anti)protoni, (anti)deutoni, (anti)tritoni, (anti)elio-3 con rapidità centrale per varie classi di molteplicità misurate da ALICE a $\sqrt{s} = 13$ TeV [64]. Si noti come la produzione di nuclei aumenta con la molteplicità e diminuisce all'aumentare del numero di massa. Le linee tratteggiate rappresentano fit individuali alle singole distribuzioni, effettuati con una funzione di Lévy-Tsallis.

Per quanto detto, è possibile assumere uguali il numero di protoni e neutroni con rapidità centrale prodotti nella collisione e la loro distribuzione di impulso. Si può quindi definire il parametro di coalescenza in maniera operativa come

$$E_A \frac{d^3 N}{d^3 p_A} = B_A \left(E_{p,n} \frac{d^3 N_{p,n}}{d^3 p_{p,n}} \right)^A \Big|_{\vec{p}_p = \vec{p}_n = \frac{\vec{p}_A}{A}}, \quad (2.15)$$

dove E_A è l'energia del nucleo, \vec{p}_A l'impulso del nucleo, $\vec{p}_{p,n}$ l'impulso dei singoli protoni e neutroni. A partire dalle distribuzioni in impulso trasverso di nuclei e protoni per varie energie, è stato estratto il parametro di coalescenza dell'antideutone, mostrato

in Fig. 2.8 [64, 68]. Tali dati mostrano che il parametro di coalescenza così ottenuto, che rappresenta la probabilità di formazione dei nuclei, tende a crescere con l'impulso per nucleone (p_T/A) nell'intervallo di impulsi misurato, e in collisioni inelastiche a LHC non dipende significativamente dall'energia nel centro di massa (punti colorati). Invece, il parametro di coalescenza sembra diminuire con un aumentare sensibile della molteplicità di particelle cariche prodotta nella collisione, come evidenziano le misure effettuate in eventi pp di classe HM (in nero).

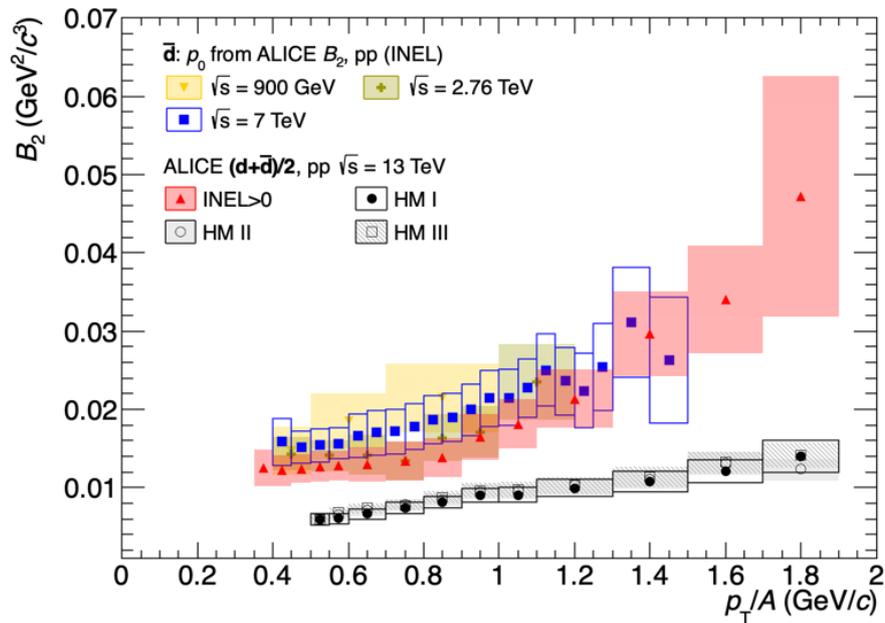


Figura 2.8: Parametro di coalescenza dell'antideutone in funzione dell'impulso trasverso per nucleone per collisioni pp a diverse energie e, a $\sqrt{s} = 13$ TeV, di (anti)deutone per diverse classi di molteplicità. Si noti come il parametro di coalescenza aumenti all'aumentare dell'impulso [64, 68] e diminuisca per eventi di classe HM.

2.3 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 al freeze-out cinetico del sistema oppure la produzione termico-statistica al freeze-out chimico. Grazie a grandi quantità di dati di collisioni pp, p-Pb e Pb-Pb collezionati durante i primi dieci anni di esperimenti a LHC, 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 Tab. 2.1.

Numero di massa	Nucleo	Composizione	B_E (MeV)	Spin J_A	r_A (fm)	Refs.
A = 2	d	pn	2.224575 (9)	1	3.2	[70, 71]
A = 3	^3H	pnn	8.4817986 (20)	1/2	2.15	[72]
A = 3	^3He	ppn	7.7180428 (23)	1/2	2.48	[72]
A = 4	^4He	ppnn	28.29566 (20)	0	1.9	[73, 74]

Tabella 2.1: Alcuni parametri e grandezze dei nuclei con $A \leq 4$. B_E è l'energia di legame, espressa in MeV. r_A è il parametro dimensionale dell'oscillatore armonico, scelto in modo da approssimare la dimensione caratteristica misurata λ_A della distribuzione di carica.

Nei sistemi di collisione piccoli (ovvero a basse molteplicità), i dati sperimentali sembrano confermare la validità della coalescenza, e le misure in funzione della molteplicità più recenti indicano una dipendenza del processo di coalescenza dal volume della sorgente di particelle. Similmente, nelle collisioni tra ioni pesanti, i modelli di coalescenza che non tengono in considerazione la dimensione della sorgente non riescono a riprodurre i dati sperimentali [75]. Allo stesso tempo, la produzione di (anti)nuclei leggeri misurata in collisioni Pb-Pb [76] è consistente con le previsioni del modello teorico, e si osserva un flusso ellittico [77] di deutoni diverso da zero, compatibile con l'ipotesi che i deutoni siano prodotti vicino al freeze-out chimico. Ciò è sorprendente: il deutone è un sistema "fragile" all'interno della *fireball* creata nella collisione, essendo la sua energia di legame $B_{E,d} = 2.2$ MeV molto minore delle temperature caratteristiche del sistema ($T_{ch} \approx 153$ MeV, $T_{kin} \approx 90$ MeV [78]). Infatti, la sezione d'urto elastica per la frammentazione di deutoni indotta da pioni è molto più grande della sezione d'urto elastica per la diffusione dei prodotti di decadimento di risonanza adronici [79, 80]; ci si aspetterebbe dunque che i deutoni non sopravvivano alla fase di gas adronico.

Nella presente sezione, dunque, si presentano il modello termico-statistico e il modello di coalescenza per la formazione di (anti)nuclei. Successivamente, si descrive un approccio che consente un confronto diretto dei due modelli, e si discute dell'importanza della dimensione della sorgente in tali processi.

2.3.1 Modello di coalescenza

L'approccio alla coalescenza è tutt'oggi oggetto di grande discussione e ricerca [49, 75]. In tale modello, i nucleoni prodotti nella collisione si legano se sono vicini nello spazio delle fasi, ovvero se hanno coordinate e impulsi (e quindi velocità) simili. Nei modelli di coalescenza più semplici [81, 82], introdotti per primi, dati due nucleoni di

impulso tridimensionale \vec{p}_1 e \vec{p}_2 sufficientemente vicini nello spazio delle configurazioni si ha coalescenza se

$$|\vec{p}_1 - \vec{p}_2| < p_0 \quad , \quad (2.16)$$

dove p_0 è detto momento di coalescenza.

Per un nucleo con un numero di massa $A = Z + N$, la probabilità di coalescenza è espressa dal parametro di coalescenza B_A , già definito operativamente nell'Eq. 2.15. 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 osservato [77]. Modelli di coalescenza più avanzati [83] prendono in considerazione la dipendenza del parametro di coalescenza dalla dimensione della sorgente R , dato che - poiché i nucleoni devono essere vicini per poter coalescere - B_A diminuisce al crescere di questa.

Poiché la coalescenza è un processo quantomeccanico, la definizione classica di spazio delle fasi è rimpiazzata dal formalismo di Wigner. La probabilità di produzione di un nucleo può essere approssimata dalle funzioni d'onda allo stato stazionario di un oscillatore armonico isotropo sferico con un unico parametro caratteristico della dimensione, r_A . Per il deutone, una possibile funzione d'onda gaussiana risulta

$$\phi_d(\vec{r}) = (\pi r_d^2)^{-3/4} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_d^2}\right) \quad . \quad (2.17)$$

Per i nuclei con $A > 2$ esiste una relazione analoga. È possibile ricavare r_A misurando sperimentalmente la lunghezza d'onda quadratica media λ_A della distribuzione di carica; questa è infatti legata a r_A dalla relazione [84]

$$\lambda_A^2 = \frac{3}{2} \frac{A-1}{A} \frac{r_A^2}{2} \quad , \quad (2.18)$$

valida per costituenti puntiformi. In Tab. 2.1 è riportato r_A calcolato dalla λ_A misurata sperimentalmente per i nuclei leggeri, ovvero con $A \leq 4$.

La natura quantomeccanica dei prodotti di coalescenza si traduce nel modello attraverso l'introduzione di un fattore di correzione medio $\langle C_A \rangle$. Tale coefficiente tiene conto sia della distribuzione spaziale della sorgente di nucleoni che della distribuzione spaziale dei nucleoni stessi, entrambi oggetti di dimensione finita e non puntiformi. In particolare, si ottiene [84]:

$$\langle C_A \rangle = \prod_{i=1,2,3} \left(1 + \frac{r^2}{4R_i^2}\right)^{-\frac{1}{2}(A-1)} \quad , \quad (2.19)$$

dove le R_i sono le dimensioni caratteristiche del volume di coalescenza. Assumendo $R_1 \approx R_2 \approx R_3 \approx R$ [49], ovvero un volume sferico, si può ottenere:

$$B_A = \frac{2J_A + 1}{2^A} \frac{1}{\sqrt{A}} \frac{1}{m_T^{A-1}} \left(\frac{2\pi}{R^2 + \left(\frac{r_A}{2}\right)^2} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \quad , \quad (2.20)$$

dove m_T e r_A sono la massa trasversa e la dimensione del nucleo prodotto, J_A lo spin, R la dimensione della sorgente. Questa formula può essere usata per confrontare direttamente il B_A previsto (e.g. Fig. 2.9) con i dati sperimentali.

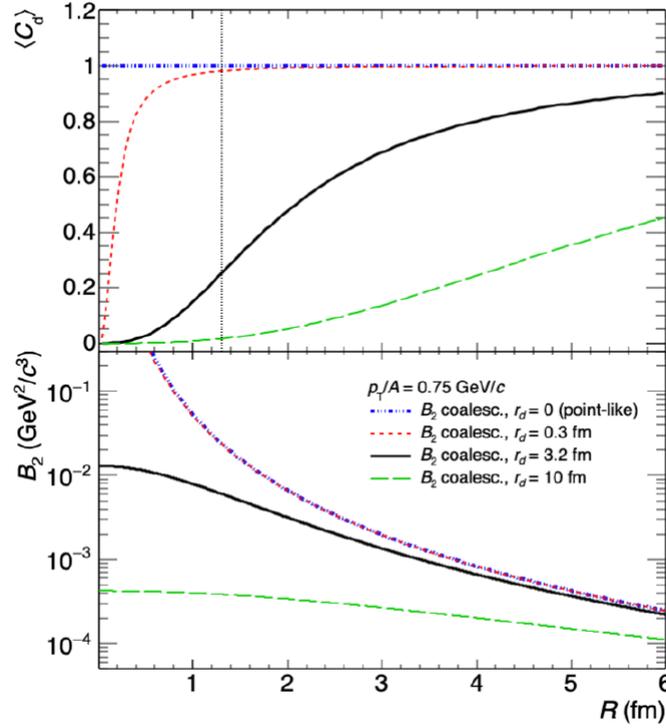


Figura 2.9: Fattore di correzione quantistico (in alto) e parametro di coalescenza (in basso) per il deutone, in funzione della dimensione della sorgente, a p_T/A fissato a $0.75 \text{ GeV}/c$. Le curve di diverso colore rappresentano diversi parametri di dimensione r_d assegnati al deutone. [85].

Si possono ora fare alcune considerazioni sull'Eq. 2.20. Come è possibile intuire, il parametro di coalescenza è maggiore per potenziali attrattivi più forti, ossia con buche di potenziale più profonde. 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 del nucleo. Ciò può essere sperimentalmente verificato, ad esempio, attraverso la misura delle produzioni relative di ${}^3\text{H}$ e ${}^3\text{He}$ in collisioni ad alta energia; avendo queste due specie lo stesso A , lo stesso spin, e circa la stessa massa (vedi Tab. 2.1), la produzione di ${}^3\text{He}$ dovrebbe essere inferiore rispetto a quella di ${}^3\text{H}$, essendo B_A dipendente solamente da r_A . 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, e quindi decresce per grandi distanze nello spazio delle configurazioni.

2.3.2 Modello termico-statistico + blast-wave

Il modello termico-statistico [86,87] descrive con successo la produzione di (anti)nuclei in un ampio range di energie nelle collisioni adroniche e tra ioni pesanti. In questo approccio, e nel caso di collisioni di ioni pesanti a LHC, le particelle vengono prodotte dalla fireball in equilibrio termico a $T_{ch} \approx 153$ MeV descritta all'inizio di questa sezione. I prodotti finali della collisione sono derivati dalla funzione di partizione, assumendo un ensemble Gran Canonico. È possibile scrivere [88]:

$$\frac{dN}{dy} \propto (2J_A + 1) \exp\left(-\frac{m_A}{T_{ch}}\right) . \quad (2.21)$$

Le abbondanze di adroni risultanti dipendono quindi fortemente dalla temperatura di equilibrio chimico e dalla massa. Questo modello predice anche le abbondanze di nuclei e antinuclei, tuttavia non può essere direttamente confrontato con la dipendenza da p_T del modello di coalescenza, poiché fornisce solo previsioni per i prodotti integrati su p_T .

Una produzione particellare termica implica una distribuzione di Boltzmann solamente per una sorgente statica, descrizione non adatta alla fireball in rapida espansione prodotta nelle collisioni ad alta energia. Il modello termico-statistico deve essere quindi integrato con una descrizione idrodinamica della sorgente in espansione. Per fare ciò, si può utilizzare il modello *blast-wave* [89], che si è rivelato adatto alla descrizione della distribuzione misurata dell'impulso di protoni, pioni e kaoni (i.e. delle specie più abbondanti nelle collisioni) [90]. La dimensione della sorgente viene fissata come parametro esterno nel modello termico, mentre non compare nella formulazione del *blast-wave*. Facendo uso dei due approcci combinati, dunque, si ottiene un modello "termico + *blast-wave*": la dipendenza del parametro di coalescenza da p_T è modellata dal *blast-wave*, mentre la normalizzazione dello spettro di p_T è calcolata dalle previsioni del modello termico, i cui parametri si possono ricavare da fit agli spettri di pioni, kaoni e protoni misurati in collisioni Pb-Pb da ALICE [62]. In questo modo è possibile calcolare B_A per un dato p_T/A , e confrontarlo successivamente con il valore atteso dal modello di coalescenza.

Il modello termico-statistico appena esposto non è considerato nel lavoro seguente, dove invece è approfondito il modello di coalescenza, ma viene menzionato perché è il principale modello alternativo per lo studio della formazione di (anti)nuclei utilizzato in letteratura.

2.3.3 Molteplicità e dimensione della sorgente

Si vuole poter confrontare le previsioni della coalescenza - dipendenti dal raggio della sorgente - con i dati disponibili - dipendenti da centralità e molteplicità - e con le previsioni del modello termico + blast-wave. Per fare ciò, è necessario mettere in relazione la molteplicità media di particelle cariche per unità di pseudorapidità $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ con la dimensione del sistema R per ogni classe di molteplicità. Infatti, R non è misurabile dai rivelatori, mentre lo è la molteplicità dell'evento. Sperimentalmente, il raggio della sorgente può essere controllato modificando la geometria della collisione (ovvero la centralità e, di conseguenza, la molteplicità) [62]. La mappatura utilizzata in [85] e nella presente tesi è basata sulla parametrizzazione

$$R = a\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3} + b \quad , \quad (2.22)$$

dove $a = 0.473$ fm, $b = 0$ (vedi Fig. 2.10). Il parametro a è ottenuto empiricamente, regolando la parametrizzazione in modo che il valore del B_2 dell'(anti)deutone misurato nelle collisioni Pb-Pb più centrali sia compatibile con le previsioni del modello di coalescenza. In questo modo, si vincola il volume della sorgente di (anti)nucleoni ai dati dell'(anti)deutone, e si assume che sia lo stesso per tutti gli (anti)nuclei.

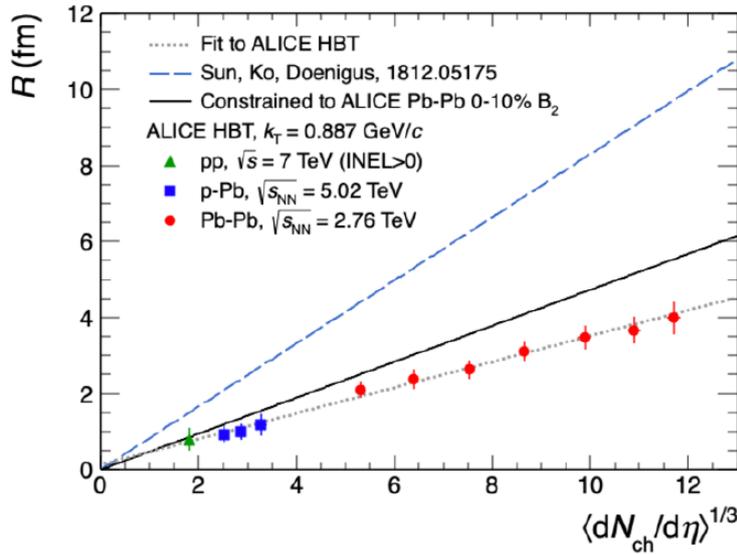


Figura 2.10: Confronto tra differenti parametrizzazioni del volume della sorgente. La linea grigia tratteggiata rappresenta un fit ai dati di ALICE [91], la linea blu una parametrizzazione usata in [92], la linea nera la parametrizzazione usata nel presente modello e in [85], ottenuta vincolando i parametri ai dati di B_2 misurato in collisioni Pb-Pb centrali.

Capitolo 3

Studio del modello di coalescenza

Nel presente capitolo è riportato il lavoro di tesi principale, svolto sotto le ipotesi del modello di coalescenza sviluppato in [85]. Come prima cosa, ho analizzato la dipendenza del parametro di coalescenza B_A dal raggio della sorgente R e dalla molteplicità media $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ (a p_T/A fissato), e dall'impulso trasverso per nucleone p_T/A ¹ (a R fissato). In seguito, ho analizzato il modello di coalescenza per cercare di ricavare la dipendenza di R dalla m_T dei nucleoni (ovvero da p_T , secondo l'Eq. 2.6). Per fare ciò, mi sono servito di dati sperimentali di deutoni di ALICE [93], che ho descritto con varie possibili relazioni funzionali tra R e m_T . Dopo aver selezionato le curve più verosimili e ricavato i migliori parametri di tali funzioni (vedi Sez. 3.2.2), ottenendo la relazione tra R e p_T , ho reso in forma grafica la dipendenza $B_A(p_T)$. Confrontando i possibili modelli ottenuti, è possibile dare una stima approssimativa dell'errore su tale dipendenza. Infine, ho effettuato un confronto del modello di parametro di coalescenza trovato con i dati sperimentali di (anti)deutoni ed (anti)elio-3 [64].

Tutti i grafici e i fit presenti in questa tesi sono stati ricavati grazie al linguaggio di programmazione Python in ambiente Visual Studio Code, in particolare sfruttando le librerie `numpy` e `matplotlib`.

3.1 Parametro di coalescenza

Richiamando l'Eq. 2.20 trovata per il parametro di coalescenza si può vedere che, una volta noti i parametri A , J_A e r_A del nucleo in questione (valori riportati in Tab. 2.1), B_A dipende solamente dalla massa trasversa m_T e dalla dimensione della sorgente R . Come già detto, m_T è legato a p_T dall'Eq. 2.6, dove è importante sottolineare che m_0 è la massa a riposo per singolo nucleone (approssimata a $m_n \approx 0.939$ GeV). È dunque

¹Per brevità, quando d'ora in poi si parlerà di massa trasversa o impulso trasverso si farà sempre riferimento a tale quantità per singolo nucleone, ovvero a quella del nucleo divisa per il numero di massa A .

possibile studiare tale dipendenza dalle due variabili per gli (anti)nuclei e indagare su una possibile relazione tra esse.

Per capire meglio le dimensioni spaziali in gioco si possono considerare le grandezze caratteristiche della dimensione della sorgente. In particolare, in collisioni pp la dimensione della sorgente "minima" considerata è quella del protone, che ha un raggio di carica $r_p \approx 0.88 \text{ fm}^2$. Al contrario, una collisione di nuclei di piombo a centralità massima può dare origine a una sorgente di dimensione confrontabile con il raggio del nucleo stesso, ovvero $r_{Pb} \approx 5.5 \text{ fm}$.

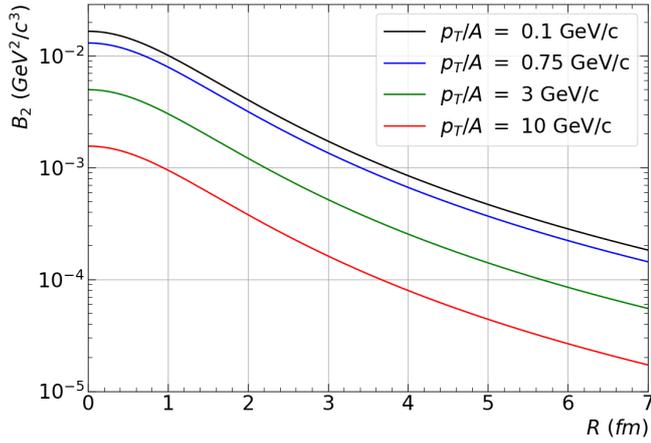
Dipendenza dal raggio, dalla molteplicità, dall'impulso

In Fig. 3.1 è mostrato il $B_A(R)$ ottenuto per d, ^3H , ^3He e ^4He , per p_T fissato a 0.1 GeV/c, 0.75 GeV/c, 3 GeV/c e 10 GeV/c. Per rendere le figure più leggibili, in questi e in molti grafici successivi ho utilizzato scale logaritmiche o semilogaritmiche. Le curve di ogni diversa specie nucleare presentano andamenti simili e decrescono all'aumentare di R , come atteso, ma con valori diversi lungo l'asse delle ordinate: questo è dovuto al diverso valore del parametro dimensionale dell'oscillatore armonico r_A (riportato in Tab. 2.1). Si può inoltre notare che i grafici del trizio e dell'elio-3 risultano molto simili, come in molte analisi successive; questo perché i due nuclei differiscono, ai fini del parametro di coalescenza, solamente per una piccola differenza in r_A (dovuta alla repulsione coulombiana tra i due protoni di ^3He). Infine, la curva del deutone ottenuta a $p_T/A = 0.75 \text{ GeV}$ combacia perfettamente con quella già riportata in Fig. 2.9, a indicare che i risultati del lavoro [85] sono riprodotti correttamente dal mio codice, come atteso.

Invertendo l'Eq. 2.22 per $b = 0$ si può ottenere la densità di molteplicità media in funzione del raggio della sorgente come $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = (R/a)^3$, dove $a = 0.473 \text{ fm}$. Questa grandezza, come già detto, risulta interessante poiché misurabile direttamente in laboratorio, al contrario di R . In Fig. 3.2 è riportato B_A in funzione di $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, a valori di impulso fissati a quelli menzionati precedentemente. Anche in questo caso valgono le considerazioni appena fatte sul confronto tra i quattro grafici di Fig. 3.1, conseguenza della monotonia della molteplicità media rispetto ad R . Si ricordi, come esposto in Sez. 2.2.3, che la relazione tra R e $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ è stata ottenuta tramite un fit ai dati di deutone in collisioni ad alta molteplicità.

Successivamente ho rappresentato in Fig. 3.3 B_A in funzione di p_T per le quattro specie, questa volta per valori di R fissati, rispettivamente, a 0.1 fm, 1 fm, 3 fm, 10 fm. Anche in questo caso, il parametro di coalescenza cala al crescere di p_T .

²Il raggio di carica del protone è ancora al centro di grande dibattito e incertezza (vedi [94]). Qui si assume il raggio calcolato in [95].



(a) deutone

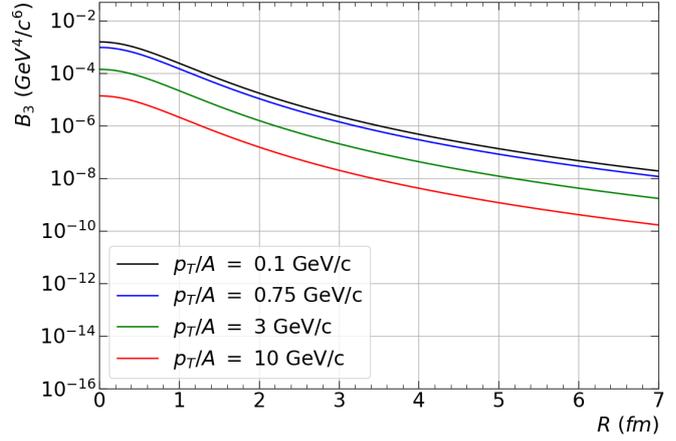
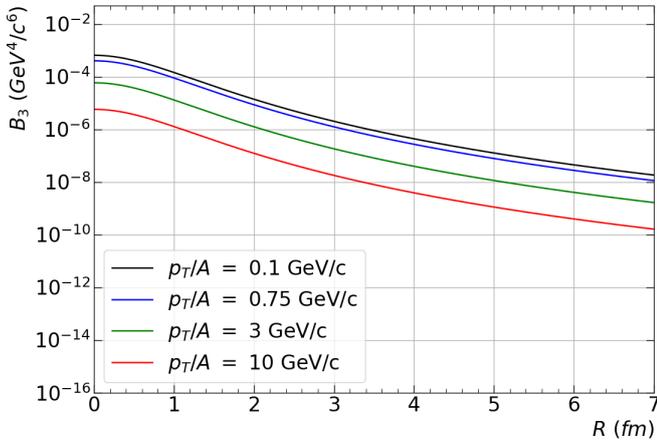
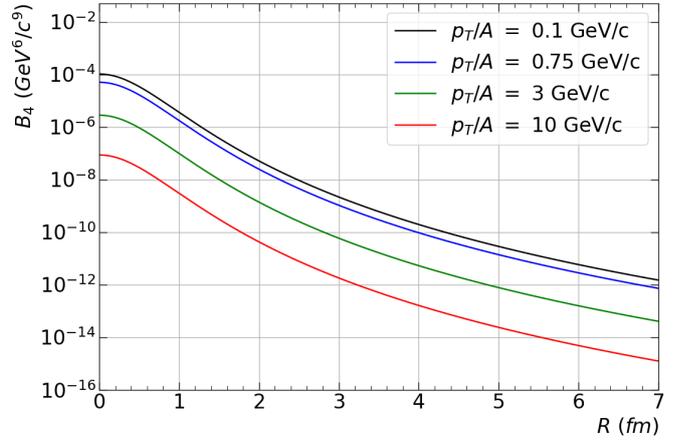
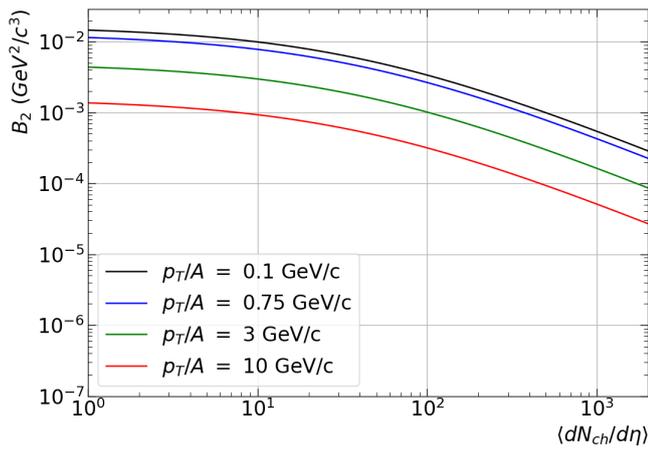
(b) ${}^3\text{H}$ (c) ${}^3\text{He}$ (d) ${}^4\text{He}$

Figura 3.1: Parametro di coalescenza in funzione del raggio della sorgente per deutone (a), ${}^3\text{H}$ (b), ${}^3\text{He}$ (c), ${}^4\text{He}$ (d). Le quattro linee di colori differenti rappresentano 4 diversi valori di impulso trasverso fissati: 0.1 GeV/c (nera), 0.75 GeV/c (blu), 3 GeV/c (verde) e 10 GeV/c (rossa).



(a) deutone

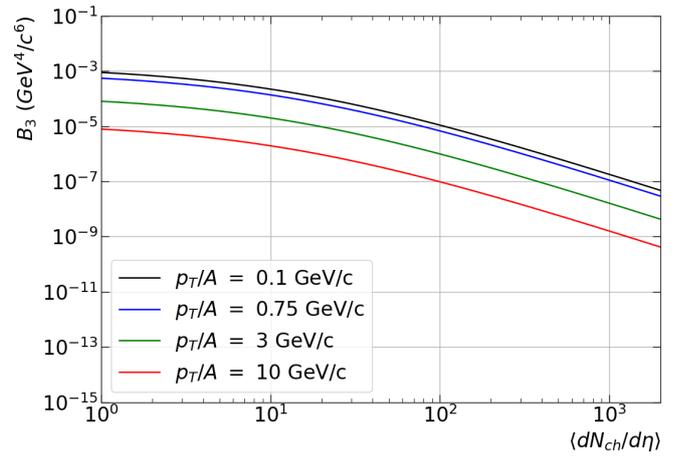
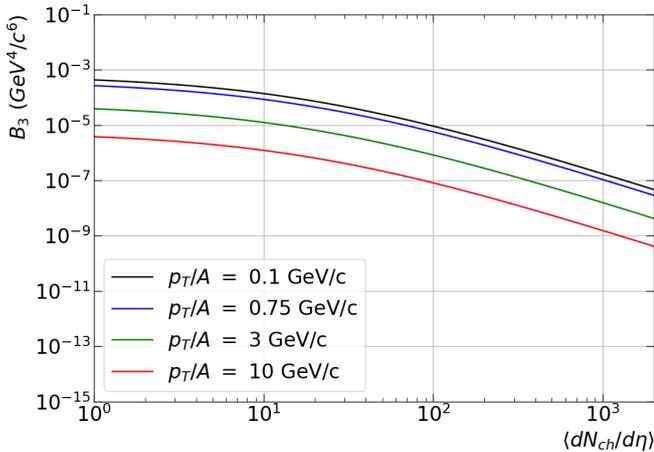
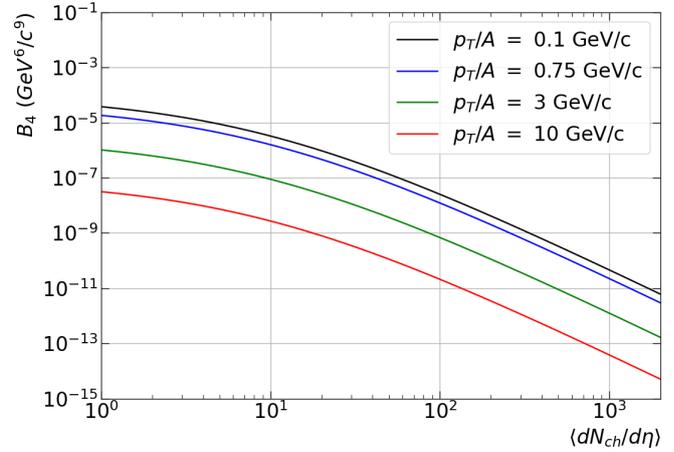
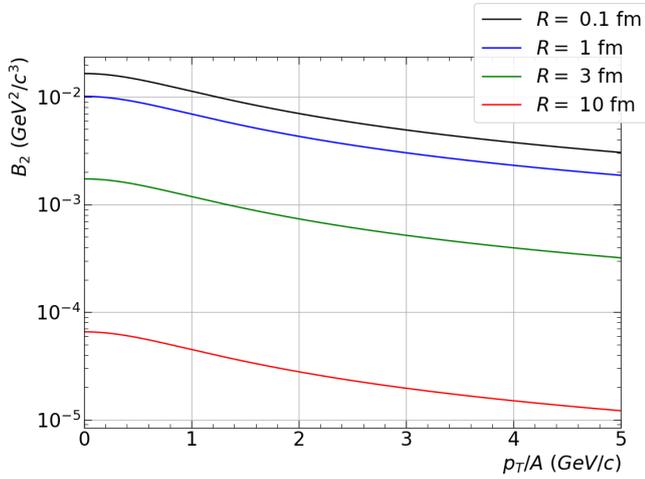
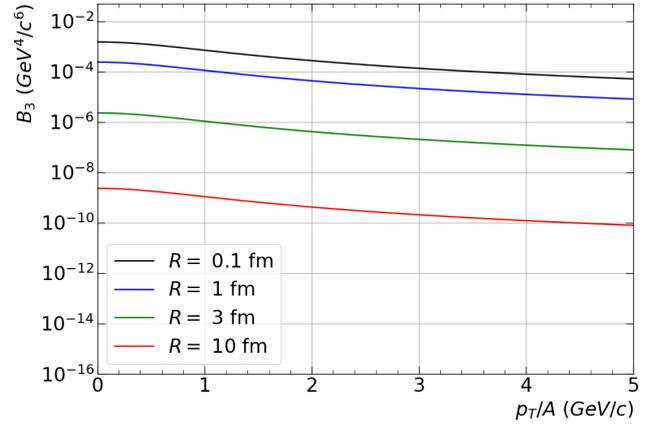
(b) ${}^3\text{H}$ (c) ${}^3\text{He}$ (d) ${}^4\text{He}$

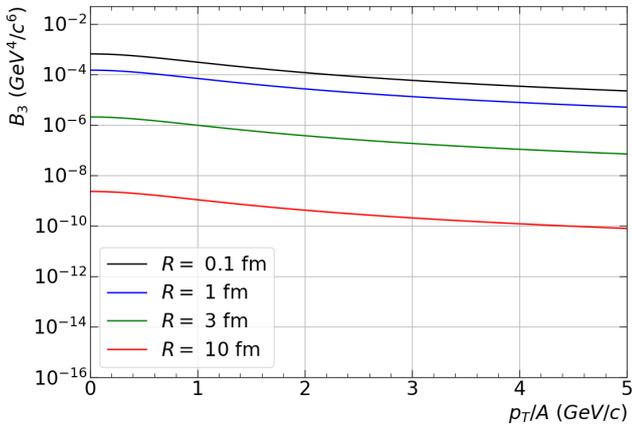
Figura 3.2: Parametro di coalescenza in funzione della molteplicità media di particelle cariche per unità di pseudorapidità per deutone (a), ${}^3\text{H}$ (b), ${}^3\text{He}$ (c), ${}^4\text{He}$ (d). Le 4 linee di colori differenti rappresentano 4 diversi valori di impulso trasverso fissati: 0.1 GeV/c (nera), 0.75 GeV/c (blu), 3 GeV/c (verde) e 10 GeV/c (rossa).



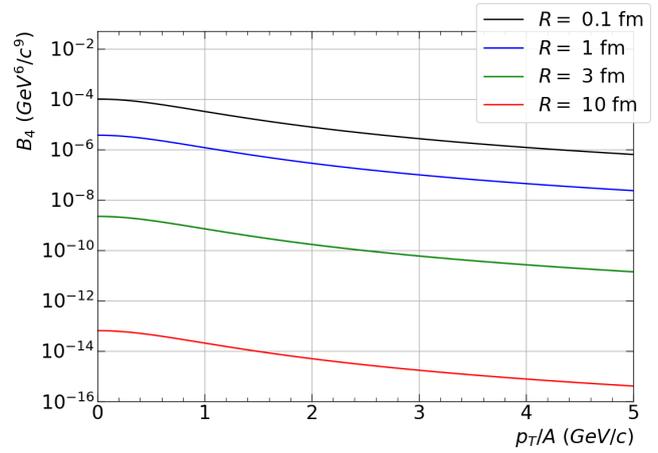
(a) deutone



(b) ${}^3\text{H}$



(c) ${}^3\text{He}$



(d) ${}^4\text{He}$

Figura 3.3: Parametro di coalescenza in funzione dell'impulso trasverso per nucleone per deutone (a), ${}^3\text{H}$ (b), ${}^3\text{He}$ (c), ${}^4\text{He}$ (d). Le quattro linee di colori differenti rappresentano quattro diversi valori di impulso trasverso fissati: 0.1 fm (nera), 1 fm (blu), 3 fm (verde) e 10 fm (rossa).

3.2 Relazione tra impulso e raggio della sorgente

In collisioni pp si può pensare che l'aumento della dimensione della sorgente sia legato all'impulso trasverso dei nucleoni; al trascorrere del tempo, i nucleoni dotati di un certo p_T (ovvero di una certa velocità) si allontanano dalla regione della collisione, aumentando così la loro distanza dal centro della sorgente, che corrisponde a R . In questa sezione, si tenta di ricavare la dipendenza di R da p_T attraverso un fit a dati sperimentali, in modo da poter scrivere il parametro di coalescenza in funzione del solo impulso trasverso.

3.2.1 Fit ai dati di collisioni pp di ALICE

Per ricavare la dipendenza sopra descritta, ho preso i dati di R in funzione di m_T di ALICE in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ ad alta molteplicità (0 - 0.17%), calcolati assumendo una sorgente puramente gaussiana [93]. Si sottolinea che questa classe di molteplicità è la sola per cui sono disponibili sia una misura del raggio della sorgente di protoni, sia una misura di produzione di antinuclei e parametro di coalescenza. I punti, caratterizzati da errori su R sia sistematici σ_{stat} che statistici σ_{syst} , sono stati interpolati con varie $R(m_T)$, per cercare di stabilire quale fosse la funzione che meglio approssimasse tale andamento. In un primo tentativo ho utilizzato, come incertezza su R , la somma in quadratura degli errori sistematici e statistici $\sigma_{tot} = (\sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2)^{1/2}$. Il chi quadro ridotto dei fit è però risultato troppo piccolo³ ($\tilde{\chi}^2 \approx 0.1 \div 0.2$); questo indica un overfitting dei dati. Ripetendo il fit considerando solamente gli errori statistici ($\sigma_{tot} = \sigma_{stat}$), il chi quadro ridotto si assesta nel range $0.855 \div 1.493$, valori che indicano un fit migliore. Il risultato dei fit e le funzioni utilizzate sono riportate in Fig. 3.4 e in App. A.

Si possono ora fare alcune considerazioni. In primo luogo, ci si attende che R non scenda sotto al raggio del protone r_p , che ho preso come dimensione minima della sorgente, dunque ho scartato le curve che scendono molto al di sotto di R per grandi impulsi. In seconda istanza, per quando detto all'inizio di questa sezione, ci si aspetta che nucleoni con grandi impulsi si allontanino velocemente dal centro della sorgente e tra loro, non riuscendo più a coalescere; questo implica che un'eventuale loro coalescenza avvenga solamente per tempi vicinissimi alla collisione, quando essi sono ancora vicini e la sorgente ha dimensioni simili a quelle dei protoni collidenti. Possono quindi essere escluse tutte le funzioni per cui, per grandi p_T (ovvero grandi m_T), R diverga e non tenda a una quantità vicina a r_p . Un'eccezione a questo potrebbe essere il caso in cui i nuclei siano prodotti nei getti di particelle, ovvero adroni che vengono generati da un unico partone. Quest'ultimo caso non è stato però approfondito in questa tesi. In ultima analisi, si può escludere la funzione $R(m_T) = a e^{-b m_T} / m_T + c$ seppur risponda ai criteri sopra elencati,

³Si ricordi che, per un fit ottimale, si deve avere $\tilde{\chi}^2 \approx 1$.

poiché non ha significato fisico (non vi è motivo per cui tale dipendenza possa avere quella forma).

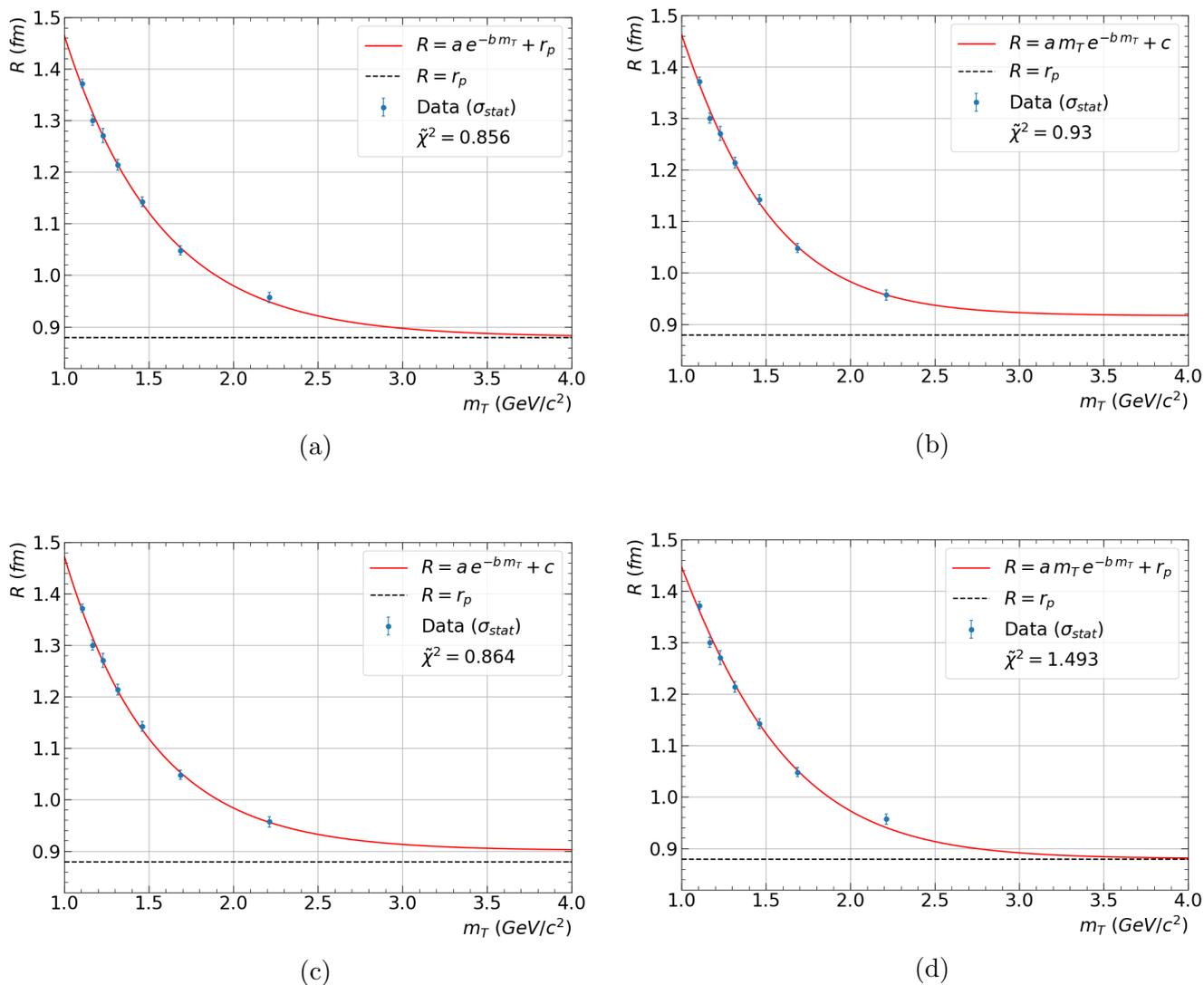


Figura 3.4: In blu, i dati calcolati da ALICE per collisioni pp ad alta molteplicità [93] del raggio della sorgente in funzione dell'impulso trasverso per nucleone, a cui sono associati gli errori statistici usati per il fit. In rosso, le funzioni di fit $R_1(m_T)$ (a), $R_2(m_T)$ (b), $R_3(m_T)$ (c), $R_4(m_T)$ (d). La linea nera tratteggiata rappresenta il raggio del protone, assunto come limite inferiore. Nella legenda è riportato il chi quadro ridotto. Per altre funzioni utilizzate, vedi App. A.

3.2.2 Stima dei migliori parametri

Una volta selezionate le quattro funzioni $R_i(m_T)$ che rispondono ai criteri sopra elencati, ho proceduto a prendere in considerazione anche gli errori sistematici su R . In particolare, per ogni funzione ho effettuato 10^5 fit; in ognuno di questi, il valore dell'ascissa di ogni punto (m_T, R) è stato ottenuto da un'estrazione casuale da una distribuzione gaussiana centrata in R e con varianza σ_{stat}^2 . È stato quindi eseguito un fit ai valori ottenuti, considerando gli errori statistici σ_{stat} su ogni punto. I parametri medi risultanti da questo procedimento (e.g. a_{mean}) sono stati presi come "migliori", e utilizzati per le analisi successive. L'estrazione casuale è stata eseguita grazie al metodo `numpy.random.default_rng().normal()` della libreria `numpy`. I parametri ottenuti sono riportati in Tab. 3.1. È interessante notare come c , che equivale al valore di R per $m_T \rightarrow \infty$, abbia un valore molto simile al raggio del protone $r_p = 0.88$ fm. Questo significa che le due funzioni $R_2(m_T)$ e $R_4(m_T)$, all'infinito, si avvicinano al limite inferiore da me ipotizzato (oltre a $R_1(m_T)$ e $R_3(m_T)$, che soddisfano tale limite per costruzione).

$R_i(m_T)$	a_{mean}	b_{mean}	c_{mean}
$R_1 = a e^{-b m_T} + r_p$	3.507	1.760	-
$R_2 = a e^{-b m_T} + c$	4.449	1.926	0.882
$R_3 = a m_T e^{-b m_T} + r_p$	7.089	2.485	-
$R_4 = a m_T e^{-b m_T} + c$	10.231	2.801	0.903

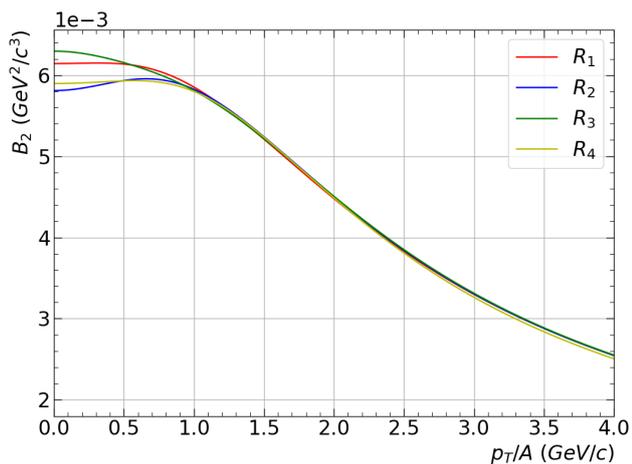
Tabella 3.1: Parametri medi delle funzioni $R_i(m_T)$ ottenuti attraverso 10^5 fit secondo il metodo descritto in Sez. 3.2.2. Nella prima colonna, la dipendenza di R da m_T , con a , b , c parametri liberi ed $r_p = 0.88$ fm. a è da intendersi espresso in fm, b in c^2/GeV , c in fm.

3.2.3 Dipendenza di B_A da p_T

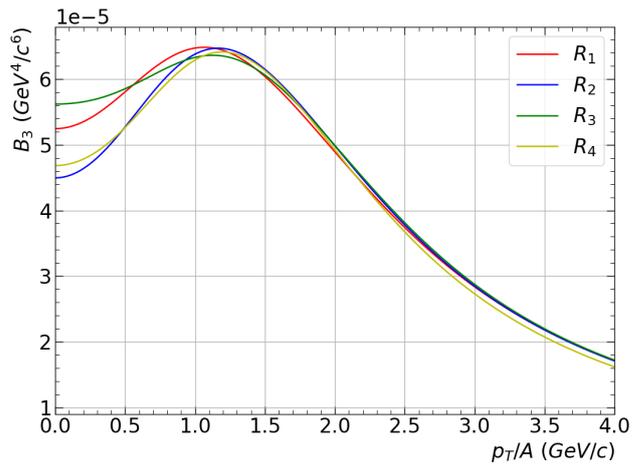
È possibile ora sostituire la dipendenza trovata di R da m_T (e dunque da p_T) nell'Eq. 2.20. In questo modo, ho potuto visualizzare (vedi Fig. 3.5) il parametro di coalescenza B_A in funzione dell'impulso trasverso per nucleone p_T utilizzando le quattro R_i trovate. I parametri usati per le R_i sono quelli riportati in Tab. 3.1.

Oltre a sottolineare i diversi ordini di grandezza della scala delle ordinate, si possono fare varie considerazioni. Come atteso, il parametro di coalescenza cala al crescere di p_T , poiché i nucleoni con maggiore impulso si allontanano più velocemente tra loro, ed è dunque più difficile che siano sufficientemente vicini per coalescere. In secondo luogo si

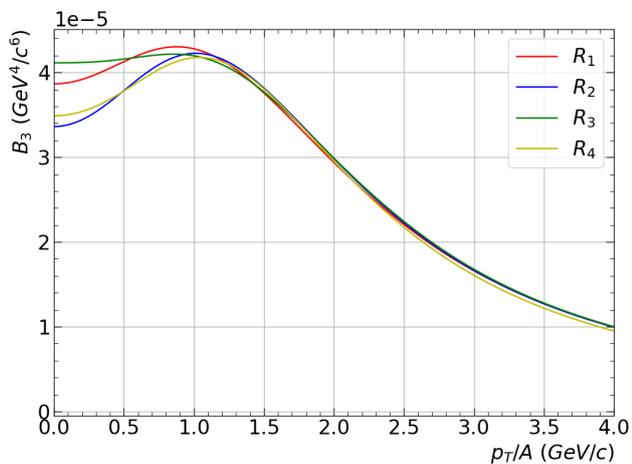
osserva che, escluso il caso del deutone, i nuclei presentano un parametro di coalescenza con un massimo vicino a $p_T = 1$ GeV per nucleone. Da ultimo, è possibile notare che tutte le $R_i(m_T)$ hanno una componente esponenziale che domina fino a $m_T \approx 1$ GeV, mentre per grandi m_T tale parte si annulla e si ha $B_A \propto 1/m_T^{A-1}$.



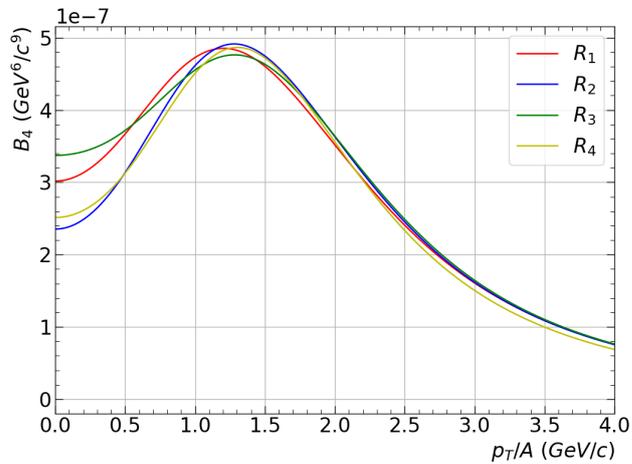
(a) deutone



(b) ${}^3\text{H}$



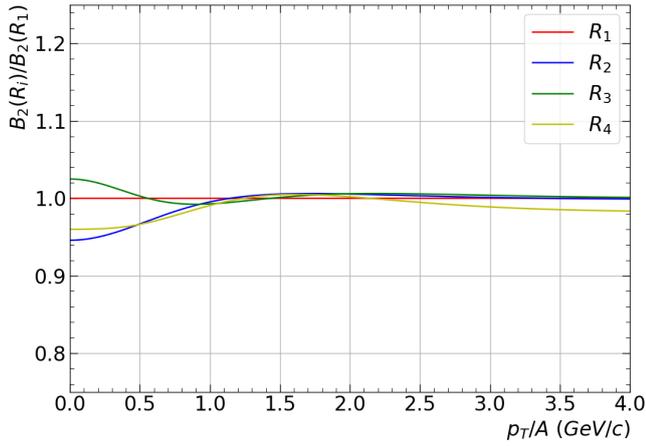
(c) ${}^3\text{He}$



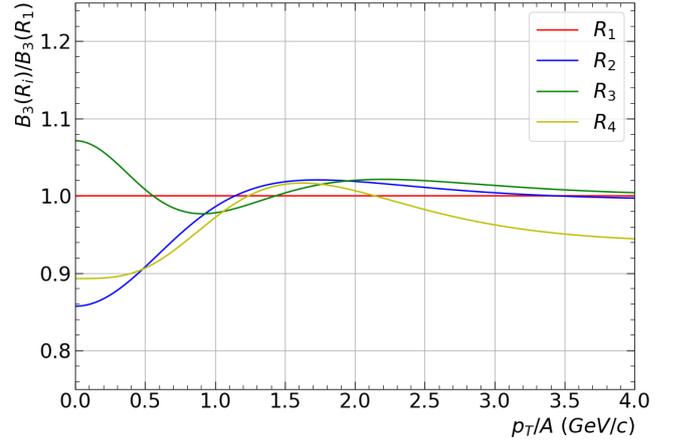
(d) ${}^4\text{He}$

Figura 3.5: Parametro di coalescenza in funzione dell'impulso trasverso per nucleone per deutone (a), ${}^3\text{H}$ (b), ${}^3\text{He}$ (c), ${}^4\text{He}$ (d). Le quattro linee di colori differenti rappresentano le quattro diverse dipendenze $R_i(m_T)$ riportate in Tab. 3.1 insieme ai parametri utilizzati.

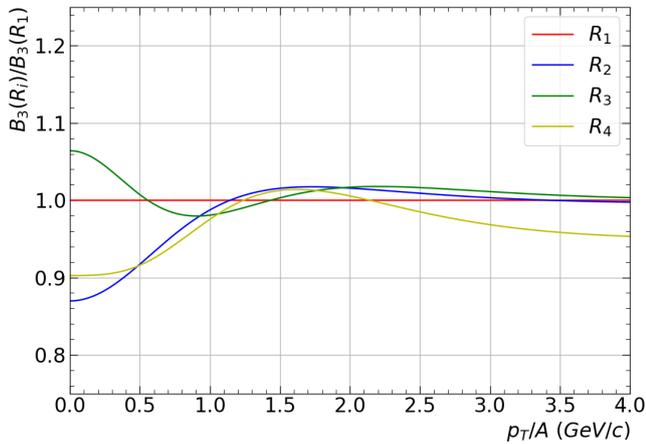
Per avere una stima approssimativa dell'errore sulle dipendenze ottenute, ho eseguito il rapporto tra $B_A(p_T)$ ottenuto da una specifica $R_j(m_T)$ e $B_A(p_T)$ ottenuto dalle altre $R_i(m_T)$, e osservato la massima differenza percentuale tra R_j e le R_i . In Fig. 3.6 è riportato il risultato di questo procedimento applicato ad $R_1(m_T) = a \exp(-b m_T) + r_p$ per le quattro specie di nuclei in esame.



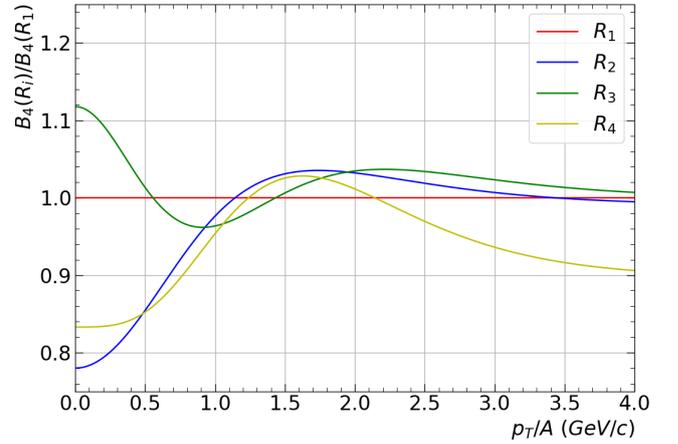
(a) deutone



(b) ${}^3\text{H}$



(c) ${}^3\text{He}$



(d) ${}^4\text{He}$

Figura 3.6: Rapporto tra i parametri di coalescenza ottenuti dalle $R_i(m_T)$ e da $R_1(m_T)$ (in rosso), in funzione dell'impulso trasverso per nucleone, per deutone (a), ${}^3\text{H}$ (b), ${}^3\text{He}$ (c), ${}^4\text{He}$ (d).

Si può notare, come si vede anche in Fig. 3.5, che l'incertezza legata al parametro è dovuta soprattutto all'andamento di R_i vicino a $p_T = 0$, ovvero quando i nucleoni sono più lenti, e nella regione per cui il raggio della sorgente non è misurato sperimentalmente, ma estrapolato tramite la funzione di fit. La differenza percentuale massima tra le curve cresce all'aumentare del numero di massa, passando da circa +2.5% e -5.5% per il deutone a circa +12% e -22% per l'elio-4. Si può avanzare l'ipotesi che tale incertezza sia legata alla dimensione del nucleo: per i nuclei leggeri trattati, la loro dimensione (rappresentata da r_A) diminuisce infatti all'aumentare del numero di massa (vedi Tab. 2.1). Si osserva quindi che più il nucleo è piccolo, più il processo di formazione è sensibile a parametrizzazioni della dimensione della sorgente in funzione di p_T/A .

3.2.4 Confronto delle previsioni con i dati sperimentali

Ho costruito un modello che permette, una volta nota la specie del nucleo leggero in esame, di ottenere il parametro di coalescenza dalla misura di p_T . Si vuole ora confrontare le previsioni del modello con i dati sperimentali, per verificarne o meno la correttezza. A tale scopo ho riportato in Fig. 3.7 il $B_A(p_T)$ per deutone ed elio-3 previsto dalle quattro $R_i(m_T)$, come già fatto in Fig. 3.5, questa volta aggiungendo al grafico il $B_A(p_T)$ misurato da ALICE in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV [64], per il deutone già riportati in Fig. 2.8. In particolare, per il deutone sono stati utilizzati i dati per eventi di classe di molteplicità HMI, mentre per l'elio-3 sono stati utilizzati i dati per eventi di classe di molteplicità HM⁴. Questo perché, per trovare $R_i(p_T)$, è stato eseguito un fit a dati provenienti da collisioni ad alta molteplicità (0-0.17%, vedi Sez. 3.2.1).

Escludendo una piccola intersezione tra dati e curve per $p_T \approx 0.5$ GeV/c per eventi HMI di deutone e $p_T \approx 0.75$ GeV/c per eventi HM di elio-3, i dati non seguono l'andamento previsto. Per p_T crescenti, il parametro di coalescenza misurato tende ad aumentare, mentre nel mio modello si ha $B_A \propto 1/m_T^{A-1}$. Ciò potrebbe indicare che il modello fisico utilizzato in partenza per arrivare all'Eq. 2.20 va corretto. Tenendo conto che il lavoro [85] ambiva a descrivere il fenomeno in vari sistemi di collisioni, partendo da quelle tra ioni pesanti, si nota che il modello della sorgente includeva una componente di espansione radiale collettiva del sistema. Questo, che influisce sulla dipendenza di B_A da m_T e p_T , potrebbe essere un punto che necessita di modifiche nel passaggio alla descrizione delle collisioni pp.

⁴A causa del basso numero di ³He osservato, non è possibile suddividere la classe HM in HMI, HMII, HMIII [64]

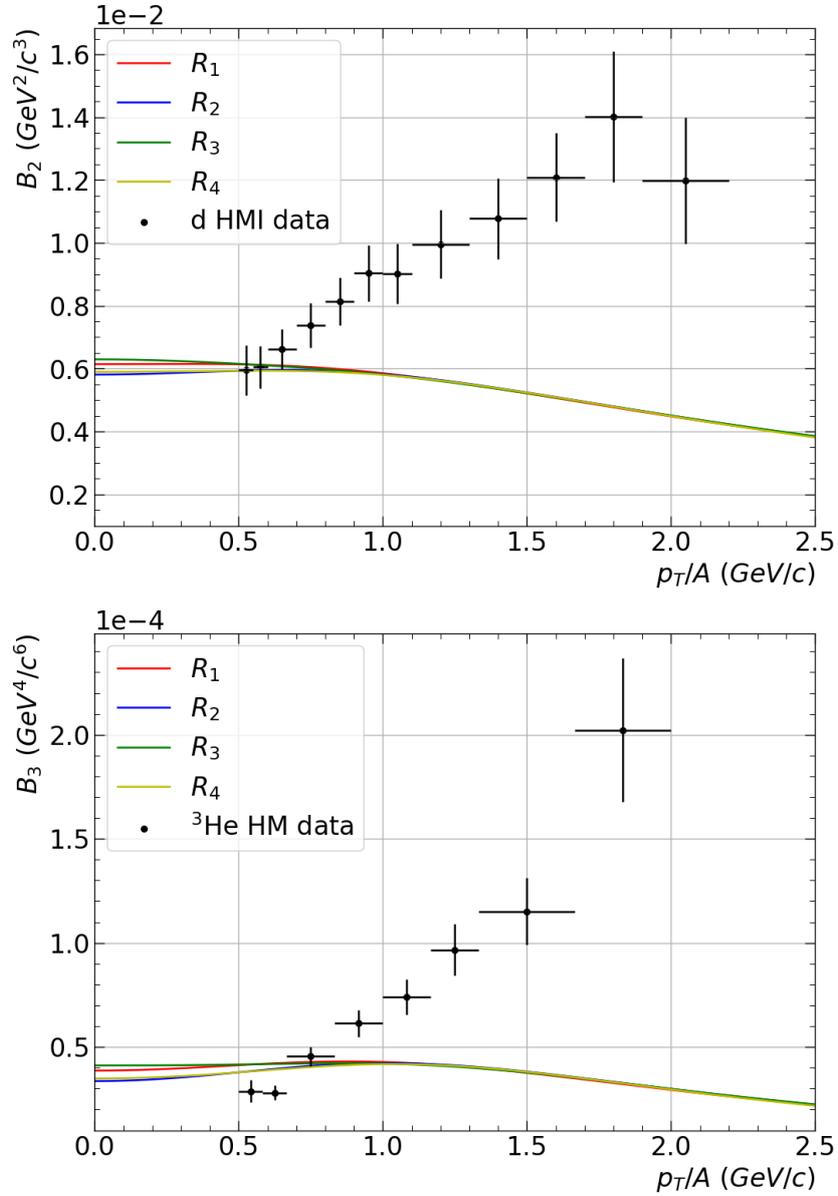


Figura 3.7: Confronto tra dati di ALICE [64] e previsioni del modello teorico sull'andamento del parametro di coalescenza in funzione dell'impulso trasverso per nucleone per deutone (in alto) e ^3He (in basso). Per il deutone sono stati considerati dati da eventi HMI, per l'elio dati da eventi HM. Le barre lungo R rappresentano le incertezze ottenute sommando in quadratura le incertezze statistiche e le incertezze sistematiche, mentre le barre lungo p_T corrispondono alla larghezza del bin scelta.

Capitolo 4

La sorgente di protoni in PYTHIA 8.3

I risultati ottenuti nel capitolo precedente sfruttavano un modello di coalescenza analitico [85], ed hanno evidenziato la necessità di superare tale modello poiché non concorde con i dati sperimentali. Un approccio alternativo per testare il modello di coalescenza è invece quello di simulare la produzione di (anti)nuclei leggeri per coalescenza di nucleoni tramite l'utilizzo di un generatore Monte Carlo al cui interno siano inserite le conoscenze su tutti i tipi di interazione che avvengono durante una collisione ad alta energia. Nei generatori comunemente usati nella fisica delle alte energie, però, nuclei e antinuclei non sono simulati, dunque la loro formazione va implementata *ad hoc* seguendo un modello specifico.

Alla luce di quanto detto finora, e cioè che la coalescenza dipende dalle caratteristiche della sorgente, a conclusione di questo lavoro di tesi ho quindi studiato la sorgente di particelle quale generata in PYTHIA 8.3, per future applicazioni alla simulazione della formazione di nuclei per coalescenza. In particolare, ho cercato di ottenere una caratterizzazione della sorgente di protoni in termini di coordinate spazio-temporali e di impulso trasverso dei protoni prodotti a rapidità centrale in seguito a una collisione pp.

4.1 Generatore Monte Carlo PYTHIA 8.3

Il principale obiettivo di PYTHIA è simulare la produzione di particelle in collisioni ad alta energia lungo un ampio range di scale energetiche accessibili agli esperimenti. Per ragioni pratiche, l'insieme di tutti i fenomeni fisici che hanno luogo durante il processo di collisione è suddiviso in un certo numero di componenti. Una naturale suddivisione può essere l'ordine temporale o, equivalentemente, l'ordine delle energie o degli impulsi trasversi; le interazioni fisiche più note e consolidate avvengono a piccole scale temporali e grandi energie, mentre le meno note a tempi lunghi e basse energie. L'ordine temporale

può essere rappresentato non con la solita freccia, ma con una finestra temporale centrata nella collisione che si espande avanti e indietro nel tempo, nella quale man mano vengono introdotti fenomeni fisici, fino a che non rimangono per esempio una coppia di protoni accelerati e un certo numero di particelle risultanti dalla collisione. Nello spazio dei momenti si fa invece riferimento scala di intensità che caratterizza ogni processo, solitamente quantificata con l'impulso trasverso p_T .

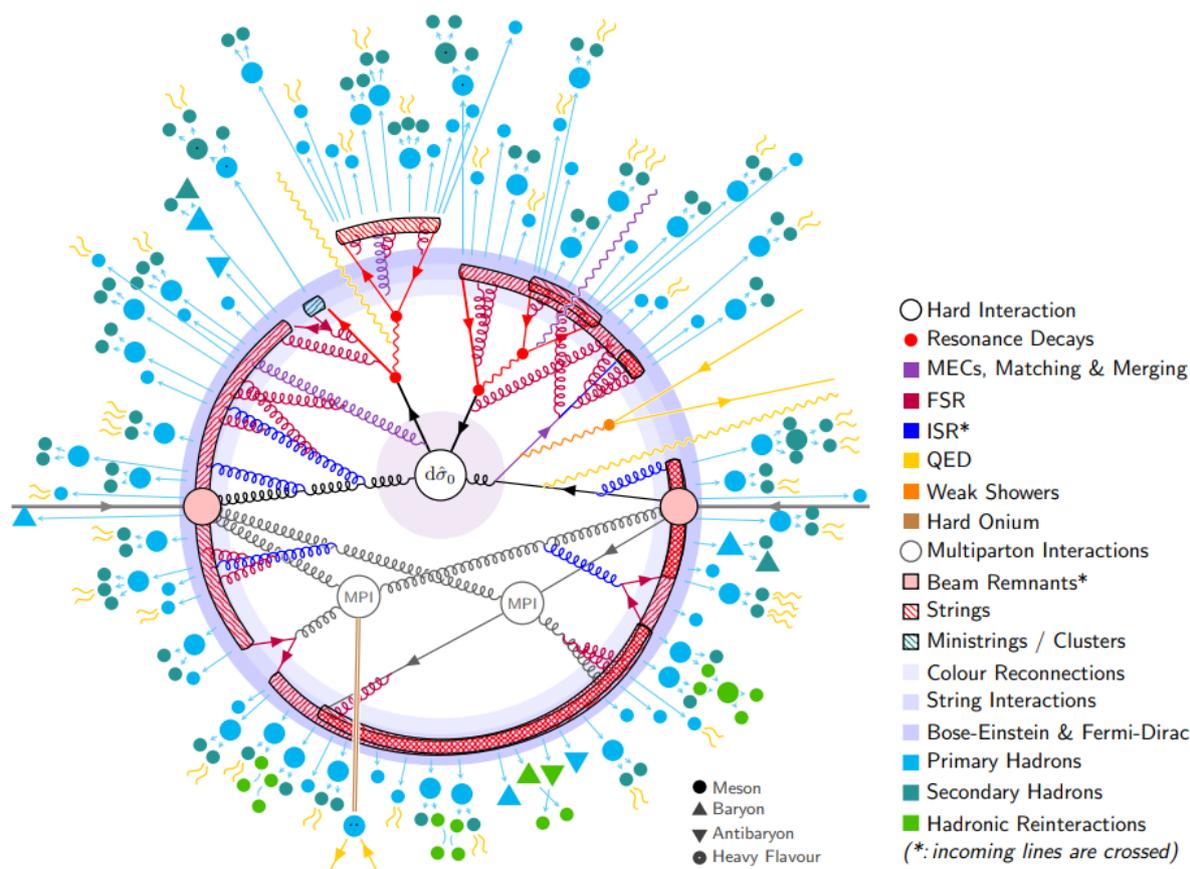


Figura 4.1: Rappresentazione schematica della struttura di un evento $pp \rightarrow t\bar{t}$ nel modello di PYTHIA 8.3 [96].

Consideriamo, per semplicità, un evento simulato $pp \rightarrow t\bar{t}$, il cui schema è riportato in Fig. 4.1. La coordinata radiale rappresenta la scala di intensità, a partire dal sotto-processo ad alto quadrimpulso trasferito ($d\sigma_0$), al centro, fino alle particelle stabili dello stato finale e alle particelle dei fasci incidenti, più all'esterno. Secondo l'ordine temporale (o di intensità), le componenti di una collisione ad alta energia sono:

1. L'interazione ad alto quadrimpulso trasferito (il processo principale) di due partoni, ognuno da uno dei due fasci collidenti, che origina stati partonari. I partoni ini-

ziali sono selezionati da funzioni di distribuzione partoniche (PDFs) per gli adroni collidenti, e la cinematica delle particelle risultanti è basata su elementi di matrice calcolati con la teoria perturbativa.

2. Tale processo può dare origine a un insieme di risonanze a vita breve, come i bosoni di gauge W^\pm e Z o quark top, i quali decadimenti devono essere considerati strettamente associati con il processo iniziale stesso.
3. Correzioni radiative ad ordine fissato possono essere incluse tramite combinazioni di correzioni, collegamenti e unioni di elementi di matrice. In Fig. 4.1, la regione viola rappresenta il range coperto da una generica unione di elementi di matrice agente sopra a una certa soglia p_T^{min} .
4. Può essere emessa radiazione dallo stato iniziale (ISR) di partoni, fotoni e altre particelle provenienti dai partoni collidenti (a cui comunemente ci si riferisce, insieme alla FSR, con il termine sciame di partoni).
5. Può essere emessa radiazione dallo stato finale (FSR) è rappresentata da partoni, fotoni e altre particelle risultanti dal processo principale e dal decadimento delle risonanze.
6. In date condizioni possono verificarsi altri fenomeni di interazione tra i partoni dei fasci collidenti (*Multiple Parton Interactions*, MPIs).
7. Ad un certo istante tra le MPIs e prima di alcuni decadimenti di risonanza, iniziano a formarsi dipoli di colore.
8. L'interazione forte dà luogo al confinamento dei partoni in singoletti di colore, chiamati stringhe. Ciò che rimane dei costituenti degli adroni iniziali viene inserito nei resti dei fasci. In Fig. 4.1, la transizione tra lo stadio partonico e lo stadio adronico dell'evento è evidenziato dall'anello concentrico in blu.
9. Le stringhe si frammentano in adroni in base al modello delle stringhe di Lund [97].
10. Le particelle identiche che si trovano vicine nello spazio delle fasi esibiscono il loro carattere fermionico (spin semintero) o bosonico (spin intero).
11. Gli adroni instabili prodotti nel processo di frammentazione decadono in altre particelle, finché non rimangono solamente stati stabili.
12. In regioni dello spazio delle fasi densamente popolate possono ridiffondere, riannichilire e/o ricombinarsi.

L'introduzione di fasci di ioni pesanti introduce nuove complessità in questa rappresentazione, mentre le collisioni leptoniche sono più semplici, poiché non coinvolgono complicazioni dettate dal carattere adronico di proiettile e bersaglio sopra descritte (ad esempio, non necessitano la conoscenza delle funzioni di densità di probabilità o non coinvolgono ISR).

Internamente, la struttura del generatore PYTHIA è divisa in livello del processo, livello partonico, livello adronico, e riflette il modello di collisione appena descritto per poter generare stati finali come possono essere rilevati negli esperimenti di collisione. Per più informazioni sulla generazione casuale Monte Carlo e sulla struttura di PYTHIA si rimanda a [96].

4.2 Studio della sorgente di particelle

Lo studio effettuato sulla sorgente si compone di due fasi:

1. La generazione degli eventi con PYTHIA 8.3 e la scrittura delle proprietà delle particelle su un file `.csv`.
2. L'analisi del file di dati risultante tramite Python.

4.2.1 Generazione degli eventi

La generazione degli eventi è stata eseguita configurando PYTHIA con il set di parametri *Monash 2013* [98], ad un'energia nel dentro di massa di 13 TeV. Si è lavorato considerando i processi della configurazione `SoftQCD:inelastic`, costruita per rappresentare la sezione d'urto totale delle collisioni adroniche, ma escludendo i processi di scattering elastico $AB \rightarrow AB$. Sono stati soppressi tutti i decadimenti dovuti all'interazione debole per adroni con sapori leggeri (e.g. π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 , $\Lambda\dots$), mentre sono abilitati i decadimenti deboli di leptoni e sapori pesanti, e decadimenti di risonanze adroniche dovuti alla forza forte.

Sono stati generati 10^5 eventi di collisione pp. Per ogni particella stabile nello stato finale sono stati scritte su un file `.csv` le seguenti proprietà: indice dell'evento, indice della particella nell'evento, codice PDG¹ della particella (grazie al metodo `id()` della classe `Particle`), le componenti dell'impulso tridimensionale (`Particle:px()`, `py()`, `pz()`), le coordinate spazio-temporali di produzione (`Particle:xprod()`, `yprod()`, `zprod()`, `tprod()`), la rapidità (`Particle:y()`). È importante sottolineare che, convenzionalmente, PYTHIA considera i fasci collidenti diretti lungo l'asse z .

¹Il codice PDG (*Particle Data Group*) è un intero associato in maniera univoca all'identità della particella [99].

4.2.2 Analisi dati e risultati

Ho eseguito la lettura del file contenente i dati sfruttando la libreria `pandas` di Python copiando il contenuto del file `.csv` su un `DataFrame`, selezionando solamente le particelle a rapidità centrale ($|y| < 1$) e convertendo le unità di misura delle coordinate spaziali da mm a fm e di quella temporale da mm/c a fm/c.

Come prima cosa, ho proceduto all'analisi della forma della sorgente. Realizzando il grafico tridimensionale riportante su ogni asse una coordinata spaziale di produzione della particella, ho ottenuto effettivamente una distribuzione pressoché sferoidale, qui non mostrata per mancanza di chiarezza del grafico. Per una rappresentazione grafica alternativa ho riempito tre istogrammi monodimensionali, uno per ogni coordinata spaziale. Dopo averli normalizzati ho eseguito un fit prima con una distribuzione gaussiana e poi con una lorentziana, che risultano però discostarsi evidentemente dall'istogramma osservato. Dunque ho ripetuto il fit, questa volta con la somma di una distribuzione gaussiana e una distribuzione lorentziana, ovvero con la funzione:

$$GLS(x) = a \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} + b \frac{1}{\pi\Gamma} \left[\frac{\Gamma^2}{(x-x_0)^2 + \Gamma^2} \right] , \quad (4.1)$$

Dove x_0 è il centro della distribuzione, σ^2 la varianza della gaussiana, Γ la larghezza a metà altezza della lorentziana, a e b coefficienti che indicano il peso della gaussiana e della lorentziana. Il risultato grafico è mostrato in Fig. 4.2 per i protoni e in App. B per tutte le particelle (campione inclusivo), mentre i parametri di interesse del fit sono riportati in Tab. 4.1.

Oggetti	Coordinata	x_0 ($\times 10^{-3}$ fm)	σ (fm)	Γ (fm)
Campione inclusivo	x	0.461	1.12	1.15
	y	1.70	1.12	1.13
	z	-0.762	0.453	1.65
Protoni	x	11.0	1.17	0.904
	y	-3.05	1.13	0.950
	z	-9.72	1.72	1.21

Tabella 4.1: Tabella riportante i principali parametri del fit della funzione in Eq. 4.1 all'istogramma delle coordinate di produzione di protoni (vedi Fig. 4.2) e particelle (App. B). Qui x_0 è il centro della distribuzione, σ la radice della varianza della gaussiana, Γ la larghezza a metà altezza della lorentziana. Gli errori sui parametri non sono stati riportati in tabella, poiché risultati tutti inferiori all'1%.

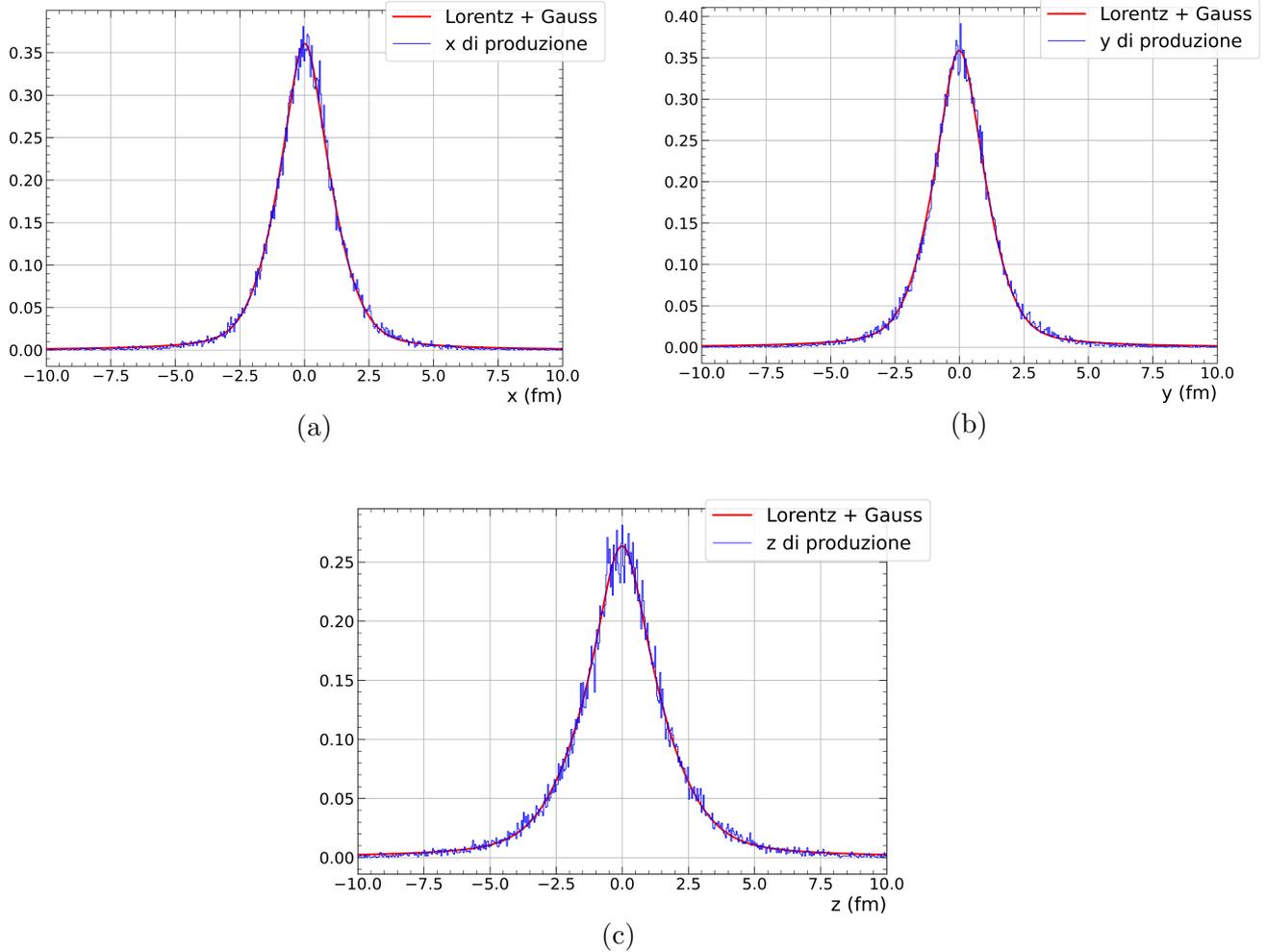


Figura 4.2: Istogrammi normalizzati delle coordinate spaziali x (a), y (b), z (c) di produzione dei protoni con rapidità centrale per 10^5 eventi generati con PYTHIA. La linea rossa rappresenta il fit effettuato con la somma di una distribuzione gaussiana e una lorentziana (vedi Eq. 4.1).

A causa della simmetria dei fasci collidenti, si osserva che gli istogrammi sono tutti centrati, entro le fluttuazioni statistiche, in zero. Per la simmetria rotazionale del sistema attorno all'asse z , inoltre, le distribuzioni in impulso lungo gli assi x e y sono pressoché identiche, mentre si discosta da queste la distribuzione lungo l'asse dei fasci z (si ricordi che sono state considerate solo particelle con rapidità centrale). Si può comunque concludere che la sorgente sia non puntiforme e pressoché isotropa. In particolare, la dimensione della regione di emissione è dell'ordine di grandezza del doppio di σ e Γ , ovvero ≈ 2 fm, consistente con quanto osservato nei dati di ALICE. Queste considerazioni sono valide sia per il caso dei soli protoni sia considerando il campione inclusivo.

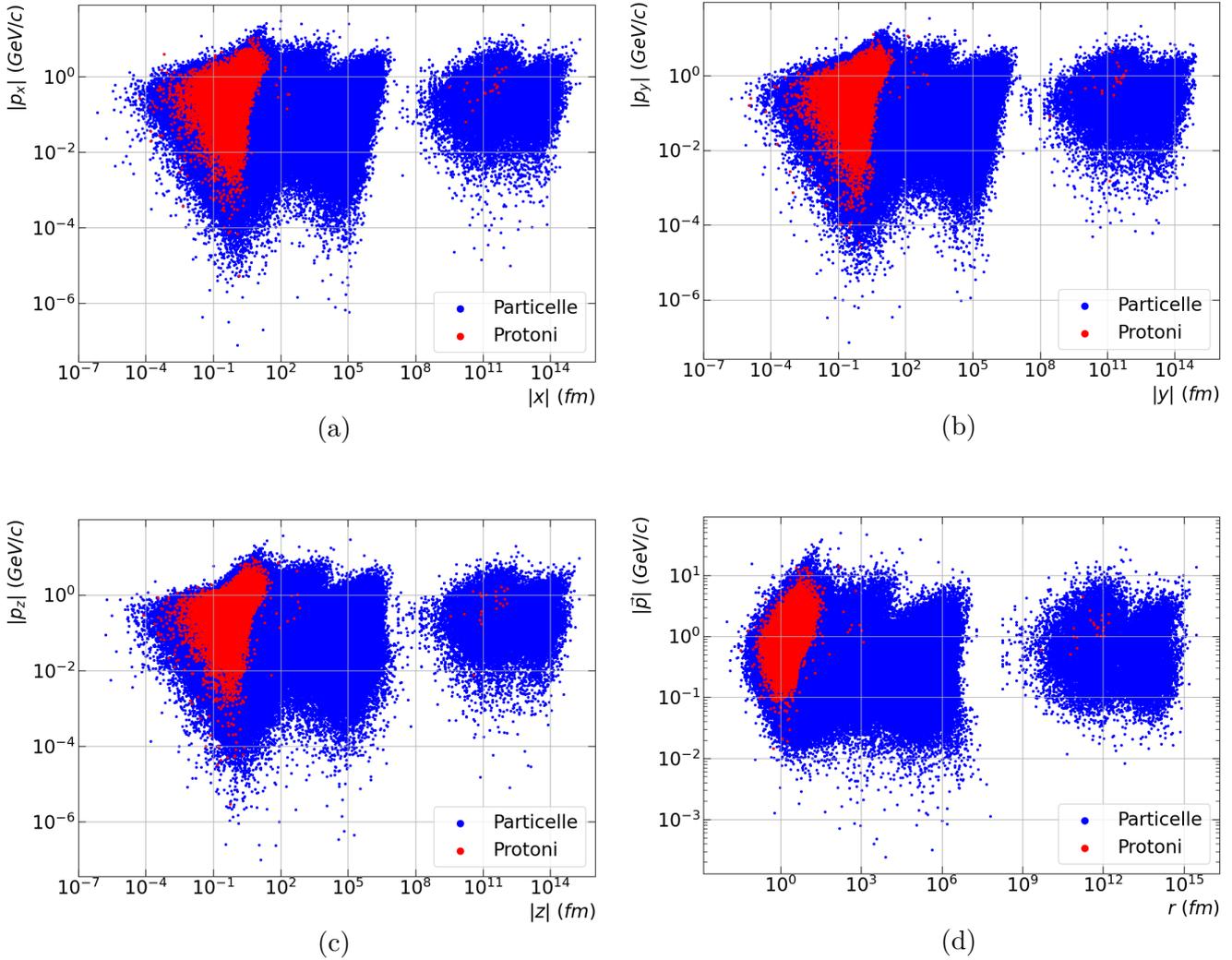


Figura 4.3: Relazione tra il valore assoluto delle componenti dell'impulso p_x (a), p_y (b), p_z (c) e il valore assoluto delle relative coordinate spaziali $|x|$, $|y|$, $|z|$, e tra il modulo dell'impulso $|\vec{p}|$ (d) e la distanza r del punto di produzione dall'origine, per campione inclusivo (in blu) e soli protoni (in rosso) a rapidità centrale.

Ho successivamente analizzato la relazione tra le componenti dell'impulso (p_x , p_y , p_z) e le relative coordinate spaziali (x , y , z), e tra il modulo dell'impulso $|\vec{p}|$ e la distanza r del punto di produzione dall'origine. Per poter avere una rappresentazione grafica più chiara, date le simmetrie del sistema (che ho confermato con un'osservazione grafica), ho assunto che le distribuzioni degli impulsi e delle coordinate spaziali siano simmetriche rispetto

allo zero. In questo modo, è possibile considerare i valori assoluti delle grandezze sopra elencate come rappresentativi di tutto il campione. In Fig. 4.3 è riportato il risultato grafico: in blu il campione inclusivo, in rosso i soli protoni.

Si può notare che i protoni formano un sottoinsieme del campione inclusivo, in particolare nel primo cluster a sinistra di ogni pannello di Fig. 4.3. È ragionevole supporre che l'agglomerato di particelle più a destra (ovvero a grandi distanze), dove i protoni sono quasi assenti, consista nelle particelle originate da decadimenti deboli. In effetti, a causa dei decadimenti soppressi dal codice scritto, i protoni sono coinvolti solamente in decadimenti deboli estremamente rari da parte di adroni contenenti quark pesanti.

Infine, in Fig. 4.4 è stata analizzata la relazione tra la distanza r del punto di produzione dall'origine e il tempo t di produzione sia del campione inclusivo che dei soli protoni. Si può notare che, eccetto tempi molto vicini al tempo della collisione, per i quali occorre considerare una sorgente iniziale non puntiforme, tutti i punti del grafico si trovano sotto alla retta di pendenza 45° , a conferma del fatto che le particelle si muovono sempre a velocità inferiori a c . Come in Fig. 4.3, i protoni prodotti a grandi distanze e a tempi lunghi ($t \approx 10^{12} \text{ fm}/c \approx 10^{10} \text{ s}$, ordine di grandezza delle vite medie di particelle che decadono per interazione debole) sono originati da decadimenti deboli.

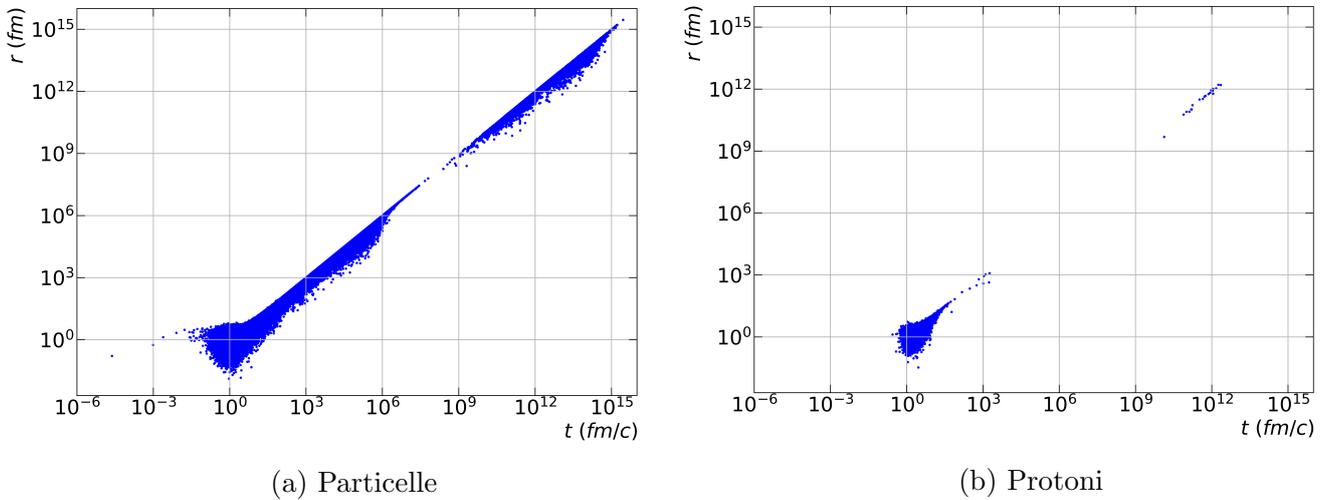


Figura 4.4: Distanza del punto di produzione dall'origine in relazione al tempo di produzione del campione inclusivo (a) e dei protoni (b) a rapidità centrale. Eccetto tempi molto vicini alla collisione, per i quali occorre considerare la dimensione non puntiforme della sorgente, tutti i punti del grafico si trovano sotto alla retta di pendenza 45° che rappresenta particelle che si muovono alla velocità della luce.

Un successivo passo per caratterizzare la sorgente in **PYTHIA**, non affrontato in questo lavoro, potrebbe essere quello di estrarre la dimensione della sorgente utilizzando il metodo impiegato in **ALICE**, ovvero studiando la distanza media tra le coppie di nucleoni con un certo impulso prodotte nelle collisioni.

Conclusioni

Lo studio dei flussi di antinuclei cosmici è di fondamentale importanza per cogliere tracce di processi legati alla materia oscura. Per rilevare un eventuale eccesso di antinuclei dovuto a particelle o interazioni al di fuori del Modello Standard, è necessario sviluppare un modello predittivo per la formazione di tali antinuclei in collisioni ad alte energie. Tale modello deve trovare riscontro nei dati sperimentali provenienti dagli acceleratori di particelle come LHC, dove la materia in condizioni estreme permette un'analisi approfondita dei processi fondamentali della formazione degli nuclei in collisioni pp, p-A e A-A.

In questa tesi ho analizzato un modello di coalescenza per la produzione di nuclei e antinuclei, concentrandomi sul parametro di coalescenza, grandezza che esprime la probabilità di formazione di un nucleo. In primo luogo, ne ho studiato la dipendenza da impulso trasverso, dimensione della sorgente e molteplicità. In seguito, con un fit a dati sperimentali raccolti da ALICE ho ricavato la dipendenza della dimensione della sorgente dall'impulso trasverso del nucleo. Da qui, ho potuto confrontare l'andamento previsto del parametro di coalescenza in funzione dell'impulso trasverso con le misure di ALICE. Se il parametro di coalescenza risultante dal modello tende a diminuire per grandi impulsi, al contrario i dati sperimentali seguono l'andamento opposto, e dunque non soddisfano le attese. Questo può indicare che le ipotesi riguardanti l'evoluzione della sorgente sottostanti il modello di partenza, sviluppato per collisioni tra ioni pesanti, non siano applicabili al caso delle collisioni pp.

Ho poi indagato il funzionamento generale del generatore di eventi Monte Carlo PYTHIA 8.3, ampiamente utilizzato per la simulazione di collisioni pp, p-A, A-A e leptoniche. Impostando la configurazione Monash 2013 in regime di Soft QCD inelastica, ho simulato 10^5 eventi di collisione pp. Dopo aver scritto su un file le proprietà delle particelle utili per la successiva analisi, ho studiato le coordinate spazio-temporali di produzione e l'impulso trasverso sia dei protoni che del campione inclusivo con rapidità centrale. le distribuzioni di ciascuna delle tre coordinate seguono un andamento compatibile con la somma di una distribuzione lorentziana e una gaussiana. In particolare, si può affermare che la sorgente di particelle sia non puntiforme e, con buona approssimazione, isotropa. Le stesse considerazioni valgono anche per i soli protoni, che mostrano comportamenti simili a quelli osservati nel caso del campione inclusivo.

Appendice A

Fit ai dati $R(m_T)$ di ALICE

In Fig. A.1 e A.2 sono riportati cinque fit eseguiti ai dati $R(m_T)$ di ALICE in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV ad alta molteplicità (0 - 0.17%), calcolati assumendo una sorgente puramente gaussiana [93]. Le funzioni qui utilizzate sono state successivamente scartate, poiché non corrispondenti ai criteri desiderati (vedi Sez. 3.2.1).

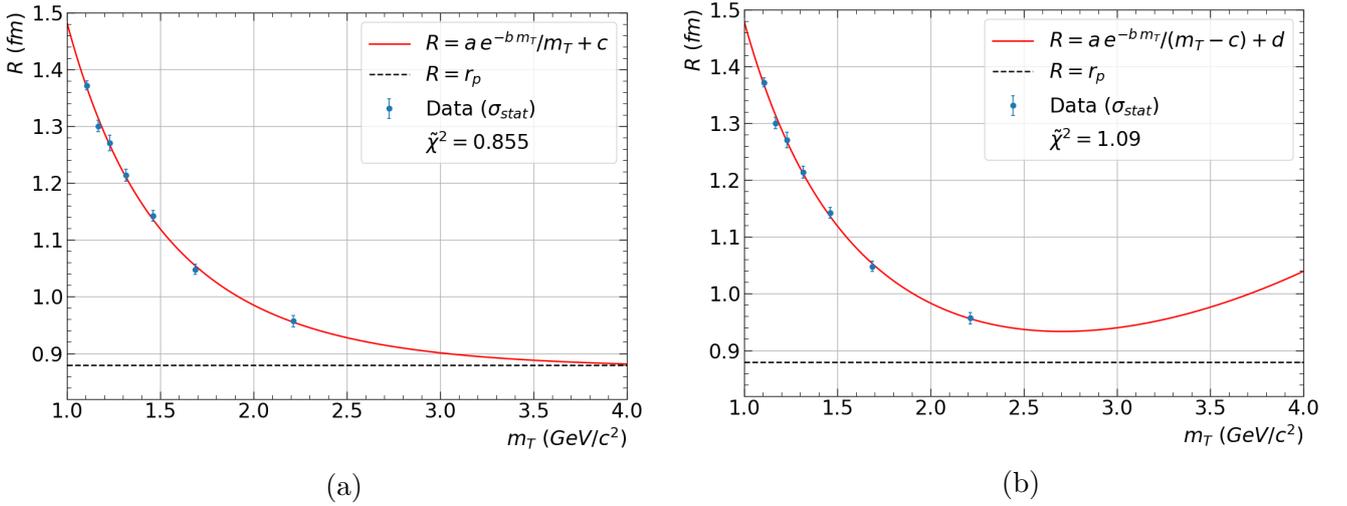
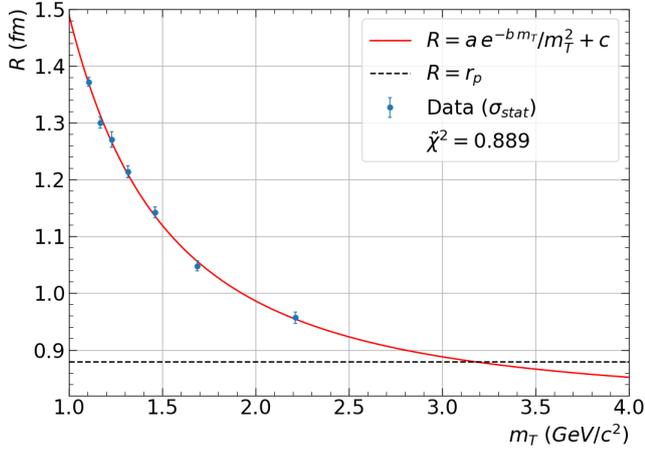
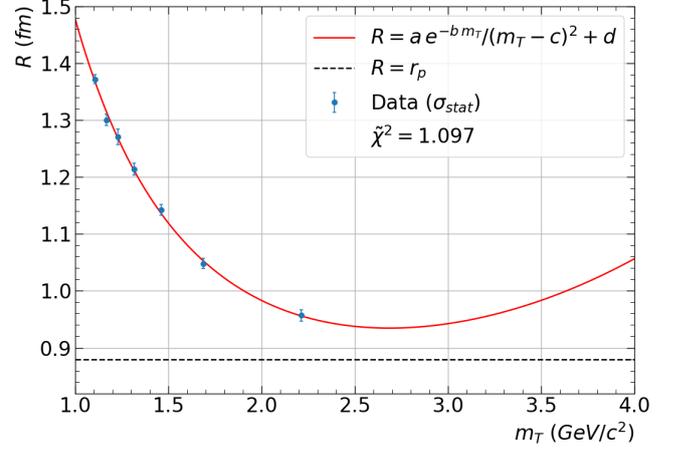


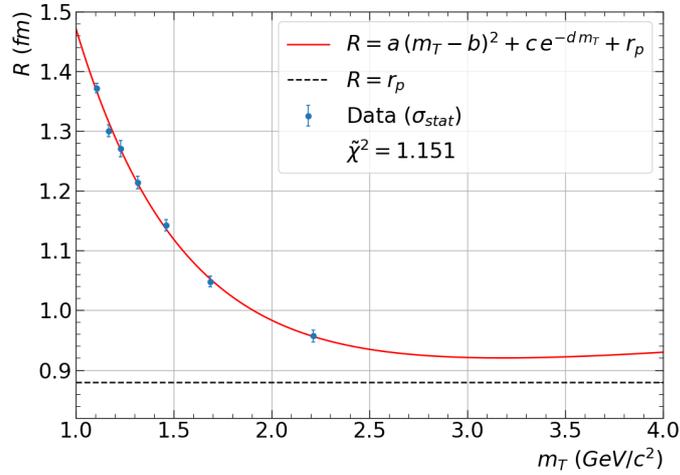
Figura A.1: In blu, i dati calcolati da ALICE per collisioni pp ad alta molteplicità [93] del raggio della sorgente in funzione dell'impulso trasverso per nucleone, a cui sono associati gli errori statistici usati per il fit. In rosso, le funzioni di fit $R_5(m_T)$ (a), $R_6(m_T)$ (b). La linea nera tratteggiata rappresenta il raggio del protone, assunto come limite inferiore. Nella legenda è riportato il chi quadro ridotto.



(a)



(b)



(c)

Figura A.2: In blu, i dati calcolati da ALICE per collisioni pp ad alta molteplicità [93] del raggio della sorgente in funzione dell'impulso trasverso per nucleone, a cui sono associati gli errori statistici usati per il fit. In rosso, le funzioni di fit $R_7(m_T)$ (a), $R_8(m_T)$ (b), $R_9(m_T)$ (c). La linea nera tratteggiata rappresenta il raggio del protone, assunto come limite inferiore. Nella legenda è riportato il chi quadro ridotto.

Appendice B

Coordinate di produzione delle particelle in PYTHIA

In Fig. B.1 e B.2 sono riportati gli istogrammi normalizzati delle coordinate spaziali di produzione del campione inclusivo con rapidità centrale, e la relativa interpolazione eseguita con l'Eq. 4.1.

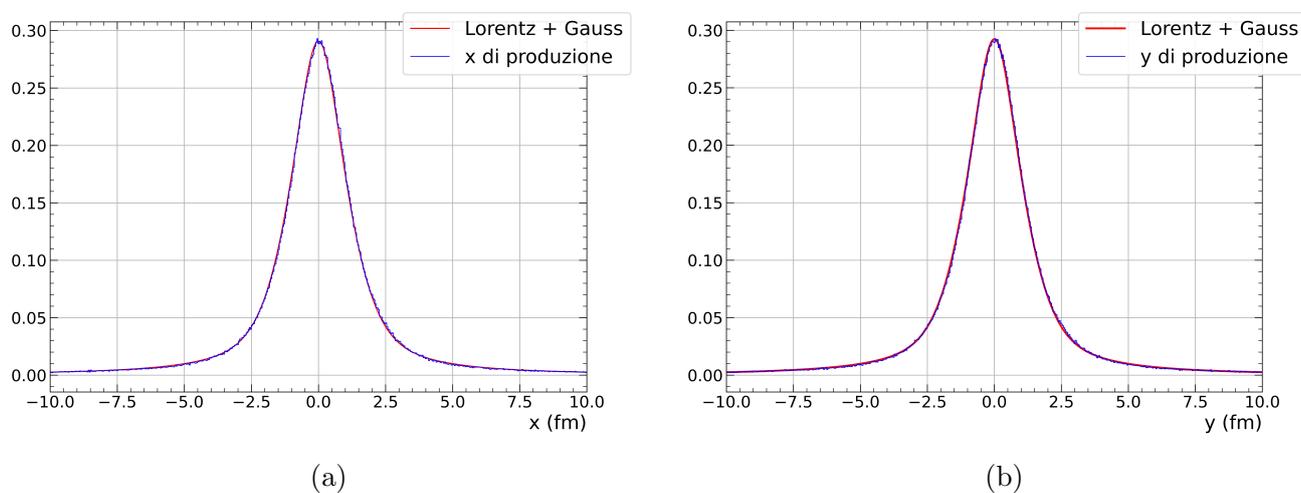


Figura B.1: Istogramma normalizzato delle coordinate x (a) e y (b) di produzione del campione inclusivo con rapidità centrale, per 10^5 eventi generati con PYTHIA. La linea rossa rappresenta il fit effettuato con la somma di una distribuzione gaussiana e una lorentziana (vedi Eq. 4.1).

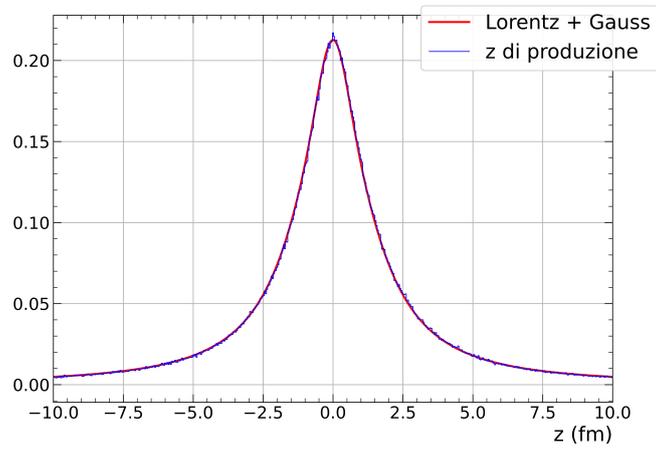


Figura B.2: Istogramma normalizzato della coordinata z di produzione del campione inclusivo con rapidità centrale, per 10^5 eventi generati con PYTHIA. La linea rossa rappresenta il fit effettuato con la somma di una distribuzione gaussiana e una lorentziana (vedi Eq. 4.1).

Bibliografia

- [1] Francesca Bellini. Light Antinuclei from the Laboratory to the Cosmos. *Nucl. Phys. News*, 32(1):11–15, 2022.
- [2] Fritz Zwicky. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica physica acta*, 6:110–127, 1933.
- [3] Horace W. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 498:41–51, Jan 1939.
- [4] P. J. E. Peebles. Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations. *The Astrophysical Journal*, 263, Dec 1982.
- [5] Planck CMB. https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_CMB.
- [6] Planck’s new cosmic recipe. <https://sci.esa.int/s/8o9qJ0w>.
- [7] Annika H. G. Peter. Dark Matter: A Brief Review. *1201.3942*, Jan 2012.
- [8] Zheng Cao. Dark matter: Candidates and searches. *Journal of Physics: Conference Series*, 1634:012158, 09 2020.
- [9] Edward W. Kolb et al. *The Early Universe*, volume 69. Addison-Wesley, 1990.
- [10] Kim Griest et al. Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles. *Phys. Rev. Lett.*, 64:615–618, Feb 1990.
- [11] Roberto D. Peccei. The strong CP problem and axions. In *Lecture Notes in Physics*, pages 3–17. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [12] M. Blennow et al. Neutrino Portals to Dark Matter. *Eur. Phys. J. C*, 79(7):555, 2019.
- [13] Leszek Roszkowski et al. WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects. *Reports on Progress in Physics*, 81(6):066201, May 2018.

- [14] N. P. Topchiev et al. High-energy gamma-ray studying with GAMMA-400 after fermi-LAT. *Journal of Physics: Conference Series*, 798:012011, Jan 2017.
- [15] N. Fornengo et al. Dark matter searches with cosmic antideuterons: status and perspectives. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(09):031–031, Sep 2013.
- [16] Particle Data Group, M.Tabanashi, et al. 2019 Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 98, 030001, (2018) and 2019 update.
- [17] H. Agakishiev et al. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. *Nature*, 475:412, 2011.
- [18] Marco Cirelli et al. Anti-helium from dark matter annihilations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(8), Aug 2014.
- [19] Fiorenza Donato et al. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Phys. Rev. D*, 62:043003, Jul 2000.
- [20] Andrew W. Strong and othersr. Diffuse continuum gamma rays from the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 537(2):763–784, Jul 2000.
- [21] Michael Korsmeier et al. Prospects to verify a possible dark matter hint in cosmic antiprotons with antideuterons and antihelium. *Phys. Rev. D*, 97(10):103011, 2018.
- [22] Eric Carlson et al. Antihelium from dark matter. *Phys. Rev. D*, 89:076005, Apr 2014.
- [23] P. von Doetinchem et al. Cosmic-ray antinuclei as messengers of new physics: status and outlook for the new decade. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(08):035–035, Aug 2020.
- [24] Alessandro Cuoco et al. Novel dark matter constraints from antiprotons in light of AMS-02. *Phys. Rev. Lett.*, 118:191102, May 2017.
- [25] H. Fuke et al. Search for cosmic-ray antideuterons. *Physical Review Letters*, 95(8), Aug 2005.
- [26] Kenichi Sakai et al. New result of Antideuteron search in BESS-Polar II. *PoS, ICRC2021:123*, 2021.
- [27] M. Boezio et al. PAMELA and indirect dark matter searches. *New Journal of Physics*, 11(10):105023, Oct 2009.
- [28] M. Casolino et al. Launch of the space experiment PAMELA. *Advances in Space Research*, 42(3):455–466, Aug 2008.

- [29] O. Adriani et al. Ten years of PAMELA in space. *Riv. Nuovo Cim.*, 40(10):473–522, 2017.
- [30] M. Ackermann et al. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope. *Phys. Rev. Lett.*, 108:011103, Jan 2012.
- [31] Aguilar et al. First result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110:141102, Apr 2013.
- [32] Igor V. Moskalenko et al. Challenging cosmic-ray propagation with antiprotons: Evidence for a “fresh” nuclei component? *The Astrophysical Journal*, 586(2):1050–1066, Apr 2003.
- [33] AMS-02 — The Alpha Magnetic Spectrometer. <https://ams02.space/>.
- [34] L. Accardo et al. High statistics measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 113:121101, Sep 2014.
- [35] V. Choutko et al. Cosmic Rays Antideuteron Sensitivity for AMS-02 Experiment. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 765–768, Jan 2008.
- [36] M. Aguilar et al. Towards understanding the origin of cosmic-ray positrons. *Phys. Rev. Lett.*, 122:041102, Jan 2019.
- [37] S. Ting. The first five years of the alpha magnetic spectrometer on the international space station. 2016.
- [38] Masayoshi Kozai. The GAPS experiment – a search for cosmic-ray antinuclei from dark matter. *Journal of Physics: Conference Series*, 1468(1):012049, Feb 2020.
- [39] Rene A. Ong et al. The GAPS Experiment to Search for Dark Matter using Low-energy Antimatter. *PoS, ICRC2017*:914, 2018.
- [40] T. Aramaki et al. Antideuteron sensitivity for the GAPS experiment. *Astroparticle Physics*, 74:6–13, Feb 2016.
- [41] M. Ajello et al. FERMI-LAT observation of high-energy γ -ray emission toward the galactic center. *The Astrophysical Journal*, 819(1):44, Feb 2016.
- [42] Tansu Daylan et al. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter. *Physics of the Dark Universe*, 12:1–23, 2016.

- [43] M. Ackermann et al. The Fermi galactic center GeV excess and implications for dark matter. *The Astrophysical Journal*, 840(1):43, may 2017.
- [44] Ming-Yang Cui et al. Possible dark matter annihilation signal in the ams-02 antiproton data. *Phys. Rev. Lett.*, 118:191101, May 2017.
- [45] Annika Reinert et al. A precision search for WIMPs with charged cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2018(01):055–055, Jan 2018.
- [46] Ming-Yang Cui et al. Revisit of cosmic ray antiprotons from dark matter annihilation with updated constraints on the background model from AMS-02 and collider data. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2018(06):024–024, Jun 2018.
- [47] Yu-Chen Ding et al. Prospects of detecting dark matter through cosmic-ray antihelium with the antiproton constraints. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(06):004–004, Jun 2019.
- [48] Johannes Herms et al. Antideuterons in cosmic rays: sources and discovery potential. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(02):018–018, feb 2017.
- [49] Kfir Blum et al. Cosmic rays, antihelium, and an old navy spotlight. *Phys. Rev. D*, 96:103021, Nov 2017.
- [50] Anirvan Shukla et al. Large-scale simulations of antihelium production in cosmic-ray interactions. *Phys. Rev. D*, 102:063004, Sep 2020.
- [51] Antonin Maire. *Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE*. PhD thesis, Strasbourg U., 2011.
- [52] ALICE Collaboration. System-size dependence of the charged-particle pseudorapidity density at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV for pp, p-Pb, and Pb-Pb collisions, 2022.
- [53] Quigg C. *Gauge Theories of the Strong Weak and Electromagnetic Interactions. Second ed.* Princeton New Jersey: Princeton University Press, 2013.
- [54] A. Bazavov et al. Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials. *Physics Letters B*, 795, 05 2019.
- [55] Szabolcs Borsanyi et al. QCD crossover at finite chemical potential from lattice simulations. *American Physical Society*, 125:052001, Jul 2020.
- [56] R. Vogt. *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*. Elsevier Science, 2007.
- [57] Raghunath Sahoo. Possible Formation of QGP-droplets in Proton-Proton Collisions at the CERN Large Hadron Collider. *AAPPS Bull.*, 29(4):16–21, 2019.

- [58] Jean-Yves Ollitrault. Relativistic hydrodynamics for heavy-ion collisions. *European Journal of Physics*, 29(2):275–302, Jan 2008.
- [59] Peter F. Kolb et al. Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions. *nucl-th/0305084*, pages 634–714, May 2003.
- [60] Fernando G. Gardim et al. Thermodynamics of hot strong-interaction matter from ultrarelativistic nuclear collisions. *Nature Phys.*, 16(6):615–619, 2020.
- [61] J. D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region. *Phys. Rev. D*, 27:140–151, 1983.
- [62] B. Abelev et al. Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE. *Phys. Rev. C*, 88:044909, Oct 2013.
- [63] Berndt Müller. Investigation of hot QCD matter: theoretical aspects. *Physica Scripta*, T158:014004, Dec 2013.
- [64] S. Acharya et al. Production of light (anti)nuclei in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2022(1), Jan 2022.
- [65] V. A. Schegelsky et al. A note on rapidity distributions at the LHC. *1010.2051*, 10 2010.
- [66] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [67] Claudio Bortolin et al. The ALICE experiment at CERN: development and commissioning of the cooling and control systems of the Silicon Pixel Detector and optimization of the LHC Exchange Interface project. Oct 2022.
- [68] 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. *Physical Review C*, 97(2), feb 2018.
- [69] 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*, 800:135043, 2020.
- [70] C. Van Der Leun et al. The deuteron binding energy. *Nuclear Physics A*, 380(2):261–269, 1982.
- [71] Peter J. Mohr et al. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014. *Rev. Mod. Phys.*, 88:035009, Sep 2016.
- [72] J. E. Purcell et al. Nuclear data sheets for $a = 3$. *Nuclear Data Sheets*, 130:1–20, 2015.

- [73] I. Angeli et al. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 99(1):69–95, 2013.
- [74] Meng Wang et al. The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Physics C*, 41(3):030003, Mar 2017.
- [75] M. M. Kachelrieß et al. Revisiting cosmic ray antinuclei fluxes with a new coalescence model. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(08):048–048, Aug 2020.
- [76] 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*, 93:024917, Feb 2016.
- [77] Susmita Acharya et al. Measurement of deuteron spectra and elliptic flow in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV at the LHC. *The European Physical Journal C*, 77, Oct 2017.
- [78] B. Abelev et al. Centrality dependence of π , k , and p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. C*, 88:044910, Oct 2013.
- [79] Humberto Garcilazo. Pion-deuteron breakup in the region of the (3,3) resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 48:577–580, Mar 1982.
- [80] Dmytro Oliinychenko et al. Microscopic study of deuteron production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV via hydrodynamics and a hadronic afterburner. *Physical Review C*, 99(4), Apr 2019.
- [81] S. T. Butler et al. Deuterons from high-energy proton bombardment of matter. *Phys. Rev.*, 129:836–842, Jan 1963.
- [82] Joseph I. Kapusta. Mechanisms for deuteron production in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 21:1301–1310, Apr 1980.
- [83] Rudiger Scheibl et al. Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 59:1585–1602, Mar 1999.
- [84] A. Shebeko et al. The one-body and two-body density matrices of finite nuclei with an appropriate treatment of the center-of-mass motion. *European Physical Journal A*, 27:143–155, 02 2006.
- [85] F. Bellini et al. Testing production scenarios for (anti-)(hyper-)nuclei with multiplicity-dependent measurements at the LHC. *Acta Physica Polonica B*, 50(6):991, 2019.

- [86] A. Andronic et al. Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions. *Physics Letters B*, 697(3):203–207, 2011.
- [87] A. Andronic et al. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy. *Nature*, 561, Oct 2017.
- [88] Volodymyr Vovchenko et al. Multiplicity dependence of light nuclei production at LHC energies in the canonical statistical model. *Physics Letters B*, 785:171–174, 2018.
- [89] Ekkard Schnedermann et al. Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV S+S collisions. *Phys. Rev. C*, 48:2462–2475, Nov 1993.
- [90] S. Acharya et al. Production of charged pions, kaons, and (anti-)protons in pb-pb and inelastic collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Physical Review C*, 101(4), Apr 2020.
- [91] J. Adam et al. Centrality dependence of pion freeze-out radii in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. C*, 93:024905, Feb 2016.
- [92] Kai-Jia Sun et al. Suppression of light nuclei production in collisions of small systems at the Large Hadron Collider. *Physics Letters B*, 792:132–137, 2019.
- [93] S. Acharya et al. Search for a common baryon source in high-multiplicity pp collisions at the LHC. *Physics Letters B*, 811:135849, 2020.
- [94] H. Gao et al. The proton charge radius. *Reviews of Modern Physics*, 94(1), Jan 2022.
- [95] J. C. Bernauer et al. High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton. *Phys. Rev. Lett.*, 105:242001, Dec 2010.
- [96] Christian Bierlich et al. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. *2203.11601*, Mar 2022.
- [97] B. Andersson et al. Parton fragmentation and string dynamics. *Physics Reports*, 97(2):31–145, 1983.
- [98] P. Skands et al. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune. *The European Physical Journal C*, 74(8), Aug 2014.
- [99] Particle Data Group, R. L. Workman, et al. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), Aug 2022. 083C01.

Ringraziamenti

Un sentito ringraziamento va alla prof.ssa Bellini per la grande disponibilità e l'attenzione a me dedicate lungo tutto il percorso di tesi.
Ringrazio anche la mia famiglia e tutti quelli che mi hanno accompagnato in questo cammino, talvolta prendendomi sulle spalle per aiutarmi a vedere più lontano.