

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Studio del comportamento collettivo nella
produzione di particelle in collisioni
ossigeno-ossigeno con EPOS4

Relatore:
Prof. Francesca Bellini

Presentata da:
Francesco Neri

Anno Accademico 2025/2026

Sommario

In collisioni tra ioni pesanti ultra-relativistici al *Large Hadron Collider* (LHC), in opportune condizioni sperimentali, è prodotto uno stato della materia fortemente interagente noto come plasma di quark e gluoni, o QGP. Il QGP si comporta come un fluido quasi perfetto e gli adroni che derivano dal suo raffreddamento conservano l'impronta del comportamento collettivo idrodinamico.

In questa tesi si presenta uno studio degli osservabili che possono essere utilizzati per caratterizzare il comportamento collettivo di pioni, kaoni e (anti)protoni prodotti in collisioni Ossigeno-Ossigeno ad un'energia del centro di massa per nucleone $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.36$ TeV.

Per fare ciò si è utilizzato EPOS4, un generatore di eventi basato su metodi Monte Carlo che permette di simulare collisioni di particelle e ioni pesanti ad alta energia tenendo conto o meno dell'idrodinamica dello stato intermedio.

I risultati ottenuti dimostrano le capacità predittive del simulatore per quanto riguarda effetti di flusso radiale, evidenziato nelle distribuzioni in momento trasverso di pioni, kaoni e (anti)protoni, e di flusso ellittico, studiato tramite correlazioni in angolo azimutale e pseudo-rapidità per coppie di particelle.

Indice

Introduzione	3
1 Fisica del QGP	5
1.1 Cromodinamica quantistica	5
1.1.1 Libertà asintotica e pQCD	7
1.1.2 Confinamento e lQCD	8
1.2 La transizione di fase	10
1.2.1 Condizioni critiche	11
1.3 QGP in laboratorio	13
1.3.1 Collisione di ioni pesanti	13
1.3.2 Centralità della collisione e modello di Glauber	13
1.3.3 Evoluzione di un evento	16
1.3.4 <i>A Large Ion Collider Experiment</i>	17
1.4 Osservabili del QGP	19
1.4.1 <i>Hard probes</i>	20
1.4.2 <i>Soft probes</i>	22
2 Fluidodinamica del QGP	24
2.1 Flusso radiale	24
2.2 Flusso anisotropo	27
2.3 Flusso anisotropo in sistemi piccoli	31
3 EPOS4	35
3.1 Interazioni primarie	36
3.2 Interazioni secondarie	37
3.2.1 Separazione <i>core-corona</i>	37
3.2.2 Evoluzione idrodinamica e adronizzazione statistica	38
3.2.3 Cascata adronica	40
4 Risultati	41
4.1 Proprietà generali	42
4.1.1 Centralità e molteplicità	42
4.1.2 Simmetria materia-antimateria	43
4.1.3 Distribuzioni in momento trasverso	44
4.2 Flusso radiale	53
4.3 Collettività e correlazioni tra particelle	59
Conclusioni	63

Introduzione

Il Modello Standard della fisica delle particelle [1–4] è un modello teorico che presenta la descrizione delle interazioni fondamentali e dei primi costituenti della materia nella forma di particelle fondamentali. Questo modello è sviluppato sulla base della teoria dei campi quantizzati (*quantum field theory*, QFT) [5] e presenta grandissime capacità predittive.

Le interazioni fondamentali sono risultato della richiesta di simmetria della lagrangiana del modello standard per trasformazioni di gauge locale. L’interazione forte è risultato della simmetria per trasformazioni del gruppo $SU(3)_c$, l’interazione debole per trasformazioni del gruppo $SU(2)_L$ e l’interazione elettromagnetica per trasformazioni del gruppo $U(1)$. Data una trasformazione del gruppo $SU(N)$, l’ordine N identifica il numero di “cariche” con cui si accoppia l’interazione, mentre il numero di generatori della trasformazione (pari a $N^2 - 1$) è pari al numero di mediatori.

I mediatori delle interazioni sono bosoni (spin intero), mentre i costituenti della materia sono fermioni (spin $\frac{1}{2}$) e sono suddivisi in funzione delle interazioni a cui sono soggetti:

- Fanno parte del *settore adronico* i *quark*: particelle di carica elettrica frazionaria che sentono la forza forte, oltre a quella debole ed elettromagnetica. In condizioni standard i quark e i *gluoni*, mediatori dell’interazione forte, sono confinati all’interno di particelle composte dette *adroni*, prendendo così il nome di *partoni*. Fra gli adroni si contano i protoni e i neutroni, costituenti dei nuclei atomici.
- Fanno parte del *settore leptonic* i *leptoni*: particelle che sentono la forza debole ed elettromagnetica (se carichi), ma non sentono l’interazione forte. Fra di esse è presente il ben noto elettrone.

Negli anni ’70 la ricerca teorica ha portato all’ipotesi che la materia adronica, se posta in condizioni estreme, potesse essere soggetta ad una transizione di fase ad un plasma di quark e gluoni (QGP). Ciò che rende il QGP uno stato della materia *sui generis* è il comportamento dei quark al suo interno: non più confinati all’interno degli adroni, ma deconfinati.

La teoria del Big Bang e la cosmologia moderna ipotizzano che nei primi istanti di vita dell’universo e all’interno delle stelle di neutroni tali condizioni estreme siano raggiunte [6]. Allo stesso tempo, all’LHC di Ginevra e al *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) di Brookhaven è possibile raggiungere tali condizioni tramite collisione di ioni pesanti relativistici A-A. Purtroppo non si può osservare direttamente il QGP in quanto ha vita media troppo breve e si è obbligati a determinare la sua avvenuta produzione e le sue caratteristiche dai prodotti della collisione, effettivamente misurabili dai rivelatori. Esistono diverse tracce caratteristiche, chiamate in gergo “pistole fumanti” (*smoking guns*), che assicurano la produzione del QGP; queste tracce in linea teorica non sono presenti in collisioni di sistemi più piccoli, ad esempio protone-protone (pp) o protone-ione (p-A), che vengono quindi usati come riferimento.

Sui fondamenti teorici del QGP, sulle sue caratteristiche generali e sui suoi osservabili ai collisionatori si concentrerà il primo capitolo di questa tesi.

Il QGP però non deve essere pensato come un gas i cui componenti non interagiscono fra di loro. Infatti, i costituenti continuano ad interagire tramite la forza forte, rendendo così questo stato della materia più simile ad un fluido che ad un gas. Risulta quindi d'interesse per la ricerca studiare la fluidodinamica del plasma di quark e gluoni e come essa influenzi gli osservabili delle particelle prodotte dalla collisione e che interagiscono con esso.

Sulla teoria alla base della fluidodinamica del QGP e sui suoi osservabili ai collisionatori si concentrerà il secondo capitolo di questa tesi.

Per quanto le collisioni protone-protone e protone-ione siano state usate come riferimento per la ricerca delle *smoking guns* nelle collisioni ione-ione, si è osservata la presenza di alcune di queste anche in sistemi piccoli. Ciò ha portato la comunità scientifica a chiedersi se, nel caso in cui le condizioni fossero raggiunte, fosse possibile creare un QGP pure da collisione di ioni leggeri e, nel caso, se gli osservabili caratteristici evolvessero in modo continuo dai piccoli sistemi (pp o OO) ai grandi sistemi (Pb-Pb).

L'obiettivo di questa tesi è l'analisi delle previsioni per il moto collettivo del sistema prodotto in collisioni ossigeno-ossigeno a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV fornite dal simulatore EPOS4.

Dopo i primi due capitoli necessari per la comprensione dei fenomeni d'interesse, il terzo capitolo descriverà i modelli teorici su cui si basa EPOS4 e nel quarto verranno presentate le previsioni fornite dal simulatore.

Capitolo 1

Fisica del QGP

1.1 Cromodinamica quantistica

La cromodinamica quantistica (*quantum chromodynamics*, QCD) è la teoria di gauge che descrive l'interazione forte tra quark e gluoni e nel modello standard ha origine dalla simmetria per trasformazioni di gauge locale $SU(3)_c$ [7].

Allo stesso modo in cui l'interazione elettromagnetica agisce sulla carica elettrica, l'interazione forte agisce su tre cariche distinte, dette “cariche di colore”: rosso, verde e blu. La carica di colore ha un corrispettivo nella carica di “anticolore”.

Come anticipato, i quark sono le particelle fondamentali che possono interagire tramite l'interazione forte, in quanto portatori di carica di colore. Essi hanno carica frazionaria e nel Modello Standard esistono sei “*flavour*” di quark che si distinguono a seconda della loro massa. In Tab. 1.1 si riportano le loro caratteristiche.

nome	simbolo	carica (e)	massa
<i>up</i>	u	$+\frac{2}{3}$	2.16 MeV
<i>down</i>	d	$-\frac{1}{3}$	4.70 MeV
<i>strange</i>	s	$-\frac{1}{3}$	93.5 MeV
<i>charm</i>	c	$+\frac{2}{3}$	1.273 GeV
<i>bottom</i>	b	$-\frac{1}{3}$	4.183 GeV
<i>top</i>	t	$+\frac{2}{3}$	≈ 170 GeV

Tabella 1.1: In tabella si riportano nome, simbolo, carica elettrica per unità della carica fondamentale e e massa dei quark nel modello standard. I dati sono stati presi dal Particle Data Group [8].

I mediatori dell'interazione forte sono otto bosoni vettori (spin 1) non massivi detti *gluoni*. Poiché le trasformazioni del gruppo $SU(3)_c$ sono non-abeliane, in quanto i generatori della simmetria sono descritti da operatori non commutanti, i mediatori dell'interazione forte sono in grado di interagire tra loro. Ciò significa che i gluoni risultano portatori di carica di colore, specificatamente trasportano una combinazione di colore e anticolore, e possono interagire con i quark o con altri gluoni. I possibili vertici nei diagrammi di Feynman della QCD sono riportati in Fig. 1.1. L'interazione forte conserva sia la carica di colore sia il flavour dei quark.

L'intensità dell'interazione forte è descritta dalla costante di accoppiamento forte α_s . Quest'ultima è soggetta al processo di rinormalizzazione della QFT, che permette di maneggiare le correzioni infinitamente grandi alla massa e alla carica di una particella dovute agli effetti virtuali che la circondano [5]. Tale processo consiste nell'ipotizzare

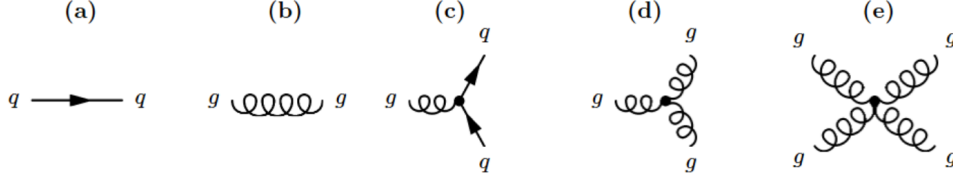


Figura 1.1: In figura vengono riportati i termini della lagrangiana della QCD in diagrammi di Feynman. In (a) e (b) vengono rappresentati i termini di propagazione libera rispettivamente di un quark q e di un gluone g . In (c) viene rappresentato il vertice d'interazione fra un gluone g e una coppia $q\bar{q}$, mentre in (d) ed (e) vengono riportati i vertici di autointerazione rispettivamente fra tre (ggg) e quattro ($gggg$) gluoni. Fonte: [9].

che ogni quark possenga una carica di colore “nuda“, infinita e non osservabile, ed una carica di colore “efficace“ che si può osservare tramite l'interazione con una sonda di colore arbitrario. Per valutare la carica di colore efficace è necessario tenere conto di tutti i possibili fenomeni virtuali che rivestono il quark, descritti da diagrammi di Feynman di ordine superiore al primo. Questi effetti virtuali, che influenzano la carica di colore osservata dalla sonda, includono la formazione di loop fermionici $q\bar{q}$ e, per la non-abelianità della QCD, loop gluonici gg (Fig. 1.2).

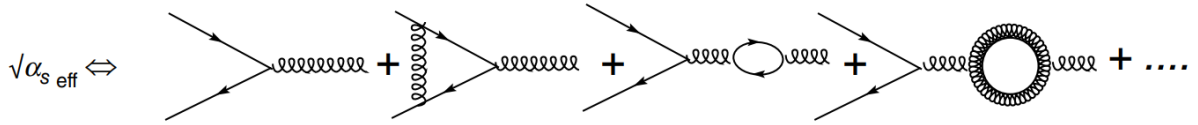


Figura 1.2: Si riportano i diagrammi di Feynman che costituiscono la nuvola di effetti virtuali attorno ad un quark. Gli ultimi due diagrammi rappresentano i loop fermionici e gluonici. Fonte: [7].

Il contributo dei diagrammi di Feynman ad ordine superiore risulta dipendente dall'energia dei gluoni emessi, quindi l'intensità della carica di colore efficace risulta dipendente dalla distanza dal quark a cui si trova la sonda di colore. I loop fermionici schermano la carica di colore del quark, diminuendo la sua intensità a grandi distanze, come succede nel fenomeno di polarizzazione del vuoto alla base del processo di rinormalizzazione della costante di struttura fine α nella Elettrodinamica Quantistica (*Quantum Electrodynamics*, QED). Allo stesso tempo però i loop gluonici producono l'effetto opposto di “anti-schermatura” della carica di colore, aumentandone l'intensità ad alte distanze.

Combinando l'effetto dei loop fermionici e gluonici sulla carica di colore efficace di un quark la costante di accoppiamento forte α_s risulta dipendente dal modulo quadro del quadrimpulso trasferito in un'interazione forte $|Q|^2$. Di seguito si riporta la soluzione a un *loop* della costante di accoppiamento *running*, valida nel regime perturbativo [7]

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f) \ln(|Q|^2/\mu^2)} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(|Q|^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \quad (1.1)$$

con

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2(n_f) = \mu^2 \exp \left[-\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \right]$$

dove $\alpha_s(\mu^2)$ è il valore della costante di accoppiamento ad una certa scala di energia μ^2 , mentre n_f rappresenta il numero di flavour dei quark che possono partecipare ai loop fermionici a tale energia, quindi quelli con massa $m_f < \mu/2$.

La costante di accoppiamento non può essere misurata direttamente, ma viene studiata indirettamente tramite osservazioni fenomenologiche. Gli esperimenti condotti fino ad ora hanno consentito di stimare come valore globale $\alpha_s(M_Z^2) = (0.1179 \pm 0.0009)$ [8], dove $\mu = M_Z \approx 93$ GeV è la massa del bosone Z . A tale energia $n_f = 5$, in quanto tutti i quark fino al *bottom* possono essere prodotti in fenomeni di polarizzazione del vuoto, e $\Lambda_{QCD} = 215$ MeV, che rappresenta la scala caratteristica della QCD associata all'insorgenza del regime non perturbativo.

Da Eq. (1.1) si vede che:

- All'aumentare dell'energia di interazione (e quindi al diminuire della distanza d'interazione) la costante di struttura fine diminuisce, fino a raggiungere il limite $|Q| \rightarrow \infty$ in cui $\alpha_s \rightarrow 0$.
- Al diminuire dell'energia di interazione (e quindi all'aumentare della distanza d'interazione) la costante di struttura fine aumenta, fino a raggiungere il limite $|Q| \rightarrow \Lambda_{QCD}$ in cui $\alpha_s \rightarrow \infty$;

Questo comportamento, opposto a quello della costante di accoppiamento elettromagnetica, evidenzia due meccanismi fondamentali delle interazioni forti: il confinamento e la libertà asintotica.

1.1.1 Libertà asintotica e pQCD

L'idea alla base della libertà asintotica, presentata per la prima volta da Gross e Wilczek [10] e, indipendentemente, da Politzer [11], consiste nel fatto che per interazioni forti ad alto momento trasferito la costante di accoppiamento forte α_s assume valori piccoli.

La libertà asintotica caratteristica della QCD permette di fare previsioni per processi ad alto momento trasferito, detti *hard*, dove α_s assume valori piccoli, tramite calcoli perturbativi. A seconda dell'ordine a cui si ferma il calcolo perturbativo si dà un nome alla previsione: *Leading order* (LO) se il calcolo si ferma a ordine 0, *Next to leading order* (NLO) se si ferma a ordine 1, *Next to next leading order* (NNLO) se si ferma a ordine 2 e così via. Questo metodo di fare previsioni è detto QCD perturbativa (*perturbative QCD*, pQCD).

Ai collisionatori che operano ad alte energie è possibile studiare processi con grande momento trasferito, confrontabile con l'energia disponibile nel centro di massa della collisione $\sqrt{s}$. Nel caso del Large Hadron Collider (LHC), tale energia raggiunge l'ordine dei TeV, rendendo accessibile il regime perturbativo della QCD. Ciò permette di confrontare le misure sperimentali con le previsioni della pQCD e di determinare la costante di accoppiamento forte α_s a elevate scale di energia (Fig. 1.3).

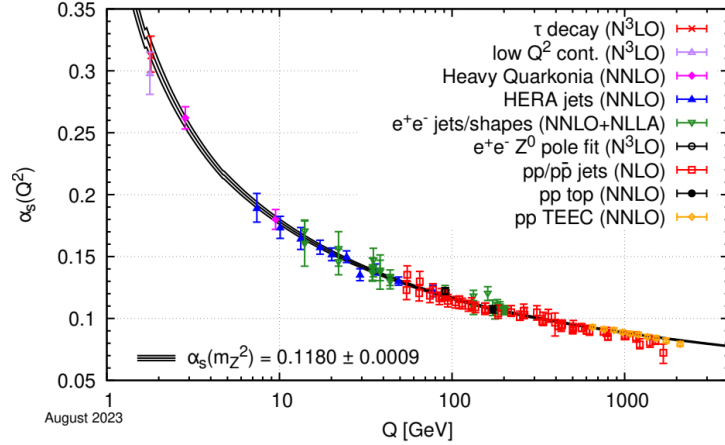


Figura 1.3: Sommario delle determinazioni di α_s in funzione del quadrimomento trasferito $|Q|$ (punti colorati) comparato con l'andamento dell'accoppiamento prendendo in entrata il valore globale fornito dal Particle Data Group. Fonte: [8].

1.1.2 Confinamento e lQCD

La divergenza di α_s per $|Q| \rightarrow \Lambda_{QCD}$ è la causa del fenomeno di confinamento dei quark all'interno degli adroni e, quindi, dell'impossibilità di osservare quark liberi. Per questo motivo i quark non sono mai osservati come particelle libere, ma soltanto confinati in stati adronici. Gli adroni sono classificati in mesoni, costituiti da una coppia quark e anti-quark, barioni, costituiti da tre quark, e adroni esotici, contenenti 4 e 5 quark. Si consideri ad esempio una coppia $q\bar{q}$ interagente. All'aumentare della distanza fra i quark la costante di accoppiamento aumenta tendendo all'infinito, impedendo ad essi di svincolarsi e confinandoli all'interno di un mesone.

Il grande valore di α_s in interazioni con basso momento trasferito, dette *soft*, impedisce di utilizzare metodi perturbativi per fare previsioni teoriche. Le principali previsioni teoriche vengono quindi ottenute mediante calcoli di *lattice QCD* (lQCD), una formulazione numerica della QCD che permette di determinare, tra le altre cose, l'equazione di stato della materia forte e le proprietà della transizione verso il QGP.

Sebbene oggi la *lattice QCD* costituisca il principale strumento quantitativo, modelli come il potenziale di Cornell e il MIT *bag model* continuano a essere molto utili dal punto di vista concettuale per descrivere il confinamento dei quark e introdurre le idee che porteranno alla discussione della transizione di fase.

Potenziale di Cornell

Il potenziale di Cornell [12] modella l'interazione forte che si instaura in una coppia $q\bar{q}$ nel vuoto a $T = 0$ K tramite un potenziale centrale dato dalla somma tra un termine coulombiano ($\propto -r^{-1}$) a piccole distanze e lineare ($\propto r$) a grandi distanze (Fig. 1.4, sinistra). Questo modello descrive correttamente l'impossibilità di osservare uno stato $q\bar{q}$ non legato in quanto tale potenziale non presenta un massimo.

L'interazione fra i due quark viene rappresentata tramite un tubo di flusso di colore, anche chiamato "stringa" (Fig. 1.4, destra). Tale tubo di colore è costituito da gluoni che, essendo carichi di colore, interagiscono fra di loro. Per questo motivo esso possiede una tensione, ovvero una densità lineare di energia pressoché costante. Di conseguenza, all'aumentare della distanza tra i quark aumenta la lunghezza della stringa e quindi cresce linearmente l'energia potenziale immagazzinata nel campo di colore. Tale aumento

dovrebbe essere teoricamente indefinito, ma nella realtà il sistema raggiungerà eventualmente un punto in cui è energeticamente favorito creare una nuova coppia $q\bar{q}$, portando alla rottura della stringa che legava i primi due quark e alla formazione di nuovi tubi di colore a coppie. La produzione di nuove coppie quark-antiquark durante la rottura della stringa impedisce l'osservazione di quark liberi: ogni tentativo di separare due quark porta infatti alla formazione di nuovi adroni, anziché all'isolamento dei loro costituenti.

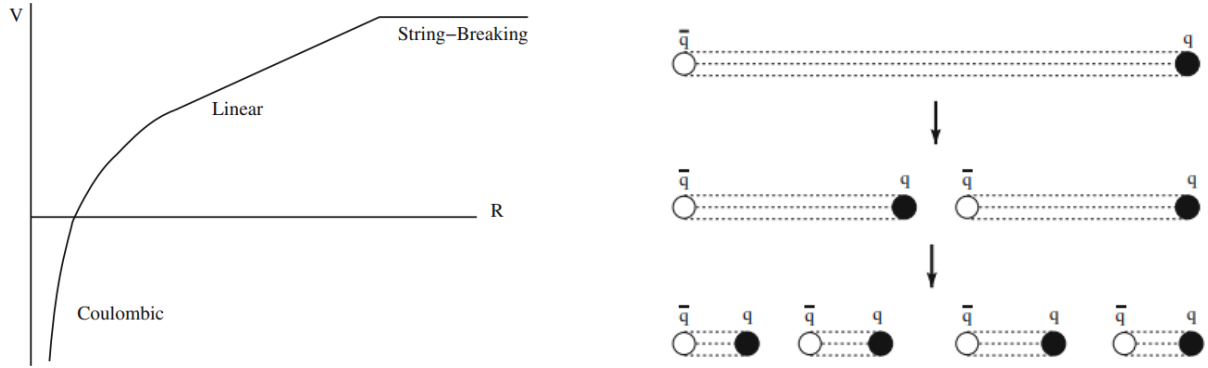


Figura 1.4: A sinistra viene fornita una rappresentazione schematica del potenziale di Cornell. A destra viene riportato il processo di rottura del tubo di colore accompagnato dalla produzione di una coppia $q\bar{q}$. Fonte: [12]

Nel caso in cui sia prodotta una coppia quark-antiquark ad alta energia che inizia a separarsi, il processo di rottura di stringa e produzione di nuove coppie si reitera a cascata, portando alla formazione di un gran numero di adroni ben localizzati attorno alla direzione di propagazione di ognuno dei quark originari. Questo fenomeno è detto frammentazione partonica ed alla base della formazione dei jet adronici ai collisionatori.

MIT bag model

L'*MIT bag model* [13], presentato nel 1974 da Chodos e i suoi collaboratori del Massachusetts Institute of Technology (MIT), fornisce una prima modellizzazione degli adroni.

In questo modello gli adroni vengono descritti come delle sacche (*bag*): all'esterno di essi è presente il vuoto quantistico, dove i fenomeni virtuali di produzione e riassorbimento di gluoni sono ammessi, mentre al loro interno sono contenuti unicamente i partoni in un vuoto ideale, privo di fenomeni virtuali. I partoni all'interno dell'adrone risultano poco interagenti a piccole distanze, mentre il loro confinamento è conseguenza del raggiungimento di un punto di equilibrio fra la pressione cinetica interna alla sacca esercitata da essi e la pressione esterna alla sacca esercitata dal vuoto quantistico.

Ipotizzando che l'adrone sia costituito da N fermioni di Dirac privi di massa in una cavità sferica di raggio R , la sua energia risulta pari a [14]

$$E = \frac{2.04N}{R} + \frac{4\pi}{3}R^3B \quad (1.2)$$

dove B è la pressione esercitata dal vuoto quantistico esterno sull'adrone. Nel caso di un protone, che può essere modellato come una sfera di raggio $R \sim 0.8$ fm contenente 3 quark, si può estrapolare B minimizzando l'energia in Eq. (1.2) rispetto a R . Ciò fornisce come stima della pressione esterna $B \sim (200\text{MeV})^4$.

1.2 La transizione di fase

La prima previsione teorica che aprì la strada all'ipotesi dell'esistenza del QGP fu data da Rolf Hagedorn nel 1968 [15]. Hagedorn, modellando un insieme generico di adroni tramite l'ensemble canonico, ottenne un'espressione dello spettro in massa di densità di stati adronici della forma $\rho(m) \propto m^{-5/2} \exp[m/T_H]$. Nel caso in cui la temperatura del sistema approcciasse la cosiddetta temperatura di Hagedorn T_H , la funzione di partizione del sistema divergerebbe e, per questo motivo, Hagedorn ipotizzò che tale valore rappresentasse il limite superiore per la temperatura della materia adronica. Già nel suo articolo fornì una prima ipotesi del valore di tale temperatura pari a $\approx 158 \text{ MeV}$ ($\approx 10^{12} \text{ K}$), basandosi sui dati al tempo ottenuti.

Il passo successivo, e cruciale, lo fecero Nicola Cabibbo e Giorgio Parisi, nel 1975 [16]. I due fisici italiani dimostrarono che le ipotesi avanzate da Hagedorn sullo spettro in massa della materia adronica risultano soddisfatte se la materia subisce una transizione di fase del secondo ordine¹. In tal caso la temperatura di Hagedorn rappresenta la temperatura critica a cui avviene la transizione. Inoltre, ogni modello teorico in cui i quark risultano confinati all'interno di adroni ammette una transizione di fase ad uno stato in cui sono deconfinati.

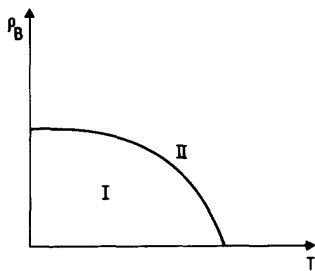


Figura 1.5: *Diagramma di fase qualitativo storico della materia adronica presentato da Cabibbo e Parisi, nel piano (T, ρ_B) . Fonte: [16].*

Prendendo come riferimento il modello adronico del MIT, Cabibbo e Parisi, nell'articolo del 1975, fornirono un diagramma di fase qualitativo storico^a, riportato in Fig. 1.5. Dato un gas di adroni è possibile individuare nel piano (T, ρ_B) , dove T è la temperatura e ρ_B è la densità di numero barionico, due regioni distinte, I e II.

^aIl diagramma di fase oggi accettato è ottenuto mediante calcoli di *lattice QCD*.

A basse temperature la densità adronica risulta bassa e il gas di adroni si trova nella ragione I: la materia è composta da adroni, all'interno dei quali sono confinati i quark. All'aumentare della temperatura la densità adronica sale, fino al raggiungimento di una temperatura critica oltre la quale i confini degli adroni si dissolvono e i quark, prima confinati all'interno di essi, sono ora liberi di muoversi nello spazio deconfinati.

Una transizione dallo stato confinato (I) allo stato deconfinato (II) è possibile anche a basse temperature se il sistema raggiunge densità barioniche ρ_B sufficientemente elevate, come può accadere in condizioni di altissima pressione.

Gli studi di Cabibbo e Parisi furono la prima ipotesi dell'esistenza del QGP: un nuovo stato della materia adronica in cui quark e gluoni sono deconfinati.

¹Per transizione di fase del secondo ordine si intende una transizione dove l'energia libera è continua alla temperatura di transizione ma ha derivata seconda rispetto ad una delle variabili termodinamiche discontinua.

1.2.1 Condizioni critiche

Le condizioni critiche che permettono la formazione del QGP sono prevedibili da calcoli teorici. Estendendo la descrizione degli adroni del *MIT bag model* si può ottenere una prima approssimazione della temperatura a cui deve avvenire tale transizione.

Considerando un sistema esteso di materia deconfinata costituito da un gas di partoni relativistici non massivi e non interagenti, questi non risultano più confinati nel caso in cui la pressione P esercitata dai partoni all'interno del sacco risulti maggiore della pressione esercitata dal vuoto quantistico all'esterno B . La pressione cinetica esercitata dai partoni risulta pari a [13]

$$P = (n_g + \frac{7}{8}n_f)\frac{\pi^2 T^4}{90} \quad (1.3)$$

dove $n_g = 16$ è il numero di gradi di libertà gluonici ($= 8$ gluoni $\times 2$ spin) e $n_f = 24$ è il numero di gradi di libertà fermionici ($= 2$ flavour $\times 2$ spin $\times 3$ color + antiquark). Tramite la stima per B ottenuta da Eq. (1.2), grazie a Eq. (1.3) è possibile ottenere una stima della temperatura T a cui l'adrone non sostiene la pressione interna

$$P > B \rightarrow T > 141\text{MeV} \quad (1.4)$$

Dalla stima in Eq. (1.4) risulta evidente che la transizione di fase deve avvenire nel regime in cui la teoria perturbativa non è valida. Per questo motivo, allo stato dell'arte, si utilizzano calcoli di QCD su reticolo per prevedere le proprietà termodinamiche della materia adronica durante la transizione di fase.

In lQCD, si descrive un generico sistema di quark e gluoni tramite l'ensemble gran-canonical: il sistema è libero di scambiare energia e particelle con l'ambiente esterno. La funzione di partizione gran-canonica del sistema è definita come [17]

$$Z = \text{Tr}(e^{-\beta(\hat{H} - \sum \mu_i \hat{N}_i)}) \quad (1.5)$$

dove $\hat{N}_i$ rappresenta il numero quantico i -esimo e $\mu_i = \frac{\partial U}{\partial N_i}$ il potenziale chimico relativo, che descrive la variazione dell'energia interna del sistema al variare del numero quantico i -esimo. Dalla funzione di partizione, mediante opportune relazioni termodinamiche, è possibile ricavare pressione, densità di energia, densità di entropia e, più in generale, tutte le principali osservabili termodinamiche del sistema.

In figura Fig. 1.6 (sinistra), vengono riportate le previsioni fatte dalla lQCD per l'andamento della pressione p (rosso), densità di energia ε (blu) e densità di entropia s (verde) rispetto alla temperatura T per un sistema di up, down e strange con potenziale bariochimico $\mu_B = 0$ [18]. La richiesta che il potenziale bariochimico sia nullo risulta equivalente a richiedere simmetria fra materia e antimateria, come si ipotizza sia avvenuto all'origine dell'universo.

La lQCD prevede che in queste condizioni la transizione di fase non sia del secondo ordine, ma di tipo *crossover*². Questo significa che nel caso della transizione di fase della QCD, intorno a $\mu_B = 0$, ci si aspetta una possibile coesistenza fra materia adronica e QGP. Si raggiunge la transizione di fase ad una temperatura pseudo-critica $T_c = (154 \pm 9)\text{MeV}$ (banda gialla) a cui corrisponde il valore pseudo-critico della densità di energia del sistema $\varepsilon_c = (0.18 - 0.5)\text{GeV/fm}^3$ *i.e.* $(1.2 - 3.1)\varepsilon_{\text{nucleare}}$. Le previsioni ottenute nelle stesse

²Una transizione è detta *crossover* quando non presenta discontinuità né divergenze nelle derivate dell'energia libera rispetto alle variabili termodinamiche, ad esempio la temperatura: tutte le derivate rimangono continue e il sistema evolve gradualmente da una fase all'altra, senza un vero punto di transizione di fase.

condizioni per un gas di adroni (*hadron resonance gas*, HRG, linee spesse colorate) [19] sono in accordo con quelle ottenute per il sistema di quark e gluoni, fino al raggiungimento della temperatura pseudo-critica, oltre la quale i due modelli portano a risultati diversi. Inoltre, si osserva come le proprietà termodinamiche del sistema non raggiungono mai il limite non interagente (linea nera orizzontale). Ciò significa che anche ad alte temperature, dopo la transizione di fase, il plasma di quark e gluoni non può essere trattato come un gas ideale in cui i partoni non interagiscono, ma piuttosto come un fluido in cui i partoni continuano ad essere soggetti all'interazione forte.

La lQCD permette allo stesso tempo di calcolare l'andamento dell'accoppiamento efficace $\alpha_{q\bar{q}}$ per una coppia quark-antiquark a temperatura finita. Dalle previsioni riportate in figura Fig. 1.6 (destra) si osserva come, per $T/T_c > 1$, $\alpha_{q\bar{q}}$ non risulta più crescente all'aumentare della distanza. Ciò significa che in tali condizioni i partoni non risultano più confinati e si trovano liberi anche a grandi distanze [20].

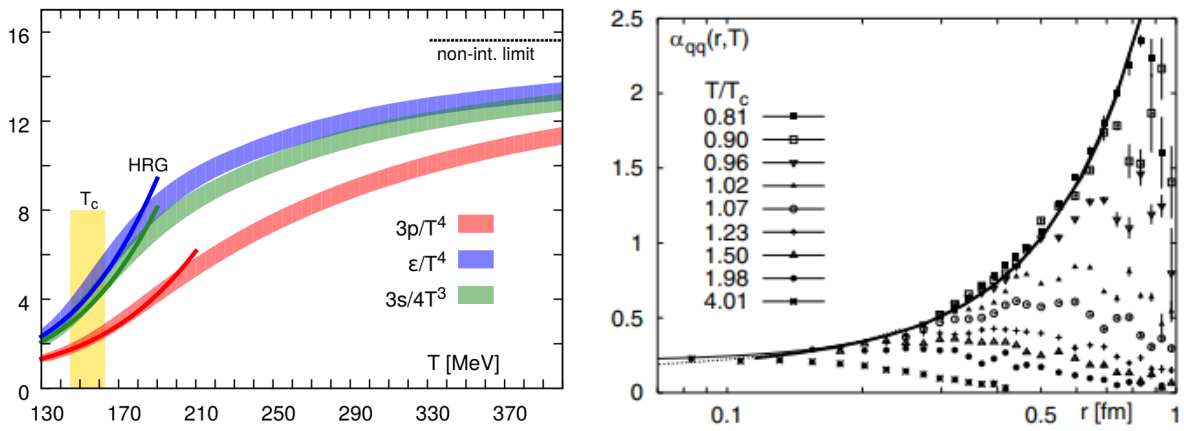


Figura 1.6: A sinistra si riportano le previsioni di lQCD per pressione (rosso), densità di energia (blu) e densità di entropia (verde) di un sistema di 2+1 quark (bande larghe), posto a confronto con le previsioni per un gas di adroni e risonanze (linee spesse). In giallo si evidenzia la temperatura critica a cui avviene la transizione di fase. La linea nera rappresenta la previsione del valore raggiunto dalle variabili termodinamiche nel limite non interagente. Fonte: [18]. A destra si riportano le previsioni della lQCD rispetto all'andamento della costante di accoppiamento forte α_s in funzione della distanza r (fm) all'aumentare della temperatura del sistema T . Fonte: [20].

1.3 QGP in laboratorio

1.3.1 Collisione di ioni pesanti

Le previsioni fornite in Sez. 1.2 suggeriscono che, per formare il QGP, sia necessario portare la materia adronica a grandi densità di energia. È possibile creare tali condizioni estreme in laboratorio attraverso collisioni di ioni pesanti: nuclei di elementi pesanti privati degli elettroni.

È possibile capire per quale motivo le collisioni tra nuclei pesanti risultino efficaci per la formazione del QGP valutando l'energia che viene rilasciata nel centro di massa durante una collisione di questo tipo. Si consideri una collisione protone-protone (pp) con energia disponibile nel centro di massa $\sqrt{s} = 7$ TeV. Nel caso in cui il fascio sia costituito da nuclei di $^{208}_{82}\text{Pb}$, poiché ogni protone viene accelerato a $E_p^{\text{beam}} = 3.5$ TeV, l'energia totale di ogni fascio di piombo risulta pari a $E_{Pb}^{\text{beam}} = E_p^{\text{beam}} \times Z = 3.5 \times 82 = 287$ TeV. L'energia del fascio di piombo per nucleone sarà $E_{Pb}^{\text{beam}}/A = 287/208 \approx 1.38$ TeV, quindi, per ogni coppia di nucleoni che collide è disponibile nel centro di massa un'energia pari a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Se tutti i nucleoni contenuti nel nucleo di ^{208}Pb collidessero simultaneamente, sarebbe disponibile nel centro di massa un'energia pari a $\sqrt{s_{PbPb}} = \sqrt{s_{NN}} \times A = 574$ TeV. Considerando che nel momento della collisione e negli istanti immediatamente successivi tale energia risulta condensata in una regione di spazio delle dimensioni del nucleo, la densità energetica risulta altissima e la temperatura raggiunta può superare la temperatura pseudo-critica per la transizione di fase in QGP.

Per studiare la presenza e l'evoluzione del QGP in collisioni fra ioni pesanti si possono identificare degli osservabili caratteristici, che vengono confrontati ai corrispettivi misurati in collisioni protone-ione (es. p-Pb) e protone-protone (pp). Dalle collisioni protone-ione è possibile estrarre le modifiche agli osservabili causati dalla geometria dello ione e dalla modifica della *Parton Density Function* (PDF) dei nucleoni all'interno del nucleo. Questi effetti non sono dovuti alla presenza di uno stato della materia adronica caldo, cioè del QGP, ma da effetti di materia nucleare fredda (*cold nuclear matter effects*, *CNM effects*). Le collisioni pp invece, rappresentano il riferimento per quantificare come la presenza del QGP o di effetti di materia nucleare fredda modifichino le osservabili di interesse.

1.3.2 Centralità della collisione e modello di Glauber

L'energia disponibile nel centro di massa dalla collisione degli ioni pesanti dipende fortemente da come questi nuclei collidono: supporre a priori che durante la collisione venga prodotto il massimo dell'energia possibile, richiede che tutti i nucleoni dei due ioni coinvolti A_1 e A_2 partecipino a collisioni binarie. Ciò non è necessariamente vero a causa della complessa dinamica dei fasci all'interno dei collisionatori.

Per questo motivo, per determinare l'energia effettivamente disponibile per la produzione di nuove particelle durante una collisione, sarebbe necessario conoscere il numero di collisioni binarie nucleone-nucleone avvenute (N_{coll}) e il numero di nucleoni che partecipano alla collisione (N_{part}). Tali informazioni, non direttamente accessibili sperimentalmente, sono determinate dalla geometria della collisione, specificatamente dal suo parametro d'impatto b , definito come la distanza nel piano trasverso fra le traiettorie degli ioni A_1 e A_2 . Supponendo che essi possano essere trattati come sfere di raggio r_{A_1} e r_{A_2} rispettivamente, affinché la collisione avvenga è necessario che il parametro d'impatto sia incluso fra 0 (collisione frontale, *head-on*) e $\approx r_{A_1} + r_{A_2}$ (collisione periferica). Il parametro d'impatto definisce la regione di sovrapposizione fra gli ioni: se un nucleone è dentro la

regione di sovrapposizione parteciperà all'interazione (dicesi partecipante), mentre se un nucleone è all'esterno di questa regione continuerà la sua traiettoria senza collidere (dicesi spettatore).

Poiché l'energia a disposizione della collisione influenza la molteplicità delle particelle prodotte, si ha che:

- Se b è piccolo (es. $b \approx 0 - 5$ fm) la collisione è frontale, il numero di partecipanti è alto e c'è un gran numero di collisioni, quindi ci si aspetta un'alta molteplicità di particelle prodotte e un basso numero di spettatori.
- Se b è grande (es. $b \approx 5 - 12$ fm) la collisione è periferica, il numero di partecipanti è basso e c'è un piccolo numero di collisioni, quindi ci si aspetta una bassa molteplicità di particelle prodotte e un alto numero di spettatori.

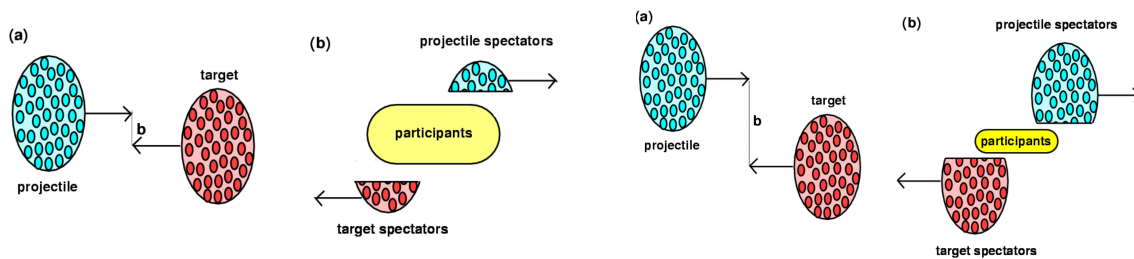


Figura 1.7: A sinistra si ha una rappresentazione schematica di una collisione frontale, mentre a destra di una collisione periferica. Fonte: [21].

È possibile ottenere una correlazione fra il parametro d'impatto b , numero di nucleoni partecipanti N_{part} e numero di collisioni nucleone-nucleone N_{coll} tramite il modello di Glauber [22]. Questo modello fornisce una descrizione geometrica della collisione nucleo-nucleo come una sovrapposizione probabilistica di collisioni nucleone-nucleone, senza descrivere la dinamica microscopica dell'interazione forte. Esso si basa sulle seguenti ipotesi:

- i protoni e i neutroni all'interno del nucleo sono indistinguibili;
- all'interno di uno stesso nucleo i nucleoni non interagiscono fra di loro e sono puntiformi rispetto alle dimensioni nucleari;
- se l'energia del fascio è abbastanza alta la deflessione alla traiettoria dei nuclei e dei nucleoni durante la collisione è trascurabile.

Fornendo in input al modello la sezione d'urto inelastica dell'interazione nucleone-nucleone σ_{inel}^{NN} e la distribuzione radiale di densità di carica nucleare $\rho(r)$, è possibile determinare la probabilità che avvengano n collisioni nucleone-nucleone a fissato parametro d'impatto b tramite la distribuzione binomiale. Da queste informazioni si possono estrarre la probabilità di interazione, la sezione d'urto nucleo-nucleo σ_{inel}^{AB} e la dipendenza di N_{part} e di N_{coll} da b a fissata energia $\sqrt{s_{NN}}$.

Allo stesso tempo è possibile utilizzare un approccio Monte Carlo al modello di Glauber. In tale approccio, affiancando un modello di produzione di particelle, è possibile fare simulazioni di collisioni nucleo-nucleo in tre dimensioni ed ottenere la dipendenza della molteplicità di particelle cariche prodotte N_{ch} dal parametro d'impatto b .

L'approccio Monte Carlo risulta ideale per correlare le previsioni del modello di Glauber ai dati raccolti ai collisionatori. Infatti, le scale femtoscopiche e la complessa dinamica dei fasci all'interno degli acceleratori rendono impossibile fare una misura diretta

del parametro d'impatto di una collisione. Per questo motivo l'unico modo per inferire informazioni sulla geometria della collisione è dato dall'analisi della molteplicità delle particelle prodotte.

Per fare ciò è comodo definire la centralità di una collisione c come il rapporto percentuale fra la sezione d'urto della collisione AA a cui corrisponde una molteplicità di particelle cariche prodotte maggiore di una determinata soglia N_{ch}^{THR} (rappresentata dall'integrale) e la sezione d'urto totale della collisione σ_{AA} [23]

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{ch}^{THR}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \quad (1.6)$$

Tale parametro, quindi, rappresenta il percentile della distribuzione di molteplicità delle collisioni. Di conseguenza, è possibile classificare le collisioni in classi di centralità:

- nella classe di centralità 0–5% sono raggruppati il 5% degli eventi con la molteplicità più elevata, che corrispondono mediamente alle collisioni più centrali.
- nella classe di centralità 80 – 100% sono raggruppati il 10% degli eventi con la molteplicità più bassa, che corrispondono mediamente alle collisioni più periferiche;

Nel grafico in Fig. 1.8 viene presentata la distribuzione di eventi Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ad ALICE in funzione dell'ampiezza del segnale misurata dallo scintillatore V0, quindi della molteplicità di particelle cariche generate. Il grafico viene suddiviso in classi di centralità e si nota che, mentre si osservano un gran numero di eventi a bassa molteplicità (cioè collisioni periferiche), ad alte molteplicità (cioè per collisioni centrali) il numero di eventi osservati diminuisce gradualmente fino a che non si osservano più eventi con molteplicità maggiore di un certo livello. Questi dati (blu) risultano ben in accordo con le previsioni fatte dalle simulazioni con il modello Glauber (rosso) a cui, per descrivere statisticamente le fluttuazioni della molteplicità prodotta dalle sorgenti del modello, è stato associato la distribuzione di probabilità NBD (*negative binomial distribution*).

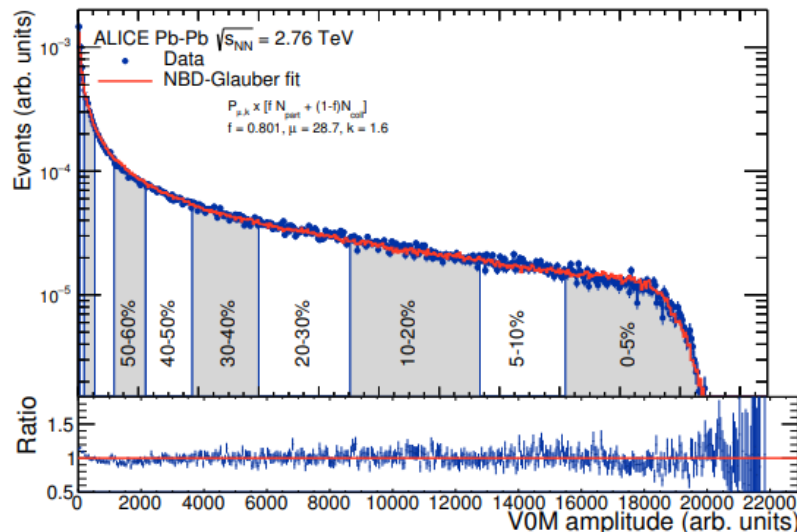


Figura 1.8: In figura viene riportata la distribuzione degli eventi di collisione Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in funzione della molteplicità dei prodotti. Su questi dati è stato fatto un fit rispetto alla distribuzione ottenuta da una simulazione con il metodo Monte Carlo rispetto al modello Glauber NBD. Fonte: [23].

Risulta quindi essenziale, nella ricerca del QGP, concentrarsi sulle collisioni più centrali ($\approx 0\% - 20\%$), in quanto i modelli prevedono che il numero di partecipanti N_{part} sia

maggiore, rendendo disponibile più energia nel centro di massa della collisione e, di conseguenza, più probabile il raggiungimento delle condizioni critiche per la sua produzione.

1.3.3 Evoluzione di un evento

È possibile suddividere l'evoluzione di un evento di collisione fra ioni pesanti in diversi stadi successivi, ognuno dei quali con specifiche caratteristiche (Fig. 1.9) [24].

Prima della collisione gli ioni sono accelerati a velocità relativistiche e, a causa del boost di Lorentz, risultano contratti nella direzione dell'accelerazione. Poiché i due fasci hanno una grande differenza in rapidità (Eq. (A.5)) precedentemente alla collisione, ci si aspetta che la maggior parte dei prodotti si distribuiscano nella regione di rapidità centrale ($|y| < 1$).

Negli istanti immediatamente dopo la collisione, il sistema si trova in uno stato di pre-equilibrio, che sopravvive per ≈ 1 fm/c ($\sim 10^{-24}$ s). Per quanto il processo di termalizzazione del sistema è ancora oggi uno degli aspetti teoricamente meno compresi dell'evoluzione delle collisioni di ioni pesanti, durante questa fase avvengono collisioni ad alto momento trasferito, portando alla formazione di partoni ad alto momento trasverso p_T e quark pesanti, oltre che un'ulteriore aumento di temperatura del sistema.

Quando viene raggiunto l'equilibrio termodinamico, ad una temperatura superiore alla temperatura pseudo-critica T_{PC} a causa dell'alta densità di energia, la materia adronica subisce la prima transizione di fase e si forma il QGP che inizia ad espandersi come un fluido. L'espansione porta i partoni prodotti in questa fase ad essere soggetti a moti collettivi, mentre i partoni colorati ad alto momento trasverso prodotti nella fase di pre-equilibrio interagiscono con il QGP. Il moto collettivo sviluppato durante l'espansione del QGP sarà discusso nel Cap. 2.

A causa di questa espansione il QGP si raffredda e sopravvive per pochi fm/c, fino al punto in cui subisce una seconda transizione di fase, l'adronizzazione. In questo stato, l'interazione forte torna ad essere abbastanza intensa da portare al confinamento dei quark all'interno degli adroni, ma continuano ad avvenire collisioni anelastiche fra di essi.

Il gas di adroni continua ad espandersi e a raffreddarsi fino al raggiungimento della temperatura di *chemical freeze-out* T_{CF} a ~ 10 fm/c. Tale temperatura segna la fine delle interazioni anelastiche tra gli adroni e il consolidarsi delle abbondanze relative delle specie adroniche.

Dopo il *chemical freeze-out*, le particelle continuano ad interagire elasticamente, modificando l'energia e la quantità di moto le une delle altre. Quando la temperatura scende ulteriormente, il sistema raggiunge il *kinetic freeze-out* T_{kin} per cui le particelle smettono di interagire, consolidando le distribuzioni cinematiche, e si propagano libere nel rivelatore.

A causa della breve vita del QGP non è possibile osservarlo direttamente, ma si possono studiare le sue proprietà analizzando le particelle e le osservabili di stato finale.

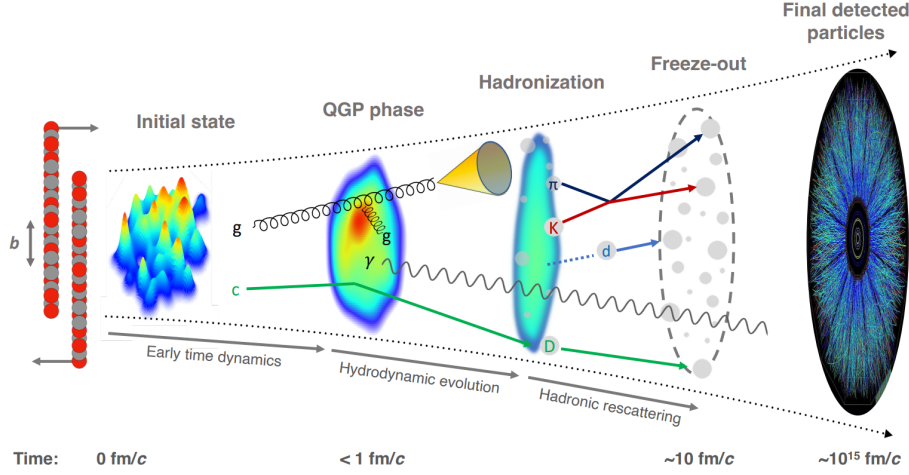


Figura 1.9: In figura si riporta una rappresentazione schematica dei passaggi principali dell'evoluzione di una collisione fra ioni pesanti. Fonte: [25].

1.3.4 A Large Ion Collider Experiment

Di seguito si riporta la *timeline* dei principali esperimenti di collisioni di ioni pesanti:

- Anni '80-'90: i primi programmi dedicati agli ioni pesanti relativistici iniziano al CERN *Super Proton Synchrotron* (SPS) (NA35, NA44, NA49, WA98, ecc.), con collisioni O, S e poi Pb-Pb a energie nel centro di massa per nucleone fino a $\sqrt{s_{NN}} \approx 17.3$ GeV.
- 2000: entra in funzione il RHIC al Brookhaven National Laboratory, primo collisionatore dedicato agli ioni pesanti, con collisioni Au-Au fino a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
- 2010: iniziano le collisioni Pb-Pb a LHC, inizialmente a 2.76 TeV, poi 5.02 TeV; successivamente vengono effettuate anche Xe-Xe e, più recentemente, O-O nel 2025.

L'esperimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) a LHC è attualmente uno dei più grandi esperimenti al mondo che studia le interazioni forti ad alte energie tramite collisione di ioni pesanti. Per quanto anche gli esperimenti ATLAS, LHCb e CMS contribuiscono allo studio delle collisioni di ioni pesanti, ALICE è l'unico grande esperimento a LHC dotato di un apparato in grado di identificare le particelle prodotte fino a bassi momenti trasversi $O(100 \text{ MeV}/c)$ a rapidità centrale ($|\eta| < 0.9$) [26]. L'identificazione di particelle in questa regione rende ALICE specializzato per lo studio delle collisioni di ioni pesanti, in quanto la maggior parte delle particelle sono prodotte per adronizzazione del QGP a bassi impulsi e con il dominio di sapori leggeri (u,d,s).

L'esperimento nella sua totalità ha dimensioni $16 \text{ m} \times 16 \text{ m} \times 26 \text{ m}$ e pesa ~ 10000 t. Esso è costituito da una serie di sistemi di rivelazione che lavorano in sincrono e possono essere suddivisi in tre categorie: quelli contenuti nella regione centrale (*central barrel detectors*) dove è presente un solenoide che genera un campo magnetico $B = 0.5 \text{ T}$, quelli posti in prossimità dei fasci ad alta rapidità (*forward detectors*) e lo spettrometro muonico. ALICE è composto da più sotto-rivelatori (Fig. 1.10), specializzati come segue:

- l'*Inner Tracking System* (ITS) e la *Time-Projection Chamber* (TPC), collocati nel barrel centrale, per la ricostruzione del vertice della collisione, per il tracciamento delle particelle cariche e per l'identificazione di particelle;

- il *Time-of-Flight* (TOF), l'*High Momentum Particle Identification Detector* (HMPID) e il *Transition Radiation Detector* (TRD) per l'identificazione delle particelle cariche;
- il *Photon Spectrometer* (PHOS) e l'*Electromagnetic Calorimeter* (EMCal), calorimetri elettromagnetici per la misura di fotoni ed elettroni, e, nel caso si EMCal, anche di jet e trigger di alta energia;
- un *Muon Forward Tracker* (MFT) e un *Muon Spectrometer* per l'identificazione dei muoni, posti nella regione a rapidità in avanti ed esternamente al barrel centrale, e dotati di un magnete dipolare dedicato;
- lo *Zero Degree Calorimeter* (ZDC), un calorimetro adronico collocato lungo l'asse del fascio a grande rapidità e principalmente dedicato a misurare l'energia dei nucleoni spettatori nelle collisioni nucleo-nucleo;
- l'insieme di rivelatori *Fast Interaction Trigger* (FIT) come sistema di *trigger*, misura della molteplicità e valutazione della luminosità delle collisioni.

Il programma sperimentale di LHC è organizzato in periodi di presa dati (*Run*), intervallati da lunghi periodi di fermo macchina (*Long Shutdown*, LS) dedicati alla manutenzione degli acceleratori e agli aggiornamenti degli esperimenti. Dopo il Run 1 (2010–2013) e il Run 2 (2015–2018), entrambi seguiti da un periodo di Long Shutdown, il Run 3 si è svolto tra il 2022 e il 2026 introducendo importanti aggiornamenti dell'apparato ALICE. Al termine del Run 3, LHC è entrato a fine giugno 2026 nel periodo di *Long Shutdown 3* che durerà fino al 2029, durante il quale ad ALICE verrà implementato un nuovo *inner tracking system* (ITS3) e un nuovo *forward calorimeter* (FoCal). Successivamente la presa dati continuerà con il *Run 4*.

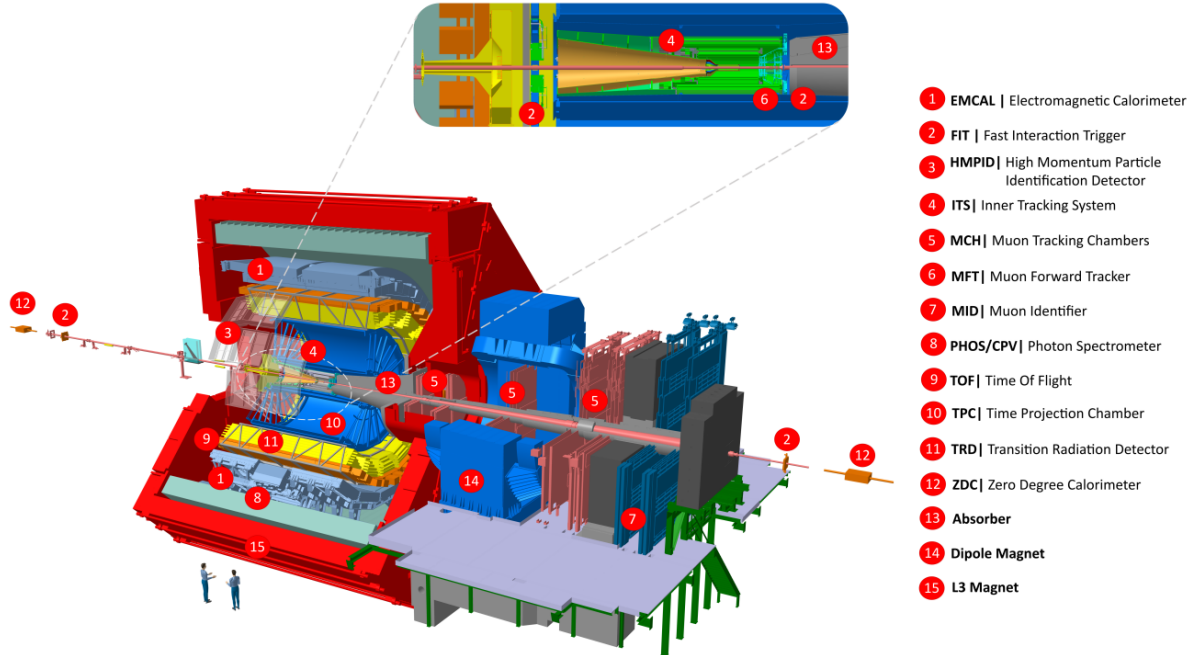


Figura 1.10: Ricostruzione dei rivelatori principali di ALICE. Fonte: [27].

1.4 Osservabili del QGP

Le particelle prodotte durante una collisione di ioni pesanti permettono di sondare il QGP ed estrarre informazioni su di esso nei vari momenti della sua evoluzione [24]. Le proprietà del QGP vengono studiate mediante diverse classi di *probe* sperimentali. Da queste si ricavano osservabili sensibili alle caratteristiche del mezzo. Si classificano:

- *Probe* elettromagnetiche: principalmente fotoni e bosoni elettrodeboli che, non potendo interagire tramite la forza forte, possono attraversare il QGP trasportando informazioni sulle prime fasi della collisione.
- *Hard probes*: particelle derivanti da partoni che sono stati prodotti nei primi stadi della collisione in processi ad alto momento trasferito e che hanno interagito con i costituenti del QGP mentre lo attraversavano.
Fanno parte di questa categoria le particelle ad alto momento trasverso p_T , gli adroni appartenenti ai jet e quelli contenenti quark pesanti (charm c e beauty b), tutte particelle particolarmente sensibili alla perdita di energia nel mezzo.
- *Soft probes*: particelle derivanti dall'adronizzazione del QGP, costituite da partoni prodotti nello stadio intermedio della collisione in processi a basso momento trasferito. Tali particelle costituiscono il *bulk* del sistema e sono in equilibrio termodinamico con il mezzo, risultando quindi sensibili all'espansione collettiva del QGP.
Fanno parte di questa categoria le particelle a basso momento trasverso p_T e gli adroni contenenti quark leggeri (up u , down d e strange s).

Uno degli osservabili più importanti per la caratterizzazione delle particelle prodotte in una collisione di ioni pesanti è la distribuzione in momento trasverso, o spettro, definito come molteplicità N di particelle, normalizzate per evento N_{ev} , per unità di rapidità y e momento trasverso p_T ,

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{d^2 N}{dp_T dy} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (1.7)$$

Integrando sul momento trasverso si ottiene la molteplicità di particelle per unità di rapidità y (p_T integrated yield)

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN}{dy} \quad (1.8)$$

Un altro osservabile interessante è il fattore di modificazione nucleare R_{AA} , che rappresenta la modifica dello spettro per una determinata specie in presenza del QGP. Il fattore R_{AA} è definito come

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \frac{\frac{d^2 N_{AA}}{dp_T dy}}{\frac{d^2 \sigma_{NN}}{dp_T dy}} \quad (1.9)$$

dove N_{AA} è il numero di particelle prodotte nelle collisioni nucleo-nucleo con numero di massa A , σ_{NN} è la sezione d'urto adronica per collisioni nucleone-nucleone e $\langle T_{AA} \rangle$ è il valor medio della funzione di sovrapposizione³ [28]. $R_{AA} = 1$ è atteso nel caso ideale di una sovrapposizione incoerente di collisioni nucleone-nucleone, mentre $R_{AA} \neq 1$ segnala

³La quantità $\langle T_{AA} \rangle$ è definita come il rapporto fra il numero medio di collisioni binarie nucleone-nucleone $\langle N_{coll} \rangle$, ottenuto tramite il modello di Glauber utilizzato, e la sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone σ_{NN}^{inel} .

la presenza di effetti nucleari che devono essere interpretati distinguendo i contributi dello stato iniziale da quelli dello stato finale associati al mezzo caldo.

Essendo l'obiettivo di questa tesi lo studio dei fenomeni collettivi del QGP, l'attenzione sarà rivolta principalmente alle osservabili delle *soft probes*. Per questo motivo, nelle prossime sezioni le osservabili delle *probes* elettromagnetiche non verranno trattate e si discuteranno solo brevemente quelle delle *hard probes*.

1.4.1 *Hard probes*

Le *hard probes* sono una categoria di osservabili legati a particelle che possono essere prodotte unicamente negli scattering fra partoni ad alto momento trasverso che avvengono primi istanti della collisione. Di questa categoria fanno parte gli adroni contenenti quark pesanti (charm c e bottom b) e quelli facenti parte di jet adronici. Infatti, la massa dei quark pesanti risulta maggiore della temperatura che il sistema riesce a raggiungere, impedendone la produzione per eccitazione termica. D'altro canto le particelle appartenenti ad un jet sono risultato della frammentazione di partoni ad alto momento trasverso, non raggiungibile nelle collisioni soft che caratterizzano l'evoluzione del sistema. Poiché queste sonde attraversano il QGP interagendo fortemente con il mezzo, esse risultano sensibili alle sue proprietà. In particolare, i partoni ad alto impulso subiscono perdita di energia durante la propagazione (*jet quenching*), mentre gli stati di *quarkonium* possono essere dissociati a causa della schermatura del potenziale di colore nel plasma deconfinato. [24].

Il *jet quenching* è la modifica dell'energia totale dei jet a causa della perdita di energia dei partoni all'interno del QGP. Tale perdita di energia può essere:

- per mezzo di emissione di gluoni (fenomeno dominante per quark leggeri e gluoni);
- per mezzo di scattering elastici con quark e gluoni del mezzo e conseguente trasferimento di energia ed impulso (fenomeno dominante per quark pesanti).

L'energia media persa per irradiazione di gluoni da parte di un partone all'interno di un potenziale di colore può essere descritto tramite il modello BDMPS (Baier-Dokshitzer-Mueller-Peigné-Schiff) [29]

$$\langle \Delta E \rangle \propto -C_r \alpha_s \hat{q} L^2 \quad (1.10)$$

dove C_r è il fattore di Casimir e differisce fra gluoni e quark (per i gluoni è maggiore di un fattore $9/4$), α_s è la costante di accoppiamento forte, L è la lunghezza del cammino del partone all'interno del QGP e $\hat{q} = \frac{\mu^2}{\lambda}$ è il coefficiente di trasporto, dato dal rapporto fra il momento trasferito μ^2 e il libero cammino medio λ (dipendente dalla densità del QGP). Ad esempio, l'energia persa da un quark ($C_r = \frac{4}{3}$) lungo un cammino di lunghezza $L = 7.5$ fm con $\hat{q} \sim 5 \frac{\text{GeV}^2}{\text{fm}}$, $\alpha_s = 0.2$ (valore dell'accoppiamento forte a $|Q|^2 = 10 \text{ GeV}$) risulta pari a $\langle \Delta E \rangle \approx 95 \text{ GeV}$. Ciò significa che solo i partoni che vengono prodotti inizialmente con energia $\gtrsim 105 \text{ GeV}$ possono essere rilevati con un momento trasverso $\gtrsim 10 \text{ GeV}$: se è presente un QGP ci si aspetta un numero inferiore di particelle osservate a tali energie.

L'effetto del *jet quenching* si può osservare tramite la misura del fattore di modifica nucleare R_{AA} (Eq. (1.9)). In Fig. 1.11 viene confrontato il fattore di modifica nucleare inclusivo per tutte le particelle cariche a pseudo-rapidità centrale ($|\eta| < 0.8$) in collisioni p-Pb (in verde) e Pb-Pb centrali (in rosso) e periferiche (in blu) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Nelle collisioni Pb-Pb centrali R_{PbPb} presenta un massimo per $p_T \approx 2 - 3 \text{ GeV}/c$, raggiunge un minimo a $p_T \approx 6 \text{ GeV}/c$ dove assume valore $R_{PbPb} = 0.18$, per poi aumentare gradualmente all'aumentare del momento trasverso. Per collisioni Pb-Pb periferiche si

osserva una soppressione del fattore R_{AA} , seppur meno pronunciata, con un minimo a $p_T \approx 6$ GeV/c dove si discosta del 30% dall'unità, per poi aumentare fino a raggiungere $R_{PbPb} \approx 1$ ad alto momento trasverso. Nelle collisioni p-Pb il fattore di modifica nucleare rimane compatibile con l'unità entro circa il 10% per $p_T > 2$ GeV/c, indicando l'assenza di una soppressione significativa attribuibile alla perdita di energia in un mezzo caldo e denso.

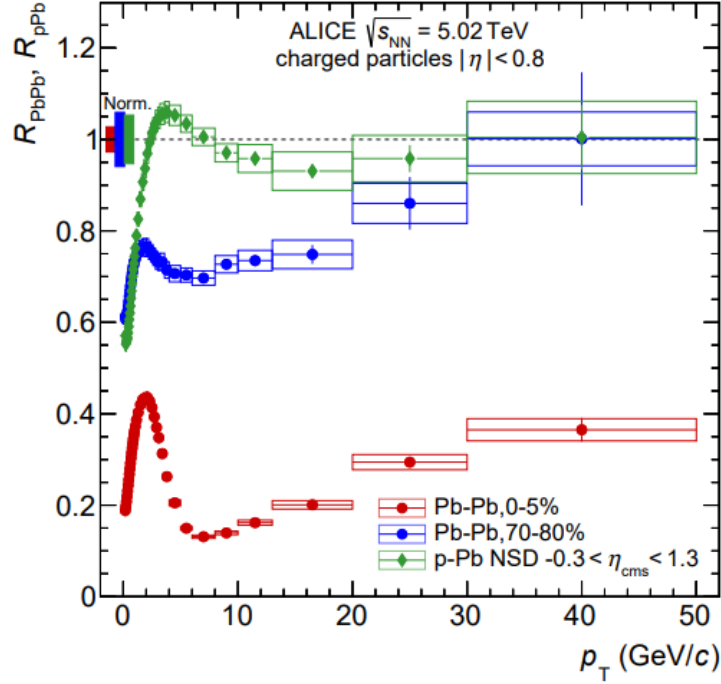


Figura 1.11: In figura si riportano il fattore di modifica nucleare inclusivo per tutte le particelle cariche a pseudo-rapidità centrale ($|\eta| < 0.8$) in collisioni p-Pb (in verde) e Pb-Pb centrali (in rosso) e periferiche (in blu) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Fonte: [24]

La soppressione dei *quarkonia* è un fenomeno previsto teoricamente da Matsui e Satz nel 1986 [30] che caratterizza i *quarkonia*: mesoni composti da un quark pesante e la sua antiparticella (es. *charmonium* $c\bar{c}$ e *bottomonium* $b\bar{b}$). Esso descrive come, a causa del deconfinamento dei quark all'interno del QGP e quindi della presenza di cariche di colore libere, il potenziale di colore tra le coppie $q\bar{q}$ risulta schermato, diminuendo la probabilità che si formino degli stati legati. Ciò significa che, se l'energia di legame di un *quarkonium* è sufficientemente bassa, la sua produzione sarà soppressa nelle collisioni in cui si è formato il QGP. Ciò rende questo fenomeno un importante osservabile per la presenza del QGP.

Tuttavia, alle energie raggiunte al LHC la produzione iniziale di coppie $c\bar{c}$ è sufficientemente abbondante da rendere possibile un ulteriore meccanismo di produzione dei *quarkonia*. Durante l'evoluzione del sistema, infatti, i quark charm possono interagire con il mezzo e raggiungere un parziale equilibrio con esso; successivamente, durante l'espansione del plasma o nella fase di adronizzazione, coppie $c\bar{c}$ prodotte indipendentemente possono ricombinarsi formando nuovi stati di *charmonium*. La produzione osservata di *quarkonia* alle energie di LHC è quindi il risultato della competizione tra i fenomeni di soppressione nel mezzo e quelli di rigenerazione per ricombinazione [31–34].

1.4.2 *Soft probes*

La gran parte delle particelle osservate in una collisione di ioni pesanti ad alta energia sono prodotte dall'adronizzazione del QGP: sono particelle di basso momento e costituite da quark leggeri (up, down, strange), e costituiscono le cosiddette *soft probes*. Poichè le particelle del *bulk* trascorrono una parte significativa della loro evoluzione nel mezzo, ne riflettono le proprietà collettive che derivano dal QGP. Da esse è possibile estrarre un grande quantitativo di informazioni come le proprietà idrodinamiche del QGP e le sue proprietà termodinamiche al *chemical freeze-out*. Inoltre, la presenza del QGP porta al fenomeno di aumento di stranezza. In questa sezione vengono brevemente introdotti alcuni dei principali osservabili *soft*, con particolare attenzione alla composizione chimica del sistema adronico prodotto nello stato finale della collisione. Gli aspetti legati alla dinamica collettiva e all'evoluzione idrodinamica del sistema saranno invece trattati più approfonditamente nel Cap. 2.

Chemical freeze-out

Nell'evoluzione della collisione il QGP adronizza. È possibile descrivere tale transizione di fase utilizzando il modello di adronizzazione statistica [35], che si basa sull'ipotesi per cui, nel momento in cui avviene il *chemical freeze-out* il sistema si trova in equilibrio termico e chimico. Ciò permette di trattare il sistema come un gas di adroni descritto dall'ensemble gran canonico, permettendo di fare previsioni tramite lQCD sulla produzione (*yield*) di vari adroni costituiti da quark leggeri.

In Fig. 1.12 vengono riportate le misure ottenute da ALICE per la molteplicità di vari adroni e nuclei leggeri a rapidità centrale prodotti in collisioni Pb-Pb centrali (0-10%) a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. I dati vengono confrontati con i risultati dei fit ottenuti con varie implementazioni del modello di adronizzazione statistica. Tramite questi fit è possibile ottenere la temperatura T_{CF} ed il volume del sistema V nel momento del *freeze-out* chimico.

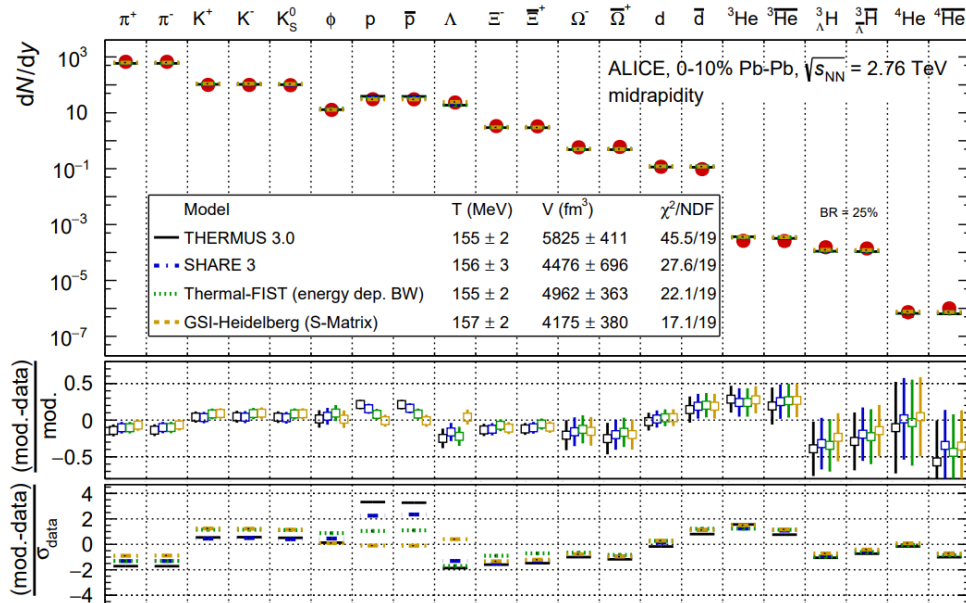


Figura 1.12: In figura si riporta lo *yield* di vari adroni e nuclei leggeri a rapidità centrale prodotti in collisioni Pb-Pb centrali (0-10%) a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Fonte: [24].

Facendo un fit dei vari modelli considerati sui dati si ottiene la stessa temperatura di *chemical freeze-out* $T_{CF} \approx 156$ MeV per un grande numero di adroni leggeri. Inoltre, tale temperatura risulta compatibile con la temperatura pseudo-critica $T_C = (154 \pm 9)$ MeV prevista dai calcoli di IQCD nell'ipotesi che il potenziale bariochimico sia nullo $\mu_B = 0$, quindi che si producano tante particelle quante antiparticelle. Infine, i risultati per il volume del Sistema permettono di fare una stima delle dimensioni della *fireball* all'istante dell'adronizzazione: supponendo per semplicità una geometria sferica, il raggio del gas di adroni al *chemical freeze-out* risulta circa $r \sim 10$ fm. Questo significa che il QGP è soggetto all'adronizzazione solamente dopo essersi espanso a dimensioni 10 volte maggiori di quelle tipiche di un nucleone.

Aumento di stranezza

L'aumento di stranezza è un fenomeno previsto per la prima volta da Rafelski e Hagedorn nel 1981 [36] che consiste in un aumento della produzione di adroni strani nel caso in cui la collisione abbia portato alla formazione del QGP. Infatti, l'alta temperatura raggiunta dal QGP porta ad un'aumentata produzione di gluoni per eccitazione termica ed un conseguente aumento di produzione di coppie $s\bar{s}$ [37]. La maggiore presenza di quark s e $\bar{s}$ deconfinati all'interno del QGP comporta un aumento di produzione di adroni con stranezza manifesta, come kaoni neutri K_S^0 , (anti)iperoni Λ e $\bar{\Lambda}$, barioni $\Xi^\pm$ e barioni $\Omega^\pm$. I modelli di adronizzazione statistica riescono a prevedere questo fenomeno, fornendo ipotesi in accordo con i dati sperimentali per la molteplicità di queste particelle strane, come visto nella sezione precedente (Fig. 1.12).

Un modo per osservare sperimentalmente l'aumento della stranezza in collisioni di ioni pesanti è analizzare la dipendenza dalla centralità del rapporto fra molteplicità di particelle strane e pioni [38]. Infatti, all'aumentare della centralità, la produzione di pioni aumenta solamente a causa della maggiore energia nella regione di interazione, mentre la produzione di particelle strane aumenta sia per questo motivo, sia perchè il QGP vive più a lungo, incrementando l'effetto dell'aumento di stranezza. Di conseguenza, il rapporto fra le molteplicità di particelle strane e pioni deve aumentare con la centralità della collisione. Tale dipendenza è stata confermata sperimentalmente per collisioni fra ioni pesanti in un ampio range di energie [38].

Se da una parte, storicamente, l'aumento della produzione di adroni contenenti quark strange rispetto alle collisioni pp è stato proposto come una delle possibili firme della formazione del QGP, dall'altra alle energie di LHC, gli esperimenti hanno mostrato che la produzione relativa di particelle strane cresce in maniera continua con la molteplicità dell'evento, senza presentare una netta discontinuità tra sistemi piccoli e grandi [39]. In particolare, misure dell'esperimento ALICE hanno evidenziato che gli yield relativi di adroni contenenti uno o più quark strange aumentano progressivamente passando da collisioni pp a bassa molteplicità fino alle collisioni Pb-Pb più centrali, suggerendo che la molteplicità finale dell'evento rappresenti una variabile chiave nella produzione di stranezza. Le collisioni tra ioni leggeri, come ossigeno-ossigeno, costituiscono pertanto un sistema particolarmente interessante per investigare l'evoluzione di questo comportamento nel regime intermedio tra sistemi piccoli e collisioni tra ioni pesanti.

Capitolo 2

Fluidodinamica del QGP

In Sez. 1.2.1 sono state riportate le previsioni ottenute tramite lattice QCD per le variabili termodinamiche di un sistema di quark e gluoni al variare della temperatura, esposte in Fig. 1.6. Poiché pressione, densità d'energia e densità di entropia del sistema anche ad alte temperature non raggiungono il limite non interagente si prevede che il sistema di partoni deconfinati si comporti come un fluido piuttosto che come un gas, in quanto l'interazione forte fra i suoi costituenti non è trascurabile.

L'espansione di questo fluido è determinata da gradienti di pressione che determinano un flusso collettivo per i costituenti del sistema. Di questi fenomeni collettivi risentono maggiormente le *soft probes*, in quanto, come visto in Sez. 1.4.2, risultano in equilibrio dinamico con il QGP durante la sua espansione.

Poiché le velocità raggiunte dai costituenti del QGP approssimano la velocità della luce, per descrivere l'espansione del QGP è necessario fare ricorso all'idrodinamica relativistica [40]. La non idealità del fluido viene considerata introducendo la viscosità di volume ζ (*bulk viscosity*), che descrive l'opposizione a deformazioni di volume, la viscosità di taglio η (*shear viscosity*), che descrive l'opposizione a deformazioni di taglio, e la diffusività k_i della carica in esame nel fluido.

Dagli anni '90 in poi si sono sviluppati un grande numero di modelli idrodinamici per la descrizione dell'espansione del QGP. Questi modelli idrodinamici permettono di ottenere previsioni su un grande numero di osservabili, come gli spettri delle particelle prodotti nella collisione, una volta dato in input le condizioni iniziali del sistema, la sua equazione di stato e i valori dei coefficienti di trasporto η , ζ e k_i .

2.1 Flusso radiale

Successivamente alla formazione del QGP, nella regione più centrale la pressione del sistema risulta molto maggiore che nelle regioni più esterne, portando alla formazione di gradienti di pressione radiali. Questi gradienti di pressione portano le particelle prodotte dal QGP a seguire un *flusso radiale* descritto da un campo di velocità comune [24]. Poiché l'intensità dei gradienti di pressione risulta dipendente dall'energia depositata nella regione d'interazione, ci si aspetta che il flusso radiale abbia un maggiore impatto sugli osservabili del sistema per collisioni più centrali.

L'osservabile che permette di valutare l'entità del flusso radiale in una collisione di ioni pesanti è la distribuzione in momento trasverso p_T delle particelle (Eq. (1.7)). Infatti, il campo di velocità comune generato dal gradiente di pressione radiale si sovrappone alla velocità termica di ogni particella, portando ad una modifica dello spettro specialmente

nella regione a basso momento trasverso: il picco si sposta a momenti trasversi maggiori e lo spettro si appiattisce. Poiché il contributo del flusso radiale su p_T dipende dalla massa della particella ($|\vec{p}| \propto m$), la modifica dello spettro risulta più pronunciata per particelle più massive (es. p) piuttosto che per particelle poco massive (es. π).

I dati presentati in Fig. 2.1 sono in accordo con le previsioni discusse nel paragrafo precedente: lo spostamento del picco e l'appiattimento dello spettro in collisioni centrali risulta maggiormente evidente per gli adroni massivi, come i protoni p (blu) e i barioni Λ (magenta), piuttosto che per i kaoni K^+ (rosso) e i pioni π^+ (nero).

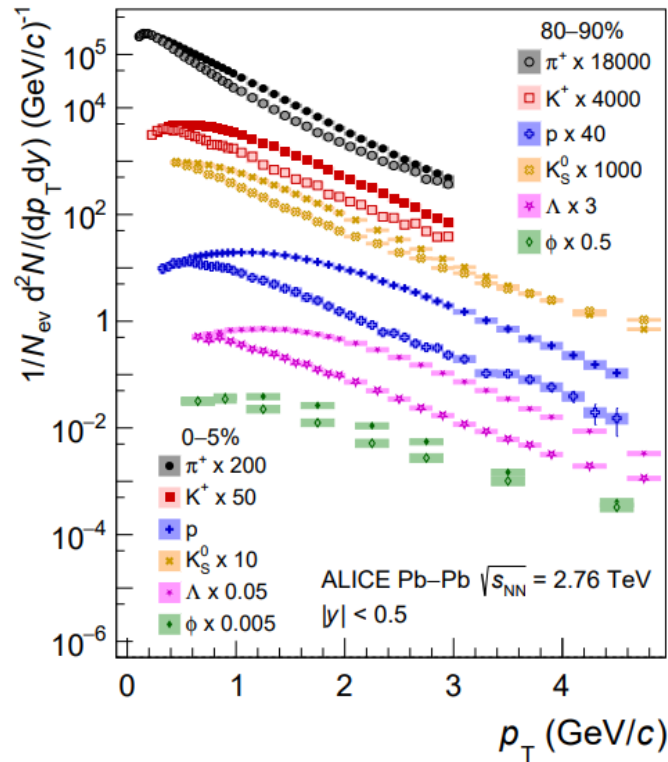


Figura 2.1: In figura si riportano le distribuzioni in p_T di π^+ , K^+ , p, K_S^0 , Λ e ϕ prodotti a rapidità centrale ($|y| < 0.5$) in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV centrali (0-5%, markers pieni) e periferiche (80-90%, markers vuoti). Gli spettri sono riscaldati per migliorarne la visibilità. Fonte: [24].

Confrontando i rapporti fra gli spettri di protoni con pioni ($p/\pi = (p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$) e kaoni con pioni ($K/\pi = (K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$) è possibile apprezzare maggiormente la dipendenza del flusso radiale dalla massa della particella.

In Fig. 2.2 si confrontano i rapporti fra gli spettri K/π (sopra) e p/π (sotto) prodotti in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rosso) e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (nero) centrali (0-5%, sinistra) e periferiche (60-80%, destra), e pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV (blu). Questi rapporti presentano un incremento per $p_T \in [0, 3]$ GeV/c, mentre per $p_T > 10$ GeV/c assumono un valore pressoché costante al variare del momento trasverso p_T . Nelle collisioni Pb-Pb si osserva un picco a basso momento trasverso, non presente nelle collisioni pp e di intensità decrescente al diminuire della centralità. La presenza di questo picco solamente nelle collisioni fra ioni indica la presenza di un flusso radiale del mezzo prodotto non osservato nelle collisioni pp. La graduale diminuzione dell'altezza di questo picco al diminuire della centralità della collisione è coerente con l'ipotesi che i gradienti di pressione siano più intensi in collisioni più centrali. Inoltre, il fatto che il picco nel rapporto p/π sia più prominente e spostato a p_T maggiori rispetto a quello presente nel rapporto K/π a stessa

classe di centralità è coerente con l'ipotesi che gli spettri più influenzati dal flusso radiale siano quelli delle particelle più pesanti.

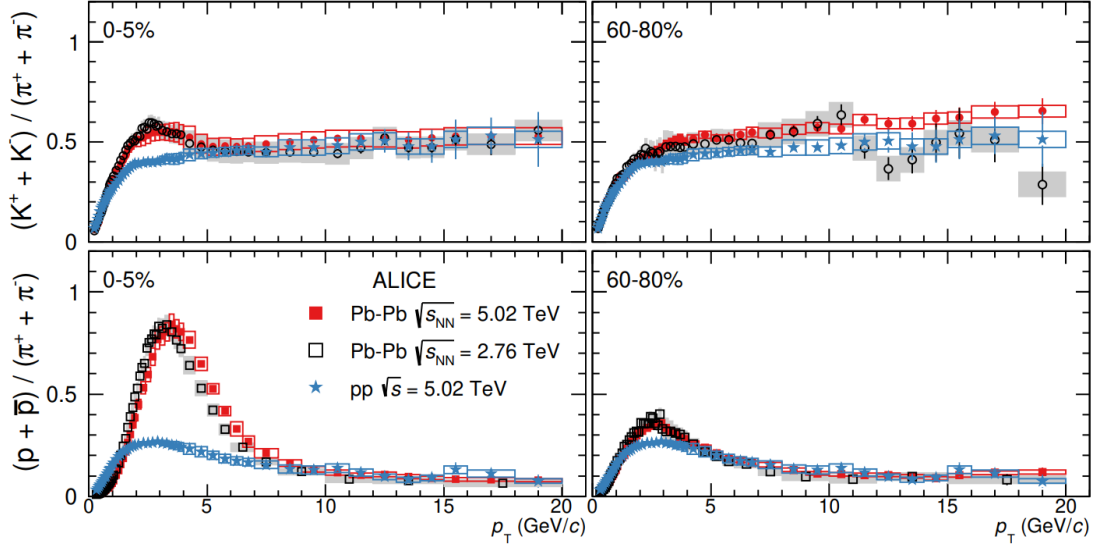


Figura 2.2: In figura si confrontano i rapporti fra gli spettri K/π (sopra) e p/π (sotto) prodotti in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rosso) e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (nero) centrali (0 – 5%, sinistra) e periferiche (60 – 80%, destra), e pp a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV (blu). Fonte: [41].

Per modellizzare l'espansione radiale del QGP e il suo impatto sugli osservabili in esame si utilizza la parametrizzazione “a onda d’urto” Boltzmann-Gibbs (*Boltzmann-Gibbs blast-wave*) [42]. In questo modello idrodinamico semplificato, le particelle sono prodotte da un mezzo in equilibrio termodinamico che si espande radialmente ed è soggetto ad un’istantaneo freeze-out cinetico a temperatura T_{kin} . Si ottiene la produzione di particelle di una determinata specie tramite [41]

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} \propto \int_0^R m_T I_0 \left(\frac{p_T \sinh(\rho)}{T_{kin}} \right) K_1 \left(\frac{m_T \cosh(\rho)}{T_{kin}} \right) r dr \quad (2.1)$$

con ρ profilo di velocità, definito come

$$\rho = \tanh^{-1}(\beta_T) = \tanh^{-1} \left[\left(\frac{r}{R} \right)^n \beta_s \right] \quad (2.2)$$

dove β_T è la velocità di espansione trasversa in unità di c , m_T è la massa trasversa (Eq. (A.4)), T_{kin} è la temperatura di *kinetic freeze-out*, I_0 e K_1 sono le funzioni di Bessel modificate, r è la distanza radiale nel piano trasverso dal centro dell’espansione, R è il raggio del sistema, β_s è la velocità di espansione trasversa sulla superficie e n è l’esponente che determina la forma del profilo di velocità. Nelle implementazioni moderne del modello *Blast-Wave*, come ad esempio [43], il contributo dei decadimenti delle risonanze viene esplicitamente incluso nella parametrizzazione degli spettri, poiché il *feed-down* modifica in maniera significativa la forma delle distribuzioni in impulso trasverso, in particolare per pioni e protoni. La sua inclusione consente una determinazione più affidabile dei parametri di *freeze-out*.

Il modello *blast-wave* è un modello fenomenologico che non fornisce una descrizione fondamentale dell’evoluzione idrodinamica. Tuttavia consente di estrarre parametri efficaci di interesse tramite il fit simultaneo degli spettri in momento trasverso e degli *yield* delle

particelle leggere in esame è possibile ottenere T_{kin} e la velocità media di espansione radiale $\langle\beta_T\rangle$. Dai dati ottenuti in [41] per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, si osserva che in entrambi i casi $\langle\beta_T\rangle$ aumenta all'aumentare della centralità della collisione mentre T_{kin} diminuisce. L'andamento descritto da $\langle\beta_T\rangle$ è coerente con l'ipotesi di gradienti di pressione maggiori per collisioni più centrali, mentre l'andamento descritto da T_{kin} è coerente con l'ipotesi che il QGP sopravviva per meno tempo in collisioni meno centrali, raggiungendo le condizioni di freeze-out cinetico prima, quindi a temperature maggiori. Per le collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV il valore medio della velocità radiale raggiunge $\langle\beta_T\rangle \approx 0.66$ per collisioni centrali (0 – 5%), mentre la temperatura di *kinetic freeze-out* passa da $T_{kin} \approx 0.161$ GeV per collisioni periferiche (80 – 90%) a $T_{kin} \approx 90$ GeV per collisioni centrali (0 – 5%).

2.2 Flusso anisotropo

Nel caso di collisioni non centrali, la regione di sovrapposizione fra i due ioni non ha simmetria sferica. Questo comporta la formazione di gradienti di pressione aggiuntivi dipendenti dalla direzione nello spazio. Quindi, oltre al flusso radiale, è possibile individuare un *flusso anisotropo* del QGP, che dipende strettamente dall'anisotropia iniziale della regione di sovrapposizione e, di conseguenza, dalla centralità della collisione.

La dipendenza dalla direzione dei gradienti di pressione comporta una distribuzione angolare azimutale anisotropa degli spettri in p_T delle particelle prodotte nella regione di collisione. Ciò significa che l'anisotropia spaziale dello stato iniziale è tradotta in un'anisotropia nello spazio dei momenti. La distribuzione delle particelle in momento p può essere scomposta in serie di Fourier [24]

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n \cos [n (\varphi - \Psi_{RP})] \right) \quad (2.3)$$

dove i coefficienti di Fourier ν_n prendono il nome di *coefficienti di flusso*, φ è l'angolo azimutale e Ψ_{RP} è l'angolo azimutale del piano di reazione, definito come il piano contenente l'asse dei fasci ed il parametro d'impatto.

Nel caso in cui il sistema non sia soggetto ad un flusso anisotropo, $\nu_n = 0 \quad \forall n$ e lo spettro della particella in esame risulterebbe indipendente dall'angolo azimutale φ , mentre nel caso in cui sia presente un'anisotropia spaziale dello stato iniziale, i coefficienti di flusso risulterebbero non nulli.

La regione di sovrapposizione è descrivibile in prima approssimazione tramite un ellissoide (Fig. 2.3) la cui eccentricità influenza le differenze spaziali dei gradienti di pressione generati. Tali gradienti definiscono un flusso ellittico, descritto dal coefficiente di flusso ν_2 . I coefficienti di ordine superiore ($\nu_3, \nu_4, \dots$), invece, riflettono la risposta del sistema alle fluttuazioni evento per evento della geometria iniziale. L'impatto del flusso ellittico sugli spettri è maggioritario rispetto a flussi di ordine superiore.

Come nel caso del flusso radiale, saranno maggiormente influenzati dal flusso anisotropo le particelle con massa maggiore, come si può vedere in Fig. 2.4 (sinistra), dove il flusso ellittico risulta più marcato per (anti)protoni (blu) e (anti)barioni Λ (magenta) piuttosto che per i mesoni ($\pi^\pm, K^\pm, \varphi$).

I coefficienti di flusso anisotropo ν_n risultano strettamente legati ai coefficienti di trasporto, specialmente alla *shear viscosity* η , in quanto tale parametro ha come effetto sul sistema lo smorzamento dell'anisotropia sviluppata durante la sua espansione. Ciò

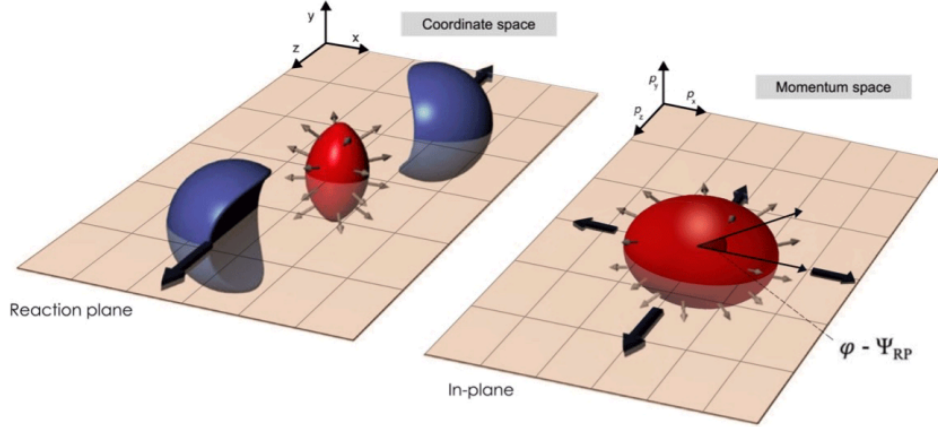


Figura 2.3: A sinistra si presenta una schematizzazione del volume di interazione ellissoidale in una collisione non centrale nello spazio delle coordinate. L'asse dei fasci coincide con l'asse z e l'asse x coincide con la direzione del parametro d'impatto. A destra si presenta una rappresentazione dell'ellissoide nello spazio dei momenti, dove l'angolo azimutale del piano di reazione $\Psi_{RP} = 0$ e l'angolo azimutale ψ è sul piano xy . Fonte: [44].

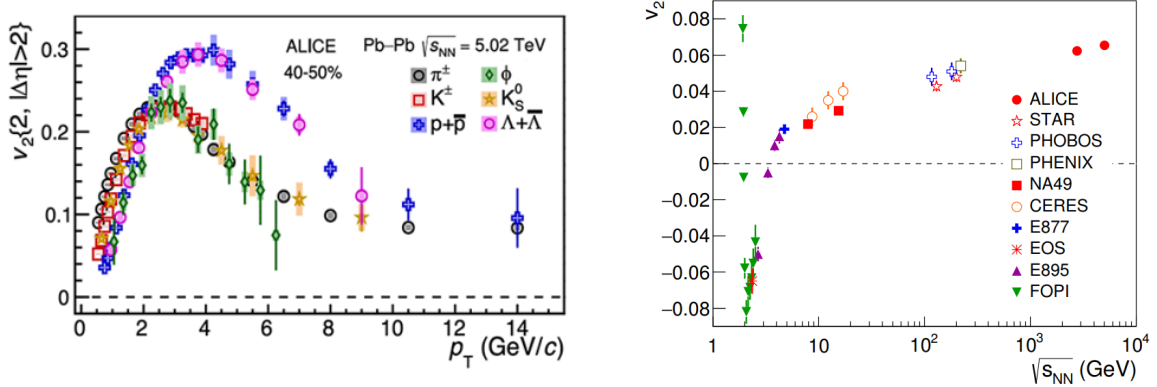


Figura 2.4: A sinistra si riporta il flusso ellittico v_2 in funzione del momento trasverso p_T misurato per adroni leggeri in collisioni semi-centrali Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. A destra si riporta il flusso ellittico integrato in p_T in funzione dell'energia nel centro di massa per nucleone $\sqrt{s_{NN}}$ misurato in vari esperimenti. Fonte: [44].

rende il loro studio fondamentale per l'analisi delle proprietà dinamiche del QGP. Le distribuzioni di ν_n in p_T ottenute possono essere confrontate con le previsioni fornite da modelli idrodinamici, che, come anticipato, dipendono dai valori dei coefficienti di trasporto η, ζ, k_i .

Sin dalle prime misure al RHIC dei coefficienti di flusso anisotropo, si è osservato che il loro valore risulta coerente con le previsioni idrodinamiche ottenute nel caso in cui il parametro η/s (dove s è la densità di entropia del sistema) sia prossimo al suo minimo teorico $1/4\pi^1$. Questo portò alla prima ipotesi che il QGP si comportasse come un fluido perfetto [45].

Il fatto che il QGP sia un fluido perfetto fu ulteriormente accertato all'LHC. Infatti, le previsioni teoriche per il valore di ν_2 integrato in p_T , fecero ipotizzare un aumento del 10 – 50% del suo valore alle energie dell'LHC rispetto alle energie del RHIC. Come si può

¹valore non nullo a causa del principio di indeterminazione e calcolato tramite tecniche basate sulla teoria delle stringhe (AdS/CFT)

vedere in Fig. 2.4 tale incremento è dell'ordine del 30%, valore coerente con le previsioni ottenute nel caso in cui $\eta/s \approx 1/4\pi$.

È possibile studiare il flusso anisotropo del QGP tramite l'analisi delle correlazioni a lungo raggio in differenza di pseudo-rapidità $\Delta\eta = \eta^t - \eta^a$ (Eq. (A.6)) e di angolo azimutale $\Delta\varphi = \varphi^t - \varphi^a$ (Eq. (A.2)) fra una particella “trigger” t e una particella “associata” a [46]. Per fare ciò si definisce la funzione di correlazione di due particelle $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ (*two-particle correlation function*)

$$C(\Delta\varphi, \Delta\eta) = \frac{N_{\text{mixed}}}{N_{\text{same}}} \frac{N_{\text{same}}(\Delta\varphi, \Delta\eta)}{N_{\text{mixed}}(\Delta\varphi, \Delta\eta)} \quad (2.4)$$

dove $N_{\text{same}}(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ e $N_{\text{mixed}}(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ sono le distribuzioni in $\Delta\eta$ e $\Delta\varphi$ di coppie di particelle dello stesso evento e da eventi diversi, mentre N_{same} e N_{mixed} sono fattori di normalizzazione pari al numero di coppie nei due casi. La distribuzione $N_{\text{mixed}}(\Delta\varphi, \Delta\eta)$, detta *event-mixing*, rappresenta una costruzione del rumore di fondo ottenuta accoppiando particelle provenienti da eventi fisicamente indipendenti ma con simile cinematica e centralità; dividendo la distribuzione dello stesso evento per questo fondo, si correggono gli effetti di accettazione geometrica ed efficienza del rivelatore, isolando così le genuine correlazioni fisiche. In questo modo, se le caratteristiche cinematiche fra la particella trigger e quella associata non sono correlate allora $C(\Delta\eta, \Delta\varphi) = 1 \quad \forall \Delta\varphi, \Delta\eta$, mentre tale funzione assume valore non unitario se le particelle sono correlate.

Per collisioni pp in $(\Delta\varphi, \Delta\eta) \approx (0, 0)$ si osserva un picco, dovuto alle correlazioni fra particelle trigger e associate prodotte dalla frammentazione dello stesso partone e quindi appartenenti allo stesso jet (*near-side jet peak*), mentre per $\Delta\varphi \approx \pi$ si osserva una cresta (*ridge*) dovuto alle correlazioni fra particelle appartenenti a jet opposti (*away-side jet peak*). L'ampiezza in pseudo-rapidità di quest'ultima è causata dalla distribuzione in momento longitudinale dei partoni collidenti all'interno dei nucleoni.

Nel caso di collisioni nucleo-nucleo si osserva una cresta anche per $\Delta\varphi \approx 0$ dovuta al flusso anisotropo del QGP formato. Infatti, il moto collettivo delle particelle, causato dall'anisotropia iniziale della collisione, porta queste ad essere correlate anche a grandi distanze, descritte da grandi differenze di pseudo-rapidità.

Tale effetto si è osservato per la prima volta a RHIC in collisioni centrali Au-Au [47] e risulta ben osservabile in collisioni centrali Pb-Pb (Fig. 2.5). La scelta della particella trigger risulta essenziale per la corretta visualizzazione. Infatti il *ridge* ricercato ha stessa intensità sia che si considerino correlazioni fra particelle con trigger a basso momento trasverso, sia con trigger ad alto momento trasverso. Mentre nel primo caso (sinistra) il ridge a $\Delta\varphi \approx 0$ risulta ben visibile, nel secondo caso (destra), a causa dell'aumentato numero di correlazioni fra particelle appartenenti allo stesso jet, il *near-side jet peak* incrementa d'intensità, portando la cresta ad essere difficilmente osservabile. Inoltre, l'*away-side jet peak* risulta meno pronunciato a causa della perdita di energia dei partoni che lo generano all'interno del QGP.

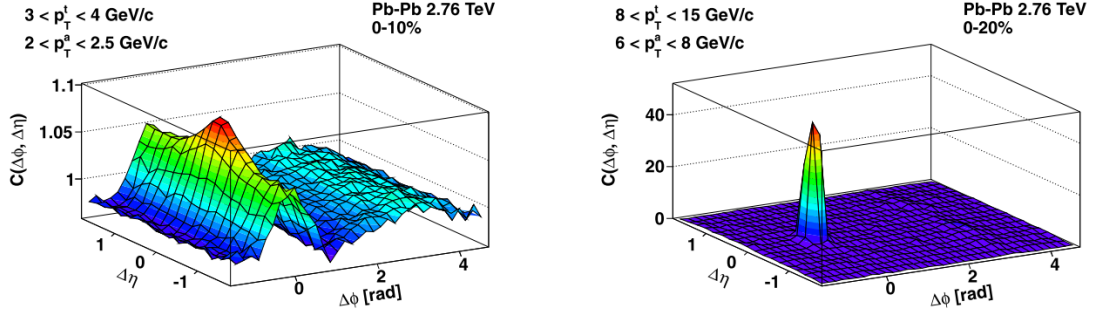


Figura 2.5: In figura si presenta la funzione di correlazione di due particelle $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ per collisioni centrali Pb-Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. A sinistra si considerano particelle trigger a basso momento trasverso $p_T^t \in [3, 4]$ GeV/c. Il near-sided ridge risulta ben visibile oltre al near-side jet peak. A destra si considerano particelle trigger ad alto momento trasverso $p_T^t \in [8, 15]$ GeV/c. Il near sided ridge non risulta visibile a causa dell'intensità del near-side jet peak. Fonte: [46].

Per distinguere le correlazioni dovute ad effetti non collettivi dalle correlazioni dovute all'espansione del sistema intermedio, ci si concentra sulle correlazioni a lungo raggio, descritte dalle strutture nella regione ad alta differenza di pseudo-rapidità (es. $|\Delta\eta| > 0.8$).

Proiettando la funzione di correlazione di due particelle si ottiene una distribuzione in $\Delta\varphi$ che può essere decomposta in armoniche similmente a quanto visto in Eq. (2.3)

$$\frac{dN^{\text{coppie}}}{d\Delta\varphi} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\nu_{n\Delta}(p_T^t, p_T^a) \cos(n\Delta\varphi) \quad (2.5)$$

Tramite un fit della proiezione $C(\Delta\varphi, |\Delta\eta| > 0.8) = C(\Delta\varphi)$ dei dati presentati in Fig. 2.5 tramite Eq. (2.5) (Fig. 2.6) si è dimostrato che risulta valida la fattorizzazione del coefficiente $\nu_{n\Delta}(p_T^t, p_T^a) \approx \nu_n(p_T^t)\nu_n(p_T^a)$ nei coefficienti di flusso per le correlazioni nella regione di *bulk* ($p_T^t < 6$ GeV/c) per $n \leq 4$ [46]. Questo dimostra la possibilità di estrarre i coefficienti di flusso principali e quindi di studiare il flusso anisotropo del QGP tramite le correlazioni cinetiche delle particelle di *bulk*.

L'osservazione di analoghe strutture di flusso anisotropo in collisioni pp e p-Pb ha motivato l'estensione di questi studi ai sistemi di dimensioni intermedie, tra cui le collisioni ossigeno-ossigeno.

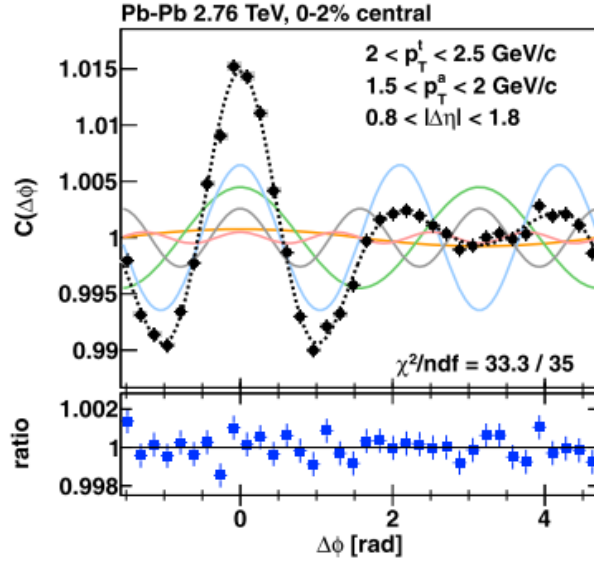


Figura 2.6: In figura si presenta la proiezione $C(\Delta\varphi)$ della funzione di correlazione di due particelle $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ per correlazioni a lungo range $|\Delta\eta| > 0.8$ per collisioni Pb-Pb centrali a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Si riportano i dati (markers neri), il risultato del fit tramite Eq. (2.5) (linea tratteggiata nera) e le armoniche fino a $n = 4$ (linee colorate). Fonte: [46].

2.3 Flusso anisotropo in sistemi piccoli

Come anticipato in Sez. 1.3.1 le collisioni pp e p-A, chiamati “sistemi piccoli”, sono sempre state utilizzate come sistemi di riferimento per lo studio delle collisioni fra ioni pesanti, nell’ipotesi che sistemi piccoli non vi fosse produzione di QGP. Tale ipotesi fu messa in discussione quando si osservarono per la prima volta in collisioni pp e p-A ad alta molteplicità delle osservabili caratteristiche della presenza del QGP. Per di più si è osservato che molte di queste osservabili mostrano un’evoluzione continua al variare della molteplicità dell’evento piuttosto che del sistema di collisione. Ciò portò a chiedersi se fosse possibile creare un QGP in questo tipo di collisioni, e quali meccanismi potessero permettere di raggiungere le condizioni pseudocritiche per la transizione di fase della materia adronica in esse [24].

Uno dei primi osservabili d’interesse incontrati nello studio dei sistemi piccoli fu il *near-side ridge* nella funzione di correlazione fra due particelle $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$. Tale *ridge* fu osservato sia dall’esperimento CMS in collisioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV ad alta molteplicità [48] sia dall’esperimento ALICE in collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ad alta molteplicità [49]. Tale osservazione portò ad ipotizzare che anche in questi sistemi, per cui non ci si aspetta la formazione di un mezzo fluido, le particelle prodotte siano soggette ad un flusso anisotropo. Ci si aspetta che in collisioni pp e p-A il flusso anisotropo sia debolmente dipendente dalla centralità della collisione, in quanto risulta maggiormente influenzato dalle fluttuazioni dello stato iniziale.

In tali sistemi risulta più complicato separare le correlazioni di *non-flow* da quelle dovute all’espansione collettiva di un possibile QGP. Per questo motivo, oltre a concentrarsi sulle correlazioni a $|\Delta\eta| < 0.8$, si sottrae ai dati ottenuti per collisioni centrali quanto misurato in collisioni periferiche, dove dovrebbero essere presenti unicamente effetti non legati al flusso, come la presenza di jet o risonanze (Fig. 2.7). In alternativa, volendo studiare un fenomeno che caratterizza più particelle contemporaneamente, si possono analizzare le correlazioni fra un numero $m > 2$ di particelle da cui estrarre i coefficienti

di flusso cumulativi $\nu_n\{m\}$ tramite Eq. (2.5) (Fig. 2.8) [50].

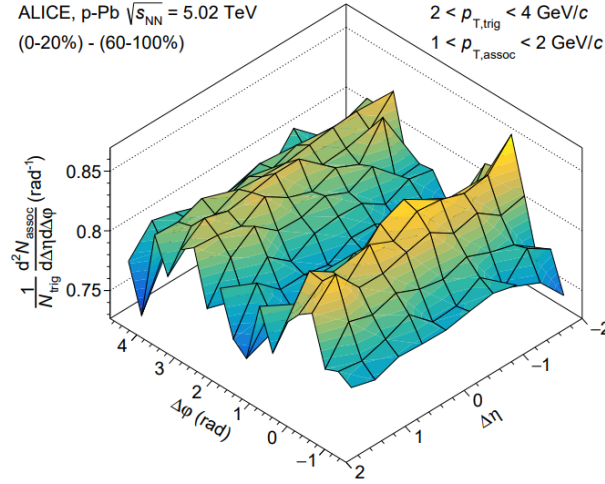


Figura 2.7: In figura si riporta la molteplicità di particelle associate (a) per il numero di particelle trigger (t) in funzione della differenza in pseudo-rapidità $\Delta\eta$ e angolo azimutale $\Delta\varphi$ per collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$. Per scartare gli effetti di non-flow ed evidenziare la cresta a $\Delta\varphi \approx 0$, si è sottratta alla distribuzione ottenuta per eventi a grande molteplicità (0 – 20%) i risultati ottenuti per collisioni a bassa molteplicità (60 – 100%) Fonte: [24].

In Fig. 2.8 si riportano i coefficienti di flusso $\nu_2\{2\}$, $\nu_3\{2\}$, $\nu_4\{2\}$ e $\nu_2\{4\}$ in funzione della molteplicità di particelle cariche N_{ch} prodotte a media pseudo-rapidità ($|\eta| < 0.8$) per collisioni pp a $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV, p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Per le correlazioni fra due particelle si sono considerate unicamente correlazioni a lungo raggio $|\Delta\eta| > 1.4(1.0)$ nello studio dei coefficienti ν_2 (ν_3 e ν_4). Per $N_{ch} < 50$ il coefficiente di flusso ellittico ν_2 è compatibile fra tutti i sistemi di collisione analizzati, per poi aumentare per N_{ch} più grandi in sistemi Pb-Pb, mentre in pp e p-Pb mantengono un andamento pressochè costante. Al contrario, i coefficienti di flusso di ordine superiore ν_3 e ν_4 non risultano fortemente dipendenti dalla molteplicità. Questi risultati sono coerenti con quanto previsto: mentre il flusso ellittico in collisioni di ioni pesanti risulta fortemente dipendente dalla centralità della collisione a causa della geometria della regione di interazione, per sistemi piccoli esso risulta principalmente influenzato dalle fluttuazioni dello stato iniziale, risultando indipendente da N_{ch} . Allo stesso tempo, i flussi ν_3 e ν_4 risultano strettamente dipendenti dalle fluttuazioni di stato iniziale qualsiasi sia il sistema di collisione, portando all'indipendenza dalla molteplicità di particelle cariche [44]. Il fatto che $\nu_2\{4\}$ sia non nullo per collisioni pp e p-Pb dimostra la presenza di un moto collettivo nelle collisioni in sistemi piccoli dovuto al flusso del materiale prodotto [51].

Per quanto i modelli idrodinamici riescano a descrivere qualitativamente le caratteristiche del flusso collettivo nelle collisioni protone-protone e protone-nucleo, sono presenti delle discrepanze fra i risultati previsti e le misure sperimentali. Queste differenze sono dovute principalmente alla limitata conoscenza delle condizioni iniziali in queste collisioni, specificatamente la struttura spaziale e subnucleare del protone. Per questo motivo, durante il Run 3 di LHC è stato dedicato un programma speciale a collisioni fra ioni leggeri (ossigeno-ossigeno, protone-ossigeno e neon-neon). Le collisioni fra ioni leggeri sono di particolare interesse per lo studio della dipendenza dei coefficienti di flusso dalla geometria iniziale in sistemi piccoli. In particolare, la struttura nucleare dell'ossigeno ^{16}O è nota essere tetraedrica, mentre il neon ^{20}Ne ha una struttura che ricorda un birillo [52].

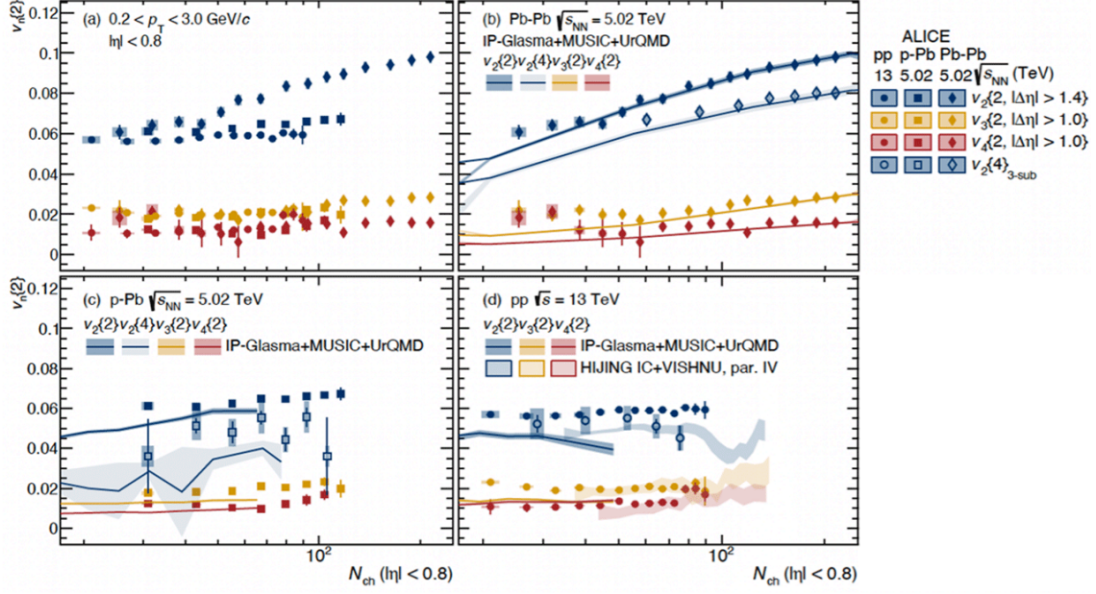


Figura 2.8: In figura si riportano i coefficienti di flusso $v_2\{2\}$, $v_3\{2\}$, $v_4\{2\}$ (a) e $v_2\{4\}$ (b,c,d) in funzione della molteplicità di particelle cariche prodotte a media pseudo-rapidità N_{ch} ($|\eta| < 0.8$) per collisioni pp a $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV, p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Fonte: [44].

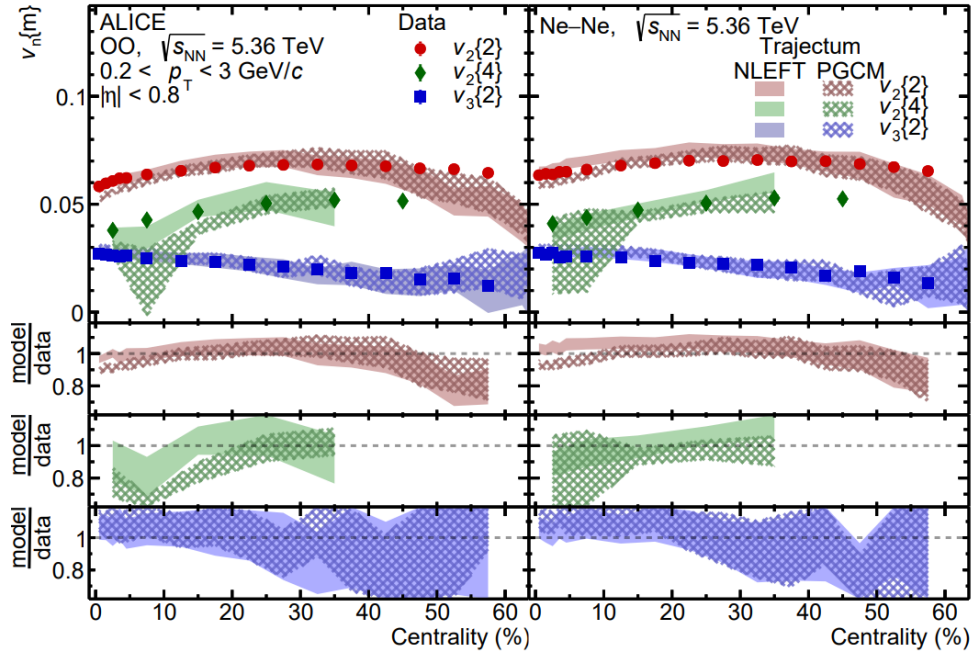


Figura 2.9: In figura si riportano i coefficienti di flusso $v_2\{2\}$ (rosso), $v_3\{2\}$ (blu) e $v_2\{4\}$ (verde) in collisioni OO (sinistra) e Ne-Ne (destra) a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. I dati sono confrontati con i modelli idrodinamici (bande colorate) e si riportano i rapporti model/data. Fonte: [52].

In Fig. 2.9 si riporta la dipendenza dei coefficienti di flusso $v_2\{2\}$, $v_3\{2\}$ e $v_2\{4\}$ dalla centralità nelle collisioni OO e Ne-Ne a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV, considerando unicamente correlazioni a lungo raggio ($|\Delta\eta| > 1.4$). Tali dati sono confrontati con le previsioni ottenute da modelli idrodinamici che prendono in input la struttura nucleare dello ione. Per entrambi i sistemi si osserva un aumento del flusso ellittico $v_2\{2\}$ e $v_2\{4\}$ al diminuire della centralità della collisione, coerentemente con l'aumento dell'eccentricità della regione di

interazione. La compatibilità fra le previsioni dei modelli e i dati reali conferma l'ipotesi che anche le correlazioni fra ioni leggeri siano dovute alla formazione ed espansione anisotropa di un mezzo fluido.

In questo contesto, le collisioni ossigeno-ossigeno occupano una posizione peculiare all'interno del programma sperimentale di LHC. Grazie alla loro dimensione intermedia, esse rappresentano un laboratorio ideale per investigare la transizione tra sistemi piccoli come pp, p-Pb e gli ioni pesanti come Pb-Pb. Consentono di verificare se gli osservabili di collettività evolvano in maniera continua con la dimensione del sistema e con la molteplicità dell'evento, e di comprendere quale ruolo sia giocato rispettivamente dalla dimensione del sistema e dalla molteplicità finale dell'evento.

Capitolo 3

EPOS4

EPOS4 è un generatore di eventi basato su metodi Monte Carlo che permette di simulare collisioni di particelle e ioni pesanti ad alta energia con la possibilità di attivare o disattivare l'evoluzione idrodinamica. Ciò rende EPOS4 particolarmente adatto allo studio degli effetti collettivi, che costituiscono il principale oggetto della tesi.

Tale generatore di eventi si basa sull'approccio EPOS presentato da Werner, Liu e Pierog nel 2005 [53] per modellizzare e comprendere le collisioni pp e d-Au su cui si concentrava la ricerca al RHIC. Il nome è un acronimo per *Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach, based on Partons (parton ladders), Off-shell remnants, and Splitting of parton ladders*.

Un evento di collisione fra ioni pesanti simulato in EPOS4 viene trattato come segue. La collisione iniziale fra i due proiettili viene descritta tramite lo scambio di *parton ladders*, che evolvono in frammenti di stringa. Successivamente, in funzione della densità spaziale di stringhe, il sistema viene suddiviso in un *core* e in una *corona*. Il *core* è soggetto all'evoluzione idrodinamica e all'adronizzazione, mentre dalla *corona* si implementa la cascata adronica.

Le *parton ladders* sono una rappresentazione del grande insieme di partoni *off-shell* prodotti a cascata durante le collisioni ad alta energia fra i partoni di proiettili adronici. L'obiettivo del modello EPOS è descrivere le collisioni ad alta energia tra due protoni tramite *ladder* di partoni e i residui dei proiettili dopo la collisione (Fig. 3.1, sinistra). Tale descrizione si ripropone di mantenere valida la “fattorizzazione”, cioè la possibilità di valutare la sezione d'urto inclusiva di un processo in collisioni pp tramite la convoluzione fra PDFs dei due proiettili e la sezione d'urto partone-partone. La validità della fattorizzazione permette di estendere lo studio a due nuclei con numero di nucleoni A e B tramite lo “scaling binario”, cioè valutare la sezione d'urto inclusiva di un processo in una collisione AB moltiplicando per un fattore $A \cdot B$ la sezione d'urto inclusiva in collisioni protone-protone [54].

Le *parton ladders*, quindi, rappresentano l'evoluzione partonica della collisione tra due partoni e costituiscono gli oggetti fondamentali dai quali EPOS costruisce le stringhe di colore (Cap. 1) che successivamente adronizzano. Le collisioni inelastiche vengono descritte da *ladder* aperte (Fig. 3.1, sinistra), mentre le collisioni elastiche vengono descritte da *ladder* chiuse (Fig. 3.1, destra), composte da due *ladder* aperte speculari.

Le *closed ladders* sono descritte tramite oggetti matematici che trasportano quadrimpulso e numeri quantici, detti Pomeroni “non tagliati” (*uncut pomerons*), mentre le *open ladders* sono descritte similmente tramite Pomeroni “tagliati” (*cut pomerons*). In questo senso, nei simulatori che si basano sull'approccio EPOS, le interazioni fra nucleoni

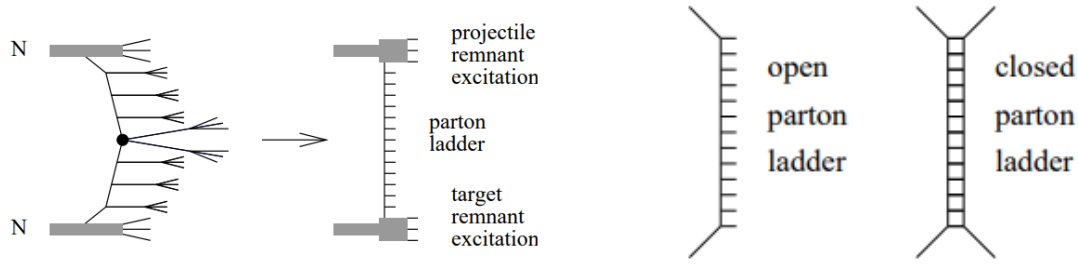


Figura 3.1: A sinistra si riporta una rappresentazione schematica della collisione fra due proiettili adronici N nell'approccio EPOS. A destra si riporta la rappresentazione schematica di una parton ladder aperta e una chiusa. Fonte: [53].

vengono descritte tramite lo scambio di pomeroni multipli.

Basandosi su questo meccanismo di interazione fra i nucleoni, in EPOS4 l'evoluzione di un evento di collisione di ioni pesanti ultrarelativistici viene suddiviso in [54]:

- Interazioni primarie, dove si descrivono le prime collisioni fra partoni;
- Interazioni secondarie, a loro volta suddivise in:
 - separazione del sistema in *core* e *corona*;
 - evoluzione idrodinamica e adronizzazione statistica;
 - implementazione della cascata adronica;

Le suddette interazioni verranno descritte nel dettaglio nei prossimi paragrafi.

3.1 Interazioni primarie

In una collisione fra due ioni pesanti ultrarelativistici, l'intervallo di tempo in cui avviene la collisione ($\tau_{collision}$) risulta molto minore dei tipici tempi di formazione degli adroni ($\tau_{form} \approx 1 \text{ fm}/c$). Per questo motivo le singole collisioni nucleone-nucleone che avvengono fra i partecipanti devono essere trattate come simultanee. Allo stesso tempo ogni interazione fra nucleoni viene descritta da molteplici collisioni partone-partone parallele, rappresentate in EPOS tramite lo scambio simultaneo di *parton ladders* [55].

Lo strumento per descrivere collisioni parallele fra partoni è la matrice di scattering S_{ij} definita nella teoria di Gribov-Regge (GR) [56]. Tale teoria si basa sull'idea che non esista un ordinamento fra gli scattering e che sia possibile definire un operatore di scattering $\hat{S}$ che agisce sullo stato iniziale del sistema $|\psi\rangle$ fornendo lo stato successivamente agli scattering paralleli $|\varphi\rangle$ ($|\varphi\rangle = \hat{S}|\psi\rangle$) tramite i contributi dei singoli pomeroni scambiati parallelamente. L'approccio Gribov-Regge, quindi, fornisce il formalismo teorico che permette di descrivere in maniera consistente le molteplici interazioni partone-partone che avvengono simultaneamente durante una collisione ad alta energia.

Tale teoria però non tiene conto della conservazione del quadrimpulso del sistema in modo rigoroso. Infatti, i partoni appartenenti allo stesso nucleone devono condividere il suo quadrimpulso p^μ , rendendo necessaria la conservazione del quadrimupulso totale in ogni istante. Ciò non avviene formalmente nella teoria GR, dove invece il quadrimpulso di ogni partone è definito tramite una distribuzione di probabilità condizionata da quello degli altri, della forma $f(p_i^\mu | p^\mu - \sum_{j < i} p_j^\mu)$. In tale caso la conservazione è sequenziale, in contraddizione con l'ipotesi di scattering paralleli.

Questo problema viene affrontato nella versione EPOS4 del simulatore: la relazione fra i quadrimpulsi dei partoni è descritta tramite funzioni delta della forma $\delta(p^\mu - \sum_{j \neq i} p_j^\mu)$ [57, 58]. Imponendo questa richiesta si perdono la fattorizzazione ed il *binary scaling*, strumenti essenziali per la valutazione delle sezioni d'urto adroniche. Questo succede perché non si tiene conto di effetti di QCD non lineari, come l'emissione e riassorbimento di *parton ladders*. Per accoppiare questi effetti si introduce la scala di saturazione del quadrimpulso trasferito nell'interazione Q_{sat}^2 . Facendo ciò è possibile riottenere la validità della fattorizzazione e dello scaling binario [54].

3.2 Interazioni secondarie

3.2.1 Separazione *core-corona*

Valutate le interazioni primarie, i pomeroni decadono in frammenti di stringa, chiamati “pre-adroni” che, ad un tempo proprio iniziale τ_0 (≈ 1 fm/c), vengono suddivisi in due regioni a seconda della loro densità e del loro momento trasverso (Fig. 3.2) [59]:

- *Core*: regione dove i frammenti di stringa sono molto densi e hanno basso momento trasverso (rosso);
- *Corona*: regione dove i frammenti di stringa sono poco densi e hanno alto momento trasverso (blu).

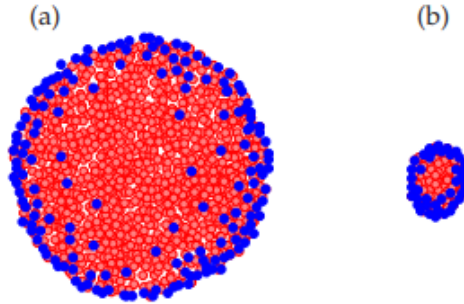


Figura 3.2: A sinistra si riporta una rappresentazione dei frammenti di stringa che costituiscono il core (in rosso) e la corona (in blu) in sistemi grandi (a) e piccoli (b). Fonte: [60].

I pre-adroni che si ritrovano nella *corona* solitamente si trovano nella parte superficiale della regione di interazione oppure nella parte più interna ma con grande momento trasverso. Questi non risultano influenzati dal moto collettivo del sistema e adronizzano seguendo il meccanismo di frammentazione di stringa in coppie $q\bar{q}$. Lo stesso meccanismo di adronizzazione viene applicato per i nucleoni non partecipanti alla collisione [60].

Il *core* è costituito dai pre-adroni a basso p_T che si trovano nella parte più interna della regione di interazione.

Questa procedura di separazione delle regioni permette di ottenere dallo stesso formalismo i contributi agli osservabili da interazioni ad alta e a bassa energia. A seconda della centralità della collisione l'evoluzione del core e della corona hanno impatti differenti sugli osservabili.

3.2.2 Evoluzione idrodinamica e adronizzazione statistica

Il *core* evolve come un fluido relativistico viscoso [40, 59]. Nella fluidodinamica relativistica, un sistema ideale può essere descritto tramite la densità d'energia ε , la pressione P , la quadrivelocità u^μ e la densità di carica n elettrica (Q), di numero quantico barionico (B) o di stranezza (S). È possibile definire il tensore degli sforzi $T^{\mu\nu}$ e la densità di corrente J^μ come segue

$$T^{\mu\nu} = \varepsilon u^\mu u^\nu + P(u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}) \quad J_i^\mu = n_i u^\mu \quad i \in B, S, Q \quad (3.1)$$

dove $g_{\mu\nu}$ è il tensore metrico. Imponendo la conservazione dell'energia e della carica

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad \partial_\mu J_i^\mu = 0 \quad i \in B, S, Q \quad (3.2)$$

oltre che la normalizzazione della norma quadra della quadrivelocità $u^\mu u_\mu = 1$ e definendo l'equazione di stato per ogni carica in esame $P(\varepsilon, n_i)$, il sistema risulta ben definito.

Per tenere conto della non idealità del fluido è necessario correggere il tensore degli sforzi $T^{\mu\nu}$ e la densità di corrente J_i^μ in Eq. (3.1) tramite l'aggiunta di termini dissipativi

$$T^{\mu\nu} \rightarrow T^{\mu\nu} + \Pi^{\mu\nu} \quad J_i^\mu \rightarrow J_i^\mu + \nu_i^\mu \quad (3.3)$$

Nel termine $\Pi^{\mu\nu}$ sono contenute la *bulk viscosity* ζ e la *shear viscosity* η , mentre in ν_i^μ è contenuta la diffusività k_i della carica in esame nel fluido. Tramite questo formalismo è possibile ottenere le equazioni di Navier-Stokes relativistiche per un fluido viscoso, corrette negli anni '70 da Müller e, indipendentemente, da Israel e Stewart [61–64] per ovviare a problemi relativi alla causalità.

Come anticipato in Cap. 2, affinché sia possibile risolvere tali equazioni è necessario fornire in input le condizioni iniziali del sistema, l'equazione di stato e i valori dei coefficienti di trasporto ζ , η e k_i . Sapere quali pre-adroni fanno parte di tale regione e quali sono le loro caratteristiche cinematiche permette di valutare la forma del tensore energia-momento $T^{\mu\nu}$ e della densità di corrente J_i^μ a tempo proprio τ_0 . L'equazione di stato utilizzata dai simulatori EPOS è detta “X3F” in quanto riproduce la transizione di fase di tipo *cross-over* (X) a temperatura $T \approx 156$ MeV tenendo conto della conservazione dei 3 flavour adronici leggeri up, down e strange (3F) come ottenuto dai calcoli di QCD su reticolo presentati in Sez. 1.2.1 per $\mu_B = \mu_S = \mu_Q = 0$ [65]. Per quanto riguarda i coefficienti di trasporto si considerano la viscosità di volume e la diffusività delle cariche nulle ($\zeta = k_B = k_S = k_Q = 0$), mentre si impone la viscosità di taglio sulla densità di entropia a $\eta/s = 0.08$ ($\approx 1/4\pi$), prossimo al valore minimo teorico [59].

Le condizioni iniziali dei tubi di flusso che si suddividono in pre-adroni vengono determinate randomicamente evento per evento [65]. Questo porta ad una distribuzione della densità di energia nel piano trasverso con regioni più e meno dense disposte differenzialmente a seconda dell'evento. Tale distribuzione è pressochè invariante per traslazione, ciò significa che la struttura è simile prendendo regioni a rapidità spazio-temporale η_s (Eq. (A.7)) distinte, come si può vedere in Fig. 3.3.

Facendo evolvere il *core* tramite le equazioni idrodinamiche si osserva che pure la distribuzione spaziale della velocità trasversa che ne scaturisce presenta un'approssimata invarianza traslazionale: in posizioni longitudinali differenti si osserva lo stesso pattern del flusso del fluido, come si può vedere in Fig. 3.4.

Questo significa che particelle emesse da posizioni longitudinali differenti con stesso angolo azimutale di emissione ricevono lo stesso *boost* trasverso. Di conseguenza, queste

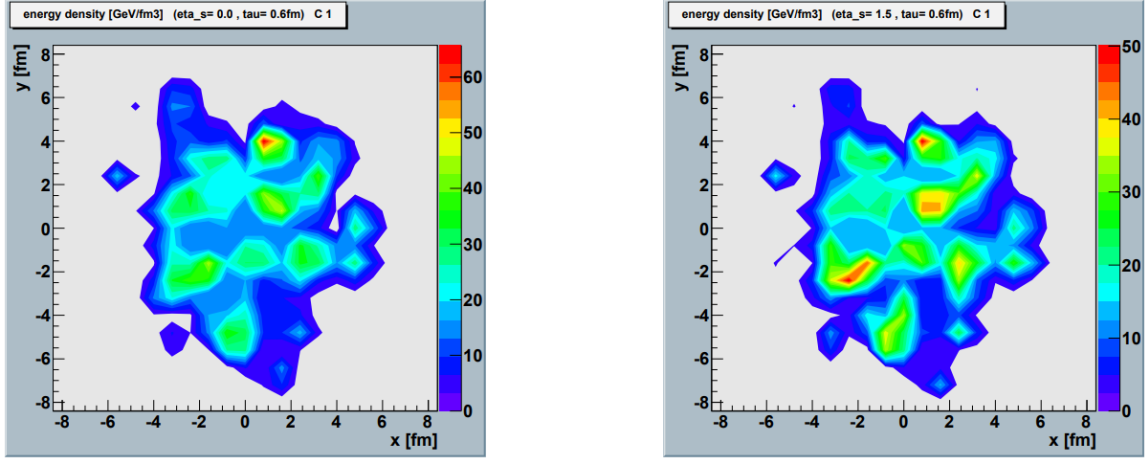


Figura 3.3: In figura si riportano le distribuzioni di densità di energia iniziale ($\tau = 0.6 \text{ fm}/c$) del core in una simulazione di collisione centrale Au-Au a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ in due regioni longitudinali distinte: $\eta_s = 0$ a sinistra e $\eta_s = 1.5$ a destra. Fonte: [65].

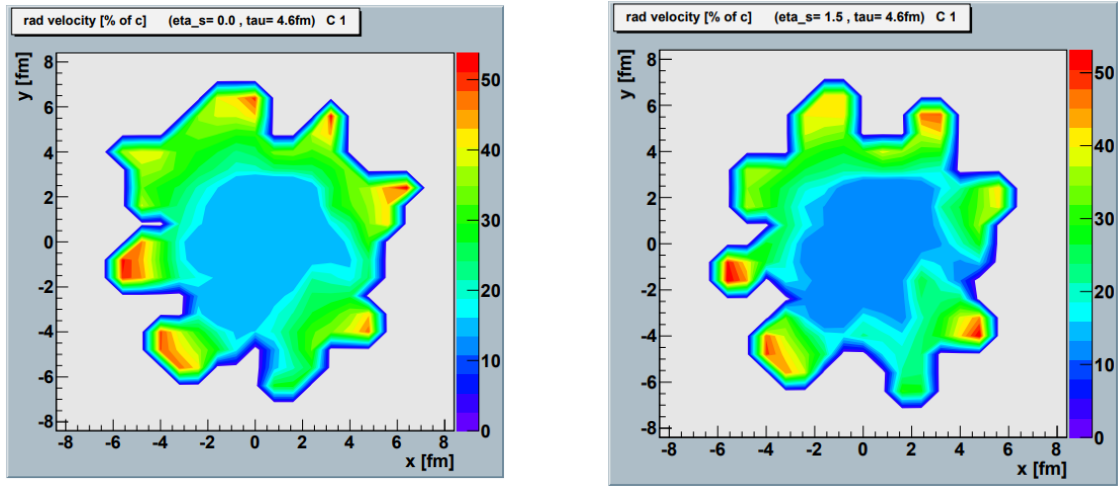


Figura 3.4: In figura si riportano le distribuzioni di velocità di flusso trasverso dopo l'evoluzione del core ($\tau = 4.6 \text{ fm}/c$) in una simulazione di collisione centrale Au-Au a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ in due regioni longitudinali distinte: $\eta_s = 0$ a sinistra e $\eta_s = 1.5$ a destra. Fonte: [65].

presentano una correlazione cinematica a lungo raggio, avendo $\Delta\varphi \approx 0$ e $\Delta\eta > 0$. Ciò significa che il simulatore EPOS4 riesce a riprodurre le correlazioni a lungo raggio causate dal flusso anisotropo del QGP discusse in Sez. 2.2 (Fig. 3.5) [65].

In EPOS4, quando il *core*, nella sua espansione, raggiunge la densità di energia di *freeze-out* $\epsilon_{FO} (\approx 0.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3)$, adronizza seguendo un modello statistico descritto tramite l'ensemble microcanonico. In tale modello si impone la conservazione dell'energia del sistema e del flavour qualsiasi sia il volume della “goccia” di QGP in esame, permettendo di applicarlo sia a sistemi piccoli (es. pp) che grandi (es. Pb-Pb) [60]. L'adronizzazione avviene sulla superficie di *freeze-out* e costituisce il collegamento tra la descrizione continua del fluido e le particelle che saranno successivamente propagate nella cascata adronica.

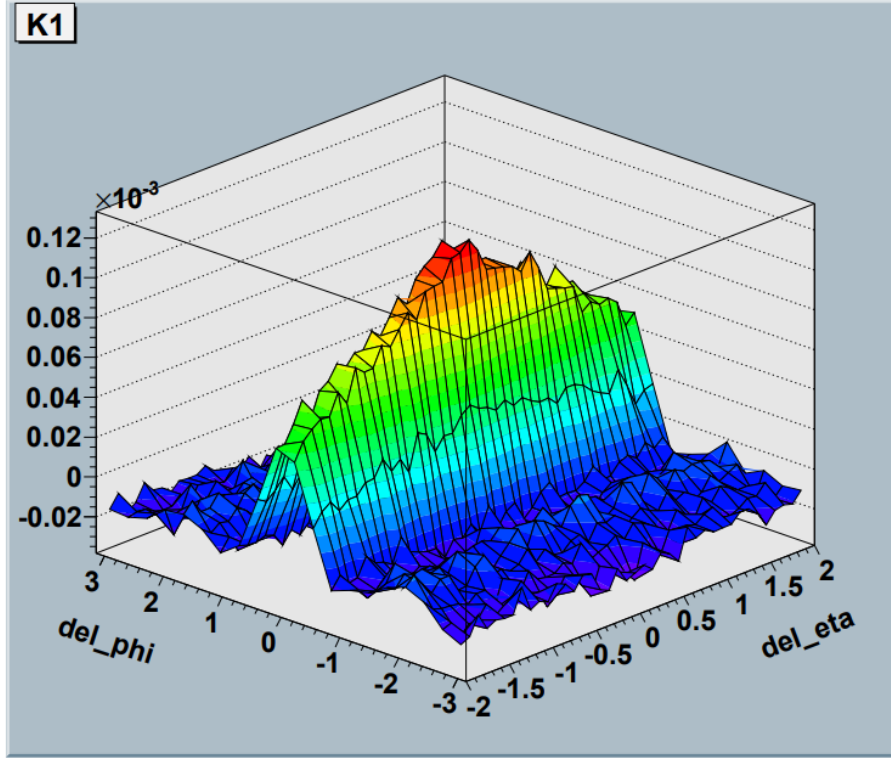


Figura 3.5: In figura si riportano le correlazioni in $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ per coppie di adroni in una simulazione di collisione centrale Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Le particelle trigger hanno $p_T^t \in [3, 4]$ GeV/c, mentre le particelle associate hanno $p_T^a \in [2, p_t^T]$ GeV/c. Fonte: [65].

3.2.3 Cascata adronica

Successivamente alla loro formazione gli adroni possono ancora interagire tramite collisioni inelastiche ed elastiche. Tali interazioni e il loro impatto sugli spettri adronici viene valutato tramite il modello *Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics* (UrQMD) [66,67]. Tale modello tratta la dinamica di un sistema multi-corpi di adroni ultrarelativistici tramite una teoria di trasporto microscopico che si basa sulla propagazione degli adroni lungo traiettorie classiche, scattering binari stocastici, formazione di stringhe di colore e decadimento di risonanze. La dinamica degli adroni viene descritta tramite una lagrangiana che tiene conto dell'interazione di Yukawa, di Coulomb e di Pauli (se aventi spin) fra coppie di particelle, a cui si aggiunge un pseudo-potenziale di contatto detto “potenziale di Skyrme”. L'implementazione della cascata adronica modifica principalmente gli osservabili sensibili alle interazioni adroniche finali, senza modificare gli effetti collettivi già sviluppati durante l'evoluzione idrodinamica descritta precedentemente.

Nel seguito della tesi verranno confrontate simulazioni ottenute con e senza evoluzione idrodinamica, così da isolare il contributo degli effetti collettivi agli osservabili studiati.

Capitolo 4

Risultati

In questo capitolo viene riportato lo studio di pioni, kaoni e (anti)protoni prodotti a rapidità centrale ($|y| < 0.5$) nelle simulazioni di EPOS4 di collisioni ossigeno-ossigeno e protone-protone a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Lo studio è stato ristretto alle specie sopracitate in quanto rappresentano gli adroni leggeri più abbondanti prodotti in una tipica collisione fra ioni pesanti (Fig. 1.12) e quindi costituiscono il *bulk* del sistema in esame.

Per ogni simulazione sono state considerate due possibili configurazioni:

- “HYDRO”: simulazione in cui si tiene conto dell’evoluzione idrodinamica del *core*. Risultano attivi:

- Suddivisione del sistema in *core* e *corona* (**core full**);
- Risoluzione delle equazioni idrodinamiche (**hydro h1le**);
- Impiego dell’equazione di stato X3F (**eos x3ff**);
- Valutazione della cascata adronica (**hacas full**).

- “NOHYDRO”: simulazione in cui non si considera l’evoluzione idrodinamica del *core*. Risultano attivi:

- Suddivisione del sistema in *core* e *corona* (**core full**);
- Valutazione della cascata adronica (**hacas full**).

Tali simulazioni sono state condotte su cluster dell’infrastruttura di calcolo HPC Open Physics Hub del Dipartimento di Fisica e Astronomia dell’Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, e in particolare sfruttando i nodi di calcolo del progetto ERC-H2020-STG CosmicAntiNuclei. In Tab. 4.1 vengono riportati per ogni sistema il numero di eventi totali simulati ed il tempo macchina di OPH necessario per simulare 100k eventi suddivisi in 100 job paralleli da 1k eventi.

Sistema	NOHYDRO		HYDRO	
	Eventi totali (10^6)	Tempo macchina	Eventi totali (10^6)	Tempo macchina
pp	1.4	00 : 12 : 06	1.398	33 : 29 : 02
OO	1.379	00 : 23 : 12	1.323	49 : 50 : 44

Tabella 4.1: In tabella si riporta per ogni sistema il numero di eventi totali simulati ed il tempo macchina (formato hh : mm : ss) di OPH necessario per simulare 100k eventi suddivisi in 100 job paralleli da 1k eventi.

Il numero di eventi simulati risulta limitato a causa delle grandi risorse, in termini di tempo macchina, necessarie per le simulazioni in configurazione HYDRO, ≈ 150 volte maggiori rispetto alla configurazione NOHYDRO.

Ogni simulazione fornisce in output un file in formato `.root` contenente due tipi di `TTree`:

- **teposhead**: contenente informazioni sulla configurazione della simulazione, quali il numero atomico e numero di massa dei proiettili, l'energia nel centro di massa per nucleone ed il numero di eventi generati per simulazione.
- **teposevent**: contenente informazioni sui risultati della simulazione, quale il numero di particelle prodotte, il loro EPOS ID (differente dal PDG ID), la loro massa, energia, componenti cartesiane del momento e del punto di formazione, etc...

La gestione dei dati contenuti in questi `TTree`, comprendente le fasi di lettura, analisi statistica, manipolazione e rappresentazione grafica, è stata affidata ad un insieme di macro C++ sviluppate interamente ed autonomamente nell'ambito di questo lavoro di tesi [68]. L'intero processo d'analisi richiede un tempo di calcolo totale di 11 minuti.

4.1 Proprietà generali

4.1.1 Centralità e molteplicità

Per valutare la classe di centralità di un evento a partire dal parametro d'impatto b fornito dal simulatore è stata utilizzata la seguente approssimazione geometrica [69]:

$$c(N) \approx \frac{\pi b(N)^2}{\sigma_{inel}} \text{ se } b < \bar{R} \quad (4.1)$$

dove σ_{inel} è la sezione d'urto inelastica totale nucleo-nucleo, $\bar{R}$ è dell'ordine di grandezza della somma dei raggi dei nuclei che collidono ($\bar{R}_{OO} \approx 2 \cdot (1.21 \text{ fm}) \cdot A^{1/3} \approx 6.10 \text{ fm}$), $c(N)$ è la centralità degli eventi con molteplicità maggiore di N , mentre $b(N)$ è il valore del parametro d'impatto per cui la molteplicità integrata media è pari a N . La sezione d'urto inelastica totale utilizzata è stata ottenuta tramite l'implementazione Monte Carlo del modello di Glauber e risulta pari a $\sigma_{inel}^{OO} = 1307 \pm 36 \text{ mb}$ [70]. Poiché Eq. (4.1) rappresenta una cattiva approssimazione per grandi parametri d'impatto, è possibile che $c(N)$ assuma valori che eccedono il 100%.

In Fig. 4.1 si riporta la correlazione fra molteplicità di particelle prodotte e centralità dell'evento. EPOS4 riesce a riprodurre la condizione per cui la molteplicità aumenta all'aumentare della centralità della collisione, dovuto all'aumentato numero di partecipanti e conseguente maggior deposito di energia nella regione d'interazione. Allo stesso tempo però si osserva che a parità di centralità nelle collisioni HYDRO (sinistra) vengono prodotte mediamente più particelle ed in un maggiore range rispetto alle collisioni NO-HYDRO (destra). Questo comportamento è da attribuire alle caratteristiche intrinseche di EPOS4 e richiede ulteriori approfondimenti per comprenderne l'origine fisica o modellistica. Dal punto di vista fisico ci si aspetta che la molteplicità dipenda unicamente dall'energia disponibile a fissata classe di centralità, che non dovrebbe essere influenzata dalla risoluzione delle equazioni idrodinamiche del *core*.

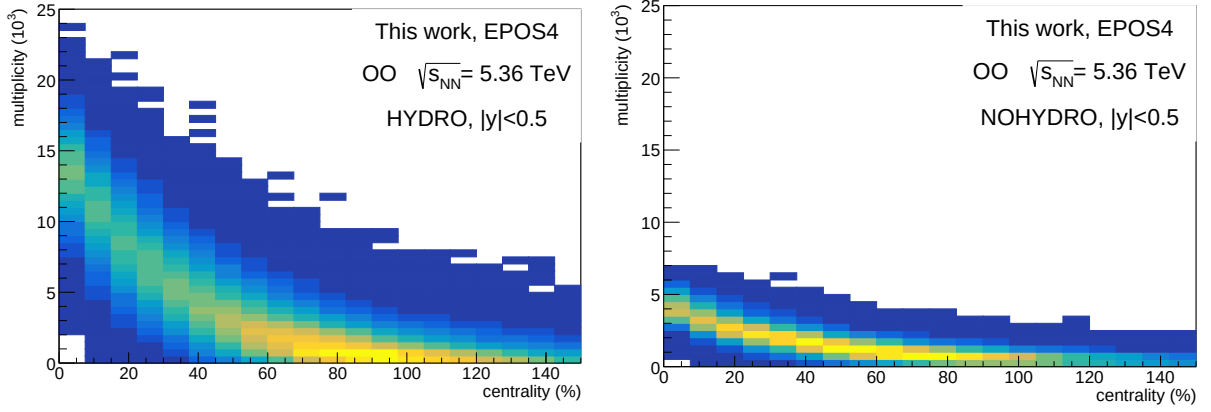


Figura 4.1: Correlazione fra molteplicità e centralità della collisione OO $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV HYDRO (sinistra) e NOHYDRO (destra).

Le simulazioni di collisioni ossigeno-ossigeno sono state classificate suddividendole in 6 classi di centralità: 0–10% (centrali), 10–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% e 80–100% (ultra-periferiche). Gli eventi con $c(N) > 100\%$ sono stati classificati come ultra-periferici. Le simulazioni di collisioni protone-protone non sono state classificate in funzione della centralità, ma classificate come *minimum bias*, e considerate come riferimento per lo studio delle collisioni OO.

In Tab. 4.2 si riporta la percentuale di eventi in una determinata classe di centralità rispetto al totale degli eventi. Si osserva che quasi un terzo degli eventi risulta ultra-periferico (80-100%).

Classe di centralità	N_{ev}/N_{TOT} (%)	
	HYDRO	NOHYDRO
0-10%	9.36	9.32
10-20%	9.30	9.35
20-40%	18.61	18.56
40-60%	17.90	17.82
60-80%	15.41	15.47
80-100%	30.43	29.46

Tabella 4.2: In tabella si riporta il numero di eventi OO a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV in una determinata classe di centralità rispetto al numero totale di eventi analizzati in percentuale.

4.1.2 Simmetria materia-antimateria

In Fig. 4.2 si riporta il rapporto fra lo spettro in p_T (Eq. (1.7)) dei pioni π^+/π^- prodotti in eventi OO HYDRO centrali (0-10%) e periferici (60-80%) e pp HYDRO *minimum bias*.

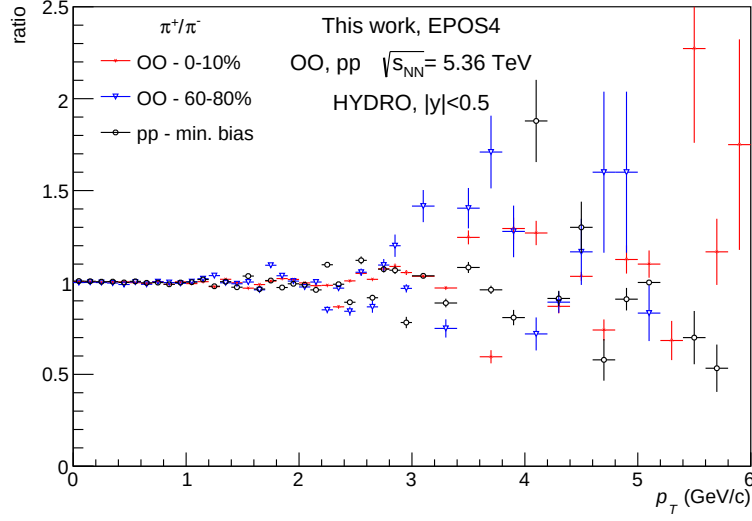


Figura 4.2: Rapporto fra lo spettro in p_T dei pioni π^+/π^- prodotti per evento a rapidità centrale ($|y| < 0.5$) in simulazioni OO HYDRO centrali (0-10%) e periferiche (60-80%) e pp HYDRO minimum bias a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

Si osserva come a basso basso momento trasverso ($p_T \lesssim 4$ GeV/c) il rapporto è costante e pari all'unità, mentre ad alto momento trasverso ($p_T \gtrsim 4$ GeV/c) i dati fluttuano attorno all'unità a causa della bassa popolazione delle code delle distribuzioni ad alto p_T . Tale rapporto assume la stessa forma per K^+/K^- e $p/\bar{p}$ e per configurazioni NOHYDRO.

Essendo il rapporto particella/antiparticella unitario si può affermare che EPOS4, in termini di potenziale bariochimico nullo $\mu_B = 0$, riproduce le condizioni della transizione di fase da materia adronica a QGP osservata all'LHC e avvenuta nei primi istanti dell'universo. Tale simmetria nella produzione di materia e antimateria permette di studiare indifferentemente gli spettri di particelle e antiparticelle. D'ora in poi verranno riportati gli osservabili d'interesse considerando la media tra particelle e antiparticelle $(h + \bar{h})/2$.

4.1.3 Distribuzioni in momento trasverso

In Fig. da 4.3 a 4.8 si riportano gli spettri in p_T per evento di pioni, kaoni e (anti)protoni prodotti in simulazioni OO per varie classi di centralità e pp *minimum bias* per configurazioni HYDRO e NOHYDRO.

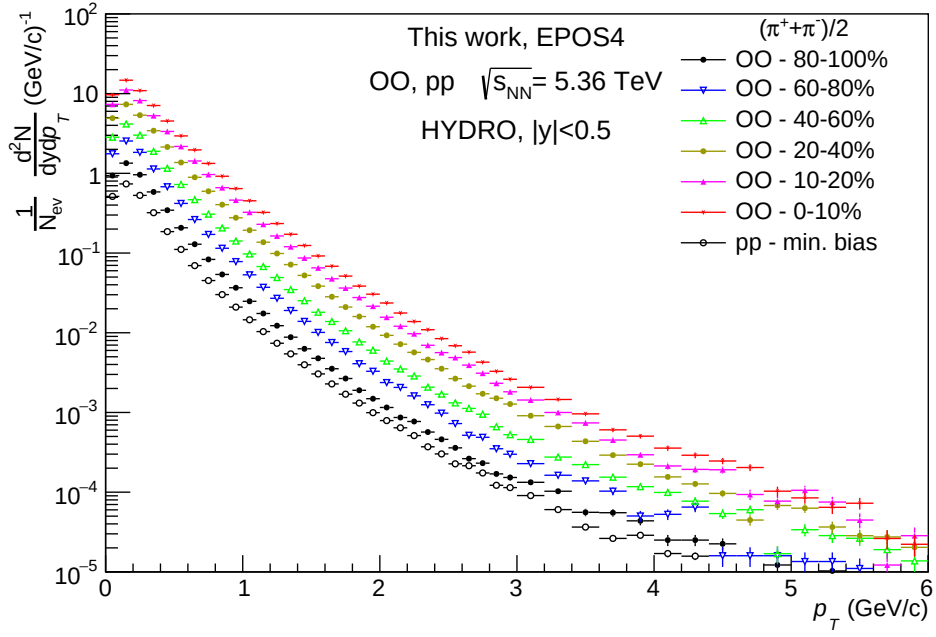


Figura 4.3: Distribuzioni in p_T dei pioni, $(\pi^+ + \pi^-)/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO HYDRO per varie classi di centralità e pp HYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

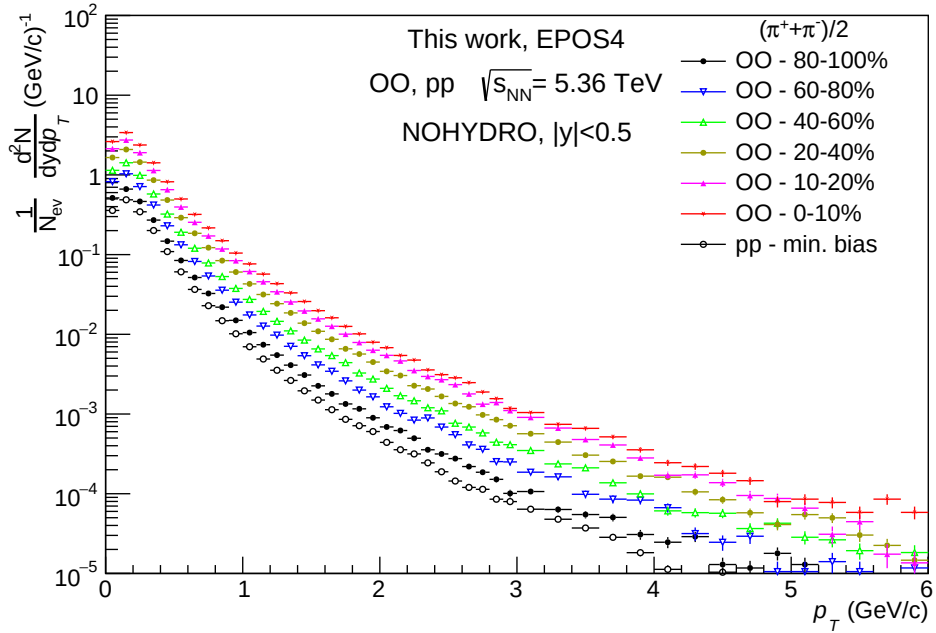


Figura 4.4: Confronto degli spettri in p_T dei pioni, $(\pi^+ + \pi^-)/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO NOHYDRO per varie classi di centralità e pp NOHYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

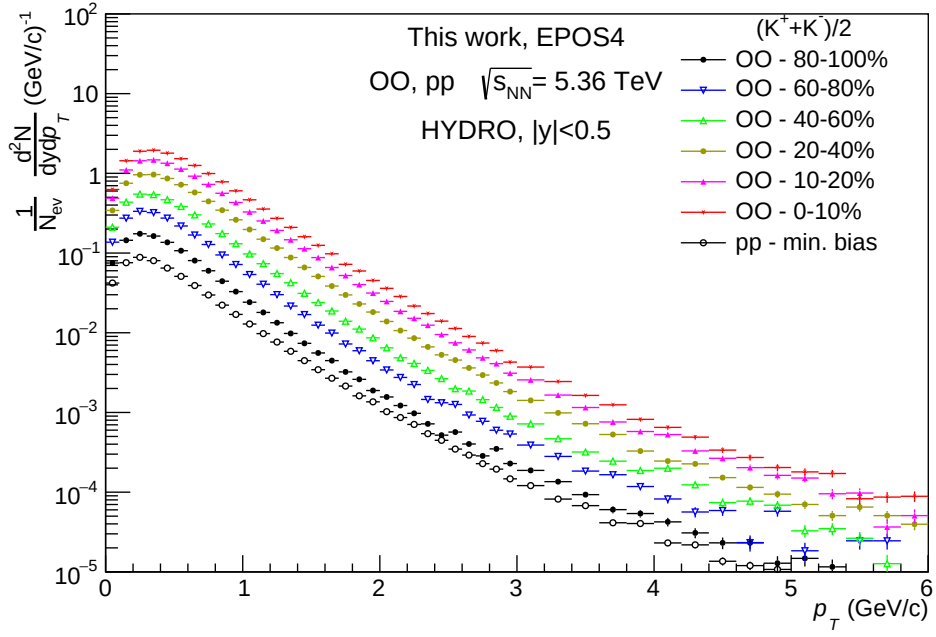


Figura 4.5: Confronto degli spettri in p_T dei kaoni, $(K^+ + K^-)/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO HYDRO per varie classi di centralità e pp HYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

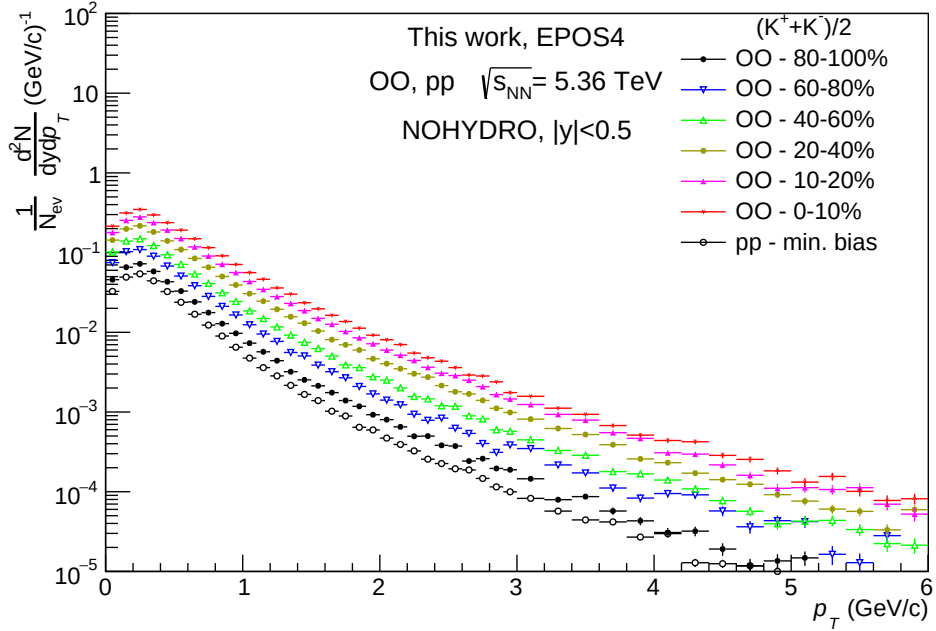


Figura 4.6: Confronto degli spettri in p_T dei kaoni, $(K^+ + K^-)/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO NOHYDRO per varie classi di centralità e pp NOHYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

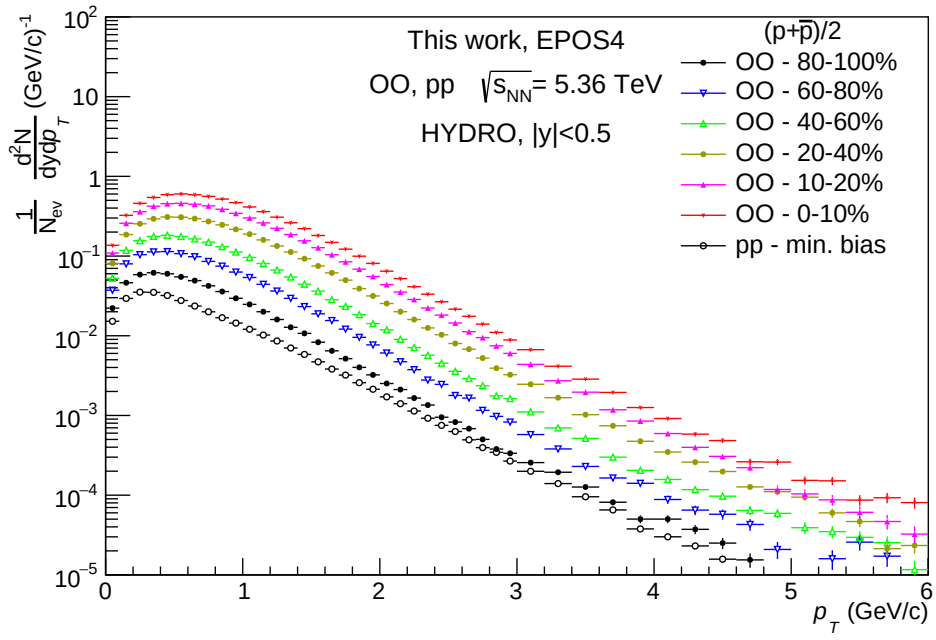


Figura 4.7: Confronto degli spettri in p_T degli (anti)protoni, $(p + \bar{p})/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO HYDRO per varie classi di centralità e pp HYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

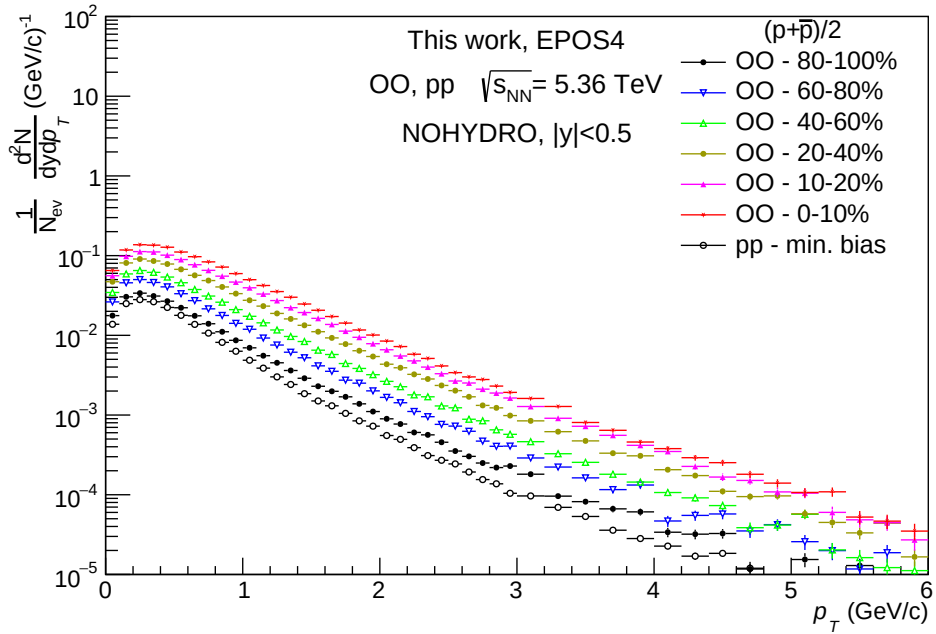


Figura 4.8: Confronto degli spettri in p_T degli (anti)protoni, $(p + \bar{p})/2$, per evento, prodotti a rapidità centrale in simulazioni OO NOHYDRO per varie classi di centralità e pp NOHYDRO minimum bias ad energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV.

Risulta evidente che gli spettri diventano più popolati all'aumentare della centralità della collisione, in quanto vengono prodotte più particelle a causa della maggiore energia depositata nella regione d'interazione.

La dipendenza della molteplicità di particelle prodotte dalla centralità della collisione è ben evidenziata integrando le distribuzioni in p_T nel range studiato per ottenere $\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN}{dy}$ (Eq. (1.8)). In Fig. da 4.9 a 4.11 si riportano le molteplicità integrate medie di pioni, kaoni e (anti)protoni prodotti a rapidità centrale ($|y| < 0.5$) in simulazioni OO in funzione della centralità della collisione e in simulazioni pp minimum bias per configurazioni HYDRO e NOHYDRO.

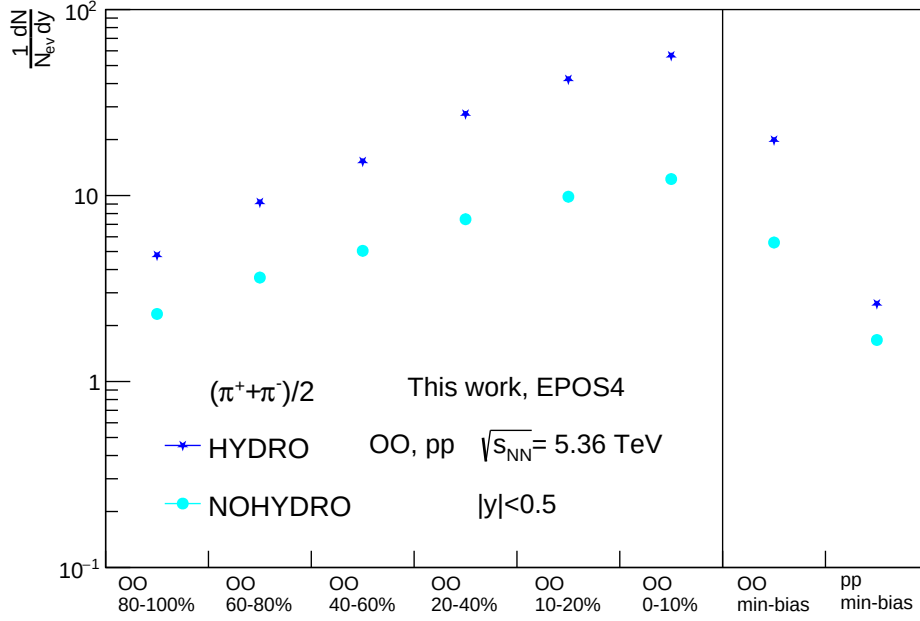


Figura 4.9: Confronto della molteplicità integrata media di pioni $(\pi^+ + \pi^-)/2$ a rapidità centrale $|y| < 0.5$ in simulazioni HYDRO e NOHYDRO in funzione della centralità.

$(\pi^+ + \pi^-)/2$			
Classe di centralità	HYDRO	NOHYDRO	HYDRO/NOHYDRO
OO - 80-100%	4.771 ± 0.002	2.308 ± 0.002	2.07
OO - 60-80%	9.194 ± 0.005	3.622 ± 0.003	2.54
OO - 40-60%	15.268 ± 0.006	5.044 ± 0.003	3.03
OO - 20-40%	27.453 ± 0.007	7.457 ± 0.004	3.68
OO - 10-20%	42.173 ± 0.013	9.856 ± 0.006	4.28
OO - 0-10%	56.501 ± 0.015	12.264 ± 0.007	4.61
OO - min. bias.	19.875 ± 0.003	5.5899 ± 0.0014	3.56
pp - min. bias.	2.618 ± 0.001	1.6720 ± 0.0008	1.57

Tabella 4.3: Molteplicità media di pioni per unità di rapidità per evento in simulazioni HYDRO e NOHYDRO di OO e pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il rapporto fra HYDRO e NOHYDRO.

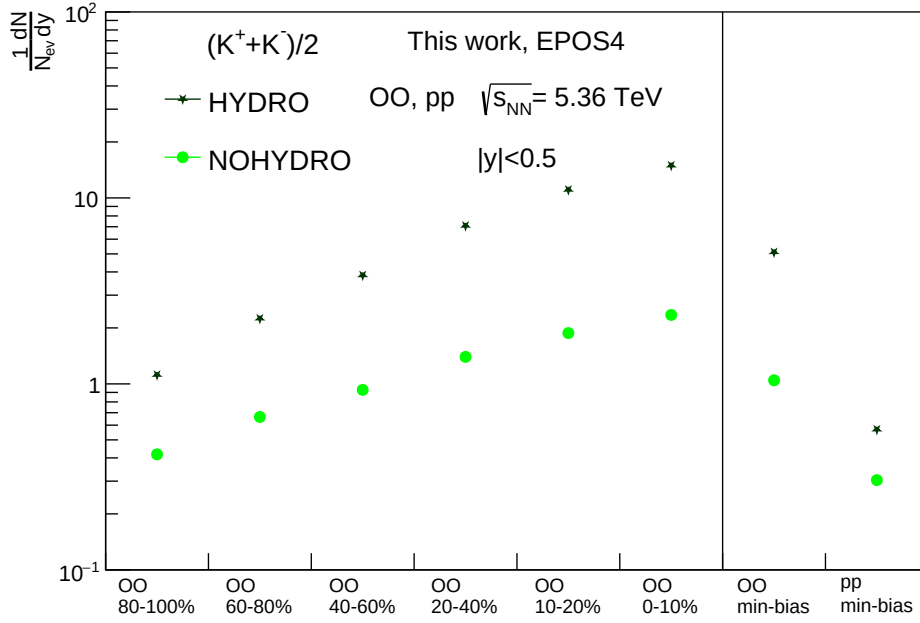


Figura 4.10: Confronto della molteplicità integrata media di kaoni $(K^+ + K^-)/2$ a rapidità centrale $|y| < 0.5$ in simulazioni HYDRO e NOHYDRO in funzione della centralità.

$(K^+ + K^-)/2$			
Classe di centralità	HYDRO	NOHYDRO	HYDRO/NOHYDRO
OO - 80-100%	1.1170 ± 0.0012	0.4179 ± 0.0007	2.67
OO - 60-80%	2.244 ± 0.002	0.664 ± 0.001	3.38
OO - 40-60%	3.833 ± 0.003	0.929 ± 0.001	4.13
OO - 20-40%	7.078 ± 0.004	1.397 ± 0.002	5.07
OO - 10-20%	11.050 ± 0.007	1.876 ± 0.003	5.89
OO - 0-10%	14.917 ± 0.008	2.349 ± 0.003	6.35
OO - min. bias.	5.1021 ± 0.0014	1.0454 ± 0.0006	4.88
pp - min. bias.	0.5678 ± 0.0005	0.3038 ± 0.0003	1.87

Tabella 4.4: Molteplicità media di kaoni per unità di rapidità per evento in simulazioni HYDRO e NOHYDRO di OO e pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il rapporto fra HYDRO e NOHYDRO.

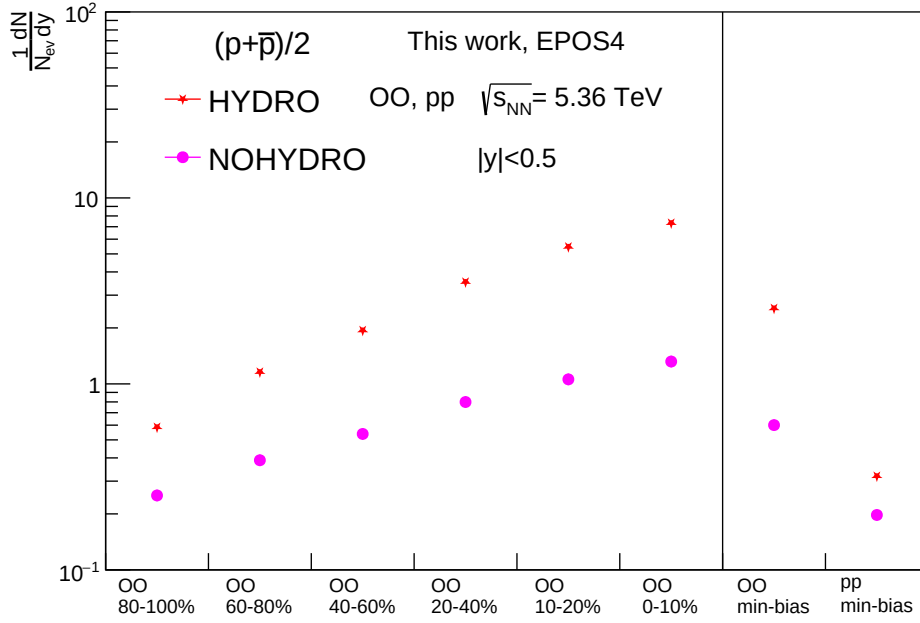


Figura 4.11: Confronto della molteplicità integrata media di (anti)protoni $(p + \bar{p})/2$ a rapidità centrale $|y| < 0.5$ in simulazioni HYDRO e NOHYDRO in funzione della centralità.

$(p + \bar{p})/2$			
Classe di centralità	HYDRO	NOHYDRO	HYDRO/NOHYDRO
OO - 80-100%	0.5847 ± 0.0009	0.2513 ± 0.0006	2.33
OO - 60-80%	1.158 ± 0.002	0.389 ± 0.001	2.98
OO - 40-60%	1.938 ± 0.002	0.538 ± 0.001	3.60
OO - 20-40%	3.530 ± 0.003	0.799 ± 0.001	4.42
OO - 10-20%	5.455 ± 0.005	1.058 ± 0.002	5.16
OO - 0-10%	7.319 ± 0.005	1.319 ± 0.002	5.55
OO - min. bias.	2.5468 ± 0.0010	0.6004 ± 0.0005	4.24
pp - min. bias.	0.3189 ± 0.0003	0.1973 ± 0.0003	1.62

Tabella 4.5: Molteplicità media di (anti)protoni per unità di rapidità per evento in simulazioni HYDRO e NOHYDRO di OO e pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il rapporto fra HYDRO e NOHYDRO.

Dai grafici in Fig. da 4.9 a 4.11 e le relative tabelle riassuntive (Tab. da 4.3 a 4.5) risulta evidente la correlazione tra la molteplicità di particelle prodotte per evento di collisione OO e la sua centralità. Inoltre, si osserva che la molteplicità in collisioni pp minimum bias risulta minore della molteplicità in collisioni OO ultra-periferiche.

Quanto salta all'occhio è la differenza in molteplicità a fissata centralità fra configurazioni HYDRO e NOHYDRO, come anticipato comparando la correlazione fra centralità e molteplicità in Fig. 4.1. Tale differenza viene riportata nelle rispettive tabelle sotto la colonna "HYDRO/NOHYDRO", in termini del rapporto fra gli *yield* integrati ottenuti nelle configurazioni HYDRO e NOHYDRO. Si osserva che tale rapporto risulta massimo per collisioni centrali e diminuisce al diminuire della centralità, per diventare minimo nel caso di collisioni pp minimum bias. Inoltre, a fissata classe di centralità il rapporto HY-

DRO/NOHYDRO risulta maggiore per particelle più massive (protoni) rispetto a quelle meno massive.

Nonostante questo, a qualsiasi classe di centralità i pioni costituiscono il $\approx 70\%$ delle particelle prodotte durante le collisioni e risulta interessante analizzare la frazione di kaoni e (anti)protoni rispetto ai pioni.

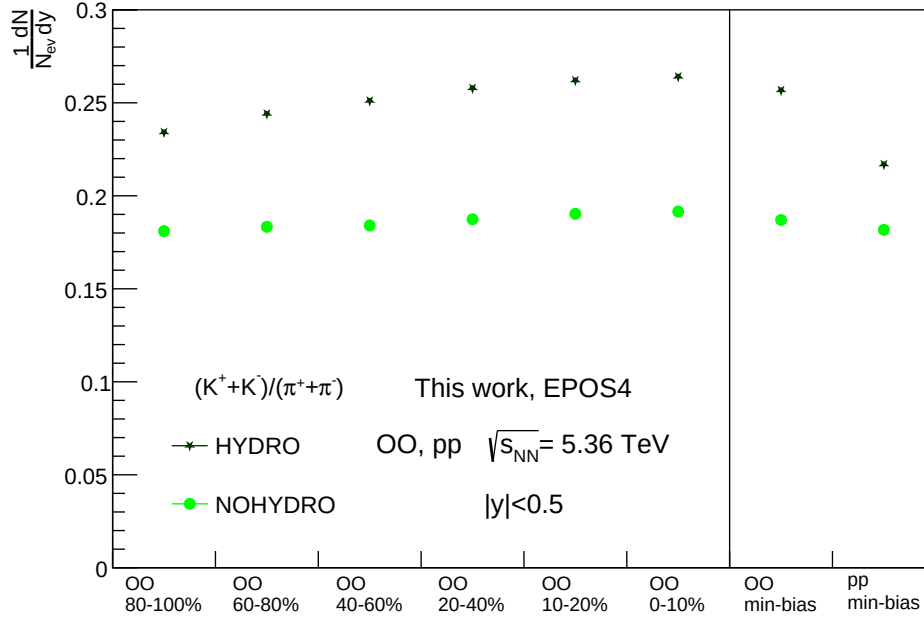


Figura 4.12: Confronto del rapporto fra molteplicità integrata media di kaoni e pioni $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$ a rapidità centrale $|y| < 0.5$ in simulazioni HYDRO e NOHYDRO in funzione della centralità.

$(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$			
Classe di centralità	HYDRO	NOHYDRO	HYDRO/NOHYDRO
OO - 80-100%	0.2341 ± 0.0003	0.1810 ± 0.0003	1.29
OO - 60-80%	0.2441 ± 0.0003	0.1833 ± 0.0004	1.33
OO - 40-60%	0.2510 ± 0.0002	0.1841 ± 0.0003	1.36
OO - 20-40%	0.25783 ± 0.00016	0.1874 ± 0.0002	1.38
OO - 10-20%	0.2620 ± 0.0002	0.1903 ± 0.0003	1.38
OO - 0-10%	0.26402 ± 0.00015	0.1915 ± 0.0003	1.38
OO - min. bias.	0.25671 ± 0.00008	0.18701 ± 0.00012	1.37
pp - min. bias.	0.2168 ± 0.0002	0.1817 ± 0.0002	1.19

Tabella 4.6: Rapporto fra le molteplicità medie di kaoni e pioni per unità di rapidità per evento in simulazioni HYDRO e NOHYDRO di OO e pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il rapporto fra HYDRO e NOHYDRO.

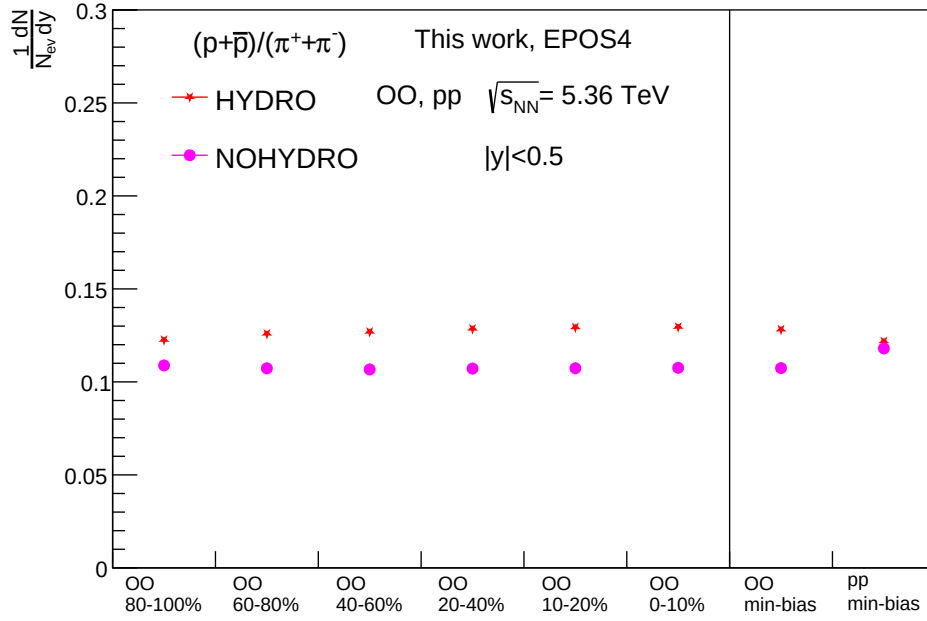


Figura 4.13: Confronto del rapporto fra molteplicità integrata media di (anti)protoni e pioni $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ a rapidità centrale $|y| < 0.5$ in simulazioni HYDRO e NOHYDRO in funzione della centralità.

$(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$			
Classe di centralità	HYDRO	NOHYDRO	Rapporto
OO - 80-100%	0.1226 ± 0.0002	0.1089 ± 0.0003	1.13
OO - 60-80%	0.1259 ± 0.0002	0.1073 ± 0.0003	1.17
OO - 40-60%	0.12694 ± 0.00014	0.1067 ± 0.0002	1.19
OO - 20-40%	0.12858 ± 0.00010	0.1072 ± 0.0002	1.20
OO - 10-20%	0.12935 ± 0.00012	0.1073 ± 0.0002	1.21
OO - 0-10%	0.12954 ± 0.00010	0.1075 ± 0.0002	1.20
OO - min. bias.	0.12815 ± 0.00005	0.10741 ± 0.00009	1.19
pp - min. bias.	0.12181 ± 0.00014	0.11801 ± 0.00017	1.03

Tabella 4.7: Rapporto fra le molteplicità medie di protoni e pioni per unità di rapidità per evento in simulazioni HYDRO e NOHYDRO di OO e pp a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il rapporto fra HYDRO e NOHYDRO.

Per quanto riguarda il rapporto fra la molteplicità di kaoni e pioni (Fig. 4.12 e Tab. 4.6) si osserva una piccola dipendenza dalla centralità della collisione: la frazione K/π aumenta da collisioni più periferiche verso collisioni più centrali. Tale dipendenza dalla centralità invece risulta poco presente per il rapporto fra la molteplicità di (anti)protoni e pioni (Fig. 4.13 e Tab. 4.7). Questa dipendenza, maggioritaria nei kaoni, dimostra la capacità di EPOS4 di riprodurre l'aumento della stranezza in sistemi piccoli [39], fenomeno di cui si è discusso per collisioni di ioni pesanti in Sez. 1.4.2. L'aumento di stranezza si manifesta in un aumento del rapporto fra molteplicità K/π di un fattore $\approx 12.8\%$ da collisioni ultra-periferiche (80-100%) a centrali (0-10%) nel caso HYDRO, mentre nel caso NOHYDRO il fattore è $\approx 5.8\%$.

4.2 Flusso radiale

Analizzando le distribuzioni in p_T si osserva che, nelle simulazioni in cui si tiene conto dell'idrodinamica del *core*, il massimo della distribuzione viene spostato a maggiori p_T rispetto a quanto ottenuto nelle simulazioni a stessa centralità in configurazione NOHYDRO. Questo si traduce con l'aumento del momento trasverso medio $\langle p_T \rangle$ all'aumentare della centralità della collisione. Ciò replica l'effetto del flusso radiale del QGP sugli spettri delle particelle *soft*, per cui i gradienti di pressione generano un campo di velocità di espansione radiale comune che si sovrappone al moto termico di ogni particella (Sez. 2.1).

La dipendenza dell'effetto del flusso radiale dalla centralità della collisione è ben osservabile confrontando Fig. 4.14 e 4.15.

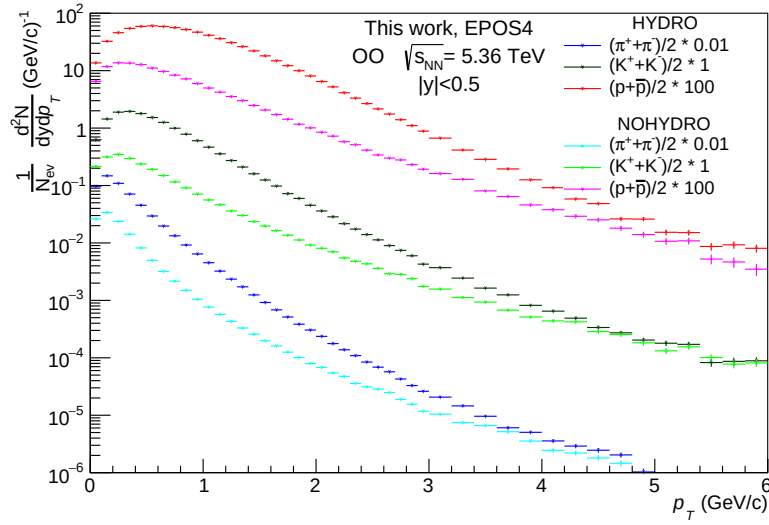


Figura 4.14: Confronto degli spettri in p_T di pioni (blu), kaoni (verde) e (anti)protoni (rosso) per eventi OO centrali (0-10%) in configurazione HYDRO (scuro) e NOHYDRO (chiaro).

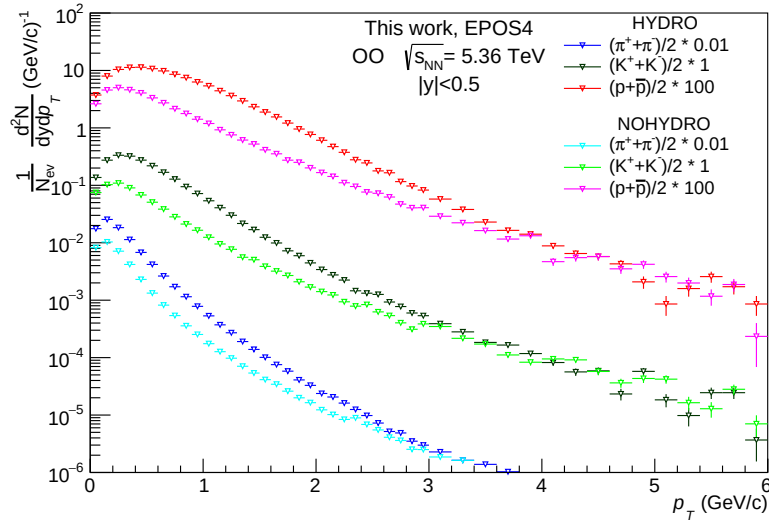


Figura 4.15: Confronto degli spettri in p_T di pioni (blu), kaoni (verde) e (anti)protoni (rosso) fra simulazioni OO periferiche (60-80%) in configurazione HYDRO (scuro) e NOHYDRO (chiaro).

Mentre per simulazioni HYDRO centrali (Fig. 4.14) lo spettro dei protoni raggiunge il picco a $p_T \approx 0.6$ GeV/c, quello dei kaoni a $p_T \approx 0.4$ GeV/c e quello dei pioni a $p_T \approx 0.2$ GeV/c, nelle collisioni HYDRO periferiche (Fig. 4.15) tali picchi si presentano sistematicamente a p_T minore.

L'effetto del flusso radiale sugli spettri può essere ulteriormente investigato analizzando il rapporto fra quanto ottenuto in configurazione HYDRO e NOHYDRO. Tali rapporti sono riportati in Fig. 4.16 e 4.17

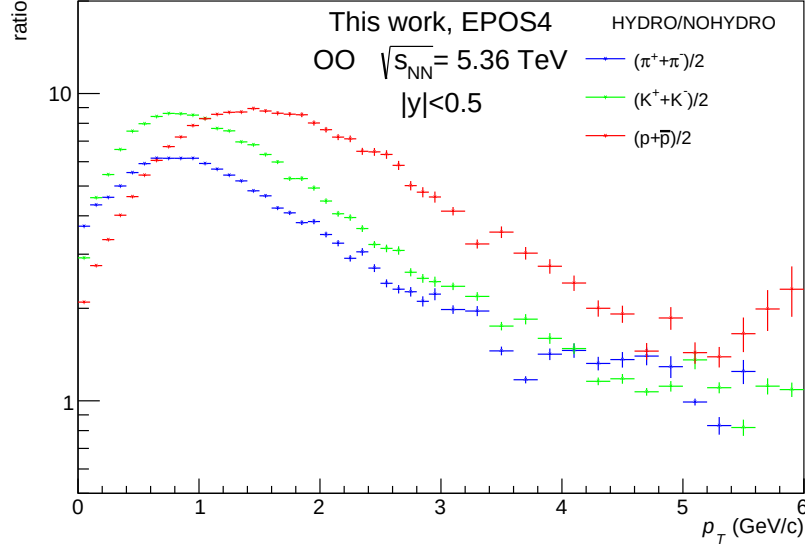


Figura 4.16: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di pioni (blu), kaoni (verde) e (anti)protoni (rosso) in simulazioni OO HYDRO e NOHYDRO centrali (0-10%).

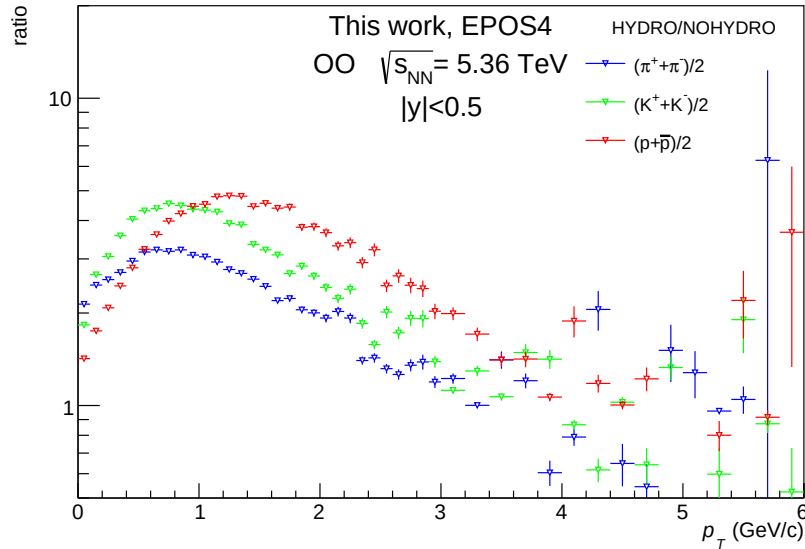


Figura 4.17: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di pioni (blu), kaoni (verde) e (anti)protoni (rosso) in simulazioni OO HYDRO e NOHYDRO periferiche (60-80%).

Queste curve fluttuano attorno all'unità per $p_T \gtrsim 5$ GeV/c, dimostrando come gli spettri HYDRO e NOHYDRO non presentano differenze nella regione ad alto momento trasverso. Le fluttuazioni sono dovute alla bassa popolazione delle code. Nella regione a basso momento trasverso ($p_T \lesssim 5$ GeV/c) i rapporti presentano dei picchi di altezza diversa a p_T distinti a seconda della particella in esame.

Il rapporto fra spettri di pioni (blu) presenta il picco meno pronunciato di tutti a $p_T \approx 0.8$ GeV/c, per i kaoni (verde) il picco risulta maggiormente pronunciato a p_T poco maggiore, mentre gli (anti)protoni hanno picco più alto di tutti a $p_T \approx 1.5$ GeV/c. La posizione di questi picchi risulta la stessa per collisioni centrali (Fig. 4.16) e periferiche (Fig. 4.17), ma la loro ampiezza nel primo caso è quasi il doppio del secondo caso. Questo risultato concorda con l'ipotesi che maggiore è la centralità della collisione maggiore è il flusso radiale, protando ad una maggiore differenza fra le simulazioni in cui si considera l'idrodinamica e quelle in cui non si considera.

Come anticipato in Sez. 2.1, il differente impatto del flusso radiale sugli spettri di pioni, kaoni e (anti)protoni, evidenziato nei rapporti fra simulazioni HYDRO e NOHYDRO in Fig. 4.16 e 4.17, è dovuto alla differente massa di tali particelle. Ricordando che $m_{\pi^\pm} = 139.57$ MeV/c², $m_{K^\pm} = 493.68$ MeV/c² e $m_p = m_{\bar{p}} = 938.27$ MeV/c² [8], la gerarchia dei picchi osservati nei rapporti HYDRO/NOHYDRO ($\pi < K < p$) è coerente con la gerarchia in massa delle particelle analizzate.

Per evidenziare le differenze relative fra le particelle e l'impatto della massa sulle distribuzioni risulta interessante studiare i rapporti $K/\pi (= (K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-))$ e $p/\pi (= (p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-))$, riportati in Fig. da 4.18 a 4.21 per simulazioni OO centrali (0-10%, rosso), OO periferiche (60-80%, blu) e pp *minimum bias* in configurazioni HYDRO e NOHYDRO.

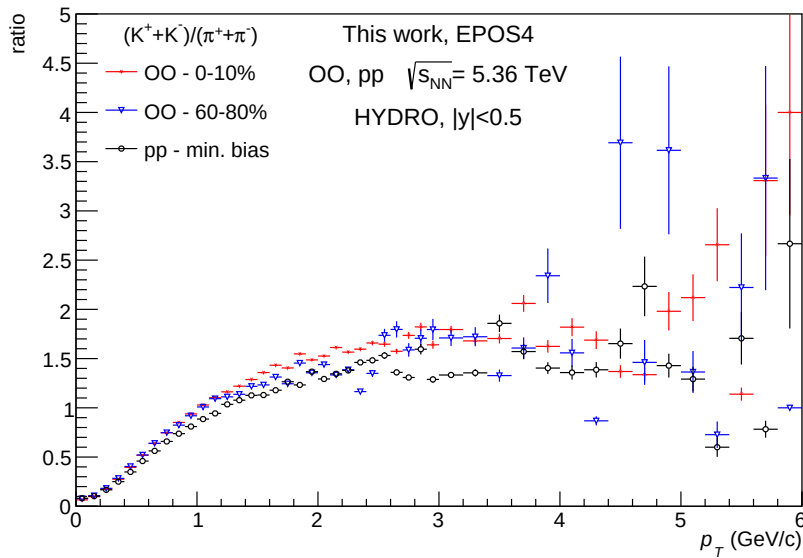


Figura 4.18: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di kaoni e pioni $K/\pi (= (K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-))$ per simulazioni centrali (0-10%, rosso) e periferiche (60-80%, blu) OO e pp *minimum bias* (nero) in configurazione HYDRO.

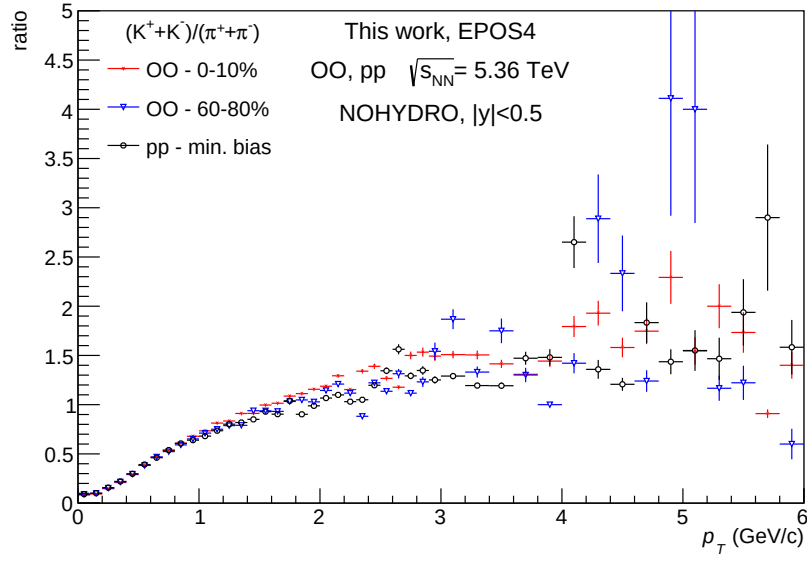


Figura 4.19: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di kaoni e pioni $K/\pi (= (K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-))$ per simulazioni centrali (0-10%, rosso) e periferiche (60-80%, blu) OO e pp minimum bias (nero) in configurazione NOHYDRO.

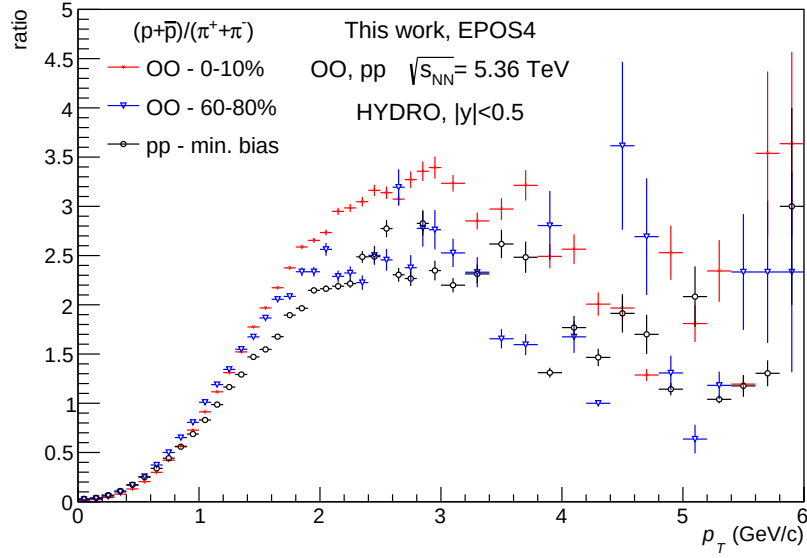


Figura 4.20: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di (anti)protoni e pioni $p/\pi (= (p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-))$ per simulazioni centrali (0-10%, rosso) e periferiche (60-80%, blu) OO e pp minimum bias (nero) in configurazione HYDRO.

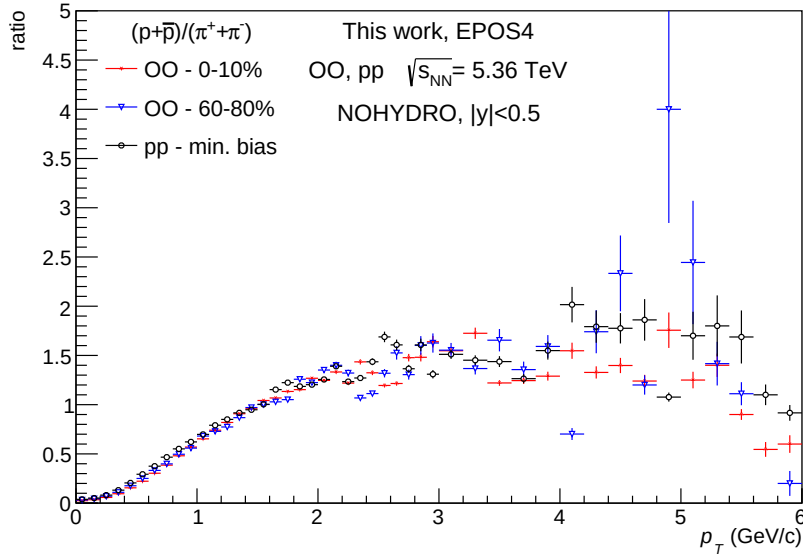


Figura 4.21: Confronto dei rapporti fra gli spettri in p_T di (anti)protoni e pioni $p/\pi (= (p+\bar{p})/(\pi^++\pi^-))$ per simulazioni centrali (0-10%, rosso) e periferiche (60-80%, blu) OO e pp minimum bias (nero) in configurazione NOHYDRO.

Analizzando i rapporti K/π si osserva un andamento monotono crescente la cui pendenza è maggiore per $p_T \lesssim 1$ GeV/c, mentre diminuisce per $p_T \gtrsim 1$ GeV/c. Per simulazioni in cui si tiene conto dell'idrodinamica del sistema (Fig. 4.18) la differenza della pendenza fra le regioni a basso e alto momento trasverso è più marcata, inoltre, nonostante la bassa statistica, per $p_T \in [1, 4]$ le collisioni centrali e periferiche assumono valori distinti. Tale differenziazione in funzione della centralità della collisione, invece, non si osserva in configurazione NOHYDRO (Fig. 4.19).

Per quanto riguarda i rapporti p/π , nel caso si tenga conto dell'idrodinamica del *core* (Fig. 4.20), il rapporto per collisioni centrali e periferiche risulta pressochè coincidente a bassi momenti trasversi ($p_T \lesssim 1.5$ GeV/c), dove gli spettri sono crescenti. Per $p_T \gtrsim 1.5$ GeV/c la centralità influenza la forma della curva: per collisioni periferiche (blu) si raggiunge un picco poco pronunciato a $p_T \approx 2.4$ GeV/c, mentre per collisioni centrali (rosso) si raggiunge un picco molto più pronunciato a $p_T \approx 2.8$ GeV/c. Tale differenziazione in funzione della centralità della collisione, invece, non si osserva per le simulazioni NOHYDRO, dove, dopo una prima regione di crescita per $p_T \lesssim 2$ GeV/c, le curve raggiungono un plateau Fig. 4.21.

La differente separazione delle curve K/π e p/π in funzione della centralità per simulazioni HYDRO è strettamente legata alla differenza in massa delle particelle di cui si fa il rapporto. Infatti, poichè la presenza del flusso radiale porta ad un aumento del momento trasverso medio $\langle p_T \rangle$ maggiore per particelle di massa maggiore (Sez. 2.1), la differenza in massa fra due particelle Δm fornisce un'informazione su quanto differiscono le modifiche alle relative distribuzioni in p_T . Se Δm è piccolo allora la presenza del flusso radiale modifica similmente gli spettri e, come conseguenza, non si osserva una grande separazione fra collisioni centrali e periferiche nel loro rapporto. Questo è ciò che si osserva nel rapporto fra kaoni e pioni K/π (Fig. 4.18), dove la differenza in massa risulta $m_{K^\pm} - m_{\pi^\pm} \approx 300$ MeV/c². Al contrario, se Δm è grande, le distribuzioni in p_T delle singole particelle vengono modificate in modo drasticamente differente, portando ad una maggiore separazione fra le distribuzioni in p_T centrali e periferiche del rapporto. Questo

è ciò che si osserva nel rapporto fra (anti)protoni e pioni p/π (Fig. 4.20), dove la differenza in massa è quasi triplicata $m_p - m_{\pi^\pm} \approx 800 \text{ MeV}/c^2$.

È possibile quantificare la dipendenza dalla massa dell'impatto del flusso radiale sulle distribuzioni in p_T studiando il rapporto delle curve K/π e p/π nelle due configurazioni. Per p/π in collisioni centrali (Fig. 4.22) il caso HYDRO risulta 2.5 volte maggiore al caso NOHYDRO al picco ($p_T \approx 2.5 \text{ GeV}/c$), mentre per K/π il rapporto HYDRO/NOHYDRO assume valore 1.4 al picco ($p_T \approx 0.8 \text{ GeV}/c$). In collisioni periferiche (Fig. 4.23) il picco di K/π è risulta invariato in posizione ed intensità, mentre per p/π il picco scende a 2 e si sposta a $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$.

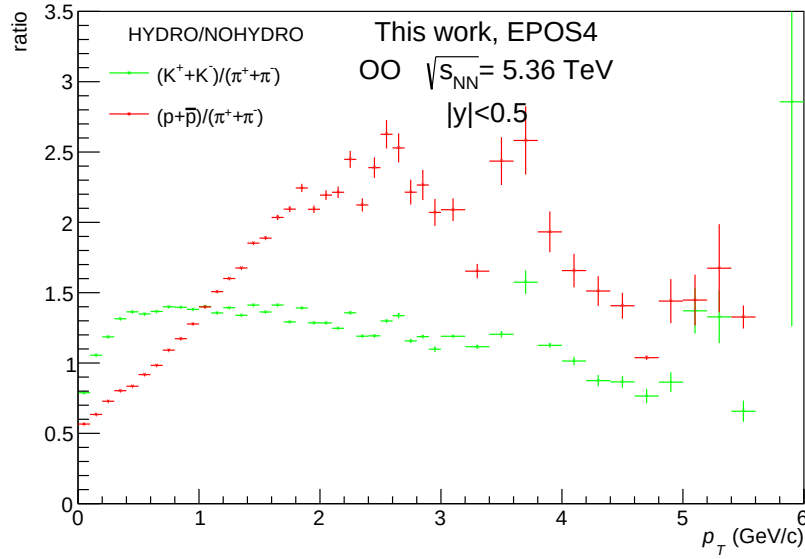


Figura 4.22: Confronto dei rapporti fra le curve K/π (verde) e p/π (rosso) in simulazioni OO HYDRO e NOHYDRO centrali (0-10%).

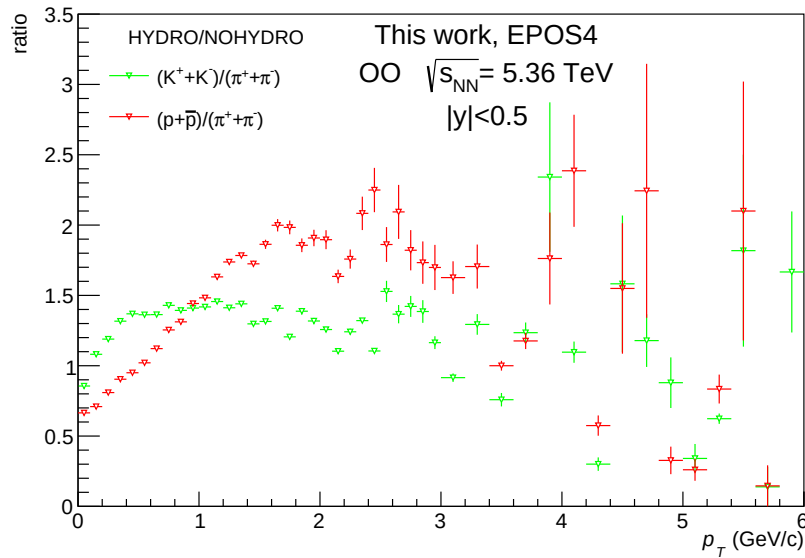


Figura 4.23: Confronto dei rapporti fra le curve K/π (verde) e p/π (rosso) in simulazioni OO HYDRO e NOHYDRO periferiche (60-80%).

4.3 Collettività e correlazioni tra particelle

Per valutare le capacità predittive di EPOS4 rispetto al flusso anisotropo del QGP, sono state analizzate le correlazioni in pseudo-rapidità e angolo azimutale fra coppie di particelle identiche (hh) e coppie particella e relativa antiparticella ($h\bar{h}$). Come discusso in Sez. 2.2, la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (Eq. (2.4)) presenta una cresta estesa per grandi valori di $\Delta\eta$ a $\Delta\varphi \approx 0$ nel caso in cui il sistema prodotto nella collisione evolva seguendo un moto collettivo. Per questo motivo l'obiettivo dell'analisi che segue è verificare che EPOS4 sia in grado di riprodurre le correlazioni a lungo raggio caratteristiche del moto collettivo discusse in Sez. 2.2.

Di seguito viene riportato l'algoritmo utilizzato per costruire la funzione di correlazione per ogni sistema simulato.

Per ogni evento analizzato è stato identificato un campione di particelle non risultanti da un decadimento e con $p_T \in [0.8, 4]$ GeV/c. A partire da questo campione, vengono costruite le distribuzioni di interesse come segue:

- Correlazioni fra particelle nello stesso evento $N_{same}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$:
 - Per correlazioni hh ogni particella è stata considerata come possibile *trigger*, mentre sono state considerate come particelle associate tutte le particelle con $p_T^a < p_T^t$.
 - Per correlazioni $h\bar{h}$ ogni particella h è stata considerata come possibile *trigger*, mentre sono state considerate come particelle associate tutte le antiparticelle $\bar{h}$ con $p_T^a < p_T^t$.
- Correlazioni fra particelle di eventi diversi $N_{mixed}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$:
 - È stato creato un buffer di particelle che soddisfano i prerequisiti delle correlazioni appartenenti a 10 eventi precedentemente analizzati;
 - Ad ogni evento vengono fatte le correlazioni fra le particelle del campione corrente con quelle degli eventi nel buffer, purchè siano nella stessa classe di centralità;
 - Il buffer viene aggiornato con il campione corrente, scartando quello più vecchio.

Una volta costruite $N_{same}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ e $N_{mixed}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, che rappresenta il rumore di fondo, è stata definita la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ come in Eq. (2.4).

In Fig. da 4.24 a 4.27 si riportano la funzione di correlazione per coppie $\pi^+\pi^+$ e $\pi^\pm\pi^\mp$ prodotte in simulazioni OO in configurazione HYDRO e NOHYDRO. Per la simmetria materia-antimateria discussa precedentemente, la struttura della funzione di correlazione $\pi^-\pi^-$ è pressochè identica. Non vengono riportate le correlazioni di kaoni e (anti)protoni in quanto sono affette da fluttuazioni statistiche importanti, dato il campione di eventi fissato, e quindi non rappresentative.

Si può osservare in Fig. 4.25 e 4.27 che, nel caso in cui la simulazione non tenga conto dell'idrodinamica del sistema, le funzioni di correlazione per $\pi^+\pi^+$ e $\pi^\pm\pi^\mp$ presentano un picco diverso dall'unità per $\Delta\varphi \approx 0$ e $|\Delta\eta| < 0.5$. Tale picco è riconducibile agli effetti non collettivi, dovute alle correlazioni in angolo di produzione e pseudo-rapidità di particelle appartenenti allo stesso jet adronico, come descritto in Sez. 2.2. Nel caso in cui si tenga conto dell'idrodinamica del sistema (Fig. 4.24 e 4.26), invece, il picco centrale

risulta meno prominente e si osserva una struttura riconducibile ad una cresta in $\Delta\varphi \approx 0$ che assume valori non unitari anche per $|\Delta\eta| > 0.5$.

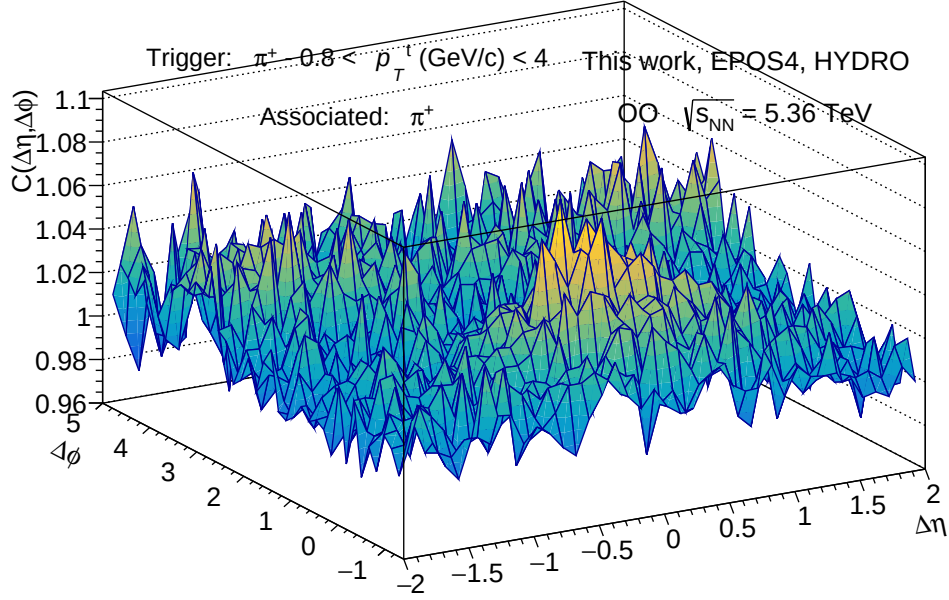


Figura 4.24: In figura si riporta la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ per coppie $\pi^+\pi^+$ in simulazioni OO HYDRO.

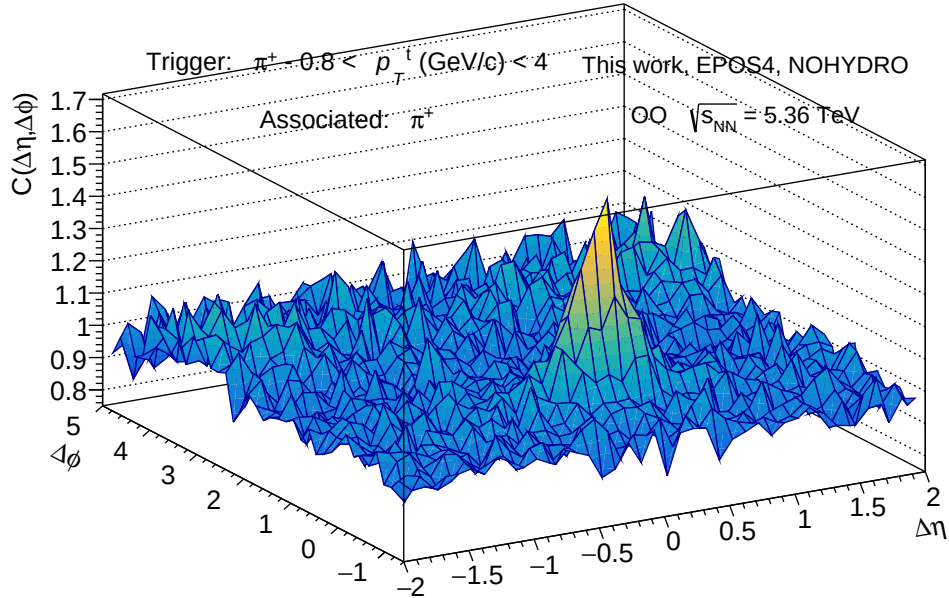


Figura 4.25: In figura si riporta la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ per coppie $\pi^+\pi^+$ in simulazioni OO NOHYDRO.

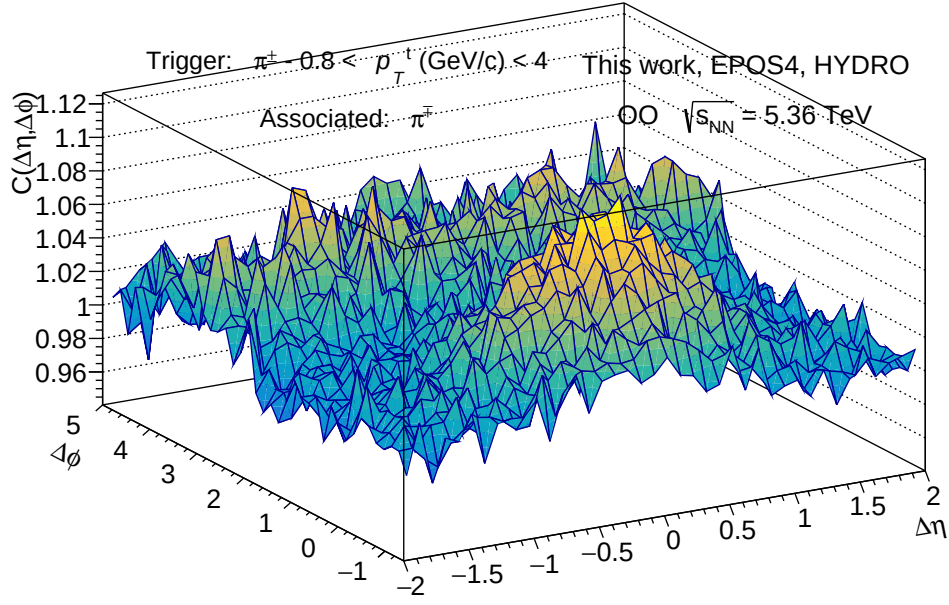


Figura 4.26: In figura si riporta la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ per coppie $\pi^\pm\pi^\mp$ in simulazioni OO HYDRO.

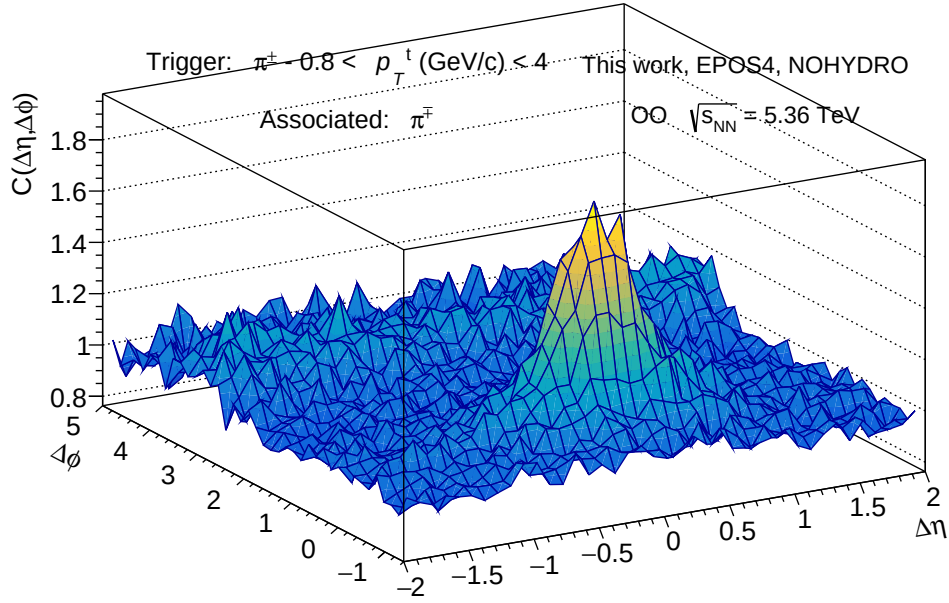


Figura 4.27: In figura si riporta la funzione di correlazione $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ per coppie $\pi^\pm\pi^\pm$ in simulazioni OO NOHYDRO.

La struttura che si forma per correlazioni $\pi^+\pi^+$ (Fig. 4.24 e 4.25) risulta differente da quella osservata per correlazioni $\pi^\pm\pi^\mp$ (Fig. 4.26 e 4.27), in quanto nel secondo caso le particelle, avendo carica opposta, risentono dell'attrazione coulombiana. Ciò porta ad un aumento della correlazione a lungo raggio fra di esse, rappresentato da una struttura della cresta a $\Delta\phi \approx 0$ più estesa in $\Delta\eta$, e ad una maggiore popolazione della cresta a $\Delta\phi \approx \pi$.

Considerando il range $|\Delta\eta| < 0.5$ come quello in cui si osservano unicamente correlazioni dovute ad effetti non collettivi, è possibile analizzare le proiezioni lungo l'asse $\Delta\varphi$ delle funzioni di correlazione nella regione dove ci si aspettano unicamente effetti collettivi, cioè per $|\Delta\eta| > 0.5$. Questa proiezione $C(\Delta\varphi, |\Delta\eta| > 0.5) = C(\Delta\varphi)$, riportata in Fig. 4.28, permette di evidenziare la struttura angolare delle correlazioni a lungo raggio. La presenza del *near-side ridge* tramite un picco a $\Delta\varphi = 0$ fornisce un'indicazione qualitativa sulla presenza di un flusso anisotropo, che può essere resa quantitativa espandendo $C(\Delta\varphi)$ in serie di Fourier ed estraendo i coefficienti di flusso anisotropo, come discusso in Sez. 2.2 (Fig. 2.6). Nel caso in cui $\nu_i \neq 0$ con $i \geq 2$ è possibile affermare la presenza di correlazioni a lungo raggio dovute al flusso anisotropo del QGP formato.

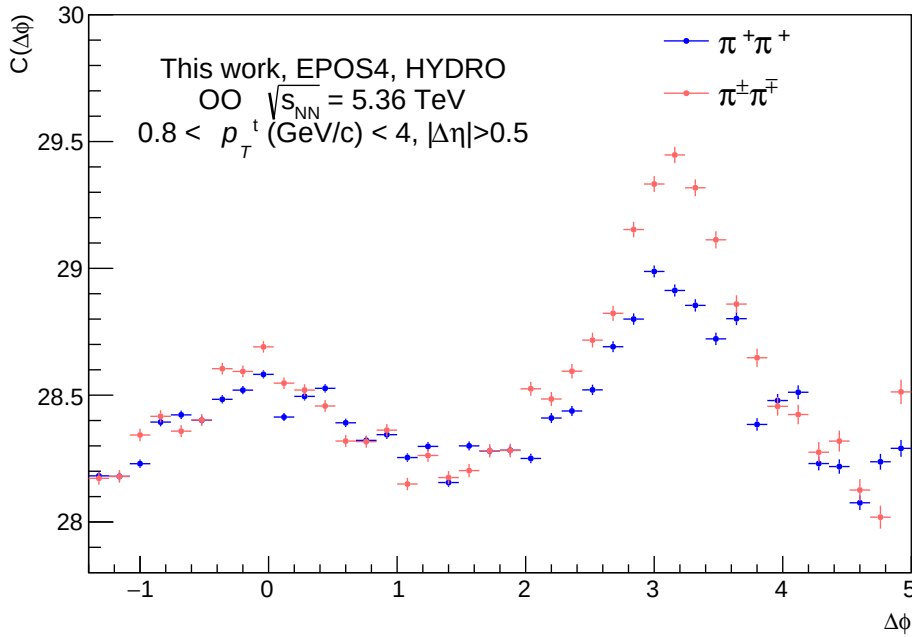


Figura 4.28: In figura si riporta la proiezione della funzione di correlazione $C(\Delta\varphi)$ per coppie $\pi^\pm\pi^\mp$ (rosso) e $\pi^+\pi^+$ (blu) in simulazioni OO HYDRO.

La differente struttura di $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ per coppie $\pi^\pm\pi^\mp$ e $\pi^+\pi^+$ influenza la forma delle relative proiezioni $C(\Delta\varphi)$ (Fig. 4.28). Infatti, per $\Delta\varphi \approx \pi$ la proiezione di $\pi^\pm\pi^\mp$ (rosso) presenta un picco più alto rispetto a quello ottenuto per coppie $\pi^+\pi^+$ (blu), in quanto nel primo caso $C(\pi, \Delta\eta)$ presenta una cresta più popolata. Dall'altra parte, la maggiore estensione in $\Delta\eta$ della cresta a $\Delta\varphi \approx 0$ per correlazioni $\pi^\pm\pi^\mp$ rispetto a $\pi^+\pi^+$ non porta ad una notevole differenza fra i picchi a $C(0)$ dei due casi.

Come anticipato in Sez. 2.3, per rimuovere le correlazioni dovute ad effetti non collettivi, come la presenza di jet, o risonanze, un possibile approccio suggerito è quello di calcolare la funzione di correlazione non più tra coppie di particelle, bensì tra multipletti. Ciò permetterebbe di ridimensionare la cresta a $\Delta\varphi \approx \pi$, permettendo di evidenziare la struttura a $\Delta\varphi \approx 0$ caratteristica della presenza di un moto collettivo derivante dalla presenza del QGP. Questa analisi esula dallo scopo di questo primo studio, ma potrebbe essere considerata per estensioni future.

Conclusioni

In questa tesi si è presentato uno studio del comportamento collettivo di pioni, kaoni e (anti)protoni prodotti in simulazioni di collisioni ossigeno-ossigeno a $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV tramite EPOS4. L'obiettivo è stato verificare che EPOS4 preveda effetti collettivi in collisioni ossigeno-ossigeno, dovute all'evoluzione idrodinamica del sistema. Di tali particelle sono stati analizzati gli osservabili che riportano le signature tipiche di un moto collettivo dovuto alla presenza del QGP, osservate sperimentalmente in collisioni di ioni pesanti.

Nelle simulazioni in cui si considera l'evoluzione idrodinamica del *core* (HYDRO) si è osservato un sistematico aumento del momento trasverso medio delle particelle *soft*, non presente in assenza di idrodinamica (NOHYDRO). Tale aumento è risultato dipendente dalla centralità della collisione e dalla massa della particella, coerentemente con il quadro teorico discusso nel Cap. 2: l'analisi dei rapporti delle distribuzioni in momento trasverso K/π e p/π evidenzia un aumento di $\langle p_T \rangle$ maggiore per (anti)protoni che per kaoni e pioni. Allo stesso tempo, nella configurazione HYDRO le correlazioni cinematiche fra coppie di particelle si estendono a raggio maggiore rispetto a quanto osservato nella configurazione NOHYDRO, dove sono imputabili alla presenza di jet e risonanze, e non alla presenza di un moto collettivo.

Questi comportamenti sono qualitativamente analoghi a quelli osservati sperimentalmente nelle collisioni Pb–Pb, nelle quali esistono solide evidenze della formazione del quark-gluon plasma. EPOS4 si rivela capace di riprodurre il comportamento collettivo delle particelle *soft* anche in sistemi piccoli come le collisioni OO.

Il confronto con i futuri dati sperimentali di LHC permetterà di verificare quantitativamente la capacità del modello di descrivere la transizione tra sistemi piccoli e collisioni tra ioni pesanti e di chiarire il ruolo dell'evoluzione idrodinamica nello sviluppo della collettività.

Appendice A

Variabili cinematiche

Nello studio della dinamica dei collisionatori si considera un sistema di riferimento con asse z diretto lungo l'asse dei fasci. Data una particella di massa m con quadrimomento $\mathbf{p}^\mu = (E, \vec{p})$ in unità naturali, si possono definire:

- Angolo polare θ : angolo fra il momento tridimensionale $\vec{p}$ e la componente z

$$\theta = \arccos \frac{p_z}{|\vec{p}|} (\in [0, \pi]) \quad (\text{A.1})$$

- Angolo azimutale φ : angolo compreso fra la componente y e x del momento

$$\varphi = \arctan \frac{p_y}{p_x} (\in [0, 2\pi]) \quad (\text{A.2})$$

- Momento trasverso p_T : proiezione del momento della particella nel piano trasverso all'asse dei fasci

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.3})$$

- Massa trasversa m_T : corrispettivo in massa dell'energia della particella se fosse si muovesse unicamente nel piano trasverso

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (\text{A.4})$$

- Rapidità y : parametro cinematico relazionato all'angolo di produzione della particella rispetto all'asse dei fasci θ

$$y := \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (\text{A.5})$$

Se $p_z \approx 0$, quindi se la particella si muove sul piano trasverso ai fasci ($\theta \approx \frac{\pi}{2}$), allora $y \approx 0$. Se $p_z \approx E$, quindi se la particella si muove lungo l'asse dei fasci ($\theta \approx 0$), allora $y \approx \pm\infty$.

- Pseudorapidità η : limite ultrarelativistico ($|\mathbf{p}| \gg m$) della rapidità y

$$\eta := -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right] \quad (\text{A.6})$$

Per particelle *massless* ($m = 0$) rapidità y e pseudo-rapidità η coincidono.

- Rapidità spazio-temporale η_s : definita come

$$\eta_s := \frac{1}{2} \log \left(\frac{ct + z}{ct - z} \right) \quad (\text{A.7})$$

Se il sistema ha velocità costante $v_z = z/t$ allora nel limite relativistico risulta equivalente alla pseudo-rapidità $\eta_s \approx \eta$

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, *Nuclear Physics* **22** no. 4, (1961) .
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>.
- [2] S. Weinberg, “A model of leptons”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (Nov, 1967) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [3] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (Oct, 1964) . <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [4] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories”, *Phys. Rev. Lett.* **30** (Jun, 1973) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [5] G. Hooft, *The Evolution of Quantum Field Theory: From QED to Grand Unification*, p. 1–27. WORLD SCIENTIFIC, Aug., 2016.
http://dx.doi.org/10.1142/9789814733519_0001.
- [6] K. Yagi, T. Hatsuda, and Y. Miake, *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2005.
<https://books.google.it/books?id=4VQZ7dSx0xYC>.
- [7] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, 2024.
- [8] **ParticleDataGroup** Collaboration, N. et al, *Review of particle physics, 2024-2025*, vol. 110. 2024. <https://cds.cern.ch/record/2907603>.
- [9] G. E. Bruno, “Studio della produzione di particelle strane e della dinamica di espansione in collisioni nucleari ultra-relativistiche all’sps”, 2004.
<https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0402014>.
- [10] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories”, *Phys. Rev. Lett.* **30** (Jun, 1973) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [11] H. D. Politzer, “Reliable perturbative results for strong interactions?”, *Phys. Rev. Lett.* **30** (Jun, 1973) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [12] J. Greensite, *An Introduction to the Confinement Problem*. 01, 2020.

- [13] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, “New extended model of hadrons”, *Phys. Rev. D* **9** (Jun, 1974) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.9.3471>.
- [14] K. Johnson, “The M.I.T. Bag Model”, *Acta Phys. Polon. B* **6** (1975) .
- [15] R. Hagedorn, “Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies”, *Nuovo Cim. Suppl.* **3** (1965) .
- [16] N. Cabibbo and G. Parisi, “Exponential hadronic spectrum and quark liberation”, *Physics Letters B* **59** no. 1, (1975) .
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269375901586>.
- [17] M. Kennett, *Essential Statistical Physics*. 07, 2020.
- [18] B. et al., “Equation of state in 2 + 1-flavor qcd”, *Physical Review D* **90** no. 9, (Nov., 2014) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.90.094503>.
- [19] M. Kahangirwe, I. Gonzalez, J. A. Muñoz, C. Ratti, and V. Vovchenko, “Convergence properties of t' -expansion scheme: Hadron resonance gas and cluster expansion model”, 2025. <https://arxiv.org/abs/2408.04588>.
- [20] O. Kaczmarek and F. Zantow, “Static quark-antiquark interactions in zero and finite temperature qcd: I. heavy quark free energies, running coupling, and quarkonium binding”, *Phys. Rev. D* **71** (Jun, 2005) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.71.114510>.
- [21] INFN, “Glauber model for heavy ion collisions.”.
<https://www.to.infn.it/~prino/lectures/Glauber.pdf>.
- [22] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber modeling in high-energy nuclear collisions”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **57** no. 1, (Nov., 2007) .
<http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020>.
- [23] **ALICE** Collaboration, ALICE, “Centrality determination in heavy ion collisions”, *ALICE* (2018) . <https://cds.cern.ch/record/2636623>.
- [24] A. S. et al., “The alice experiment: a journey through qcd”, *The European Physical Journal C* **84** no. 8, (Aug., 2024) .
<http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12935-y>.
- [25] M. Arslanodok, S. A. Bass, A. A. Baty, I. Bautista, C. Beattie, *et al.*, “Hot qcd white paper”, 2023. <https://arxiv.org/abs/2303.17254>.
- [26] A. Collaboration, “Letter of intent for alice 3: A next-generation heavy-ion experiment at the lhc”, 2022. <https://arxiv.org/abs/2211.02491>.
- [27] A. collaboration, “Alice upgrades during the lhc long shutdown 2”, *Journal of Instrumentation* **19** no. 05, (May, 2024) .
<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05062>.

- [28] B. Müller, J. Schukraft, and B. Wysłouch, “First results from pb+pb collisions at the lhc”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **62** no. 1, (Nov., 2012) . <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094910>.
- [29] R. Baier, Y. Dokshitzer, A. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, “Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma”, *Nuclear Physics B* **483** no. 1, (1997) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321396005536>.
- [30] T. Matsui and H. Satz, “J/ ψ suppression by quark-gluon plasma formation”, *Physics Letters B* **178** no. 4, (1986) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386914048>.
- [31] A. Collaboration, “j/ ψ suppression at forward rapidity in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012) . <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.072301>.
- [32] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, “The quest for the quark-gluon plasma”, *Nature* **448** (2007) .
- [33] A. Zaman, M. Ajaz, K. Khan, and M. Suleymanov, “Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of j/ ψ suppression in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev”, *Physics Letters B* **734** (05, 2014) .
- [34] A. collaboration, “J/ ψ suppression at forward rapidity in pb–pb collisions at $s_{nn}=5.02$ tev”, *Physics Letters B* **766** (2017) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317300102>.
- [35] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, “Decoding the phase structure of qcd via particle production at high energy”, *Nature* **561** no. 7723, (2018) . <http://dx.doi.org/10.1038/s41586-018-0491-6>.
- [36] J. Rafelski and R. Hagedorn, “From hadron gas to quark matter, 2”, <https://cds.cern.ch/record/126179>.
- [37] J. Rafelski and B. Müller, “Strangeness production in the quark-gluon plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **48** (Apr, 1982) . <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1066>.
- [38] A. Collaboration, “Centrality dependence of strange particle production in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ tev”, 2025. <https://arxiv.org/abs/2511.10360>.
- [39] A. collaboration, “Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions”, *Nature Physics* **13** no. 6, (Apr., 2017) . <http://dx.doi.org/10.1038/nphys4111>.
- [40] U. Heinz and B. Schenke, “Hydrodynamic description of the quark-gluon plasma”, 2024. <https://arxiv.org/abs/2412.19393>.
- [41] A. S. et al., “Production of charged pions, kaons, and (anti-)protons in pb-pb and inelastic pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.05$ tev”, *Physical Review C* **101** no. 4, (Apr., 2020) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.101.044907>.

- [42] E. Schnedermann and U. Heinz, “Relativistic hydrodynamics in a global fashion”, *Phys. Rev. C* **47** (Apr, 1993) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.47.1738>.
- [43] A. Mazeliauskas and V. Viskavicius, “Temperature and fluid velocity on the freeze-out surface from π , k , and p spectra in pp , p -pb, and pb-pb collisions”, *Phys. Rev. C* **101** (Jan, 2020) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.014910>.
- [44] L. Cifarelli and F. Bellini, “Investigation of the quark-gluon plasma with the alice experiment”, in *Oxford Research Encyclopedia of Physics*, B. Foster, ed. Oxford University Press. <https://doi.org/10.1093/acrefore/9780190871994.013.88>.
- [45] E. Shuryak, “Why does the quark–gluon plasma at rhic behave as a nearly ideal fluid?”, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53** no. 1, (2004) .
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641004000444>.
Heavy Ion Reaction from Nuclear to Quark Matter.
- [46] K. A. et al, “Harmonic decomposition of two particle angular correlations in pb–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ tev”, *Physics Letters B* **708** no. 3, (2012) .
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312001013>.
- [47] **STAR Collaboration** Collaboration, B. e. a. Abelev, “Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions”, *Phys. Rev. C* **80** (Dec, 2009) . <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.064912>.
- [48] V. e. a. Khachatryan, “Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the lhc”, *Journal of High Energy Physics* **2010** no. 9, (2010) . [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09\(2010\)091](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2010)091).
- [49] A. et al, “Long-range angular correlations on the near and away side in p–pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ tev”, *Physics Letters B* **719** no. 1-3, (Feb., 2013) .
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.012>.
- [50] J. Jia, M. Zhou, and A. Trzupek, “Revealing long-range multiparticle collectivity in small collision systems via subevent cumulants”, *Physical Review C* **96** no. 3, (2017) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.96.034906>.
- [51] S. e. a. Acharya, “Investigations of anisotropic flow using multiparticle azimuthal correlations in pp, p-pb, xe-xe, and pb-pb collisions at the lhc”, *Physical Review Letters* **123** no. 14, (Oct., 2019) .
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.142301>.
- [52] A. Collaboration, “Evidence of nuclear geometry-driven anisotropic flow in oo and ne–ne collisions at $\sqrt{s_{nn}} = 5.36$ tev”, 2025. <https://arxiv.org/abs/2509.06428>.
- [53] K. Werner, F.-M. Liu, and T. Pierog, “Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the bnl relativistic heavy ion collider”, *Physical Review C* **74** no. 4, (Oct., 2006) .
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.74.044902>.

- [54] K. Werner, “Revealing a deep connection between factorization and saturation: New insight into modeling high-energy proton-proton and nucleus-nucleus scattering in the epos4 framework”, [arXiv:2301.12517](https://arxiv.org/abs/2301.12517) [hep-ph]. <https://arxiv.org/abs/2301.12517>.
- [55] K. Werner, “From event generators to data comparison”, in *Heavy Ion Collisions in the QCD phase diagram*. 2022. <https://klaus.pages.in2p3.fr/epos4/pdf/22lectureNantes1.pdf>.
- [56] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep inelastic e p scattering in perturbation theory”, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) .
- [57] K. Werner, “Parallel scattering, saturation, and generalized abramovskii-gribov-kancheli (agk) theorem in the epos4 framework, with applications for heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ of 5.02 tev and 200 gev”, [arXiv:2310.09380](https://arxiv.org/abs/2310.09380) [hep-ph]. <https://arxiv.org/abs/2310.09380>.
- [58] K. Werner and B. Guiot, “Perturbative qcd concerning light and heavy flavor in the epos4 framework”, [arXiv:2306.02396](https://arxiv.org/abs/2306.02396) [hep-ph]. <https://arxiv.org/abs/2306.02396>.
- [59] K. Werner, B. Guiot, I. Karpenko, and T. Pierog, “Analyzing radial flow features in p-pb and pp collisions at several tev by studying identified-particle production with the event generator epos3”, *Physical Review C* **89** no. 6, (2014) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.89.064903>.
- [60] K. Werner, “Core-corona procedure and microcanonical hadronization to understand strangeness enhancement in proton-proton and heavy ion collisions in the epos4 framework”, *Physical Review C* **109** no. 1, (Jan., 2024) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.109.014910>.
- [61] I. Müller, “Zum paradoxon der wärmeleitungstheorie”, *Zeitschrift für Physik* **198** (1967) . <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:186216025>.
- [62] W. Israel, “Nonstationary irreversible thermodynamics: A causal relativistic theory”, *Annals of Physics* **100** no. 1, (1976) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491676900646>.
- [63] W. Israel and J. Stewart, “Thermodynamics of nonstationary and transient effects in a relativistic gas”, *Physics Letters A* **58** no. 4, (1976) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037596017690075X>.
- [64] W. Israel and J. Stewart, “Transient relativistic thermodynamics and kinetic theory”, *Annals of Physics* **118** no. 2, (1979) . <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491679901301>.
- [65] K. Werner, I. Karpenko, T. Pierog, M. Bleicher, and K. Mikhailov, “Event-by-event simulation of the three-dimensional hydrodynamic evolution from flux tube initial conditions in ultrarelativistic heavy ion collisions”, *Physical Review C* **82** no. 4, (Oct., 2010) . <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.82.044904>.

- [66] S. Bass, “Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions”, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **41** (1998) .
[http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410\(98\)00058-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410(98)00058-1).
- [67] M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles, S. A. Bass, C. Ernst, S. Soff, L. Bravina, M. Belkacem, H. Weber, H. Stöcker, and W. Greiner, “Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **25** no. 9, (1999) .
<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/25/9/308>.
- [68] F. Neri, “Github repository.” <https://github.com/Francesco-Neri/Bachelor-Thesis>, 2026.
- [69] W. Broniowski and W. Florkowski, “Geometric relation between centrality and the impact parameter in relativistic heavy-ion collisions”, *Phys. Rev. C* **65** (Jan, 2002) .
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.65.024905>.
- [70] C. Loizides, “Glauber predictions for oxygen and neon collisions at energies available at the lhc”, 2026. <https://arxiv.org/abs/2507.05853>.