

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Misura del flusso triangolare ν_3
di adroni identificati
in collisioni Pb-Pb
a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV
con l'esperimento ALICE a LHC

Relatore:
Prof.ssa Silvia Arcelli

Presentata da:
Roxana Calabrese

Correlatore:
Dott. Francesco Noferini

Sessione II
Anno Accademico 2015/2016

Indice

Introduzione	v
1 La cromodinamica quantistica e la fisica di ALICE	1
1.1 Modello Standard e QCD	1
1.1.1 La lagrangiana della QCD	5
1.1.2 Confinamento	8
1.2 La fisica di ALICE	11
1.2.1 Quark Gluon Plasma	12
1.2.2 Descrizione delle collisioni Nucleo-Nucleo	14
1.2.3 Segnature sperimentali del QGP	17
2 LHC e ALICE	33
2.1 LHC	33
2.2 ALICE	35
2.3 La regione centrale	38
2.3.1 L'Inner Tracking System (ITS)	38
2.3.2 La Time Projection Chamber (TPC).	39
2.3.3 Il Transition Radiation Detector (TRD).	40
2.3.4 Il PHOton Spectrometer (PHOS).	40
2.3.5 L'High-Momentum Particle Identification Detector (HM-PID).	41
2.3.6 EMCAL e DCAL	41
2.4 Il Time Of Flight (TOF)	42
2.5 La regione in avanti	44
2.5.1 I rivelatori V0 e T0	44
2.5.2 Il rivelatore di muoni	46
2.5.3 Il calorimetro a zero gradi (ZDC).	46
2.6 ALICE offline framework	49

3	Analisi del flusso triangolare (v_3)	51
3.1	Determinazione del flusso	51
3.1.1	Metodo del piano di reazione	52
3.1.2	Metodo del prodotto scalare	53
3.2	Selezione delle collisioni Pb-Pb	54
3.2.1	Trigger	54
3.2.2	Selezione degli eventi	54
3.2.3	Selezione delle tracce cariche	56
3.3	Identificazione di particelle in ALICE	57
3.3.1	Potere di separazione atteso	58
3.3.2	Approccio Bayesiano	60
3.3.3	Prestazioni	63
3.4	Centralità delle collisioni	65
3.4.1	Determinazione della centralità	65
4	Risultati	67
4.0.2	v_3 in funzione della centralità	67
4.0.3	Confronto con modelli idrodinamici	68
4.0.4	v_3 in funzione del numero di quark costituenti	70
4.1	Sintesi dei risultati	74
5	Conclusioni	77

Introduzione

La CromoDinamica Quantistica (QCD), basata sul gruppo di gauge $SU(3)_{col}$ di colore, è la teoria di campo quantistica che descrive le interazioni forti. Calcoli di QCD su reticolo prevedono che in condizioni di temperatura o densità di energia estremamente elevate, si verifichi una transizione di fase fra materia adronica ordinaria e un plasma di quark e gluoni (anche detto QGP , Quark Gluon Plasma) in cui i quark non sono confinati negli adroni, ma possono muoversi liberamente in un volume esteso, pur continuando ad interagire tra loro.

Uno dei fenomeni che possono essere esplorati grazie a LHC è proprio tale transizione di fase, che si presume abbia avuto luogo nel bagno termico dell'universo a temperature di circa 150 MeV e densità di energia di circa 0.5 GeV/fm, corrispondenti a un'età dell'universo dell'ordine di $\sim 10^{-6}$ secondi. Questa fase dell'evoluzione cosmologica è detta *età dell'adronizzazione*, durante la quale l'universo è passato dall'essere un plasma di quark e gluoni a un gas di adroni. L'unico modo attualmente conosciuto per ricreare un bagno termico con una temperatura sufficientemente elevata perché la transizione di fase avvenga è attraverso la collisione di ioni pesanti. L'esperimento che si occupa in particolare dello studio del Quark Gluon Plasma a LHC è ALICE.

Lo studio delle proprietà del QGP si basa in ALICE su molteplici osservabili sperimentali, fra cui il cosiddetto *flusso anisotropo*, che rappresenta l'anisotropia nella distribuzione degli impulsi degli stati finali dopo una collisione tra ioni pesanti. Nelle collisioni non-centrali, la regione d'interazione risulta essere un ellissoide. Tale anisotropia spaziale viene convertita in anisotropia nello spazio degli impulsi delle particelle prodotte, a causa del gradiente di pressione tra il centro della regione d'interazione e il vuoto intorno. Quest'ultima può essere formalmente descritta attraverso un'espansione di Fourier della distribuzione degli impulsi delle particelle in funzione dell'angolo azimutale, i cui coefficienti v_n , studiati in funzione dell'impulso

e della *centralità* delle collisioni, permettono di ricavare informazioni sulle proprietà del QGP. In particolare, lo studio del flusso anisotropo gioca un ruolo fondamentale nella determinazione dell'equazione di stato del QGP.

In questo lavoro di tesi è presentata un'analisi del flusso triangolare v_3 per adroni identificati ($\pi; K; p$) su eventi da collisioni Pb-Pb registrati dall'esperimento ALICE durante il Run-1, nel periodo di presa dati del 2010. Nel primo capitolo, dopo una breve introduzione sul Modello Standard e la QCD, è presentata una descrizione della transizione di fase da materia adronica ordinaria allo stato di Quark Gluon Plasma. Sono quindi discusse alcune delle osservabili sperimentali utilizzate nello studio e caratterizzazione delle proprietà del QGP, fra cui il flusso anisotropo.

Nel secondo capitolo sono riassunte le caratteristiche principali del Large Hadron Collider ed è presentata una descrizione dell'apparato ALICE e dei suoi sottorivelatori, con particolare riguardo per il Sistema a Tempo di Volo (TOF) che svolge un ruolo determinante nell'identificazione di adroni carichi nella regione degli impulsi intermedi ($0.3 \text{ GeV}/c < p < 5 \text{ GeV}/c$).

Nel terzo capitolo sono illustrati i metodi utilizzati per la determinazione del flusso anisotropo, i criteri per la selezione di eventi da collisioni Pb-Pb e le condizioni applicate alle tracce cariche al fine di assicurare una buona qualità di ricostruzione. È inoltre presentata la tecnica di identificazione di adroni carichi, basata sui rivelatori TPC e TOF, e la combinazione delle loro informazioni sulla base di un approccio di tipo bayesiano. È infine descritta la tecnica di misura della centralità della collisione.

Nel quarto capitolo sono infine riportati i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi per il flusso triangolare v_3 . Le caratteristiche del flusso triangolare sono analizzate per diverse classi di centralità della collisione, facendo anche un confronto con i risultati pubblicati da ALICE per il flusso ellittico v_2 . Inoltre, sono esaminate le proprietà di invarianza del flusso triangolare v_3 in termini di quark costituenti e in funzione della massa trasversa della particella, ed è effettuato un confronto dei risultati ottenuti con diversi modelli idrodinamici.

Capitolo 1

La cromodinamica quantistica e la fisica di ALICE

Questo capitolo è diviso in due parti. Nella prima sezione daremo una breve introduzione alla QCD, descrivendone anche il collocamento all'interno del Modello Standard. Forniremo anche alcuni cenni storici, in particolare richiameremo il problema della asimmetria della funzione d'onda della particella Δ^{++} , che ha portato alla teorizzazione del numero quantico del *colore*. Passeremo poi ad analizzare brevemente la natura di teoria di gauge della QCD, il cui gruppo di trasformazioni locali è $SU(3)_{\text{col}}$, e spiegheremo come il *running* della costante di accoppiamento dell'interazione forte porti alla ben nota *libertà asintotica* della QCD. Nella seconda sezione studieremo, invece, la transizione di fase da materia adronica confinata a stato deconfinato di quark e gluoni detto *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) e in particolare descriveremo in che modo sia possibile riprodurre questo stato della materia a LHC attraverso le collisioni di ioni pesanti, e in che modo se ne possono studiare le caratteristiche con l'esperimento ALICE.

1.1 Modello Standard e QCD

Come è ben noto, le forze fondamentali fino ad ora conosciute sono quattro: la forza gravitazionale, la forza forte, la forza debole e quella elettromagnetica. Allo stato attuale non esiste una teoria che descriva tutte e quattro le forze in modo unificato, sebbene tutti gli indizi portino a credere che questa descrizione unitaria della Natura esista. Nell'ultimo secolo e mezzo infatti si è riusciti a dare una descrizione di tre delle quattro forze fondamentali per mezzo di un unico modello teorico, chiamato *Modello Standard*, che è

un esempio di QFT. Non è insensato supporre che la ricerca di una teoria unificatrice delle forze ci spingerà ad andare oltre la QFT, per capire come conciliare quest'ultima con la Relatività Generale (che è l'habitat naturale della gravità), esattamente come per descrivere le altre tre forze era stato necessario capire come conciliare la Relatività Ristretta con la Meccanica Quantistica.

Il Modello Standard descrive le interazioni dei seguenti tipi di particelle:

- Fermioni: si dividono in 6 quark (u, d, s, c, b, t) e 6 leptoni ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$). Per ogni fermione esiste anche la rispettiva anti-particella. Essi possono essere classificati in base alle interazioni a cui prendono parte, o in altre parole al tipo di carica che portano con sè. Ad esempio i quark sono gli unici che portano carica di colore e quindi prendono parte all'interazione forte. Inoltre i quark portano sia carica debole (la carica debole è posseduta solo dalle componenti *left* dei quark) che elettromagnetica. Per quanto riguarda i leptoni, le loro componenti *left* portano carica debole. Inoltre i neutrini non possiedono carica elettromagnetica. Quindi per riassumere: tutte le componenti left dei leptoni interagiscono mediante la forza debole, mentre tutti i leptoni eccetto i neutrini interagiscono elettromagneticamente. Se ne deduce che la componente *right* dei neutrini non interagisce mediante nessuna delle forze, in quanto non possiede nessuna carica. In totale dunque i gradi di libertà dei fermioni sono

$$N_{\text{ferm}} = \underbrace{2}_{\text{particelle} \times \text{anti-particelle}} \times \left(\underbrace{6 \times 3 \times 2}_{\text{n. quark} \times \text{n. colori} \times \text{left/right}} + \underbrace{3 \times 2}_{\text{n. leptoni} \times \text{left/right}} + \underbrace{3}_{\text{neutrini}} \right) = 90,$$

dove abbiamo tenuto conto solo della componente *left* dei neutrini.

- Campi di gauge: si dividono in fotone γ , bosoni vettori massivi W^\pm e Z^0 e 8 gluoni A_μ^a . Il fotone è il mediatore della forza elettromagnetica, i bosoni vettori sono i mediatori della forza debole, mentre i gluoni sono i mediatori della forza forte. Il numero totale di gradi di libertà dei

campi di gauge è dunque dato da

$$N_{\text{gauge}} = \underbrace{8 \times 2}_{\text{n. gluoni} \times \text{n. polarizzazioni}} + \underbrace{(W^\pm \text{ e } Z^0) \times \text{n. polarizzazioni}}_{3 \times 3} + \underbrace{1 \times 2}_{1 \gamma \times \text{n. polarizzazioni}} = 27,$$

essendo il numero di polarizzazioni pari a 2 per i bosoni di gauge massless e pari a 3 per i bosoni di gauge massivi.

- Campo di Higgs. Il campo di Higgs è l'unico scalare contenuto nel Modello Standard. Esso è responsabile della rottura di simmetria elettrodebole che permette ai bosoni vettori e a tutti i fermioni di acquisire massa mediante il *meccanismo di Higgs*. Esso contiene un solo grado di libertà.

Il numero di gradi di libertà totale del Modello Standard è 118.

La QCD è la teoria che descrive le interazioni forti dei quark, ed i campi in essa coinvolti saranno quindi 6 quark e antiquark (72 gradi di libertà in totale) e i bosoni di gauge associati all'interazione forte, ossia gli 8 gluoni A_μ^a (16 gradi di libertà). Riportiamo in tabella 1.2 i numeri quantici dei quark,

quark	nome	massa	carica elettrica	n. barionico	spin
u	<i>up</i>	2.4 MeV	2/3	1/3	1/2
d	<i>down</i>	4.8 MeV	-1/3	1/3	1/2
s	<i>strange</i>	104 MeV	-1/3	1/3	1/2
c	<i>charm</i>	1.27 GeV	2/3	1/3	1/2
b	<i>bottom</i>	4.2 GeV	-1/3	1/3	1/2
t	<i>top</i>	171.2 GeV	2/3	1/3	1/2

Tabella 1.1: Numeri quantici dei quark.

dove abbiamo riportato la carica in unità di carica dell'elettrone e .

Le rispettive antiparticelle si denotano \bar{q} e possiedono carica elettrica e numero barionico opposti rispetto ai quark. Come abbiamo già detto in precedenza, a causa del *confinamento*, i quark liberi non sono mai stati osservati in Natura. Essi si combinano in stati legati con numero barionico totale pari

a $0, \pm 1$. In particolare gli stati legati con numero barionico pari a 0 sono detti *mesoni*, mentre gli stati legati con numero barionico pari a $+1$ (-1) sono detti *barioni* (*antibarioni*). Dunque i barioni sono della forma (qqq) , mentre i mesoni sono della forma $(q\bar{q})$. Ogni stato osservato in natura possiede carica elettrica intera, ad esempio uno stato formato da (uud) (che corrisponde alla particella Δ^+) ha carica $Q_{\Delta^+}/e = \frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = +1$. Analogamente ad esempio il mesone $(d\bar{s})$ (che corrisponde alla particella K^0) possiede carica $Q_{K^0}/e = -\frac{1}{3} + \frac{1}{3} = 0$.

Storicamente i primi tentativi di classificazione degli adroni sono dovuti a Murray Gell-Mann, Kazuhiko Nishijima, Yuval Ne'eman e George Zweig negli anni '50. In quegli anni infatti, grazie all'invenzione della camera a bolle e della camera a scintillazione, fu possibile osservare e studiare una notevole quantità di particelle soggette all'interazione forte. Sin da principio è sembrato ovvio che tali particelle non potessero essere tutte fondamentali. Si capì subito che alcune regolarità nello spettro e nelle interazioni di queste particelle potevano essere spiegate grazie alla conservazione di un numero quantico detto *isospin*. Inoltre la vita media insolitamente lunga di alcuni adroni fu spiegata grazie all'introduzione di un ulteriore numero quantico: la *stranezza*. Furono Gell-Mann e Yuval Ne'eman ad accorgersi che isospin e stranezza potevano essere combinati in un gruppo di simmetria più ampio, che risultò essere il gruppo $SU(3)_{flav}$. Tale ipotesi fu chiamata *Eightfold way* [1, 2] (a causa del fatto che il numero di generatori del gruppo $SU(3)_{flav}$ è 8) e raggruppa gli adroni in *multipletti*, cioè gruppi di particelle aventi determinate proprietà d'interazione e massa simile. Siccome le particelle appartenenti a ciascun multipletto trasformano secondo una precisa rappresentazione del gruppo $SU(3)_{flav}$, nella prima metà degli anni '60 Gell-Mann e Zweig avanzarono l'ipotesi che la struttura a multipletti degli adroni fosse una conseguenza del fatto che essi sono composti da costituenti più fondamentali, i *quark*, che trasformano secondo la rappresentazione fondamentale del gruppo $SU(3)_{flav}$ [3, 4, 5, 6, 7, 8]. Questa ipotesi prese il nome di *modello statico a quark degli adroni*.

Il modello statico a quark ebbe grande successo perché permise di classificare un gran numero di particelle in modo relativamente semplice, ed in particolare grazie ad esso si riuscì a predire l'esistenza della particella Ω^- prima della sua scoperta nel 1964. Tuttavia esso presentava un punto non chiaro, riguardante il barione Δ^{++} scoperto nel 1951. Secondo il modello statico a quark infatti la funzione d'onda della particella Δ^{++} dovrebbe avere la seguente forma:

$$|\Delta^{++}\rangle = |u_{\uparrow}u_{\uparrow}u_{\uparrow}\rangle . \quad (1.1)$$

In altre parole secondo il modello statico a quark la particella Δ^{++} sarebbe costituita da tre quark up con spin allineati. Tuttavia questa configurazione è totalmente simmetrica, e risulta essere in contraddizione con il teorema di spin-statistica, secondo il quale essendo Δ^{++} un fermione, deve avere una funzione d'onda completamente antisimmetrica. Nel 1965, quattordici anni dopo la scoperta della particella Δ^{++} , si riuscì finalmente a risolvere questa contraddizione, introducendo un nuovo numero quantico associato al gruppo $SU(3)$: il *colore* [9, 10]. In questo modo la funzione d'onda della particella Δ^{++} può facilmente essere resa antisimmetrica richiedendo che essa sia antisimmetrica rispetto al nuovo grado di libertà del colore:

$$|\Delta^{++}\rangle = \epsilon^{ijk} |u_i \uparrow u_j \uparrow u_k \uparrow\rangle . \quad (1.2)$$

Misure sperimentali dirette del numero di colori furono fornite in seguito allo studio del decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Infatti la larghezza di decadimento per questo processo dipende dal numero di colori della teoria N_c , e può essere scritta come

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = N_c^2 (Q_u^2 - Q_d^2)^2 \frac{\alpha_{EM}^2 m_{\pi^0}^3}{64\pi^3 F_\pi} \simeq N_c^2 \cdot 0.84 \text{ eV} , \quad (1.3)$$

dove $\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi}$, $m_{\pi^0} \simeq 139$ MeV, $F_\pi \simeq 92$ MeV, $Q_u = \frac{2e}{3}$ e $Q_d = -\frac{e}{3}$. Questo risultato riproduce il corretto valore sperimentale solo se $N_c = 3$. Per questo motivo il gruppo associato al numero quantico *colore* è denotato $SU(3)_{\text{col}}$.

Sebbene non ci sia una spiegazione teorica rigorosa per questo fenomeno, risulta che gli unici stati legati di quark osservati in Natura siano quelli invarianti sotto trasformazioni $SU(3)_{\text{col}}$. Le combinazioni di quark invarianti per trasformazioni di $SU(3)_{\text{col}}$ (singoletti di $SU(3)_{\text{col}}$) sono della forma

$$\sum_i q_i \bar{q}^i \quad \sum_i \epsilon^{ijk} q_i q_j q_k \quad \sum_i \epsilon_{ijk} \bar{q}^i \bar{q}^j \bar{q}^k , \quad (1.4)$$

che corrispondono esattamente a mesoni, barioni e antibarioni.

1.1.1 La lagrangiana della QCD

La QCD è una teoria quantistica di campo con gruppo di gauge $SU(3)_{\text{col}}$. Il gruppo $SU(3)_{\text{col}}$ è formato dagli elementi $g(\alpha)$ della forma

$$g(\alpha) = 1 + \alpha^a T^a + \mathcal{O}(\alpha^2) , \quad (1.5)$$

con $a \in \{1, \dots, 8\}$ dove i parametri α^a sono i *parametri del gruppo*, mentre gli operatori T^a sono operatori Hermitiani, detti *generatori del gruppo*. Ogni elemento del gruppo può essere scritto nella forma in eq. (1.5), al variare di α^a e T^a . $SU(3)_{\text{col}}$ è un esempio di *gruppo di Lie*.

L'insieme degli operatori T^a deve generare tutte le trasformazioni infinitesimali del gruppo, e quindi deve soddisfare le *regole di commutazione*

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c, \quad (1.6)$$

dove i numeri f^{abc} sono detti *costanti di struttura del gruppo*. Lo spazio vettoriale generato dai generatori del gruppo T^a è detto *algebra di Lie* del gruppo $SU(3)_{\text{col}}$. In particolare i generatori di un'algebra di Lie devono soddisfare le *identità di Jacobi*

$$[T^a, [T^b, T^c]] + [T^c, [T^a, T^b]] + [T^b, [T^c, T^a]] = 0, \quad (1.7)$$

$$f^{ade}f^{bcd} + f^{bde}f^{cad} + f^{cde}f^{abd} = 0. \quad (1.8)$$

Le costanti di struttura f^{abc} sono completamente antisimmetriche per scambio di indici, e le uniche componenti non nulle sono

$$\begin{aligned} f^{123} &= 1, \\ f^{147} &= f^{246} = f^{257} = f^{345} = -f^{156} = -f^{367} = \frac{1}{2}, \\ f^{458} &= f^{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Ora che abbiamo specificato gruppo e algebra di Lie rilevanti per la QCD, dobbiamo osservare che in generale i campi di una QFT trasformano in accordo con una rappresentazione unitaria finito-dimensionale del gruppo che definisce la simmetria della teoria stessa. Una rappresentazione unitaria finito-dimensionale R del gruppo $SU(3)_{\text{col}}$ è costituita da un insieme di matrici $d \times d$ Hermitiane T_R^a (d è detta *dimensione della rappresentazione*) e che soddisfano le stesse regole di commutazione dei generatori stessi del gruppo. Normalmente si usa la normalizzazione

$$\text{tr}(T_R^a T_R^b) = \frac{\delta^{ab}}{2}, \quad (1.10)$$

mentre le costanti di struttura sono date da

$$f^{abc} = -2i \text{tr}\{[T_R^a, T_R^b] T_R^c\}. \quad (1.11)$$

Le più semplici rappresentazioni di $SU(3)_{\text{col}}$ sono

- *Rappresentazione fondamentale f* : è la rappresentazione su uno spazio vettoriale complesso di dimensione pari a 3. Esiste anche la *rappresentazione antifondamentale \bar{f}* che è inequivalente a quella fondamentale. Ogni quark trasforma in una rappresentazione fondamentale rispetto a $SU(3)_{\text{col}}$. Denoteremo gli indici della rappresentazione fondamentale con le lettere i, j, k, \dots
- *Rappresentazione aggiunta G* : ha dimensione pari a 8 ed è tale che i generatori sono definiti da

$$(t_G^b)_{ac} \equiv i f^{abc}. \quad (1.12)$$

I gluoni trasformano nella rappresentazione aggiunta rispetto a $SU(3)_{\text{col}}$. Denoteremo gli indici della rappresentazione aggiunta con le lettere a, b, c, \dots

A questo punto siamo in grado di definire completamente la QCD. Questa teoria descrive un sestupletto di quark $\psi_q^i = (u^i, d^i, s^i, c^i, b^i, t^i)^T$, ognuno dei quali ha un indice $i \in \{1, 2, 3\}$ che trasforma nella rappresentazione fondamentale del gruppo $SU(3)_{\text{col}}$. Ad esempio possiamo scrivere il quark u come $u = (u_R, u_G, u_B)^T$. In corrispondenza gli antiquark $\bar{\psi}_q^i = (\bar{u}^i, \bar{d}^i, \bar{s}^i, \bar{c}^i, \bar{b}^i, \bar{t}^i)$ hanno un indice $i \in \{1, 2, 3\}$ che trasforma nella rappresentazione anti-fondamentale del gruppo $SU(3)_{\text{col}}$. Il campo di gauge A_μ si può scrivere

$$A_\mu = A_\mu^a T^a, \quad (1.13)$$

e quindi trasforma nella rappresentazione aggiunta del gruppo $SU(3)_{\text{col}}$. Dunque gli indici $a, b \in \{1, \dots, 8\}$ sono indici della rappresentazione aggiunta del gruppo. Gli 8 campi A_μ^a sono i *gluoni*, cioè i campi vettoriali mediatori dell'interazione forte. Inoltre si può scrivere il *field strength*

$$F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^a T^a = (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) T^a. \quad (1.14)$$

L'ultimo termine in (1.14) è proporzionale a f^{abc} , ossia alle costanti di struttura del gruppo. Nel caso di gruppo abeliano (come è $U(1)$ per l'*Elettrodinamica Quantistica*) i generatori commutano con se stessi per definizione ($[T^a, T^b] = 0$) e quindi le costanti di struttura sono nulle. Il termine aggiuntivo che incontriamo in (1.14) è cruciale nello sviluppo della dinamica della QCD, in quanto determina le auto-interazioni dei gluoni.

Finalmente la lagrangiana della QCD prende la seguente forma

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 F^{a\mu\nu} F_{\mu\nu}^a + \sum_{i,j=R,G,B} \bar{\psi}_q^i (i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m_{ij} \delta_{ij}) \psi_q^j. \quad (1.15)$$

La derivata covariante è data da

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu + ig_s A_\mu^a (T^a)_{ij}, \quad (1.16)$$

dove questa volta $A_\mu \equiv A_\mu^a T^a$ è la connessione non-abeliana del gruppo di gauge $SU(3)_{\text{col}}$ e $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$ è la costante d'accoppiamento forte. Il termine della lagrangiana che contiene la derivata covariante genera interazioni come ad esempio riportato in Figura (1.1). Questo vertice d'interazione è quello

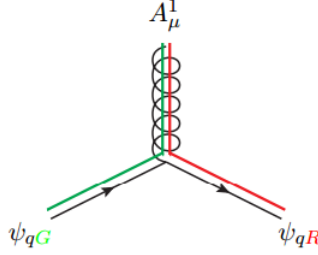


Figura 1.1: Termine d'interazione tra gluoni e quark.

generato dalla matrice $(T^1)_{ij}$, nel seguente modo:

$$\sum_{i,j=R,G,B} i\bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j \supset -ig_s \psi_{qR} (T^1)_{RG} \psi_{qG} = \quad (1.17)$$

$$= -i\frac{g_s}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Naturalmente questo è solo uno dei termini della somma sui colori in $\sum_{i,j=R,G,B} i\bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j$. È interessante anche studiare i grafici di Feynman dovuti al primo termine della lagrangiana (1.15). Infatti, come preannunciato, la presenza del termine in (1.14) proporzionale a f^{abc} genera le auto-interazioni dei gluoni. Ad esempio il termine $F^{2\mu\nu} F_{\mu\nu}^2$ contiene il seguente accoppiamento

$$F^{2\mu\nu} F_{\mu\nu}^2 \supset g_s f^{246} (\partial^\mu A^{2\nu}) A_\mu^4 A_\nu^6, \quad (1.19)$$

che genera un vertice della forma in Figura 1.2, dove k_i denotano gli impulsi dei gluoni. Analogamente sono generati vertici a quattro gluoni dal termine cinetico $F^{a\mu\nu} F_{\mu\nu}^a$.

1.1.2 Confinamento

A causa delle correzioni quantistiche dovute ai loop che entrano in gioco nei diagrammi di Feynman, la costante di accoppiamento forte α_s dipende

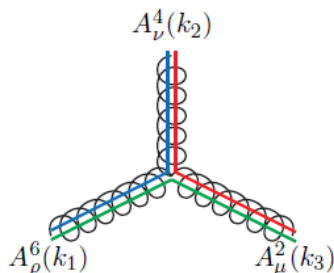


Figura 1.2: Auto-interazioni cubiche tra gluoni.

dall'energia Q del processo che si vuole studiare: $\alpha_s \equiv \alpha_s(Q)$. In particolare, il suo andamento è governato dalla seguente equazione differenziale:

$$\frac{\partial \alpha_s(Q)}{\partial \log Q^2} = \beta(\alpha_s), \quad (1.20)$$

dove la funzione β può essere scritta (all'ordine perturbativo più basso in α_s) come

$$\beta(\alpha_s) \simeq \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \alpha_s^2 + \mathcal{O}(\alpha_s^3), \quad (1.21)$$

dove n_f indica il numero di flavour accessibili cinematicamente. Ad esempio per $Q = m_Z \simeq 90 \text{ GeV}$ il valore di n_f è pari a 5, dal momento che la massa del quark top $m_t \simeq 170 \text{ GeV} > m_Z$.

La soluzione all'eq. (1.20) è data da

$$\alpha_s(Q) \equiv \frac{g_s^2}{4\pi} = \frac{1}{1 + \frac{33-2n_f}{12\pi} \log(Q^2/M_Z^2)}, \quad (1.22)$$

dove abbiamo scelto come scala di energia di riferimento la massa del bosone Z , per cui si ha $\alpha_s(M_Z) = 0.1184 \pm 0.0007$. In Figura 1.3 mostriamo un grafico del *running* ottenuto sia attraverso calcoli teorici (linee continue) che con misure effettuate in diversi esperimenti [11, 12]. La banda azzurra che si vede in Figura 1.3 è dovuta alle correzioni di soglia di cui si deve tener conto alle scale di energia a cui varia n_f . Il segno del coefficiente in eq. (1.21), che è sempre negativo per $n_f < 16$ ha come conseguenza l'*asymptotic freedom*: la costante di accoppiamento delle interazioni forti decresce all'aumentare dell'energia Q^2 .

Andando a energie più basse invece, da Figura 1.3 si nota che per energie minori di circa 1 GeV, α_s diverge velocemente. Risolvendo l'equazione

differenziale in eq. (1.20) con condizione iniziale $\alpha_s(\Lambda) = \infty$ otteniamo

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (1.23)$$

Sperimentalmente si osserva che $\Lambda \simeq 200$ MeV. Λ indica la scala di energia a cui la costante di accoppiamento perturbativa diventerebbe infinita risolvendo meccanicamente eq. (1.20), chiamata *polo di Landau*. Ovviamente non appena α_s diventa di ordine 1 la stessa equazione in (1.20) non ha più significato fisico, dal momento che β è un'espansione perturbativa in $\alpha_s \ll 1$ (eq. (1.21)).

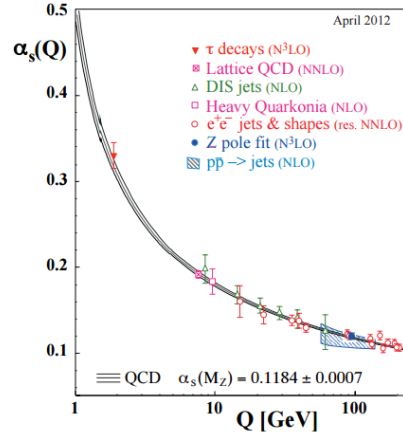


Figura 1.3: Running della costante d'accoppiamento della QCD. Le linee continue sono il risultato di calcoli teorici, mentre la banda blu è dovuta a correzioni di soglia che si devono considerare alle scale di energia a cui varia n_f .

Questo singolare comportamento della costante d'accoppiamento dell'interazione forte può essere esemplificato in termini classici. Possiamo pensare che il potenziale della forza forte sia della forma

$$V_{\text{QCD}} = V_{\text{short}}(r) + V_{\text{long}}(r),$$

dove:

$$V_{\text{short}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r}, \quad V_{\text{long}}(r) = kr,$$

dove $\alpha_s(r) \rightarrow 0$ per $r \rightarrow 0$ (piccole distanze corrispondono ad alti impulsi trasferiti), mentre $k \sim 1$ GeV/fm. Siccome la costante d'accoppiamento si annulla nel limite di piccole distanze, in questo limite (ad esempio dentro agli adroni) i quark possono essere considerati sostanzialmente liberi (se $g_s \rightarrow 0$

non ci sono più i termini d'interazione nella lagrangiana della QCD). Questo comportamento è detto *asymptotic freedom*. In questo regime la teoria perturbativa è valida, perché si ha $g_s \ll 1$.

Al contrario, a grandi distanze la costante d'accoppiamento aumenta fino a divergere, e questo comportamento spiega il fenomeno detto *confinamento*. In questo regime i calcoli perturbativi non hanno più senso e bisogna ricorrere a tecniche approssimate per includere gli effetti non-perturbativi, come ad esempio i metodi di QCD su reticolo (*lattice-QCD*, anche denotata come ℓ -QCD) [13].

In Figura (1.4) si illustra schematicamente cosa accade nel momento in cui si cercano di separare i due quark che formano un mesone: ad un certo punto l'energia immagazzinata nella coppia ($q\bar{q}$) raggiunge un valore per cui la creazione di una seconda coppia ($q\bar{q}$) diventa energeticamente favorita. Il risultato finale consiste di due adroni, entrambi con carica netta di colore nulla.

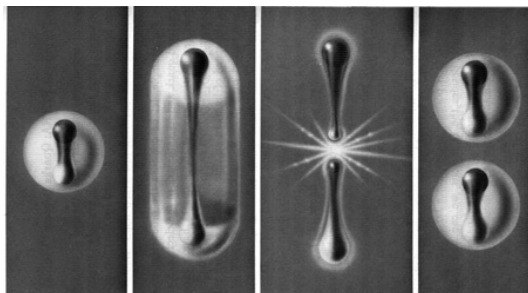


Figura 1.4: Nel momento in cui si cercano di separare i due quark che formano un mesone, questo si romperà dando vita a due mesoni, entrambi con carica netta di colore nulla.

1.2 La fisica di ALICE

Dopo aver richiamato i concetti di base della fisica del Modello Standard e della QCD, passiamo ad indagare più attentamente la fisica che è oggetto di studio presso il collisionatore adronico LHC a Ginevra, nell'ambito dell'esperimento ALICE.

Abbiamo visto nella precedente sezione che uno dei fenomeni propri della QCD è il *confinamento*, in base al quale (a temperature e densità ordinarie)

i quark sono costretti a formare stati legati (di dimensioni dell'ordine del fm) neutri dal punto di vista della carica di colore: mesoni e barioni. All'aumentare di temperatura e densità tuttavia, la materia subisce una transizione di fase formando un plasma all'interno del quale i quark e i gluoni possono muoversi liberamente e non sono costretti a formare stati legati. Questo plasma, chiamato QGP (*Quark Gluon Plasma*) corrisponde allo stato dell'Universo circa 10^{-6} secondi dopo la sua creazione, e può essere ricreato in laboratorio in seguito alla collisione di ioni pesanti ad alte energie. Il QGP costituisce l'oggetto di indagine dell'esperimento ALICE presso l'acceleratore LHC di Ginevra.

In precedenza altri acceleratori avevano permesso lo studio della fisica del QGP, sebbene ad energie più basse. Il primo di essi risale ai primi anni '80 ed era situato a Berkeley: il BELAVAC. Questo acceleratore era stato poi seguito dal SIS (*Schwer-Ionen Synchrotron*) presso il Helmholtz Centre for Heavy Ion Research di Darmstadt in Germania. Questi acceleratori furono fondamentali per stimolare lo studio delle proprietà della materia nucleare ad alte densità ed energie, la cui importanza scientifica fu ulteriormente riconosciuta con l'apertura di un programma apposito presso il CERN di Ginevra. Proprio qui fu realizzato il SPS (*Super Proton Synchrotron*), che ha lavorato a cavallo tra gli anni '80 e '90 e che è stato seguito dall'acceleratore RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) di Brookhaven. Già a SPS si ebbero le prime prove evidenti della creazione di un nuovo stato della materia in seguito alla collisione di ioni pesanti, come riporteremo in sezione 1.2.3. Presso l'acceleratore RHIC era possibile far collidere atomi di oro con energie nel centro di massa $\sqrt{s} = 200$ GeV. A LHC ora è possibile raggiungere energie nel centro di massa maggiori ¹ rispetto all'acceleratore RHIC, per collisioni protone-protone, protone-piombo e piombo-piombo.

1.2.1 Quark Gluon Plasma

Come abbiamo già detto in precedenza il *QGP* è una fase della materia caratterizzata da valori di temperatura e densità così elevati che quark e gluoni al suo interno non sono confinati in stati neutri di colore (gli adroni) ma possono muoversi liberamente all'interno del plasma, sebbene continuano ad interagire tra loro. Questa fase è detta *fase partonica* in contrapposizione alla *fase adronica*, cioè quella in cui i quark sono confinati negli adroni. In

¹Durante il Run-1 a LHC l'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni raggiunta è di $\sqrt{s} = 2.76$ GeV, cioè circa 13-14 volte maggiore rispetto all'acceleratore RHIC. Con il Run-2 sarà possibile raggiungere energie nel centro di massa per coppia di nucleone di $\sqrt{s} = 5.5$ GeV.

Figura 1.5 riportiamo il diagramma di fase della materia fortemente interagente ² come funzione della temperatura T (sull'asse delle ordinate) e del potenziale bariochimico μ (sull'asse delle ascisse). Nella regione in basso a sinistra, per piccoli valori della temperatura e del potenziale bariochimico ($\mu_0 \simeq 1 \text{ GeV}$) si ritrova la materia nucleare ordinaria. Grazie a simulazioni numeriche di ℓ -QCD è stato possibile stabilire che la temperatura a cui avviene la transizione di fase tra gas di adroni e QGP è di circa $T_{cr} \sim 170 \text{ MeV}$ per $\mu = 0$. In alcuni modelli fenomenologici [14] è stato mostrato che il valore critico per la densità di energia, a cui avviene la transizione di fase è di circa $\epsilon_{cr} = 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Si noti che per altissimi valori della densità, ma a temperature basse, il confinamento ha ugualmente luogo, ma in questo caso i quark formano un *colour superconductor* [15] invece che il QGP. Questo tipo di superconduttore è separato dal QGP da una transizione di fase del primo ordine che avviene a una temperatura stimata di 30-50 MeV. Si pensa che la fase di superconduttore sia presente nei nuclei delle stelle di neutroni [15, 16], dove la densità raggiunta è altissima ($\sim 10^{14} \text{ g}/\text{cm}^3$).

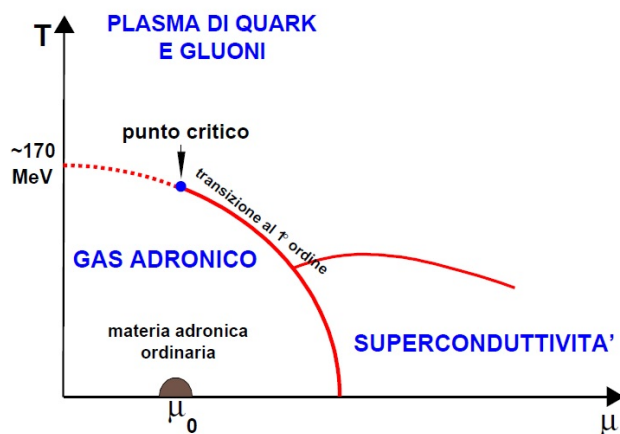


Figura 1.5: Diagramma di fase della QCD.

In laboratorio è possibile ottenere le condizioni favorevoli per lo studio del QGP attraverso la collisione ad alte energie di nuclei pesanti, come ad esempio il piombo ($^{208}_{82}\text{Pb}$). Nell'esperimento ALICE, attraverso collisioni Pb-Pb si riescono a raggiungere densità anche migliaia di volte maggiori della

²La validità e i dettagli di questo diagramma, in parte ottenuto grazie a simulazioni di ℓ -QCD, sono ancora in discussione e rappresentano uno dei principali obiettivi dello studio della fisica degli ioni pesanti.

³Il potenziale bariochimico μ , in analogia al potenziale chimico, quantifica la variazione di energia interna U dovuta all'aggiunta di un barione: $\mu = \frac{\partial U}{\partial N}$.

densità d'energia critica ϵ_{cr} , come vedremo in seguito (Tabella 1.2). Questo è dovuto all'elevato numero di nucleoni presenti in un nucleo, e quindi al grande numero di interazioni binarie che avvengono in un singolo evento, fornendo così le condizioni necessarie per la creazione di un mezzo deconfinato in equilibrio termico. Contrariamente a quanto accade ad esempio nelle collisioni protone-protone, nel qual caso le particelle prodotte si allontanano immediatamente dal punto della collisione primaria, nel caso di collisioni tra ioni pesanti queste interagiscono numerose volte tra di loro in una regione di spazio molto limitata. In questo modo si produce la materia densa e fortemente interagente che, se riesce a termalizzare abbastanza velocemente ed a densità sufficientemente elevate costituisce il QGP.

1.2.2 Descrizione delle collisioni Nucleo-Nucleo

Come abbiamo detto in precedenza le collisioni di nuclei pesanti ci forniscono le condizioni migliori per studiare in laboratorio il QGP, se l'energia del centro di massa dei nuclei è abbastanza elevata. In Figura (1.6) riportiamo uno schema dell'evoluzione temporale di un sistema prodotto in una collisione Nucleo-Nucleo nell'ipotesi di formazione del QGP.

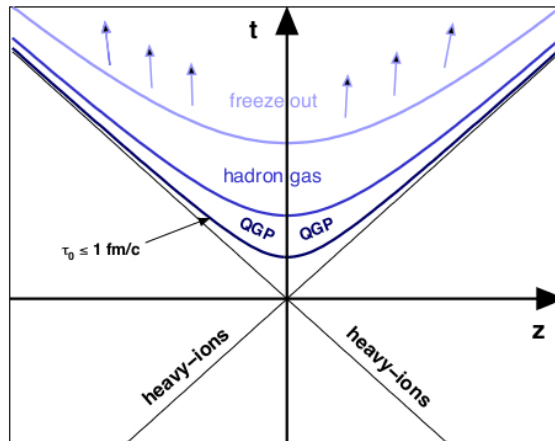


Figura 1.6: Evoluzione temporale di un sistema prodotto in una collisione Nucleo-Nucleo nell'ipotesi di formazione di QGP.

Discutiamo brevemente le varie fasi che si susseguono in una collisione, nell'ipotesi che si formi QGP.

- Prima della collisione stessa i due nuclei possono essere schematizzati come due dischi sottili, a causa della contrazione di Lorentz delle lunghezze.
- Nella fase immediatamente successiva alla collisione, fino a tempi dell'ordine di $1 \text{ fm}/c$ dall'istante dell'interazione, si hanno numerose collisioni tra i partoni dei nuclei che danno così luogo a una regione di materia fortemente interagente ad altissima densità anche detta *fireball*. Questa fase viene detta di pre-equilibrio perché avviene fuori dall'equilibrio termodinamico. Se l'energia della collisione è abbastanza elevata la densità di energia della fireball ρ può essere maggiore della densità critica ϵ_{cr} per la creazione del QGP. In questa fase vengono anche prodotti quark pesanti, partoni di elevata energia e fotoni, come descriveremo meglio in sezione 1.2.3.
- La fireball termalizza in un tempo caratteristico $\tau_{th} \sim \text{fm}/c$, dando finalmente luogo al QGP. All'interno del QGP i partoni continuano ad interagire in modo sia elastico che anelastico. Le collisioni anelastiche sono quelle che modificano l'abbondanza relativa di gluoni e quark, sebbene esse contribuiscano insieme alle collisioni elastiche a mantenere l'equilibrio termico.
- Il QGP si espande con un moto collettivo sotto l'impulso di una forte pressione dovuta all'equilibrio termico. Con l'espansione la densità diminuisce e finalmente il sistema adronizza e cambia stato quando la densità di energia si è ridotta nuovamente a $\epsilon_{cr} \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, dando vita ad un gas di adroni. Il tempo di vita del QGP si indica con τ_{QGP} . Negli istanti successivi a quello in cui il mezzo adronizza e quindi il QGP cessa di esistere, si interrompono anche le collisioni anelastiche tra gluoni e quark, cioè con l'espansione della fireball la distanza media tra le particelle del mezzo diventa maggiore del range di interazione della forza forte. Di conseguenza vengono fissate le abbondanze relative dei prodotti della collisione, e questo passaggio viene anche detto *freeze-out chimico*.
- Sebbene siano cessate le interazioni anelastiche fra le particelle del mezzo, dopo il freeze-out chimico gli adroni continuano ad interagire elasticamente. Queste interazioni modificano la distribuzione degli impulsi dei vari prodotti la cui abbondanza relativa è stata fissata a τ_{QGP} . Essi continuano ad interagire elasticamente fino al momento in cui la distanza media tra le particelle diventa maggiore del range di interazione

che viene denotato con τ_{fo}^c . In quel momento si ha il *freeze-out cinematico* e finalmente anche gli impulsi dei prodotti della reazione vengono fissati.

È importante notare che se l'energia nel centro di massa non è abbastanza elevata, potrebbero non crearsi le condizioni necessarie per avere QGP. Infatti si potrebbe ottenere una densità non sufficiente oppure un tempo di termalizzazione più grande del tempo di vita del QGP stesso. In Tabella 1.2 si riportano i parametri tipici degli esperimenti citati in precedenza. Si noti che all'aumentare dell'energia nel centro di massa si ottengono valori maggiori per la densità ρ , che si traducono in tempi di vita più lunghi del QGP. Conseguentemente all'aumentare dell'energia $\sqrt{s_{NN}}$ risulta più facile studiare le caratteristiche del QGP.

	SPS	RHIC	LHC
Collisioni	Pb - Pb	Au - Au	Pb - Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	17	200	5500
τ_{th} [fm/c]	1	0.2	0.1
ρ [GeV/fm ³]	3	35	500
τ_{QGP} [fm/c]	≤ 2	2 - 4	≥ 10
τ_{fo}^c [fm/c]	10	20 - 30	30 - 40

Tabella 1.2: Parametri tipici degli acceleratori SPS, RHIC e LHC.

Prima di passare alla descrizione delle signature definiamo un concetto che avrà importanza fondamentale nel proseguio della tesi: la *centralità*. Quest'ultima è una misura del numero di nucleoni che interagiscono in una collisione Pb-Pb, che rappresentiamo schematicamente in Fig. 1.7. In generale una collisione avviene con parametro d'impatto $b \neq 0$, e questo determina la dimensione e la forma della regione d'interazione, che risulta essere ellissoidale. Inoltre il parametro d'impatto b determina il numero di nucleoni partecipanti alla collisione e permette di classificare i diversi tipi di eventi in base alla classe di centralità. In generale b non è misurabile in modo diretto ma è possibile stimarne il valore, e quindi ottenere una stima della centralità di un evento se si dispone di un calorimetro in avanti, come vedremo in seguito, che misura il numero di nucleoni spettatori.

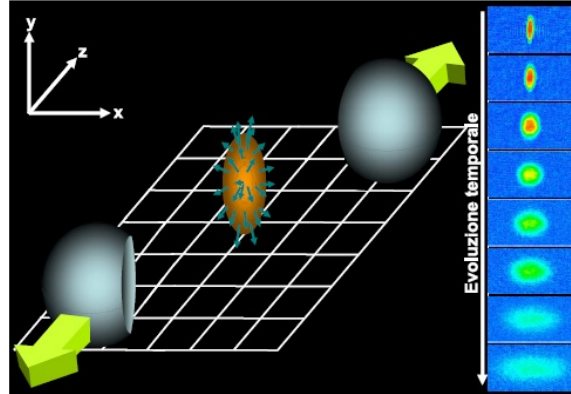


Figura 1.7: Schematizzazione di una collisione Pb-Pb.

1.2.3 Segnature sperimentali del QGP

Tutta l'evoluzione descritta in Figura (1.6) deve essere ricostruita a partire dai prodotti finali che sono $p, \pi, K, \phi, \Lambda_0, J/\Psi$ più fotoni γ e jets. È necessario capire quali sono le possibili *segnature* sperimentali nella distribuzione dei prodotti finali che provino l'effettiva produzione del QGP in seguito alla collisione fra ioni pesanti.

A seconda della fase della collisione a cui vengono prodotte, le segnature si classificano in due tipi⁴:

- a) Segnature di tipo *hard*: sono quelle prodotte nella fase di pre-equilibrio, a causa di interazioni fra partoni ad alte energie. Appartengono a questa categoria segnature come la produzione di quark pesanti e di loro stati legati (charmonio e bottomio), le segnature elettromagnetiche e il *jet quenching*.
- b) Segnature di tipo *soft*: sono quelle prodotte nelle fasi finali della collisione. Questo tipo di segnature portano prove indirette della formazione del QGP, dal momento che sono prodotte negli istanti successivi alla sua conversione in gas di adroni. Appartengono a questa categoria segnature come l'aumento della stranezza e il flusso ellittico, oltre che lo spettro stesso delle particelle prodotte dalla collisione.

⁴I processi di scattering ad alte energie nei collider adronici si suddividono in processi *hard* e processi *soft* [17]. Entrambi sono descrivibili dalla QCD, tuttavia i tassi di interazione dei processi hard possono essere calcolati in teoria perturbativa $pQCD$ (*perturbative QCD*), mentre nei processi soft i tassi d'interazione sono dominati da effetti non-perturbativi della QCD, che sono ancora scarsamente conosciuti.

Segnature di tipo *hard*

Soppressione della J/Ψ Contrariamente ai quark u e d , i quark c , b e t hanno massa molto maggiore della scala d'energia associata alla temperatura del QGP, perciò non possono essere prodotti nella fireball dopo la termalizzazione. I quark pesanti sono prodotti con alto impulso trasverso $p_T \gg 1 \text{ GeV}/c$ entro un intervallo di tempo $t \simeq 1/m_q$ dalla collisione [18], nella fase di pre-equilibrio. Per questo motivo il numero di adroni che li contengono è fissato prima della produzione del QGP stesso. Inoltre la loro vita media è abbastanza lunga da permettere ai quark pesanti di sopravvivere al QGP e dare informazioni su di esso.

Tenuto conto che nelle collisioni di ioni pesanti, la regione di interazione può arrivare ad avere una dimensione caratteristica di 10 fm (nel caso di collisioni centrali) le particelle con alto impulso trasverso prodotte ai bordi della regione di interazione potrebbero attraversare l'intera fireball (che nel frattempo termalizza, si espande raffreddandosi e infine adronizza) prima di uscire dalla parte opposta. Nell'attraversare la fireball, i quark pesanti interagiscono elasticamente con i partoni del mezzo, e possono quindi fornire informazioni sul QGP. In particolare la perdita di energia che essi subiscono è proporzionale alla densità del QGP, alla lunghezza del percorso e alla sezione d'urto di interazione, e può essere calcolata [19].

Le coppie di quark e antiquark pesanti possono formare stati legati chiamati *quarkonio* (ad esempio il *charmonio* ($c\bar{c}$) e il *bottomio* ($b\bar{b}$)) la cui energia di legame è proporzionale alla temperatura del mezzo. Tuttavia la loro presenza tra i prodotti della collisione risulta essere soppressa nel caso di formazione del QGP, a causa di meccanismi di *screening del colore* [20], che riassumiamo brevemente.

Se il mezzo in cui si formano i quark pesanti ha densità alte, il range del potenziale tra c e \bar{c} o b e \bar{b} si riduce al cosiddetto *raggio di screening*. Naturalmente se il raggio dello stato legato $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$ è maggiore del raggio di screening, lo stato legato stesso non può essere formato, e ciò che si osserva è una soppressione del numero atteso di stati legati di quark pesanti ⁵. Attraverso simulazioni di ℓ -QCD è stato possibile stimare il raggio di screening dell'ordine 0.3 – 0.5 fm [22].

⁵È doveroso osservare che tale soppressione può essere riprodotta anche in modelli alternativi alla formazione del QGP, ad esempio ipotizzando la formazione di un gas di adroni [21]

La particella J/Ψ è un esempio di stato legato di quark pesanti, essendo essa costituita da $(c\bar{c})$. La soppressione del numero di J/Ψ presenti tra i prodotti della collisione è una delle più importanti segnature sperimentali a prova della formazione del QGP nella collisione di ioni pesanti. In particolare essa è stata storicamente la prima segnature indiretta della produzione del QGP. La sua osservazione è stata annunciata nel febbraio del 2000 dalla collaborazione NA50 all'SPS (vedi Figura 1.8) [23].

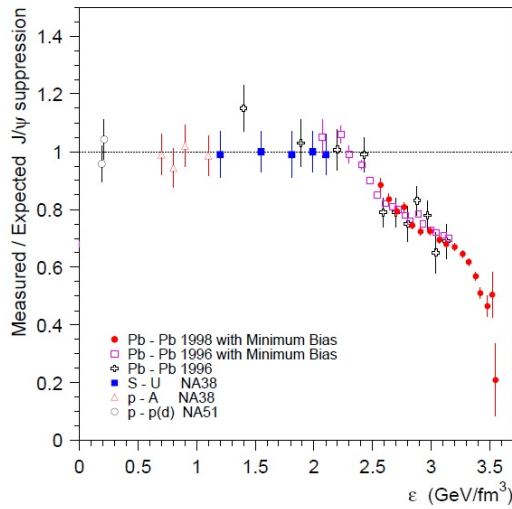


Figura 1.8: Soppressione della J/Ψ osservata nel febbraio del 2000 dalla collaborazione NA50 all'SPS [23].

In Figura (1.9) riportiamo un'osservazione più recente della soppressione della J/Ψ misurata ad ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV al variare del numero di nucleoni N_{part} che partecipano alla collisione ([24] e referenze collegate). Nello stesso grafico anche la misura effettuata presso l'acceleratore RHIC dall'esperimento PHENIX ad energie di $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Il rapporto R_{AA} è definito come il rapporto fra il numero delle J/Ψ prodotte in collisioni Pb-Pb (Au-Au) dove viene prodotto il mezzo QGP e in collisioni pp dove, invece, il QGP non dovrebbe formarsi

$$R_{AA} = \frac{d^2 N/dp_T d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{pp}^{\text{anel}}/dp_T d\eta}, \quad (1.24)$$

dove N indica il numero di J/Ψ , η la pseudorapidità e p_T è il momento trasverso. Il fattore $\langle T_{AA} \rangle$ è la funzione di *overlap*, calcolata nel modello

di Glauber ⁶ e serve a normalizzare R_{AA} al numero delle collisioni binarie che avvengono in media in ciascuna collisione fra i nucleoni dei due nuclei pesanti. $\sigma_{pp}^{\text{anel}}$ è la sezione d'urto per collisioni anelastiche di protoni.

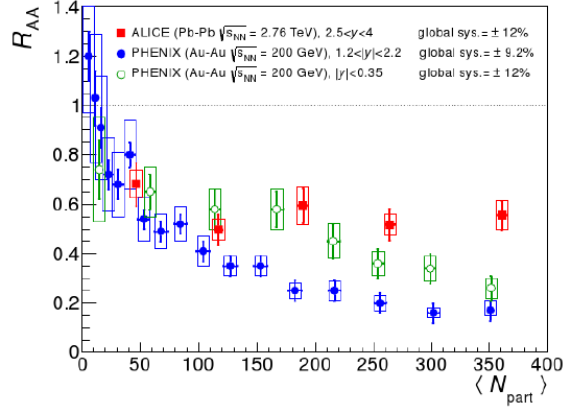


Figura 1.9: Soppressione della J/Ψ misurata ad ALICE ad $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV al variare del numero di nucleoni N_{part} che partecipano alla collisione ([24] e referenze collegate). Nello stesso grafico è sovrapposta anche la misura effettuata presso l'acceleratore RHIC nell'ambito dell'esperimento PHENIX ad energie di $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. Il rapporto R_{AA} è definito in 1.24.

Segnature elettromagnetiche Le segnature elettromagnetiche sono essenzialmente fotoni reali γ e virtuali $\gamma^* \rightarrow l^+l^-$ (dove $l = e, \mu$). Siccome i fotoni virtuali sono rivelati come coppie di leptoni, sono spesso chiamati anche dileptoni. Essi appartengono alla categoria di segnature hard, e possono essere prodotti all'interno della fireball a partire dai primissimi istanti dopo la collisione degli ioni pesanti, fino ai decadimenti degli adroni nelle fasi finali dell'evoluzione mostrata in Figura 1.6, molto tempo dopo che le interazioni forti sono cessate. Dal momento che le interazioni elettromagnetiche sono molto più deboli di quelle forti $\alpha_{\text{EM}} \ll \alpha_s$ la maggior parte dei fotoni prodotti nella fireball la abbandona senza interagire. I *fotoni diretti* sono quelli che non provengono da decadimenti di adroni nelle fasi finali della collisione,

⁶ Le condizioni iniziali di una collisione tra ioni pesanti, come ad esempio la forma della regione d'interazione (da cui la funzione di overlap T_{AA}), la densità d'energia iniziale o il numero di nucleoni partecipanti, possono essere descritte attraverso il *Modello di Glauber* [25, 26]. In questo modello una collisione tra ioni pesanti è descritta attraverso le molteplici interazioni dei nucleoni che costituiscono i due ioni. Nella pratica, un Monte Carlo basato sul Modello di Glauber viene solitamente utilizzato per generare le condizioni iniziali di una collisione tra ioni pesanti nelle simulazioni numeriche.

che sono invece detti *fotoni di background*. I fotoni di background provengono principalmente da decadimenti adronici come $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ per quanto riguarda i fotoni reali e da decadimenti di Dalitz per quanto riguarda i dileptoni. A loro volta i fotoni diretti si suddividono in tre sottoclassi, in base al processo con cui vengono prodotti:

- *Fotoni Compton*: sono prodotti in processi Compton tra gluoni e quark ($q + g \rightarrow q + \gamma$), in processi di annichilazione ($q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$) o infine in processi di bremsstrahlung. Processi di annichilazione quark-antiquark in due fotoni sono possibili solo se i fotoni prodotti sono virtuali.
- *Fotoni di frammentazione*: sono prodotti in processi di frammentazione di quark o gluoni che hanno subito scattering hard (ad esempio $q + q \rightarrow q + q + \gamma$).
- *Fotoni termici*: sono prodotti in modo termico dal QGP ed hanno impulso trasverso medio o basso.

Purtroppo la stessa proprietà che permette ai fotoni di allontanarsi dalla fireball ($\alpha_{\text{EM}} \ll \alpha_s$) procura anche dei problemi dal punto di vista sperimentale, cioè la difficoltà nel separare i fotoni diretti da quelli di background. Questo tipo di segnali permetterebbero di investigare proprietà difficilmente accessibili in altro modo, come la correlazione $\gamma - \text{jet}$ o le caratteristiche dei primi istanti dell'evoluzione, attraverso i fotoni termici prodotti dal QGP.

Jet/parton quenching L'ultima segnatura hard che presentiamo è il quenching di partoni e/o jet⁷ [28] ad alto impulso trasverso. Se un partone o un jet ad alto impulso trasverso attraversa la fireball, perde energia a causa delle collisioni elastiche e dei processi radiativi che avvengono con i partoni del mezzo. A causa della perdita di energia si osserverà una soppressione nella produzione di jets e partoni con alto impulso trasverso. Ad esempio si consideri la situazione schematizzata in Figura 1.10, dove un dijet (una coppia di jet prodotti back to back a causa della conservazione dell'impulso) viene prodotto in prossimità della superficie della regione d'interazione della collisione di ioni pesanti. Il jet che deve attraversare la fireball perde energia

⁷Un *jet* è un cono (con apertura angolare molto piccola) di adroni prodotto in seguito all'adronizzazione di quark prodotti nelle collisioni (ad esempio $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{jets}$). La formazione dei jets è una conseguenza del confinamento: una particella con carica di colore non-nulla come i quark, è costretta a legarsi con altri quark in modo da formare uno stato con carica netta di colore neutra. Se un oggetto contenente carica di colore si frammenta, ogni frammento con carica di colore non nulla è costretto a creare altre particelle colorate per rispettare il confinamento. L'insieme di questi oggetti costituisce un jet. [27]

a causa della interazioni con i partoni del mezzo e quindi l'energia rilevata sarà molto inferiore rispetto a quella del jet che fuoriesce subito dalla fireball.

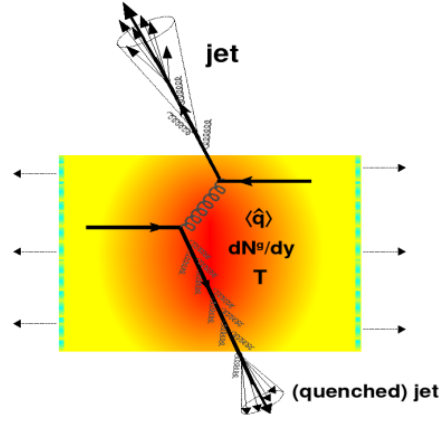


Figura 1.10: Schematizzazione del processo di jet quenching.

Attraverso la misura della perdita d'energia, che è proporzionale al quadrato del percorso delle particelle, può fornire informazioni importanti sulla natura del mezzo formato immediatamente dopo la collisione degli ioni pesanti [19]. Questa è esattamente la situazione descritta in Figura 1.11: uno dei quark si allontana velocemente fuori della fireball adronizzando, mentre l'altro attraversa il QGP e quindi perde energia, prima di uscire dalla fireball e frammentarsi in un jet (quenched).

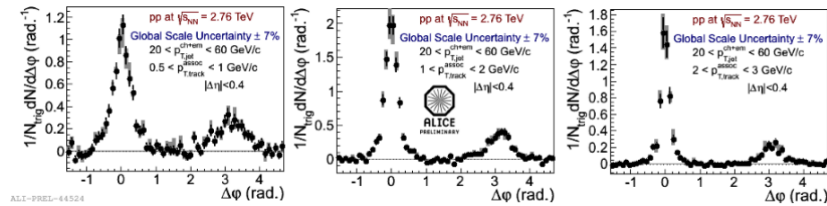


Figura 1.11: Distribuzione azimutale di jets nel range di impulso $20 - 60 \text{ GeV}/c$, ricostruiti da particelle con impulso trasverso $p_T > 3 \text{ GeV}/c$, correlate con tracce di impulso nel range $0.5 - 3 \text{ GeV}/c$ in tre bin degli impulsi associati.

Segnature di tipo *soft*

Aumento della stranezza Da un punto di vista storico l'aumento della stranezza nei prodotti di una collisione tra ioni pesanti è stata una delle prime

segnature considerate [29]. Questa segnatura consiste nell'osservazione di un aumento della produzione del numero di adroni contenenti quark strani (s e \bar{s}). Sia nelle collisioni tra ioni pesanti che tra protoni i quark strani non sono presenti negli stati iniziali, ed è noto dalle collisioni protone-protone che la presenza tra i prodotti di adroni strani è molto soppressa, dal momento che al posto del QGP viene prodotto un gas di adroni all'interno del quale la fusione di gluoni (meccanismo attraverso cui è possibile produrre quark strani) è molto improbabile e la massa dei quark strani è troppo grande perché il sistema riesca a superare la soglia di produzione [30, 31]. Il risultato è che la frazione totale di particelle strane nelle collisioni tra ioni pesanti è circa il doppio che nelle collisioni tra protoni.

Ci sono un paio motivi teorici per cui è lecito aspettarsi un aumento della produzione di quark strani nella collisione di ioni pesanti

- Nella fase iniziale della collisione sono presenti prevalentemente i quark u e d , essendo essi i più leggeri e quindi quelli prodotti più facilmente. Per il Principio di Pauli dunque la formazione di altri stati identici è sfavorita rispetto alla creazione di stati contenente quark strani, che sono i più leggeri dopo i quark u e d .
- L'energia di soglia per la produzione di una coppia di quark strani si abbassa in presenza del QGP a causa di una parziale restaurazione della simmetria [32].

La rilevazione dell'aumento nella produzione di quark strani può avvenire attraverso l'osservazione del rapporto pioni/Kaoni, ma anche attraverso l'aumento della produzione di adroni ad alto contenuto di quark strani come ad esempio il mesone $\Phi(s\bar{s})$ o i barioni $\Xi(ssq)$ e $\Omega(sss)$. La produzione di questi ultimi adroni, generalmente sfavorita, in un mezzo deconfinato è facilitata da meccanismi di coalescenza nella fase di *freeze-out* chimico del sistema [33, 34].

In Figura 1.12 riportiamo l'aumento di stranezza osservato da ALICE per Λ , Ξ^- e Ω^- in funzione del numero di nucleoni che partecipano alla collisione. Riportiamo sullo stesso grafico anche le precedenti osservazioni degli esperimenti NA57 e STAR [35].

Flusso ellittico Un'altra segnatura della produzione di QGP è data dall'asimmetria nella distribuzione dei prodotti, ed è chiamata *flusso ellittico*. Il flusso ellittico è stato osservato per la prima volta nella collaborazione STAR a RHIC, nello studio di collisioni Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ MeV [36].

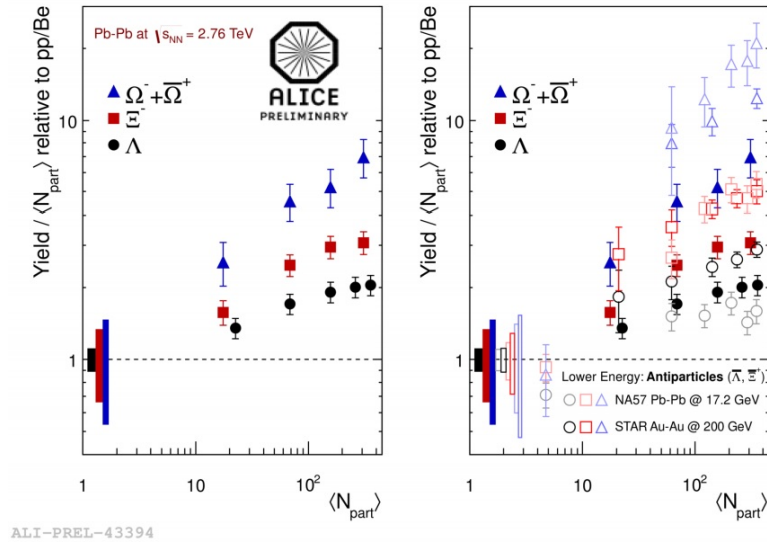


Figura 1.12: Aumento della stranezza misurato ad ALICE. Si riportano anche i precedenti risultati degli esperimenti NA57 e STAR [35].

Per caratterizzare la collisione, in primo luogo fissiamo il sistema di riferimento come in Figura (1.13). Sia l'asse z quello lungo cui sono diretti i fasci di nuclei pesanti che producono le collisioni, e quindi sia il piano xy il *piano trasverso*. Schematizziamo l'urto come l'impatto di due volumi sferici, e sia il parametro d'impatto b la distanza tra i centri dei nuclei nel momento dell'impatto, proiettata sul piano xy . Il valore caratteristico di b è di qualche fm.

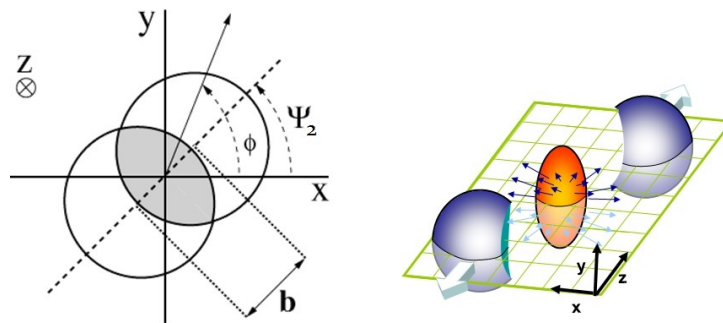


Figura 1.13: Schematizzazione dell'urto. Il fascio è diretto lungo l'asse z . L'angolo Ψ_2 indica l'angolo compreso tra la retta che unisce i centri dei due nuclei e l'asse x .

Una prima importante osservazione da fare è che la regione di interazione

dei nucleoni presenta un'asimmetria di tipo ellissoidale. Questa asimmetria può essere parametrizzata attraverso un parametro detto *eccentricità* ϵ

$$\epsilon_s \equiv \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle x^2 + y^2 \rangle}, \quad (1.25)$$

dove (x, y) indica la posizione di ogni urto Nucleo-Nucleo e la media $\langle \rangle$ è fatta su tutti gli urti che si hanno in una collisione Pb-Pb. Da Figura (1.14) si capisce intuitivamente come l'asimmetria spaziale si tramuta in un'asimmetria nella distribuzione degli impulsi $\epsilon_p \equiv \frac{\langle p_y^2 - p_x^2 \rangle}{\langle p_x^2 + p_y^2 \rangle}$. Infatti i prodotti emessi con impulso lungo il semiasse maggiore dell'ellisse interagiscono in media molte più volte delle particelle con impulso diretto lungo il semiasse minore, che quindi creano un gradiente maggiore in questa direzione.

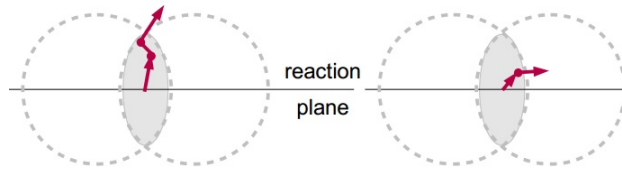


Figura 1.14: Le particelle con impulso lungo il semiasse maggiore dell'ellisse subiscono numerose interazioni, al contrario di quelle emesse lungo il semiasse minore.

Il risultato è una distribuzione degli impulsi qualitativamente descritta in Figura (1.15). L'asimmetria che la caratterizza è espressa da una variabile chiamata *flusso ellittico*.

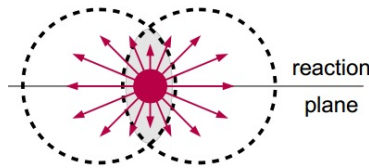


Figura 1.15: L'asimmetria della regione d'interazione si trasforma in un'asimmetria nella distribuzione dei prodotti.

Questo comportamento è tipico di fluidi fortemente interagenti, che possono essere descritti con le equazioni dell'idrodinamica come fluidi ideali con valori della *viscosità*⁸ molto bassi. In Figura 1.16 riportiamo una tipica

⁸La viscosità è definita come $\frac{\eta}{s}$, dove η è il cammino libero medio delle particelle del fluido ed s è la distanza media tra le particelle del fluido.

evoluzione della regione d'interazione, calcolata in base alle equazioni dell'idrodinamica. In particolare i calcoli basati su modelli idrodinamici mostrano che il flusso ellittico è molto sensibile all'equazione di stato del mezzo fortemente interagente [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43].

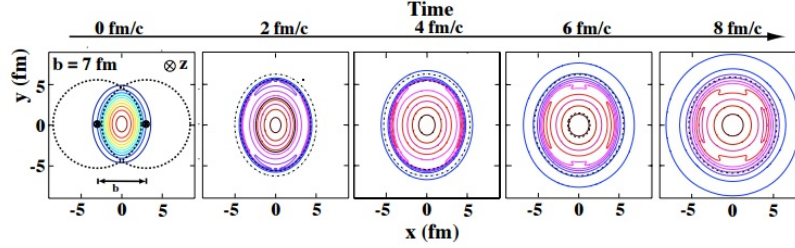


Figura 1.16: Evoluzione della regione d'interazione per una collisione periferica, ottenuta dalle equazioni dell'idrodinamica.

Com'è intuitivo, una asimmetria spaziale si traduce in una asimmetria nella distribuzione azimutale dei prodotti. Al contrario, se il QGP fosse debolmente interagente ci aspetteremmo che un'asimmetria spaziale non si traduca in un'asimmetria nella distribuzione dei prodotti perché non si avrebbero ulteriori urti dopo la collisione iniziale, e quindi non si creerebbe un maggiore gradiente di pressione lungo il semiasse minore della regione d'interazione. Da ciò si deduce che misurare l'asimmetria (eventuale) nella distribuzione azimutale dei prodotti di una collisione Pb-Pb è un'ottima prova della natura idrodinamica del QGP. In Figura 1.17 riportiamo le differenze dell'evoluzione del sistema dopo la collisione Nucleo-Nucleo nei due casi di fluido debolmente e fortemente interagente.

È possibile parametrizzare questa asimmetria con un'espansione di Fourier [44]

$$\begin{aligned} \frac{d^2n}{p_T dp_T d\varphi} &\propto 1 + \sum_{n=2}^{\infty} 2\nu_n \cos(n(\varphi - \Psi_R)) \simeq \\ &\simeq 1 + 2\nu_2 \cos(2(\varphi - \Psi_R)) + 2\nu_3 \cos(3(\varphi - \Psi_R)) + \dots, \end{aligned} \quad (1.26)$$

dove p_T è l'impulso trasverso. Tutte le componenti dell'espansione che contengono le funzioni seno si annullano perché la distribuzione dev'essere simmetrica rispetto al piano definito da Ψ_R . I coefficienti ν_1, ν_2, \dots rappresentano gli scostamenti della distribuzione da una distribuzione isotropa. In particolare da (1.26) si vede che il modo dell'espansione di Fourier associato a ν_2 dà contributo positivo alla distribuzione per $\varphi - \Psi_R = 0, \pi$, mentre dà

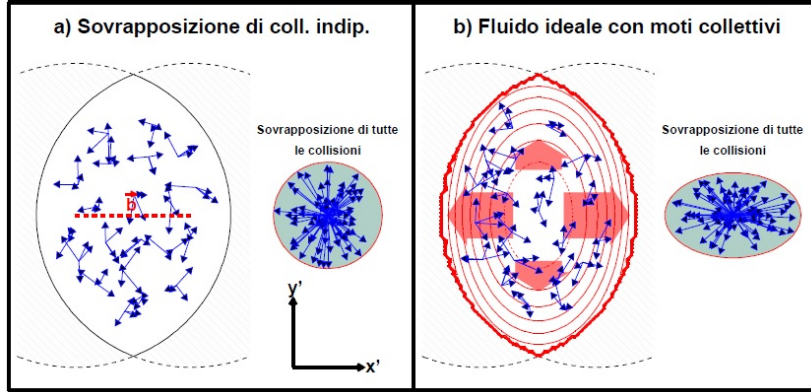


Figura 1.17: Rappresentazione dei due possibili scenari in una collisione Nucleo-Nucleo. A sinistra vediamo che la distribuzione degli impulsi nel caso di fluido debolmente interagente è piatta. Grazie alla figura a destra notiamo che nel caso di fluido fortemente interagente si produce un'asimmetria nella distribuzione degli impulsi.

contributo negativo per $\varphi - \Psi_R = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$. Dunque ν_2 è esattamente il parametro necessario a descrivere l'anisotropia azimutale nella distribuzione dei prodotti. Uno dei risultati principali ottenuti all'RHIC è stato l'osservazione del flusso ellittico [37, 44, 45, 46, 47, 48, 49]. Questi risultati possono essere descritti in modo molto preciso da modelli basati sull'idrodinamica relativistica di un fluido perfetto con viscosità nulla [38].

Date le considerazioni precedenti sappiamo che le equazioni dell'idrodinamica prevedono $\nu_2 \neq 0$ per un QGP fortemente interagente. In secondo luogo queste prevedono un ordinamento di ν_2 in base alle masse dei prodotti. Inoltre si sa che in caso di fluido ideale ν_2 è proporzionale all'eccentricità spaziale ϵ_s , mentre se il fluido non è ideale il valore di ν_2 acquista delle correzioni che dipendono dalla viscosità. Ci basta sapere che attraverso lo studio di queste correzioni a ν_2 è possibile ricavare informazioni sulla viscosità del QGP.

In Figura (1.18) riportiamo ν_2 come funzione dell'impulso trasverso p_T per tutte le specie di particelle identificate. Le misure sono state effettuate in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV ad ALICE [50]. I risultati sono raggruppati in diversi pannelli al variare delle specie di particelle. Per ogni specie riportiamo le misure di ν_2 al variare della centralità. Le barre d'errore corrispondono a incertezze statistiche, mentre le caselle colorate intorno a ogni punto indicano incertezze sistematiche.

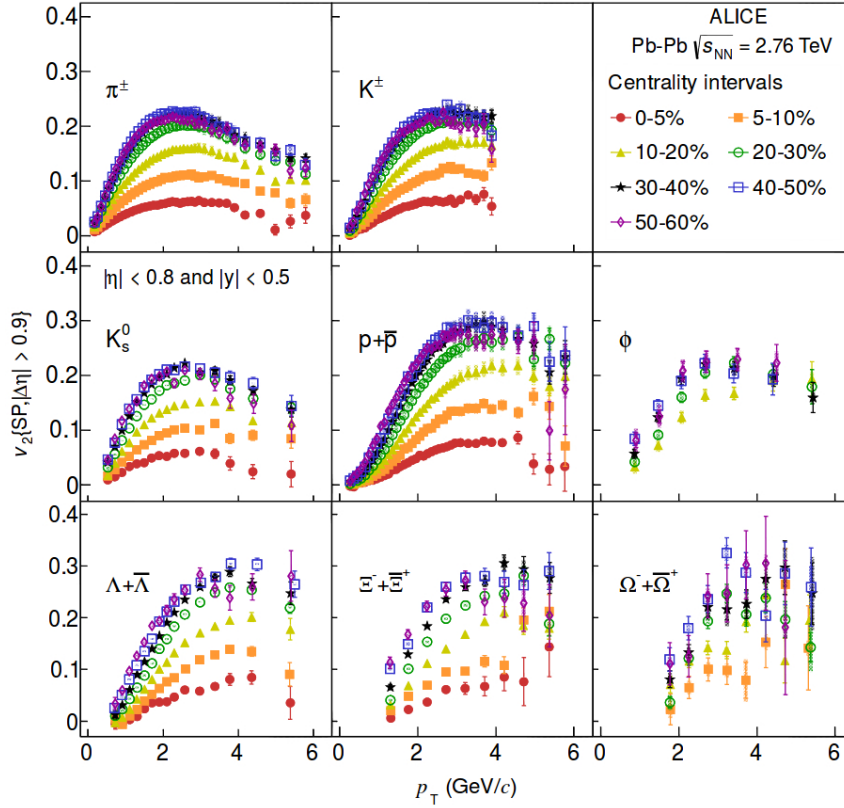


Figura 1.18: ν_2 come funzione dell'impulso trasverso p_T per tutte le specie di particelle identificate. Le misure sono state effettuate in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV ad ALICE [50].

Si nota subito che il valore di ν_2 aumenta progressivamente al diminuire della centralità (fino all'intervallo di centralità 40 – 50%) per tutte le specie. Per collisioni ancora più periferiche 50 – 60% il valore di ν_2 non cambia in modo significativo rispetto all'intervallo di centralità 40 – 50%. In [51] si sostiene che questo effetto di saturazione sia dovuto al più breve tempo di vita del QGP nelle collisioni periferiche rispetto a quelle centrali, che non permette a ν_2 di assumere valori ancora maggiori. La dipendenza dall'impulso trasverso p_T è crescente fino a 2 – 3 GeV per tutte le specie. A valori più alti di p_T però ν_2 decresce. Il punto esatto del massimo dipende dalla specie della particella.

In Figura 1.19 riportiamo gli stessi dati di Figura 1.18, ma questa volta tutte le specie sono raggruppate in diverse classi di centralità.

In Figura 1.19 il coefficiente ν_2 esibisce un ordinamento in base alla massa delle particelle, per bassi valori dell'impulso trasverso $p_T \lesssim 3$ GeV/c. Questo

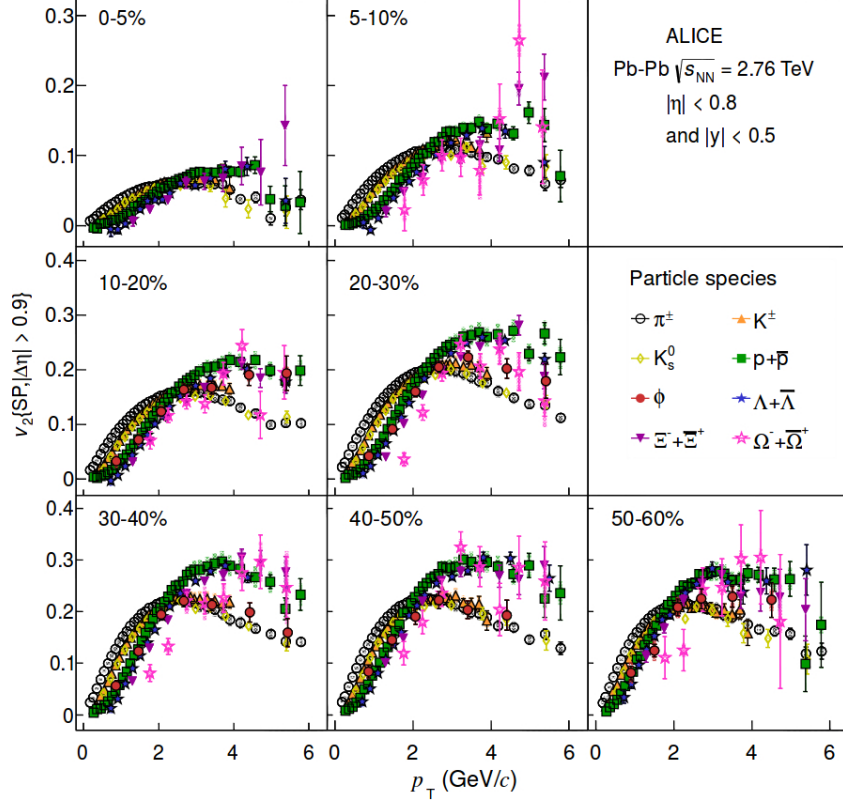


Figura 1.19: ν_2 come funzione dell'impulso trasverso p_T . Tutte le specie di particelle sono raggruppate in diverse classi di centralità. Le misure sono state effettuate in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV ad ALICE [50].

comportamento è indipendente dalla centralità, ed è dovuto all'interazione tra flusso ellittico e radiale⁹ Il risultato è che per ogni valore fissato di $p_T \lesssim 3$ GeV le particelle più pesanti hanno un minor valore per il coefficiente ν_2 . I valori di ν_2 dei barioni (p, Λ, Ξ e Ω) si incrociano con quelli di pioni e kaoni nell'intervallo di impulso trasverso 2 – 3.5 GeV, al variare delle specie e della centralità. Per valori maggiori dell'impulso trasverso $p_T > 3$ GeV le particelle tendono a raggrupparsi in base alla loro natura di mesoni o barioni.

Come abbiamo già accennato, è noto che modelli idrodinamici [56, 57, 58] e modelli di tipo ibrido¹⁰ descrivono in modo preciso l'evoluzione del QGP. In

⁹Il flusso radiale è quello che tende a far espandere il QGP in modo simmetrico, corrispondente al caso in cui $\nu_i = 0 \forall i$ nell'espansione 1.26 [52, 53, 54, 55].

¹⁰I modelli di tipo ibrido sono modelli in cui l'evoluzione del sistema segue le equazioni

Figura 1.20 confrontiamo i dati sperimentali con i risultati di una simulazione numerica basata su un modello ibrido (VISHNU), per due diverse classi di centralità. In particolare Figura 1.20-(a),(b),(e),(f) presentano il coefficiente ν_2 per diverse specie di particelle, mentre Figura 1.20-(c),(d),(g),(h) mostrano il rapporto tra i dati sperimentali e previsioni teoriche al variare dell'impulso trasverso p_T . Complessivamente i risultati ottenuti con VISHNU sono in buon accordo con i dati sperimentali per la maggior parte delle specie. Per collisioni centrali il valore misurato di ν_2 per π^\pm è sistematicamente maggiore della predizione teorica per $p_T < 2$ GeV. Inoltre VISHNU sottostima in modo significativo ν_2 per i protoni, mentre sovrastima quello per $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$. Inoltre, per $\Lambda + \bar{\Lambda}$ la predizione teorica non preserva l'ordinamento in base alla massa (che è osservato sperimentalmente) e in più sovrastima ν_2 . Per collisioni periferiche invece VISHNU sembra essere in accordo con i risultati sperimentali per π^\pm , kaoni e $\Lambda + \bar{\Lambda}$, anche se sottostima il valore di ν_2 per $p + \bar{p}$ e sovrastima quello dei kaoni e $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ [50].

dell'idrodinamica accoppiate a un modello di cascata adronica [51, 59, 60].

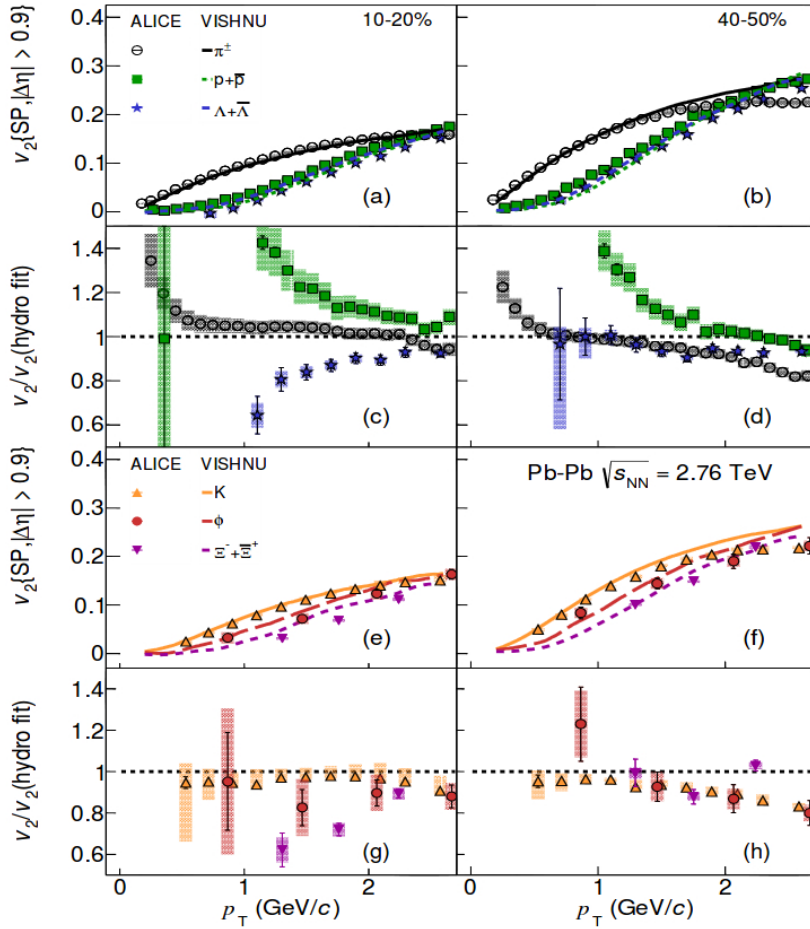


Figura 1.20: ν_2 come funzione dell'impulso trasverso p_T per diverse specie in (a),(b),(e),(f) misurato con il metodo del prodotto scalare (vedi sezione 3.1.2) nell'intervallo di pseudo-rapidità $|\Delta\eta| > 0.9$ in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV ad ALICE [50]. I dati sperimentali sono confrontati alle simulazioni numeriche basate su modelli idrodinamici di tipo ibrido [51, 59, 60]. (c),(d),(g),(h) mostrano il rapporto tra i dati sperimentali e previsioni teoriche al variare dell'impulso trasverso p_T .

Capitolo 2

LHC e ALICE

In questo capitolo forniremo una breve introduzione al Large Hadron Collider. In seguito ci focalizzeremo sulla descrizione dell'esperimento ALICE, realizzato per lo studio della materia fortemente interagente alle alte temperature che si possono generare in seguito alla collisione tra ioni pesanti.

2.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) è il più grande acceleratore di particelle mai progettato, il cui anello è interrato a più di 100 metri di profondità al confine tra Francia e Svizzera nei pressi di Ginevra. Il tunnel di 26.7 Km di lunghezza è quello del precedente collider e^+e^- : il *Large Electron Positron Collider* (LEP). Grazie all'utilizzo di migliaia di magneti superconduttori opportunamente raffreddati, che generano un campo magnetico di circa 8 T, è possibile accelerare protoni e ioni pesanti fino a 99,9999991 % della velocità della luce e mantenerli in orbita. L'LHC è stato progettato per studiare la collisione di adroni con energia nel centro di massa per coppia di nucleoni rispettivamente di 14 TeV per gli urti p-p e 5.5 TeV Pb-Pb. Perché gli ioni raggiungano queste energie nel centro di massa è necessario pre-accelerarli prima di immetterli nell'anello dell'acceleratore LHC. Questo avviene per mezzo di acceleratori a più basse energie. In particolare i protoni, dopo essere stati estratti da una tanica di idrogeno, vengono immessi in un acceleratore lineare (Linac2) dove raggiungono un'energia cinetica di 50 MeV. Successivamente essi sono accelerati fino a 14.5 GeV nel Proton Synchrotron Booster (PS-Booster) ed immessi nel Super Proton Synchrotron (SPS). Al termine di queste operazioni i protoni, accelerati fino a energie di 450 GeV, sono finalmente immessi in LHC. L'accelerazione degli ioni pesanti differisce nelle fasi iniziali da quella dei protoni. In particolare gli ioni di Pb sono estratti da un campione puro

di piombo arricchito di isotopi (^{208}Pb) riscaldato fino a 500°C per mezzo di un campo elettrico. Successivamente essi sono accelerati per mezzo di un acceleratore lineare (Linac3) dove la procedura di ionizzazione è completata. A questo punto gli ioni sono accumulati in un anello apposito (LEIR) e successivamente immessi nella catena PS-SPS-LHC.

All'interno di LHC vengono accelerati in direzioni opposte e poi fatti collidere due fasci di particelle. Lungo l'orbita dell'acceleratore i punti di collisione sono quattro, in corrispondenza dei quali sorgono gli apparati relativi ai quattro principali esperimenti di fisica delle alte energie in corso al CERN: CMS (Compact Muon Solenoid) [61], ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [62], LHCb (LHC beauty) [63], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [64]. Gli esperimenti CMS ed ATLAS sono stati progettati per studiare il Modello Standard (SM) e la fisica oltre il Modello Standard attraverso l'analisi delle collisioni p-p. Essi hanno già raggiunto un importante traguardo con la scoperta del bosone di Higgs avvenuta nel 2012, in seguito allo studio delle collisioni p-p con energie nel centro di massa di $\sqrt{s} = 7$ TeV. Il bosone di Higgs costituiva l'ultima particella da scoprire per completare la struttura del MS. L'esperimento LHCb è stato progettato per lo studio della violazione della simmetria CP in processi che prevedono la produzione del quark bottom. Il quarto esperimento è ALICE, e come già detto è stato progettato per lo studio della fisica del QGP.

Una caratteristica fondamentale degli acceleratori di particelle è la *luminosità*, definita in termini del rate di interazione R e della sezione d'urto di interazione σ_{int} come

$$L = \frac{R}{\sigma_{int}}. \quad (2.1)$$

Siccome l'LHC è stato progettato con l'intenzione di studiare processi rari, una delle richieste per questo acceleratore è la possibilità di avere un alto rate di interazione. Ad esempio nel Novembre 2012 l'LHC ha raggiunto un valore di luminosità istantanea pari a $7.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ anche maggiore di quello per cui era stato inizialmente progettato di circa $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Tuttavia l'utilizzo specifico del rivelatore ALICE, progettato per lo studio di collisioni di nuclei, richiede una minore luminosità nelle interazioni p-p. In particolare il massimo valore del rate di interazione a cui ALICE può operare in modo affidabile è di circa 700 kHz. Negli anni 2010-2011 il rate di collisioni Pb-Pb a cui ha operato l'LHC era molto inferiore a questo limite. Sono stati acquisiti dati con una luminosità pari a $10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ nel 2010 e pari a $10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ nel 2011.

Collisione	\sqrt{s} (GeV)	Anno	Luminosità
p-p	0.9	2009	$19.6 \mu b^{-1}$
p-p	0.9	2010	$0.31 nb^{-1}$
p-p	2.36	2009	$0.87 \mu b^{-1}$
p-p	2.76	2011	$46 nb^{-1}$
p-p	2.76	2013	$129 nb^{-1}$
p-p	7	2010	$0.5 pb^{-1}$
p-p	2.76	2011	$4.9 pb^{-1}$
p-p	8	2012	$9.7 nb^{-1}$
Pb-Pb	2.76	2010	$9 \mu b^{-1}$
Pb-Pb	2.76	2011	$146 \mu b^{-1}$
p-Pb	5.02	2012	$1.5 \mu b^{-1}$
p-Pb	5.02	2013	$14.8 nb^{-1}$
p-Pb	5.02	2013	$17.1 \mu b^{-1}$

Tabella 2.1: Sistema di collisione, energia del centro di massa per coppia di nucleoni, anno di presa dati e luminosità integrata dei dati acquisiti durante il Run-1 a LHC.

L’LHC ha operato a energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 900$ GeV per collisioni p-p nel Novembre 2009. Nel periodo che va da 2010-2013 si è arrivati a energie nel centro di massa di $\sqrt{s} = 2.36, 2.76, 7, 8$ TeV per le collisioni p-p. Per le collisioni Pb-Pb invece si è arrivati ad avere energia nel centro di massa, per coppie di nucleoni, pari a 2.76 GeV. Infine per le collisioni p-Pb si è raggiunta l’energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Questi dati sono riassunti in Tabella 2.1 e corrispondono a quello che viene usualmente chiamato Run-1 a LHC.

2.2 ALICE

ALICE è uno dei quattro esperimenti attivi ad LHC [3, 4] ed è finalizzato allo studio delle interazioni fra ioni pesanti ed alla verifica di una predizione fondamentale della QCD secondo cui condizioni estreme di eccitazione (altissima temperatura e compressione) permetterebbero il superamento della soglia per la transizione di fase dalla materia adronica ordinaria allo stato di deconfinamento dei partoni. Tale fase è detta Quark-Gluon-Plasma (QGP). Sebbene l’esperimento sia stato progettato ed ottimizzato per studiare le proprietà del QGP, in ALICE si studiano anche le collisioni p-p e p-Pb, che costituiscono un riferimento per gli studi delle collisioni nucleo-nucleo. L’ap-

parato di ALICE, infatti, grazie alle sue caratteristiche, quali il debole campo magnetico e la minima quantità di materiale nel volume attivo, può, in particolare, rivelare particelle a basso impulso trasverso (fino a qualche decina di MeV/c), dominanti nelle collisioni p-p. Ciò consente di effettuare studi complementari a quelli condotti dagli altri tre apparati attivi ad LHC.

Una delle peculiarità dell'esperimento ALICE è che le collisioni tra nuclei ad energie elevate portano a valori elevati di molteplicità di particelle prodotte nell'interazione e dell'energia dei prodotti dell'urto. Per questo motivo il rivelatore ALICE è stato progettato per fornire misure di precisione in un ampio intervallo di energie, con una frequenza di eventi relativamente bassa rispetto agli altri esperimenti di LHC ma con una produzione di particelle per evento molto maggiore. Le dimensioni totali del rivelatore sono di $16 \times 16 \times 16 \text{ m}^3$, per un peso complessivo dell'ordine di 10^4 t . In Figura 2.1 è possibile vedere una schematizzazione dell'esperimento ALICE con il dettaglio di tutti i suoi sottorivelatori.

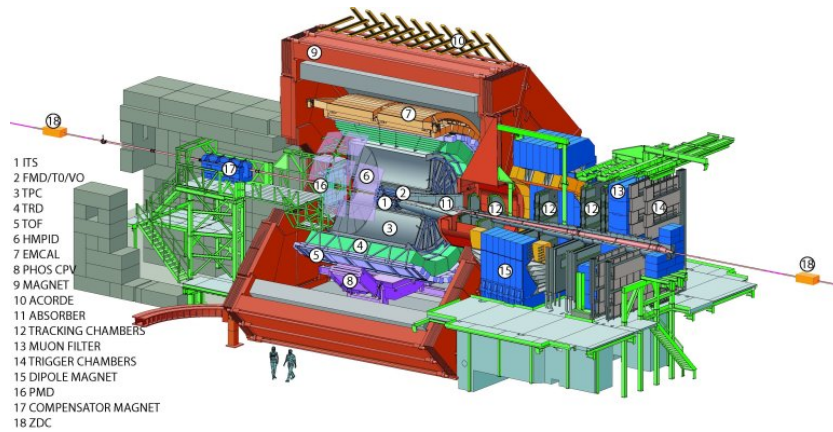


Figura 2.1: Schematizzazione dell'esperimento ALICE.

I diversi apparati sono stati progettati e ottimizzati per fornire una buona risoluzione a bassi ed alti momenti, un'eccellente separazione e identificazione di particelle in un ampio intervallo di energie, tutto alle elevate molteplicità raggiunte alla energie di LHC. Basandosi su quanto stimato per il valore previsto della molteplicità carica in funzione della pseudorapidità, ALICE è stato ottimizzato per operare a valori di $dN_{ch}/d\eta = 4000$. La parte di tracciamento è stata particolarmente curata e utilizza un'informazione sulla traccia composta da un alto numero di punti (fino a 159) disposti nello spazio a tre dimensioni immerso in un campo magnetico solenoidale. La misura dell'impulso delle particelle è da effettuarsi in un intervallo abbastanza ampio,

da 10^{-2} a 10^2 GeV/c. Ciò richiede che sia ridotto lo scattering multiplo e che sia alta la risoluzione rispettivamente a basso e alto impulso trasverso. Per valutare al meglio variabili che dipendono dalla massa o dal flavour è necessaria una buona capacità di identificazione di particelle (Particle Identification - PID), che in ALICE è ottenuta attraverso l'analisi della perdita di energia per ionizzazione, del tempo di volo, della radiazione di transizione, della radiazione Cerenkov, della calorimetria, di un rivelatore per muoni e della ricostruzione topologica di un decadimento.

L'apparato sperimentale di ALICE è contraddistinto da una geometria cilindrica, coassiale con il fascio dell'acceleratore. Il sistema di riferimento adottato è mostrato in Figura 2.2. Esso è un sistema ortogonale, cartesiano e destrorso, avente origine nel vertice di interazione nominale, asse x diretto verso il centro dell'acceleratore, asse y diretto verso l'alto e asse z diretto lungo il fascio che punta dalla parte opposta rispetto allo spettrometro dei muoni.

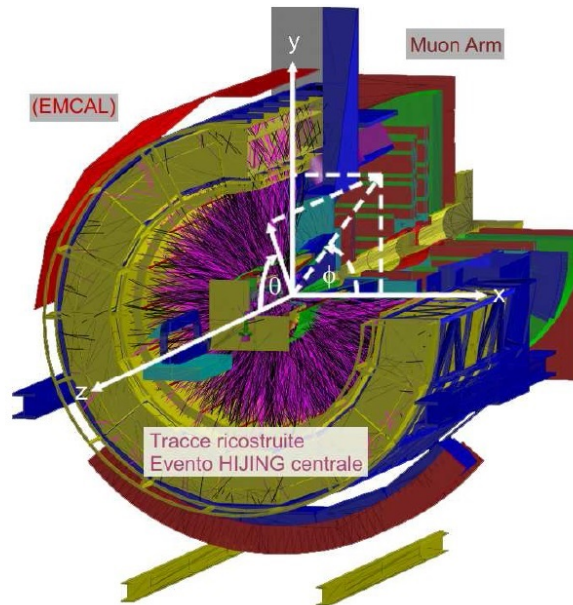


Figura 2.2: Sistema di riferimento convenzionalmente usato per l'apparato ALICE. In violetto riportiamo le tracce ricostruite per mezzo di una simulazione Monte Carlo di una interazione Pb-Pb a piccolo parametro d'impatto e con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 5.5$ TeV.

Siccome l'interesse di ALICE è focalizzato sulla fisica a rapidità centrale (caratterizzata da una maggiore densità di energia e minore densità di barioni) si sono posti numerosi sottorivelatori nella regione $|\eta| < 0$ che copre

quindi circa due unità in rapidità. Con questa struttura è possibile rivelare decadimenti di particelle con basso impulso, frammentazione dei jets e a ricostruire la produzione di migliaia di particelle evento per evento. Altri rivelatori sono installati a rapidità più elevate (es. “regione in avanti”) per la caratterizzazione globale degli eventi acquisiti.

2.3 La regione centrale

La parte centrale del rivelatore ospita numerosi sottorivelatori. Questi sono stati posizionati all’interno del magnete del precedente esperimento L3 del LEP, costituito da un solenoide le cui dimensioni interne sono 12.1 m di lunghezza e 5.75 m di raggio e che produce un campo magnetico solenoidale diretto lungo l’asse dei fasci, di intensità 0.5 T. I sottorivelatori del barrel coprono la regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$, all’interno della quale la maggior parte delle particelle prodotte (principalmente adroni, e^+ , e^- e fotoni) è rivelata. Il tracciamento è effettuato tramite un sistema di sottorivelatori con caratteristiche di alta granularità, ovvero

1. L’Inner Tracking System (ITS).
2. La Time Projection Chamber (TPC).
3. Il Transition Radiation Detector (TRD).
4. Il Time Of Flight (TOF).
5. Il PHOton Spectrometer (PHOS).
6. L’High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID).
7. L’Emcal-Dcal

2.3.1 L’Inner Tracking System (ITS)

L’ITS è il rivelatore più vicino al vertice d’interazione e quindi gioca un ruolo fondamentale nella ricostruzione del vertice e nel processo di tracciamento. L’ITS può localizzare il vertice primario dell’interazione con una risoluzione migliore di $100 \mu\text{m}$, ed è capace di ricostruire i vertici secondari oltre che identificare particelle con basso momento. In particolare è possibile identificare i pioni di bassissimo impulso fino a $100 \text{ MeV}/c$. Esso è costituito da sei strati cilindrici concentrici di rivelatori al silicio, divisi in tre coppie. La coppia di strati più interna è quella preposta a rivelare tracce in condizioni di alta densità, fino a $80 \text{ particelle}/\text{cm}^2$, quindi una richiesta cruciale per

questi rivelatori è quella di avere alta granularità. È possibile raggiungere i livelli di granularità richiesti utilizzando un rivelatore a pixel di silicio (SPD - Silicon Pixel Detector). Per la coppia di rivelatori negli strati intermedi si utilizza la deriva degli elettroni e delle lacune nei semiconduttori (SDD - Silicon Drift Detector). I primi quattro strati occupano la regione radiale $4 \text{ cm} \lesssim r \lesssim 24 \text{ cm}$. Gli ultimi due strati (SSD - Silicon Strip Detector) dell'ITS sono posizionati ad una distanza di circa 44 cm dall'asse del fascio. Il compito degli ultimi due rivelatori è principalmente quello di facilitare il processo di tracciamento che viene effettuato alla TPC. La granularità richiesta non è elevata e si riduce a $1 \text{ particella/cm}^2$. Le ultime due coppie di rivelatori consentono anche di misurare la perdita di energia dE/dx per particelle a bassi impulsi. Come si può vedere in Figura 2.3 la misura della perdita d'energia permette di distinguere i π dai K fino a circa 450 MeV/c e i π dai p fino a circa 1 GeV/c.

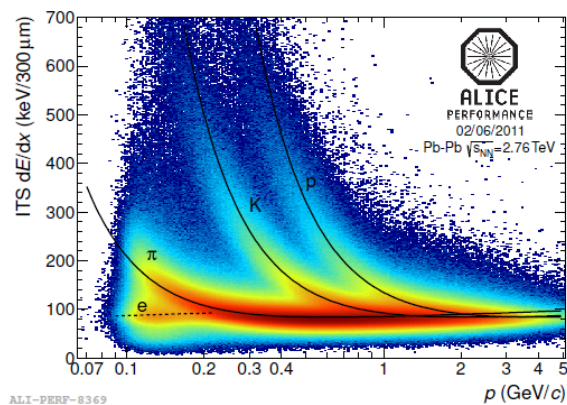


Figura 2.3: Perdita d'energia specifica misurata dall'ITS. La linea nera indica la perdita d'energia attesa nel Silicio per la rispettiva particella usando la formula di Bethe-Block. Come si può vedere immediatamente a bassi impulsi è possibile distinguere i π dai K (fino a 450 MeV/c) e i π dai p (fino a 1 GeV/c).

2.3.2 La Time Projection Chamber (TPC).

La TPC è un rivelatore fondamentale nell'esperimento ALICE, dal momento che esso costituisce il principale sistema di tracciamento nella regione centrale. Sebbene sia un rivelatore piuttosto 'lento' (il tempo di deriva massimo per gli elettroni al suo interno è di $88 \mu\text{sec}$), esso è stato ottimizzato per ottenere un buon tracciamento anche in condizioni di molteplicità elevata di

particelle cariche, fino a 10^4 segnali per unità di pseudorapidità. Il valore del suo raggio interno (pari a circa 85 cm) è fissato dalla massima densità accettabile di punti di impatto delle particelle per unità di superficie, ovvero 0.1 cm^2 . Analogamente, il valore del suo raggio esterno, pari a 250 cm, è stato scelto in modo da avere una lunghezza di traccia sufficiente ad ottenere una risoluzione sulla perdita d'energia dE/dx migliore del 10%. La miscela di gas utilizzata è Ne/CO_2 nelle proporzioni 90/10. Tale scelta consente di ridurre al massimo l'effetto dello scattering multiplo grazie a un basso coefficiente di diffusione e ad un'alta lunghezza di radiazione. Inoltre questa proporzione garantisce una significativa perdita d'energia delle particelle anche ad impulso relativamente alto. Ciò consente di utilizzare anche la TPC per l'identificazione delle particelle con separazione a 3σ (per impulso inferiore a 1 GeV/c). La traccia viene ricostruita a partire dalla zona esterna della TPC, dove la densità è più bassa e i punti sono molto meno influenzati dalla presenza di più tracce vicine. La risoluzione in impulso per la TPC combinata con l'ITS risulta essere minore dell'1% per bassi impulsi, e minore del 10% per impulsi $p_T > 10 \text{ GeV}$.

2.3.3 Il Transition Radiation Detector (TRD).

Il rivelatore è diviso in 18 settori rispetto all'angolo azimutale, ognuno dei quali contiene 5 moduli costituiti da 6 strati di camere MWPC (Multi Wire Proportional Chambers) riempite con una miscela di Xe (85%) e CO_2 (15%) e intervallate da un materiale radiatore. Questo sottorivelatore misura la posizione e la perdita di energia per emissione di radiazione di transizione e in questo modo contribuisce anche all'identificazione delle particelle. Il suo scopo principale è quello di identificare e^\pm per impulsi maggiori di 1 GeV, valori per i quali le misure effettuate da ITS e TPC non hanno abbastanza risoluzione per separare elettroni da pioni. Inoltre le misure precise dell'impulso degli elettroni fornite dal TRD, combinate con le informazioni provenienti dalla TPC, permettono l'identificazione di mesoni vettoriali pesanti che decadono in e^+e^- .

2.3.4 Il PHOton Spectrometer (PHOS).

Il PHOS è posto a circa 4.6 m dal vertice d'interazione e copre una superficie di circa 8 m^2 , con 17000 canali. Esso è composto di un cristallo scintillante: il tungstenato di Piombo ($PbWO_4$) raffreddato a -25° . anche se ci si aspetta un elevato numero di fotoni di fondo, cioè provenienti dal decadimento di adroni (come ad esempio $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), il PHOS, e in particolare la sua granularità, sono stati ottimizzati per rivelare i fotoni diretti, il cui contributo è dell'ordine del

5 – 10% dei fotoni totali. La loro misura è essenziale per studiare le proprietà del QGP, dal momento che si ritiene che la produzione di fotoni con impulso superiore a 2 GeV sia superiore all'interno del QGP rispetto che nella materia adronica ordinaria.

2.3.5 L'High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID).

Sebbene l'identificazione delle particelle ad ALICE sia un compito principalmente svolto da ITS, TPC e TRD, anche il rivelatore HMPID partecipa alla PID. Il suo scopo è infatti quello di complementare ed estendere l'identificazione di adroni carichi oltre il range coperto dai sottomoduli precedentemente menzionati (da 1 a 5 GeV). Esso è costituito da sette moduli di contatori Cerènkov di tipo *Ring Imaging* (RICH) che occupano una superficie totale di 11 m². In particolare l'HMPID è capace di separare entro 2σ π/K fino a 3 GeV/c e K/p fino a 5 GeV/c.

2.3.6 EMCAL e DCAL

Per la misura dell'energia dei jet si fa uso del sistema di ricostruzione delle tracce di ALICE e del calorimetro EMCAL per gli adroni e di DCAL per le tracce elettromagnetiche.

EMCAL e DCAL sono composti rispettivamente da 11 e 6 supermoduli. Ogni supermodulo è a sua volta costituito da 288 moduli. Ogni modulo ha 4 torri che permettono di misurare l'energia con 12672 cavi elettronici. Ciascuna torre contiene 77 strati di piombo di 1.44 mm e scintillatori di 1.76 mm, per un totale di 20 lunghezze di radiazione. 12 moduli sono allineati a formare un modulo *strip*, e 24 moduli *strip* sono assemblati per formare un supermodulo.

Insieme, EMCAL e DCAL formano un calorimetro elettromagnetico a due braccia realizzando una configurazione back-to-back. EMCAL copre 110° mentre DCAL ne copre 60° lungo la direzione azimutale, ed entrambi i calorimetri coprono la regione di rapidità $|\eta| < 0.7$, fornendo dunque una buona accettazione per i di-jets fino a momento trasverso $p_T \sim 150$ GeV/c.

L'utilizzo dei sistemi di tracciamento e di EMCAL e DCAL permette di ricostruire circa il 90% dell'energia dei jets. Per queste energie è possibile ottenere una risoluzione dell'ordine di 25 – 30%.

2.4 Il Time Of Flight (TOF)

Il TOF copre la regione centrale di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$ e il suo compito è principalmente quello di identificare le particelle a basso impulso trasverso, fino a qualche GeV. Come risulta da Figura 2.4, dove abbiamo riportato uno schema che riassume la capacità di identificazione dei vari rivelatori, il rivelatore TOF è in grado di separare π/K per impulsi compresi tra 0.5 GeV e circa 2.5 GeV e K/p fino a circa 4 GeV, sovrappondendosi in parte alla regione di impulsi coperta da HMPID. Tale schema chiarisce l'importanza del rivelatore TOF all'interno dell'esperimento ALICE, dal momento che la regione di massima efficienza coincide con quella dove saranno prodotte la maggior parte delle particelle negli urti Pb-Pb ad alta centralità.

La risoluzione temporale del rivelatore TOF risulta essere 100 psec, che è stato stabilito essere il limite di risoluzione necessario nella misura del tempo di volo. Tale limite può essere facilmente compreso con il seguente argomento. Il TOF misura il tempo necessario alle particelle prodotte nel punto di interazione per raggiungere la sua superficie sensibile. L'informazione sul tempo di volo, combinata con quella sull'impulso della particella fornita dalla TPC permette di misurare la massa m della particella attraverso la relazione relativistica

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p\sqrt{\left(\frac{ct_{TOF}}{L}\right)^2 - 1}, \quad (2.2)$$

dove L è la lunghezza della traccia misurata, $\beta = \frac{v}{c}$, dove v è la velocità della particella e γ è il fattore di Lorentz. È possibile ottenere la risoluzione sulla massa differenziando la precedente relazione, ottenendo così

$$\left(\frac{dm}{m}\right)^2 = \left(\frac{dp}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left[\left(\frac{dt_{TOF}}{t_{TOF}}\right)^2 + \left(\frac{dL}{L}\right)^2 \right]. \quad (2.3)$$

Se consideriamo l'incertezza sulla lunghezza della traccia pari a $dL/L \simeq 0.1\%$ e l'incertezza sull'impulso pari a $dp/p \simeq 0.1\%$, l'incertezza sul valore della massa dipende dalla risoluzione sul tempo di volo dt_{TOF}/t_{TOF} . Affinché la risoluzione temporale non costituisca un fattore limitante nella misura della massa, è necessario avere $dt_{TOF}/t_{TOF} \simeq 0.1\%$. Per ottenere ciò quindi, per una particella che viaggia 3 m in 10 ns allora è necessaria una risoluzione sul tempo di volo di 100 psec.

Per ottenere tali prestazioni sulla risoluzione del tempo di volo è stato necessario utilizzare un'evoluzione delle camere a piani resistivi RPC: le MRPC (*Multigap Resistive Plate Chambers*). Una RPC è costituita da due

piani paralleli altamente resistivi che fungono da elettrodi e forniscono un campo elettrico uniforme. Lo spazio tra i piani è riempito con un appropriato mix di gas. Quando una particella carica attraversa l'area attiva, ionizza il gas creando coppie elettroni ioni. Se il campo elettrico è sufficientemente intenso, gli elettroni veloci che migrano verso l'anodo possono produrre una valanga. Il movimento della carica nel campo elettrico produce il segnale che è infine letto dall'elettronica del sistema. La risoluzione temporale intrinseca è data dall'indeterminazione sul tempo necessario agli elettroni di deriva per generare un segnale leggibile dall'elettronica. In particolare quanto più è largo il gap tra anodo e catodo allora più è lungo il tempo disponibile per la formazione della valanga e peggiore è la risoluzione temporale del rivelatore. Nelle MRPC invece il gap è suddiviso in un certo numero di strati più sottili. In questo modo la valanga indotta dal passaggio di una particella carica si ferma ad ogni strato intermedio in modo che il risultato complessivo è un miglioramento nella risoluzione temporale della misura. I dati raccolti nel primo anno di attività mostrano che la MRPC è caratterizzata da una risoluzione intrinseca di circa 40 ps [65] e una risoluzione temporale superiore al 99%. Il valore della risoluzione citato sopra di 100 psec include diversi altri contributi tra cui la risoluzione del HPTDC, l'incertezza sulla calibrazione e l'incertezza sull'istante di collisione.

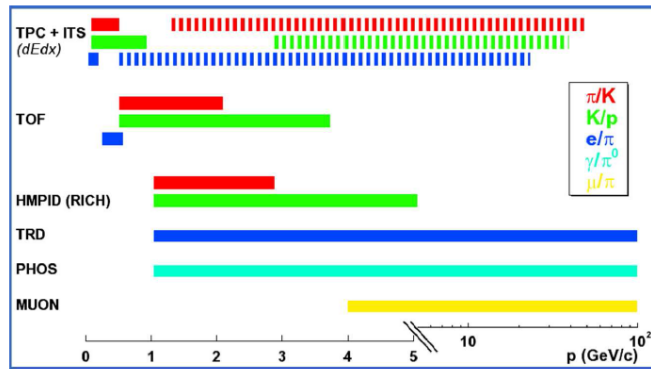


Figura 2.4: Schema riassuntivo della capacità di identificazione del rivelatore ALICE per diverse classi di particelle nei diversi sottorivelatori. La linea continua corrisponde a una capacità di separazione entro 3σ mentre la linea tratteggiata entro 1σ .

In Figura 2.5 abbiamo riportato uno schema della geometria del rivelatore TOF. Esso è costituito da 18 settori (o supermoduli) lungo l'angolo azimutale totalmente indipendenti, il cui raggio interno è pari a 3.7 m, il raggio esterno è di 3.99 m e la loro lunghezza è di circa 8.5 m. Ognuno dei settori

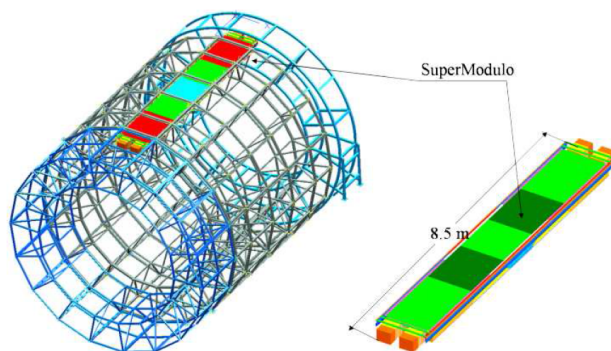


Figura 2.5: Schematizzazione della geometria del rivelatore TOF. Esso è costituito da 18 settori (o supermoduli), ognuno dei quali ha raggio interno pari a 3.7 m, raggio esterno pari a 3.99 m e lunghezza di circa 8.5 m. Ogni settore è costituito da 5 moduli: uno centrale, due intermedi e due esterni.

è a sua volta suddiviso in 5 segmenti (o moduli), come si osserva in Figura 2.6. Ogni segmento contiene una MRPC le cui dimensioni sono $122 \times 13 \text{ cm}^2$, suddivisa in 96 *pad* di $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ ciascuna. L'area efficace totale di ogni MRPC è di $120 \times 7.4 \text{ cm}^2$, per un'area efficace totale del rivelatore di 180 m^2 . I moduli (uno centrale, due intermedi e due esterni) si distinguono per il numero di MRPC contenute e per la loro disposizione, al variare della regione di rapidità coperta. In Figura 2.6 riportiamo ad esempio uno schema della disposizione delle MRPC all'interno di un modulo intermedio, insieme allo schema della giuntura fra modulo centrale e intermedio, e fra modulo intermedio ed esterno.

2.5 La regione in avanti

Fanno parte della regione in avanti del rivelatore ALICE il rivelatore di muoni, i rivelatori V0 e T0 e il calorimetro a zero gradi.

2.5.1 I rivelatori V0 e T0

V0 è un rivelatore a piccoli angoli che consiste di due array di contatori a scintillazione, chiamati V0A e V0C, installati su entrambi i lati del punto di interazione di ALICE. Il rivelatore V0A è situato a 340 cm dal punto d'interazione, dal lato opposto rispetto al rivelatore di muoni. V0C invece è collocato di fronte all'assorbitore adronico, a una distanza di 90 cm dal

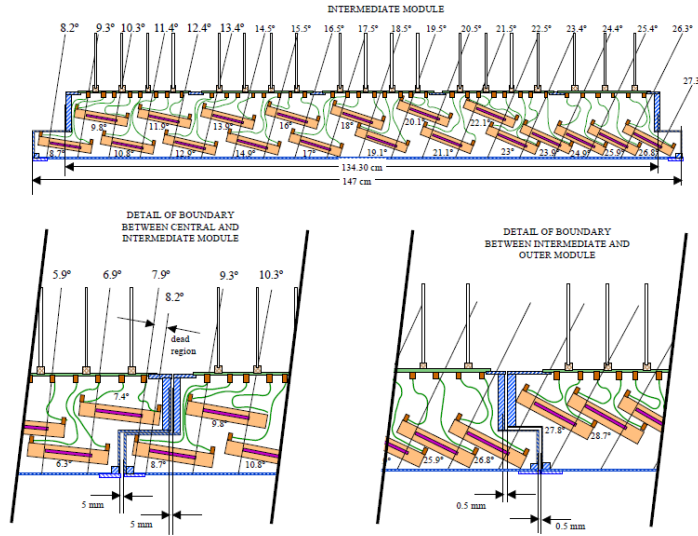


Figura 2.6: I segmenti (uno centrale, due intermedi e due esterni) si distinguono per il numero di MRPC contenute e per la loro disposizione, al variare della regione di rapidità coperta. In questa Figura riportiamo lo schema della disposizione delle MRPC all'interno di un segmento intermedio (in alto), e uno schema della giuntura tra segmenti centrali ed intermedi e fra segmenti intermedi ed esterni.

punto d'interazione. V0A e V0C coprono rispettivamente gli intervalli di pseudo-rapidità $2.8 < \eta < 5.1$ e $-3.7 < \eta < -1.7$.

Il V0 fornisce il trigger per il *minimum bias* per i rivelatori della zona centrale. Questi triggers sono dati da particelle provenienti dalla collisione iniziale e da interazioni secondarie di tipo fascio-gas (vedi sezione 3.2.2). Dato che la dipendenza tra il numero di particelle rivelate da V0 e il numero di particelle primarie emesse è monotona, il V0 è anche utilizzato come un indicatore della centralità delle collisioni tramite la misura della molteplicità registrata in ciascun evento. Maggiori dettagli sulle procedure che permettono di determinare la centralità possono essere reperite in [66].

La funzione del rivelatore T0 è quella di generare un segnale di start per il rivelatore TOF. Questo tempo corrisponde al tempo reale di collisione (più un certo intervallo fisso di ritardo) ed è indipendente dalla posizione del punto d'interazione. La precisione del segnale è di circa 50 psec (r.m.s.). Inoltre, T0 può misurare la posizione del punto d'interazione (con una precisione di ± 1.5 cm) per ogni interazione e può fornire un trigger quando la posizione del punto d'interazione è in un intervallo predefinito, in questo modo aiutando a discriminare le interazioni fascio-gas. T0 può anche affiancare i contatori di

V0 e fare da trigger di minimum bias e molteplicità.

Il rivelatore è costituito da due array (T0A e T0C) di contatori Cherenkov, con 12 contatori ciascuno. Ogni contatore è formato da un tubo fotomoltiplicatore a maglia fine, accoppiato otticamente a un radiatore a quartz con diametro di 20 mm e spessore di 20 mm. Come il V0, anche T0A è posto a 375 cm dal punto d'interazione, dalla parte opposta rispetto al rivelatore di muoni, mentre T0C è posizionato di fronte all'assorbitore, a una distanza di 27.2 cm dal punto d'interazione.

2.5.2 Il rivelatore di muoni

Come abbiamo già visto in sezione 1.2.3, una soppressione nella produzione di risonanze con quark pesanti come ad esempio la J/ψ è una possibile conferma dell'avvenuta transizione della materia nucleare a Quark Gluon Plasma. La J/ψ oppure ad esempio le particelle ψ' , Υ , Υ' , Υ'' possono essere rivelate attraverso il loro decadimento in coppia muone-antimuone $\mu^+\mu^-$. Per questo motivo occorre uno spettrometro di muoni che copra l'intervallo di rapidità $2.5 \lesssim |\eta| \lesssim 4$, ovvero angoli polari rispetto all'asse del fascio nell'intervallo $2^\circ \lesssim \theta \lesssim 9^\circ$. Come si osserva schematicamente in Figura 2.7 la prima parte del rivelatore è posta a circa 900 mm dal punto di interazione ed è costituita da un assorbitore conico di carbonio, ricoperto da uno strato di tungsteno, e da una serie di tracciatori. Il carbonio è stato scelto per minimizzare lo scattering multiplo (basso Z), mentre il tungsteno per ridurre gli effetti di *back scattering* verso la TPC. Questo primo assorbitore ha il compito di schermare adroni e fotoni provenienti direttamente dal punto di interazione. I tracciatori sono distribuiti in 5 stazioni composte ognuna da due piani catodici sui quali è letto il segnale. La risoluzione spaziale dei tracciatori è di $100 \mu\text{m}$, con cui si può ottenere una risoluzione di $100 \text{ MeV}/c$ nella misura della massa invariante della Υ . La seconda parte del rivelatore misura 18.1 m in lunghezza e copre un angolo di 2° attorno all'asse del fascio. Il materiale scelto per questa seconda parte dello spettrometro è ad alto Z per schermare il resto del rivelatore dal flusso di muoni a basso impulso trasverso verso le RPC, che hanno funzione di *trigger* per lo spettrometro.

2.5.3 Il calorimetro a zero gradi (ZDC).

I sistemi di rivelazione di particelle a piccoli angoli rispetto alla beam pipe presenti in ALICE sono:

- Due calorimetri elettromagnetici (Zero Degree Electromagnetic Calorimeter - ZEM).

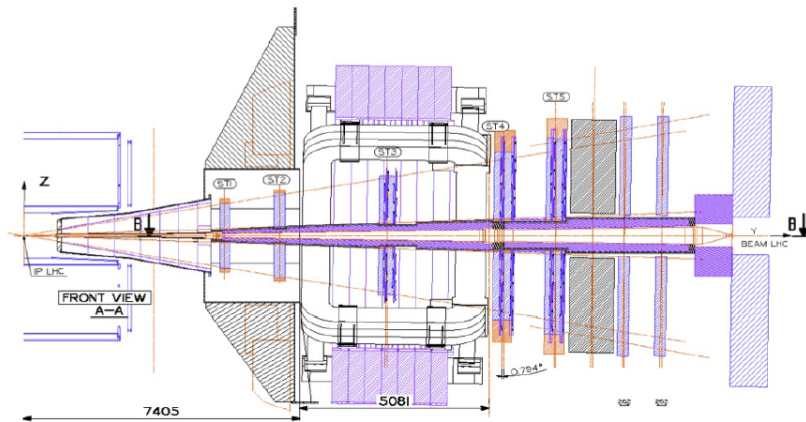


Figura 2.7: Struttura di uno spettrometro di muoni.

- Quattro calorimetri adronici che si dividono in due calorimetri per neutroni (ZN) e due per protoni (ZP).

In Figura 2.8 si riporta schematicamente la disposizione di questi rivelatori rispetto al resto dei sistemi di ALICE e alla beam pipe.

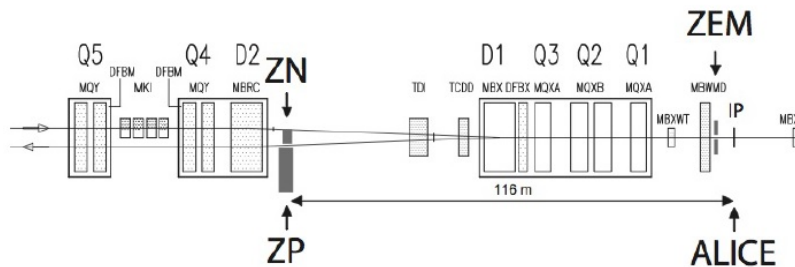


Figura 2.8: Disposizione dei calorimetri a zero gradi in ALICE.

Lo scopo principale del calorimetro ZDC è quello di determinare la centralità delle interazioni, descritta in sezione 1.2.1, attraverso l'analisi combinata dei dati raccolti dai calorimetri elettromagnetici ZEM e adronici ZDC. Infatti la centralità è valutata dalla correlazione dei segnali nei ZEM e nei ZN e ZP (vedi Figura 2.9): la massima centralità si ha per un valore alto del segnale in ZEM e basso in ZN. È possibile avere una stima della centralità misurando il numero dei nucleoni spettatori in una collisione. A questo proposito notiamo soltanto che il comportamento dei frammenti spettatori è determinato dal rapporto carica/massa: se esso è vicino al valore del fascio allora la loro traiettoria non viene deviata, altrimenti è possibile separarli. In particolare

come si vede in Figura 2.8 il dipolo D1 posto a circa 180 m dal punti di interazione permette di separare ad esempio i protoni spettatori rispetto alle particelle del fascio. Questi saranno poi rivelati dal calorimetro ZP posto a una distanza di circa 116 m dal punto di interazione, insieme al ZN. In Figura 2.10 riportiamo la sezione del fascio così come appare ad una distanza di circa 115 m dal punto d'interazione. I calorimetri ZP e ZN sono segnalati in blu e rosso rispettivamente.

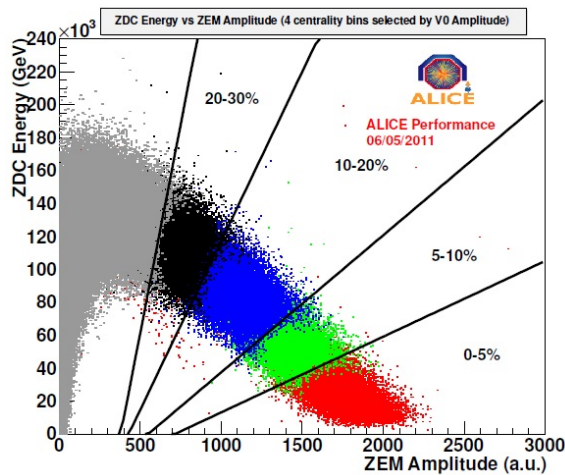


Figura 2.9: Correlazione dei segnali in ZDC (somma di ZN e ZP) e ZEM. Le linee rappresentano gli intervalli di centralità.

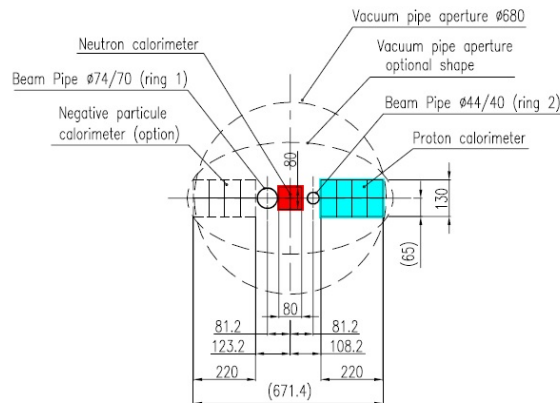


Figura 2.10: Sezione trasversale del fascio di LHC ad una distanza di circa 115 m dal punto di interazione. I calorimetri ZP e ZN sono segnalati in blu e rosso rispettivamente.

2.6 ALICE offline framework

La Grid è un'infrastruttura computazionale di risorse adottata dal CERN per la gestione dell'enorme flusso di dati prodotto a LHC e per l'enorme lavoro computazionale che la loro elaborazione richiede. Inoltre la Grid permette alla comunità di fisici in tutto il mondo di accedere ai dati quasi in tempo reale. La collaborazione ALICE ha sviluppato il framework AliEn (Alice Environment) [67] per ricostruire ed analizzare i dati. AliEn fornisce un file di sistema globale, o catalogo, per l'immagazzinamento dei dati e un'interfaccia per eseguire i *jobs* sulla Grid. Insieme all'interfaccia AliEn, c'è anche il framework offline di ALICE, AliRoot, offline framework (AliRoot) [68], basato sul pacchetto software ROOT [69]. Interamente scritto in C++, eccetto per alcuni moduli interni in FORTRAN, questo framework dà la possibilità di effettuare simulazioni Monte Carlo, ricostruzioni, calibrazioni e analisi con lo stesso strumento. Attraverso la Grid, l'utente può dividere i *jobs* dell'analisi in molti sotto-*jobs* identici che sono lanciati in parallelo su diversi nodi della rete di computer. L'analisi presentata in questa tesi è stata effettuata con gli strumenti descritti sopra.

Simulazione La simulazione degli eventi fisici è di fondamentale importanza per ogni analisi e per valutare l'efficienza degli algoritmi applicati per la ricostruzione e l'analisi dei dati. In una simulazione realistica le particelle prodotte in una data collisione si propagano all'interno del rivelatore. Di conseguenza effetti come l'assorbimento, l'accettanza, la configurazione e la risposta del rivelatore devono essere tenuti in conto. I generatori Monte Carlo, come HIJING [70], PYTHIA [71] e DPMJET [72] sono stati usati per la produzione di particelle nelle collisioni simulate. Le particelle generate si propagano all'interno della zona sensibile del rivelatore, dove decadono, perdono energia, interagiscono con il materiale del rivelatore, producono altre particelle o vengono assorbite. È possibile ricostruire l'intera configurazione del rivelatore ALICE, inclusa la geometria, la posizione, la struttura e il materiale usando le librerie di ROOT. L'interazione delle particelle con il materiale è simulata attraverso i pacchetti GEANT3 [73], GEANT4 [74] e Fluka [75]. Le simulazioni sono infine convertite nello stesso formato dei dati, così che sia possibile usare lo stesso algoritmo di ricostruzione utilizzato per i dati reali.

Ricostruzione Per ottenere la traccia di una particella nel rivelatore, è necessario che sia eseguita una procedura di ricostruzione, in modo da unire

ed assemblare i singoli segnali nella regione sensibile del rivelatore. Il primo step della ricostruzione è la procedura di riconoscimento locale dei cluster. Essa consiste nel ricombinare in un cluster i singoli segnali nel rivelatore, per stimare meglio la posizione di una particella che lo attraversa, e per ridurre al massimo gli effetti di rumore random. ALICE sfrutta l'algoritmo Kalman Filter [76] per il riconoscimento simultaneo della traccia e per il fit della stessa. La ricostruzione della traccia in ALICE si basa sui seguenti step:

- i cluster nei due strati interni di ITS sono usati per dare la posizione del vertice primario necessaria all'algoritmo Kalman Filter per ricostruire la traccia nella sua parte iniziale;
- il riconoscimento della traccia prosegue nel TPC dall'esterno verso l'interno, da molteplicità più bassa a molteplicità più alta. Si utilizzano come *seeds* della traccia i cluster nella parte più esterna e la posizione del vertice primario. Si associano alla traccia solo un numero limitato di cluster del TPC, per mezzo del metodo 'del centro di gravità';
- il proseguimento della traccia è eseguito per ogni *seed* applicando un vincolo sul vertice primario, in modo da massimizzare l'efficienza per le tracce primarie. A partire da quelle a più alto impulso, le tracce del TPC sono messe in corrispondenza con gli strati del SSD e con i punti del ITS fino al più interno strato del SPD. A questo punto la traccia viene ripropagata all'indietro, ricostruita nuovamente nell'ITS, fino allo strato più esterno del TPC;
- la traccia viene estrapolata e messa in corrispondenza nel TRD. Quindi viene propagata fino allo strato più esterno di TOF, HMPID, PHOS e EMCal;
- le tracce ricostruite sono ricostruite nuovamente verso l'interno attraverso TRD, TPC e ITS e ripropagate fino al vertice primario. I parametri della traccia sono calcolati in prossimità del vertice. Infine si ricalcola la posizione del vertice primario usando tutte le tracce per ottenere la massima risoluzione.

L'output dell'intera procedura di ricostruzione è l'Event Summary Data (ESD) che contiene tutte le informazioni sull'evento. Per favorire l'efficienza dell'analisi le informazioni più rilevanti sono estratte dall'ESD e convertite nel formato AOD (Analysis Object Data). Per ogni campione di dati, i file contenenti ESD e AOD sono immagazzinati e distribuiti in tutto il mondo per mezzo della Grid, a cui gli utenti possono accedere tramite AliEn.

Capitolo 3

Analisi del flusso triangolare (ν_3)

In questo lavoro di tesi è presentata un'analisi del flusso triangolare per adroni identificati (π, K, p) sui dati Pb-Pb registrati da ALICE nel 2010. Di importanza primaria per la misura è la capacità di identificare le diverse specie di adroni con elevata purezza. Meno rilevante è l'efficienza di identificazione, in quanto la misura si basa sulla forma delle distribuzioni analizzate. Se l'efficienza è spazialmente omogenea, il suo valore incide eventualmente solo sull'abbondanza del campione statistico a disposizione della misura, ma altrimenti non è fonte rilevante di incertezze sistematiche sui risultati.

In questo capitolo si illustrano quindi due diversi metodi per la determinazione del flusso, si discutono i criteri utilizzati per la selezione di un campione puro di eventi derivanti da collisioni Pb-Pb e le condizioni applicate alle tracce cariche al fine di assicurarne una buona qualità di ricostruzione e la loro provenienza diretta dal vertice di interazione (tracce primarie). È quindi presentata la tecnica di identificazione di adroni carichi, basata sui rivelatori TPC e TOF, e sulla combinazione delle loro informazioni utilizzando un approccio di tipo bayesiano. È infine descritta la tecnica di misura della centralità della collisione, uno dei parametri caratterizzanti dello studio presentato in questa tesi.

3.1 Determinazione del flusso

Come abbiamo già accennato in precedenza in sezione 1.2.3 i moti collettivi possono essere caratterizzati attraverso l'espansione di Fourier in eq. (1.26),

che qui nuovamente riportiamo:

$$\begin{aligned} \frac{d^2n}{p_T dp_T d\phi} &\propto 1 + \sum_{\frac{n}{2}=1}^{\infty} 2\nu_n(p_T) \cos(n(\phi - \Psi_n)) \simeq \\ &\simeq 1 + 2\nu_2 \cos(2(\phi - \Psi_2)) + 2\nu_3 \cos(3(\phi - \Psi_3)) + \dots, \end{aligned} \quad (3.1)$$

dove ϕ e Ψ_2 sono mostrati in Fig. 1.13. I coefficienti dell'espansione in eq. (3.1) sono dati da

$$v_n(p_T) = \langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle, \quad (3.2)$$

dove la media è effettuata su tutte le particelle prodotte in un singolo evento. Come abbiamo già visto, il primo coefficiente v_1 è detto *flusso diretto*, il secondo coefficiente v_2 è detto *flusso ellittico* e il terzo coefficiente v_3 è detto *flusso triangolare*. Siccome i coefficienti v_n dipendono da p_T e da ϕ essi sono detti *flussi differenziali*. Il flusso integrato è definito come la media ponderata dei flussi differenziali, nello specifico:

$$v_n \equiv \frac{\int_0^{\infty} v_n(p_T) \frac{dN}{dp_T} dp_T}{\int_0^{\infty} \frac{dN}{dp_T} dp_T}. \quad (3.3)$$

Nelle precedenti espressioni, le correlazioni sono definite rispetto al piano di reazione attraverso l'angolo Ψ_n , che varia in modo casuale evento per evento.

3.1.1 Metodo del piano di reazione

Nel metodo di analisi *del piano di reazione*, l'angolo Ψ_n che il piano di interazione forma con l'asse x del sistema di riferimento adottato in ALICE viene stimato evento per evento per mezzo delle direzioni delle particelle *ricostruite*, i cui angoli azimutali sono denotati con l'indice i :

$$\Psi_n^{\text{obs}} \equiv \frac{1}{n} \arctan \frac{\sum_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i \cos(n\phi_i)}. \quad (3.4)$$

Come suggerito dal pedice, attraverso questa stima si ottengono risultati diversi al variare di n , ovvero al variare dell'armonica considerata. Di conseguenza, come descritto in eq. (3.2), il valore osservato del flusso differenziale v_n^{obs} sarà

$$v_n^{\text{obs}}(p_T) = \langle \langle \cos[n(\phi_i - \Psi_n^{\text{obs}})] \rangle \rangle, \quad (3.5)$$

dove le parentesi indicano anche la media su tutti gli eventi in una regione infinitesima dello spazio delle fasi intorno a p_T .

Ψ_n^{obs} è stimato su un numero finito di particelle e quindi a causa di ciò il risultato di v_n è sempre sottostimato, con un'incertezza proporzionale alle fluttuazioni statistiche. Per ovviare a questo problema è necessario modificare l'espressione per il valore osservato del flusso differenziale v_n^{obs} nel seguente modo:

$$v_n = \frac{v_n^{\text{obs}}}{\mathfrak{R}_n}, \quad (3.6)$$

dove \mathfrak{R}_n può essere definito come:

$$\mathfrak{R}_n = \langle \cos [n (\Psi_n^{\text{obs}} - \Psi_n)] \rangle. \quad (3.7)$$

Sperimentalmente si possono utilizzare due modi distinti per stimare \mathfrak{R}_n :

- Se il piano di reazione è misurato in due sistemi di rivelazione indipendenti (A e B) con la stessa accettazione allora si può scrivere

$$\mathfrak{R}_n^A = \langle \cos [n (\Psi_n^A - \Psi_n)] \rangle = \langle \cos [n (\Psi_n^B - \Psi_n)] \rangle = \mathfrak{R}_n^B, \quad (3.8)$$

da cui

$$\mathfrak{R}_n^A \cdot \mathfrak{R}_n^B = \langle \cos [n (\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle, \quad (3.9)$$

e quindi

$$\mathfrak{R}_n^A = \mathfrak{R}_n^B = \sqrt{\langle \cos [n (\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle}. \quad (3.10)$$

- Se invece l'accettazione è diversa nei due sistemi di rivelazione, $\mathfrak{R}_n^A \neq \mathfrak{R}_n^B$, allora è necessario un terzo sistema (C). Siccome poi

$$\alpha = \mathfrak{R}_n^A \cdot \mathfrak{R}_n^B = \langle \cos [n (\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle, \quad (3.11)$$

$$\beta = \mathfrak{R}_n^A \cdot \mathfrak{R}_n^C = \langle \cos [n (\Psi_n^A - \Psi_n^C)] \rangle, \quad (3.12)$$

$$\gamma = \mathfrak{R}_n^B \cdot \mathfrak{R}_n^C = \langle \cos [n (\Psi_n^B - \Psi_n^C)] \rangle, \quad (3.13)$$

allora si possono ricavare le relazioni

$$\mathfrak{R}_n^A = \sqrt{\frac{\alpha \cdot \beta}{\gamma}} \quad \mathfrak{R}_n^B = \sqrt{\frac{\alpha \cdot \gamma}{\beta}}. \quad (3.14)$$

3.1.2 Metodo del prodotto scalare

Un altro metodo di analisi, che permette di evitare la stima del piano di reazione evento per evento, è il *metodo del prodotto scalare*. Secondo questo metodo ogni evento è suddiviso in due sotto-eventi arbitrari, cui in seguito faremo riferimento con gli apici A e C per indicare che questi sotto-eventi si riferiscono alle particelle rilevate nei rivelatori VZERO-A e VZERO-C. Il

metodo del prodotto scalare è basato sul computo del vettore \vec{Q} , calcolato da un insieme di particelle di riferimento e definito come:

$$\vec{Q}_n^A = \sum_A e^{in\phi_i} \quad M^A = \sum_A 1, \quad (3.15)$$

$$\vec{Q}_n^C = \sum_C e^{in\phi_i} \quad M^C = \sum_C 1, \quad (3.16)$$

dove ϕ_i è l'angolo azimutale della i -esima particella di riferimento, n è l'ordine dell'armonica mentre M^A e M^C rappresentano le molteplicità di particelle rivelate nei sottoeventi A e C rispettivamente.

Se $M^A = M^C$ allora definendo i vettori di lunghezza unitaria

$$u_{n,i}^* = e^{in\phi_i}, \quad (3.17)$$

$$v_n = \frac{\langle Q_n^A u_{n,i}^* \rangle}{\sqrt{\langle Q_n^A Q_n^{C*} \rangle}} = \frac{\langle Q_n^C u_{n,i}^* \rangle}{\sqrt{\langle Q_n^A Q_n^{C*} \rangle}}, \quad (3.18)$$

Nel caso in cui $M^A \neq M^C$ invece, vale la relazione

$$v_n = \frac{\langle Q_n^A u_{n,i}^* \rangle}{\sqrt{\langle Q_n^A Q_n^{C*} \rangle}} \sqrt{\frac{M^C}{M^A}} = \frac{\langle Q_n^C u_{n,i}^* \rangle}{\sqrt{\langle Q_n^A Q_n^{C*} \rangle}} \sqrt{\frac{M^A}{M^C}}, \quad (3.19)$$

da cui si ricava facilmente che

$$v_n = \sqrt{\frac{\langle Q_n^A u_{n,i}^* \rangle \langle Q_n^C u_{n,i}^* \rangle}{\langle Q_n^A Q_n^{C*} \rangle}}. \quad (3.20)$$

3.2 Selezione delle collisioni Pb-Pb

3.2.1 Trigger

In questa analisi sono stati usati approssimativamente 15×10^6 eventi di collisione Pb-Pb. Il campione di dati è stato raccolto nel 2010 ad LHC per collisioni con energia nel centro di massa di $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV. Il metodo di trigger utilizzato per ottenere eventi Pb-Pb di minimum bias è stato la coincidenza di segnali giunti dai rivelatori VZERO.

3.2.2 Selezione degli eventi

Per evitare anomalie nella selezione delle particelle in base alla molteplicità, è stato applicato un taglio di qualità richiedendo consistenza tra gli estimatori di centralità di VZERO e di TPC entro il 5%. Inoltre è stato effettuato

anche un ulteriore taglio sulla posizione lungo l'asse z del vertice primario.

Dal momento che il vuoto dentro il beam pipe di LHC non è perfetto ci si aspetta che avvengano collisioni delle particelle del fascio con molecole di gas residue, anche detti eventi *beam-gas*. È possibile individuare gli eventi beam-gas che si originano tra le due parti del detector usando il calorimetro VZERO. In Fig. 3.1 riportiamo la distribuzione dei segnali in VZERO (lato A), dove i picchi corrispondenti agli eventi beam-beam e beam-gas sono chiaramente visibili. È stata effettuata una selezione di dati *offline*, sfruttando i segnali arrivati dai rivelatori VZERO-A e VZERO-C, con risoluzione di 1 ns. In questo modo si è riusciti a discriminare eventi di background (come ad esempio eventi *beam-gas*) da eventi di collisione, riducendo i primi ad una frazione minima ($\sim 0.1\%$) del totale.

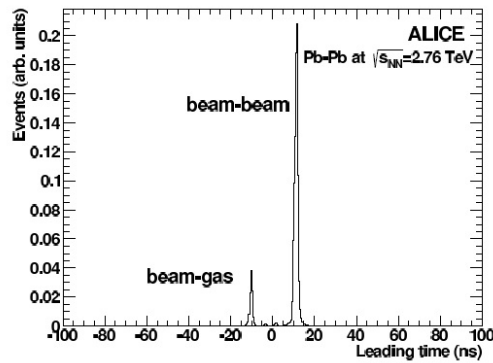


Figura 3.1: Distribuzione dei segnali in VZERO (lato A), dove i picchi corrispondenti agli eventi beam-beam e beam-gas sono chiaramente visibili.

Un'altra sorgente di eventi di background è costituita dal cosiddetto *de-bunching* del fascio, che avviene quando una piccola frazione di particelle fuoriesce dal *RF bucket*¹. Le collisioni di queste particelle con quelle nel pacchetto che si muove in direzione opposta sono leggermente ritardate rispetto all'istante in cui il pacchetto principale attraversa il trigger (il ritardo è di circa 2.5 ns, che corrispondono a circa 37.5 cm lungo l'asse z). Questi eventi popolano la regione fra il picco di eventi *beam-gas* e il picco di eventi *beam-beam* in Fig. 3.1.

Infine è stato effettuato un taglio sulla posizione del vertice primario, richiedendo che $|V_z| < 10$ cm.

¹Il sistema RF provvede alla focalizzazione del fascio, vincolando le particelle a stare in una regione confinata detta *RF bucket*.

3.2.3 Selezione delle tracce cariche

La selezione delle tracce è utilizzata per eliminare eventuali artefatti o altre sorgenti di contaminazione e allo stesso tempo per massimizzare l'efficienza e la precisione di ricostruzione. Esempi di artefatti si hanno quando i clusters dovuti a una sola particella sono ricostruiti come tracce multiple, oppure quando clusters dovuti a più particelle sono assegnati alla stessa traccia. Per quanto riguarda la contaminazione invece, essa è costituita dalle particelle secondarie prodotte tramite decadimenti deboli o interazioni con il materiale. La selezione è stata effettuata utilizzando tracce TPC-only, in modo da ottenere un'accettanza di ricostruzione uniforme nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.8$, mentre l'inclusione di ITS avrebbe generato un'accettanza disomogenea.

Le tracce sono state selezionate nella regione centrale di pseudo-rapidità con $|\eta| < 0.8$ per assicurare accettanza ed efficienza uniformi nel rivelatore TPC. Inoltre si è richiesto che le tracce avessero almeno 70 clusters associati nel rivelatore TPC, in modo tale da ridurre gli artefatti citati sopra, oltre a fornire un ampio set di segnali per la ricostruzione delle tracce.

In Fig. 3.2 riportiamo la correlazione tra la molteplicità delle tracce ricostruite usando entrambi i rivelatori ITS e TPC e quelle ricostruite usando solo il rivelatore TPC. Nel pannello a sinistra è stata mostrata la correlazione iniziale, cui saranno applicati alcuni criteri di selezione. In questo grafico, oltre alla correlazione principale, si osserva un background dovuto principalmente agli eventi con vertice primario fuori dal range $(-10 \text{ cm}, 10 \text{ cm})$ per cui l'efficienza di ricostruzione è minore. È anche presente un background di un piccolo numero di eventi per cui la molteplicità di tracce ricostruite usando solo il rivelatore TPC è molto più alta del valore ottenuto utilizzando la combinazione ITS-TPC. Nel pannello destro della Fig. 3.2 riportiamo il risultato ottenuto in seguito ai seguenti tagli:

1. Si richiede che il vertice primario sia ricostruito da almeno due tracce per assicurare una buona ricostruzione.
2. Si scartano gli eventi fuori dalla regione $|z| < 10 \text{ cm}$ per assicurare accettanza ed efficienza di ricostruzione uniformi nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.8$ per tutti i run nell'insieme di dati usati per l'analisi del flusso di particelle identificate.
3. Si impone un taglio a una distanza di 5σ dal centro della banda principale di correlazione per rimuovere i punti con alta molteplicità di tracce ricostruite usando solo il rivelatore TPC.

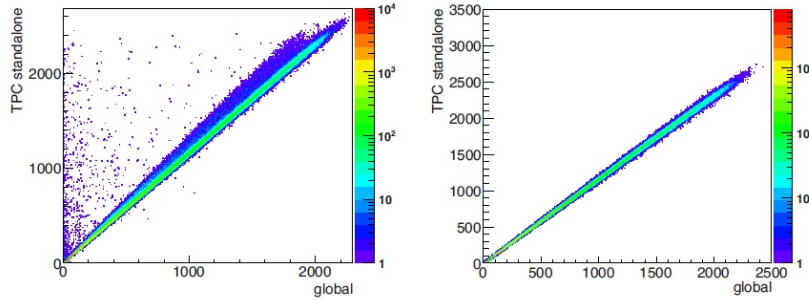


Figura 3.2: Correlazione tra la molteplicità delle tracce ricostruite usando entrambi i rivelatori ITS e TPC e quelle ricostruite usando solo il rivelatore TPC. Il pannello a sinistra mostra la correlazione originaria, mentre quello a destra mostra quella ottenuta dopo aver imposto i criteri di selezione 1., 2. e 3.

Inoltre è necessario imporre anche degli altri criteri di selezione sulle tracce primarie. Ad esempio bisogna tenere conto del fatto che alcune particelle prodotte nell'evento primario decadono oppure interagiscono con il materiale del detector. Per questo motivo la *Distance of Closest Approach*² (DCA) è fissata a meno di 3 cm lungo l'asse z per le tracce analizzate solo con il rivelatore TPC, e a 2.4 cm nel piano trasverso $x - y$.

3.3 Identificazione di particelle in ALICE

L'identificazione delle particelle è stata effettuata attraverso l'analisi combinata dei dati ottenuti tramite TPC e TOF.

Il tempo di volo misurato dal rivelatore TOF ad ALICE è basato sulla tecnologia MRPC (vedi sezione 2.4) e permette di identificare le particelle in un ampio range dei momenti, ossia $0.3 \text{ GeV}/c < p < 5 - 6 \text{ GeV}/c$ per pioni, kaoni e protoni.

La TPC svolge un ruolo complementare a quello del TOF nell'identificazione delle particelle, misurando la perdita d'energia di pioni, kaoni e protoni all'interno del rivelatore. Il contributo della TPC permette di estendere l'identificazione delle particelle al range $200 \text{ MeV}/c < p < 1 \text{ GeV}/c$ nella regione $1/\beta$ della Bethe-Bloch, e al range $3 \text{ GeV}/c < p < 20 \text{ GeV}/c$ nella regione ultrarelativistica (per pioni e protoni).

²La DCA è la distanza minima del vertice primario dalla traccia.

In questa sezione faremo vedere che è possibile coprire la regione $200 \text{ MeV}/c < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ in modo quasi continuo grazie alle informazioni complementari fornite da TOF e TPC.

3.3.1 Potere di separazione atteso

Il primo passo per giungere a ricostruire il potere di separazione atteso per il sistema combinato TPC-TOF è quello di rivedere quali sono i poteri di separazione per ognuno di questi rivelatori presi singolarmente.

In Fig. 3.3 riportiamo la distribuzione della perdita di energia specifica dE/dx in funzione dell'impulso della traccia alla superficie più interna del TPC per collisioni Pb-Pb. In Fig. 3.4 invece riportiamo la misura di β effettuata con il rivelatore TOF in funzione dell'impulso nel punto d'interazione.

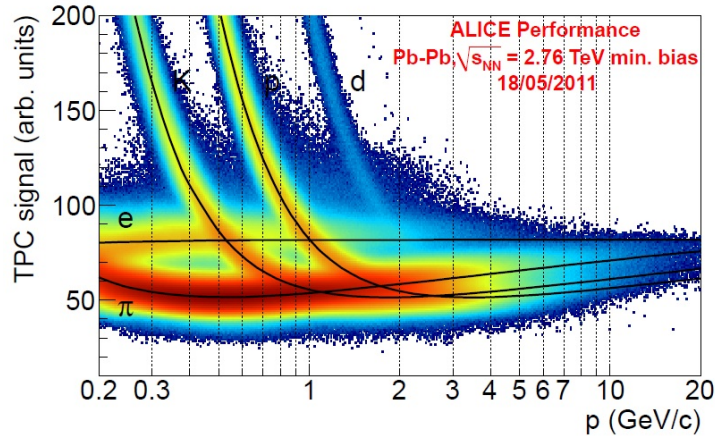


Figura 3.3: Distribuzione dE/dx in funzione dell'impulso della traccia alla superficie più interna del TPC negli eventi Pb-Pb.

Per considerare il contributo combinato dei due rivelatori all'identificazione delle particelle è necessario definire una variabile appropriata a partire dalle variabili normalmente usate per definire la separazione delle particelle in un singolo rivelatore. In quest'ultimo caso la variabile usata è il *potere di separazione* definito come

$$N\sigma_{\text{det}} = \frac{(S_{\text{exp}}^i - S_{\text{exp}}^j)}{\sigma_{\text{det}}^i}, \quad (3.21)$$

dove S_{exp}^i indica il valore del segnale atteso per la i -esima specie e il potere di separazione è misurato in unità della risoluzione del rivelatore per la

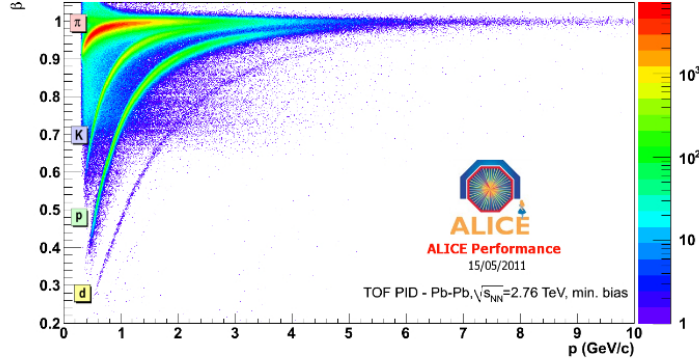


Figura 3.4: Misura di β effettuata con il rivelatore TOF in funzione dell'impulso al vertice d'interazione.

specie i -esima σ_{det}^i . In Fig. 3.5 riportiamo il potere di separazione per il TOF.

Questa variabile può essere generalizzata al caso di più rivelatori nel modo seguente

$$N\sigma_{\text{comb}} = \sqrt{(N\sigma_{\text{TOF}})^2 + (N\sigma_{\text{TPC}})^2}. \quad (3.22)$$

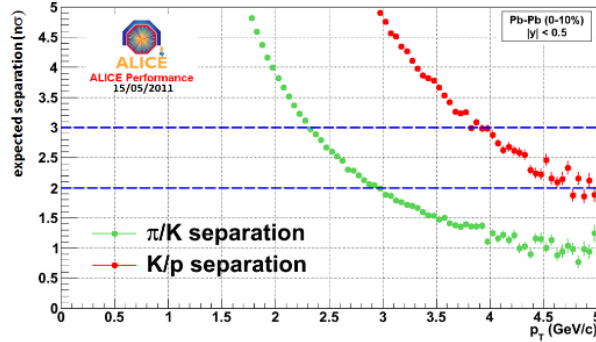


Figura 3.5: Potere di separazione π/K e K/p per il TOF.

In Fig. 3.6 riportiamo il potere separatore per il sistema combinato TOF-TPC. È interessante notare che questa generalizzazione presenta una differenza sostanziale rispetto al caso di singolo rivelatore, dal momento che $N\sigma_{\text{comb}}$ è semi-definita positiva e quindi non può essere descritta da una Gaussiana. Tuttavia, è possibile calcolare analiticamente il suo andamento: assunto che $N\sigma_{\text{TOF}}$ e $N\sigma_{\text{TPC}}$ siano distribuite gaussianamente (cioè che siano proporzionali a $e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$) allora $N\sigma_{\text{comb}} \propto x e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$.

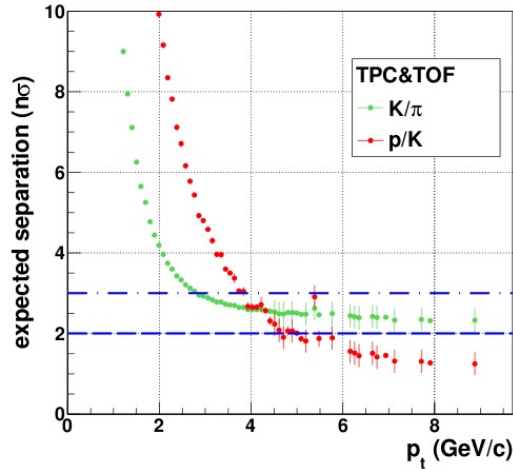


Figura 3.6: Potere di separazione π/K e K/p per il sistema combinato TOF/TPC, in funzione dell'impulso trasverso, nell'intervallo $0 < p_T < 9 \text{ GeV}/c$.

È anche possibile riportare il segnale di *Identificazione delle Particelle* (PID) in un diagramma bidimensionale sui cui assi sono riportati rispettivamente la differenza fra perdita d'energia specifica misurata ed attesa e la differenza fra segnale misurato ed atteso, come fatto ad esempio in nelle Figure 3.7, 3.8 e 3.9. In questi grafici in particolare, se da una parte è più difficile riconoscere il contributo dei singoli rivelatori, dall'altra è possibile apprezzare la purezza del segnale (stimata attraverso il metodo Bayesiano illustrato nel prossimo paragrafo) in modo più chiaro.

3.3.2 Approccio Bayesiano

Per ottenere l'identificazione delle particelle è necessario definire un taglio nel piano $N\sigma_{TPC}-N\sigma_{TOF}$ in modo che la selezione delle particelle sia ottimizzata in base alla purezza richiesta. In questa sezione rivediamo brevemente il metodo Bayesiano utilizzato per i tagli della PID.

L'idea principale del metodo Bayesiano è di calcolare, traccia per traccia, la probabilità che un dato segnale corrisponda a una data specie. Gli ingredienti principali del metodo sono:

1. La risposta del rivelatore, cioè la probabilità che una data particella, con una data cinematica produca un determinato segnale W_{det}^i ,

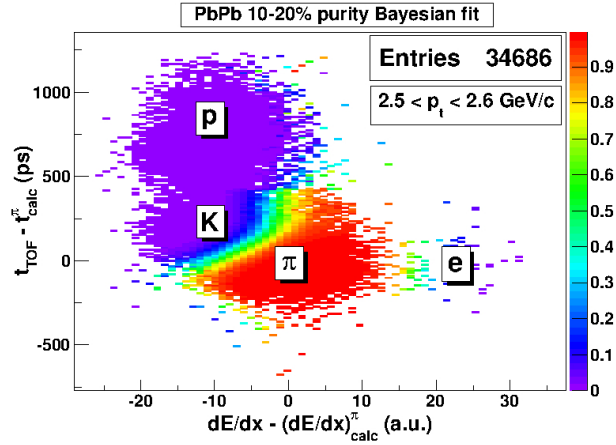


Figura 3.7: Purezza dei pioni nell'intervallo $2.5 \text{ GeV}/c < p_T < 2.7 \text{ GeV}/c$. L'asse delle ordinate rappresenta la differenza tra segnale atteso e segnale misurato nel TOF, mentre l'asse delle coordinate rappresenta la differenza tra la perdita d'energia specifica attesa e misurata. La scala dei colori indica il grado di purezza del segnale: il rosso intenso corrisponde a una purezza $> 90\%$ di pioni.

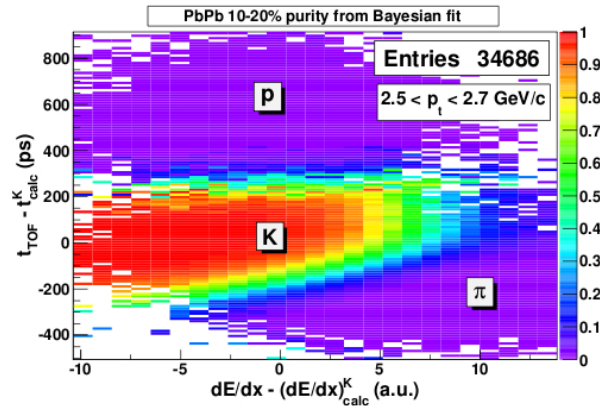


Figura 3.8: Purezza dei kaoni nell'intervallo $2.5 \text{ GeV}/c < p_T < 2.7 \text{ GeV}/c$. L'asse delle ordinate rappresenta la differenza tra segnale atteso e segnale misurato nel TOF, mentre l'asse delle coordinate rappresenta la differenza tra la perdita d'energia specifica attesa e misurata. La scala dei colori indica il grado di purezza del segnale: il rosso intenso corrisponde a una purezza $> 90\%$ di kaoni.

2. L'abbondanza di date particelle nel campione analizzato C^i .

La probabilità per la specie i -esima è definita nell'analisi a singolo rivela-

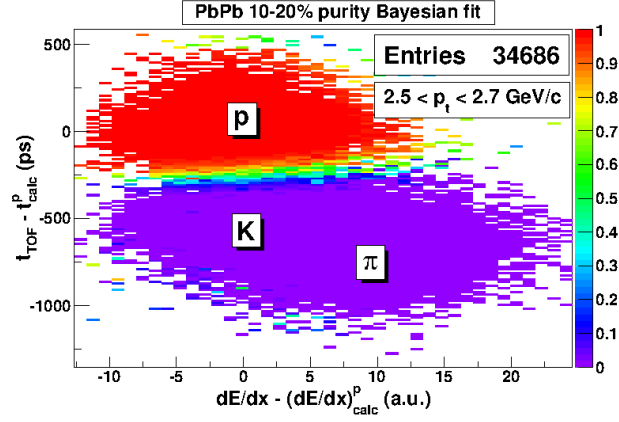


Figura 3.9: Purezza dei protoni nell'intervallo $2.5 \text{ GeV}/c < p_T < 2.7 \text{ GeV}/c$. L'asse delle ordinate rappresenta la differenza tra segnale atteso e segnale misurato nel TOF, mentre l'asse delle coordinate rappresenta la differenza tra la perdita d'energia specifica attesa e misurata. La scala dei colori indica il grado di purezza del segnale: il rosso intenso corrisponde a una purezza $> 90\%$ di protoni.

tore come

$$P_{\text{det}}^i = \frac{C^i W^i}{R}, \quad (3.23)$$

dove

$$R = \sum_i C^i W_{\text{det}}^i, \quad (3.24)$$

e la somma su i corre su tutte le specie di particelle, C^i è l'abbondanza di particelle nota *a priori*, W^i è la probabilità che una particella di una data massa rilasci il segnale misurato, e R è il fattore di normalizzazione necessario a garantire che la probabilità totale sia uguale a 1. È importante che le funzioni W^i e le abbondanze delle particelle note a priori siano conosciute con grande accuratezza, altrimenti la probabilità stimata potrebbe non rappresentare la purezza reale del segnale.

Inoltre è possibile generalizzare quando detto al caso di analisi combinata su più rivelatori scrivendo la probabilità come

$$P^i = \frac{C^i \prod_a W_a^i}{R}, \quad (3.25)$$

dove il prodotto su a corre sui diversi rivelatori coinvolti nell'analisi e

$$R = \sum_i C^i \prod_a W_a^i, \quad (3.26)$$

dove la somma su i corre su tutte le specie di particelle.

3.3.3 Prestazioni

Risposte dei rivelatori Durante i test beam le risposte dei rivelatori si sono rivelate consistenti con una gaussiana sia per il TOF che per il TPC, in accordo con le attese. Tuttavia, per quanto riguarda il TOF è presente una coda esponenziale. Per esempio in Fig. 3.10 riportiamo il segnale $N\sigma_{\text{TOF}}$ per i Kaoni a basso p_T , prima che una selezione sulla centralità sia effettuata. Come si può vedere il fit della curva è dato dalla distribuzione

$$Ne^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad \text{se} \quad x < t \cdot \sigma, \quad (3.27)$$

$$Ne^{-\frac{(x-\frac{\sigma t}{2})t}{\sigma}} \quad \text{se} \quad x > t \cdot \sigma, \quad (3.28)$$

Per maggiori dettagli rimandiamo a [77].

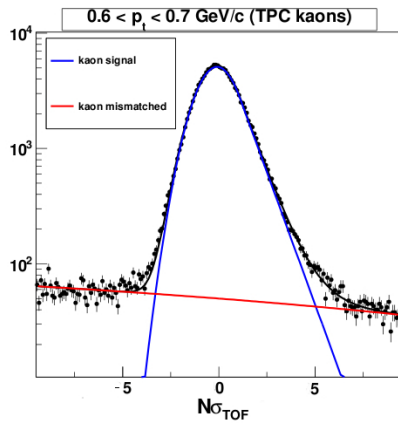


Figura 3.10: Segnale del TOF estratto per i Kaoni a basso impulso, selezionati indipendentemente con la TPC. Il fit della curva è stato effettuato con una distribuzione Gaussiana con coda esponenziale. Il fondo dovuto a tracce non associate correttamente ai segnali sul TOF è stato parametrizzato con un'esponenziale (linea rossa).

Abbondanza delle particelle Per calcolare l'abbondanza delle particelle si fa uso di un processo iterativo nell'approccio Bayesiano. Partendo dall'assunzione di uguali abbondanze si estraggono le distribuzioni differenziali in p_T per ogni specie usando la probabilità Bayesiana come peso per ogni distribuzione. Le nuove distribuzioni ottenute a questo punto, vengono usate

per ricominciare il ciclo iterativo. Si è ottenuta una convergenza molto veloce per questo processo iterativo (~ 10 iterazioni) e i risultati sono stati verificati con due misure indipendenti.

PID performance In Fig. 3.11 è stata riportata l'efficienza della PID calcolata per collisioni Pb-Pb di centralità compresa nel range 10 – 20% ed impulso trasverso compreso nel range $3 \text{ GeV}/c < p_T < 6 \text{ GeV}/c$, per il sistema combinato TOF-TPC. La scelta del taglio sulla purezza all'80% garantisce una purezza maggiore dell'85% per tutte le specie, fino a un impulso trasverso $p_T \sim 6 \text{ GeV}/c$.

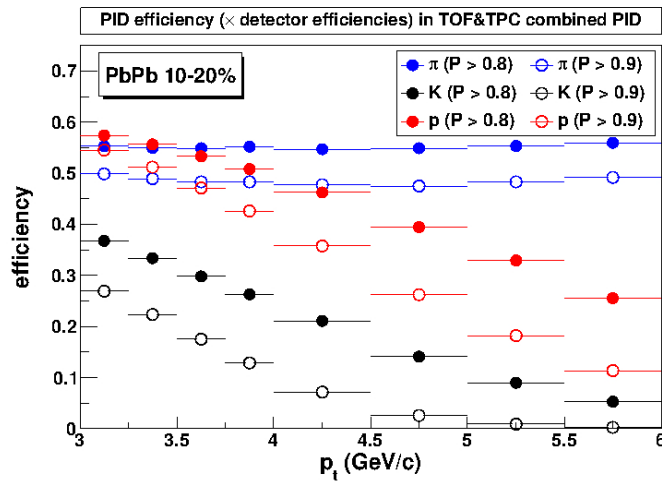


Figura 3.11: Efficienza della PID calcolata per collisioni Pb-Pb di centralità nel range 10 – 20%. Sono stati effettuati tagli sulla purezza all'80% e 90%, come spiegato in legenda.

Per verificare la correttezza e la consistenza dell'approccio utilizzato, sono state prese in considerazione le seguenti variazioni nella parametrizzazione della risposta dei rivelatori:

- Medie di TOF e TPC variate di $\pm 0.1\sigma$,
- σ_{TOF} e σ_{TPC} variate di $\pm 20\%$,
- Abbondanze delle particelle variate di $\pm 20\%$ per ogni specie.

e solo una variazione dell'ordine del % è stata registrata nella stima della purezza, in tutto il range degli impulsi preso in considerazione.

3.4 Centralità delle collisioni

In sezione 1.2 abbiamo visto che la centralità delle collisioni gioca un ruolo fondamentale per la caratterizzazione del flusso anisotropo.

I dati sono stati classificati in base alle classi di centralità delle collisioni Pb-Pb, nel range di centralità 0 – 60%. L'intervallo 0 – 5% corrisponde alle collisioni più centrali (cioè con piccolo parametro d'impatto), mentre l'intervallo 50 – 60% corrisponde a quelle più periferiche (cioè con grande parametro d'impatto). La centralità delle collisioni è stata stimata usando il segnale proveniente dal rivelatore VZERO. L'incertezza sistematica sulla stima della centralità delle collisioni è determinata confrontando la misura di centralità che si ottiene usando la distribuzione delle molteplicità delle particelle cariche nelle tracce del TPC, e il numero dei clusters del rivelatore ITS. Maggiori dettagli in proposito sono forniti in [78].

3.4.1 Determinazione della centralità

Utilizzando il modello di Glauber[25, 26] è possibile descrivere la produzione di particelle in funzione della dimensione della regione di overlap in una collisione. La centralità determina il numero di nucleoni partecipanti e di collisioni binarie, e quindi anche il numero di sotto-eventi che contribuiscono alla molteplicità totale di particelle cariche. In particolare per descrivere la produzione di particelle cariche è stato usato un modello a due componenti in cui sia i nucleoni partecipanti (N_{part}) che le collisioni binarie (N_{coll}) contribuiscono alla molteplicità totale. Entrambi i contributi sono pesati con un fattore f e il numero totale di eventi in cui vengono prodotte particelle è dato da

$$N_{\text{prod}} = f \times N_{\text{part}} + (1 - f) \times N_{\text{coll}}. \quad (3.29)$$

Sia N_{coll} che N_{part} sono distribuiti secondo la distribuzione binomiale negativa (NBD), che è caratterizzata da due numeri μ e κ , dove μ è la media della distribuzione e κ è una misura della lunghezza della coda della distribuzione. Le stime dei parametri μ , κ e f sono ottenute sperimentalmente facendo un fit del modello a un'osservabile direttamente collegata alla molteplicità (ad esempio le ampiezze negli scintillatori in avanti o l'energia depositata dagli spettatori della collisione nei calorimetri a zero gradi). Come già accennato, la produzione totale di particelle riceve un grande contributo per collisioni periferiche da processi che non sono interazioni adroniche. Per questo motivo il fit è effettuato nella regione che corrisponde a circa l'80% delle collisioni più centrali dove il trigger e la selezione degli eventi è più

efficiente.

In Fig. 3.12 l'ampiezza di VZERO (che è direttamente proporzionale alla molteplicità di particelle) è stata confrontata con un fit effettuato usando il modello di Glauber. Sempre in Fig. si può vedere la discrepanza tra dati sperimentali e modello di Glauber per collisioni periferiche (80% – 100%). In questo modo si determina una corrispondenza fra il segnale in VZERO e le caratteristiche geometriche della collisione; le diverse classi di centralità possono quindi essere selezionate usando direttamente il segnale di VZERO.

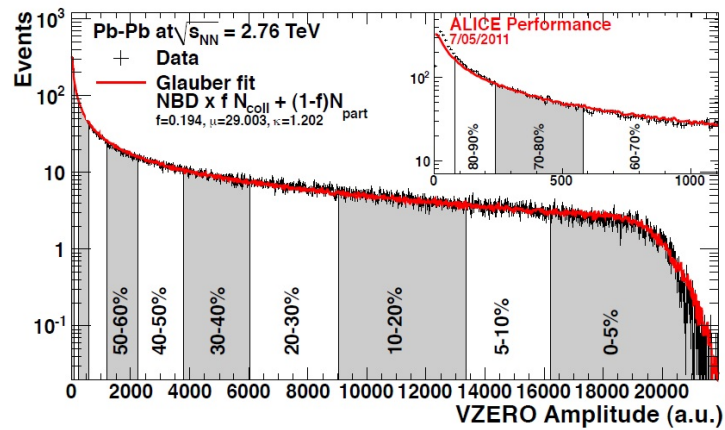


Figura 3.12: Ampiezza di VZERO il cui fit è stato effettuato utilizzando un modello di Glauber. Per eventi molto periferici (centralità $> 90\%$) la sezione d'urto è dominata da background elettromagnetico. I parametri del modello di Glauber utilizzati sono: $f = 0.914$, $\mu = 29.003$ e $\kappa = 1.202$.

Capitolo 4

Risultati

Come già spiegato in sezione 1.2 il flusso anisotropo gioca un ruolo fondamentale nella determinazione dell'equazione di stato del QGP. In questo capitolo mostreremo che in base ai risultati ottenuti ad LHC, lo stato della materia formatosi in seguito alla collisione di ioni pesanti si comporta come un fluido quasi perfetto, essendo il valore della viscosità di taglio ottenuto $\eta/s \ll 1$. In particolare, riporteremo i risultati per flusso triangolare v_3 , ottenuti analizzando i dati di ALICE del 2010 per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Mostreremo il comportamento di v_3 in funzione della centralità e del numero di quark costituenti, nelle classi di centralità 5 – 10%, 10 – 20% e 40 – 50% e vedremo che v_3 è particolarmente sensibile sia al valore di η/s nei calcoli effettuati in modelli idrodinamici che alle condizioni del sistema.

4.0.2 v_3 in funzione della centralità

Nelle Figure 4.1, 4.2 e 4.3 riportiamo i valori pubblicati di v_2 [79] e quelli ottenuti in questa tesi per v_3 , utilizzando il metodo del prodotto scalare, per le tre specie di particelle π , K e p , rispettivamente nelle classi di centralità 5 – 10%, 10 – 20% e 40 – 50%. Le barre d'errore rappresentano le incertezze statistiche, mentre i box colorati, nel caso di v_2 , rappresentano le incertezze sistematiche. La dipendenza dalla centralità è molto chiara in v_2 . Questo risultato è riconducibile alla natura del coefficiente v_2 , che è essenzialmente determinato dalla geometria iniziale del sistema, dal momento che l'anisotropia spaziale si trasforma in anisotropia nello spazio degli impulsi. v_3 mostra una dipendenza molto minore dalla centralità, dal momento che non dipende dalla geometria iniziale del sistema, ma si sviluppa a causa delle fluttuazioni nella densità d'energia dello stato iniziale.

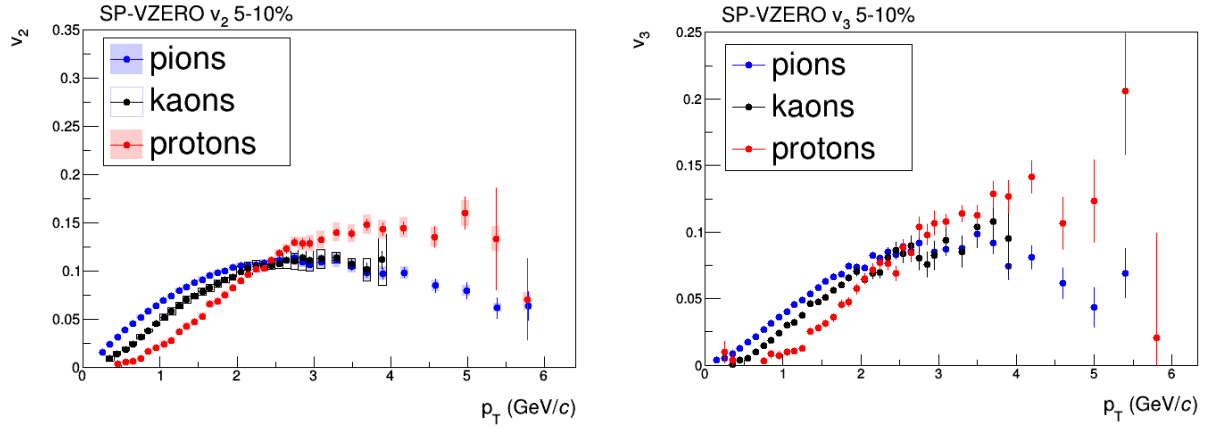


Figura 4.1: v_2 e v_3 per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 5 – 10%. I valori di v_2 sono presi da [79], mentre quelli per v_3 sono stati calcolati in questo lavoro di tesi con il metodo del prodotto scalare.

Come si evince dalle Figure v_2 e v_3 mostrano alcune caratteristiche comuni, ovvero

- Ugual ordinamento rispetto alle masse: a basso impulso trasverso $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ $v_{2/3}(\pi) > v_{2/3}(K) > v_{2/3}(p)$.
- Tale ordinamento rispetto alle masse scompare sia per v_2 che per v_3 al *crossing point*, intorno a $p_T = 2 \text{ GeV}/c$.

4.0.3 Confronto con modelli idrodinamici

Al contrario di quanto accade per il flusso ellittico v_2 , v_3 dipende molto debolmente dalla geometria iniziale del sistema, ed è determinato essenzialmente dalle fluttuazioni dello stato iniziale. Nelle Figure 4.4, 4.5, 4.6 riportiamo il confronto tra il flusso triangolare ottenuto dall'analisi dei dati di ALICE e le predizioni ottenute con diversi modelli idrodinamici, per particelle non identificate, in quanto non sono ancora disponibili previsioni dei modelli nel caso di singole specie.

1. Modello di Glauber con $\eta/s = 0.08$ [25]

Il Modello di Glauber permette di descrivere in modo dettagliato la configurazione geometrica dei nuclei che collidono. Esso utilizza due assunzioni minimali: i) la sezione d'urto d'interazione barione-barione resta costante durante il passaggio di un barione di un nucleo in un altro nucleo; ii) i nuclei si muovono lungo la direzione della collisione in linea

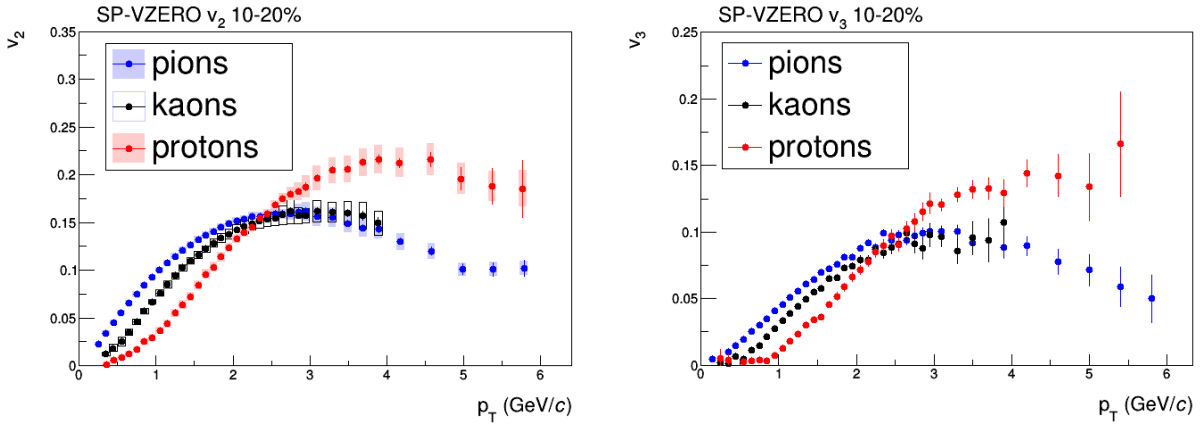


Figura 4.2: v_2 e v_3 per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 10 – 20%. I valori di v_2 sono presi da [79], mentre quelli per v_3 sono stati calcolati in questo lavoro di tesi con il metodo del prodotto scalare.

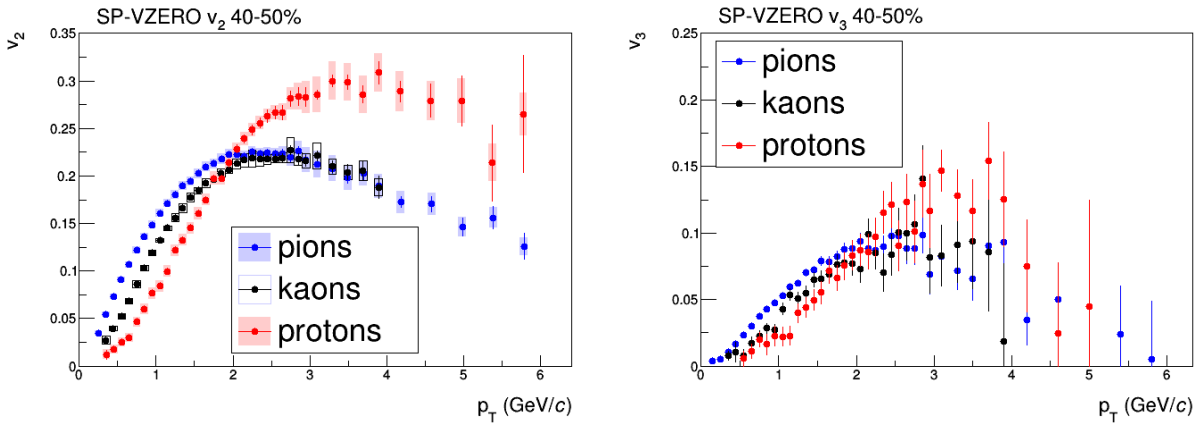


Figura 4.3: v_2 e v_3 per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 40 – 50%. I valori di v_2 sono presi da [79], mentre quelli per v_3 sono stati calcolati in questo lavoro di tesi con il metodo del prodotto scalare.

retta. Il Modello di Glauber è utilizzato per simulare le condizioni iniziali nelle collisioni di ioni pesanti e per determinare il numero di nucleoni partecipanti e il numero di collisioni binarie fra i nucleoni.

2. Modello MC-KLN con $\eta/s = 0.2$ [80]

Il Modello MC-KLN si basa sull'assunto che le condizioni iniziali siano determinate dal Color Glass Condensate (CGC) [80], nel quale le distribuzioni gluoniche sono fissate alla scala del GeV.

3. Modello IP-GLASMA con $\eta/s = 0.2$ [81].

Nel Modello IP-GLASMA le condizioni iniziali delle collisioni di ioni pesanti sono calcolate nel framework CGC, ma rispetto al Modello MC-KLN sono tenuti in conto anche effetti aggiuntivi di Yang-Mills.

I parametri di questi modelli sono stati scelti in modo che ci fosse accordo tra le loro predizioni e i risultati dell'analisi dei dati di ALICE per il flusso ellittico v_2 . Come si vede nelle Figure questi modelli forniscono risultati molto diversi tra loro. Il modello che risulta essere in maggiore accordo con i dati di ALICE è IP-GLASMA con $\eta/s = 0.2$, sebbene per collisioni molto centrali sia presente una leggera tensione, come mostrato in Fig. 4.4.

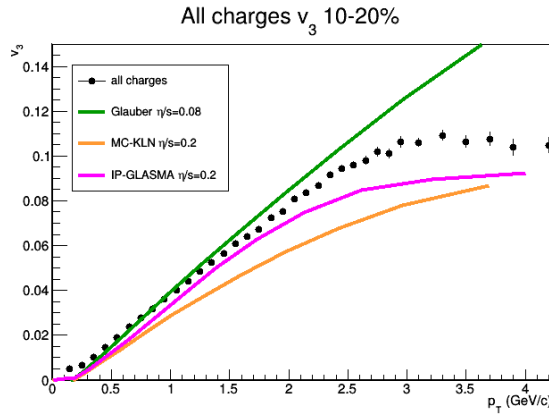


Figura 4.4: Confronto tra il flusso triangolare v_3 ottenuto con ALICE e le predizioni ottenute da diversi modelli idrodinamici, con gli stessi valori utilizzati per ottenere accordo fra i dati e le predizioni per il flusso ellittico v_2 , nella classe di centralità 10 – 20%.

4.0.4 v_3 in funzione del numero di quark costituenti

Un modo particolarmente utile di rappresentare i risultati è quello di rinormalizzare sia i coefficienti v_2 e v_3 , sia l'impulso trasverso con il numero di

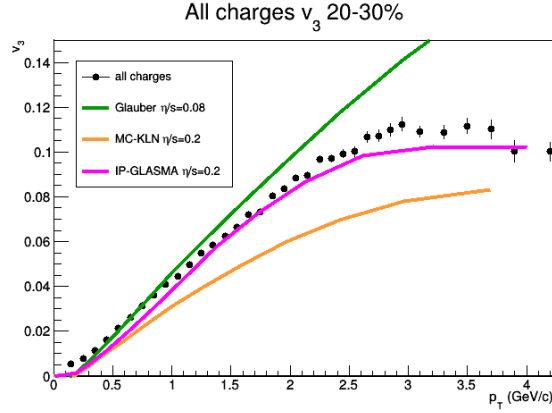


Figura 4.5: Confronto tra il flusso triangolare v_3 ottenuto con ALICE e le predizioni ottenute da diversi modelli idrodinamici, con gli stessi valori utilizzati per ottenere accordo fra i dati e le predizioni per il flusso ellittico v_2 , nella classe di centralità 20 – 30%.

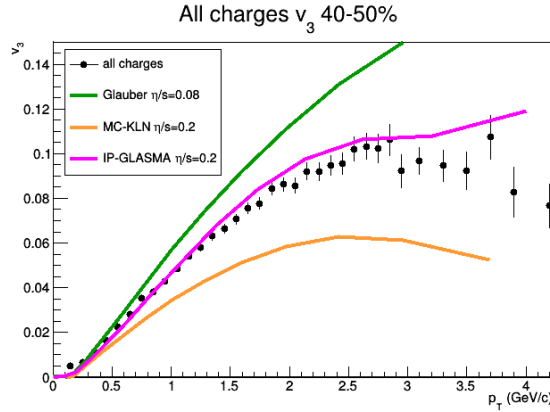


Figura 4.6: Confronto tra il flusso triangolare v_3 ottenuto con ALICE e le predizioni ottenute da diversi modelli idrodinamici, con gli stessi valori utilizzati per ottenere accordo fra i dati e le predizioni per il flusso ellittico v_2 , nella classe di centralità 40 – 50%.

quark costituenti (cioè 2 per i pioni π e per i Kaoni K , e 3 per i protoni p). Il modello a coalescenza prevede che lo scaling sia uguale per le diverse specie ad impulsi intermedi $1 \text{ GeV} < p_T/n_q < 2 \text{ GeV}$. L'interpretazione di questo fenomeno attualmente accettata suggerisce che questo comportamento sia dovuto alla dinamica di ricombinazione dei quark del QGP, nella transizione allo stato adronico. Nelle Figure 4.7, 4.8, 4.9 sono riportati v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di p_T/n_q per le diverse specie di particelle π , K e p , e per diverse

classi di centralità. In questo modo, come si può vedere nelle Figure, si osserva un comportamento simile, indipendente dalle particelle che si considerano.

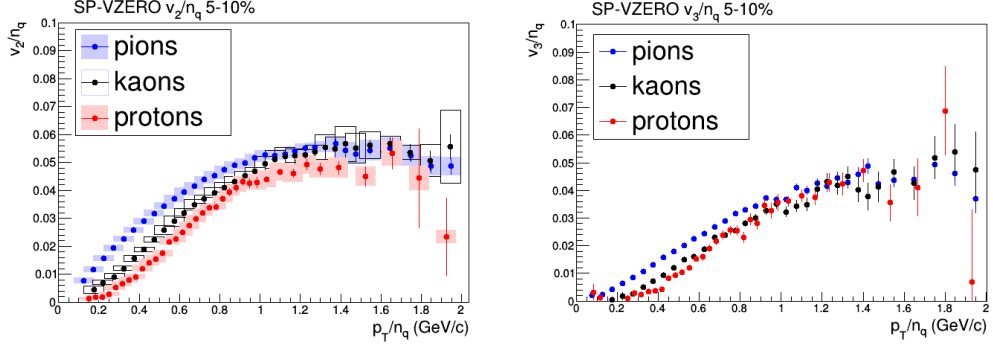


Figura 4.7: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di p_T/n_q , per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 5 – 10%.

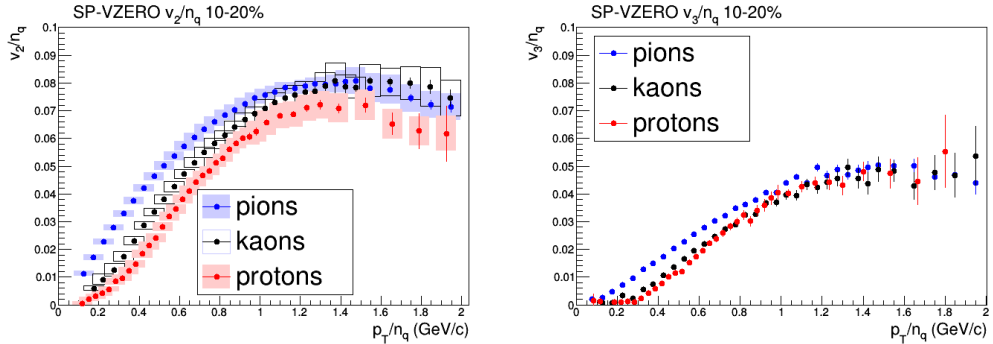


Figura 4.8: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di p_T/n_q , per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 10 – 20%.

Un altro approccio considerato a RHIC è di considerare l'energia cinetica $K = m_T - m_0$ invece dell'impulso trasverso p_T , dove la massa trasversa m_T è definita come

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (4.1)$$

dove p_T e m_0 rappresentano l'impulso trasverso e la massa delle particelle osservate. In questo modo si riassorbono effetti di flusso radiale che aumentano la velocità radiale delle particelle. Nelle Figure 4.10, 4.11, 4.12 sono riportati v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di $(m_T - m_0)/n_q$ per le diverse specie di particelle π , K e p , e per diverse classi di centralità. Si noti che, per bassi impulsi, nelle collisioni più centrali l'andamento di v_2 in funzione di $(m_T - m_0)/n_q$ non

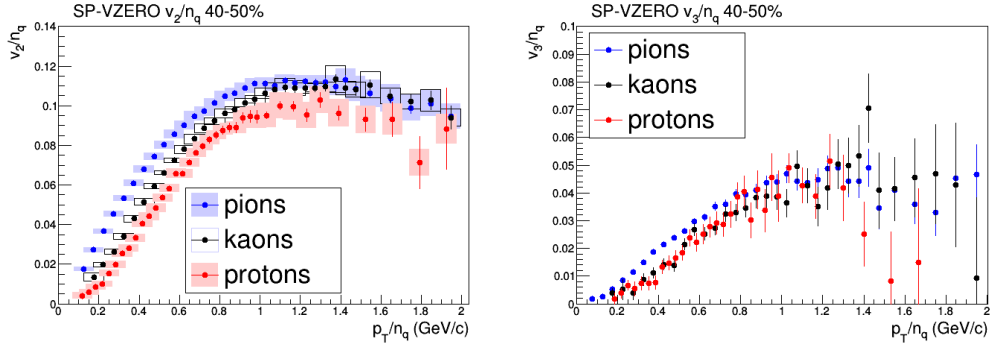


Figura 4.9: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di p_T/n_q , per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 40 – 50%.

mostra un andamento indipendente dalla specie come ci si sarebbe aspettati, mentre questo è ben visibile per v_3 .

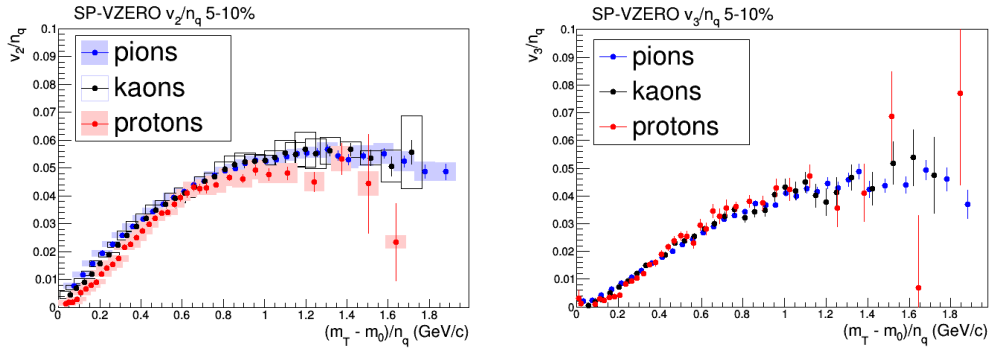


Figura 4.10: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di $(m_T - m_0)/n_q$, per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 5 – 10%.

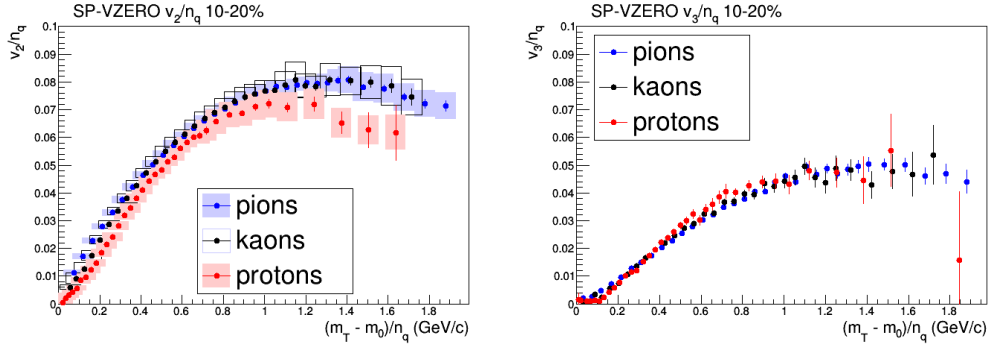


Figura 4.11: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di $(m_T - m_0)/n_q$, per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 10 – 20%.

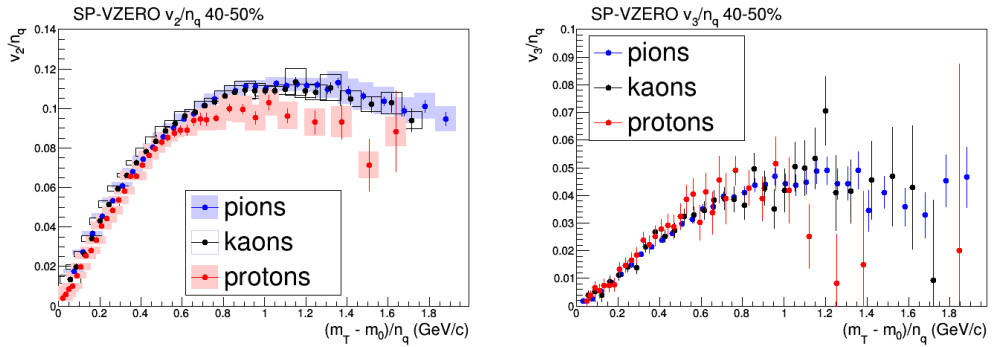


Figura 4.12: v_2/n_q e v_3/n_q in funzione di $(m_T - m_0)/n_q$, per le tre specie di particelle π , K e p , nella classe di centralità 40 – 50%.

4.1 Sintesi dei risultati

In sintesi abbiamo conseguito i seguenti risultati:

- Abbiamo confrontato i valori di v_2 pubblicati in [79] con i valori di v_3 ottenuti in questo lavoro di tesi mediante il metodo del prodotto scalare. Dal confronto è emerso che v_3 è sostanzialmente indipendente dalla geometria iniziale della collisione, ed è causato dalle fluttuazioni della densità d'energia dello stato iniziale del sistema. Nonostante la loro diversa natura v_2 e v_3 mostrano alcune caratteristiche comuni, cioè l'ordinamento rispetto alle masse per bassi impulsi, e un *crossing point* intorno a $p_T = 2$ GeV/c.
- Abbiamo confrontato i risultati dell'analisi per v_3 con le predizioni ottenute mediante diversi modelli idrodinamici, i cui parametri sono stati scelti in modo da avere accordo tra dati e predizioni per v_2 . Abbiamo

osservato che l'accordo è molto buono con il modello IP-GLASMA per particelle non identificate, con viscosità di taglio $\eta/s = 0.2$, sebbene esista una leggera tensione per collisioni molto centrali. Le previsioni dei modelli per il v_3 , per singole specie di particelle, potrebbero permettere di vincolare ulteriormente il valore di η/s .

- Abbiamo studiato l'andamento del flusso triangolare rinormalizzato con il numero di quark costituenti v_3/n_q , in funzione sia dell'impulso trasverso rinormalizzato p_T/n_q che dell'energia cinetica rinormalizzata $K = (m_T - m_0)/n_q$. Con questa rappresentazione risulta subito chiaro che il flusso triangolare esibisce un miglior accordo tra le varie specie. Questo comportamento è spiegato dalla dinamica di ricombinazione dei quark del QGP, nella transizione allo stato adronico.

Capitolo 5

Conclusioni

La fisica del QGP è un ambito di ricerca relativamente recente, e costituisce una novità sia nel campo sperimentale che in quello teorico. Sebbene ci sia ancora una lunga strada da percorrere per giungere ad una comprensione completa della fisica del QGP, negli ultimi anni sono stati fatti molti progressi in questa direzione.

In questo lavoro di tesi si presenta un'analisi dei dati raccolti ad ALICE nel 2010, per collisioni Pb-Pb a un'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni di $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, rivolta alla determinazione del flusso triangolare v_3 per adroni identificati.

A differenza del flusso ellittico v_2 , le cui caratteristiche sono primariamente connesse alla geometria della collisione, le armoniche superiori v_n , fra cui v_3 , forniscono informazioni dirette sulle fluttuazioni evento per evento dello stato iniziale. Nella misura del flusso triangolare, per la determinazione del piano di reazione dell'evento è stato utilizzato un rivelatore nella regione di elevata rapidità (VZERO) al fine di ridurre l'effetto di correlazioni dovute alla produzione di jet e non connesse a moti collettivi del sistema. Per l'identificazione di π , K, p sono state utilizzate la perdita di energia specifica dE/dx (misurata dalla TPC) e il tempo di volo (misurato dal TOF), combinando le due informazioni attraverso un approccio di tipo bayesiano. Questo ha permesso di separare le specie di adroni carichi con una purezza superiore al 90% fino a impulsi di diversi GeV/c.

È stato quindi presentato un confronto tra l'andamento del flusso ellittico v_2 e il flusso triangolare v_3 , che mette in evidenza la diversa natura di v_2 e v_3 , essendo il primo essenzialmente determinato dalla geometria iniziale del sistema, e quindi fortemente dipendente dalla centralità della collisione, men-

tre il secondo è sensibile esclusivamente alle fluttuazioni dello stato iniziale. È stato effettuato anche un confronto del flusso triangolare inclusivo con le previsioni ottenute da diversi modelli idrodinamici (attualmente disponibili solo per particelle non identificate), i cui parametri sono stati ottimizzati in modo da avere accordo con quanto misurato per il flusso ellittico v_2 . Si è osservato che il modello idrodinamico IP-GLASMA, con viscosità di taglio $\eta/s = 0.2$, è in soddisfacente accordo con i risultati del flusso triangolare. È infine stato presentato uno studio dell'andamento del flusso triangolare rinormalizzato con il numero dei quark costituenti v_3/n_q , sia in funzione dell'impulso trasverso rinormalizzato p_T/n_q , che in funzione della massa trasversa rinormalizzata $(m_T - m_0)/n_q$. Questo tipo di rappresentazione mette in luce un comportamento universale del flusso triangolare, indipendente dal tipo di adrone considerato. L'interpretazione largamente accettata è che questo fenomeno sia dovuto alla dinamica di ricombinazione dei quark all'interno del QGP, durante la transizione allo stato adronico.

In futuro, lo studio delle armoniche superiori potrà offrire l'opportunità di vincolare maggiormente i modelli idrodinamici e determinare con maggiore precisione i parametri del QGP, quali la viscosità di taglio η/s .

Bibliografia

- [1] Y. Ne'eman, "Derivation of strong interactions from a gauge invariance," *Nucl.Phys.*, vol. 26, pp. 222–229, 1961.
- [2] M. Gell-Mann, "Symmetries of baryons and mesons," *Phys.Rev.*, vol. 125, pp. 1067–1084, 1962.
- [3] M. Gell-Mann, "The Symmetry group of vector and axial vector currents," *Physics*, vol. 1, pp. 63–75, 1964.
- [4] M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons," *Phys.Lett.*, vol. 8, pp. 214–215, 1964.
- [5] M. Gell-Mann, "Quarks," *Acta Phys.Austriaca Suppl.*, vol. 9, pp. 733–761, 1972.
- [6] G. Zweig, "An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1," 1964.
- [7] G. Zweig, "An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2," pp. 22–101, 1964.
- [8] G. Zweig, "Meson classification in the quark model," 1968.
- [9] O. Greenberg, "Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons," *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 598–602, 1964.
- [10] M. Han and Y. Nambu, "Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry," *Phys.Rev.*, vol. 139, pp. B1006–B1010, 1965.
- [11] J. Beringer *et al.*, "Review of Particle Physics (RPP)," *Phys.Rev.*, vol. D86, p. 010001, 2012.
- [12] S. Bethke, "World Summary of α_s (2012)," *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, vol. 234, pp. 229–234, 2013.

- [13] K. G. Wilson, “Confinement of Quarks,” *Phys.Rev.*, vol. D10, pp. 2445–2459, 1974.
- [14] P. N. Meisinger, T. R. Miller, and M. C. Ogilvie, “Phenomenological models of the quark gluon plasma equation of state,” *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, vol. 106, pp. 528–530, 2002.
- [15] M. G. Alford, A. Schmitt, K. Rajagopal, and T. Schäfer, “Color superconductivity in dense quark matter,” *Rev.Mod.Phys.*, vol. 80, pp. 1455–1515, 2008.
- [16] M. Alford, D. Blaschke, A. Drago, T. Klahn, G. Pagliara, *et al.*, “Quark matter in compact stars?,” *Nature*, vol. 445, pp. E7–E8, 2007.
- [17] G. David, R. Rapp, and Z. Xu, “Electromagnetic Probes at RHIC-II,” *Phys.Rept.*, vol. 462, pp. 176–217, 2008.
- [18] A. Andronic, “The charm of hot matter – charmonium and open charm measurements in Pb–Pb collisions with ALICE at the LHC,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 455, p. 012002, 2013.
- [19] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, “Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma,” *Nucl.Phys.*, vol. B483, pp. 291–320, 1997.
- [20] T. Matsui and H. Satz, “ J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” *Phys.Lett.*, vol. B178, p. 416, 1986.
- [21] D. Prorok, “ J/ψ suppression in an equilibrium hadron gas,” *Acta Phys.Polon.*, vol. B33, pp. 1583–1600, 2002.
- [22] K. Safarik, “Heavy ion physics,” pp. 267–288, 1999.
- [23] M. Abreu *et al.*, “Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb + Pb collisions at the CERN SPS,” *Phys.Lett.*, vol. B477, pp. 28–36, 2000.
- [24] B. Abelev *et al.*, “ J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 109, p. 072301, 2012.
- [25] R. Glauber and G. Matthiae, “High-energy scattering of protons by nuclei,” *Nucl.Phys.*, vol. B21, pp. 135–157, 1970.

- [26] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber modeling in high energy nuclear collisions,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, vol. 57, pp. 205–243, 2007.
- [27] G. F. Sterman, “QCD and jets,” pp. 67–145, 2004.
- [28] D. d’Enterria, “Jet quenching,” *Landolt-Bornstein*, vol. 23, p. 471, 2010.
- [29] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, “Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions,” *Phys.Rept.*, vol. 142, pp. 167–262, 1986.
- [30] A. Tounsi and K. Redlich, “Strangeness enhancement and canonical suppression,” 2001.
- [31] F. Becattini and J. Manninen, “Strangeness production from SPS to LHC,” *J.Phys.*, vol. G35, p. 104013, 2008.
- [32] P. Wang, V. E. Lyubovitskij, T. Gutsche, and A. Faessler, “Chiral symmetry restoration in strange hadronic matter,” *Phys.Rev.*, vol. C70, p. 015202, 2004.
- [33] R. Scheibl and U. W. Heinz, “Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions,” *Phys.Rev.*, vol. C59, pp. 1585–1602, 1999.
- [34] W. Llope, S. Pratt, N. Frazier, R. Pak, D. Craig, *et al.*, “The fragment coalescence model,” *Phys.Rev.*, vol. C52, pp. 2004–2012, 1995.
- [35] D. Chinellato, “Strange and Multi-Strange Particle Production in ALICE,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 446, p. 012055, 2013.
- [36] S. Adler *et al.*, “Centrality dependence of direct photon production in $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV Au + Au collisions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 94, p. 232301, 2005.
- [37] P. Huovinen, “Anisotropy of flow and the order of phase transition in relativistic heavy ion collisions,” *Nucl.Phys.*, vol. A761, pp. 296–312, 2005.
- [38] G. Kestin and U. W. Heinz, “Hydrodynamic radial and elliptic flow in heavy-ion collisions from AGS to LHC energies,” *Eur.Phys.J.*, vol. C61, pp. 545–552, 2009.
- [39] H. Niemi, K. Eskola, and P. Ruuskanen, “Elliptic flow in nuclear collisions at the Large Hadron Collider,” *Phys.Rev.*, vol. C79, p. 024903, 2009.

- [40] M. Luzum and P. Romatschke, “Viscous Hydrodynamic Predictions for Nuclear Collisions at the LHC,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 103, p. 262302, 2009.
- [41] T. Hirano, P. Huovinen, and Y. Nara, “Elliptic flow in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV: Prediction from a hybrid approach,” *Phys.Rev.*, vol. C83, p. 021902, 2011.
- [42] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey, and Y. Nara, “Hadronic dissipative effects on elliptic flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions,” *Phys.Lett.*, vol. B636, pp. 299–304, 2006.
- [43] H.-J. Drescher, A. Dumitru, and J.-Y. Ollitrault, “The Centrality dependence of elliptic flow at LHC,” 2007.
- [44] S. Voloshin and Y. Zhang, “Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions,” *Z.Phys.*, vol. C70, pp. 665–672, 1996.
- [45] J. Adams *et al.*, “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” *Nucl.Phys.*, vol. A757, pp. 102–183, 2005.
- [46] K. Ackermann *et al.*, “Elliptic flow in Au + Au collisions at $(S(NN))^{1/2} = 130$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 86, pp. 402–407, 2001.
- [47] I. Arsene *et al.*, “Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment,” *Nucl.Phys.*, vol. A757, pp. 1–27, 2005.
- [48] B. Back, M. Baker, M. Ballintijn, D. Barton, B. Becker, *et al.*, “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC,” *Nucl.Phys.*, vol. A757, pp. 28–101, 2005.
- [49] K. Adcox *et al.*, “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” *Nucl.Phys.*, vol. A757, pp. 184–283, 2005.
- [50] B. B. Abelev *et al.*, “Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” 2014.

- [51] H. Song, S. Bass, and U. W. Heinz, “Spectra and elliptic flow for identified hadrons in 2.76A TeV Pb + Pb collisions,” *Phys.Rev.*, vol. C89, no. 3, p. 034919, 2014.
- [52] P. Huovinen, P. Kolb, U. W. Heinz, P. Ruuskanen, and S. Voloshin, “Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions,” *Phys.Lett.*, vol. B503, pp. 58–64, 2001.
- [53] D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, “Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 86, pp. 4783–4786, 2001.
- [54] S. A. Voloshin, “Transverse radial expansion and directed flow,” *Phys.Rev.*, vol. C55, pp. 1630–1632, 1997.
- [55] C. Shen, U. Heinz, P. Huovinen, and H. Song, “Radial and elliptic flow in Pb+Pb collisions at the Large Hadron Collider from viscous hydrodynamic,” *Phys.Rev.*, vol. C84, p. 044903, 2011.
- [56] H. Song and U. W. Heinz, “Suppression of elliptic flow in a minimally viscous quark-gluon plasma,” *Phys.Lett.*, vol. B658, pp. 279–283, 2008.
- [57] H. Song and U. W. Heinz, “Causal viscous hydrodynamics in 2+1 dimensions for relativistic heavy-ion collisions,” *Phys.Rev.*, vol. C77, p. 064901, 2008.
- [58] H. Song and U. W. Heinz, “Multiplicity scaling in ideal and viscous hydrodynamics,” *Phys.Rev.*, vol. C78, p. 024902, 2008.
- [59] H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, T. Hirano, and C. Shen, “200 A GeV Au+Au collisions serve a nearly perfect quark-gluon liquid,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 192301, 2011.
- [60] H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, T. Hirano, and C. Shen, “Hadron spectra and elliptic flow for 200 A GeV Au+Au collisions from viscous hydrodynamics coupled to a Boltzmann cascade,” *Phys.Rev.*, vol. C83, p. 054910, 2011.
- [61] “Cern public pages.” <http://cms.web.cern.ch/cms/index.html>.
- [62] “Cern public pages.” <http://atlas.ch>.
- [63] “Cern public pages.” <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>.
- [64] “Cern public pages.” <http://alice-collaboration.web.cern.ch/>.

- [65] A. Akindinov *et al.*, “Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 128, p. 44, 2013.
- [66] K. Aamodt *et al.*, “Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 032301, 2011.
- [67] P. Saiz, L. Aphecetche, P. Buncic, R. Piskac, J. E. Revsbeck, and V. Seggo, “AliEn - ALICE environment on the GRID,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A502, pp. 437–440, 2003.
- [68] <http://aliweb.cern.ch/Offline/>.
- [69] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT: An object oriented data analysis framework,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A389, pp. 81–86, 1997.
- [70] X.-N. Wang and M. Gyulassy, “HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions,” *Phys. Rev.*, vol. D44, pp. 3501–3516, 1991.
- [71] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006.
- [72] S. Roesler, R. Engel, and J. Ranft, “The Monte Carlo event generator DPMJET-III,” in *Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications. Proceedings, Conference, MC2000, Lisbon, Portugal, October 23-26, 2000*, pp. 1033–1038, 2000.
- [73] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html>.
- [74] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html>.
- [75] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A Simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [76] P. Billoir, “Progressive track recognition with a Kalman like fitting procedure,” *Comput. Phys. Commun.*, vol. 57, pp. 390–394, 1989.
- [77] C. Andrei *et al.*, “Evaluation of the Bayesian PID in the central barrel of ALICE,”
- [78] B. Abelev *et al.*, “Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE,” *Phys. Rev.*, vol. C88, no. 4, p. 044909, 2013.
- [79] F. Noferini

- [80] H. J. Drescher and Y. Nara, “Effects of fluctuations on the initial eccentricity from the Color Glass Condensate in heavy ion collisions,” *Phys. Rev.*, vol. C75, p. 034905, 2007.
- [81] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy, and R. Venugopalan, “Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 1, p. 012302, 2013.