

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA, XIX CICLO

Area 02 - Scienze Fisiche: FIS/04 Fisica Nucleare e Subnucleare

Tesi di Dottorato

Correlazioni di particelle in collisioni di ioni pesanti per l'esperimento ALICE a LHC

Dott. Francesco Noferini

Relatore:

Prof.ssa

Luisa Cifarelli

Coordinatore di Dottorato:

Prof.

Fabio Ortolani

Bologna, Italia, 2007

Indice

Introduzione	1
1 La Fisica di ALICE	3
1.1 QCD	4
1.2 La fase deconfinata: il QGP ?	5
1.3 La transizione di fase in QCD	6
1.3.1 Il diagramma di fase QCD	7
1.3.2 Simmetrie e parametri d'ordine nella transizione di fase di QCD	9
1.3.3 I risultati su reticolo	13
1.4 Collisioni Nucleo–Nucleo	15
1.5 Segnali sperimentali previsti per il QGP	18
1.5.1 Segnali Chimici	19
1.5.2 Segnali Cinematici	19
1.5.3 Aumento della stranezza e produzione del mesone Φ	19
1.5.4 Soppressione della J/ψ	20
1.5.5 Segnali elettromagnetici	23
1.6 Caratterizzazione del QGP a RHIC	24
1.6.1 Flusso ellittico	24
1.6.2 Rapporti di particelle	31
1.6.3 Spettri di particelle	32
1.6.4 <i>Jet Quenching</i>	33
1.6.5 Correlazioni a due particelle	36
2 Il rivelatore ALICE	41
2.1 I sotto–rivelatori	42
2.1.1 Il magnete	45
2.1.2 Il sistema di tracciamento interno (<i>Inner Tracking System</i>)	45

INDICE

2.1.3	La camera a proiezione temporale (<i>Time Projection Chamber</i>) . . .	46
2.1.4	Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD)	46
2.1.5	Lo spettrometro di fotoni (<i>PHOton Spectrometer</i>)	47
2.1.6	Il rivelatore a luce Cherenkov (HMPID)	47
2.1.7	Il rivelatore di muoni	47
2.1.8	Il calorimetro a zero gradi (<i>Zero Degree Calorimeter</i>)	48
2.2	Il sistema a tempo di volo (<i>Time Of Flight</i>)	50
2.2.1	La geometria del TOF	51
2.2.2	Le MRPC (<i>Multigap Resisitive Plate Chamber</i>)	53
2.2.3	L'elettronica del TOF	55
2.2.4	L'identificazione di particelle in ALICE	57
3	Le correlazioni di particelle attraverso l'analisi di Fourier	63
3.1	Analisi di Fourier: idea guida	63
3.2	Descrizione matematica del metodo	66
3.3	Il software di simulazione	76
3.3.1	Il rivelatore ALICE in ROOT e AliRoot	76
3.3.2	La ricostruzione di un evento	76
3.4	Un test del metodo (<i>Toy Model</i>)	78
3.5	La generazione Monte Carlo	83
3.5.1	Il modello di <i>Jet Quenching</i>	83
3.5.2	Il flusso ellittico	87
3.6	Effetti sullo spettro da correlazioni tra <i>jet</i> e da moti collettivi	89
4	Risultati dell'analisi alle energie di LHC	93
4.1	Ricostruzione della forma del <i>jet</i> : parametri significativi	93
4.2	Risultati previsti in collisioni <i>pp</i>	96
4.3	Risultati previsti in collisioni <i>AA</i>	107
4.4	Misure di flusso ellittico	110
4.5	Correlazioni in carica	110
	Conclusione	115
	Bibliografia	117

Introduzione

La fisica delle alte energie ha conosciuto nell'ultimo decennio una grande evoluzione grazie allo sviluppo di acceleratori in grado di raggiungere energie nel centro di massa di qualche TeV. A seguito di ciò un nuovo campo ha attirato l'attenzione nell'ambito della fisica fondamentale del Modello Standard, ossia la fisica degli ioni pesanti ultrarelativistici. Le nuove energie raggiunte hanno aperto la possibilità di studiare la materia ad elevate densità di energia attraverso le collisioni di nuclei pesanti, e quindi osservare la produzione di sistemi ad altissime temperature. Questo ha portato all'investigazione di una nuova fase, il cosiddetto plasma di quark e gluoni (*QGP*, *Quark Gluon Plasma*).

Il *QGP* dovrebbe, infatti, formarsi a seguito di una transizione di fase dalla materia ordinaria ad uno stato deconfinato. Questa nuova fase di materia corrisponde ad un sistema nel quale quark e gluoni non sono più confinati entro gli adroni ma si possono muovere liberamente. La comprensione della dinamica del sistema così prodotto è di grandissimo interesse e non solo per la fisica delle particelle. Infatti, lo stato della materia nei primissimi istanti del *Big Bang* (10^{-6} s) doveva trovarsi proprio in questa fase.

Le collisioni ultrarelativistiche di ioni pesanti costituiscono così l'unico modo disponibile per accedere allo studio delle proprietà di questo sistema fornendo le condizioni di energia e densità richieste per la sua produzione.

Nel primo capitolo di questa tesi è presentata una descrizione delle predizioni di cromodinamica quantistica circa la possibile formazione di tale sistema, delle condizioni richieste e delle proprietà caratterizzanti la transizione di fase. Inoltre è riportata una rassegna degli osservabili identificati per lo studio e la caratterizzazione del mezzo deconfinato che permettono di discriminare tra diversi scenari; nonché i risultati sperimentali ottenuti al SPS (*Super Proton Synchrotron*) di Ginevra e all'acceleratore RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) di Brookhaven.

Alla fine del 2007 inizierà la presa dati dei quattro esperimenti installati al nuovo acceleratore LHC (*Large Hadron Collider*) del CERN (Ginevra). Tre di questi - ALICE, ATLAS e CMS - studieranno la produzione del *QGP* in collisioni $Pb + Pb$ ad energie nel

centro di massa di $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV; mentre ATLAS e CMS sono principalmente dedicati alla osservazione del bosone di Higgs e delle particelle supersimmetriche in collisioni pp , ALICE è stato progettato per investigare la transizione alla fase deconfinata in collisioni $Pb + Pb$ in scenari di altissime molteplicità di particelle prodotte.

Nel secondo capitolo è, allora, riportata una descrizione dell'apparato ALICE insieme a una descrizione schematica dei principali elementi del rivelatore. Una sezione più particolareggiata è riservata al sistema a tempo di volo (TOF) sviluppato dal gruppo ALICE di Bologna ed in particolare sono riportate le prestazioni previste per l'algoritmo di identificazione delle particelle prodotte.

Il terzo capitolo affronta un nuovo approccio nello studio delle correlazioni delle particelle cariche prodotte nelle collisioni pp e $Pb + Pb$. Tali correlazioni costituiscono un segnale efficace nella caratterizzazione del QGP come mostrato dai recenti risultati di RHIC. In questo stesso capitolo sono descritte le proprietà del metodo utilizzato, basato su uno studio attraverso un'analisi di Fourier degli eventi nella regione di medio-alto impulso trasverso delle particelle prodotte.

Dopo avere mostrato l'efficacia di questo approccio su dei segnali di prova, sono presentati i risultati predetti con simulazioni Monte Carlo alle energie di LHC, includendo una simulazione realistica dell'accettanza dell'esperimento ALICE; questa ultima parte è l'oggetto del quarto capitolo.

Infine sono svolte alcune conclusioni a seguito dei risultati ottenuti attraverso l'analisi presentata.

Capitolo 1

La Fisica di ALICE

Lo scopo di questo capitolo è fornire una panoramica della fisica che sarà investigata nell'ambito della collaborazione ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) al collisionatore LHC (*Large Hadron Collider*). Il programma di ricerca che è attualmente previsto al CERN di Ginevra per i prossimi anni è molto ricco e si propone di studiare e di dare risposta a diverse domande aperte all'interno del Modello Standard. Non è interesse di questo capitolo esaurire tutto il ventaglio della fisica accessibile, saranno invece affrontati gli aspetti che riguardano il programma degli ioni pesanti e quindi l'investigazione del passaggio dal confinamento al deconfinamento.

Il confinamento è una proprietà della materia che forza i costituenti elementari, soggetti all'interazione forte (Cromo Dinamica Quantistica $\equiv QCD$), a formare stati legati di dimensioni piccolissime ($\sim \text{fm}$) e globalmente “neutri” dal punto di vista della carica di colore forte. Diversamente da quanto avviene per l'interazione elettro-debole, la QCD non permette in generale un approccio perturbativo nell'accoppiamento e per questo motivo non è possibile fare calcoli analitici se non nelle regioni cinematiche ad alto p_T . Pertanto il fenomeno del confinamento, sebbene sia stato chiaramente osservato, non è supportato da previsioni del Modello Standard altrettanto accurate. Solo recentemente approcci non perturbativi su reticolo hanno dato conferma del confinamento come proprietà intrinseca della QCD .

In questo scenario l'interesse per gli esperimenti a LHC è legato alla possibilità di investigare la struttura fondamentale della materia a livello microscopico per approfondirne la comprensione delle leggi e dei meccanismi. Il confinamento è infatti una proprietà fondamentale della materia in condizioni normali (cioè alla scala di energia e temperatura in cui ci troviamo) e le eccezioni (deconfinamento) sono previste per condizioni estreme di temperature e densità.

Queste condizioni estreme sono quelle che si dovevano trovare nei primissimi istanti successivi ($\sim 10^{-6}s$) allo scoppio del Big Bang. Ed è affascinante che lo studio delle proprietà microscopiche della materia risulti strettamente legato alla formazione del sistema più grande in natura.

Tutte questi aspetti motivano fortemente l'interesse di osservare una fase deconfinata in esperimenti ad alta energia.

1.1 QCD

Il tipo di studio che è oggetto di questo lavoro è dominato principalmente dall'interesse per la struttura dell'interazione forte. Per questo motivo prima di iniziare a descrivere la fisica che sarà studiata grazie all'esperimento ALICE a LHC sono richiamate alcune proprietà di tale interazione.

Per brevità diremo subito che l'interazione forte (come del resto l'elettromagnetismo e la forza debole) sono descritte nel Modello Standard tramite una teoria di campo quantistica. In particolare, tale interazione è descritta da una teoria di Gauge chiamata Cromodinamica Quantistica (*QCD*).

La grandezza che rappresenta più sinteticamente una struttura di Gauge (qui data dal gruppo di simmetria $SU(3)$) è la densità di Lagrangiana che in questo caso è espressa dalla formula:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 F^{A\mu\nu} F_{\mu\nu}^A + \sum_{j=1}^{n_f} \bar{q}_j (i\not{D} - m_j) q_j, \quad (1.1)$$

dove q_j sono i campi associati ai fermioni (quark) di massa m_j , $F^{A\mu\nu}$ i termini cinetici associati ai campi gluonici, n_f è il numero dei diversi sapori; $\not{D} = D_\mu \gamma^\mu$, dove γ^μ sono le matrici di Dirac e D_μ è la derivata covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - igG_\mu; \quad (1.2)$$

g è l'accoppiamento di colore e in analogia con la QED (Elettrodinamica Quantistica):

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (1.3)$$

Inoltre $G_\mu = \sum_A t^A G_\mu^A$ dove i G_μ^A ($A = 1, 8$) sono i campi gluonici e i vari t^A sono i generatori del gruppo $SU(3)$ (nella rappresentazione fondamentale di $SU(3)$ i generatori $t_A = \frac{\lambda_A}{2}$ sono le matrici $N_c \times N_c$ di Gell-Mann, dove $N_c = 3$ è il numero di cariche di colore).

La struttura della QCD è molto più complessa se paragonata con la teoria elettrodebole e le proprietà che ci interessano in questa discussione sono:

- Il confinamento, che vincola i costituenti elementari con carica forte ad essere costretti in stati legati neutri dal punto di vista della carica di colore forte.
- La libertà asintotica, che consiste nel fatto che entro gli adroni (stati legati QCD) tali costituenti (partoni) siano da considerarsi liberi.

1.2 La fase deconfinata: il QGP ?

Come accennato nell'introduzione di questo capitolo, il confinamento è una caratteristica della materia ordinaria così come si presenta all'osservazione dei nostri apparati di misura. Tuttavia non è pensabile che in regimi di alte densità e temperatura questa proprietà possa essere mantenuta. Infatti oltre le densità di energia superiori a quelle tipiche degli adroni ($\rho_p \sim 0.2 \text{ GeV/fm}^3$) sistemi come protoni, neutroni, etc..., non possono più essere considerati come entità distinguibili. Sebbene il deconfinamento dei partoni (quark e gluoni) sia un segnale fortemente atteso, non è ancora completamente compreso quale possa essere la natura propria della materia deconfinata.

Storicamente il nome con cui ci si è riferito a tale sistema è: “plasma di quark e gluoni” (QGP). Le prime evidenze sperimentali di uno stato deconfinato provengono dal SPS (*Super Proton Synchrotron*) del CERN [1], in particolare per quanto riguarda la soppressione della J/Ψ presentata al Par. 1.5.4. I risultati più recenti pubblicati dalle collaborazioni al RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) di Brookhaven hanno mostrato che non tanto di plasma si tratta, bensì di un mezzo più assimilabile a un fluido fortemente interagente. Dettagli più precisi circa i risultati saranno mostrati nei prossimi paragrafi. Altre definizioni sono state dunque coniate per descrivere questo specifico stato della materia come per esempio: “*strong*” QGP ($sQGP$) (dettagli sull'origine di tale nome possono essere trovati in [2]) oppure “*Color Quark Gluon World*” ($QGCW$) [3], che sottolinea come la carica di colore domini fortemente la dinamica del mezzo diversamente da ciò che ci si aspetterebbe in un plasma.

D'ora in avanti ci si riferirà per comodità a tale sistema con il nome di QGP poiché in letteratura è certamente, al momento, il nome più diffuso.

1.3 La transizione di fase in QCD

Nell'affrontare il tema del passaggio da uno stato confinato ad uno deconfinato in QCD è necessario definire, seppur brevemente, cosa si intenda per transizione di fase.

Si parla di transizione di fase ogni qual volta un sistema termodinamico modifica bruscamente alcune delle sue proprietà fisiche. Le proprietà che cambiano nella transizione possono essere molto diverse da sistema a sistema, ciò che caratterizza maggiormente il tipo di transizione è invece il modo in cui la transizione avviene.

La classificazione di una transizione di fase dipende essenzialmente dalla velocità con cui l'energia libera varia nell'intorno della temperatura di transizione. Se infatti il processo avviene in modo discontinuo nella derivata prima dell'energia libera allora la transizione è detta del primo ordine. In tal caso si è in presenza di un calore latente che accompagna la transizione (es.: passaggio liquido-gas) e l'entropia cambia in modo discontinuo. Se al contrario il processo avviene in modo discontinuo ma solo per le derivate successive dell'energia libera, la transizione è detta del secondo ordine (es.: magnetizzazione dei materiali ferromagnetici).

Un caso molto particolare di transizione di fase è osservabile qualora la transizione avvenga in modo continuo per l'energia libera e le sue derivate. Tale possibilità prende il nome di “*cross-over*” e si distingue dai due casi precedenti perché non si osserva un cambiamento brusco nel passaggio da una fase all'altra.

Il grado di ordine del sistema nel passaggio da una fase all'altra è in genere descritto da un cosiddetto “parametro d'ordine” che assume valore nullo ad alte temperature e diverso da zero a basse temperature (nel caso di transizione a fase ferromagnetica in metalli tale parametro è la magnetizzazione del sistema).

In casi particolari (come per esempio nella transizione da fase liquido-gassosa) ci possono essere combinazioni particolari dei parametri termodinamici che vengono chiamati “punti critici” dove la transizione di fase passa dal primo al secondo ordine.

Un particolare interessante in questo tipo di fenomeni è che in genere una transizione di fase ha a che fare con un cambiamento della simmetria del sistema. Quando per esempio la transizione (primo ordine) avviene da uno stato liquido a uno stato solido, la simmetria traslazionale continua viene persa a seguito della cristallizzazione. Così come in un sistema di spin nella transizione a basse temperature (secondo ordine) avviene “spontaneamente” la rottura della simmetria su-giù a causa della formazione di domini magnetici.

Quando una simmetria si rompe può essere necessario introdurre nuove variabili per descrivere il sistema. Come già accennato, per esempio, nella transizione ferromagnetica di un metallo, al di sotto della temperatura di transizione, occorre introdurre la magne-

tizzazione per descrivere lo stato del sistema. Tali nuove variabili sono quelle che sono state definite precedentemente come parametri d'ordine della transizione.

Venendo al caso della transizione di fase in QCD cercheremo di definire quali siano le grandezze coinvolte e i parametri d'ordine che segnalano la transizione confinamento–deconfinamento.

1.3.1 Il diagramma di fase QCD

Il caso che ci interessa discutere è proprio il passaggio dalla fase adronica a quella partonica di QCD . Per fase adronica si intende lo stato di materia formato dagli adroni e in tal caso, sebbene gli adroni siano strutture complesse di partoni (quark e gluoni), i gradi di libertà del sistema sono limitati agli stati adronici possibili.

Il passaggio alla fase partonica corrisponderebbe alla realizzazione di una fase in cui quark e gluoni debbano essere considerati non più confinati in strutture fisse ma possano muoversi, pur interagendo fra loro, liberamente. In tal caso i gradi di libertà che descrivono il sistema corrispondono a tutti gli stati di quark e gluoni possibili, quindi in aumento rispetto alla fase precedente.

Come già accennato è lecito attendersi che quando la densità e la temperatura del sistema crescono fortemente, rispetto alle condizioni ordinarie in cui si trova la materia, il passaggio da uno stato all'altro debba avvenire. Tali sistemi sono in natura realizzati ovviamente solo in situazioni estreme come nei primissimi istanti del Big Bang o in stelle di neutroni, tuttavia possono essere realizzati in laboratorio qualora si sia in grado di realizzare una concentrazione di energia sufficientemente elevata in una regione di volume molto piccola. È questo il caso delle collisioni nucleo–nucleo ad alta energia che forniscono esattamente questo scenario.

Il problema che ci interessa affrontare immediatamente è quale sia il tipo di transizione di fase prevista nel caso in cui si raggiungano le condizioni richieste. Tutti i risultati che saranno mostrati nella predizione della transizione di fase sono estratti da simulazioni di reticolo, essendo praticamente impossibile fare calcoli analitici accurati di QCD non–perturbativi.

La prima cosa da osservare è che la struttura QCD è molto sensibile ai valori dei parametri che entrano nella Lagrangiana. Ci riferiamo in particolare ai valori delle masse attribuite ai quark rispetto ai quali alcune simmetrie (per esempio la simmetria chirale) sono molto sensibili.

Pertanto l'ordine e la tipologia della transizione possono cambiare notevolmente al

variare delle masse dei quark, in particolare di quelli più leggeri che dominano la dinamica del sistema.

Il primo risultato in Fig. 1.1 [4], infatti, mostra come, nel caso sia considerato un numero di sapori pari a tre, l'ordine della transizione cambi a seconda dei valori di massa che possono assumere i quark u, d ($m_u = m_d$) oppure il quark s .

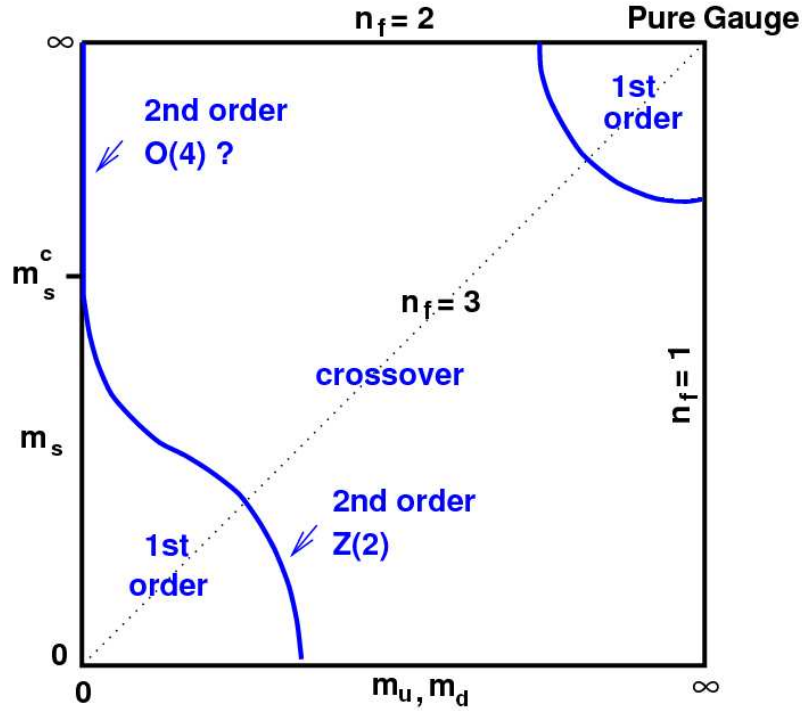


Figura 1.1: Dipendenza dell'ordine della transizione di fase dal numero di sapori e dalle loro masse nella Lagrangiana. m_s^c rappresenta il valore critico per la massa del quark s oltre il quale la transizione (per $m_{u,d} = 0$) passa dal primo al secondo ordine.

Tale grafico è realizzato assumendo il potenziale chimico barionico pari a zero. Il potenziale barionico (μ_B) esprime l'energia necessaria a incrementare il numero quantico barionico; un valore non nullo di μ_B determina una asimmetria nel rapporto dei barioni/antibarioni prodotti. Tale assunzione ($\mu_B = 0$) sarà lecita in collisioni di ioni pesanti a energie molto elevate.

I casi limite rappresentati in figura corrispondono alle scelte:

- $m_u = m_d = m_s = 0$: nel caso di tre sapori leggeri la transizione di fase è del primo ordine;
- $m_s = \infty$: nel caso di due soli sapori leggeri la transizione passa al secondo ordine;
- $m_u = m_d = m_s = \infty$: nel caso di una teoria di Gauge pura, in assenza di fermioni, la transizione è ancora del primo ordine.

Diversamente, nel caso più realistico ($m_s > m_{u,d}$), la transizione si presenta come un *cross over*, ossia come un passaggio rapido ma continuo da una fase all'altra.

Il grafico, ormai famoso, del diagramma di fase è riportato in Fig. 1.2 e mostra le regioni in cui la materia si presenta nelle diverse fasi (adronica, partonica, ecc...). In ascissa è espressa la dipendenza dal potenziale chimico barionico (μ_B) mentre in ordinata quella dalla temperatura (T).

Le condizioni sperimentali sono tali per cui aumentando l'energia nel centro di massa dell'interazione ci si posiziona all'interno del diagramma di fase nella regione a potenziale barionico nullo (vedere in Fig. 1.2 in alto a destra i punti di RHIC). Questo effetto è particolarmente interessante poiché l'unica condizione in cui attualmente i calcoli su reticolo riescono a fornire previsioni è quella di potenziale barionico nullo.

1.3.2 Simmetrie e parametri d'ordine nella transizione di fase di QCD

Per poter comprendere con più chiarezza quale sia la natura della transizione di fase in QCD può essere utile soffermarsi sul ruolo di alcuni parametri fisici e simmetrie del sistema. Tali grandezze illuminano sulla comprensione di cosa avvenga a livello fondamentale nel passaggio al deconfinamento.

La prima grandezza che ci interessa prendere in considerazione è la linea di Polyakov.

Linea di Polyakov: La linea di Polyakov [5] è un parametro che permette di discriminare direttamente una fase confinata da una deconfinata. Tale parametro è facilmente definibile in una teoria di Gauge “pura”, ossia in assenza di fermioni ($m_q = \infty$), e si può scrivere come:

$$L(\vec{x}) = \text{Tr } \Omega(\vec{x}), \quad \Omega(\vec{x}) = P \exp \left(i \int_0^\beta dt A_0(\vec{x}, t) \right), \quad (1.4)$$

dove $\beta = 1/kT$, A_0 è la componente temporale del campo gluonico e $P \exp(i \int \dots)$ indica che l'integrale è *path-ordered*.

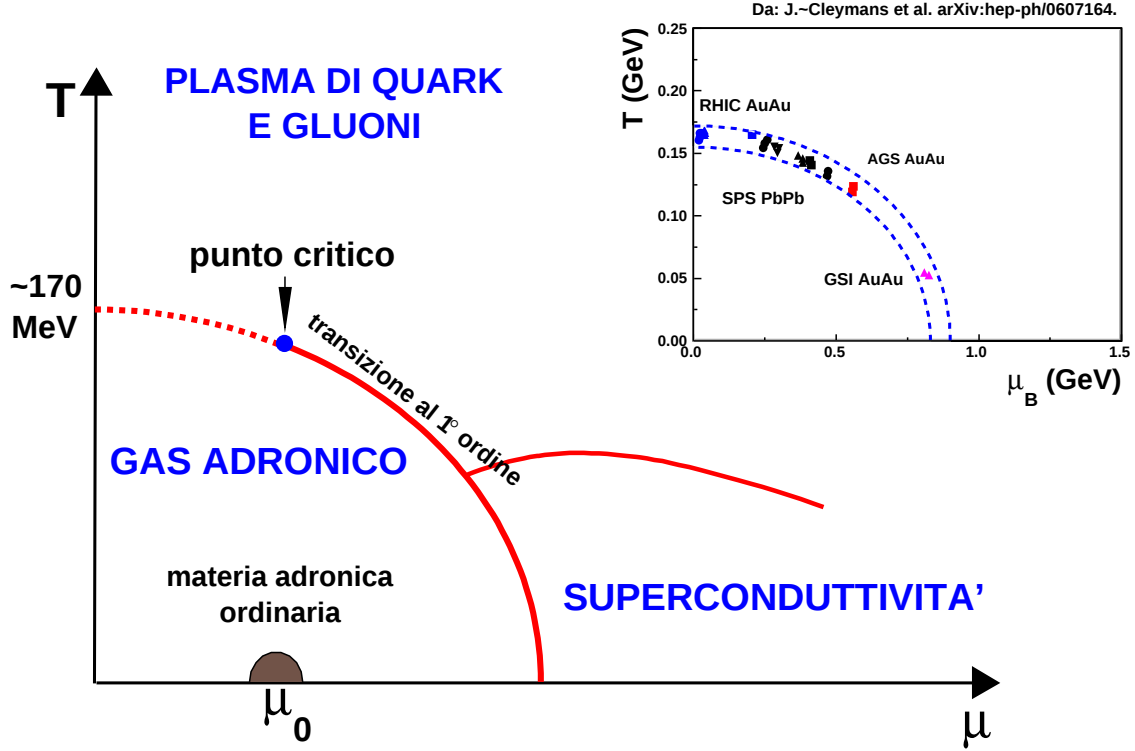


Figura 1.2: Diagramma di fase QCD . Nel grafico sono riportate le varie curve di transizione di fase che separano le regioni in cui la materia si presenta in forme diverse. Tali curve sono riportate nel piano $\mu - T$, in ascissa il potenziale chimico barionico ed in ordinata la temperatura del sistema. Il grafico in alto a destra riporta i punti nel diagramma investigati da diversi esperimenti a diverse energie.

Questo parametro è legato all'energia libera (F_q) di uno stato con un quark libero secondo l'espressione:

$$e^{-\beta F_q} = \langle L(\vec{x}) \rangle. \quad (1.5)$$

Quando, infatti, $L(\vec{x})$ assume un valore nullo per $x \rightarrow \infty$ (a basse temperature) l'energia del quark libero è infinita; al contrario quando la linea di Polyakov assume un valore finito (alte temperature) l'energia del quark diventa finita. Per questo motivo la linea di Polyakov rappresenta un parametro d'ordine confinamento-deconfinamento.

Inoltre se si considera il correlatore $\langle L(0)L^\dagger(\vec{x}) \rangle$ si ottiene per il potenziale d'interazione F_{qq} di una coppia quark-antiquark separati da una distanza x l'espressione seguente:

$$e^{-\beta(F_{qq}-F_0)} = \langle L(0)L^\dagger(\vec{x}) \rangle, \quad (1.6)$$

dove F_0 è l'espressione dell'energia libera in assenza di quark. Anche in questo caso se il potenziale di interazione diverge a grandi distanze (basse temperature) si parlerà di confinamento, in caso contrario stati deconfinati risulteranno permessi.

Parallelamente al fenomeno del deconfinamento esiste una particolare simmetria che gioca un ruolo importante durante questo processo: la simmetria chirale [6].

Simmetria chirale: La simmetria chirale è una particolare simmetria della Lagrangiana QCD. Se si considera l'espressione della componente fermionica della Lagrangiana (Eq. 1.1) ridotta al caso di due soli sapori (u, d) *massless*, essa appare nella forma:

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^2 i \bar{q}_j \not{D} q_j. \quad (1.7)$$

Se introduciamo la notazione $\psi = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}$ la Lagrangiana di interazione si può scrivere in una forma molto più compatta in :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}^T \begin{pmatrix} i\not{D} & 0 \\ 0 & i\not{D} \end{pmatrix} \psi \quad \text{con} \quad \not{D} = \gamma^\mu D_\mu, \quad (1.8)$$

che è invariante sotto trasformazioni SU(2) da cui deriva la conservazione della carica Q^i : cioè l'isospin forte.

A questo punto, avendo preso in considerazione una teoria *massless*, si può vedere che esiste un'altra simmetria che gioca un ruolo importante nella comprensione degli spettri adronici osservati. La simmetria globale che è qui presentata è legata alla legge di trasformazione:

$$\begin{cases} \psi & \longrightarrow \exp(-i\alpha^i \frac{1}{2} \sigma^i \gamma_5) \psi \\ \bar{\psi} & \longrightarrow \bar{\psi} \exp(-i\alpha^i \frac{1}{2} \sigma^i \gamma_5) \end{cases} \quad (1.9)$$

L'indice i assume sempre valori da 1 a 3; inoltre le matrici σ^i sono le matrici di Pauli (generatori di SU(2)).

È semplice osservare come queste trasformazioni lascino invariata la Lagrangiana avvalendosi della regola di commutazione tra le matrici γ_μ che fissa l'anticommutatore $\{\gamma_\mu, \gamma_5\} = 0$. Come è noto ad ogni simmetria globale della Lagrangiana corrisponde una carica conservata che di fatto coincide con il generatore della trasformazione considerata. Chiameremo Q_5^i le cariche conservate in queste trasformazioni.

Combinando le Q^i ottenute nella trasformazione $SU(2) \times U(1)$ con le Q_5^i della trasformazione (1.9) otteniamo dei nuovi generatori definiti nel seguente modo:

$$\begin{cases} Q_L^i = \frac{1}{2}(Q^i - Q_5^i) \\ Q_R^i = \frac{1}{2}(Q^i + Q_5^i) \end{cases} . \quad (1.10)$$

Una proprietà importante di questi nuovi operatori è che si trasformano l'uno nell'altro sotto l'operazione di parità P , da questo deriva il nome di trasformazione chirale. Il nostro gruppo di trasformazioni è ora rappresentato nella forma $SU(2)_L \times SU(2)_R$ che appunto nel limite di 2 sapori *massless* descrive sufficientemente bene il mondo reale.

Facciamo ora l'ipotesi che il vuoto fisico sia invariante sotto trasformazione chirale. Allora devono valere necessariamente le relazioni:

$$Q_R^i|0\rangle = Q_L^i|0\rangle = 0. \quad (1.11)$$

In questo caso non è difficile osservare che ogni multipletto di isospin deve avere un partner degenerare ma con parità opposta. Infatti se consideriamo uno stato $|\psi\rangle$ tale per cui $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$ e $P|\psi\rangle = |\psi\rangle$, allora sfruttando la simmetria chirale, che equivale alla commutatività di $Q_{L,R}^i$ con H , e il fatto che il vuoto è invariante sotto queste trasformazioni, otteniamo un nuovo stato $|\psi'\rangle$ degenerare al precedente ma di parità opposta:

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(Q_R^i - Q_L^i)|\psi\rangle. \quad (1.12)$$

La classificazione degli adroni, invece, smentisce la presenza di partner degeneri in parità; pertanto dobbiamo abbandonare l'assunzione (1.11) e cioè dobbiamo ammettere che vi sia in natura una rottura spontanea di questa simmetria, pur conservando un hamiltoniano simmetrico rispetto alla trasformazione chirale ($[H, P] = 0$). Siamo allora costretti a mantenere come unica simmetria sul vuoto quella di $SU(2)$ legata all'isospin:

$$Q_5^i|0\rangle \neq 0 \quad Q^i|0\rangle = 0 . \quad (1.13)$$

La conseguenza più importante della rottura della simmetria chirale è legata al particolare valore di massa del pione. Infatti se vi è rottura spontanea di simmetria esiste per il teorema di Goldstone un bosone *massless* per ogni generatore che non lascia il vuoto invariante. Poiché il pione presenta una massa (~ 140 MeV) che, anche se non nulla, è largamente inferiore alle masse adroniche più diffuse (~ 1 GeV), si presenta come candidato ideale a ricoprire il ruolo di bosone di Goldstone. Il valore non nullo della massa può essere attribuito ad una esplicita rottura della simmetria nella lagrangiana nei termini

di massa. La rottura esplicita della simmetria è compatibile con quanto detto fino ad ora nell'ipotesi che i valori delle masse dei quark siano molto inferiori alla scala QCD ($m_q \ll \Lambda_{QCD}$). In questo modo lo spettro adronico delle masse dei mesoni ($\pi, \sigma, \rho, \dots$) è spiegabile attraverso il meccanismo della rottura spontanea della simmetria [6].

Attraverso questo meccanismo il valore di aspettazione nel vuoto della coppia quark–antiquark non è più nullo in forza dell'Eq. 1.13. Questa grandezza prende il nome di condensato chirale e rappresenta il parametro d'ordine per la transizione di fase che porta al ripristino della simmetria chirale. Infatti, quando la simmetria si rompe (a basse temperature) assume un valore diverso da zero:

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle \neq 0. \quad (1.14)$$

1.3.3 I risultati su reticolo

Dopo aver descritto nel dettaglio i parametri che descrivono la transizione di fase in QCD , riportiamo i risultati da reticolo che ne descrivono la dinamica.

In Fig. 1.3 sono riportati sinteticamente gli andamenti previsti per la linea di Polyakov e il condensato chirale. Nelle ascisse è riportata la grandezza $\beta = \frac{6}{g^2}$ [7] che è proporzionale alla temperatura del sistema.

I risultati mostrati sono stati ottenuti [7] per valori delle masse dei quark di $m_q/T \sim 0.08$. L'effetto delle masse dei quark sulla transizione è analogo a quello prodotto su un sistema ferromagnetico di spin con l'introduzione di un debole campo magnetico esterno.

Come si può osservare le temperature critiche per le due diverse transizioni di fase (deconfinamento e simmetria chirale) sono “accidentalmente” le stesse.

Che questi due processi siano previsti alla stessa temperatura è molto singolare e di fatto rende difficile la possibilità di osservare segnali diretti di ripristino della chiralità nello spettro dei mesoni, essendo lo stato della materia deconfinato alla stessa temperatura.

Calcoli su reticolo hanno anche esplorato il comportamento del potenziale d'interazione quark–antiquark in funzione della temperatura. Risultati recenti sono riportati in Fig. 1.4 [8].

Come si può facilmente osservare il potenziale diverge in prossimità delle distanze dell'ordine delle dimensioni adroniche per temperature inferiori a una temperatura critica $T_c \sim 170$ MeV (confinamento). Al di sopra di questa temperatura il potenziale che lega i partoni tende a zero a brevi distanze permettendo la separazione dei partoni oltre le dimensioni degli adroni (deconfinamento).

Esistono quindi forti motivazioni dal punto di vista teorico per attendere un passaggio

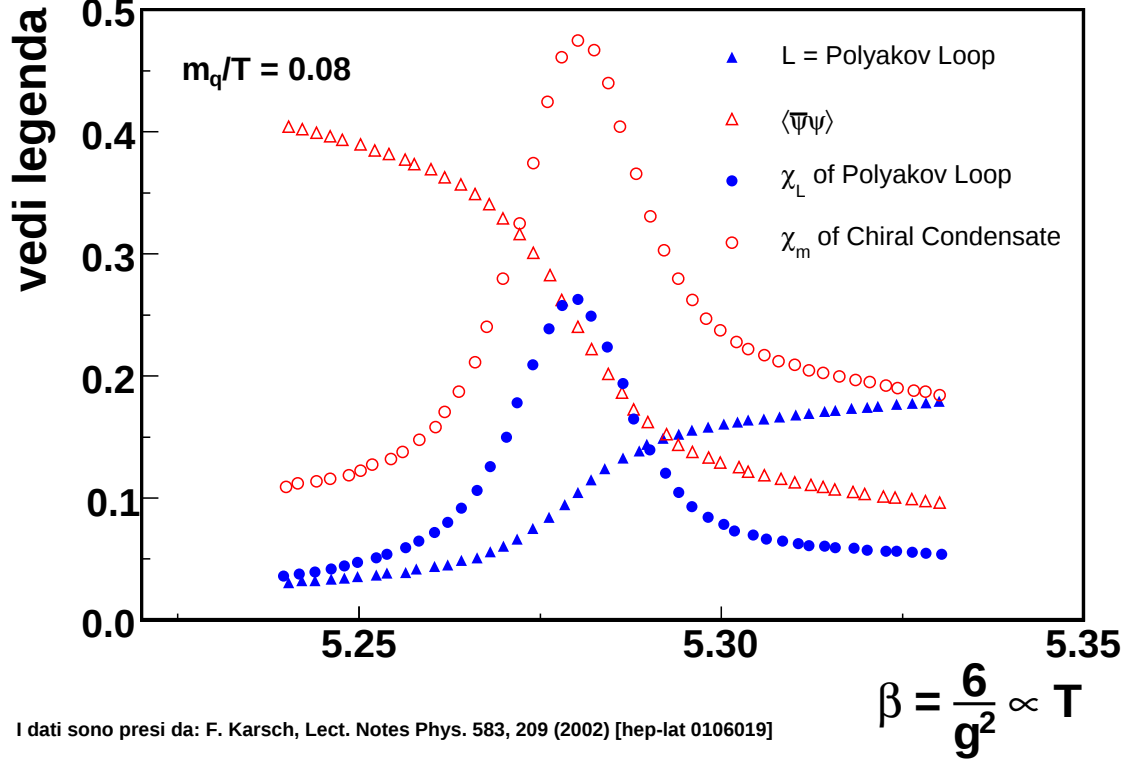
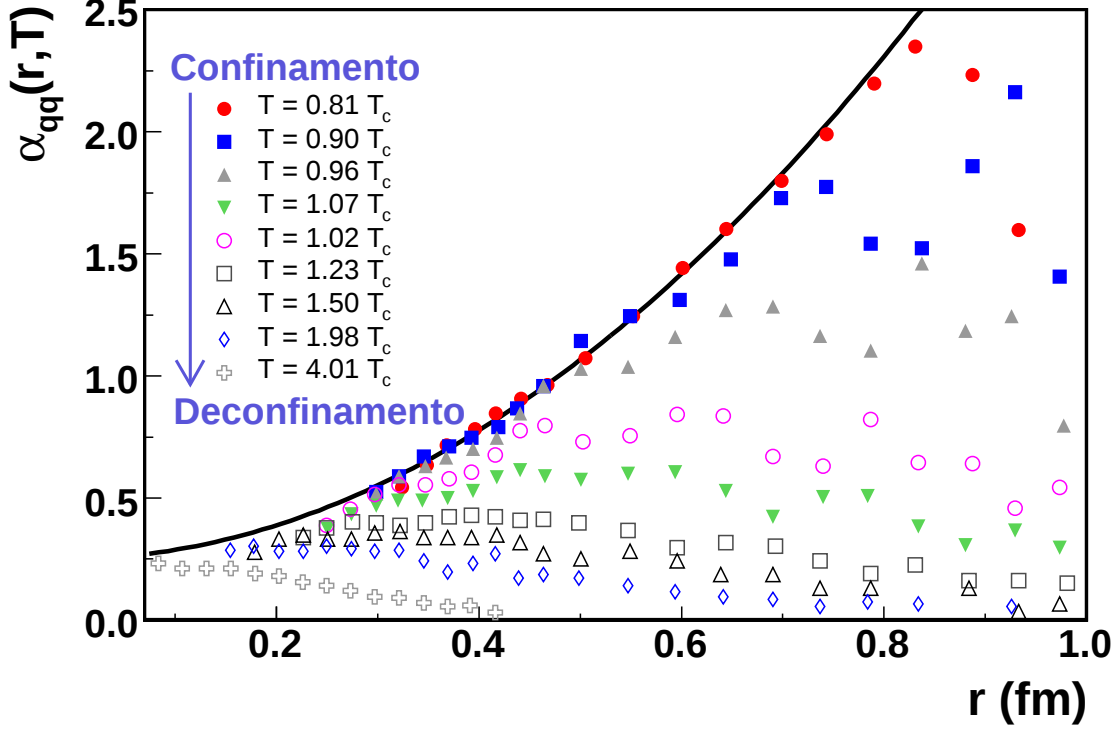


Figura 1.3: Grafico riassuntivo della transizione di fase attraverso i due parametri d'ordine descritti nel testo: la linea di Polyakov e il condensato chirale [7]. Anche gli andamenti delle suscettività ($\chi_L = V \cdot (\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2)$), dove V è il volume del sistema, e $\chi_m = \frac{\partial}{\partial m_q} \langle \bar{\psi}\psi \rangle$) sono mostrati nel grafico.

di stato nella materia ad una temperatura dell'ordine dei 200 MeV. In questo passaggio la materia deve mutare (più o meno bruscamente) le sue proprietà, in particolare quello che appare rilevante è il fatto che i gradi di libertà del nuovo sistema considerato siano i partoni e non più gli adroni. Pertanto per concludere questa sezione è utile osservare l'andamento della densità di energia in funzione della temperatura. L'equazione di stato nel caso di un gas perfetto di particelle non massive è proporzionale al numero di gradi di libertà del sistema; numero che dovrebbe crescere notevolmente nel passaggio confinamento–deconfinamento. Di conseguenza quello che è lecito aspettarsi è un rapido incremento della densità di energia al crescere della temperatura.

In Fig. 1.5 sono mostrati i risultati ottenuti mediante calcoli su reticolo.



I dati sono presi da: O.Kaczmarek and F.Zantow, Phys. Rev. D 71 (2005) 114510

Figura 1.4: Andamento dell'accoppiamento forte con la distanza per sistemi a diverse temperature. I risultati sono stati ottenuti mediante simulazioni su reticolo [8] e confermano la predizione di una transizione di fase a $T_c \sim 200$ MeV.

Come si può osservare in prossimità della temperatura critica si ha un rapido incremento della grandezza ϵ/T^4 che satura ad alte temperature. I risultati sono presentati nei casi di 2, 3 e 2 + 1 fermioni ed inoltre sono indicate le regioni accessibili da diversi esperimenti. Il fatto comunque che ad alte temperatura l'andamento saturi al di sotto del limite di Stephen–Boltzmann per un gas ideale (riportato in figura) è spiegabile con l'osservazione che la fase in esame è solo parzialmente assimilabile ad un gas perfetto.

1.4 Collisioni Nucleo–Nucleo

Nei paragrafi precedenti sono state mostrate, seppur brevemente, le motivazioni teoriche che portano alla previsione della fase deconfinata o *QGP*. Con questo paragrafo si intende

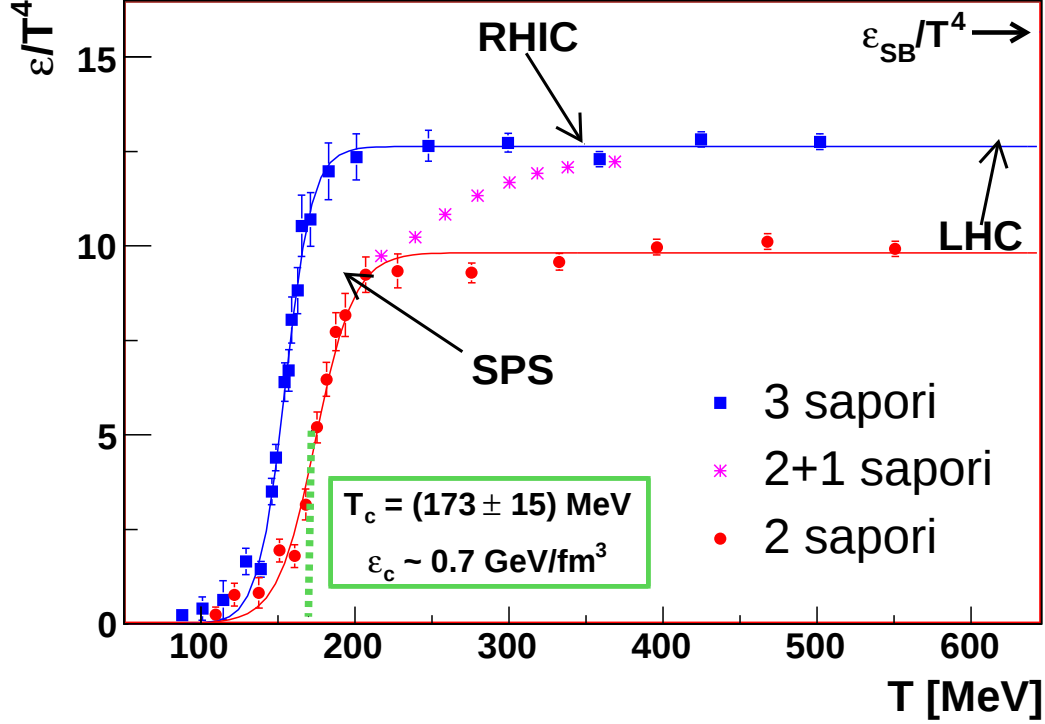


Figura 1.5: Predizioni su reticolo del passaggio di stato. Il grafico mostra il brusco incremento del numero di gradi di libertà del sistema in prossimità della temperatura critica. Inoltre, sono riportati i punti investigati alle diverse energie del SPS, RHIC e LHC.

introdurre lo scenario sperimentale in cui è possibile la verifica di quanto atteso.

Come già accennato nella Sez. 1.3 le condizioni ottimali per effettuare uno studio del *QGP* in laboratorio sono rappresentate dalle interazioni ad alte energie di nuclei pesanti. La presenza, infatti, di un grande numero di nucleoni, quindi di un elevato numero di collisioni binarie in un singolo evento, fornisce la condizione ideale per la creazione di un mezzo termicamente equilibrato a patto che le energie messe a disposizione nelle collisioni siano sufficientemente elevate.

In Fig. 1.6 è riportato uno schema sintetico della evoluzione temporale di un sistema originato da una collisione nucleo–nucleo nell’ipotesi della formazione del *QGP*.

Prima della collisione i due nuclei ultrarelativistici sono rappresentabili come due dischi di spessore molto piccolo per la contrazione Lorentziana delle distanze. Nei primissimi

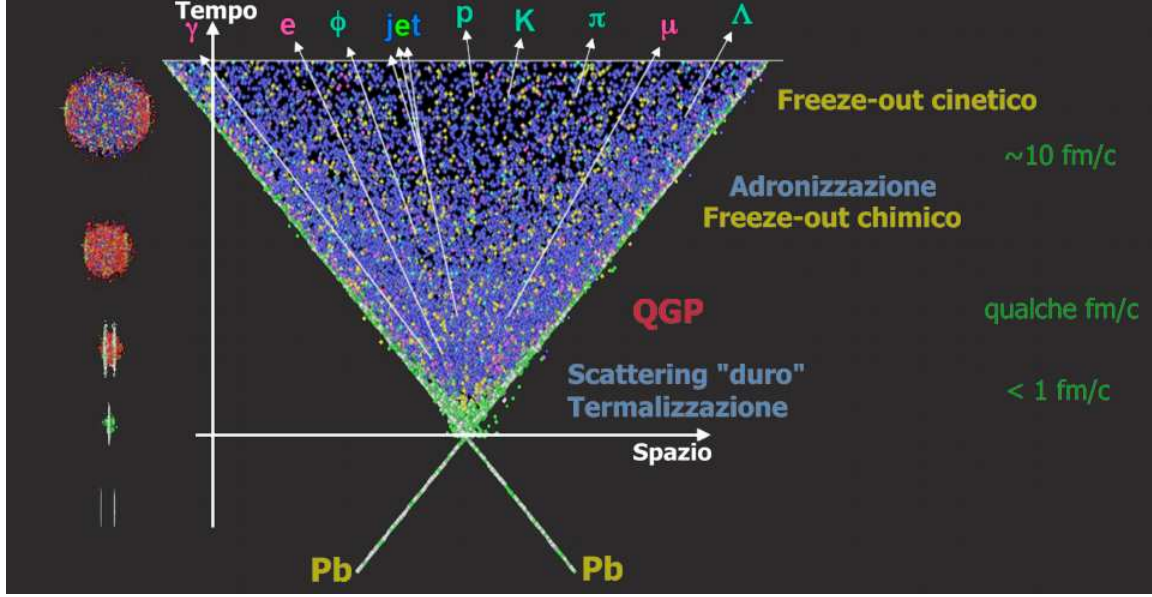


Figura 1.6: Evoluzione di una collisione $Pb + Pb$ ad alte energie nel centro di massa. In ascissa è riportata la propagazione spaziale dei prodotti e in ordinata l'evoluzione temporale. A fianco alcune note circa le fasi principali del processo.

istanti ($\sim \text{fm}/c$) dell'impatto si hanno migliaia di collisioni binarie tra i partoni dei diversi nucleoni che producono densità partoniche elevate ($\epsilon = \text{densità di energia}$) che si equilibrano in tempi molto brevi ($\tau_0^{QGP} \sim \text{fm}$) formando il QGP . Nelle collisioni iniziali si creano inoltre segnali ad alto p_T , ossia particelle e *jet*, in particolare, con impulsi molto superiori agli impulsi medi delle particelle del plasma. Tali particelle/*jet* rappresentano un segnale “esterno” al QGP e possono fungere da sonde per investigarne le proprietà. Altri tipi di segnali che non partecipano alla dinamica del QGP possono essere prodotti nella fase iniziale, come fotoni (γ) e leptoni che non hanno carica di colore.

Questi osservabili, prodotti negli stadi iniziali della collisione, ricoprono - come si mostrerà in seguito - ruoli importanti nella caratterizzazione del QGP .

Il mezzo formato al raggiungimento dell'equilibrio termico si espande poi nel vuoto sotto la spinta di una forte pressione. In tal modo il QGP si raffredda fino al raggiungimento della temperatura critica al di sotto della quale cambia di stato e adronizza. Tale momento è normalmente chiamato *freeze-out* chimico e corrisponde all'istante in cui vengono fissati i rapporti “chimici” tra le particelle. Il tempo impiegato per il raggiungimento del *freeze-out* è il tempo di vita stesso del QGP (τ_{QGP}).

Tabella 1.1: Parametri dell'evoluzione del QGP per diversi valori di $\sqrt{s_{NN}}$

Parametri di diversi esperimenti	SPS	RHIC	LHC
Collisioni	$Pb + Pb$	$Au + Au$	$Pb + Pb$
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	17	200	5500
τ_0^{QGP} [fm/c]	1	0.2	0.1
ϵ [GeV/fm ³]	3	25	200
τ_{QGP} [fm/c]	≤ 2	$2 - 4$	≥ 10
τ_{fo} [fm/c]	10	$20 - 30$	$30 - 40$

L'ultima fase dell'espansione è invece caratterizzata da urti elastici tra i diversi prodotti mentre urti anelastici non sono più permessi. Di conseguenza i rapporti chimici sono fissati mentre le distribuzioni in impulso continuano a variare. Quando quest'ultimo processo termina si parla di *freeze-out* cinematico (τ_{fo}). La temperatura del sistema in questa fase è misurabile attraverso le distribuzioni in impulso delle particelle prodotte in quanto da questo istante in poi non variano più.

In Tab. 1.1 sono riportati i valori dei parametri che descrivono l'espansione calcolati per diversi valori delle energie nel centro di massa in riferimento ai più recenti esperimenti AA (ossia di collisioni nucleo–nucleo).

Per quanto riguarda i primissimi istanti della collisione occorre osservare che un effetto nucleare fortemente previsto è il cosiddetto condensato di colore (*Color Glass Condensate*). Tale meccanismo consiste nella saturazione delle densità partoniche (a piccoli valori di $x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}}$) nei nuclei nei regimi dove queste diventano così grandi da produrre effetti di ricombinazione.

La presenza di questo effetto influisce direttamente su osservabili, come ad esempio la molteplicità di particelle prodotte, e determina la condizione iniziale per la formazione del QGP . Senza entrare nel dettaglio della descrizione di questo fenomeno rimandiamo ai diversi lavori sull'argomento [9] che mostrano anche l'ottimo accordo del modello con i dati più recenti provenienti da RHIC (esperimento PHOBOS).

1.5 Segnali sperimentali previsti per il QGP

Nella descrizione della dinamica di una collisione nucleo–nucleo ad alte energie, dove il QGP può essere prodotto e investigato, va notato che le particelle che saranno osserva-

te, in particolare attraverso il rivelatore ALICE, sono quelle ordinarie (pioni, protoni, kaoni, leptoni, fotoni, ...). Lo scopo di questa sezione è allora quello di identificare quali sono i segnali caratteristici che indicano la formazione del QGP e che ne danno una caratterizzazione il più univoca possibile.

Successivamente saranno presentati i risultati più recenti ottenuti a RHIC, focalizzando in particolare sui segnali ad alto impulso trasverso (p_T) e su alcune proprietà collettive osservate (flusso ellittico) che quindi non verranno trattati in questa sezione.

1.5.1 Segnali Chimici

Questi segnali si riferiscono alle informazioni che sono ricavabili dallo spettro delle particelle prodotte, in particolare dai rapporti tra particelle di diversa natura.

Come descritto nella Sez. 1.4 la composizione delle particelle viene fissata in un momento preciso nella fase di espansione del mezzo prodotto e corrisponde a ciò che è stato chiamato *freeze-out* chimico.

Se, infatti, lo scenario che si osserva è quello descritto, i rapporti tra le diverse particelle devono seguire un modello statistico dipendente esclusivamente dai potenziali chimici nella fase deconfinata e dalla temperatura di *freeze-out* chimico.

1.5.2 Segnali Cinematici

Lo stesso ragionamento che è stato svolto per quanto riguarda la composizione chimica delle particelle può essere traslato alle distribuzioni cinematiche dei prodotti.

Infatti, un sistema termico di particelle segue una distribuzione in energia (nel nostro caso di impulso) che, almeno a medi/bassi p_T , segue una distribuzione di Boltzmann.

Sebbene il congelamento del sistema dal punto di vista cinematico avviene in un momento successivo rispetto a quello chimico, le temperature di *freeze-out* chimico e cinematico non dovrebbero essere troppo diverse.

1.5.3 Aumento della stranezza e produzione del mesone Φ

Storicamente uno dei primi segnali collegati alla possibile osservazione del QGP è stato l'aumento della stranezza nei prodotti della collisione di ioni pesanti. Tale segnale consisterebbe nell'osservazione di un aumento, nei prodotti della collisione, di adroni contenenti uno o più quark (antiquark) $s(\bar{s})$.

Questa considerazione è giustificata dall'ipotesi che, nel caso della formazione del QGP, la produzione di quark s non avvenga solo nei primi istanti della collisione ma

anche all'interno del QGP stesso attraverso meccanismi di fusione di gluoni, produzione favorita dal fatto che i quark u e d sono già abbondantemente presenti nella fase iniziale del QGP e, essendo fermioni, tendono a impedire la formazione di altri stati identici per il principio di Pauli.

A questo va aggiunto che la soglia di produzione del quark s all'interno del mezzo deconfinato dovrebbe essere dello stesso ordine di grandezza della temperatura ($2m_s \sim 300$ MeV e $T_c \sim 200$ MeV) e pertanto la loro produzione sarebbe favorita dalla dinamica del sistema.

Tale incremento risulterebbe facilmente osservabile dal rapporto di particelle, per esempio pioni/kaoni.

Ancora più significativa risulterebbe la produzione di adroni a più alto contenuto di quark s come il mesone $\Phi(s\bar{s})$ o i barioni $\Xi(sq\bar{q})$ e $\Omega(sss)$ che sarebbero difficilmente prodotti e che invece, in un mezzo deconfinato, sarebbero facilitati da meccanismi di ricombinazione (coalescenza) nella fase di *freeze-out* chimico del sistema.

1.5.4 Soppressione della J/ψ

Dopo aver osservato che la produzione del quark s è fortemente favorita in uno scenario in cui si formi il QGP , passiamo a considerare il comportamento degli adroni contenenti quark più pesanti.

Tali particelle costituiscono un segnale di tipo diverso rispetto agli adroni strani in quanto l'elevata massività dei quark c , ma anche b , fa sì che questi possano essere prodotti solo nella fase iniziale della collisione e che quindi siano presenti nel QGP senza però influenzarne la dinamica (il loro numero è fissato prima della formazione del QGP) come invece avviene per i quark s .

A questa considerazione va aggiunto che se i quark pesanti sono prodotti nei primi istanti della collisione, lo sono in coppie $c - \bar{c}$, $b - \bar{b}$ e quindi si possono produrre stati legati $Q\bar{Q}$ oltre a stati $Q\bar{q}$, $q\bar{Q}$ (dove con Q sono indicati i quark pesanti c e b mentre con q quelli leggeri u, d, s).

La domanda cui ci interessa rispondere in questo paragrafo è quale sia l'influenza del QGP su questi possibili stati. Infatti il potenziale di legame tra la coppia di quark potrebbe diminuire fortemente a seguito di effetti di schermaggio di colore (*color screening*) e in funzione della temperatura del mezzo si dovrebbe osservare la soppressione di stati legati come per esempio la J/ψ ($c\bar{c}$).

In Fig. 1.7 sono riportati i risultati ottenuti al SPS del CERN dalla collaborazione NA50 [1]. Come si può osservare la produzione della J/ψ è fortemente soppressa rispetto

alle attese teoriche per collisioni nucleo–nucleo ad alte centralità, o come riportato nel grafico ad alte densità di energia. In ordinata compare infatti il rapporto tra il numero di J/ψ misurate e quello atteso.

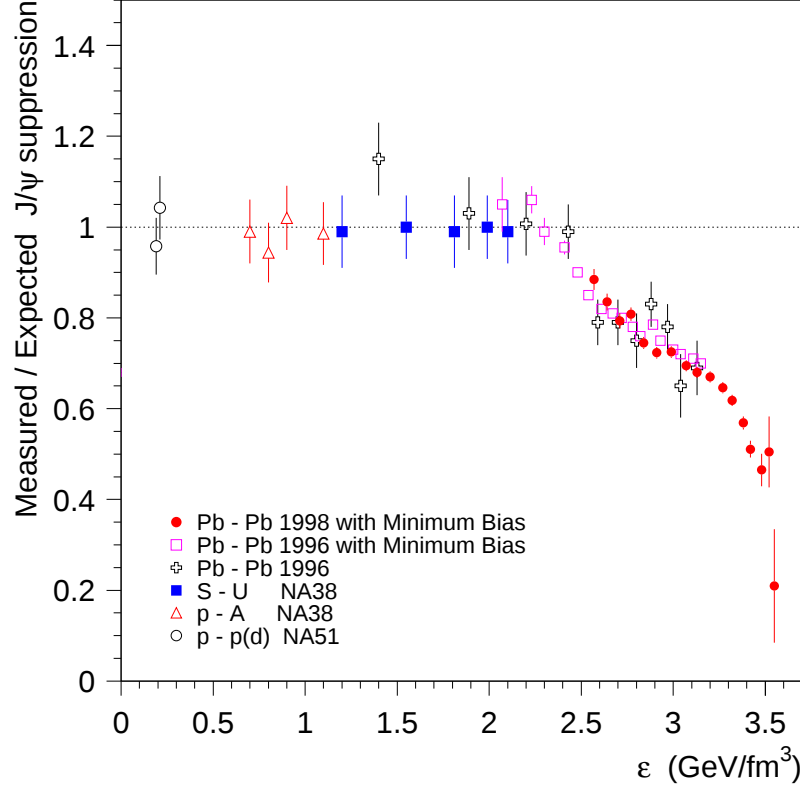


Figura 1.7: Soppressione della J/Ψ osservata al SPS del CERN in funzione delle densità di energie raggiunte in collisioni $Pb+Pb$. In ordinata è riportato il rapporto tra il numero di J/ψ misurato e quello previsto [1].

La figura appena mostrata rappresenta uno dei primi segnali che storicamente hanno dato una indicazione positiva circa la creazione del QGP. Occorre comunque notare che tali risultati sono stati riprodotti da diversi modelli tra i quali alcuni costruiti nell'ipotesi del QGP, altri ipotizzando la formazione di un gas di adroni [10].

Per questo motivo i segnali attesi dal collisionatore RHIC di Brookhaven sono di grandissimo interesse perché dovrebbero essere in grado di discriminare, attraverso questo osservabile, tra i due scenari. Infatti, la soppressione della J/ψ alle energie di RHIC

($\sqrt{s_{NN}^{max}} = 200$ GeV) dovrebbe essere ancora più intensa nel caso della formazione del QGP [11, 12, 13].

Ovviamente la J/ψ non è l'unico stato legato $c\bar{c}$, sebbene sia quello dominante. In Fig. 1.8 [14] sono riportati i comportamenti di diversi stati $c\bar{c}$ soppressi a diverse temperature del sistema. Nel dettaglio sono riportati risultati ottenuti su reticolo e per ogni particella il raggio di schermatura sotto il quale lo stato legato non sussiste più.

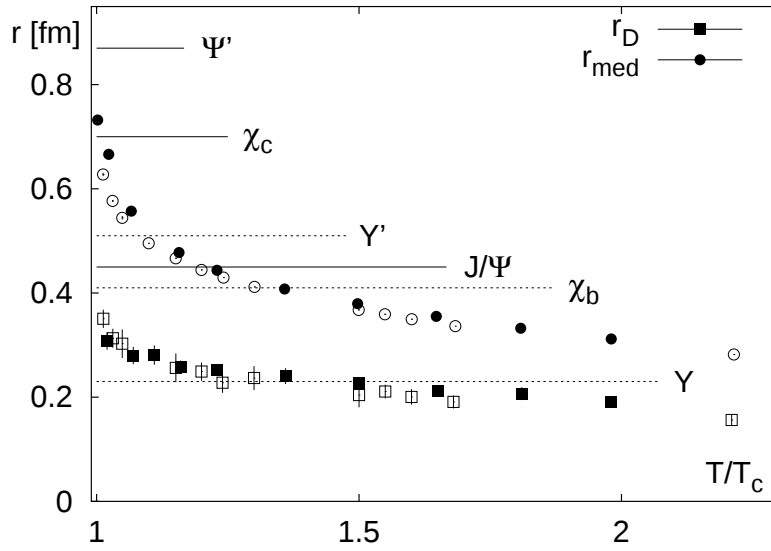


Figura 1.8: Raggio di schermaggio nel QGP al variare della temperatura [14]. Nel grafico sono anche riportati i valori del raggio al di sotto dei quali determinati stati legati $Q\bar{Q}$ si separano.

In Fig. 1.9 sono riportati i risultati di RHIC per la produzione della J/ψ . In particolare sono riportati i rapporti R_{AA} tra i numeri di J/ψ prodotte in collisioni $Au + Au$ e pp , normalizzati con il numero di collisioni binarie previste dal modello di Glauber [15] per ogni classe di centralità.

A sinistra, nella Fig. 1.9, si può osservare il comportamento di tale rapporto per regioni diverse di rapidità, e a destra lo stesso comportamento al variare del numero di nucleoni partecipanti alla collisione e quindi al variare della centralità dell'urto.

Sebbene la soppressione della J/ψ sia tale da escludere lo scenario in cui il riassorbimento di questo stato avvenga in un gas adronico [12, 13], esistono alcuni punti problematici come è stato osservato in [11]. La prima caratteristica inattesa che si evince dal grafico di sinistra di Fig. 1.9 è che la soppressione è maggiore per rapidità non nulle.

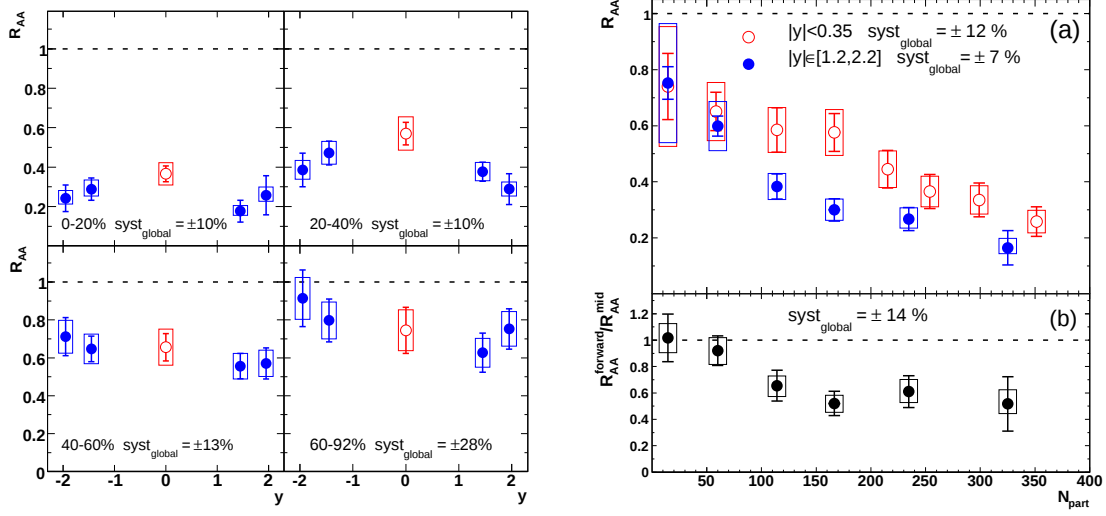


Figura 1.9: Indicazione di soppressione della J/ψ in collisioni $Au + Au$ a RHIC in funzione della pseudorapidità (sinistra) o del numero di nucleoni partecipanti (destra) [11]. Il rapporto R_{AA} è definito nel testo.

Tale comportamento è in discrepanza con quanto previsto poiché l'influenza del mezzo deconfinato dovrebbe essere maggiore nella regione centrale di rapidità.

La seconda osservazione riguarda l'intensità della soppressione che risulta comunque più debole di quanto atteso. Quest'ultimo effetto potrebbe essere spiegato dalla presenza di un meccanismo di ricombinazione (come già accennato per gli stati legati $s\bar{s}$) che in un qualche modo è proporzionale al numero di quark pesanti nel QGP. Per questa ragione l'incremento dell'energia nel centro di massa e il conseguente incremento del numero di quark pesanti prodotti dovrebbero favorire quest'ultimo effetto, rendendo da un lato più complicata una previsione circa quello che si potrà osservare a LHC ma dall'altro possibile lo studio di effetti su stati legati $b\bar{b}$.

1.5.5 Segnali elettromagnetici

Lo scopo di questo paragrafo è quello di esporre per brevi cenni le potenzialità di un'analisi dei segnali elettromagnetici per l'indagine del QGP. Qualora si ricercasse una trattazione esaustiva, si rimanda a [16].

I segnali elettromagnetici, fotoni(γ) e leptoni(l), costituiscono una sonda particolarmente significativa nello studio della dinamica del QGP nei primissimi istanti della sua formazione.

L'accoppiamento elettromagnetico α_{EM} è molto minore di quello forte α_s e pertanto per questo tipo di particelle il QGP si presenta, al loro passaggio, come un mezzo trasparente. La produzione di fotoni diretti osservata a RHIC (PHENIX) conferma questa osservazione mostrando un ottimo accordo degli spettri ad alto p_T con le predizioni della QCD perturbativa al secondo ordine (*next-to-leading order*, NLO) [17]. Inoltre, come sarà mostrato in seguito (Par. 1.6.4), i fotoni diretti non mostrano alcuna soppressione in collisioni centrali AA come invece accade ai segnali adronici (per esempio π^0).

Vanno però indicati alcuni aspetti che rendono problematico lo studio di questi segnali. In particolare la separazione dei segnali elettromagnetici diretti da quelli di fondo derivanti da processi successivi (decadimenti Dalitz, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) può costituire una sfida difficile.

Ad ogni modo questi segnali permetterebbero di investigare proprietà difficilmente accessibili in altro modo come:

- ripristino della simmetria chirale attraverso gli spettri dei vettori mesoni ($\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$) che decadono all'interno del mezzo nel canale leptonico (come descritto al Par. 1.3.2, pag. 13);
- caratteristiche dei primi istanti dell'evoluzione, attraverso fotoni termici prodotti dal QGP ;
- correlazioni γ -*jet* adronici.

1.6 Caratterizzazione del QGP a RHIC

In questa ultima sezione saranno mostrati i risultati più recenti provenienti da RHIC che attualmente costituiscono il riferimento da cui partire per i nuovi studi a LHC.

Saranno mostrati i risultati che maggiormente danno una caratterizzazione della materia deconfinata osservata e in particolare quei segnali che interessano questo lavoro di tesi.

1.6.1 Flusso ellittico

Il primo segnale da cui si è scelto di partire riguarda la presenza di moti collettivi nella dinamica delle collisioni di ioni pesanti indicati dalle distribuzioni dei prodotti finali evento-per-evento.

Questo tipo di moto prende il nome di flusso ellittico (*elliptic flow*) per il tipo di comportamento che induce nelle distribuzioni finali e che è stato osservato per la prima volta a RHIC.

In Fig. 1.10 è riportato uno schema rappresentativo di una collisione di ioni pesanti che ci permette di definire alcune grandezze che saranno richiamate in seguito.

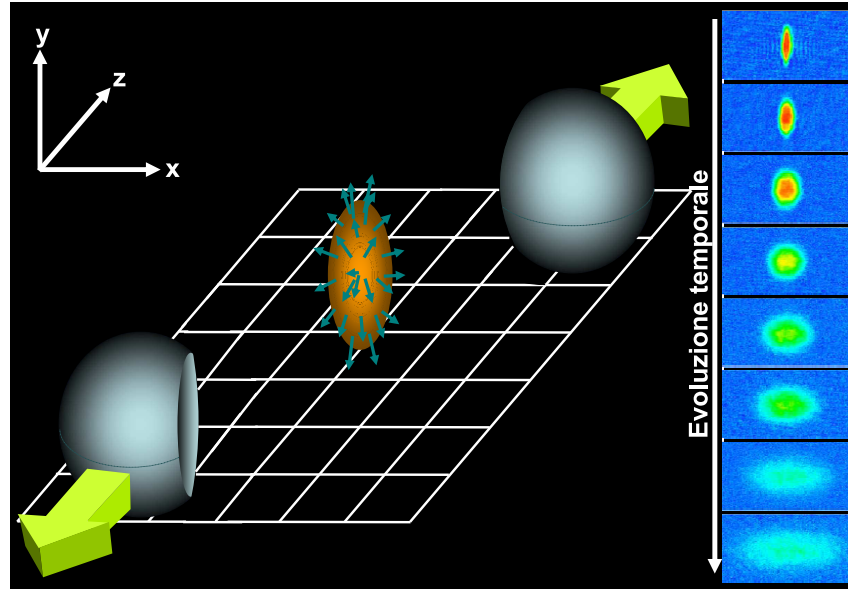


Figura 1.10: Schematizzazione di una collisione AA periferica risultante in una asimmetria della regione di sovrapposizione dei due nuclei la cui evoluzione può dare origine ad un flusso ellittico (vedere testo) dei prodotti.

La collisione tra due nuclei pesanti è qui rappresentata dallo scontro di due elementi sferici di volume. La collisione in generale non è necessariamente frontale ma avviene con un certo parametro di impatto b che costituisce la distanza tra i due centri dei nuclei sul piano trasverso (piano xy) alla direzione del fascio (asse z). Questo parametro determina di fatto il numero di nucleoni partecipanti alla collisione e permette di classificare i diversi tipi di eventi in diverse classi di centralità. Normalmente questo parametro non può essere misurato direttamente poiché è dell'ordine di qualche fermi. Per avere allora una stima della centralità si utilizzano variabili collegate come la molteplicità di particelle prodotte e, se si dispone di un calorimetro in avanti, il numero di nucleoni spettatori nella collisione. Questa ultima grandezza è semplicemente definita come il numero di nucleoni (protoni e neutroni) che continuano a propagarsi lungo l'asse del fascio senza aver ceduto energia

nella collisione. Per differenza quindi si può ricavare il numero di nucleoni che hanno partecipato (N_{part}).

Quello che ci interessa osservare più nello specifico in questo paragrafo è il fatto che la regione all'interno della quale i nucleoni interagiscono presenta (per $b \neq 0$) una chiara asimmetria di forma assimilabile, in prima approssimazione, ad un ellissoide.

Sotto certe condizioni tale asimmetria iniziale nel sistema delle coordinate può dare origine a una asimmetria nella distribuzione degli impulsi finali come è mostrato nella parte destra della Fig. 1.10 dove è riportata un'analogia con un sistema super-raffreddato di atomi di Litio [18] in libera espansione.

Le condizioni che permetterebbero questo effetto, già osservato a RHIC, discriminano nel caso del *QGP* tra diversi possibili scenari.

In Fig. 1.11 è riportato uno schema di quello che accade in una collisione nucleo-nucleo. L'interazione nelle sue fasi iniziali può essere vista nel piano trasverso come la sovrapposizione di collisioni indipendenti nucleone-nucleone nella regione di sovrapposizione dei due nuclei. Nel caso di urti centrali ($b = \text{pochi fm}$) il numero stimato nel modello di Glauber [15] può arrivare a qualche migliaio.

L'indipendenza delle singole collisioni è un'assunzione legittima per via della proprietà di libertà asintotica dei partoni nei nucleoni (che porta al modello a partoni per l'interazione). Nel caso qui illustrato significa che le direzioni dei partoni prodotti inizialmente nell'interazione sono assolutamente casuali e porterebbero a una distribuzione di particelle piatta rispetto all'angolo azimutale. In questo caso, Fig. 1.11a, non si osserverebbe nessuna asimmetria nelle distribuzioni di impulso sebbene la regione di interazione sia fortemente asimmetrica.

Il caso mostrato in Fig. 1.11b, invece, è molto diverso.

Sebbene il meccanismo iniziale di interazione preveda una produzione con direzione casuale delle particelle, se le densità di prodotti sono sufficientemente elevate si può creare un sistema in cui i prodotti interagiscono fortemente fra di loro. L'intensità dell'interazione può portare a un veloce raggiungimento di un equilibrio termico in cui però, a causa della asimmetria iniziale, esistono diversi gradienti di pressione rispetto alle due direzioni x' (direzione data da $\vec{b}$) e y' (direzione nel piano trasverso ortogonale a $\vec{b}$). In particolare (come osservabile già in Fig. 1.11, parte destra), si osserveranno una spinta e una pressione maggiori lungo l'asse minore, tali da portare ad una distribuzione finale di particelle più popolata lungo quella direzione.

Tale comportamento descrive quello che avviene nel caso si tratti di un fluido ideale a viscosità quasi nulla, altrimenti l'anisotropia sarebbe riassorbita dagli scambi di impulso tra i vari strati. Le proprietà della viscosità sono molto importanti per comprendere il

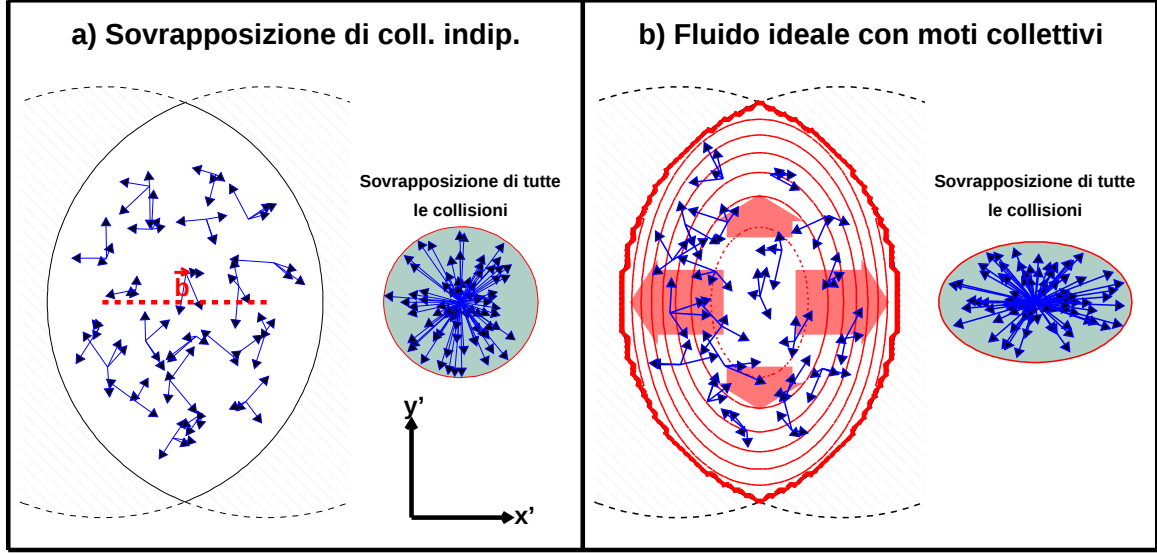


Figura 1.11: Rappresentazione di due possibili scenari di collisioni AA in cui la produzione di particelle risulta piatta rispetto all'angolo azimutale (sinistra) oppure ammette una direzione privilegiata (destra) a seguito di moti collettivi.

tipo di mezzo che si stà osservando in quanto valori di viscosità molto bassi sono previsti nel caso di un fluido fortemente interagente.

Calcoli dettagliati nel caso di un plasma elettro-magnetico hanno mostrato [19] che la viscosità del mezzo (*shear viscosity*) ha un minimo per grandi valori dell'intensità dell'interazione tra le particelle. In particolare, è definita la quantità:

$$\Gamma = \frac{\langle P.E. \rangle}{\langle K.E. \rangle}, \quad (1.15)$$

dove $\langle P.E. \rangle$ è il valore medio dell'energia potenziale di interazione tra le particelle e $\langle K.E. \rangle$ il valor medio dell'energia cinetica. Per $\Gamma \ll 1$ il comportamento è tipo gas, cioè debolmente accoppiato. In questo caso il valore della viscosità è molto alto e si discosta dal caso di fluido ideale. Al contrario per $\Gamma \gg 1$ il comportamento è tipo liquido e la viscosità tende d un valore minimo ($\Gamma = 10$) per poi risalire per valori molto grandi di Γ dove il mezzo si avvicina ad una struttura tipo solido [19], come mostrato in Fig. 1.12.

Per questo motivo nella letteratura si può trovare la dicitura *sQGP* (*strong QGP*) per indicare la forte interazione che sussiste tra i costituenti del mezzo.

In Fig. 1.13 sono riportati i risultati ottenuti a RHIC dagli esperimenti STAR e PHENIX [20] per il coefficiente di anisotropia ellittica ν_2 .

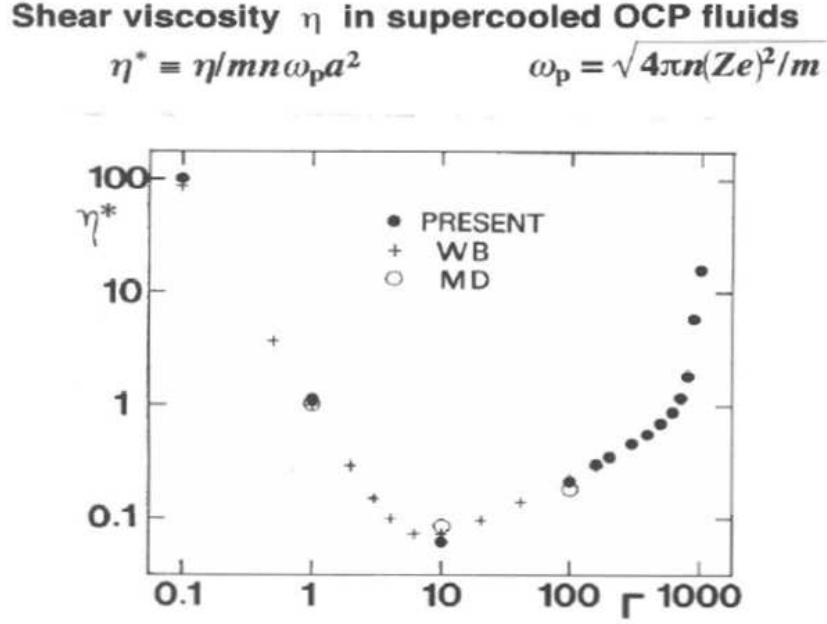


Figura 1.12: Andamento della viscosità (*shear viscosity*) in funzione di Γ per un fluido super-raffreddato OCP (*one-component plasma*) [19].

Per definire il coefficiente ν_2 occorre considerare l'espansione di Fourier della distribuzione degli impulsi dei prodotti della collisione. Assumendo che in tale decomposizione sopravvivano solo i termini pari, il coefficiente ν_2 rappresenta il contributo del secondo termine dell'espansione che descrive l'anisotropia (di tipo ellittico) al prim'ordine dopo aver estratto il fattore di normalizzazione $\nu_0/2$.

L'espressione per l'espansione di Fourier è riportata di seguito:

$$\frac{d^2n}{p_T dp_T d\phi} \propto \left(1 + \sum_{n/2=1}^{\infty} 2\nu_n \cos[n(\phi - \Psi_R)] \right), \quad (1.16)$$

dove Ψ_R è l'angolo del piano di reazione formato dalla direzione del parametro d'impatto e l'asse x nel sistema di laboratorio, ϕ l'angolo azimutale e p_T l'impulso trasverso delle particelle prodotte.

I risultati riportati in Fig. 1.13 mostrano chiaramente un effetto di anisotropia derivante da moti collettivi visibile in un largo intervallo di p_T e per diverse specie di particelle. Inoltre le curve sovrapposte ai dati sperimentali mostrano l'ottimo accordo delle previsioni di modelli idrodinamici con l'osservazione a $p_T < 2$ GeV. Il successo dei modelli

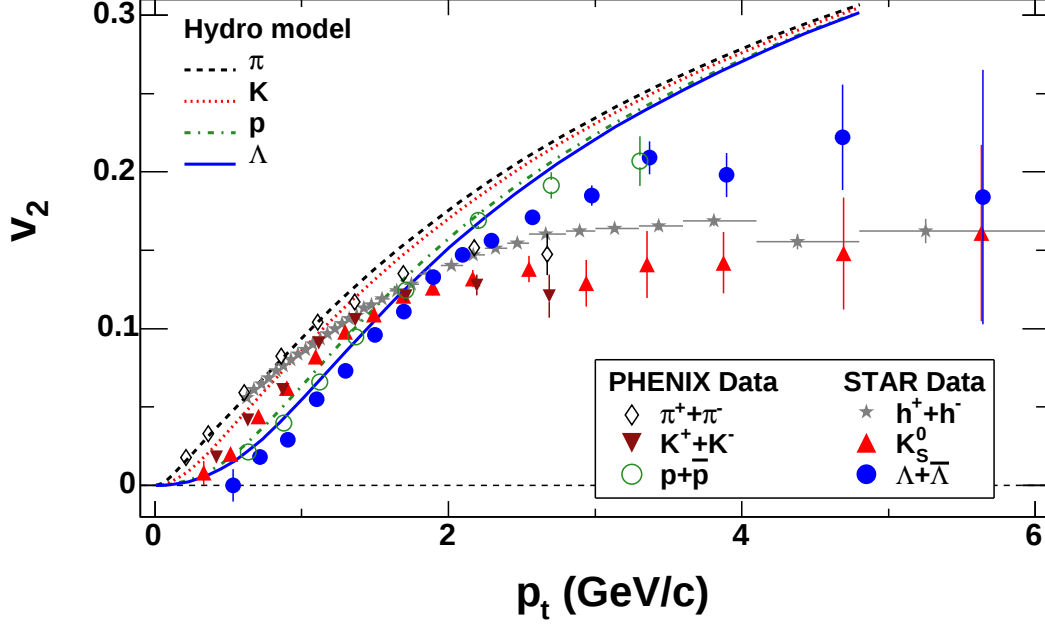


Figura 1.13: Dipendenza del coefficiente di flusso ellittico ν_2 con l'impulso trasverso per diverse specie di particelle [20].

idrodinamici nella regione di bassi p_T costituisce una grande prova in supporto del QGP inteso come fluido ideale.

Va comunque notato che per alti valori di p_T il disaccordo tra i dati sperimentali e i modelli idrodinamici è fortemente influenzato dai processi duri che dominano in questa regione e che come vedremo costituiscono segnali esterni alla formazione del mezzo deconfinato.

Lo studio del flusso ellittico a RHIC è stato approfondito in diverse direzioni e pertanto esistono moltissimi risultati in questo ambito. Qui di seguito è riportato solo un ultimo risultato che è particolarmente significativo della dinamica che dal QGP porta alla formazione degli adroni.

In Figura 1.14 è infatti riportato il grafico dell'andamento di ν_2 in funzione di p_T , entrambi normalizzati con il numero di quark costituenti, per diverse specie di particelle.

Il risultato è estremamente interessante in quanto in questo modo si osserva un comportamento universale indipendente dal tipo di particelle che si considerano. L'interpretazione, diffusamente riconosciuta, di questo fenomeno è reperibile in uno scenario di ricombinazione dei quark del QGP .

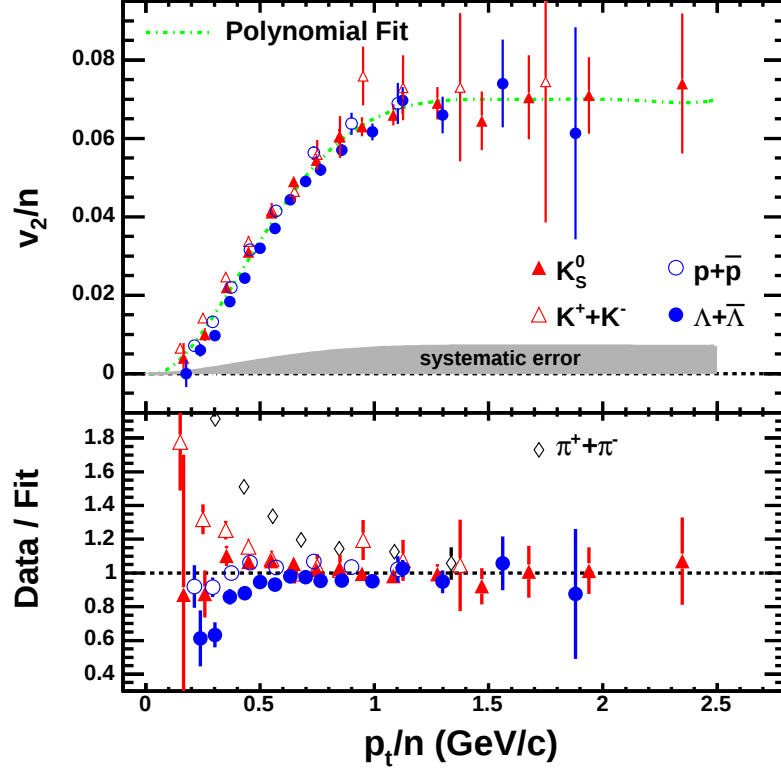


Figura 1.14: Dipendenza del coefficiente di flusso ellittico normalizzato con il numero di quark costituenti per i diversi adroni considerati [20]. Nella figura in basso si può osservare l'ottimo accordo dei coefficienti misurati per diverse specie di particelle con il *fit* polinomiale per valori di $p_T > 0.6$ GeV/c. Lo scostamento da tale comportamento da parte dei pioni potrebbe essere attribuito al contributo dei pioni provenienti dai decadimenti di risonanze [21].

Se infatti si ammette che gli adroni si formino a seguito della ricombinazione dei quark del plasma e che la distribuzione ellittica sia un fenomeno comune a tutti i partoni del mezzo, la rinormalizzazione di ν_2 e quindi di p_T con il numero di quark degli adroni deve necessariamente ricondurre allo stesso risultato siano le particelle considerate mesoni o barioni.

Il risultato in Fig. 1.14 costituisce una importante segnalazione in favore del *QGP* rispetto all'ipotesi che il mezzo sia descrivibile come gas adronico.

Si può pertanto concludere che lo studio dei rapporti di particelle fatto a RHIC (studio che sarà esteso a LHC) ha prodotto forti segnali a sostegno del *QGP*.

1.6.3 Spettri di particelle

Analogamente a quanto discusso circa i rapporti delle diverse specie di particelle si possono analizzare gli spettri cinematici. Come già accennato le distribuzioni in impulso degli adroni portano informazioni della fase di raffreddamento del *QGP* (*freeze out* cinematico).

Di seguito, in Fig. 1.16, sono riportati alcuni di questi spettri osservati a RHIC dalla collaborazione PHENIX in collisioni $Au + Au$ ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) a diverse centralità [23].

Si è qui scelto di riportare le distribuzioni in massa trasversa per le tipologie di particelle (antiparticelle) più diffusamente prodotte ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$). La definizione corrente di massa trasversa è data dalla seguente espressione

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (1.17)$$

dove p_T e m_0 rappresentano gli impulsi e la massa delle particelle osservate.

Poiché ci interessa un confronto tra particelle di massa diversa, la grandezza così definita risulta più adeguata rispetto al solo impulso trasverso.

Infatti è stato stimato [23] che nel caso di formazione di una fase deconfinata all'equilibrio termico la distribuzione della massa trasversa abbia la forma di un esponenziale (almeno per valori inferiori a qualche GeV) nella regione ultrarelativistica ($m_T \gg m_0$) del tipo:

$$\frac{dN}{m_T dm_T dy} \propto \sqrt{m_T} \exp(-m_T/T), \quad (1.18)$$

dove T è la temperatura del *QGP* al *freeze-out*.

In realtà il valore della temperatura derivabile dalla distribuzione in massa trasversa è soggetto ad uno spostamento dovuto al fatto che il mezzo è in espansione con un flusso radiale medio di velocità $\langle v_T \rangle$.

In questo caso il valore della temperatura misurata corrisponde più precisamente a:

$$T = \begin{cases} T_{QGP} \sqrt{\frac{1+\langle v_T \rangle}{1-\langle v_T \rangle}} & m_T \gg m_0 \\ T_{QGP} + \frac{1}{2} m \langle v_T \rangle^2 & m_T - m_0 \ll m_0 \end{cases}. \quad (1.19)$$

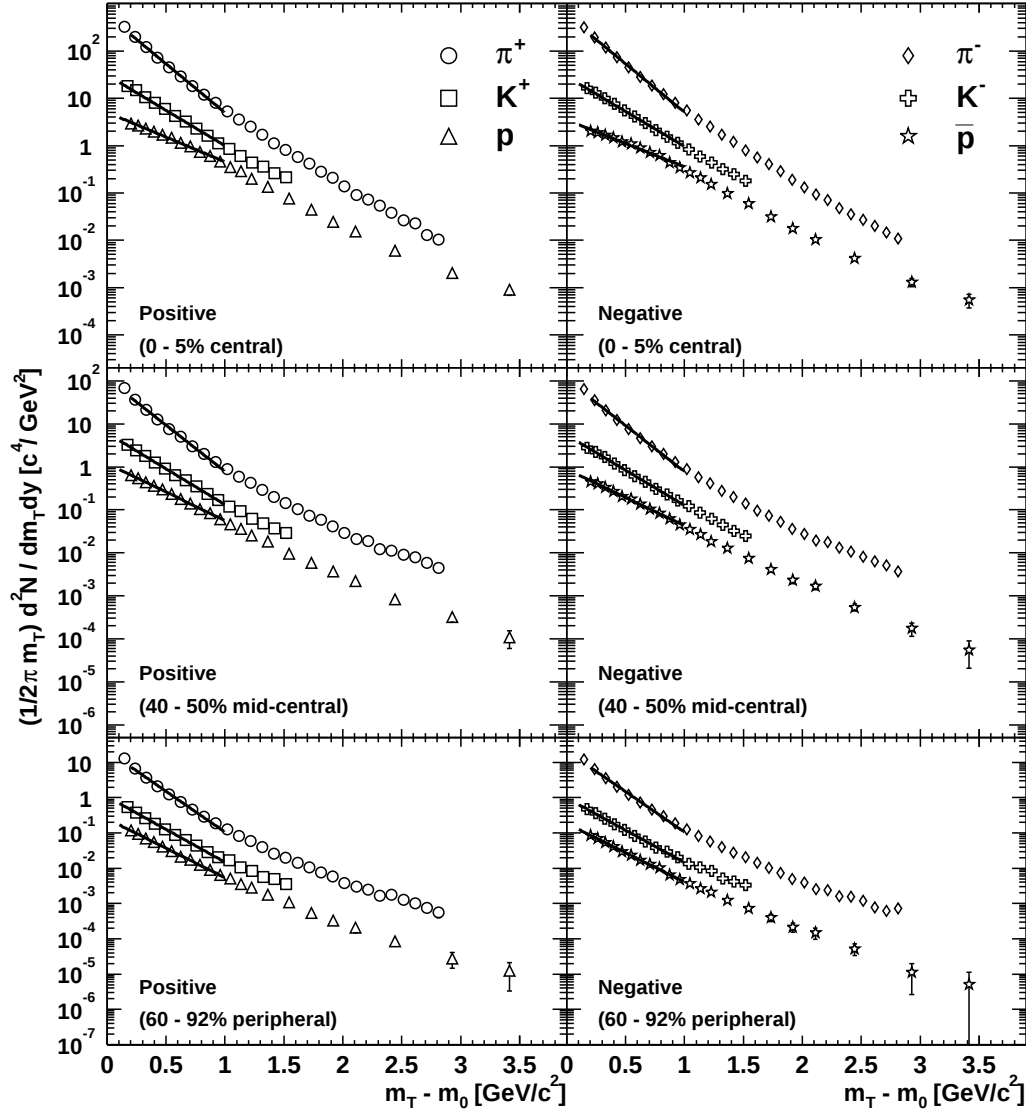


Figura 1.16: Distribuzioni in massa trasversa per pioni, kaoni e protoni misurate a RHIC [23] (commento nel testo).

1.6.4 Jet Quenching

Per concludere questa breve rassegna di risultati che determinano l'attuale stato di comprensione del QGP dal punto di vista sperimentale, saranno riportati alcuni grafici di RHIC concernenti i segnali a medio-alto p_T .

Questo tipo di segnale è particolarmente interessante per il lavoro di tesi qui presentato trattando la componente “dura” della collisione e quindi la formazione di *jet*.

Con *jet* è indicato il prodotto di una collisione a p_T sostenuto che forma un sistema di particelle vicine nello spazio delle fasi, ovvero addensate in una piccola regione angolare sul piano $\eta - \phi$ (dove η è la pseudorapidità e ϕ l'angolo azimutale). Caratteristiche peculiari di tali sistemi sono un'elevata energia trasversa (rispetto al $\langle p_T \rangle$ delle particelle) in regioni angolari limitate e la presenza di correlazioni in impulso tra le particelle del *jet*.

Inoltre va osservato che la produzione di tali sistemi avviene a scale temporali molto piccole rispetto alla formazione ed evoluzione del *QGP* e sostanzialmente può essere considerato un segnale esterno indipendente. Tuttavia il *jet*, proveniente da un partone ad alto p_T , interagisce fortemente con il mezzo 'colorato' e può essere utilizzato come sonda per lo studio di alcune caratteristiche del *QGP*. In tal senso risulta necessario conoscere le caratteristiche della sonda in assenza del mezzo deconfinato e per questo motivo si utilizzano le collisioni pp per calibrare questo tipo di segnali.

In Fig. 1.17 è riportato uno schema semplice di quanto atteso per il passaggio di un partone ad alto impulso trasverso all'interno di un mezzo colorato.

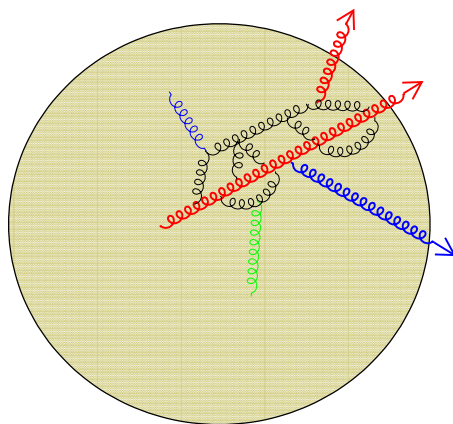


Figura 1.17: Schematizzazione di un processo di perdita di energia di un partone "veloce" nel *QGP*.

L'interazione con il mezzo porta ad una perdita di energia del partone iniziale attraverso meccanismi di *bremssstrahlung* ossia attraverso l'irraggiamento di altri gluoni vicino alla direzione di propagazione del partone iniziale. L'intensità del meccanismo dipende ovviamente dalla lunghezza del percorso del partone all'interno del *QGP* e porta ad un effetto medio di perdita di energia trasversa.

Lo scenario descritto è confermato in modo chiaro dalle osservazioni a RHIC. In

Fig. 1.18 sono riportati alcuni importanti risultati [24] che mostrano un evidente effetto di soppressione degli adroni ad alto p_T .

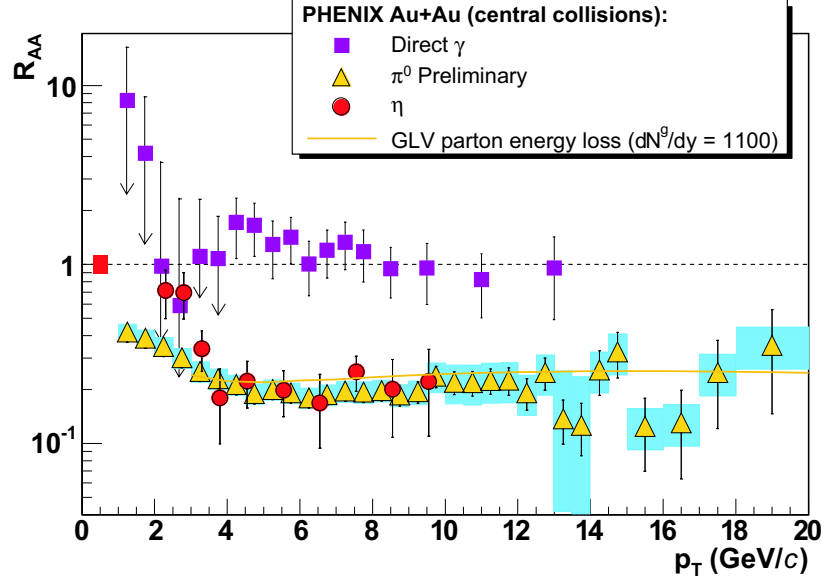


Figura 1.18: Rapporto R_{AA} delle distribuzioni di impulsi di pioni e fotoni osservati in collisioni $Au + Au$ e pp normalizzato con il numero di collisioni binarie previste dal modello di Glauber per collisioni centrali [24].

In figura è riportato il rapporto R_{AA} tra le distribuzioni in p_T di pioni e fotoni in collisioni AA e pp normalizzato con il numero di collisioni previste dal modello di Glauber. Tale rapporto si scrive:

$$R_{AA}(p_T) = 1 / \langle N_{coll} \rangle \times \left[(d^2 N_{AA} / dp_T d\eta) / (d^2 N_{pp} / dp_T d\eta) \right]. \quad (1.20)$$

Come si può osservare, mentre i fotoni non subiscono nessun tipo di soppressione ad alto p_T , i pioni si riducono di un fattore ~ 5 . Questo effetto è in perfetto accordo con le caratteristiche del QGP fin qui descritte in quanto per i fotoni, che non hanno carica di colore, il mezzo deconfinato risulta trasparente al loro passaggio diversamente da quanto avviene per gli adroni che derivano dai partoni prodotti nella collisione. Inoltre, il fatto che il rapporto R_{AA} per i fotoni sia dell'ordine dell'unità conferma che la normalizzazione con il numero di collisioni binarie in collisioni AA è eseguita correttamente.

Si può pertanto concludere che l'assunzione di un mezzo 'colorato' sia fortemente motivata dai dati osservati.

1.6.5 Correlazioni a due particelle

Per completare lo studio degli effetti del mezzo formato nella collisione sulla struttura dei *jet* sono presentati di seguito risultati ottenuti con analisi di correlazioni a due particelle.

Come già accennato (Par. 1.6.4) i *jet* presentano correlazioni in angolo e impulso che possono essere visualizzate attraverso questo tipo di analisi. È stato allora osservato a RHIC che in collisioni $Au + Au$ sono presenti effetti non rinvenibili in semplici collisioni pp . Tali effetti sono stati attribuiti alla presenza del *QGP*.

Poiché l'argomento di questo lavoro di tesi è focalizzato sullo studio di queste grandezze è importante definire la tecnica che è stata utilizzata a RHIC.

Il metodo tradizionale consiste nel considerare le distanze angolari tra una particella ad alto p_T (particella *leading*) e tutte le altre particelle dello stesso evento con un p_T sufficientemente elevato. Definite le due soglie di impulso trasverso, p_T^{lead} e p_T^{assoc} , si considerano gli eventi con almeno una particella carica di $p_T > p_T^{lead}$ e si graficano le distribuzioni angolari di tutte le particelle dell'evento con impulso $p_T^{assoc} < p_T < p_T^{lead}$. In tal modo si selezionano le correlazioni delle particelle appartenenti al *jet* la cui direzione è data dalla particella *leading* dell'evento.

Poiché la produzione di *jet* avviene in collisioni dure che conservano l'impulso trasverso, in generale si osserva la loro produzione in coppie con impulsi opposti nel piano trasverso.

In Fig. 1.19 è riportata una immagine descrittiva del fenomeno che si osserva.

Un'ultima grandezza presa in considerazione nell'analisi è l'intervallo in pseudorapidità nel quale studiare le correlazioni, che in genere è fissato nella regione a 90° rispetto alla linea dei fasci (a RHIC $|\eta| < 0.7$).

Soppressione delle correlazioni *jet-jet*: In Fig. 1.20 è riportato lo studio delle correlazioni a due particelle svolto da STAR [25] nella regione di $p_T > 2$ GeV/c. I valori delle soglie utilizzati in questa analisi sono: $4 < p_T^{lead} < 6$ GeV/c e 2 GeV/c $< p_T^{assoc} < p_T^{lead}$.

Mentre in collisioni pp si può osservare la presenza di correlazioni a piccoli angoli (*near side correlation*) e a 180° (*back-to-back correlation*), la stessa analisi ripetuta in collisioni $Au + Au$ centrali mostra la soppressione della componente *back-to-back*. Questo effetto è stato da subito attribuito alla presenza del *QGP*. Infatti, che tale meccanismo non sia attribuibile a un semplice effetto di riassorbimento nucleare è visibile dalla ricomparsa del secondo picco a 180° per collisioni $d + Au$.

Risultati successivi, ottenuti per scelte diverse delle soglie in p_T , hanno mostrato che la correlazione a 180° dipende dall'impulso delle particelle considerate [26]. In Fig. 1.21 si può osservare la ricomparsa del secondo picco ad impulsi maggiori di quelli precedenti.

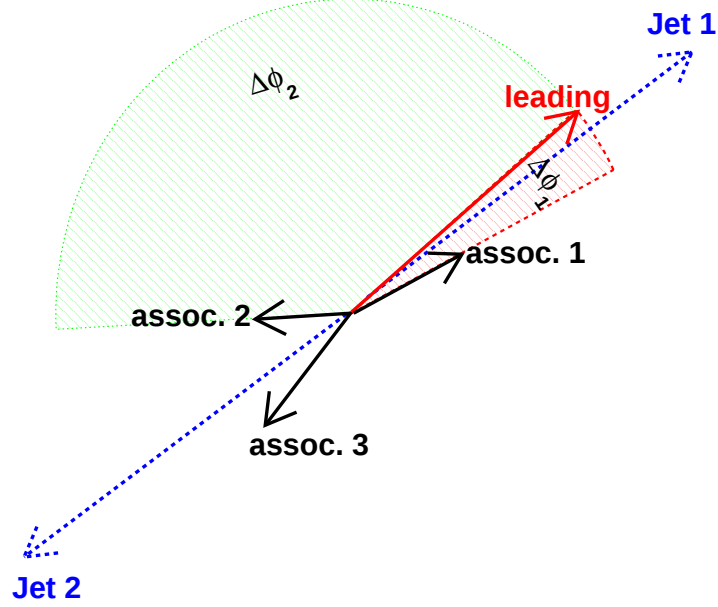


Figura 1.19: Descrizione dell'analisi di correlazioni a due particelle per eventi in cui la produzione di jet avviene in coppia.

Inoltre (Fig. 1.21 di sinistra), si può vedere come la componente *back-to-back* si riduca all'aumentare della centralità delle collisioni $Au + Au$ mentre la correlazione a piccoli angoli rimane inalterata. Dalla figura si può anche ricavare la dipendenza dell'intensità delle correlazioni dall'impulso delle particelle associate considerate (in questo caso $8 < p_T^{lead} < 15$ GeV/c).

Effetto Mach cone: [27] Un altro effetto, osservato recentemente, di particolare rilievo è lo spostamento del picco dovuto al contro-*jet*. In Fig. 1.22 è mostrata la correlazione a due particelle a impulsi più bassi ($1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c e $2.5 < p_T^{lead} < 4$ GeV/c) in collisioni $Au + Au$ centrali.

Lo spostamento del picco di circa 60° potrebbe essere interpretato come un effetto tipo Cherenkov dovuto alla propagazione di un partone veloce all'interno di un mezzo con una velocità di propagazione della luce inferiore a c .

Correlazione in carica: Da ultimo è riportato un grafico [28] che mostra alcuni effetti di correlazione in carica all'interno dei *jet* (Fig. 1.23).

Il confronto delle distribuzioni ottenute per particelle correlate con lo stesso segno

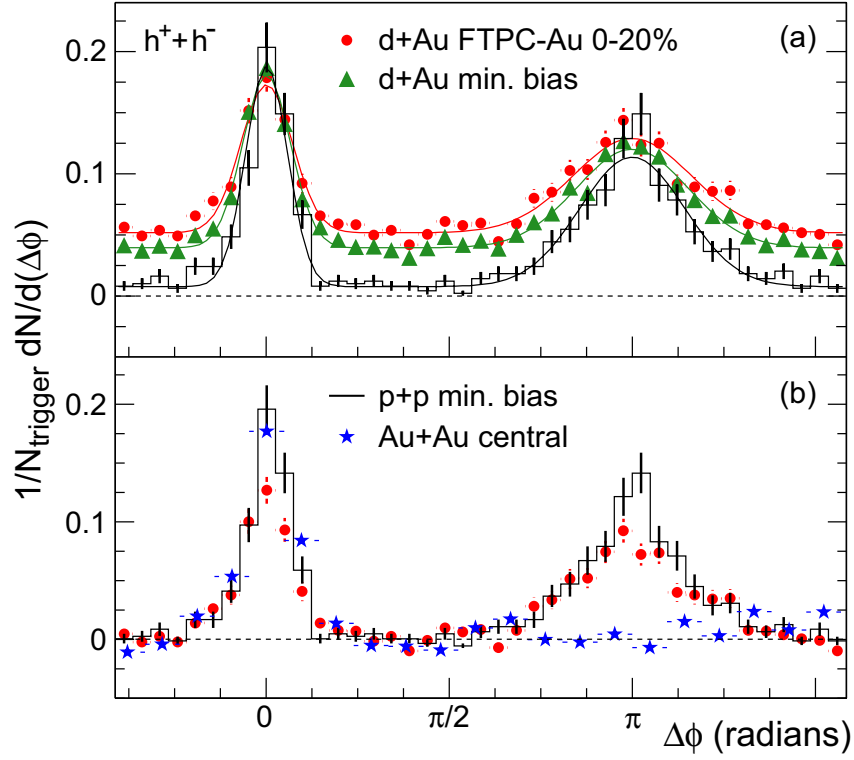


Figura 1.20: Correlazioni a due particelle osservate a RHIC [25] in collisioni $Au + Au$, pp e $d + Au$. $4 < p_T^{\text{lead}} < 6$ GeV/c e 2 GeV/c $< p_T^{\text{assoc}} < p_T^{\text{lead}}$.

di carica e segno diverso mostra che a piccoli angoli sono favorite correlazioni di carica opposta (*charge ordering*). Tale effetto è probabilmente in gran parte attribuibile alla fase di frammentazione del *jet* che tende a favorire la produzione di particelle vicine con carica opposta, anche se effetti dovuti a decadimenti di risonanze neutre possono dare un contributo specialmente a p_T non troppo elevati.

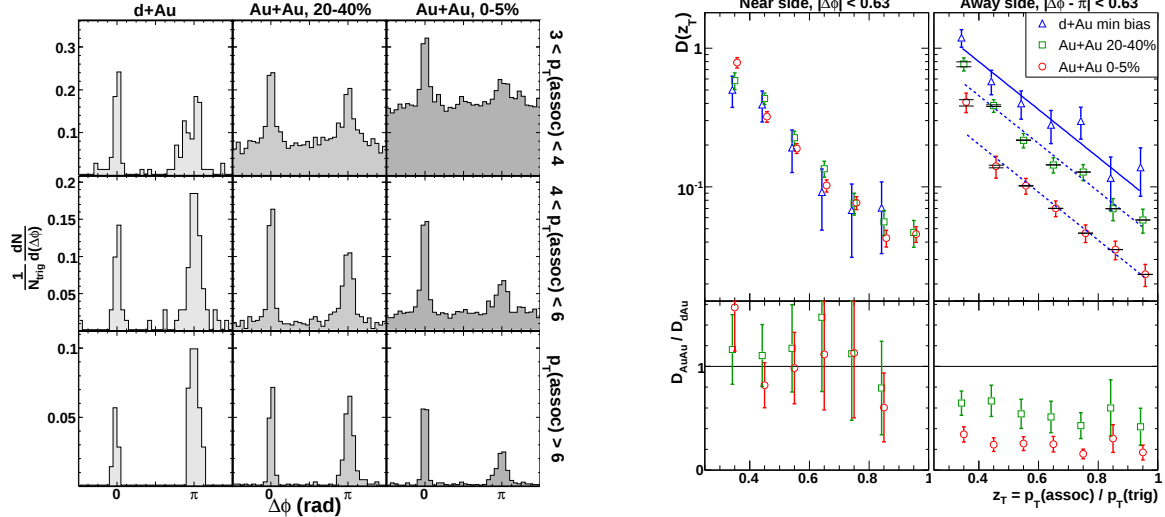


Figura 1.21: Correlazioni a due particelle osservate a RHIC per una scelta $8 < p_T^{\text{lead}} < 15$ GeV/c e diversi valori di p_T^{assoc} (riportati in figura) [26]. Nella parte di destra è riportato l'andamento della correlazione a piccoli angoli e a 180° al variare di p_T^{assoc} .

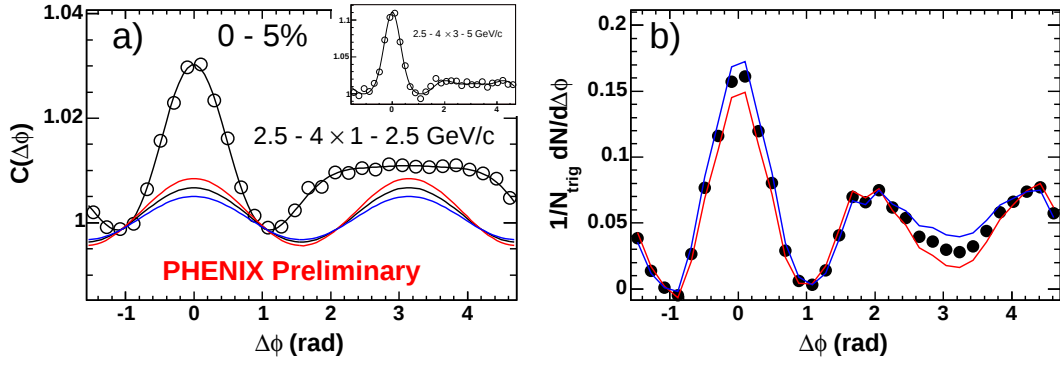


Figura 1.22: Effetto tipo *Mach cone* osservato a RHIC per particelle di medio-basso p_T [27]. Si osserva uno spostamento della correlazione opposta di circa 60° .

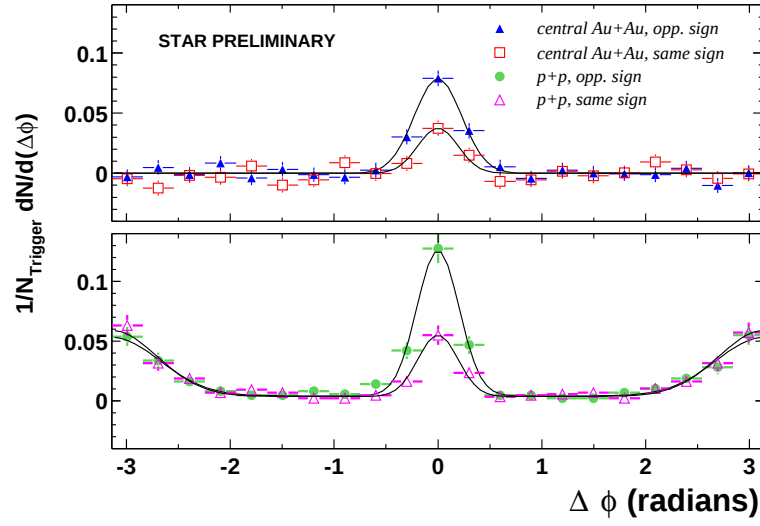


Figura 1.23: Confronto dei risultati ottenuti per le correlazioni nel caso di particelle dello stesso segno di carica e di carica opposta [28]. In alto è riportato il confronto nel caso di collisioni $Au + Au$ (dopo la sottrazione del fondo), in basso nel caso di collisioni pp .

Capitolo 2

Il rivelatore ALICE

In questo capitolo è riportata una breve descrizione del rivelatore ALICE che investigherà le proprietà del *QGP* nei prossimi anni attraverso l'osservazione dei prodotti delle collisioni $Pb + Pb$ ad energie nel centro di massa di $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV.

I primi esperimenti dedicati allo studio delle collisioni ultrarelativistiche nucleo–nucleo sono iniziati presso i laboratori di Brookhaven (AGS) e del CERN di Ginevra (SPS) con esperimenti a targhetta fissa (WA98, NA50 e NA57 del SPS e E814, E877, E895 dell'AGS); dapprima (1986/87) fasci di ioni leggeri (O , S , Si) erano fatti collidere su bersagli fissi di ioni pesanti (Au , Pb), poi (1994/95) gli esperimenti si sono spostati verso collisioni di soli ioni pesanti ($Au + Au$ all'AGS e $Pb + Pb$ al SPS) in cui due fasci opposti erano accelerati alla stessa energia.

La crescita dell'interesse verso questo tipo di collisioni ha portato nel 2000 allo sviluppo di altri esperimenti, quelli installati a RHIC (PHENIX, STAR, BRAHMS e PHOBOS), i cui principali risultati sono stati riportati nel Cap. 1. La fine del 2007 vedrà la partenza del nuovo acceleratore LHC che permetterà un salto di energia di un fattore ~ 25 , passando dal massimo valore raggiunto a RHIC di 200 GeV/coppia di nucleoni a 5.5 TeV/coppia di nucleoni. In Fig. 2.1 è mostrato l'acceleratore circolare di Ginevra (LHC) con le quattro collaborazioni: ALICE, ATLAS, CMS e LHC–b.

Uno schema rappresentativo del rivelatore è riportato in Fig. 2.2 e Fig. 2.3 dove sono mostrati i principali sotto–rivelatori nella regione centrale di pseudorapidità. In figura è anche mostrato il sistema di riferimento del rivelatore ALICE con le orientazioni degli assi (x, y, z) , l'angolo azimutale ϕ e l'angolo polare θ .

Dei quattro esperimenti di LHC, ALICE [29, 30, 31, 32, 33] è certamente il rivelatore più adatto per lo studio qui descritto in quanto è stato sviluppato per avere una eccellente risposta in scenari dove la molteplicità di particelle prodotte nella regione centrale di

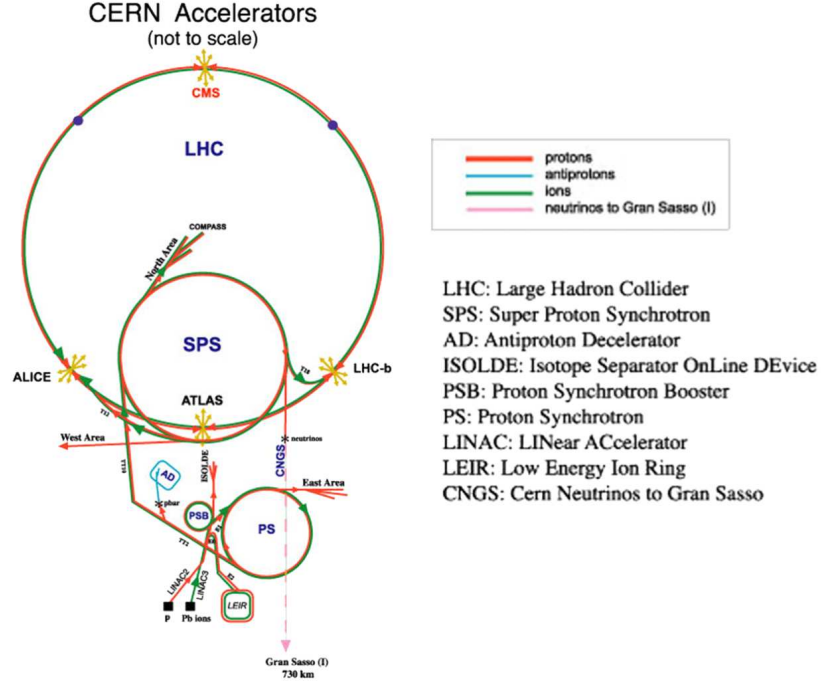


Figura 2.1: Disegno dell'acceleratore del CERN con la posizione dei quattro esperimenti (ALICE, ATLAS, CMS e LHC-b).

pseudorapidità è di diverse migliaia ($dn_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \sim 2000 - 8000$).

La luminosità nominale di ALICE per collisioni $Pb + Pb$ è di circa $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e corrisponde ad una frequenza di eventi minimum-bias di 8 kHz.

Il capitolo è organizzato in questo modo: nella Sez. 2.1 è data una breve descrizione degli elementi principali del rivelatore mentre nella Sez. 2.2 è presentata una spiegazione più dettagliata del sistema a tempo di volo (TOF) con i risultati previsti per l'algoritmo di identificazione delle particelle cariche.

2.1 I sotto-rivelatori

I singoli sotto-rivelatori che formano l'apparato di ALICE sono molteplici per permettere l'osservazione di diverse grandezze nello stato finale. Infatti le quantità fisiche che permettono una caratterizzazione del QGP formano un mosaico ricco e complesso. Gli elementi principali (vedere anche Fig. 2.2) sono:

- il sistema di tracciamento interno (ITS) (Par. 2.1.2);

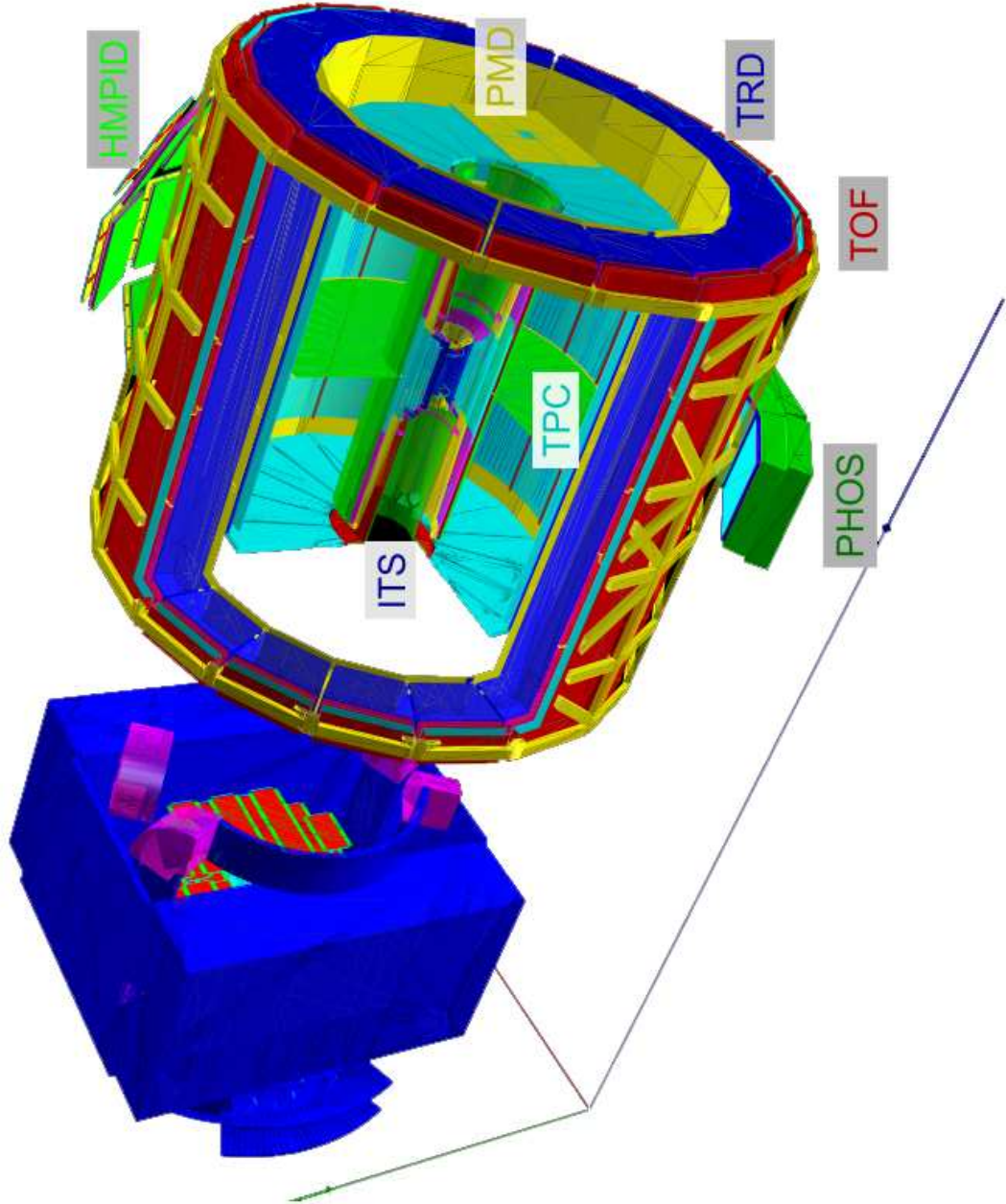


Figura 2.2: Schema del rivelatore ALICE: in evidenza gli elementi principali nella regione centrale di rapidità, $|\eta| \lesssim 0.9$ ($45^\circ \lesssim \theta \lesssim 135^\circ$).

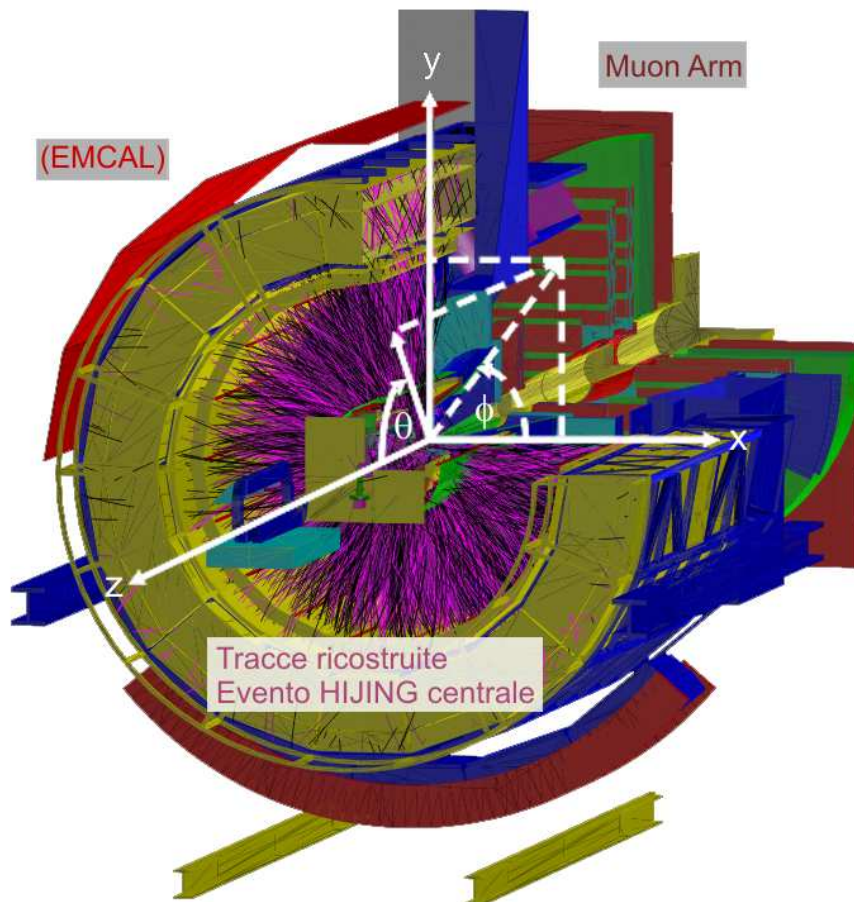


Figura 2.3: È riprodotto uno schema dell'apparato ALICE nella regione centrale di pseudorapidità; in violetto le tracce ricostruite attraverso una simulazione Monte Carlo (HIJING [34]) di una interazione $Pb+Pb$ a piccolo parametro d'impatto ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV).

- la camera a proiezione temporale (TPC) (Par. 2.1.3);
- il rivelatore a radiazione di transizione (TRD) (Par. 2.1.4);
- il sistema a tempo di volo (TOF) (Sez. 2.2);
- lo spettrometro di fotoni (PHOS) (Par. 2.1.5);
- il rivelatore a luce Cherenkov (HMPID) (Par. 2.1.6);

- il rivelatore di molteplicità nella regione in avanti, FMD (*Forward Multiplicity Detector*);
- il rivelatore di molteplicità di fotoni nella regione in avanti, PMD (*Photon Multiplicity Detector*);
- il rivelatore T0 per la misura del tempo iniziale dell'interazione;
- il rivelatore V0 per la misura del vertice dell'interazione;
- il rivelatore di muoni (MUON) (Par. 2.1.7);
- il calorimetro a zero gradi (ZDC) (Par. 2.1.8);
- il calorimetro elettromagnetico (EMCAL) che attualmente è in fase di discussione.

2.1.1 Il magnete

ALICE utilizza lo stesso magnete dell'esperimento L3 del LEP che è composto da un solenoide con campo debole e uniforme. Il campo nominale è di 0.5 T, valore che costituisce un compromesso per ottenere una buona risoluzione in momento, una buona accettazione a basso momento ed alta efficienza nella ricostruzione delle tracce.

2.1.2 Il sistema di tracciamento interno (*Inner Tracking System*)

Il rivelatore più interno, ovvero più vicino al punto di interazione (IP), è l'ITS (*Inner Tracking System*) [35] che svolge un ruolo fondamentale per la fisica di ALICE. I principali compiti di questo rivelatore sono:

- la determinazione del vertice primario della collisione e dei vertici secondari per la ricostruzione dei decadimenti di vari tipi di particelle (iperoni, stati con *flavour* pesante, etc.);
- l'identificazione e il tracciamento delle particelle a basso momento;
- il miglioramento della misura angolare e di impulso della TPC.

A causa dell'alta densità di particelle, i quattro piani più interni ($4 \leq r \leq 24$ cm) sono costituiti da rivelatori bi-dimensionali a *pixel* e a *drift*. I due piani più esterni ($r \approx 45$ cm), invece, sono equipaggiati con rivelatori a *microstrip*. I quattro piani esterni hanno un *readout* analogico capace di misurare la carica al fine di identificare, nella regione non

relativistica, le particelle attraverso la perdita di energia dE/dx . Questo rende l'ITS capace di identificare le particelle a basso momento trasverso ($p_T \lesssim 500$ MeV/c per kaoni e pioni e $p_T \lesssim 1$ GeV/c per protoni).

L'ITS svolge anche un compito importante nella misura della molteplicità carica nella regione centrale in collisioni $Pb + Pb$ e pp .

2.1.3 La camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*)

La misura delle tracce cariche in collisioni di ioni pesanti a LHC rappresenta una grande sfida. A causa della densità estremamente elevata dei prodotti della collisione, ci si aspetta infatti una molteplicità fino a 8000 particelle cariche per unità di rapidità. Così la necessità di avere un tracciamento efficiente ha portato a scegliere la TPC [36] quale sistema tracciante principale. Il valore del raggio interno della TPC ($r_{min} = 85$ cm) è suggerito dalla massima densità accettabile di punti di impatto delle particelle per unità di superficie (0.1 cm^{-2}), il raggio esterno (r_{max}) è 250 cm; questa scelta è dettata dalla necessità di avere una lunghezza di traccia sufficiente per ottenere una risoluzione in dE/dx migliore del 10%. Con un simile valore di risoluzione la TPC opera anche come rivelatore per l'identificazione di elettroni e di adroni con momenti inferiori a 1 GeV/c. La ricostruzione delle tracce comincia nella TPC dai piani più esterni, dove i punti sono meno influenzati dalla sovrapposizione di due tracce vicine. Per la più alta densità aspettata di particelle si ottiene un'efficienza di ricostruzione nella TPC di $\sim 93\%$, praticamente indipendente dall'impulso per p_T superiori a 100 MeV/c. Le tracce della TPC sono poi accoppiate all'ITS, che ricostruisce tracce di particelle a bassi momenti. Nell'intervallo dei valori di momento studiato, la risoluzione è determinata principalmente dallo *scattering* multiplo.

2.1.4 Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD)

Il TRD (*Transition Radiation Detector*) [37] provvede all'identificazione di elettroni nella regione centrale di rapidità per momenti maggiori di 1 GeV/c, regione in cui la separazione e/π attraverso la misura della perdita di energia nella TPC non è più sufficiente. In particolare, il TRD permette la riduzione di un fattore 100 della contaminazione dei pioni per valori dei momenti trasversi degli elettroni maggiori di 3 GeV/c. Mentre i requisiti per la ricostruzione della Υ sono meno restrittivi, quelli per i mesoni vettori leggeri (ρ , ω , ϕ) sono accessibili solo con questo tipo di prestazioni. Il TRD è compreso tra la TPC ed

il TOF (*Time Of Flight*) ed è diviso in 18 settori rispetto all'angolo azimutale ϕ . Ogni settore è costituito da 5 moduli divisi, ognuno, in 6 strati. In ogni modulo troviamo un radiatore spesso 4.8 cm e una camera proporzionale a multifili.

2.1.5 Lo spettrometro di fotoni (*PHOton Spectrometer*)

L'importanza della misura di fotoni diretti risiede nel fatto che la produzione di fotoni con momenti trasversi maggiori di 2 GeV/c dovrebbe essere superiore nel QGP rispetto alla materia adronica normale (vedere Par. 1.5.5).

Lo spettrometro di fotoni (PHOS) [38] è posto a circa 4.6 m dal vertice d'interazione e copre una superficie di $\sim 8 \text{ m}^2$, con 17000 canali. Il PHOS è formato da cristallo scintillante, in particolare tungstato di piombo (PbWO_4), raffreddato a -25° , che permette di massimizzare la luce in uscita. Il PHOS ha una granularità adatta a rivelare i contributi dei fotoni diretti in un grande fondo di fotoni da decadimento di adroni (come, per esempio, il decadimento di un $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Il segnale per i fotoni diretti è stato previsto di circa il 5–10% rispetto a quello proveniente dai decadimenti che in tal caso costituiscono una sorgente di rumore. Tuttavia lo spettrometro elettromagnetico potrà essere in grado di rivelare circa 800 γ e 500 particelle cariche in una singola collisione centrale.

2.1.6 Il rivelatore a luce Cherenkov (HMPID)

L'identificazione dei prodotti delle collisioni, specialmente in interazioni $Pb + Pb$, rappresenta una grande sfida per l'esperimento ALICE che dispone di tre rivelatori - ITS, TPC e TOF - nella regione centrale di pseudorapidità che coprono l'intero angolo azimutale. Tuttavia è presente un altro rivelatore dedicato all'identificazione ad alto momento delle particelle (da 1 a 5 GeV/c): il rivelatore a luce Cherenkov HMPID (*High Momentum Particle Identification Detector*) [39] di tipo RICH (*Ring Imaging*). La presenza di questo rivelatore permetterà di estendere l'intervallo di impulsi nella misura dello spettro delle particelle identificate (pioni, kaoni, protoni) in interazioni pp e $Pb + Pb$, anche se in una regione $\eta - \phi$ limitata. L'alta frequenza di *readout* del rivelatore è tale da permettere l'identificazione di particelle anche per molteplicità superiori a quelle previste per collisioni $Pb + Pb$.

2.1.7 Il rivelatore di muoni

La soppressione della produzione delle risonanze con quark pesanti, quali J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ'' , è un'altra possibile conferma dell'esistenza del QGP; le particelle possono essere

rivelate attraverso il loro decadimento in $\mu^+\mu^-$. Lo spettrometro di muoni [40] è costituito da due parti, l'una interna e l'altra esterna al magnete, e copre un intervallo $|\eta| = 2.5 - 4$ ($2^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$).

La prima parte è costituita da un assorbitore conico di carbonio, ricoperto da uno strato di tungsteno, lungo 3.5 m, che si trova ad una distanza di 900 mm dal punto della collisione. Sono stati scelti questi due materiali in quanto il carbonio (a basso Z) minimizza lo *scattering* multiplo ed il tungsteno riduce il possibile *back scattering* verso la TPC.

La seconda parte è costituita da un altro assorbitore conico, lungo 18.1 m, con un'apertura angolare, attorno all'asse delle particelle incidenti, di 2° . Il materiale scelto è ad alto Z in quanto è necessario schermare il resto del rivelatore dal flusso di particelle prodotte nell'interazione a bassissimi angoli.

Gli altri elementi del rivelatore sono: un magnete di dipolo con un campo magnetico di $3 \text{ T} \cdot \text{m}$ ed un assorbitore di ferro di 2 m di spessore.

Infine il rivelatore comprende dieci camere traccianti per muoni, disposte in tre gruppi: quattro tra il primo assorbitore ed il magnete, due all'interno del magnete e quattro tra il dipolo e l'assorbitore finale.

2.1.8 Il calorimetro a zero gradi (*Zero Degree Calorimeter*)

Un apparato particolarmente importante nello studio delle collisioni AA è il calorimetro a zero gradi (ZDC) [41]. La funzione principale dello ZDC è la misura della centralità della collisione attraverso la stima del numero di nucleoni partecipanti nell'interazione. I nucleoni partecipanti sono determinati dai protoni e dai neutroni che interagiscono producendo particelle e pertanto non possono essere rivelati direttamente. Quello che può essere invece misurato è il numero di nucleoni che sono spettatori nella collisione e da questi, per differenza, si ottiene il numero di partecipanti.

La geometria dell'ottica che permette di focalizzare i nucleoni spettatori in appositi calorimetri è piuttosto complessa e non è qui riportata, a tal proposito si rimanda a [41]. Notiamo solamente che i neutroni che escono dall'interazione senza aver ceduto energia cinetica proseguono dritti lungo l'asse z del fascio mentre i protoni subiscono una deflessione maggiore rispetto ai nuclei di piombo del fascio così da essere focalizzati al di fuori della *beam pipe* (Fig. 2.4).

Con la stessa configurazione questo rivelatore permetterà anche la misura di protoni/neutroni *leading* in interazioni anelastiche pp [33].

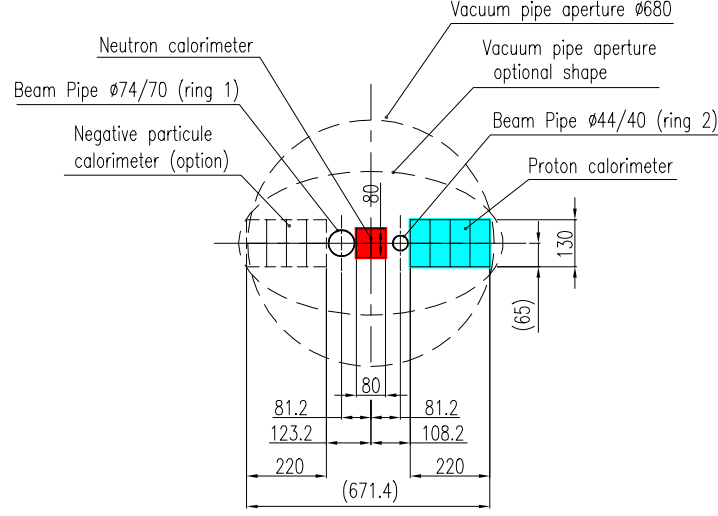


Figura 2.4: Sezione trasversale del fascio di LHC ad una distanza di ~ 115 m dal vertice d'interazione: posizionamento del calorimetro per protoni (azzurro) e per neutroni (rosso).

I calorimetri per neutroni

I calorimetri per neutroni (ZDCN) sono posti (da entrambi i lati rispetto al punto d'interazione) ad una distanza $d_{ZN} = 116.13$ m dal punto d'interazione (IP), con uno spostamento di circa 1 cm al di fuori del piano orizzontale della macchina per tenere conto dell'angolo di incrocio dei fasci ($100 \mu\text{rad}/\text{beam}$). Poiché i neutroni spettatori si distribuiscono su una superficie (entro 1σ) di circa $0.6 \times 0.6 \text{ cm}^2$ all'altezza dello ZDCN, le dimensioni dei calorimetri sono state fissate a $7 \times 7 \times 100 \text{ cm}^3$. Fibre di quarzo all'interno di una matrice di tantalio permettono il contenimento dell'80% della cascata adronica generata dal neutrone ($p_N = 2.7 \text{ TeV}$) con una risoluzione in energia di circa il 10.5%.

I calorimetri per protoni

I calorimetri per protoni (ZDCP) sono posti (da entrambi i lati rispetto all'IP) ad una distanza $d_{ZP} = 115.63$ m dall'IP. Il fascio di protoni spettatori tende a non essere più distribuito gaussianamente per effetto dell'ottica, che causa una defocalizzazione sull'asse orizzontale. Il 90% dei protoni sono contenuti in un'area di $12.6 \times 2.8 \text{ cm}^2$, centrata a 19 cm dall'asse del fascio (Fig. 2.4). Per ottenere lo stesso livello di contenimento e precisione

degli ZDCN, gli ZDCP hanno dimensioni di $20.8 \times 12 \times 150 \text{ cm}^3$ e sono composti da fibre di quarzo in una matrice di ottone.

2.2 Il sistema a tempo di volo (*Time Of Flight*)

Si è scelto di presentare, in questa sezione, una descrizione più particolareggiata del sistema a tempo di volo (TOF) rispetto a quanto fatto per gli altri elementi del rivelatore ALICE. Tale scelta è motivata dal fatto che l'analisi che sarà mostrata in seguito è stata sviluppata all'interno del gruppo ALICE-TOF di Bologna.

Lo scopo principale del TOF è quello di permettere l'identificazione delle particelle cariche nell'intervallo di bassi momenti trasversi fino a qualche GeV. Infatti il TOF fornirà una misura del tempo impiegato dalle particelle che lo attraversano a percorrere lo spazio tra il vertice di interazione e la sua superficie interna ($r = 3.7 \text{ m}$). Questa misura accoppiata a quella di impulso operata dalla TPC permette la ricostruzione della massa della particella e quindi la sua identificazione (come descritto al Par. 2.2.4).

In Fig. 2.5 è mostrato uno schema riassuntivo della capacità complessiva del rivelatore ALICE nell'identificazione delle particelle prodotte nelle collisioni. Si può osservare la posizione di rilievo del TOF in quanto l'intervallo di impulso nel quale presenta la sua massima capacità di identificazione è quello in cui sarà prodotta la maggior parte degli adroni carichi negli eventi $Pb + Pb$ di elevata centralità.

Le specifiche seguite per la realizzazione del TOF sono derivate da alcune richieste fortemente vincolanti. Lo scenario di molteplicità previsto per collisioni $Pb + Pb$ è tale da richiedere una grande segmentazione del rivelatore in modo da ridurre al minimo la possibilità di sovrapposizione di due tracce in uno stesso canale del TOF (il parametro che descrive lo stato di occupazione medio di un canale è chiamato *occupancy* ed è stimato, per collisioni centrali $Pb + Pb$, dell'ordine del 12%). Per questo motivo il sistema TOF è formato da 157248 canali all'interno della regione $|\eta| < 0.9$ e su tutto l'angolo azimutale, per una superficie interna complessiva di $\sim 180 \text{ m}^2$.

Un altro importante vincolo nella realizzazione del TOF è stato il limite di risoluzione accettabile nella misura del tempo di volo. Tale limite è fissato a 100 ps, valore che deve includere tutte le possibili sorgenti di errore (elettronica inclusa).

La scelta che è stata operata, al fine di rispettare queste prerogative, è descritta al Par. 2.2.2 ed è basata sull'evoluzione della tecnologia delle RPC (*Resistive Plate Chamber*) o camere a piani paralleli resistivi. Tale opzione permette di rispettare le richieste

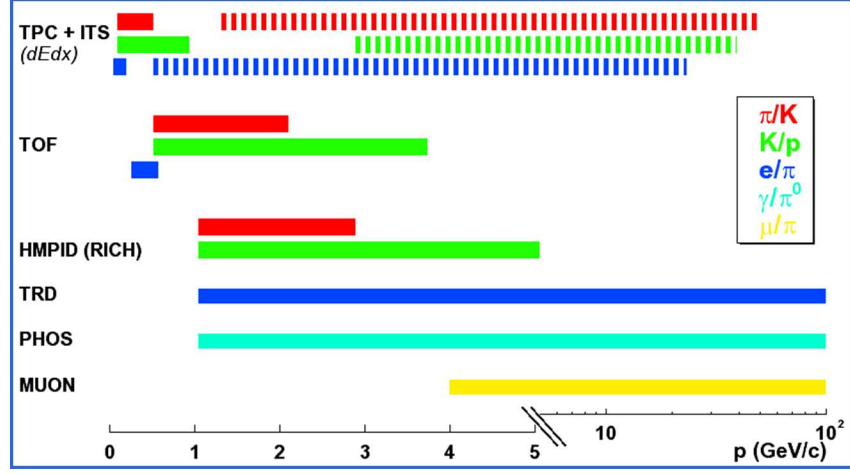


Figura 2.5: Riassunto della capacità di identificazione (o separazione) del rivelatore ALICE per diverse classi di particelle nei diversi sotto-rivelatori. La linea continua corrisponde a una capacità di separazione entro 3σ mentre la linea tratteggiata entro 1σ .

precedenti ed è la scelta che consente di mantenere le dimensioni e il costo del rivelatore contenuti.

2.2.1 La geometria del TOF

Per realizzare una totale copertura in ϕ nella regione centrale di pseudorapidità ($|\eta| < 0.9$) il TOF è suddiviso in 18 settori e collocato all'interno del *frame* di ALICE ad una distanza dal fascio di $3.7 - 4.0$ m, come mostrato in Fig. 2.6.

I 18 settori del *frame* saranno pertanto riempiti con 18 supermoduli identici e indipendenti in modo che nella fase iniziale dell'esperimento il rivelatore TOF possa funzionare anche in una configurazione non completa.

I supermoduli sono assemblati all'esterno del *frame* ed inseriti successivamente nei vari settori seguendo uno schema studiato in modo da non sollecitare in maniera scomposta la struttura stessa del *frame*. In Fig. 2.7 è riportata la vista di un supermodulo posto all'interno del *frame*.

Come si può osservare dalla Fig. 2.7 il supermodulo è suddiviso a sua volta in 5 moduli diversi (1 centrale, 2 intermedi e 2 esterni) a seconda della regione in η che coprono. Tale distinzione è determinata dal numero di elementi attivi del rivelatore (MRPC, vedere Par. 2.2.2) e dalla loro disposizione all'interno del modulo stesso. In Fig. 2.8 è mostrata,

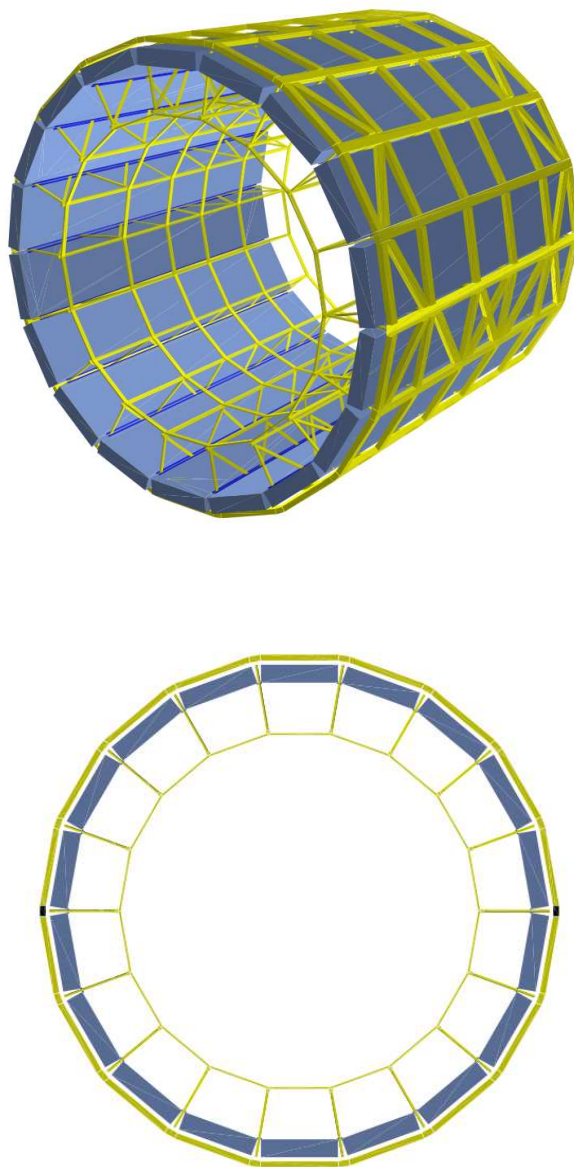


Figura 2.6: Vista dei posizionamenti nei 18 settori del TOF all'interno del *frame* di ALICE.

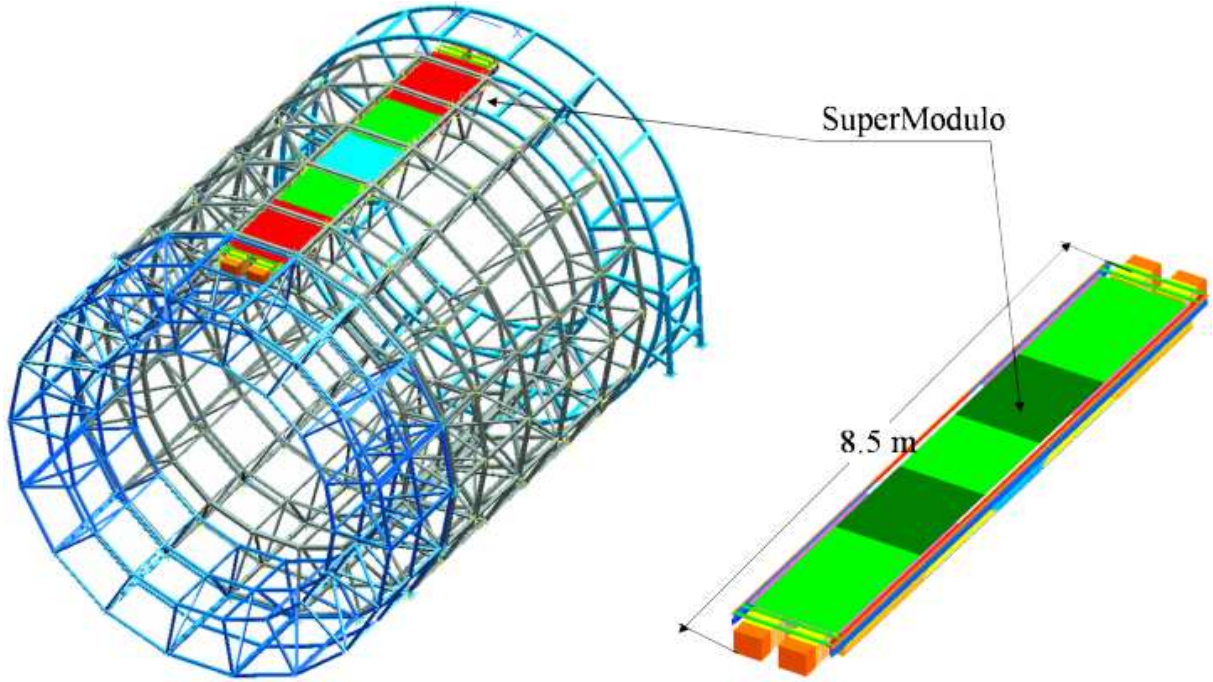


Figura 2.7: Rappresentazione di un supermodulo del TOF (suddiviso in 5 moduli) all'interno del *frame* di ALICE.

ad esempio, la disposizione delle MRPC all'interno di un modulo intermedio insieme allo schema delle giunture tra i 3 tipi di moduli, una volta assemblati in un supermodulo.

2.2.2 Le MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*)

L'elemento di base del rivelatore TOF di ALICE è costituito da camere a piani paralleli resistivi (MRPC) che rilevano il segnale indotto dalla formazione di micro-valanghe di ioni al passaggio di particelle cariche all'interno del volume attivo.

Una MRPC è l'evoluzione di una RPC (*Resistive Plate Chamber*) suddivisa in più regioni (*gap*) in cui può avvenire la formazione della valanga (a seguito della ionizzazione del gas). Tale evoluzione permette di ridurre l'estensione della valanga e quindi di diminuire, a parità di efficienza, la durata del segnale. Questo immediatamente produce un miglioramento nella risoluzione temporale della misura.

Il funzionamento è illustrato in Fig. 2.9 dove è mostrato il passaggio di una particella all'interno di una MRPC.

Come appena detto, quando una particella carica attraversa una MRPC può ionizzare

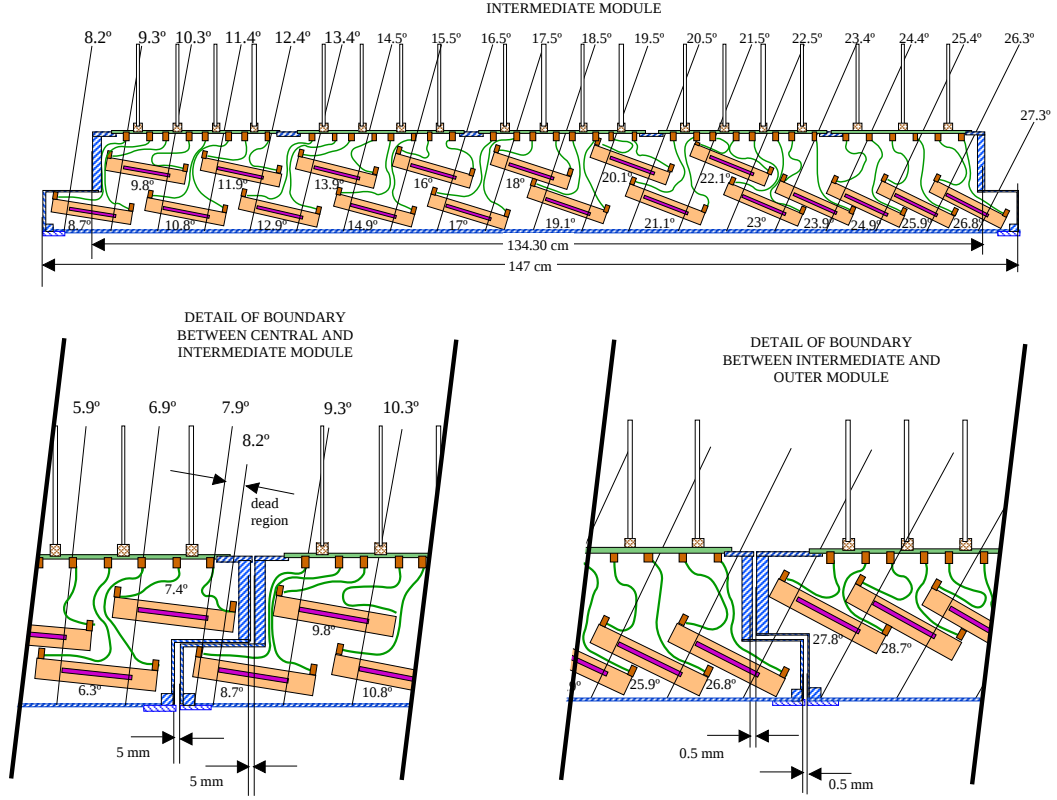


Figura 2.8: Disposizione (vista laterale) delle 19 MRPC di un modulo intermedio del TOF. In basso si può osservare come la realizzazione delle giunture con i moduli adiacenti permetta un'ottima copertura senza discontinuità in η .

il gas separando elettroni da ioni positivi. Gli elettroni, in particolare, sotto l'azione di un campo elettrico producono altre ionizzazioni, sviluppando la crescita di una valanga che si scarica su un vetro resistivo alla fine del *gap*. Durante lo sviluppo della valanga si forma un segnale indotto sul *pad* di lettura (vedere Par. 2.2.3), che fornisce la misura del passaggio della particella, in corrispondenza della posizione in cui la valanga è stata generata. L'incertezza sulla misura temporale è in un qualche modo proporzionale all'estensione della valanga, per questo motivo è stata operata la scelta di minimizzare la larghezza dei *gap*. In realtà questa incertezza è legata quasi esclusivamente al tempo che passa dall'inizio della valanga a quando la sua estensione è tale da produrre un segnale indotto superiore alla soglia del discriminatore dell'elettronica; più questo tempo è piccolo e minore è l'incertezza.

La necessità di mantenere invariata l'efficienza di rivelazione ha quindi portato all'af-

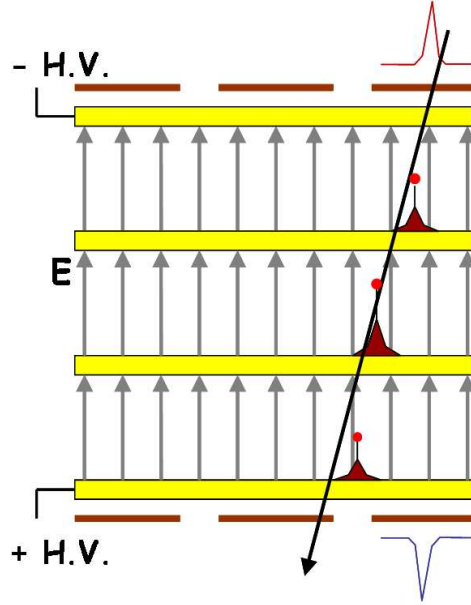


Figura 2.9: Rappresentazione del passaggio di una particella carica all'interno di una MRPC: produzione di una micro-valanga e segnali indotti sui *pad* di lettura esterni.

fiancamento di più *gap* in modo da mantenere invariato il volume totale.

Un ultimo adattamento della camera MRPC consiste nella suddivisione in due *stack* al fine di ridurre il potenziale (*High Voltage*) ai capi delle piastre più esterne. Infatti, come mostrato in Fig. 2.10, questa nuova configurazione permette di generare un campo elettrico pari al precedente con un potenziale dimezzato. La nuova soluzione prevede un catodo centrale e due anodi posti nei piani superiori ed inferiori della MRPC. In Fig. 2.10 è anche riportata una descrizione schematica degli elementi della MRPC visibili nella sezione trasversale.

2.2.3 L'elettronica del TOF

L'identificazione mediante il TOF richiede, come accennato in precedenza, una risoluzione temporale inferiore ai 100 ps per poter operare la distinzione π/K per impulsi compresi tra i 0.5 e 2.5 GeV/c e K/p per impulsi fino a 4 GeV/c. L'incidenza dell'elettronica nella risoluzione globale dei tempi misurati non è trascurabile e per questo motivo lo sviluppo di questa componente ha ricoperto un ruolo importante. Inoltre la necessità di gestire

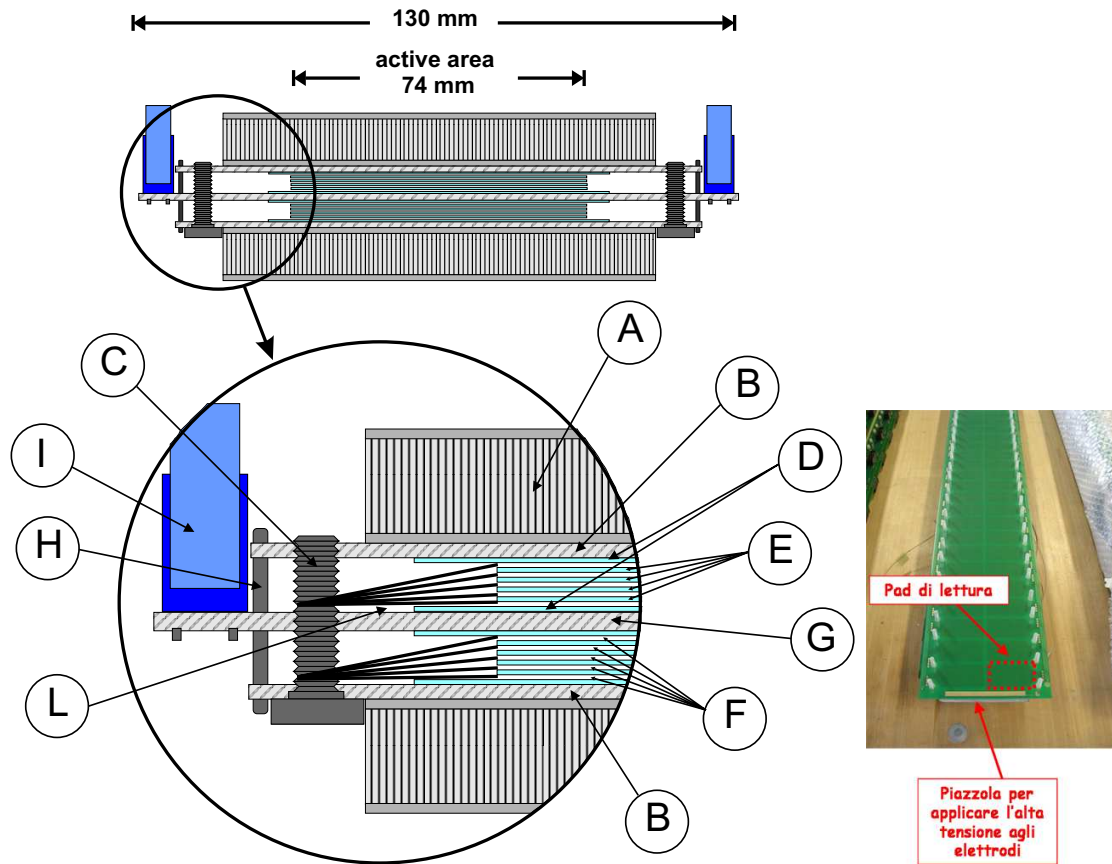


Figura 2.10: Sezione trasversale di una MRPC a doppio *stack*: (A) pannello di honeycomb; (B) PCB con *pad* catodici; (C) viti in plexiglass, sostegni dei fili di nylon, (D) vetri resistivi esterni, (E) vetri interni, (F) *gap*, (G) PCB centrale con *pad* anodici, (H) *pin* metallici per il trasporto della tensione dai catodi alla parte centrale, (I) connettori dei cavi *flat* per il trasporto del segnale alla scheda di *front-end*. A destra, in evidenza la vista di uno dei 96 *pad* di lettura ($2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$) di una MRPC.

circa 160k canali richiede l'ottimizzazione sotto diversi punti di vista (consumo, volume dati, ...).

Le componenti essenziali del sistema di elettronica del TOF sono due: l'elettronica di *front-end* e la scheda di *read-out*. Lo schema di lettura del segnale è descritto qui di seguito.

La scheda di *front-end*, FEA (*Front End Analogue card*), contiene un chip "ASIC NI-NO" che include un amplificatore differenziale, un discriminatore e fornisce un segnale di

uscita con la larghezza relativa alla durata sopra soglia del segnale (TOT, *Time Over Threshold*) che è proporzionale alla carica rilasciata [43]. La misura della carica è importante per poter correggere la misura temporale per effetti di *time-slewing*¹.

Questo segnale è letto da una scheda TDC chiamata TRM (*TDC Read-out Module*) che contiene i chip degli HPTDC (*High Performance TDC*) sviluppati al CERN [44].

Le schede FEA sono montate all'interno dei moduli mentre le schede TRM sono posizionate all'estremità dei supermoduli.

In Fig. 2.11 sono riportati alcuni dei risultati ottenuti al CERN durante l'ultimo *Test Beam* (Novembre 2006). I risultati mostrati sono relativi all'efficienza e alla risoluzione della MRPC una volta assemblata all'interno di un modulo (in questo caso centrale) ed include anche le incertezze dell'elettronica di *front-end* e di *read-out*.

2.2.4 L'identificazione di particelle in ALICE

L'identificazione delle particelle prodotte nelle collisioni a LHC è uno degli obiettivi primari del rivelatore ALICE. Come mostrato anche in Fig. 2.5 il rivelatore è progettato per avere, soprattutto nella regione centrale, una grande capacità identificativa per diverse classi di particelle.

In questo paragrafo sarà presentata una descrizione essenziale della capacità ricostruttiva di ALICE nella regione centrale dove opera il TOF accoppiato ad ITS, TPC e TRD. Per una descrizione più dettagliata si rimanda ad altri lavori ed in particolare a [33] e [45].

L'identificazione attraverso la misura del tempo di volo di una traccia è ottenuta a partire dalle informazioni sull'impulso associato (TPC) e sulla velocità (TOF). Poiché le informazioni provengono separatamente da due rivelatori è stato sviluppato un algoritmo, basato sul *Kalman filter* [46], che oltre a ricostruire la traccia nella TPC ne permette l'estrapolazione fino al TOF. In questo modo è possibile associare le due informazioni e derivare un valore di massa per la particella tracciata.

¹La correzione è necessaria perché una volta raccolto il segnale della MRPC, occorre trasformarlo in un segnale digitale. Per questa trasformazione si usa un *leading edge discriminator*, ossia un comparatore che fornisce in uscita un segnale logico quando il segnale analogico in ingresso supera una data soglia. Il segnale analogico proveniente dall'amplificatore ha un tempo di salita finito e ampiezza variabile. Questa variazione determina il cosiddetto *time-slewing* in virtù del quale, al momento del superamento della soglia, il *timing* del segnale logico dipende dall'ampiezza di quello analogico (minore l'ampiezza, maggiore il ritardo temporale). In fase di analisi dei dati, quindi, questo effetto si può correggere utilizzando la lettura della carica (oppure dell'ampiezza) del segnale stesso.

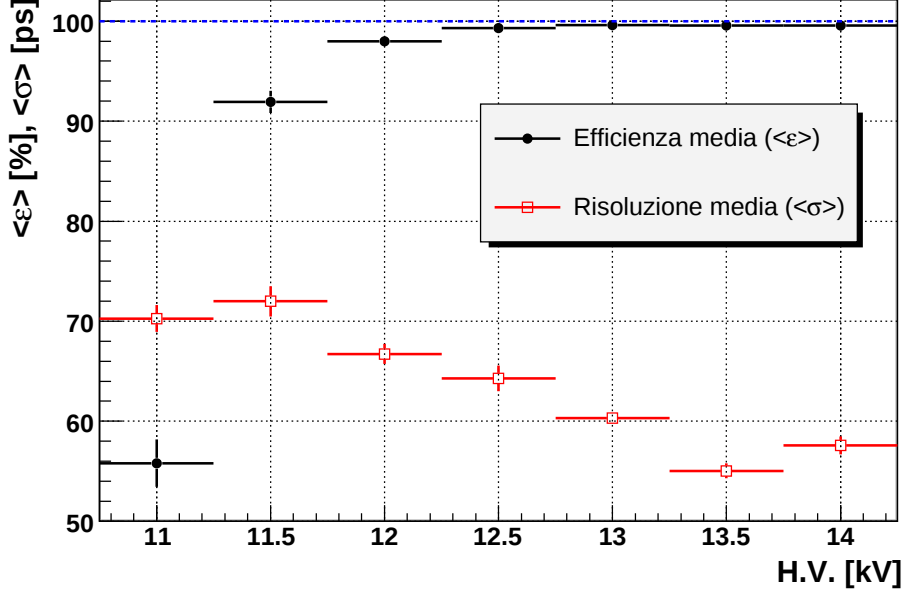


Figura 2.11: Dipendenza di efficienza media e risoluzione media dalla tensione (H.V.) applicata tra l'anodo e il catodo della MRPC per un insieme di 11 MRPC (modulo centrale) all'ultimo *Test Beam* al CERN (2006). La tensione di lavoro ottimale è attualmente prevista a 13.5 kV.

L'espressione da cui ricavare la massa è data dalla formula:

$$M = \frac{p}{\beta\gamma} = p \sqrt{\frac{(ct^{TOF})^2}{l^2} - 1}, \quad (2.1)$$

dove p è l'impulso ricostruito dalla TPC, t^{TOF} il tempo misurato dal TOF e l la lunghezza di traccia estrapolata fino alla superficie del TOF.

In Fig. 2.12 sono riportate alcune simulazioni della risposta del rivelatore utilizzando eventi HIJING [34] nell'ambito del *framework* AliRoot [47, 48].

Poiché saranno prese in considerazione solo le particelle più abbondantemente prodotte nelle collisioni (e, μ, π, K, p), i valori di massa ammessi saranno solo quelli associati a questi tipi di particelle. Quindi la probabilità che ognuna di queste particelle sia associata a un dato segnale è proporzionale a:

$$g_i(t^{TOF}) \sim \frac{1}{\sigma} \exp\{-(t^{TOF} - t_i^{exp})^2/2\sigma^2\}, \quad (2.2)$$

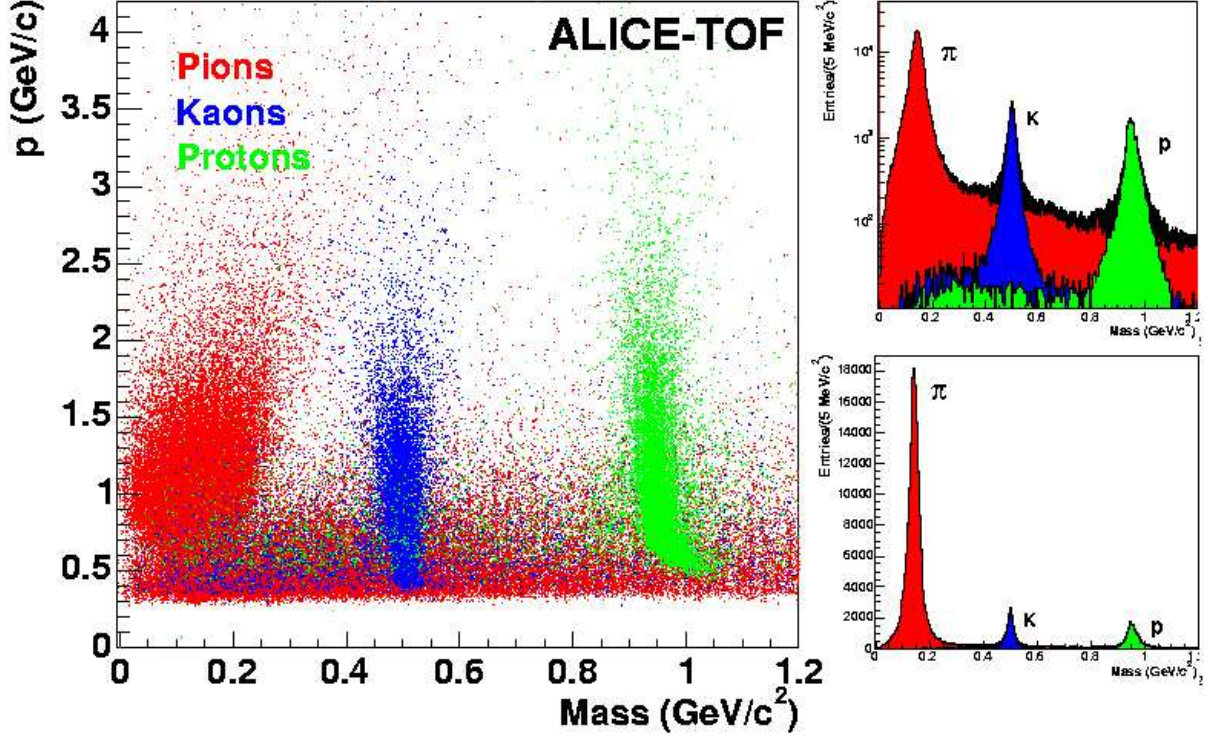


Figura 2.12: Separazione delle masse in funzione del momento trasverso ottenuta mediante il TOF in eventi $Pb + Pb$ [45].

dove σ è la risoluzione complessiva della misura su t^{TOF} e t^{exp} è il valore atteso per una certa ipotesi (i) di massa.

Nell'ipotesi in cui i tipi di particelle considerate siano presenti con uguale frequenza, dalla probabilità stimata in base alla Eq. 2.2 si può immediatamente estrarre il valore più probabile di massa.

Al contrario se le diverse particelle raggiungono il rivelatore con diverse abbondanze C_i (come accade nelle collisioni che si stanno considerando), allora la formula corretta è data da:

$$P_i(t^{TOF}) = \frac{C_i g_i(t^{TOF})}{\sum_{k=\{e,\mu,\pi,K,p\}} C_k g_k(t^{TOF})}. \quad (2.3)$$

In questo caso l'efficienza di identificazione per una particelle di tipo i ($\varepsilon^{PID}(i)$) e la contaminazione ($C^{PID}(i)$) dovuta alle altre particelle identificate come tipo i sono date

dalle formule:

$$\varepsilon^{PID}(i) = \frac{N_{id}^t(i)}{N(i)}, \quad C^{PID}(i) = \frac{N_{id}^w(i)}{N_{id}^t(i) + N_{id}^w(i)}, \quad (2.4)$$

dove $N(i)$ è il numero totale di particelle di tipo i soggette ad identificazione, $N_{id}^t(i)$ è il numero di quelle identificate correttamente di tipo i e $N_{id}^w(i)$ identificate erroneamente.

Il metodo di identificazione appena descritto non è comunque l'unico sistema disponibile nel rivelatore ALICE. Infatti indipendentemente dalla misura del TOF sia la TPC che l'ITS ($p_T < 1$ GeV/c) sono in grado di fornire informazioni sul valore di massa associata alle tracce (ad alti p_T contribuisce anche il rivelatore HMPID).

Di conseguenza l'apparato ALICE è in grado di fornire, per un certo numero di tracce, più misure indipendenti di massa disponendo di diversi sistemi. Questo ha portato allo sviluppo di una identificazione combinata basata sull'utilizzo di tutte le informazioni disponibili per ogni traccia.

In questo caso è più efficace un tipo di approccio di tipo Bayesiano che consiste nello stimare la probabilità che una dato segnale s (in questo caso corrispondente all'insieme di segnali prodotti indipendentemente da ciascun rivelatore) corrisponda ad un certo tipo di particella i .

L'approccio Bayesiano permette di stimare separatamente dei pesi per ogni singolo sistema e moltiplicarli successivamente. Il valore risultante ($r(s|i)$) sostituisce il valore calcolato nella Eq. 2.2 per il singolo rivelatore.

La probabilità finale è poi ricavata aggiungendo l'informazione sulle concentrazioni di ogni specie calcolate *a priori* ottenendo:

$$w(i|s) = \frac{r(s|i)C_i}{\sum_{k=\{e,\mu,\dots\}} r(s|k)C_k}, \quad (2.5)$$

In Fig. 2.13 sono riportati i risultati di efficienza e contaminazione per il caso dei kaoni (caso più critico) singolarmente per ITS, TPC e TOF ed infine per l'uso combinato dei tre.

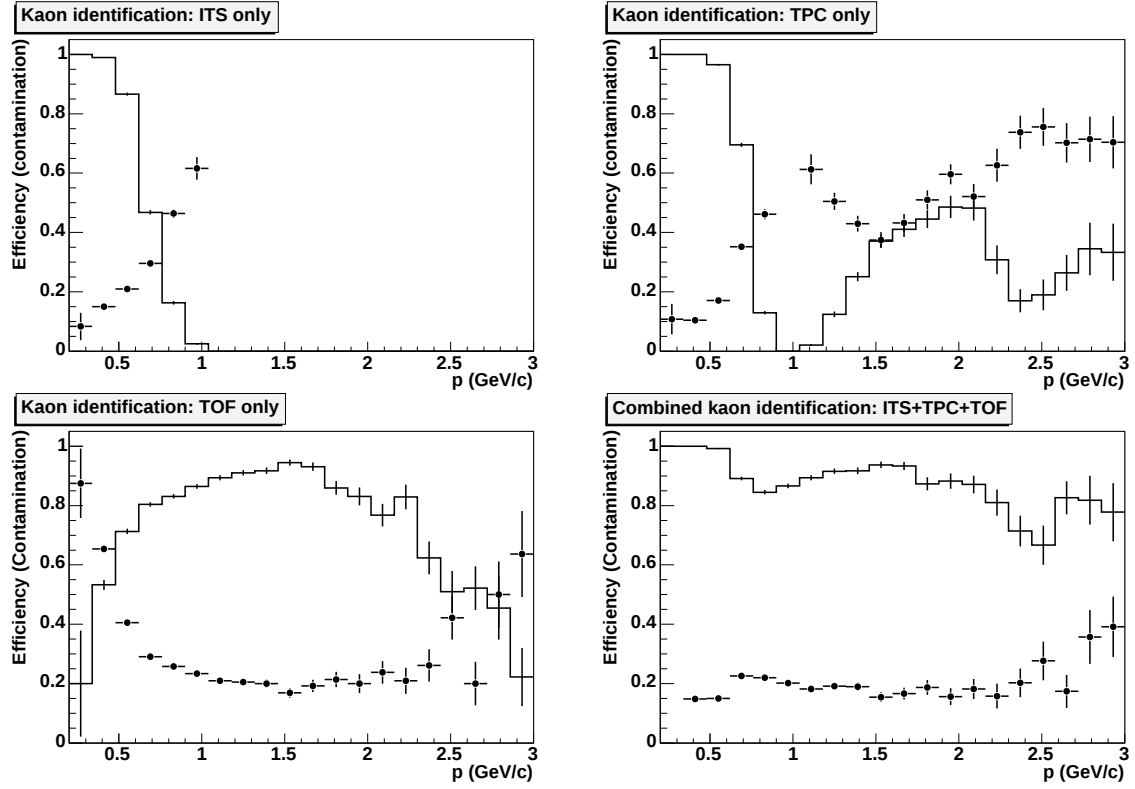


Figura 2.13: Efficienza (linea continua) e contaminazione (punti neri) in funzione dell'impulso trasverso nella procedura d'identificazione dei kaoni realizzate con i singoli rivelatori, ITS (alto-sinistra), TPC (alto-destra) e TOF (basso-sinistra), e con il metodo combinato (basso-destra) [45].

Capitolo 3

Le correlazioni di particelle attraverso l'analisi di Fourier

In questo capitolo si intende presentare lo studio delle correlazioni di particelle cariche a medio-alto p_T nell'ambito dell'investigazione delle proprietà del QGP . Come accennato nel Cap. 1 (vedere a pag. 36) le correlazioni di particelle costituiscono uno dei risultati ottenuti a RHIC più caratterizzanti per il tipo di studio oggetto di questo lavoro.

Viene ora presentato un nuovo approccio nella misura delle correlazioni di particelle negli eventi pp e AA attraverso analisi di Fourier evento-per-evento. Nei prossimi paragrafi è pertanto descritto cosa si intenda per analisi di Fourier in questo ambito e quali vantaggi abbia una simile analisi rispetto a quella eseguita a RHIC.

3.1 Analisi di Fourier: idea guida

Nel considerare un evento nella regione centrale di pseudorapidità si può osservare che il tipo di interazione che domina il processo di produzione di particelle è il processo a due partoni a medio-alto p_T . Si intende quindi un processo in cui i partoni che interagiscono (sia in interazioni pp che AA) scambiano un impulso trasverso dell'ordine di qualche GeV.

In tal caso la topologia dell'evento è determinata dalla produzione dei cosiddetti *jet* (o *mini-jet* nel caso in cui il momento sia più contenuto, ossia ≤ 5 GeV). Si intende per *jet* un sistema di particelle strettamente collimate in una direzione, dove si accumula un grande valore di p_T . Le particelle appartenenti a tali sistemi sono fortemente correlate tra di loro in quanto associate alla stessa direzione del partone iniziale che dà vita al *jet*. Frequentemente la produzione di questi sistemi avviene in coppie di *jet* di direzione

opposta sul piano trasverso in modo da conservare l'impulso totale, inizialmente nullo sul piano ortogonale al fascio.

Quando si considerano le particelle prodotte a impulsi di qualche GeV in una collisione di alta energia, le correlazioni sono essenzialmente dominate da questo tipo di processo. Riportando un grafico di distribuzione delle particelle sul piano $\eta - \phi$, ottenuto simulando una collisione pp , è possibile (Fig. 3.1) osservare tale addensamento delle particelle vicino alla direzione del partone iniziale.

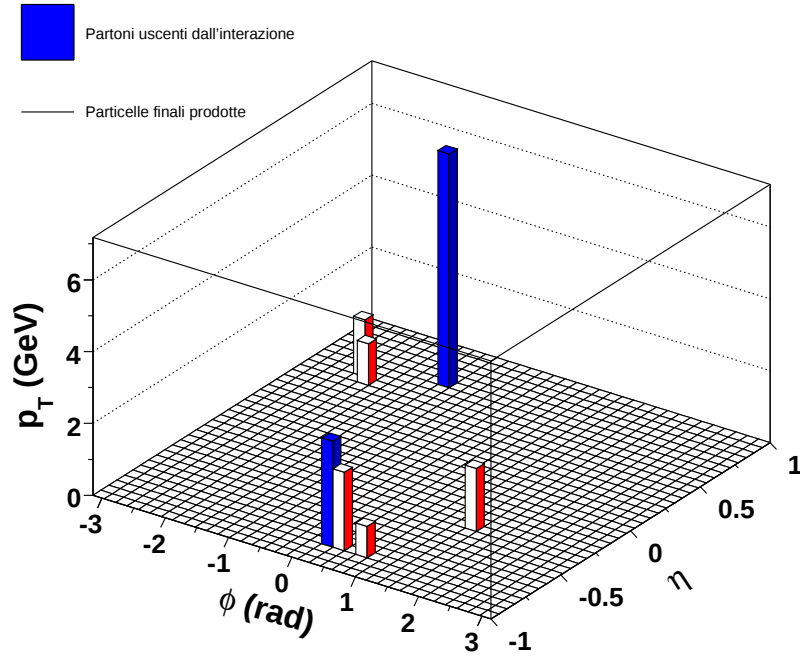


Figura 3.1: Evento simulato pp a $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Rappresentazione nel piano (η, ϕ) delle particelle prodotte con $p_T > 0.5$ GeV/c in riferimento alle direzioni iniziali dei partoni prodotti nell'interazione (vedere legenda).

Ci interessa ora vedere quale sia l'effetto di tali correlazioni sulla trasformata di Fourier dell'evento.

La trasformata di Fourier di una funzione (in questo caso in due dimensioni $f(\eta, \phi)$) è espressa attraverso i coefficienti $(A_{k_1 k_2}, \Theta_{k_1}, \Theta_{k_2})$. La funzione iniziale è legata alla sua trasformata nel seguente modo:

$$f(\eta, \phi) = A_0/2 + \sum_{k_1=1, k_2=1}^{N_1, N_2} A_{k_1 k_2} \cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta - \Theta_{k_1}\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi - \Theta_{k_2}\right), \quad (3.1)$$

dove L_η e L_ϕ rappresentano le larghezze degli intervalli in η e ϕ in cui è svolta l'analisi, $A_{k_1 k_2}$ i moduli dei coefficienti dello spettro di Fourier e Θ_{k_1, k_2} le fasi associate ad ogni termine dello spettro. Va osservato che nello scrivere l'Eq. 3.1 è stata assunta una discretizzazione dei termini dello spettro dovuta al fatto che operativamente il calcolo è svolto a partire da una distribuzione, $f(\eta, \phi)$, definita in un dominio $\eta - \phi$ discreto, con un numero di punti (ossia *bin*) $N_{bin}^\eta = N_1$ e $N_{bin}^\phi = N_2$. La trasformata di Fourier ($\tilde{f}(k_1, k_2)$), associata ai diversi termini di frequenza (k_1, k_2) , contiene non solo l'informazione sui diversi contributi delle diverse armoniche ma anche le informazioni delle posizioni in cui ogni armonica assume il suo massimo valore, in questo caso attraverso le fasi Θ_{k_1, k_2} . Per esempio, se si operasse la trasforma di Fourier a un segnale di tipo gaussiano, con valor medio traslato rispetto all'origine del sistema di riferimento, le informazioni sulla posizione del massimo della gaussiana sarebbero contenute nelle fasi e non nei moduli dei contributi di ogni armonica. In tal modo le trasformate di Fourier di segnali uguali ma traslati nel piano (η, ϕ) differiscono solo per le fasi e non per i coefficienti $A_{k_1 k_2}$.

Quanto appena descritto è mostrato in Fig. 3.2, dove si può osservare l'effetto della trasformata di Fourier applicato ad un segnale gaussiano traslato rispetto all'origine (Fig. 3.2.a) una volta in cui sia stato riprodotto ponendo tutte le fasi dello spettro a zero (Fig. 3.2.b).

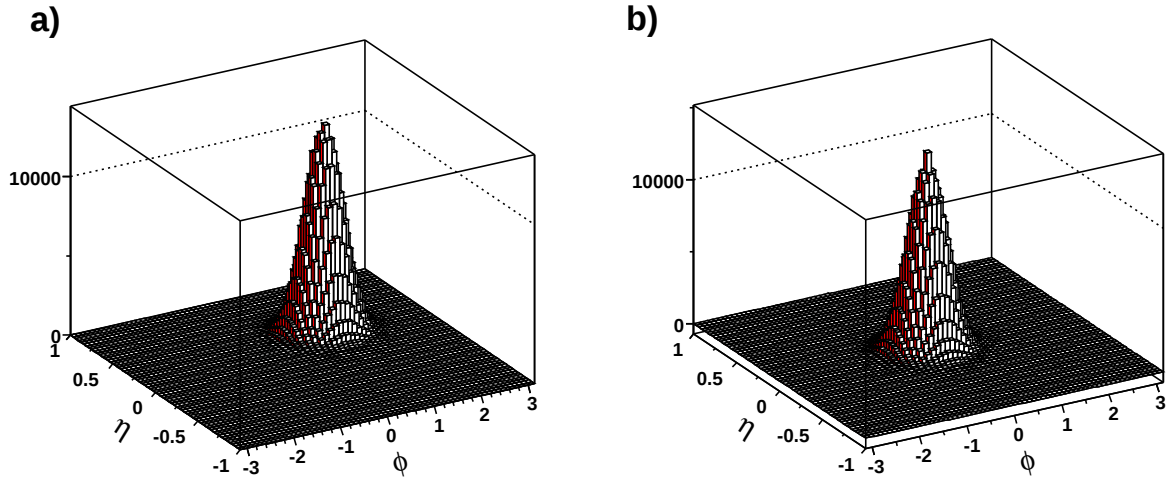


Figura 3.2: Effetto della rimozione delle fasi su un segnale gaussiano traslato rispetto all'origine.

Ciò che si evince da questo esempio è che l'annullamento delle fasi dallo spettro dell'e-

vento elimina la dipendenza del segnale ricostruito dalle coordinate (η, ϕ) in cui il segnale (*jet*) è stato generato. Questo effetto è molto importante perché, mentre la forma media delle correlazioni tra le particelle del *jet*, ossia la forma del *jet* che si vuole ricostruire, è comune a tutti gli eventi, la direzione in cui un *jet* è prodotto è casuale per ogni evento. Allora, se si vuole ottenere una ricostruzione della forma del *jet* mediando su un numero significativo di eventi occorre rimuovere in ogni evento la dipendenza (che è casuale) dalla direzione in cui il *jet* è prodotto. Altrimenti, poiché ogni direzione è equiprobabile, mediando su molti eventi, il segnale che si vuole ricostruire risulterebbe piatto.

3.2 Descrizione matematica del metodo

In questo paragrafo si intende dare una descrizione di alcune proprietà matematiche del metodo di Fourier. Le motivazioni per cui si è scelto di usare questo approccio sono fondate sulla possibilità di ricostruire la struttura dei *jet* prodotti nelle collisioni ad alto p_T sebbene i singoli eventi siano dominati da grandi fluttuazioni statistiche.

Riprendendo l'espressione 3.1, che nel nostro caso rappresenta la distribuzione di particelle cariche prodotte nel piano $\eta - \phi$, osserviamo che si tratta di una funzione puramente reale:

$$f(\eta, \phi) \in \mathbb{R}, \quad f(\eta, \phi) = \overline{f(\eta, \phi)}. \quad (3.2)$$

La sua trasformata di Fourier sarà in generale una funzione complessa e si può scrivere:

$$\mathcal{F}[f(\eta, \phi)] = \tilde{f}(k_1, k_2) = \frac{1}{L_\eta L_\phi} \iint d\eta d\phi f(\eta, \phi) e^{-i(k_1 \frac{2\pi}{L_\eta} \eta + k_2 \frac{2\pi}{L_\phi} \phi)} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{F}^{-1}[\tilde{f}(k_1, k_2)] = \iint dk_1 dk_2 \tilde{f}(k_1, k_2) e^{i(k_1 \frac{2\pi}{L_\eta} \eta + k_2 \frac{2\pi}{L_\phi} \phi)}, \quad (3.4)$$

dove gli estremi di integrazione sono dati da $-L_\eta/2 < \eta < L_\eta/2$ e $-L_\phi/2 < \phi < L_\phi/2$. Nel seguito di questo capitolo, se non dichiarato diversamente, gli intervalli di integrazione sono da ritenersi quelli appena indicati.

Se la funzione di partenza è sempre reale, come nel nostro caso, la sua trasformata gode immediatamente di alcune proprietà importanti. Infatti, la parte complessa dell'integrando in Eq. 3.3 è della forma $\exp(-i\alpha) = \cos \alpha + i \sin \alpha$; questo comporta che i contributi pari della funzione di partenza (coseni) contribuiscono alla componente reale della trasformata mentre i contributi dispari (seni) alla parte immaginaria. Tale caratteristica si può scrivere in termini di $\tilde{f}$ nel modo seguente:

$$\Re \tilde{f}(k_1, k_2) = \Re \tilde{f}(-k_1, -k_2), \quad (3.5)$$

$$\Im \tilde{f}(k_1, k_2) = -\Im \tilde{f}(-k_1, -k_2). \quad (3.6)$$

La funzione di partenza, Eq. 3.1, può essere anche sviluppata nella somma di quattro contributi:

$$\begin{aligned}
 f(\eta, \phi) &= A_{k_1 k_2} \cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta - \Theta_{k_1}\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi - \Theta_{k_2}\right) = \\
 &= A_{k_1 k_2} [\cos_{k_1 \eta} \cos_{k_2 \phi} \cos(\Theta_{k_1}) \cos(\Theta_{k_2}) + \sin_{k_1 \eta} \sin_{k_2 \phi} \sin(\Theta_{k_1}) \sin(\Theta_{k_2}) + \\
 &\quad + \cos_{k_1 \eta} \sin_{k_2 \phi} \cos(\Theta_{k_1}) \sin(\Theta_{k_2}) + \sin_{k_1 \eta} \cos_{k_2 \phi} \sin(\Theta_{k_1}) \cos(\Theta_{k_2})], \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

dove $(\cos / \sin)_{k_1 \eta}$ e $(\cos / \sin)_{k_2 \phi}$ stanno rispettivamente per $(\cos / \sin)(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta)$ e $(\cos / \sin)(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi)$.

Ognuno dei quattro termini ha una specifica parità e quindi si trasforma in modo diverso nello spettro nel seguente modo:

	$\cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right)$	$\sin\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \sin\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right)$	$\sin\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right)$	$\cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \sin\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right)$
$\tilde{f}(k_1, k_2)$	1	-1	i	i
$\tilde{f}(k_1, -k_2)$	1	1	i	-i
$\tilde{f}(-k_1, -k_2)$	1	-1	-i	-i
$\tilde{f}(-k_1, k_2)$	1	1	-i	i

Di conseguenza la somma dei quattro contributi in Eq. 3.7 si traduce nello spettro:

$$\begin{aligned}
 \tilde{f}(+k_1, +k_2) &= A_{k_1 k_2} \cos(\Theta_{k_1} + \Theta_{k_2}) + i A_{k_1 k_2} \sin(\Theta_{k_1} + \Theta_{k_2}) \\
 \tilde{f}(+k_1, -k_2) &= A_{k_1 k_2} \cos(\Theta_{k_1} - \Theta_{k_2}) + i A_{k_1 k_2} \sin(\Theta_{k_1} - \Theta_{k_2}) \\
 \tilde{f}(-k_1, -k_2) &= A_{k_1 k_2} \cos(\Theta_{k_1} + \Theta_{k_2}) - i A_{k_1 k_2} \sin(\Theta_{k_1} + \Theta_{k_2}) \\
 \tilde{f}(-k_1, +k_2) &= A_{k_1 k_2} \cos(\Theta_{k_1} - \Theta_{k_2}) - i A_{k_1 k_2} \sin(\Theta_{k_1} - \Theta_{k_2}). \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

Ciò che si vuole sottolineare dell'Eq. 3.8 è il fatto che i termini associati ad ogni coppia $(\pm k_1, \pm k_2)$ sono in modulo ($M_{k_1 k_2}$) uguali ai coefficienti $A_{k_1 k_2}$ di partenza.

Incidenza delle fasi sulla trasformata di Fourier

Dall'Eq. 3.8 si può dedurre come la presenza di fasi (traslazione nel piano) nel segnale di partenza si traduca nel termine generico della trasformata. In particolare si può osservare che i vari moduli $|\tilde{f}(\pm k_1, \pm k_2)|$ coincidono con i coefficienti $A_{k_1 k_2}$ mentre le fasi hanno l'effetto di distribuire il contributo (k_1, k_2) -esimo sulla parte reale ed immaginaria della trasformata. In particolare valgono le relazioni:

$$\begin{aligned}
 \tan(\Theta_{k_1}) &= \frac{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} + \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}}{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} + \Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}} = \frac{\Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} - \Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} - \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}}, \\
 \tan(\Theta_{k_2}) &= \frac{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} - \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}}{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} + \Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}} = \frac{\Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} - \Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} + \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}}. \quad (3.9)
 \end{aligned}$$

E nel caso in cui $|\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}| = |\Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\}|$ si ottengono le soluzioni particolari:

$$\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = \Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} \begin{cases} \Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} & \begin{cases} \tan(\Theta_{k_1}) = \frac{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}} \\ \tan(\Theta_{k_2}) = 0 \end{cases} \\ \Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = -\Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} & \begin{cases} \tan(\Theta_{k_1}) = 0 \\ \tan(\Theta_{k_2}) = \frac{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}} \end{cases} \end{cases} \quad (3.10)$$

$$\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = -\Re\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} \begin{cases} \Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = \Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} & \begin{cases} \tan(\Theta_{k_1}) = \pi/2 \\ \tan(\Theta_{k_2}) = \frac{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}} \end{cases} \\ \Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\} = -\Im\{\tilde{f}(-k_1, k_2)\} & \begin{cases} \tan(\Theta_{k_1}) = \frac{\Re\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}}{\Im\{\tilde{f}(k_1, k_2)\}} \\ \tan(\Theta_{k_2}) = \pi/2 \end{cases} \end{cases} \quad (3.11)$$

Sebbene il calcolo delle fasi originarie a partire dalla trasformata di Fourier dell'evento possa essere piuttosto complesso, la loro rimozione è invece semplice.

Infatti assumendo inizialmente i coefficienti $A_{k_1 k_2}$ positivi risulta evidente che:

$$A_{k_1 k_2} = |\tilde{f}(k_1, k_2)| = |\tilde{f}(k_1, -k_2)| = |\tilde{f}(-k_1, -k_2)| = |\tilde{f}(-k_1, k_2)| = M_{k_1 k_2} \geq 0. \quad (3.12)$$

L'assunzione per cui gli $A_{k_1 k_2}$ siano inizialmente positivi è molto importante per questo tipo di analisi in quanto la rimozione delle fasi lascia incertezza sul segno di ogni termine dello spettro. La procedura di rimozione delle fasi infatti inserisce una correzione sulla trasformata in cui tutti i termini $M_{k_1 k_2}$ sono per definizione positivi.

Se il segnale che si intende studiare è approssimabile con una forma gaussiana, l'assunzione appena fatta è lecita in quanto tale forma soddisfa certamente questa proprietà (la trasformata di una gaussiana è ancora una gaussiana).

Operativamente l'idea che sarà seguita in questa analisi è quella di mediare sugli spettri calcolati evento-per-evento dopo aver applicato la seguente correzione:

$$\begin{aligned} \tilde{f}(+k_1, +k_2) &\longrightarrow M_{k_1 k_2} + 0 \, i \\ \tilde{f}(+k_1, -k_2) &\longrightarrow M_{k_1 k_2} + 0 \, i \\ \tilde{f}(-k_1, -k_2) &\longrightarrow M_{k_1 k_2} + 0 \, i \\ \tilde{f}(-k_1, +k_2) &\longrightarrow M_{k_1 k_2} + 0 \, i \end{aligned} \quad (3.13)$$

Tale correzione assicura l'indipendenza del segnale dalla direzione di produzione del *jet* ed infatti corrisponde alla funzione che anti-trasformata diviene:

$$f(\eta, \phi) = A_0/2 + \sum_{k_1=1, k_2=1}^{N_1, N_2} M_{k_1 k_2} \cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right), \quad (3.14)$$

dove gli $M_{k_1 k_2}$ sono identici agli $A_{k_1 k_2}$ iniziali e le fasi sparite.

Dai calcoli appena mostrati si può anche ricavare che in casi specifici si è in grado di misurare la fase stessa di particolari armoniche del segnale. Ad esempio, il caso $k_1 = 0$, $k_2 = 2$ corrisponde al contributo $\propto \cos(2(\phi - \Psi))$ che in eventi ione-ione rappresenta il termine di flusso ellittico (Eq. 1.16). In tal caso la fase è direttamente connessa all'angolo azimutale del piano di reazione secondo l'espressione $\Psi = \Theta_{k_2=2}/2 = \frac{\Im\{\tilde{f}(0, 2)\}}{2 \Re\{\tilde{f}(0, 2)\}}$.

Sovrapposizione di segnali identici ed indipendenti

Ci interessa ora vedere quale sia l'effetto della correzione mostrata (Eq. 3.13) in presenza di più segnali identici ma traslati nel piano $(\eta - \phi)$ in modo indipendente e casuale. Per comodità affronteremo prima il caso in cui il numero di tali segnali sia fissato a due.

Sia il segnale di riferimento scomponibile in armoniche nella forma:

$$f(\eta, \phi) = A_0/2 + \sum_{k_1=1, k_2=1}^{N_1, N_2} A_{k_1 k_2} \cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right). \quad (3.15)$$

Si consideri ora la funzione:

$$\begin{aligned} f_2(\eta, \phi) &= f(\eta, \phi) + f(\eta - \eta_0, \phi - \phi_0) = \\ &= A_0 + \sum_{k_1=1, k_2=1}^{N_1, N_2} A_{k_1 k_2} \left[\cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} \eta\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} \phi\right) + \cos\left(\frac{2\pi k_1}{L_\eta} (\eta - \eta_0)\right) \cos\left(\frac{2\pi k_2}{L_\phi} (\phi - \phi_0)\right) \right]. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Il termine generico della sommatoria contribuisce ad un termine preciso dello spettro e se si definiscono per comodità $\eta_0^{k_1} = \frac{2\pi}{L_\eta} k_1 \eta_0$ e $\phi_0^{k_2} = \frac{2\pi}{L_\phi} k_2 \phi_0$ il coefficiente $M_{k_1 k_2}$, ricostruito dopo la rimozione delle fasi nella trasformata, appare nella forma:

$$\begin{aligned} M_{k_1 k_2} &= A_{k_1 k_2} \sqrt{(1 + \cos(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2}))^2 + \sin^2(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2})} = \\ &= A_{k_1 k_2} \sqrt{2 + 2 \cos(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2})} = A_{k_1 k_2} \left| 2 \cos\left(\frac{\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2}}{2}\right) \right|. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Nell'ipotesi di indipendenza dei due segnali e di distribuzione casuale e uniforme dell'angolo $(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2})$ si ottiene in via analitica un valore medio:

$$\langle M_{k_1 k_2} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} A_{k_1 k_2} \sqrt{2 + 2 \cos(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2})} d(\eta_0^{k_1} + \phi_0^{k_2}) = \frac{4}{\pi} A_{k_1 k_2}. \quad (3.18)$$

Il fattore di normalizzazione che ne risulta è indipendente da k_1 e k_2 e pertanto non modifica la forma del segnale ricostruito (eccetto che per il contributo di $A_0/2$ che è proporzionale al numero di segnali e che determina solamente il valor medio di f).

Nel caso in cui i segnali sovrapposti siano in numero maggiore di due il calcolo analitico non si riesce più a fare. Tuttavia simulazioni numeriche mostrano che quanto appena osservato rimane ancora valido. In particolare si osserva che l'ampiezza del segnale ricostruito varia proporzionalmente con $\sqrt{N}$, dove N è il numero di segnali sovrapposti. Il fattore numerico calcolato in via analitica, nel caso di due segnali, rimane valido e, se si assume una dipendenza dell'ampiezza dalla radice quadrata di N , diviene $\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\sqrt{N}$. In Fig. 3.3 è mostrato l'ottimo accordo tra i rapporti $\frac{A_{k_1 k_2}^N}{A_{k_1 k_2}^1}$ ottenuti dalle simulazioni e la funzione $\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\sqrt{N}$.

Un'osservazione che sarà ripresa in seguito è legata al fatto che se invece di mediare sui diversi $M_{k_1 k_2}$ si calcola il valore medio di $M_{k_1 k_2}^2$, si trova che i coefficienti medi dipendono esattamente da $\sqrt{N}$ (Fig. 3.3 destra). Se quindi si considera lo "spettro di potenza" della funzione (definito come il modulo quadro della trasformata di Fourier, $|\tilde{f}|^2$) non è necessario introdurre nessun fattore numerico ed il calcolo risulta più semplice.

In conclusione, conviene definire il valore medio finale dello spettro ricostruito come:

$$\langle \tilde{f}^{reco}(k_1, k_2) \rangle = \sqrt{\langle M_{k_1 k_2}^2 \rangle} \quad (3.19)$$

che corrisponde alla radice quadrata dello "spettro di potenza" medio.

Correlazioni di due particelle

Il tipo di studio che è qui proposto riguarda le correlazioni di particelle in eventi pp e AA . Pertanto in ogni singolo evento le informazioni sulla forma del segnale sono portate dalle correlazioni di coppie di particelle. Quello che si vuole sottolineare è il fatto che il segnale evento-per-evento non è dato da una semplice sovrapposizione di funzioni continue, identiche fra di loro e traslate rispetto all'origine del sistema di riferimento. Il segnale infatti è composto da singole particelle ($f(\eta, \phi) = A \delta^2(\eta - \eta_p, \phi - \phi_p)$, dove A è un coefficiente e

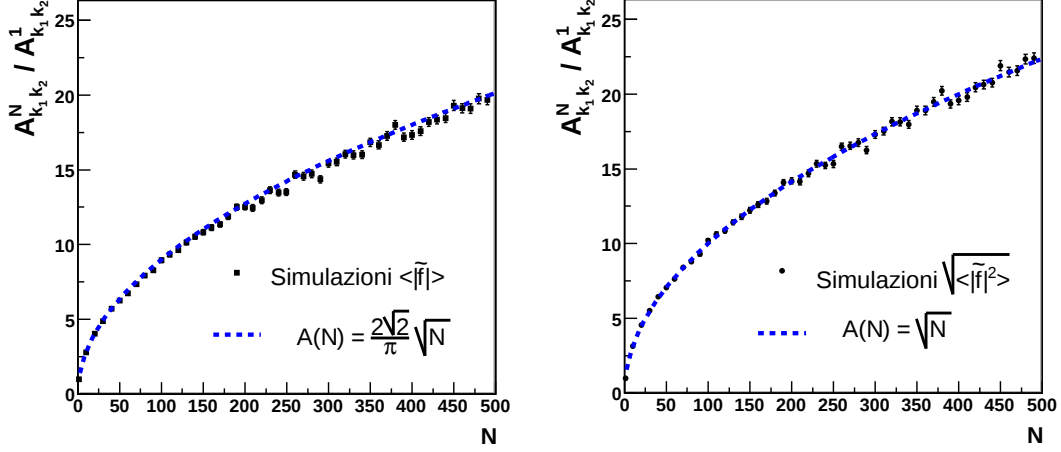


Figura 3.3: Andamento dei coefficienti medi $\langle M_{k_1 k_2} \rangle = \langle |\tilde{f}(k_1, k_2)| \rangle$ in funzione del numero di segnali presenti in ogni singolo evento (parte sinistra). Nella parte destra si può osservare come la media applicata allo spettro di potenza $\left(\sqrt{\langle M_{k_1 k_2}^2 \rangle} = \sqrt{\langle |\tilde{f}(k_1, k_2)|^2 \rangle} \right)$ varia esattamente con la radice quadrata di N .

δ^2 indica la funzione δ di Dirac bidimensionale) che, se appartengono ad un *jet*, seguono una distribuzione di probabilità prefissata.

Occorre mostrare che anche in questo caso la forma media del segnale può essere ricostruita sebbene il singolo evento abbia una struttura molto diversa da quella che si vuole ricostruire e le sue fluttuazioni evento-per-evento possano essere molto grandi.

Supponiamo che nella produzione di un *jet* le particelle siano distribuite mediamente con densità di probabilità $P(\eta - \eta_{jet}, \phi - \phi_{jet})$, con direzione del *jet* (η_{jet}, ϕ_{jet}) , e siano in numero pari a 2, con direzioni (η_i, ϕ_i) $i = 1, 2$.

Il segnale in un singolo evento è espresso dalla formula:

$$f(\eta, \phi) = \delta^2(\eta - \eta_1, \phi - \phi_1) + \delta^2(\eta - \eta_2, \phi - \phi_2). \quad (3.20)$$

Per comodità un semplice cambio di coordinate porta alla forma più semplice:

$$f(\eta, \phi) = \delta^2(\eta, \phi) + \delta^2\left(\eta - \frac{L_\eta}{2\pi} \Delta\eta, \phi - \frac{L_\phi}{2\pi} \Delta\phi\right), \quad (3.21)$$

con $\Delta\eta = \frac{2\pi}{L_\eta}(\eta_2 - \eta_1)$ e $\Delta\phi = \frac{2\pi}{L_\phi}(\phi_2 - \phi_1)$.

La trasformata del singolo evento sarà data dall'espressione:

$$\tilde{f}(k_1, k_2) = \frac{1}{L_\eta L_\phi} (1 + e^{-i(k_1 \Delta\eta + k_2 \Delta\phi)}) \quad (3.22)$$

$$|\tilde{f}(k_1, k_2)| = \frac{1}{L_\eta L_\phi} \sqrt{2 + 2 \cos(k_1 \Delta\eta + k_2 \Delta\phi)} = \frac{2}{L_\eta L_\phi} \left| \cos\left(\frac{k_1 \Delta\eta + k_2 \Delta\phi}{2}\right) \right|. \quad (3.23)$$

Il valore assoluto ancora una volta è dovuto al fatto che nella rimozione delle fasi tutti i termini dello spettro diventano positivi.

È facile vedere che l'Eq. 3.23 si trasforma per lo spettro di potenza in:

$$|\tilde{f}(k_1, k_2)|^2 = \frac{2}{L_\eta^2 L_\phi^2} (\cos(k_1 \Delta\eta + k_2 \Delta\phi) + 1). \quad (3.24)$$

La differenza nell'usare lo spettro di potenza è data dal fatto che il termine dello spettro di potenza si anti-trasforma esattamente in un picco centrale ($\tilde{f} = \frac{1}{L_\eta L_\phi}$) e in due picchi ($\tilde{f} = \frac{\cos(k_1 \Delta\eta + k_2 \Delta\phi)}{L_\eta L_\phi}$) in corrispondenza dei punti $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ e $(-\Delta\eta, -\Delta\phi)$.

In Fig. 3.4 può essere osservata la differenza tra l'utilizzo della trasformata semplice (dopo la rimozione delle fasi) e lo spettro di potenza.

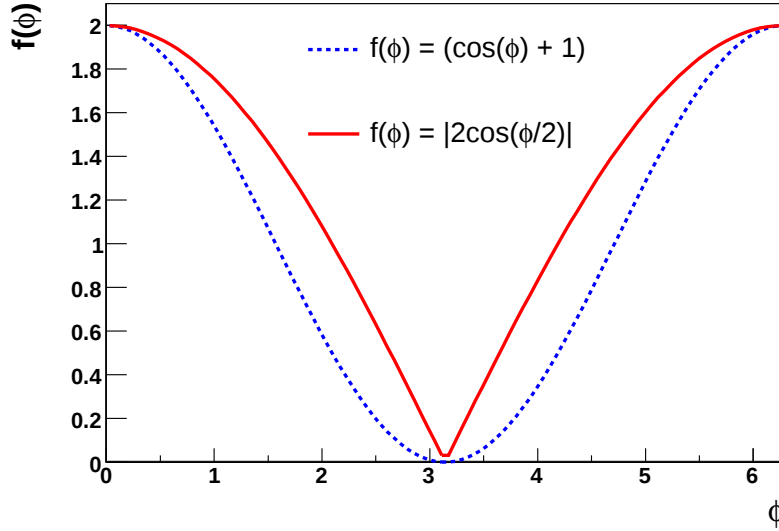


Figura 3.4: Confronto tra gli spettri trasformati in eventi con due particelle utilizzando $|\tilde{f}|$ e $|\tilde{f}|^2$. In evidenza il termine che li differenzia (vedere Eq. 3.24).

Anche in questo caso (come espresso in Eq. 3.19) è conveniente utilizzare lo spettro di potenza ($|\tilde{f}|^2$) della funzione poiché ricostruisce esattamente la correlazione angolare tra

le particelle, mentre nell'altro caso ($|\tilde{f}|$) la correlazione è riprodotta solo approssimativamente.

Il risultato ricavato può essere anche osservato in Fig. 3.5 dove ancora una volta risulta chiaro che l'anti-trasformata dello spettro così costruito mappa le distanze angolari di coppie di particelle in qualunque punto del piano $(\eta - \phi)$ in distanze angolari rispetto all'origine.

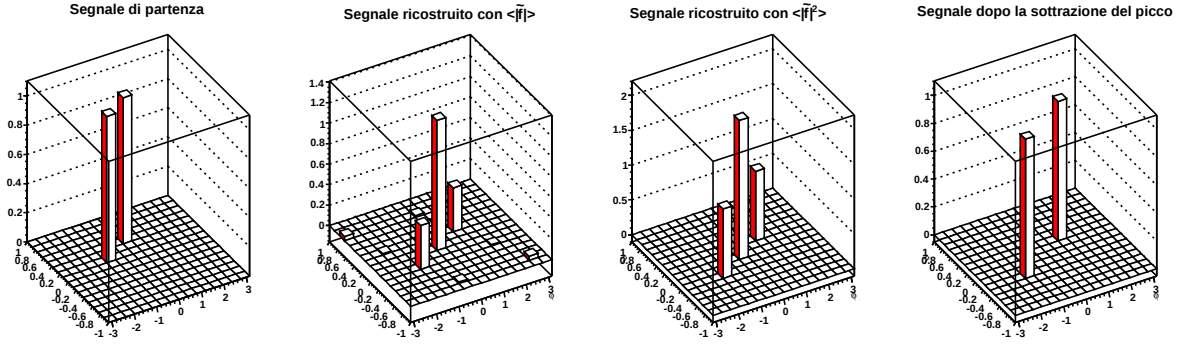


Figura 3.5: Esempio di ricostruzione di un segnale con due picchi attraverso l'eliminazione delle fasi dallo spettro e mediante l'utilizzo dello spettro di potenza ($|\tilde{f}|^2$ invece di $|\tilde{f}|$). L'ultimo grafico è derivato dal precedente dopo la sottrazione nello spettro di potenza della costante $\frac{A_0/2}{L_\eta L_\phi}$ (vedere anche il testo).

Si noti che il picco di autocorrelazione formatosi nell'origine mantiene memoria del fatto che il segnale in ingresso era di fatto formato da funzioni δ di Dirac. Tale picco è proporzionale al numero di particelle nell'evento e può essere rimosso sottraendo ad ogni termine dello spettro di potenza una quantità costante pari a $\frac{A_0/2}{L_\eta L_\phi}$ (Fig. 3.5).

La media su molti eventi coinvolge la distribuzione di probabilità delle direzioni in cui tali particelle possono essere prodotte. Se ogni particella segue una distribuzione $P(\eta, \phi)$ le distanze tra le particelle seguiranno la distribuzione data dalla convoluzione di $P(\eta, \phi)$ con se stessa:

$$P(\Delta\eta, \Delta\phi) = \iint d\eta d\phi P(\eta, \phi) P(\eta - \Delta\eta, \phi - \Delta\phi), \quad (3.25)$$

che è la funzione realmente ricostruita attraverso l'analisi con lo spettro di potenza $|\tilde{f}(k_1, k_2)|^2$.

Se per esempio la distribuzione di probabilità fosse di tipo gaussiano la distribuzione

delle distanze di coppie di particelle sarebbe ancora di tipo gaussiano con una deviazione standard aumentata di un fattore $\sqrt{2}$.

Questo è ciò che si osserva se si calcola l'anti-trasformata a partire dallo spettro di potenza $|\tilde{f}(k_1, k_2)|^2$. Se invece l'ultima operazione di anti-trasformazione è svolta a partire dalla radice quadrata di $|\tilde{f}|^2$, la forma ricostruita è esattamente quella di probabilità iniziale. Questo perché la trasformata di Fourier di un prodotto di convoluzione è uguale al prodotto delle trasformate di Fourier. Quindi la trasformata di Fourier di una funzione è uguale alla radice quadrata della trasformata di Fourier della convoluzione della funzione con se stessa:

$$P(\Delta\eta, \Delta\phi) = \mathcal{F}^{-1} \left[\left\langle |\tilde{f}(k_1, k_2)|^2 \right\rangle \right] \quad (3.26)$$

$$P(\eta, \phi) = \mathcal{F}^{-1} \left[\sqrt{\left\langle |\tilde{f}(k_1, k_2)|^2 \right\rangle} \right]. \quad (3.27)$$

Ovviamente questo risultato è valido se è vera l'assunzione: $\tilde{f}(k_1, k_2) > 0 \ \forall k_1, k_2$.

Correzioni necessarie per A_k negativi, l'effetto *box*

Quanto riportato in Eq. 3.27 è stato ottenuto assumendo i coefficienti $A_{k_1 k_2}$ iniziali tutti positivi. Infatti lo spettro di potenza essendo definito come il modulo quadro della trasformata cancella le informazioni locali sul segno della $\tilde{f}$. Come già notato, il segnale che si osserva nelle correlazioni che si intendono studiare soddisfa la proprietà richiesta in precedenza.

Tuttavia, in questa ultima parte si intende mostrare come può essere recuperata l'informazione sul segno dello spettro in un caso particolare ma interessante, la distribuzione a *box*.

Definiamo quindi la nostra funzione di partenza nel seguente modo (Fig. 3.6.a):

$$f(\eta, \phi) = \begin{cases} 1 & |\eta| < 0.31, |\phi| < 0.98 \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases} \quad (3.28)$$

Applicando la procedura descritta in precedenza si ottiene una forma ricostruita mostrata in Fig. 3.6.b.

L'effetto della deformazione è dovuto al fatto che lo spettro originale trasformato $\tilde{f}$ (Fig. 3.6.c) conteneva una parte negativa che a seguito della rimozione delle fasi è posta positiva.

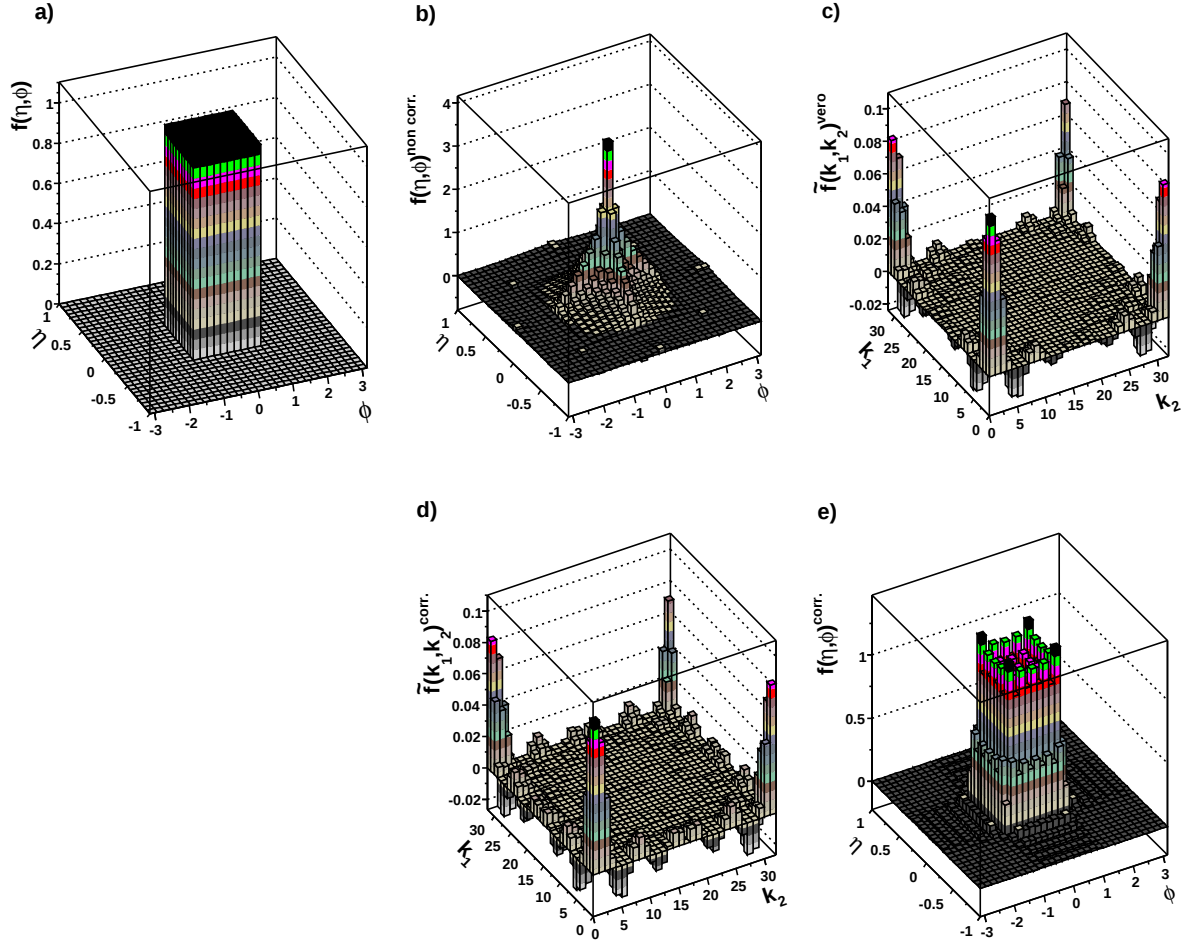


Figura 3.6: Ricostruzione di un segnale a *box* (a) attraverso l'analisi di Fourier descritta. L'utilizzo dello spettro di potenza con la rimozione delle fasi nella trasformata produce un effetto di distorsione nella forma ricostruita (b). L'effetto è attribuibile alla presenza di termini negativi nello spettro vero (c). Imponendo un cambio di segno alla $\tilde{f}$ ogni volta si superi un punto in cui lo spettro di potenza si annulla ($|\tilde{f}|^2 = 0$) si ottiene lo spettro in (d) da cui si ricostruisce la distribuzione finale (e).

Osservando però lo spettro di potenza trasformato, si può notare che nei punti in cui lo spettro originale $\tilde{f}$ cambia segno, lo spettro di potenza $|\tilde{f}|^2$ si annulla, il che discende dalla continuità della trasformata di Fourier.

Sempre in Fig. 3.6.d si può osservare la radice quadrata dello spettro di potenza quando

si assuma un cambiamento di segno nei punti in cui questo diventa nullo. Il risultato a seguito dell'anti-trasformazione del nuovo spettro è anch'esso riportato in figura e mostra un soddisfacente accordo con la funzione di partenza.

3.3 Il software di simulazione

Dopo aver descritto il metodo di analisi utilizzato per l'analisi delle correlazioni di particelle viene qui presentata la sua implementazione a livello software. In primo luogo viene introdotto l'ambiente in cui questo lavoro è stato svolto ossia la struttura dei programmi ROOT e AliRoot. In seguito è descritta la procedura di implementazione della simulazione del rivelatore ALICE e della classe *C++* utilizzata per l'analisi.

3.3.1 Il rivelatore ALICE in ROOT e AliRoot

ROOT è un programma sviluppato in *C++* utilizzato in ambito fisico specialmente per quanto riguarda la fisica delle alte energie. La struttura del codice è in continuo sviluppo e fornisce diverse classi per l'analisi dei dati oltre che pacchetti matematici avanzati (tra i quali un'interfaccia a librerie specifiche per il calcolo delle trasformate di Fourier). Una descrizione dettagliata può essere reperita in [49]. AliRoot [48] è invece composto da una serie di librerie sviluppate nell'ambito della collaborazione ALICE che si appoggiano su ROOT costituendone un'estensione.

In particolare AliRoot permette di simulare, nel modo più realistico possibile, l'intera geometria dell'apparato ALICE e la sua risposta al passaggio di particelle. Per fare ciò il programma si serve delle librerie di GEANT3 [47] che simulano l'interazione delle particelle con la materia.

3.3.2 La ricostruzione di un evento

Per ricostruzione di un evento si intende l'informazione prodotta dal rivelatore in una collisione ad alta energia all'interno del *frame* di ALICE. In questo lavoro, che precede la partenza della presa dati a LHC, si intende più precisamente l'informazione ricostruita attraverso una simulazione dettagliata del rivelatore a partire da eventi Monte Carlo generati in diverse configurazioni (*pp*, *AA*, ...).

La simulazione completa di un evento ricostruito in AliRoot prevede la generazione di collisioni attraverso diverse tipologie di Monte Carlo e porta alla creazione di un file con l'informazione completa delle particelle prodotte. In seguito le tracce generate sono

propagate all'interno del rivelatore e attraverso GEANT3 vengono calcolate le possibili interazioni con la materia: le particelle secondarie prodotte e l'energia rilasciata in ogni elemento di volume. Tale informazione (*Hits*) è poi utilizzata per stimare il segnale di risposta del rivelatore (*SDigits*, *Digits*), che viene utilizzato per la ricostruzione delle tracce. L'informazione finale è poi immagazzinata in un *file* nello stesso formato di quello che si utilizzerà in presa dati (ESD, *Event Summary Data*).

Questa procedura di simulazione permette di tenere sotto controllo i diversi passaggi e di confrontare le prestazioni della procedura di ricostruzione con le informazioni lette direttamente dal generatore Monte Carlo.

In Fig. 3.7 è mostrato uno schema riassuntivo della procedura che permette di simulare la risposta del rivelatore a partire da eventi Monte Carlo.

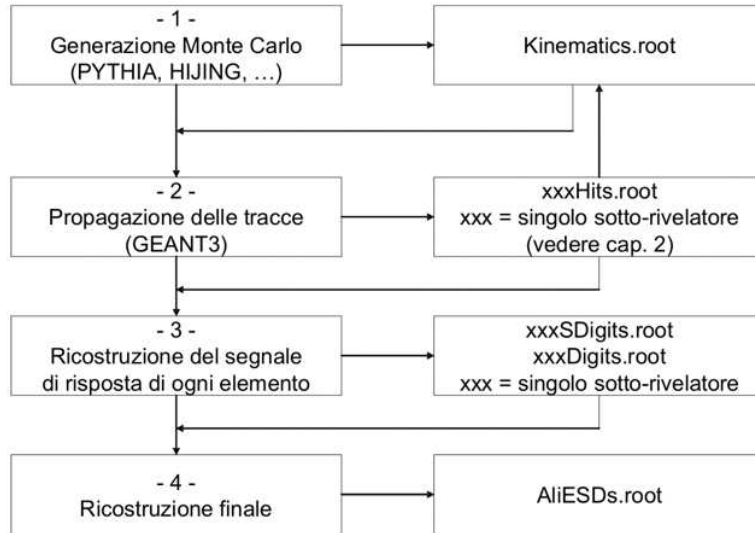


Figura 3.7: Schema riassuntivo della procedura di ricostruzione di un evento mediante la simulazione della risposta del rivelatore ALICE (vedere Cap. 2).

Per l'analisi di Fourier degli eventi prodotti in questo lavoro è stata costruita una classe (*AliFourierAnalysis.h*) di *AliRoot* che possa leggere alternativamente le informazioni al livello della generazione oppure al termine della procedura di ricostruzione. Il calcolo delle trasformate si appoggia ad una libreria apposita (*fftw-3.1* [50]) interfacciata attraverso una classe di *ROOT* (*TVirtualFFT.h*). Va osservato che la libreria necessaria per il calcolo delle trasformate di Fourier non è inclusa automaticamente nella compilazione di *ROOT* e pertanto il codice specifico va scaricato da [50] e dichiarato nella configurazione di *ROOT*.

3.4 Un test del metodo (*Toy Model*)

In questo paragrafo sono mostrati alcuni risultati ottenuti con un generatore di prova per mostrare l'effettiva efficacia del metodo. Risultati più dettagliati con generatori Monte Carlo di fisica delle alte energie sono presentati nel prossimo capitolo.

Il tipo di segnale qui simulato (denominato *jet*) è costruito in maniera molto semplice. Si assume infatti una distribuzione casuale di particelle di tipo gaussiano intorno alla direzione del *jet*. La forma delle correlazioni è ottenuta assumendo una distribuzione in p_T delle particelle del *jet* e una distribuzione di k_T (impulso trasverso rispetto alla direzione del *jet*) del tipo:

$$P(p_T) \propto e^{-\frac{p_T}{A}}, \quad P(k_T) \propto e^{-\frac{k_T}{2\sigma_{k_T}^2}}. \quad (3.29)$$

I valori dei parametri sono stati assunti pari a: $A = 1 \text{ GeV/c}$ e $\sigma_{k_T} = 0.3 \text{ GeV/c}$, ed è stato utilizzato un taglio in p_T ($p_T^{\text{min}} = 0.5 \text{ GeV/c}$). L'energia complessiva di ogni segnale è stata posta pari a $E_{\text{jet}} = 10 \text{ GeV}$.

Definita questa forma per il segnale è stato possibile generarne casualmente un numero elevato da sottoporre poi all'analisi. I risultati qui mostrati sono indipendenti dalla struttura del rivelatore; tuttavia sono stati conservati nell'analisi intervalli in η e ϕ con gli stessi valori che saranno utilizzati in seguito ($-1 < \eta < 1$ e $-\pi < \phi < \pi$).

In Fig. 3.8 sono riportati i risultati nel caso ogni singolo evento sia costituito da un singolo *jet*. Come si può osservare le grandi fluttuazioni evento-per-evento non influiscono sulla ricostruzione della forma originale (linea rossa piena) dopo l'analisi di Fourier (linea blu tratteggiata).

La procedura di rimozione del picco di autocorrelazione delle funzioni δ (come in Fig. 3.5.e) dalla distribuzione ricostruita è realizzata mediante la sottrazione dallo spettro di un termine costante.

Lo scopo principale di questo paragrafo è quello di mostrare la buona capacità di ricostruzione della forma originale del *jet* in presenza di eventi con più segnali.

In Fig. 3.9 sono riportati i grafici di due eventi casuali con la stessa definizione di *jet* ma diversi per il numero di segnali inclusi. In particolare è mostrato il confronto tra due eventi contenenti, rispettivamente, un singolo *jet* e 100 *jet*.

Si può osservare che nel primo caso il singolo *jet* è chiaramente identificabile nel piano (η, ϕ) mentre nel secondo caso la stessa operazione risulta impossibile.

Applicando l'analisi di Fourier a collezioni di eventi con 10 e 100 segnali identici ma indipendenti (casualmente distribuiti nel piano) si osserva che le distribuzioni ricostruite

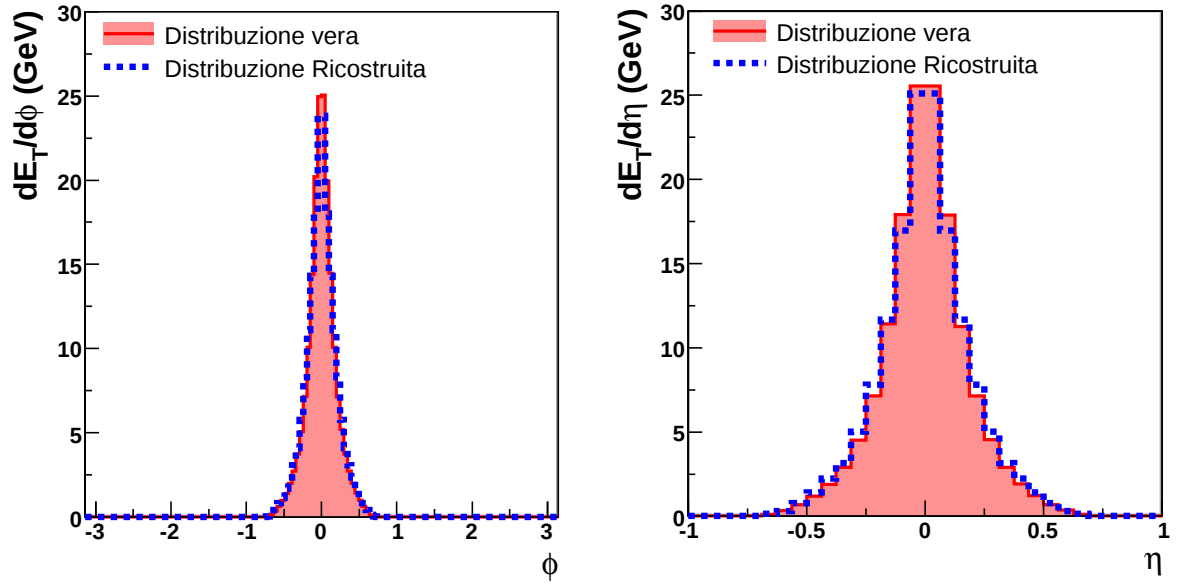


Figura 3.8: Confronto tra la distribuzione generata dalle correlazioni del *jet* (definito nel testo) e quella ricostruita attraverso l'analisi di Fourier.

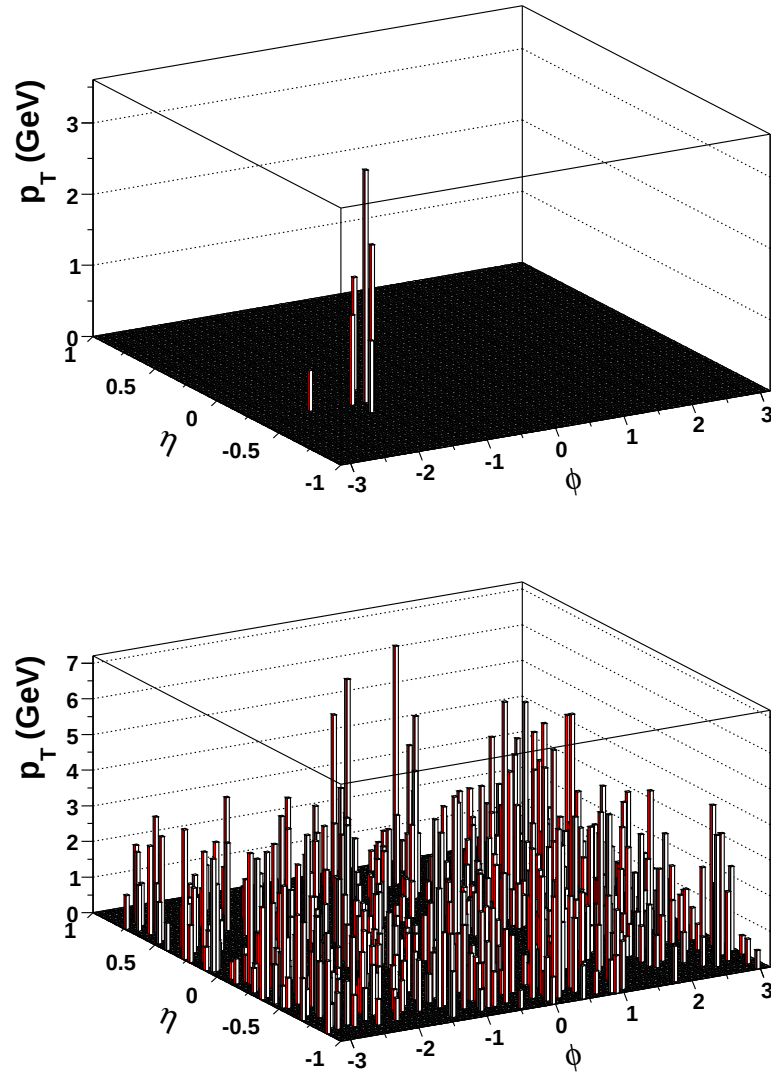


Figura 3.9: Confronto tra un evento con un singolo *jet* ed un evento dato dalla sovrapposizione di 100 *jet*.

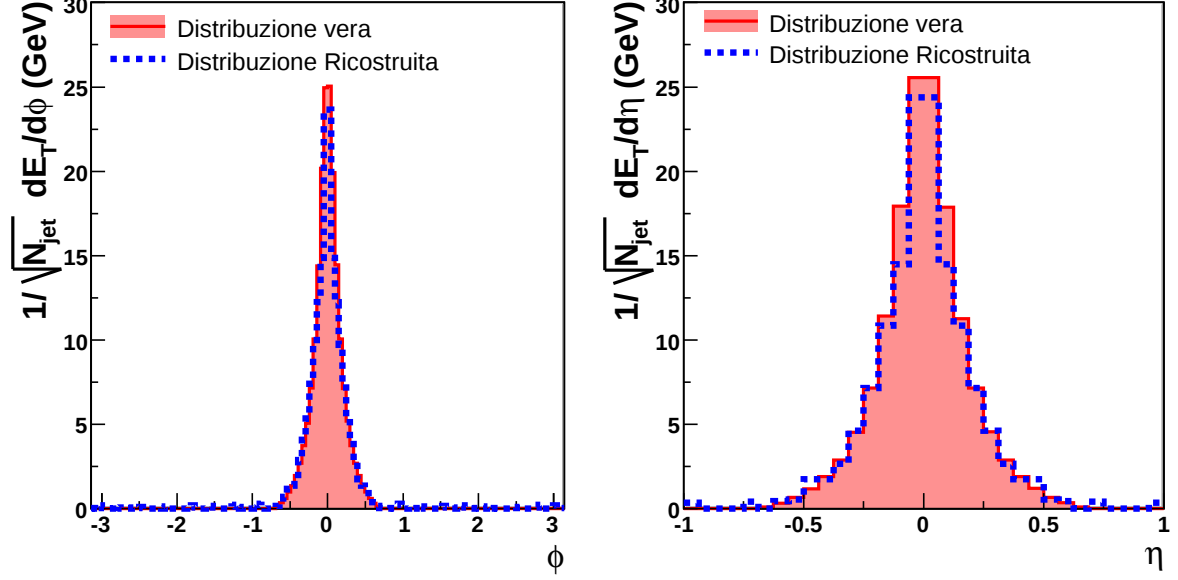


Figura 3.10: Confronto tra la distribuzione generata delle correlazioni del *jet* e quella ricostruita attraverso l’analisi di Fourier nel caso in cui l’evento sia definito dalla sovrapposizione di 10 *jet* indipendenti.

risultano consistenti. Ciò che cambia, in particolare, è l’ampiezza del segnale ricostruito che varia con $\sqrt{N_{jet}}$ come dimostrato nella Sez. 3.2. Questo comportamento è mostrato in Fig. 3.10 e Fig. 3.11 dove sono riportati i confronti tra i segnali generati e quelli ricostruiti nei due casi.

Il modello di prova qui utilizzato permette quindi di verificare l’efficacia del metodo. In particolare le piccole discrepanze osservabili tra i segnali ricostruiti e generati sono da attribuire alla bassa statistica (100k eventi singoli, 10k eventi con 10 *jet* sovrapposti e 20k eventi con 100 *jet* sovrapposti) che causa fluttuazioni nello spettro ricostruito. Tali fluttuazioni causano un’incertezza nella stima del termine costante (valore minimo di $\langle |\tilde{f}|^2 \rangle$) da sottrarre allo spettro nella fase di rimozione del picco centrale e portano così a qualche scostamento dalla forma di partenza.

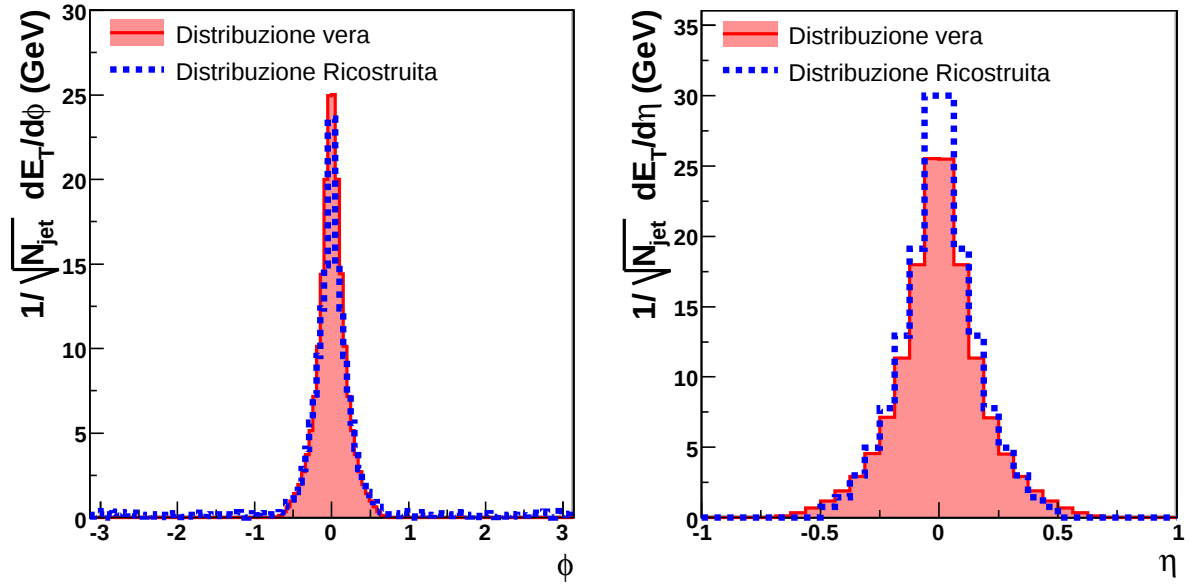


Figura 3.11: Confronto tra la distribuzione generata dalle correlazioni del *jet* e quella ricostruita attraverso l'analisi di Fourier nel caso in cui l'evento sia definito dalla sovrapposizione di 100 *jet* indipendenti.

3.5 La generazione Monte Carlo

Per quanto riguarda i programmi Monte Carlo usati in questo lavoro, per testare la bontà del metodo in uno scenario fisico realistico, sono stati utilizzati i generatori PYTHIA [51] e HIJING [34]. PYTHIA è certamente il programma più diffuso nello studio dell'interazioni pp ad alte energie e fornisce previsioni in ottimo accordo con i più recenti dati sperimentali. HIJING è invece un programma che simula le interazioni nucleo–nucleo assumendo interazioni indipendenti nucleone–nucleone, *à la* PYTHIA, e contemporaneamente tiene conto di alcuni effetti nucleari (per esempio, *Parton Shadowing*, *Jet Quenching* e geometria di Glauber [15]).

Per una più completa spiegazione dei meccanismi principali di questi programmi si rimanda alle referenze citate. In questa sezione saranno invece descritti due effetti particolarmente importanti per la fisica di ALICE (vedere Cap. 1): il *Jet Quenching* e il flusso ellittico.

3.5.1 Il modello di *Jet Quenching*

Come già presentato nel Par. 1.6.4 (pag. 33), il *Jet Quenching* è un meccanismo fortemente atteso in collisioni AA e la sua ipotesi è anche supportata dagli ultimi risultati provenienti da RHIC. Esistono diversi modelli che forniscono una previsione qualitativa e quantitativa di questo effetto, in particolare le previsioni teoriche più accurate sono state sviluppate nell'ambito dell'approssimazione BDMPS–Z–WS (Baier–Dokshitzer–Mueller–Peigne–Schiff [52], Zakharov [53], Wiedemann–Salgado [54, 55]).

Il modello di *quenching* così sviluppato è basato sull'idea che un partone altamente energetico che attraversa un mezzo denso può interagire con esso perdendo energia per irraggiamento (*bremssstrahlung*). In particolare la formazione di un mezzo deconfinato (il *QGP*) fornirebbe uno scenario molto diverso dal caso di un gas adronico. Infatti, come mostrato in Fig. 3.12, il singolo gluone viene irraggiato a seguito dell'interazione con diversi centri di *scattering* e non in singole collisioni. In tal caso la forza del meccanismo è proporzionale non solo al numero di *scattering* ($\propto L$) ma anche alla probabilità di formazione del gluone ($\propto L$) realizzando un comportamento L^2 . Questo comportamento diversifica il meccanismo di irraggiamento in *QCD* ($\propto L^2$) da quello in *QED* ($\propto L$) poiché il gluone emesso può ancora interagire con le particelle del mezzo, diversamente dal fotone che non ha carica.

È stato calcolato [52, 56] che la perdita di energia nel caso di un mezzo deconfinato è sensibilmente più grande che nel caso di un gas adronico. Le stime previste, infatti, sono

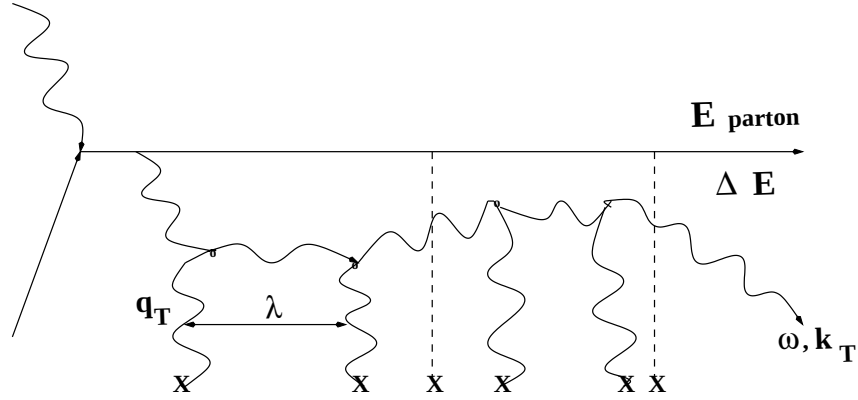


Figura 3.12: Diagramma tipico di radiazione di un gluone [56].

di ~ 0.05 GeV/fm per il caso di un gas adronico mentre per il caso partonico è ~ 20 volte superiore (~ 1 GeV²/fm).

I dettagli del modello possono essere reperiti in [54, 55] dove viene presentato un metodo operativo per calcolare le probabilità di perdita di energia in funzione dei diversi parametri in gioco (lunghezza del cammino nel mezzo deconfinato, densità del mezzo, etc.): tale metodo, basato sull'introduzione di opportuni “pesi”, è chiamato metodo dei *Quenching Weight*.

In questo paragrafo sono invece descritti i parametri principali e fisicamente rilevanti del modello insieme alla procedura con cui è stato implementato all'interno delle simulazioni qui presentate.

Il modello di *quenching* in questione afferma che in buona approssimazione un partone che si muova in un mezzo deconfinato per un percorso lungo L perda una quantità di energia indipendente dalla sua energia iniziale e in media proporzionale a L^2 .

Sono allora definite le due quantità:

$$\omega_c = \hat{q} L^2 / 2, \quad (3.30)$$

$$R = \hat{q} L^3 / 2, \quad (3.31)$$

dove $\hat{q}$ è il coefficiente di trasporto (momento quadratico medio trasferito per cammino unitario) e L la lunghezza del cammino totale nel mezzo.

Si può dimostrare che la probabilità di perdita di energia dipende esclusivamente da questi due parametri. Lo spettro di energia dei gluoni irraggiati è inoltre dato dall'espressione:

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \simeq \frac{2 \alpha_s C_R}{\pi} \sqrt{\frac{\omega_c}{2 \omega}}, \quad (3.32)$$

dove C_R è il fattore di Casimir QCD (dovuto alla carica di colore del partone) ed è uguale a $4/3$ nel caso di quark e a 3 nel caso di gluoni. L'energia totale media persa dal partone è invece data dalla formula:

$$\langle \Delta E \rangle = \int_0^{\omega_c} \omega \frac{dI}{d\omega} d\omega \propto \alpha_s C_R \omega_c \propto \alpha_s C_R \hat{q} L^2. \quad (3.33)$$

Il metodo dei *Quenching Weight* [55] fornisce quindi una parametrizzazione del meccanismo in funzione di questi due soli parametri (ω_c, R).

Se si considera la geometria nucleare della collisione, la geometria di Glauber [15], le quantità precedenti possono essere ridefinite nel modo seguente (PQM, *Parton Quenching Model* [57]):

$$\begin{aligned} (\hat{q} L)_{eff} &= \int_0^\infty k \times T_A(\chi; b) T_B(\chi; b) d\chi \\ I_n &= \int_0^\infty \chi^n \hat{q}(\chi; b) d\chi \\ \omega_c &= I_1 \\ R &= I_0^2 / (2I_1), \end{aligned} \quad (3.34)$$

dove T_A e T_B sono le densità trasverse dei due nuclei (A e B) e dipendono dal parametro di impatto b , mentre k è un parametro collegato alle densità partoniche nei nuclei.

È stato inoltre dimostrato [55] che in caso di espansione del mezzo il modello si può ricondurre al caso statico a patto di ridefinire alcune delle grandezze ed in particolare sostituendo $\hat{q}$ con:

$$\bar{\hat{q}} = \frac{2}{L^2} \int_{\chi_0}^{L+\chi_0} dt (\chi - \chi_0) \hat{q}(\chi),$$

dove $\hat{q}(\chi)$ è il coefficiente di trasporto dipendente dal tempo.

In Fig. 3.13 si può osservare come il modello qui presentato descriva la soppressione del rapporto R_{AA} (definito nell'Eq. 1.20) nel caso di adroni e di collisioni centrali [57]. L'accordo tra i dati e le previsioni del modello è stato ottenuto per valori di $\langle \hat{q} \rangle \sim 14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$.

Un ulteriore effetto, predetto da questo modello, è il cosiddetto *dead cone effect* che consiste in una riduzione dell'intensità della perdita di energia per i quark più pesanti. Infatti il quark che attraversa un mezzo denso e colorato non può emettere gluoni nella regione in avanti in un cono tanto più ampio quanto maggiore è la sua massa. Ciò ridurrebbe, nel caso dei quark più pesanti c e b , la probabilità di emissione di gluoni in modo significativo e dovrebbe poter essere osservabile a LHC (risultati da RHIC non hanno dato finora indicazioni chiare di questo effetto).

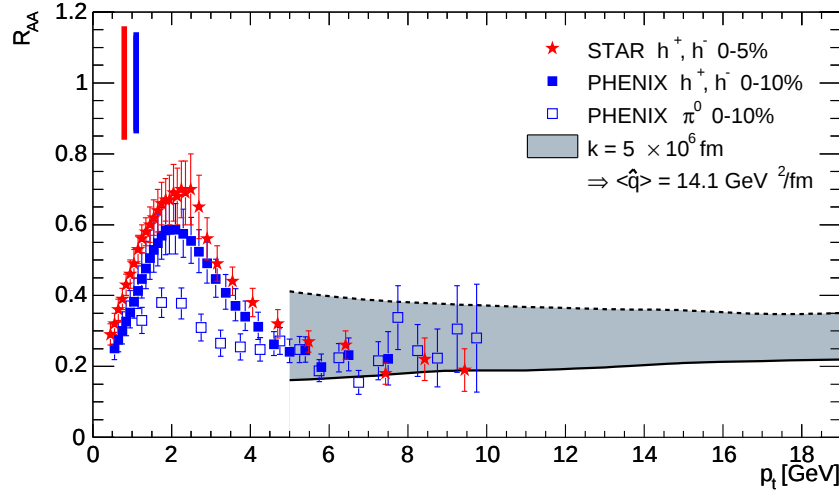


Figura 3.13: $R_{AA}(p_T)$ per collisioni centrali $Au + Au$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La stima rappresentata dalla banda colorata è ottenuta mediante un calcolo per ogni singolo partone prodotto dei coefficienti ω_c e R (*Quenching Weight* [55]). Il coefficiente di trasporto medio è di $14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$. Il grafico è preso da [57].

Quenching nel Monte Carlo

Alcuni dei risultati presentati nel prossimo capitolo utilizzano il modello appena descritto, implementato all'interno dei generatori PYTHIA e HIJING. Questa scelta è motivata dal fatto che gli esistenti meccanismi di *quenching* dei Monte Carlo non forniscono una descrizione soddisfacente sia da un punto di vista dell'accordo con la teoria, sia nel confronto con i dati sperimentali.

Ad esempio, lo stesso HIJING fornisce la possibilità di attivare un meccanismo di perdita di energia per partoni ad alto p_T , ma tale meccanismo è in realtà molto semplificato: il mezzo è più assimilabile al caso di un gas di adroni piuttosto che di partoni e la probabilità di perdita di energia risulta proporzionale a L (non L^2).

I risultati ottenuti per simulazioni all'energia massima di RHIC per le correlazioni a due particelle sono mostrati in Fig. 3.14. Quello che si può osservare è che il meccanismo di *quenching* implementato in HIJING non è in grado di riprodurre la soppressione del contro-picco osservato a RHIC (Fig. 1.20) in collisioni $Au + Au$ centrali. La possibilità di intensificare l'effetto di perdita di energia in HIJING attraverso un parametro specifico (detto appunto di *energy loss*, corrispondente alla perdita di energia per unità di cammino

nella regione della collisione) produce una parziale attenuazione sia nelle correlazioni di piccoli angoli che a 180° .

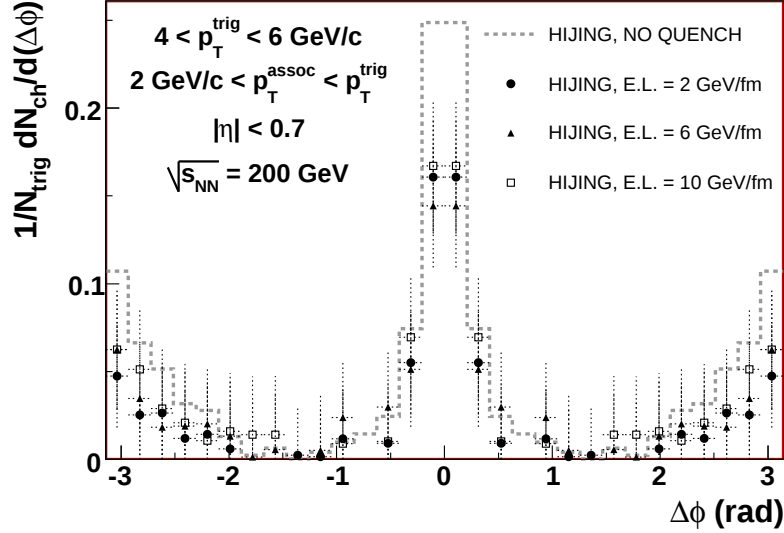


Figura 3.14: Correlazioni a due particelle ottenute con HIJING per collisioni $Au + Au$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV al variare dell'intensità del *quenching* incluso nel Monte Carlo stesso.

Al contrario il meccanismo qui utilizzato, nell'ipotesi di formazione di un mezzo deconfinato, è in grado di riprodurre l'effetto citato. Infatti si può osservare in Fig. 3.15 e Fig. 3.16 [58] come simulazioni PYTHIA ed HIJING con l'introduzione dei *Quenching Weight* riproducano l'effetto di soppressione a 180° in collisioni centrali.

Il meccanismo di *quenching*, esterno al Monte Carlo, è introdotto a livello partonico prima che il generatore (HIJING o PYTHIA) esegua il processo di adronizzazione. I risultati sono pertanto ottenuti con versioni di PYTHIA e HIJING modificate ed integrate all'interno dell'ambiente ROOT e AliRoot [49, 48].

3.5.2 Il flusso ellittico

Il flusso ellittico è uno degli effetti recentemente osservati a RHIC e costituisce un segnale preciso del comportamento tipo-fluido della materia prodotta nelle collisioni nucleo-nucleo (vedere Par. 1.6.1).

Tale meccanismo è stato simulato all'interno dei generatori usati attraverso una semplice parametrizzazione delle distribuzioni finali delle particelle prodotte. In particolare,

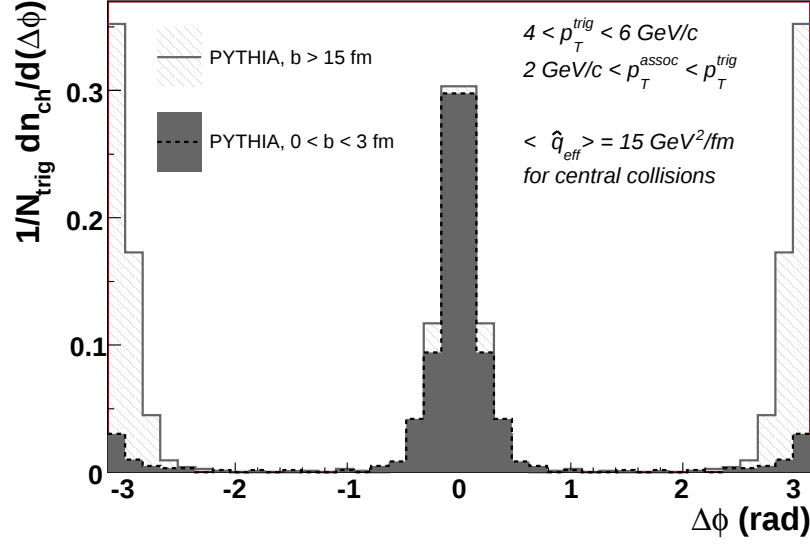


Figura 3.15: Comportamento delle correlazioni a piccoli angoli e a 180° in funzione della centralità della collisione (b è il parametro di impatto). I risultati qui riportati sono ottenuti con simulazioni PYTHIA tramite il meccanismo di *quenching* (PQM) descritto nel testo e facendo uso della geometria nucleare di Glauber similmente a quanto fatto in [57]. I valori dei tagli introdotti nell'analisi sono riportati in figura.

l'effetto è stato realizzato attribuendo dei pesi alle particelle prodotte in funzione delle loro distanze angolari ($\phi - \Psi$) rispetto alla direzione del piano di reazione (Ψ). Tali pesi sono stati quindi calcolati, una volta fissato un coefficiente di anisotropia ellittica $\nu_2(p_T)$ in funzione di p_T , nel seguente modo:

$$w(p_T) = 1 + 2 \nu_2(p_T) \cos(2(\phi - \Psi)). \quad (3.35)$$

La scelta di usare una parametrizzazione *a posteriori* mediante dei pesi ed esterna al generatore Monte Carlo è un trucco matematico che non aggiunge, a questo livello, nessun effetto fisico. Tuttavia è un metodo semplice che risulta molto favorevole per gli scopi qui perseguiti in quanto ha l'effetto di non modificare la struttura originale del *jet* e allo stesso tempo permette di verificare la capacità dell'analisi nel distinguere questo tipo di correlazioni da quelle dei *jet*.

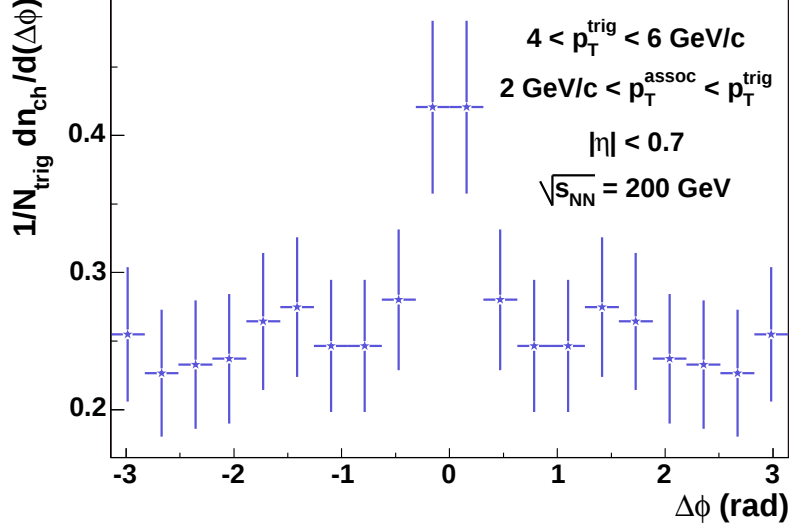


Figura 3.16: Simulazioni HIJING con il meccanismo di *quenching* partonico (PQM), come descritto nel testo. I valori dei tagli per l'analisi sono riportati in figura.

3.6 Effetti sullo spettro da correlazioni tra *jet* e da moti collettivi

In questo ultimo paragrafo si intende mostrare gli effetti di alcuni tipi di correlazioni sullo spettro di Fourier ricostruito, per aiutare a comprendere il tipo di risposta ai segnali studiati prodotta da questa analisi.

Correlazioni *back-to-back*

Le correlazioni tra particelle per distanze azimutali di 180° rappresentano un tipo di segnale frequente nelle collisioni *pp* e *AA* in quanto i *jet* ad alto p_T sono prodotti in coppie (per la conservazione dell'impulso trasverso). È interessante osservare come si ripercuota questo tipo di correlazioni nella trasformata di Fourier. In Fig. 3.17 è riportato lo spettro di Fourier ricostruito ($\sqrt{\langle |f|^2 \rangle}$) in eventi PYTHIA ($p_T > 0.5$ GeV/c) per la componente azimutale ($k_\eta = 0$) e mostra che in presenza di correlazioni *back-to-back* i termini pari dello spettro sono sistematicamente superiori a quelli dispari.

La spiegazione di questo effetto è molto semplice: i termini pari hanno la proprietà di assumere valori positivi agli estremi ($\cos(2k\pi) > 0$) mentre quelli dispari assumono

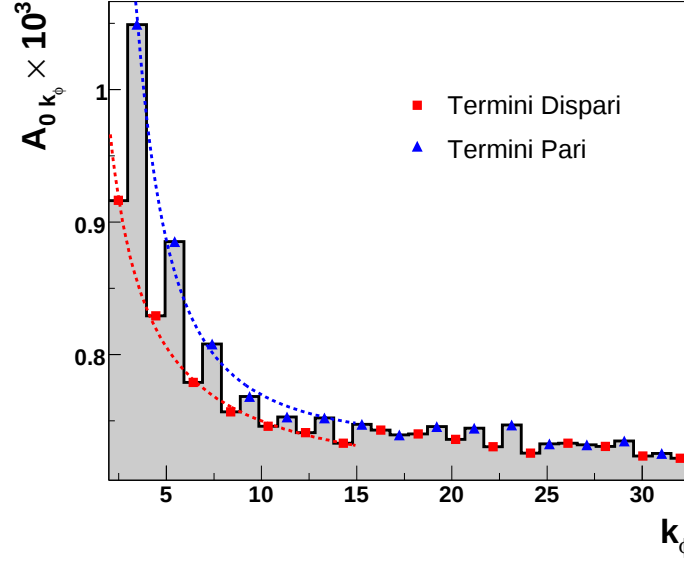


Figura 3.17: Spettro trasformato in eventi PYTHIA: in evidenza le componenti relative ai termini dispari e pari dello spettro. Valori superiori dei termini pari implicano correlazioni azimutali a 180° .

valori negativi ($\cos((2k+1)\pi) < 0$). Di conseguenza in assenza di correlazioni a 180° i due contributi si equilibrano mentre in presenza di esse i termini pari prevalgono. Al contrario per quanto riguarda le correlazioni a piccoli angoli i contributi si sommano positivamente per qualunque termine dello spettro e pertanto non possono generare un comportamento differente per termini pari e dispari.

Flusso ellittico

Ancora più immediato è il contributo allo spettro dato dal flusso ellittico. Infatti, per definizione (vedere anche pag. 69) l'asimmetria ellittica è rappresentata da una distribuzione di particelle di forma sinusoidale ($\propto \cos(2\phi)$) e di conseguenza contribuisce ad un termine specifico dello spettro: il termine A_{02} . Per questo motivo lo spettro ricostruito negli eventi in cui sia aggiunto anche questo effetto risulta modificato, e in modo vistoso, solo per un termine preciso, come mostrato in Fig. 3.18.

Una misura diretta del coefficiente ν_2 può essere ottenuta dal rapporto dei coefficienti $A_{02}/(A_0/2)$. Alcuni risultati a riguardo saranno presentati nel prossimo capitolo.

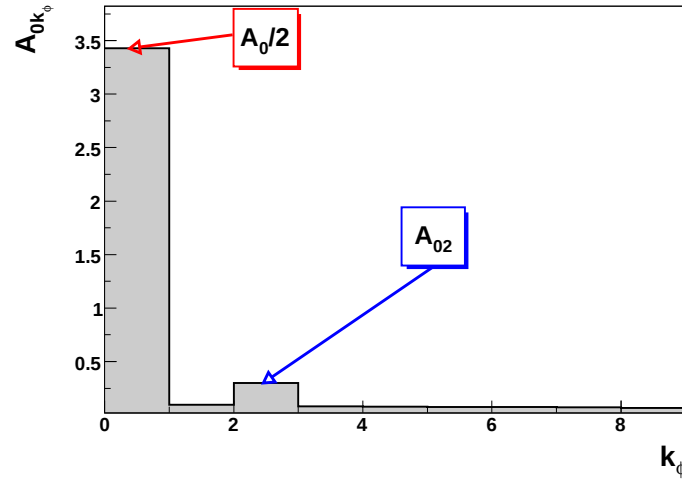


Figura 3.18: Spettro trasformato in eventi HIJING in cui sia stato introdotto l'effetto di flusso ellittico. Si osservi il termine ($k_\eta = 0, k_\phi = 2$) in cui l'effetto introdotto appare chiaramente distinguibile. Il ν_2 generato è di circa il 10%.

Capitolo 4

Risultati dell'analisi alle energie di LHC

In questo ultimo capitolo sono riportati i risultati ottenuti attraverso l'analisi di Fourier in eventi generati con i programmi Monte Carlo descritti nel Cap. 3.

4.1 Ricostruzione della forma del *jet*: parametri significativi

Prima di presentare i risultati ottenuti con i Monte Carlo PYTHIA [51] e HIJING [34] è utile soffermarsi sulle simulazioni con il modello descritto nella Sez. 3.4 dal momento che le informazioni sulle correlazioni del *jet* possono essere espresse attraverso alcuni parametri specifici e significativi.

Il primo risultato che è riportato è la dipendenza delle correlazioni a piccolo angolo da p_T . Un numero elevato di *jet* ($N_{ev} = 100k$) di forma nota (vedere Sez. 3.4 e Figg. 3.8–11) è stato generato e la loro distribuzione di correlazioni è stata sottoposta all'analisi di Fourier. Successivamente la distribuzione ricostruita mediante l'analisi è stata integrata per intervalli di impulso trasverso diversi. L'analisi è stata effettuata utilizzando un taglio superiore variabile in p_T oltre il quale le particelle cariche prodotte erano escluse dall'analisi. In particolare, come limiti superiori per l'impulso trasverso sono stati assunti valori interi - k GeV - compresi tra 1 e 10. La differenza tra i risultati ottenuti per valori consecutivi (k e $k + 1$) fornisce l'intensità della correlazione del *jet* in un intervallo di p_T circoscritto, $k < p_T < (k + 1)$ GeV. In Fig. 4.1 è riportato il confronto tra i risultati

ottenuti a livello di generazione e poi di ricostruzione tramite analisi di Fourier della forma originale del *jet*.

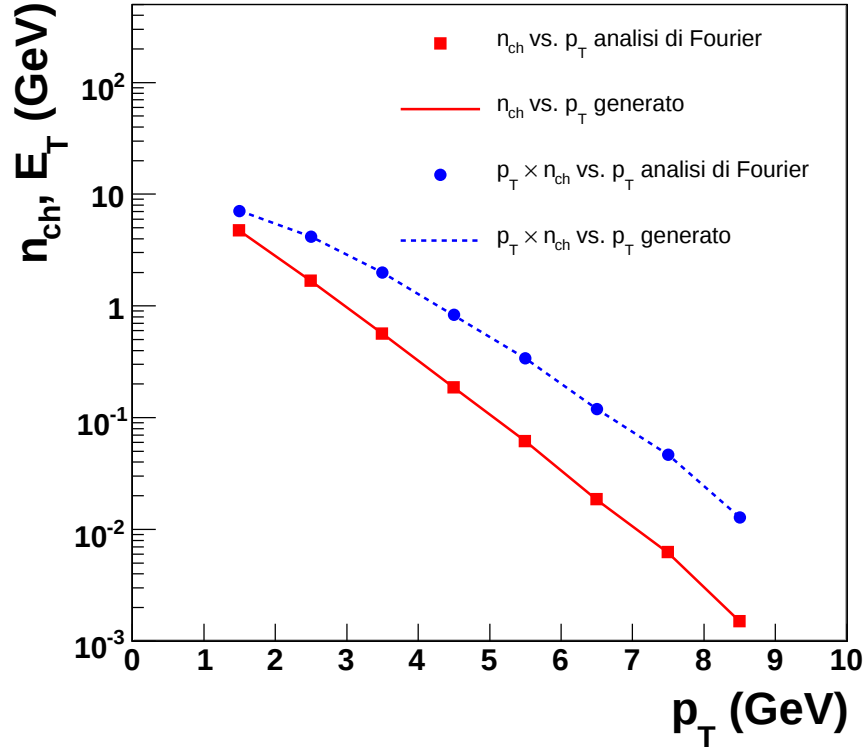


Figura 4.1: Confronto tra le correlazioni ricostruite con l'analisi di Fourier e quelle generate, in funzione dell'impulso trasverso. Nel grafico sono riportati i valori della molteplicità e dell'energia trasversa per ogni intervallo di p_T considerato.

Come si può osservare la dipendenza da p_T del numero di particelle correlate (quindi associate al *jet*) per evento segue un andamento esponenziale consistente con quello generato (Eq. 3.29). In Fig. 4.1 è anche mostrato il grafico dell'energia trasversa del *jet* relativa ad ogni intervallo di impulso trasverso delle particelle correlate. Quest'ultima grandezza è stata ottenuta associando un peso ad ogni particella proporzionale al suo impulso trasverso, ossia: $E_T(p_T) \simeq n_{ch} \times p_T$.

Un secondo parametro particolarmente importante nella descrizione del segnale è associato alla larghezza della distribuzione delle particelle del *jet*. Tale misura è stata eseguita mediante un *fit* gaussiano sulle distribuzioni ricostruite ed è riportata in Fig. 4.2 in fun-

zione di p_T . Poiché tale grandezza è legata ad un parametro fisico importante, l'impulso

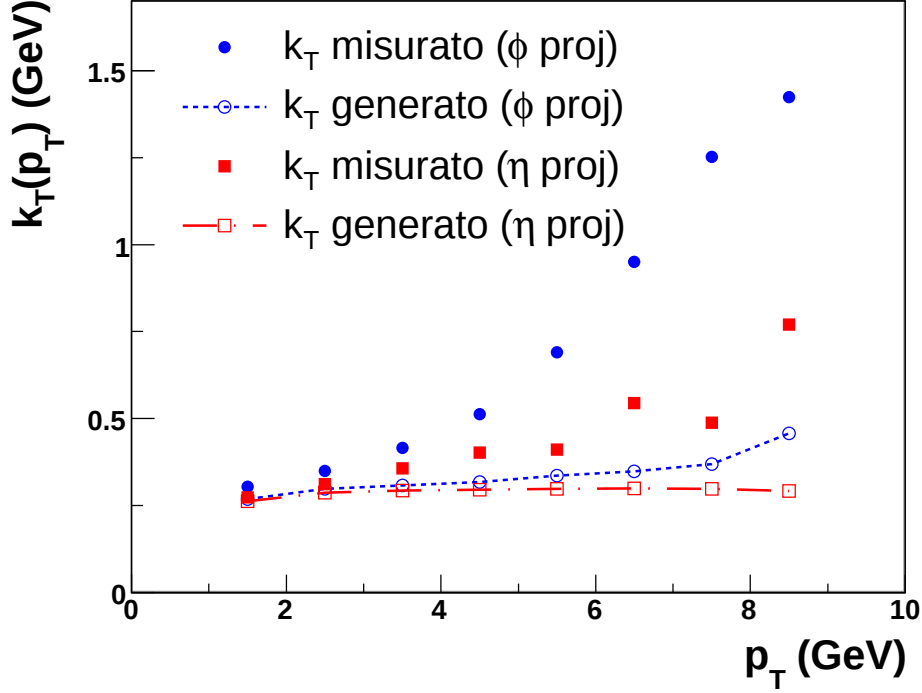


Figura 4.2: Impulso trasverso medio rispetto alla direzione del *jet*: andamento generato (linee tratteggiate) e riprodotto, ossia “misurato”, mediante l’analisi (simboli pieni) al variare del p_T delle particelle considerate.

trasverso medio rispetto alla direzione del *jet* (k_T), si è scelto di riportare questa seconda grandezza calcolata attraverso le espressioni:

$$\begin{aligned}
 k_T &= \sigma_\phi \times p_T, \\
 \text{oppure } k_T &= \sigma_\eta \times p_T,
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

dove σ_ϕ e σ_η sono, rispettivamente, le deviazioni standard delle distribuzioni ricostruite in ϕ e η . L’indipendenza da p_T del k_T generato è coerente con l’Eq. 3.29. Diversamente, per il segnale riprodotto dall’analisi si osserva una sovrastima sistematica per valori elevati di p_T , in particolar modo nella proiezione in ϕ . Ciò è da attribuire alla statistica di eventi utilizzati che risulta più debole nelle regioni di alto p_T e al fatto che a parità di k_T le distribuzioni si restringono all’aumentare dell’impulso trasverso diventando più sensibili alla scelta del *binning* utilizzata nell’analisi.

In Fig. 4.3 è presentato il confronto delle forme delle distribuzioni generate e ricostruite con l'analisi di Fourier per due intervalli di impulso trasverso.

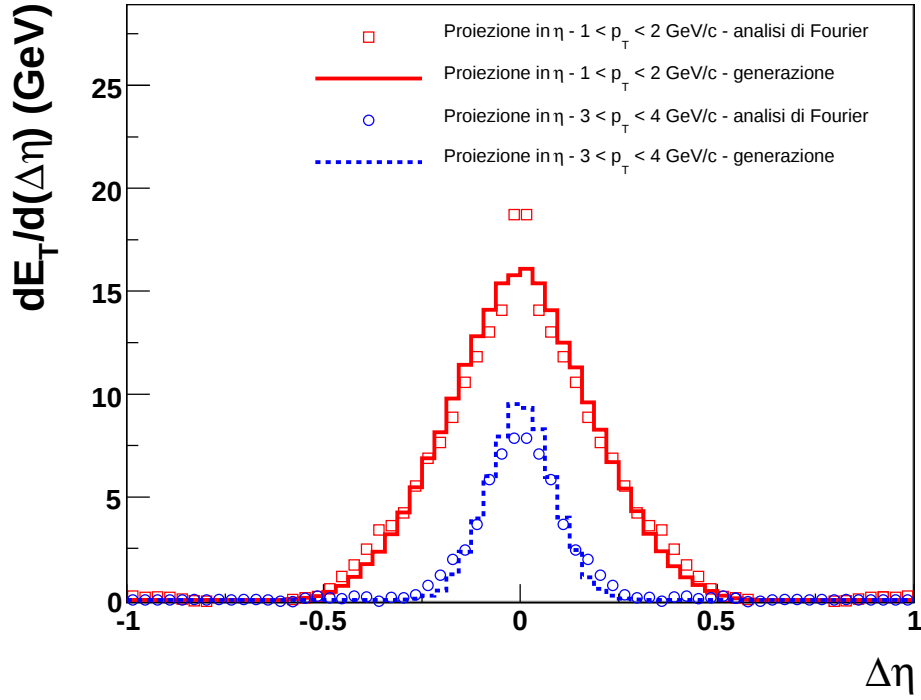


Figura 4.3: Confronto delle forme delle distribuzioni generate e ricostruite con l'analisi di Fourier per due intervalli di impulso trasverso.

A questo punto sarà interessante osservare la capacità del metodo descritto applicata ad eventi realistici relativamente alla fisica di nostro interesse.

4.2 Risultati previsti in collisioni pp

In questa sezione sono presentati alcuni risultati ottenuti con eventi PYTHIA generati in diverse configurazioni. I primi risultati qui riportati sono stati ottenuti per collisioni pp *Minimum Bias*¹ e si riferiscono a collezioni di eventi con 1 ($N_{ev} = 100k$), 10 ($N_{ev} = 10k$)

¹Si ricorda che la definizione *Minimum Bias* si riferisce ad eventi in cui non è richiesta nessuna condizione di selezione. Di fatto, sperimentalmente, si richiede la minima selezione possibile vincolata alle caratteristiche del rivelatore.

o 100 ($N_{ev} = 10k$) collisioni pp sovrapposte, in modo da verificare che l'effetto dovuto alla presenza di più jet non produca nessuna distorsione sul segnale ricostruito.

In Fig. 4.4 sono mostrate le distribuzioni ricostruite in confronto con quella generata da PYTHIA ottenuta dalle informazioni del Monte Carlo. Infatti, poiché PYTHIA permette di accedere alle informazioni sui partoni iniziali che danno vita al jet , è possibile conoscere per ogni evento la direzione iniziale del jet da cui ricavare le distribuzioni vere delle correlazioni.

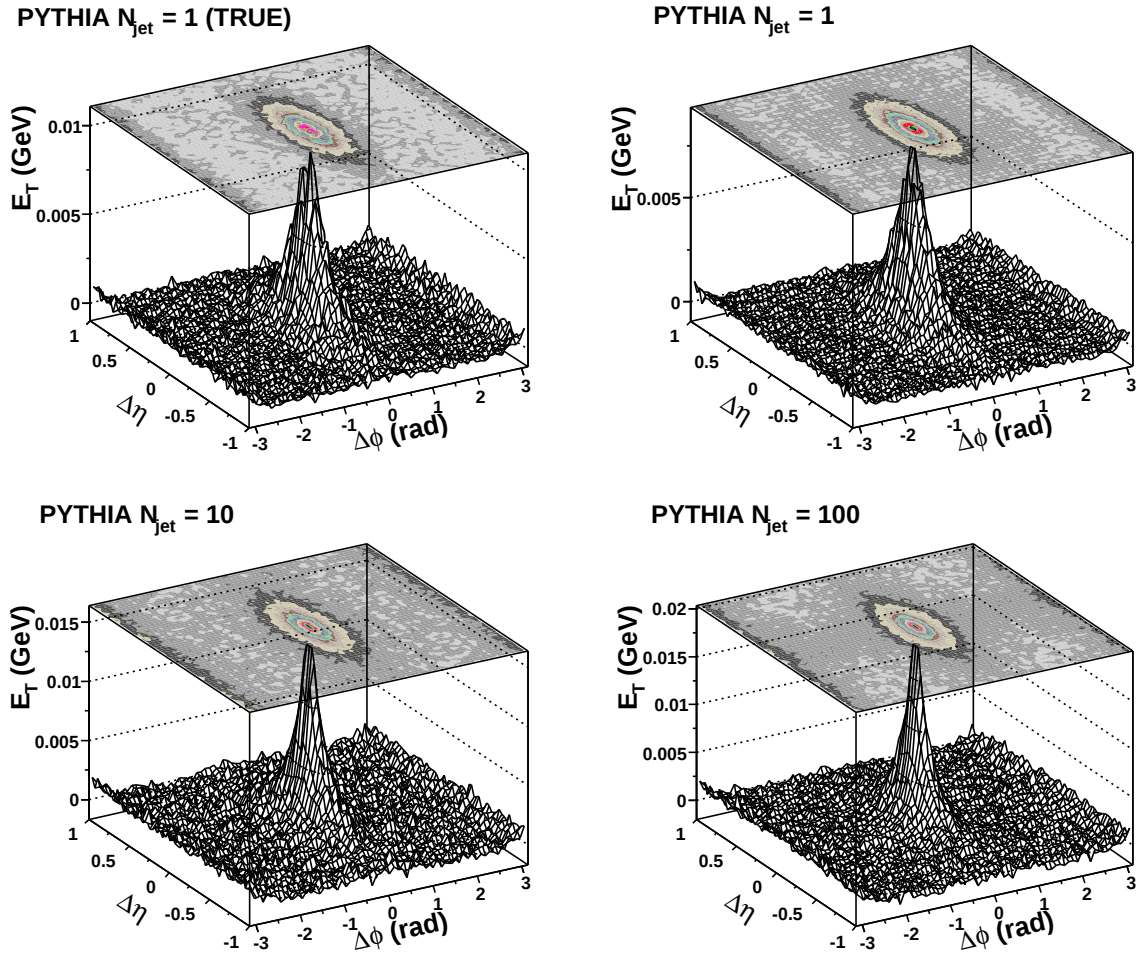


Figura 4.4: Distribuzioni ottenute con l'analisi di Fourier su eventi PYTHIA pp *Minimum Bias* a $\sqrt{s} = 14$ TeV. I risultati sono stati prodotti anche per eventi con più collisioni pp sovrapposte e in tal caso sono stati normalizzati con $\sqrt{N_{jet}}$.

I risultati in Fig. 4.4 sono ottenuti per eventi con un diverso numero di segnali (N_{jet}), poi rinormalizzati con la radice quadrata di N_{jet} .

La dipendenza dalla radice quadrata di N_{jet} è più chiaramente visibile in Fig. 4.5 dove è riportato l'andamento in funzione del numero di segnali N_{jet} di alcuni parametri: l'altezza del picco centrale di correlazione, l'energia trasversa totale dell'evento ($\langle A_0/2 \rangle$) e l'integrale del segnale (ossia l'energia trasversa media del *jet*).

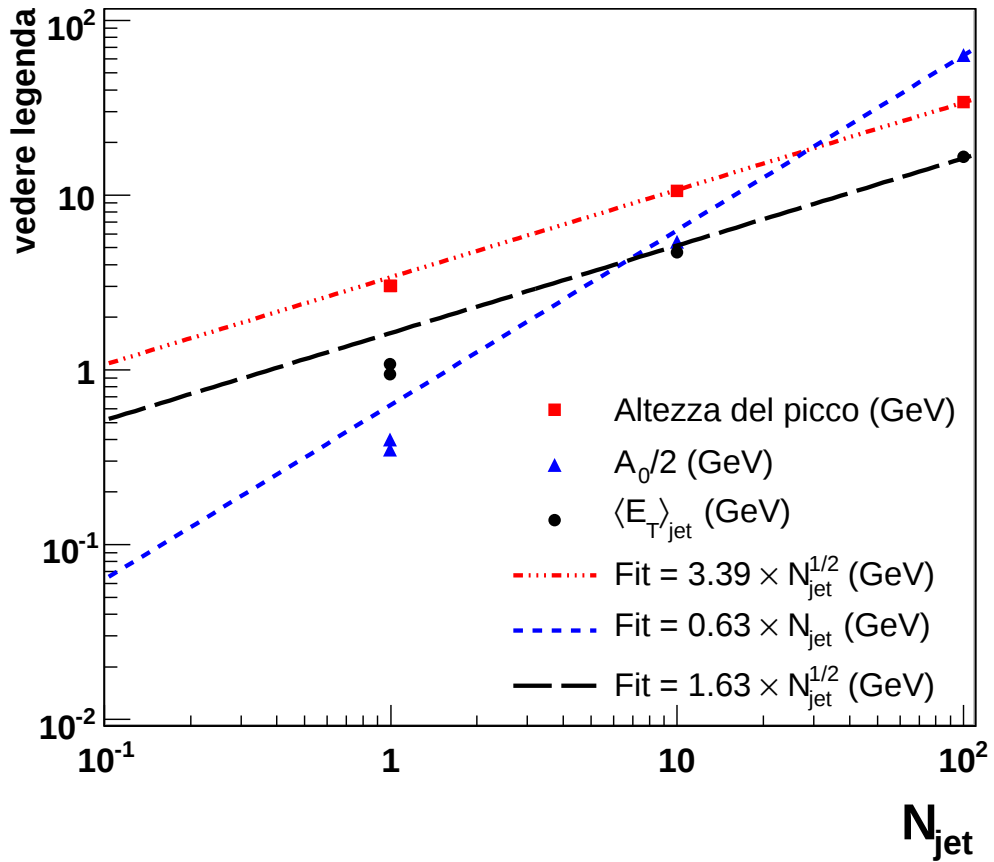


Figura 4.5: Andamento di alcuni parametri dell'analisi (vedere la legenda riportata nel grafico) in funzione del numero di *jet* in ogni singolo evento *pp* (PYTHIA).

In realtà lo *scaling* con $\sqrt{N_{jet}}$ non è perfetto in quanto per $N_{jet} = 1$ i parametri (generati o misurati) sono al di sotto dei corrispondenti valori ottenuti tramite *fit* (Fig. 4.5). Ciò dipende dal fatto che i *jet* generati non sono sempre identici e la loro energia può variare sensibilmente soprattutto nelle singole collisioni *pp* ($N_{jet} = 1$). Questo comporta-

mento può essere osservato anche se si considerano le proiezioni sulle direzioni η e ϕ delle correlazioni (Fig. 4.6 e Fig. 4.7).

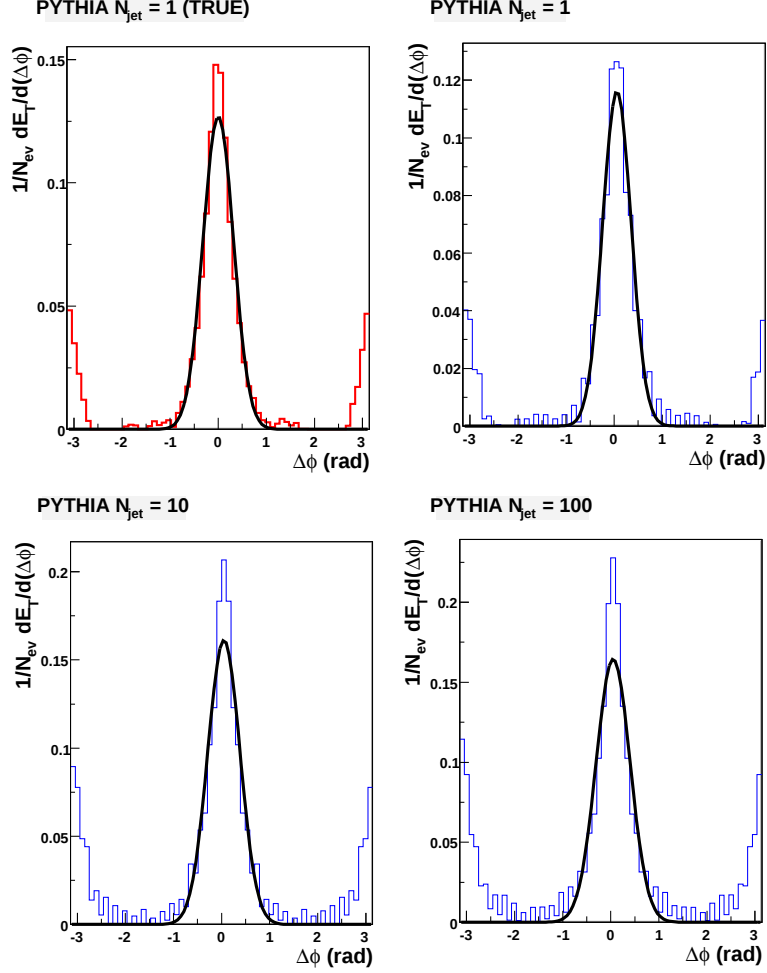


Figura 4.6: Proiezioni in ϕ delle distribuzioni generate e ricostruite in eventi PYTHIA pp *Minimum Bias* a $\sqrt{s} = 14$ TeV. I risultati sono stati prodotti anche per eventi con più collisioni pp sovrapposte e in tal caso sono stati normalizzati con $\sqrt{N_{jet}}$.

Le analisi appena mostrate sono state eseguite a partire dall'informazione del generatore Monte Carlo. Poiché il rivelatore ALICE sarà in grado di misurare con buona efficienza e precisione le tracce cariche nelle regioni cinematiche qui considerate, tali misure sono molto prossime a quelle che saranno eseguite a LHC.

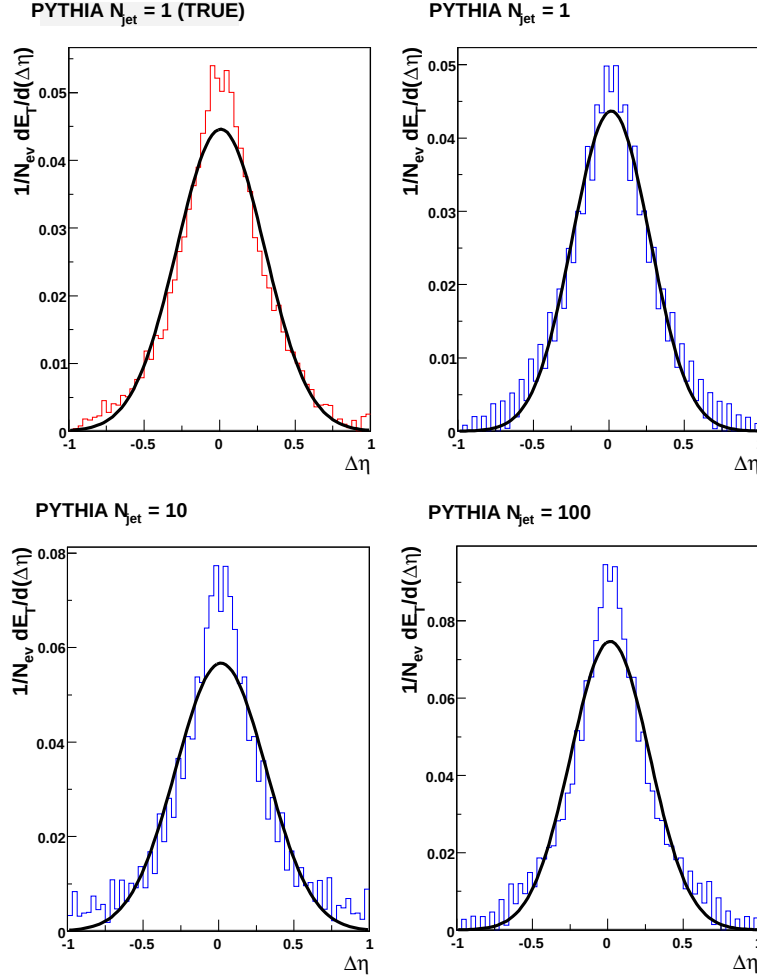


Figura 4.7: Proiezioni in η delle distribuzioni generate e ricostruite in eventi PYTHIA *pp Minimum Bias* a $\sqrt{s} = 14$ TeV. I risultati sono stati prodotti anche per eventi con più collisioni *pp* sovrapposte e in tal caso sono stati normalizzati con $\sqrt{N_{jet}}$.

Simulazioni dettagliate del rivelatore ALICE (Sez. 3.3) sono state effettuate allo scopo di verificare questa assunzione. In Fig. 4.8 è mostrato il confronto tra la distribuzione di correlazione prodotta a partire dalle informazioni Monte Carlo e la stessa ricostruita con la simulazione completa del rivelatore.

Come si può osservare le due distribuzioni sono consistenti e la perdita di efficienza risulta inferiore al 10%. Il fatto che non si produca nessuna distorsione è molto importan-

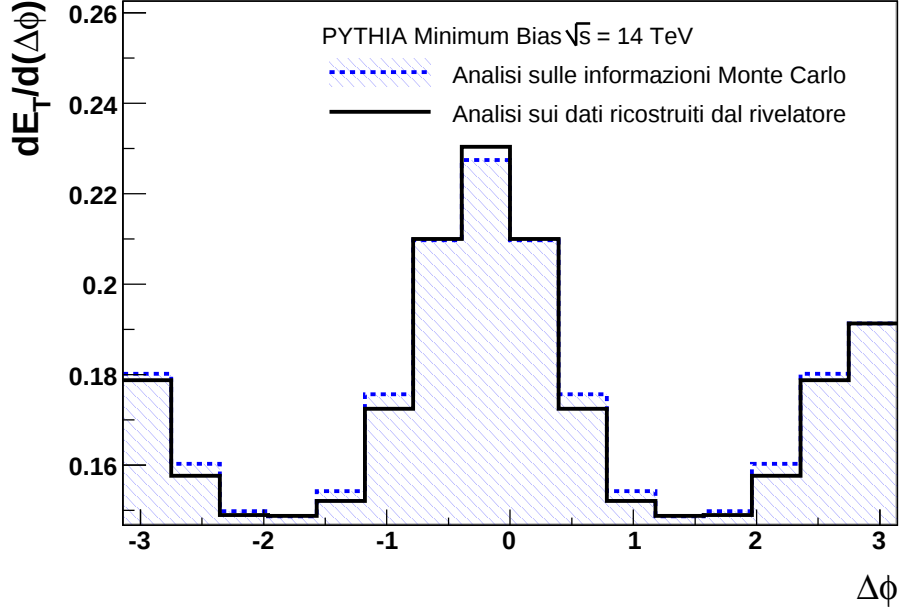


Figura 4.8: Confronto delle distribuzioni ottenute mediante l’analisi di Fourier di eventi PYTHIA eseguite sulle informazioni Monte Carlo e su quelle ricavate includendo la simulazione del rivelatore ALICE.

te e permette di correggere facilmente per efficienza le misure ricavate. In realtà l’analisi diventa problematica qualora la regione angolare $\eta - \phi$ considerata presenti delle disomogeneità (per esempio dei cali sensibili di efficienza nei bordi della regione), e in tal caso si potrebbero introdurre delle correlazioni dovute ai fondi degli eventi (per esempio nel caso di grandi molteplicità come in eventi $Pb + Pb$ centrali).

Per eseguire un confronto con il metodo tradizionale sono stati generati eventi pp con PYTHIA all’energia nel centro di massa di 14 TeV, selezionando collisioni con un alto impulso trasverso scambiato. Questa selezione è stata fatta richiedendo una particella di *trigger* di impulso trasverso superiore a 8 GeV. In questo modo è stato possibile confrontare la risposta dell’analisi di Fourier con quella ottenuta tramite il metodo delle correlazioni a due particelle *à la* RHIC (vedere Cap. 1).

In Fig. 4.9 sono riportati i risultati del confronto tra la distribuzione vera e quella riprodotta dall’analisi di Fourier per il contributo a piccoli angoli e a 180° al variare del p_T delle particelle considerate.

In Fig. 4.10 è anche riportato l’andamento del k_T medio delle particelle del *jet* in

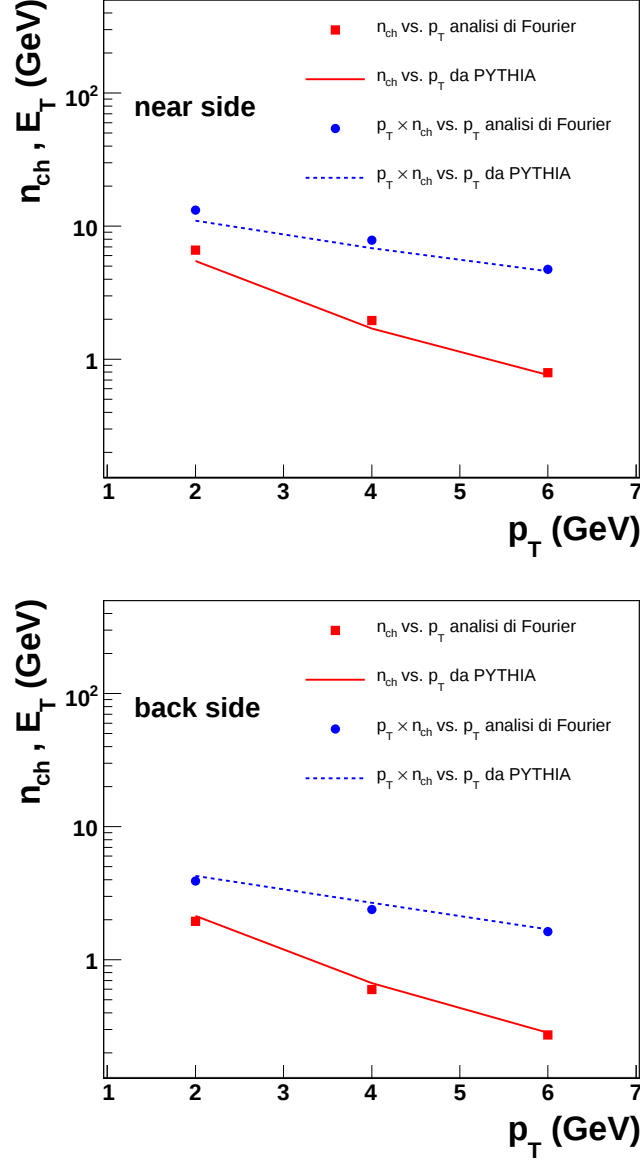


Figura 4.9: Risultati del confronto tra la distribuzione vera e quella riprodotta dall'analisi di Fourier per il contributo a piccoli angoli (*near side*) e a 180° (*back side*) al variare del p_T delle particelle considerate. Gli eventi pp analizzati sono stati generati tramite PYTHIA richiedendo almeno una particella carica con $p_T^{trig} > 8$ GeV/c nell'evento.

funzione dell'impulso trasverso. In questo caso il risultato dell'analisi è consistente con quanto generato, nonostante la limitata statistica ($N_{ev} = 6000$, avendo richiesto una particella di $p_T^{trig} > 8$ GeV/c).

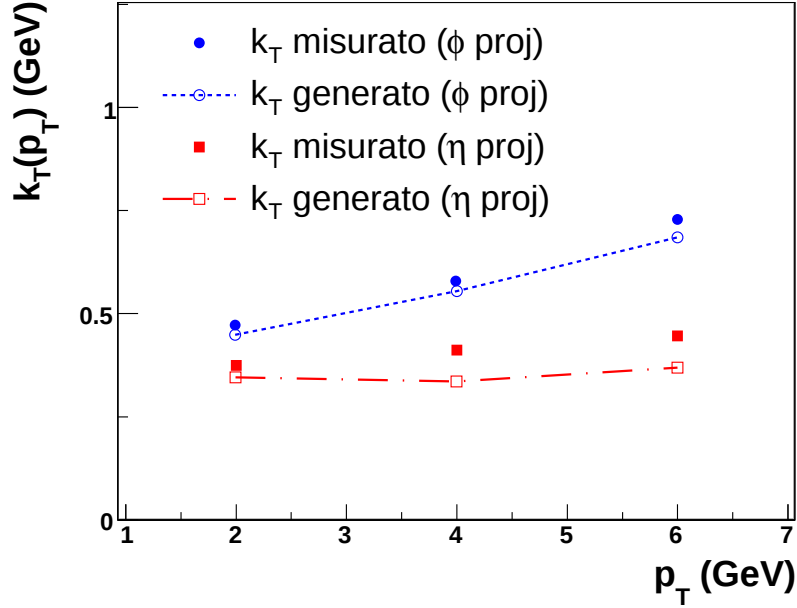


Figura 4.10: Andamento del k_T medio delle particelle del *jet* al variare dell'impulso trasverso in eventi pp PYTHIA con una particella di *trigger* di impulso $p_T^{trig} > 8$ GeV/c.

Il *quenching* in PYTHIA

Confronti analoghi a quelli precedentemente descritti sono stati fatti utilizzando il generatore PYTHIA con l'introduzione del meccanismo di *quenching* (PQM) descritto al Par. 3.5.1. È stato quindi possibile generare singole collisioni pp ($N_{ev} = 13000$, con una particella di *trigger* di impulso $p_T^{trig} > 8$ GeV/c) a $\sqrt{s} = 14$ TeV, simulando la geometria nucleare di collisioni centrali ed applicando l'effetto del *quenching* ai partoni prodotti. Ciò permette di stimare l'effetto di perdita di energia sulla singola collisione NN escludendo l'effetto di rumore dovuto all'alta molteplicità degli eventi AA .

In Fig. 4.11 e Fig. 4.12 sono riportati i risultati in questa configurazione sempre richiedendo nell'evento almeno una particella carica con impulso $p_T^{trig} > 8$ GeV/c.

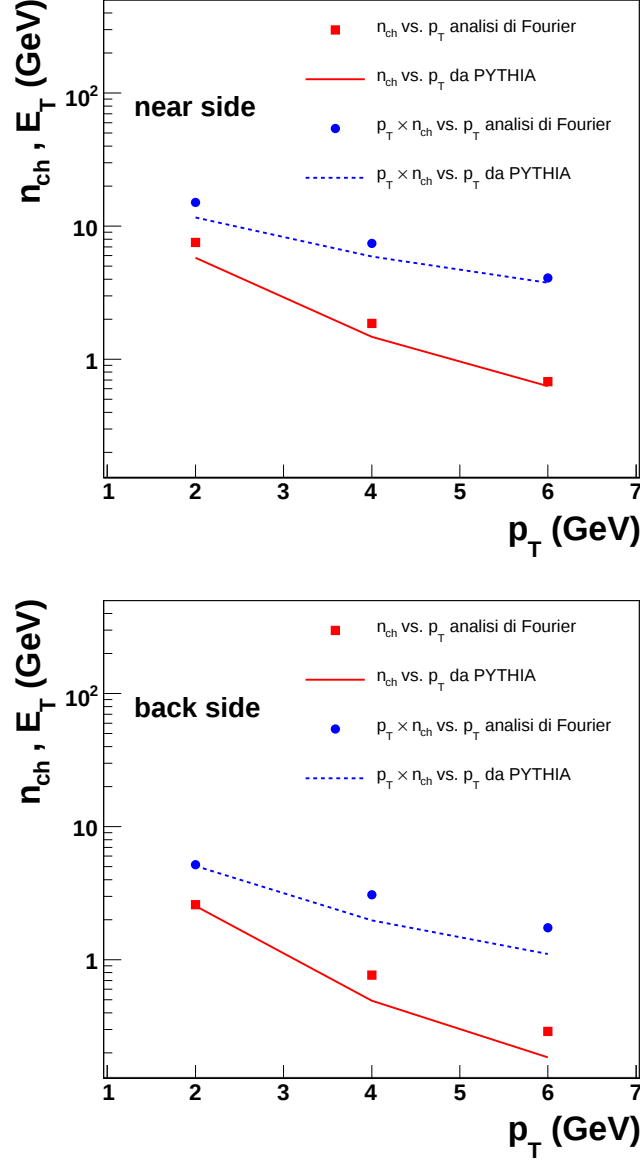


Figura 4.11: Risultati del confronto con la distribuzione vera e quella riprodotta dall'analisi di Fourier per il contributo a piccoli angoli e a 180° al variare del p_T delle particelle considerate. Gli eventi pp analizzati sono stati generati tramite PYTHIA (con il *quenching*) richiedendo almeno una particella carica con $p_T^{trig} > 8$ GeV/c nell'evento.

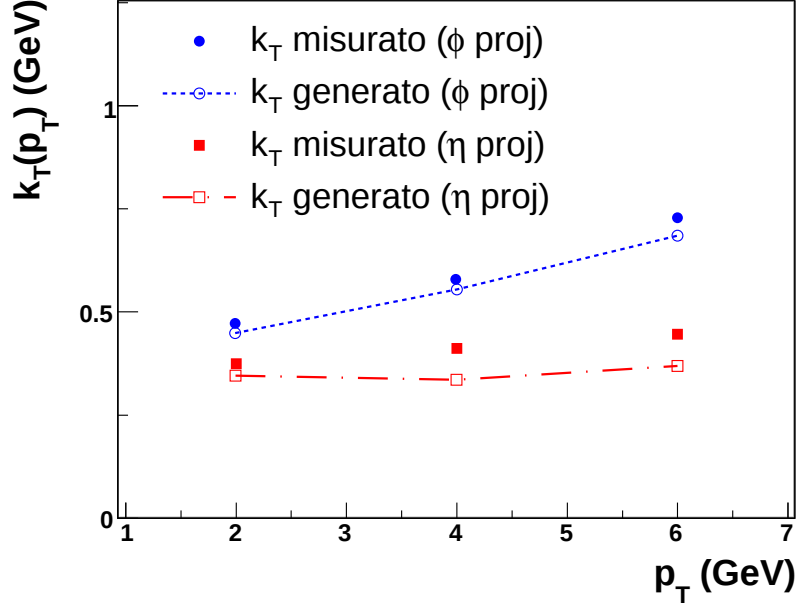


Figura 4.12: Andamento del k_T medio delle particelle del *jet* al variare dell'impulso trasverso in eventi pp PYTHIA (con il *quenching*) con una particella di *trigger* di impulso $p_T^{trig} > 8$ GeV/c.

Il confronto tra i due scenari (con e senza *quenching*) risulta più chiaro se si sovrappongono le distribuzioni delle correlazioni proiettate nella direzione dell'angolo azimutale. Infatti per due scelte diverse dei tagli su tutte le altre particelle dell'evento, $p_T < 4$ GeV/c e $p_T > 4$ GeV/c, si possono notare comportamenti opposti.

Nel caso delle correlazioni per $p_T < 4$ GeV/c, si osserva un contributo di correlazioni più significativo, sia a piccolo sia a grande angolo, quando il meccanismo di *quenching* è incluso (Fig. 4.13). Ciò non si verifica per $p_T > 4$ GeV/c (Fig. 4.14).

Questo effetto è dovuto al fatto che la perdita di energia dei partoni veloci avviene, nel meccanismo di *quenching* qui utilizzato, attraverso l'irraggiamento di partoni meno energetici. Pertanto l'effetto atteso è quello di una diminuzione delle correlazioni *back-to-back* a 180° ad alti momenti (Fig. 4.14) e un incremento delle stesse a medi/bassi momenti (Fig. 4.13).

In definitiva, nelle nostre simulazioni, la parziale soppressione del picco a 180° è l'effetto attribuito al *quenching*.

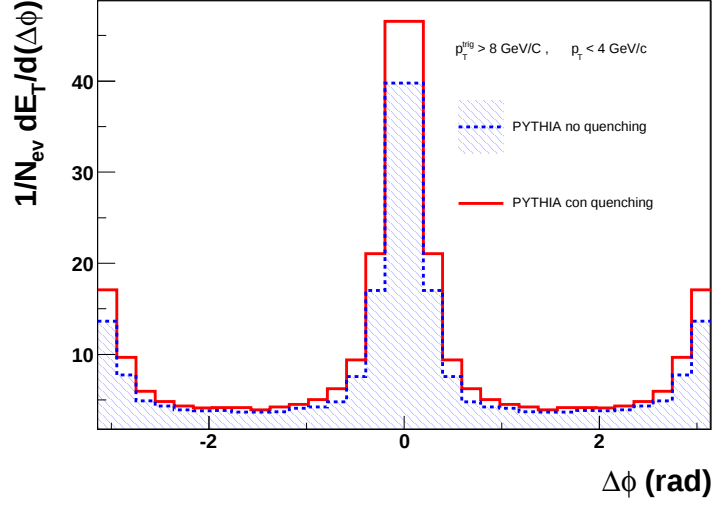


Figura 4.13: Confronto delle correlazioni (analisi di Fourier) a medi/bassi p_T , simulate tramite PYTHIA con e senza *quenching*.

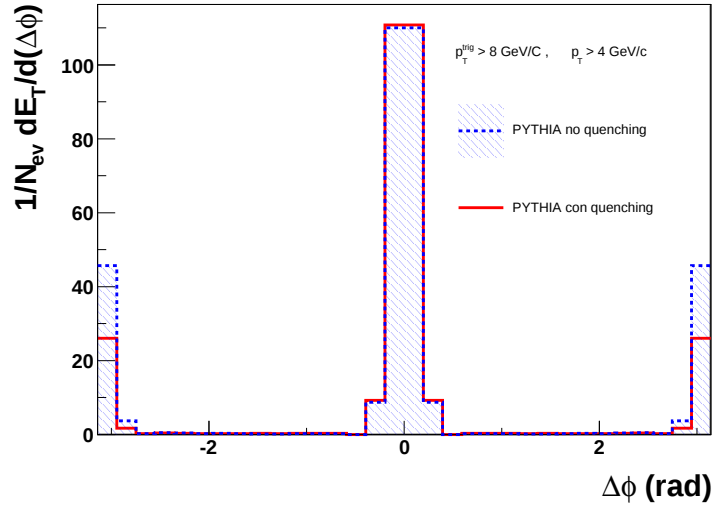


Figura 4.14: Confronto delle correlazioni (analisi di Fourier) ad alti p_T , simulate tramite PYTHIA con e senza *quenching*.

4.3 Risultati previsti in collisioni AA

In questa sezione sono presentati brevemente alcuni risultati ottenuti a partire da eventi $Pb + Pb$ simulati con HIJING [34] a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. I diversi risultati sono raggruppati per intervalli di centralità definiti dai valori del parametro d'impatto fissato per le varie collisioni. La Fig. 4.15 mostra la dipendenza dalla centralità dei vari parametri già illustrati nella precedente sezione. In questo caso, in ascissa è riportato il numero di collisioni binarie medie per ogni intervallo di centralità fornito dal Monte Carlo a livello di generazione.

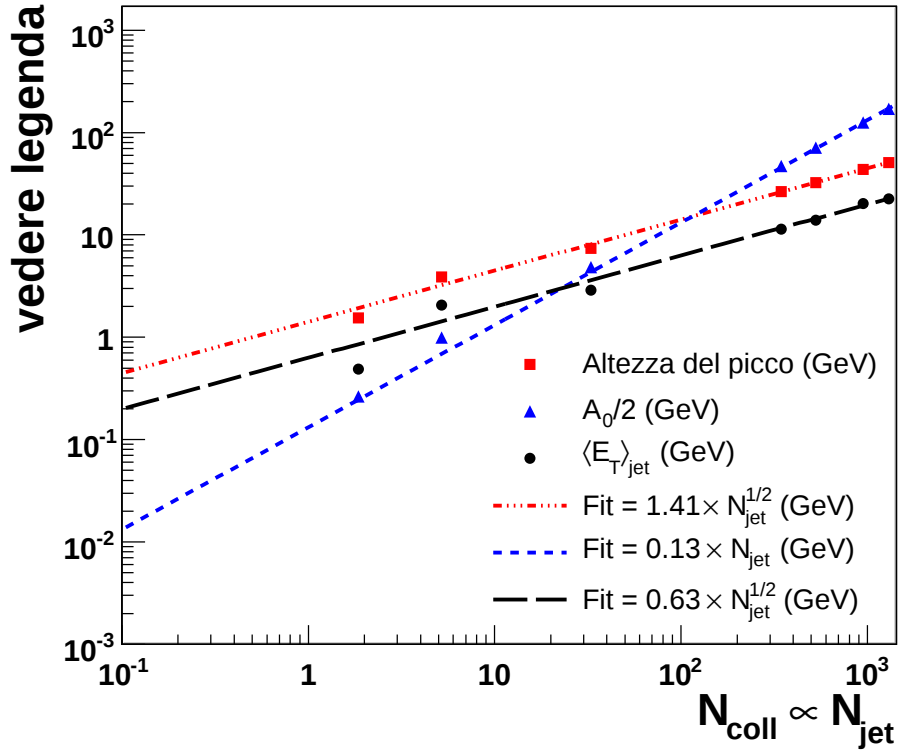


Figura 4.15: Andamento di alcuni parametri dell'analisi (vedere la legenda riportata nel grafico) in funzione del numero medio di collisioni binarie (N_{coll}), quindi del numero di *jet* (N_{jet}), in ogni singolo evento $Pb + Pb$ (HIJING). L'informazione sul numero medio di collisioni binarie associato ad ogni intervallo di centralità è fornita dal Monte Carlo. Le collisioni pp ottenute con HIJING corrispondono qui al minimo valore di N_{coll} ($\simeq 1$).

Si può osservare come l'integrale totale della distribuzione delle correlazioni, ossia

l'energia trasversa media $\langle E_T \rangle_{jet}$, segua la dipendenza da $\sqrt{N_{jet}}$ attesa, tranne che per collisioni $Pb + Pb$ molto periferiche e collisioni pp . L'indebolimento delle correlazioni nel caso di poche collisioni binarie dipende dal fatto che in tali tipi di collisioni contribuiscono anche eventi con poche tracce.

La proiezione in ϕ delle diverse distribuzioni è mostrata in Fig. 4.16 dove è visibile la struttura delle correlazioni azimuthali riprodotte dall'analisi di Fourier.

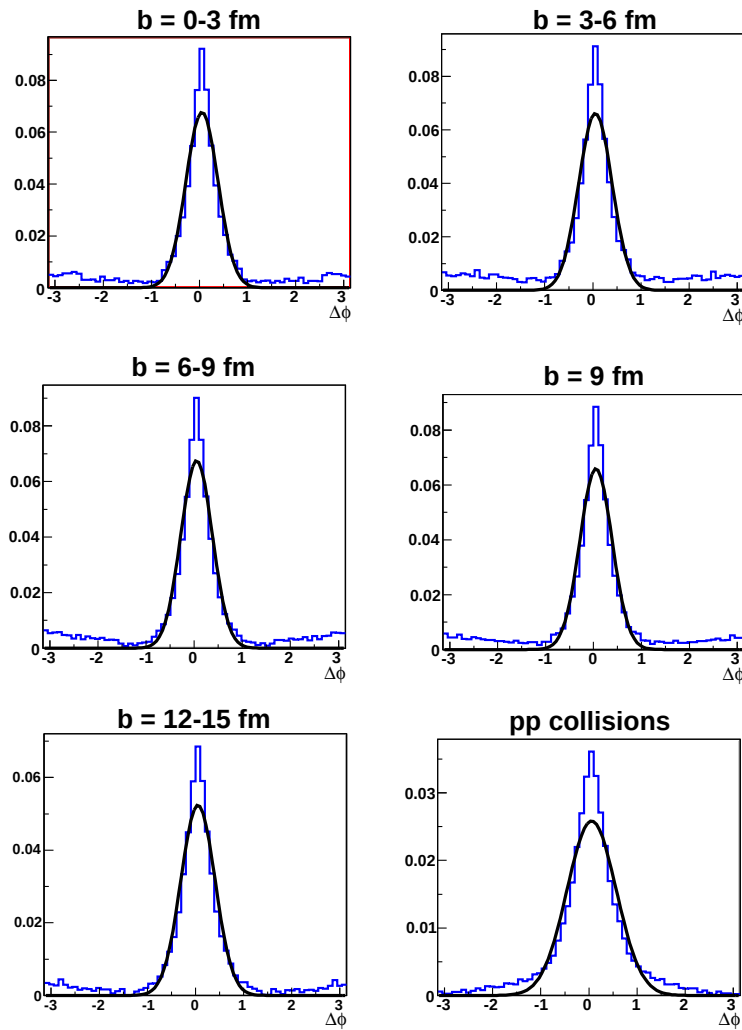


Figura 4.16: Proiezioni in ϕ delle distribuzioni generate e ricostruite in eventi HIJING $Pb + Pb$ a diverse centralità e a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. I grafici sono normalizzati con la radice quadrata del numero medio di collisioni binarie.

La capacità di ricostruzione del rivelatore per eventi $Pb+Pb$ è più critica rispetto al caso di collisioni pp . Infatti la grande molteplicità di particelle cariche prodotte rende, come già accennato, l'analisi particolarmente sensibile a disomogeneità di efficienza nel piano $\eta - \phi$. Per tale motivo l'intervallo in η considerato è stato ristretto a $|\eta| < 0.8$ in quanto oltre tale valore l'efficienza di ricostruzione delle tracce cariche diminuisce bruscamente [33].

I risultati dell'analisi applicata alle informazioni Monte Carlo e alle informazioni ricostruite considerando l'effetto del rivelatore sono confrontati in Fig. 4.17 per eventi centrali ($b < 5$ fm).

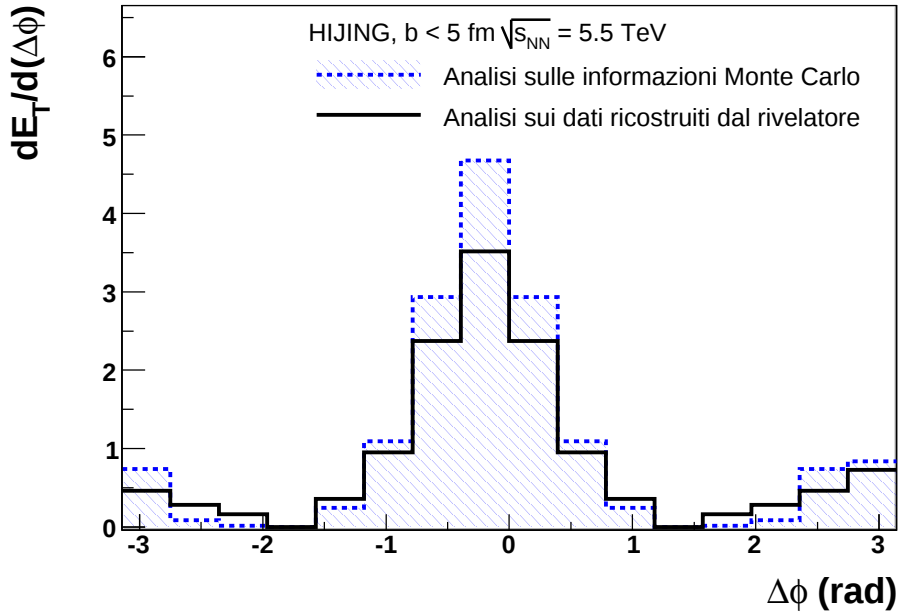


Figura 4.17: Confronto delle distribuzioni ottenute mediante l'analisi di Fourier di eventi HIJING $Pb+Pb$ eseguite sulle informazioni Monte Carlo e su quelle ricavate includendo la simulazione del rivelatore ALICE.

Sebbene il numero di eventi analizzati sia limitato ($N_{ev} = 200$), i risultati sono consistenti una volta che sia rimosso il “pedestallo”, ossia il livello di fondo, dovuto alle particelle non correlate ai *jet*.

4.4 Misure di flusso ellittico

Gli eventi HIJING sono stati anche utilizzati per studiare l'effetto del flusso ellittico sull'analisi presentata. In particolare tale effetto è stato simulato associando alle particelle dei pesi proporzionali al flusso ellittico come presentato nel Par. 3.5.2.

I risultati preliminari per questo tipo di analisi sono incoraggianti e si riferiscono alla generazione di 20k eventi HIJING centrali ($b < 3$ fm) e di 6k eventi periferici ($8 < b < 10$ fm), con una parametrizzazione del flusso ellittico data dall'espressione:

$$\begin{aligned} v_2(p_T) &= 0.1 p_T - \frac{0.025}{3} p_T^2 && \text{per } p_T < 6 \text{ GeV}/c \\ v_2(p_T) &= 0.3 && \text{altrimenti.} \end{aligned} \quad (4.2)$$

I risultati sono riportati in Fig. 4.18 per le collisioni centrali ed in Fig. 4.19 per le collisioni periferiche.

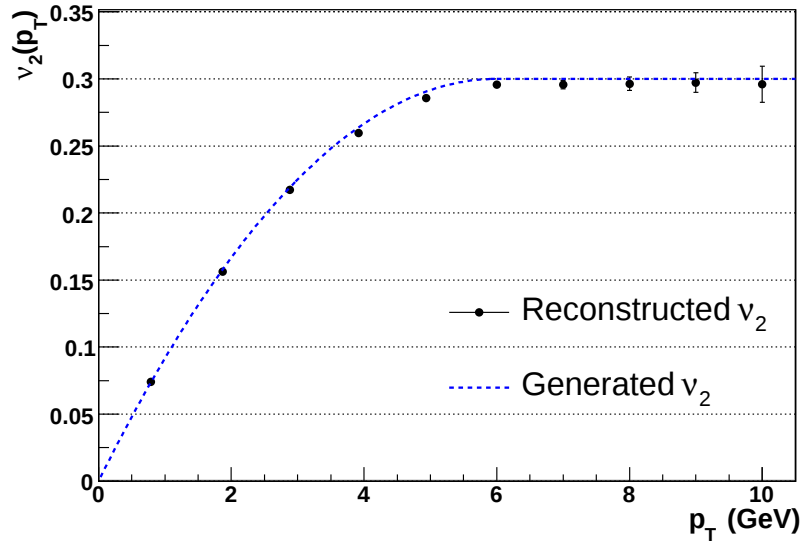


Figura 4.18: Confronto tra il coefficiente v_2 di flusso ellittico generato (in funzione di p_T) e misurato attraverso l'analisi. Gli eventi considerati sono stati generati con HIJING $Pb + Pb$, con $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV e $b < 3$ fm.

4.5 Correlazioni in carica

È infine proposta un'analisi di correlazioni in carica per stimare gli effetti di tali correlazio-

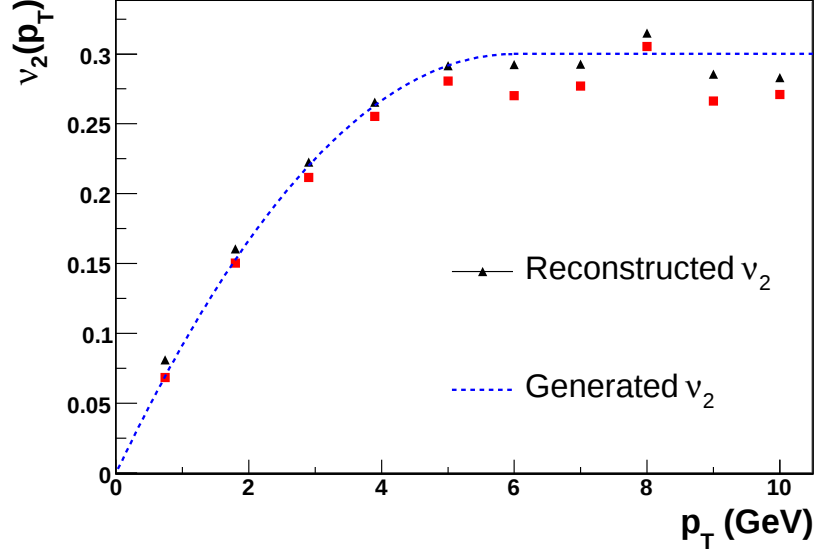


Figura 4.19: Confronto tra il coefficiente v_2 di flusso ellittico generato (in funzione di p_T) e misurato attraverso l'analisi. Gli eventi considerati sono stati generati con HIJING $Pb + Pb$, con $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV e $8 < b < 10$ fm.

ni dovuti al decadimento di alcune risonanze. Le correlazioni in carica sono state oggetto anche di misure da parte dell'esperimento STAR a RHIC come mostrato in Fig. 1.23. L'interpretazione proposta è, come detto in precedenza, quella del *charge ordering* in base alla quale nella frammentazione di un *jet* risulta favorito il meccanismo di produzione di particelle vicine di segno opposto. Qui è stimata l'incidenza dei decadimenti della ρ^0 su tali correlazioni [59]. In eventi pp , la particella neutra che viene maggiormente prodotta è, dopo il π^0 , la ρ^0 ; il suo canale di decadimento favorito è $\rho^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$, con una probabilità del 99,87%. Poiché questa particella è altamente instabile, il generatore PYTHIA, utilizzato per la simulazione, spesso la considera solo tramite i suoi prodotti di decadimento, cioè i due pioni carichi. Vi sono anche altre particelle che seguono lo stesso canale di decadimento (η , η' e ω) ma queste presentano anche altri canali con la stessa probabilità, e sono inoltre meno copiosamente prodotte.

In Fig. 4.20 è mostrato il confronto tra le correlazioni di particelle con cariche di stesso segno e segno opposto in eventi PYTHIA mentre la Fig. 4.21 riporta sinteticamente il contributo dei decadimenti della ρ^0 nell'analisi di Fourier.

Tale grafico è stato realizzato considerando dapprima tutti i pioni carichi di segno opposto presenti nell'evento, cui corrisponde l'istogramma con tratto di colore nero: es-

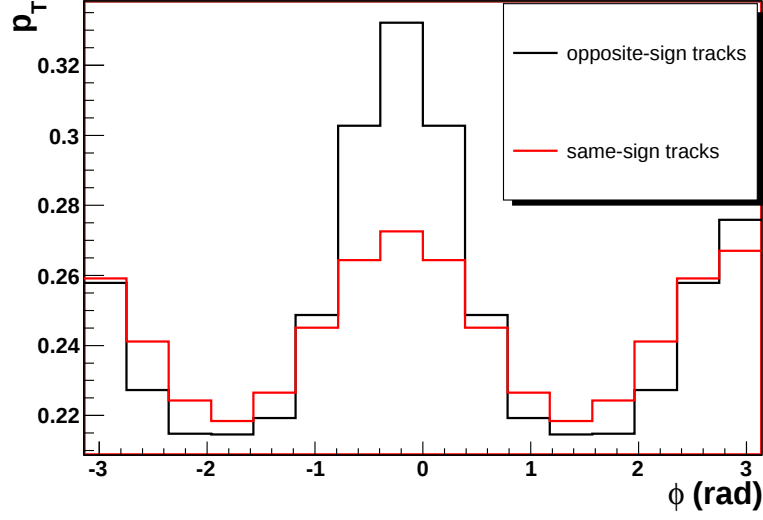


Figura 4.20: Correlazioni tra particelle con cariche dello stesso segno (rosso) e di segno opposto (nero), in eventi pp ricostruiti all'energia di LHC.

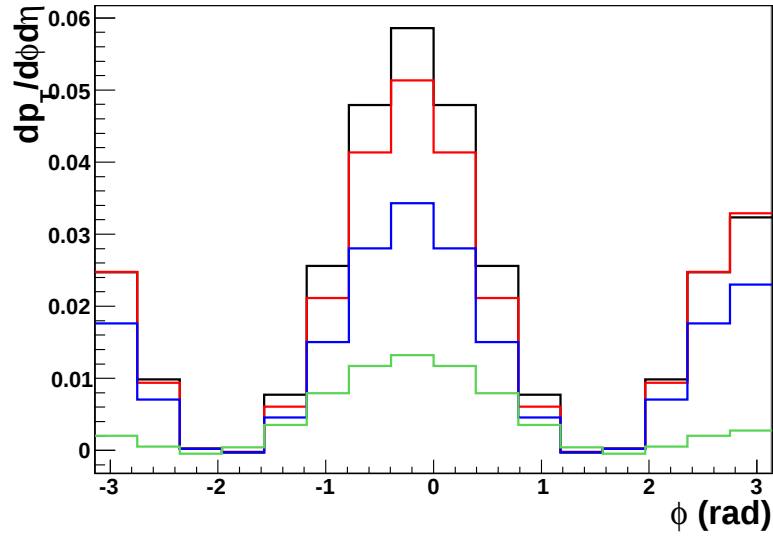


Figura 4.21: Correlazioni azimutali di π carichi in collisioni pp all'energia di LHC. I vari casi illustrati sono spiegati nel testo.

si presentano le correlazioni già esposte. L'istogramma di colore blu rappresenta invece tutti i pioni carichi di segno opposto, a meno di quelli che provengono dal decadimento della particella ρ^0 . Già da queste due distribuzioni si nota un effetto interessante: a piccoli angoli appare una notevole diminuzione delle correlazioni, mentre le correlazioni *back-to-back* risentono meno del taglio imposto. Possiamo quindi dedurre che i prodotti di decadimento della ρ^0 tendono a disporsi a piccole distanze angolari. Questo si osserva anche in base all'istogramma con tratto verde che rappresenta le correlazioni dei pioni carichi di segno opposto derivanti solo dai decadimenti della ρ^0 ; da notare infatti una forte diminuzione di correlazioni *back-to-back* e anche un allargamento della distribuzione a piccoli angoli. Infine, l'istogramma in rosso è stato ottenuto a partire dall'istogramma in blu, considerando tutti i pioni con cariche opposte tranne quelli prodotti dal decadimento della ρ^0 , ma con l'aggiunta delle ρ^0 stesse. In questo modo è possibile valutare le correlazioni introdotte nel considerare direttamente le particelle primarie come se non decadessero. Sottraendo l'istogramma in rosso da quello in nero nella Fig. 4.21, si ottiene la distribuzione della Fig. 4.22 che rappresenta dunque il contributo dei pioni provenienti dai soli decadimenti delle ρ^0 , senza il contributo di quelli dovuti alla frammentazione. A

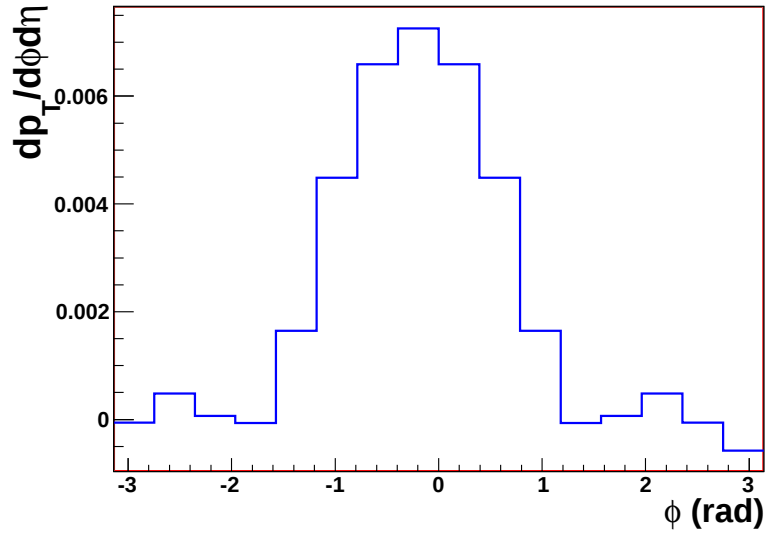


Figura 4.22: Contributo netto delle correlazioni di pioni carichi di segno opposto provenienti dai decadimenti della ρ^0 (vedere anche nel testo).

differenza dell'istogramma in verde in Fig. 4.21, in questa figura non compare più alcuna correlazione *back-to-back*. La differenza tra l'altezza dei picchi di correlazione a $\phi \simeq 0$

per particelle con cariche uguali e opposte in Fig. 4.20 è dieci volte maggiore rispetto a quella mostrata in Fig. 4.22, probabilmente a causa di contributi di decadimento di altre particelle oltre la ρ^0 , nonché delle correlazioni di carica derivanti dalla frammentazione dei *jet*.

Conclusione

In questo lavoro di tesi è stato presentato un nuovo metodo di studio per le correlazioni di particelle basato su analisi di Fourier di collisioni ad alta energia. Come esposto nella prima parte del lavoro, lo studio delle correlazioni di particelle è associato alla ricostruzione della struttura dei segnali ad alto impulso trasverso (*jet*), di grande importanza per la caratterizzazione del *QGP*. Il metodo presentato, complementare a quello tradizionale per le correlazioni a due particelle, permetterà di approfondire gli studi iniziati a RHIC nei prossimi esperimenti a LHC, in particolare nell'esperimento ALICE.

È stato mostrato che le proprietà di questo metodo permettono la ricostruzione della struttura media dei *jet* in scenari dove la loro produzione sarà copiosa all'interno dello stesso evento.

Infatti, l'incremento dell'energia nel centro di massa che sarà ottenuto a LHC sarà tale da produrre sistemi più ricchi di *mini-jet* e di conseguenza più complessi. In questo scenario il metodo basato sulle trasformate di Fourier permetterà di estendere l'analisi delle correlazioni in regioni anche di più basso p_T ($p_T < 5$ GeV/c), dove l'alta molteplicità di particelle cariche produce effetti di rumore più critici per questa analisi e dove l'identificazione del *jet* attraverso una particella di *trigger* è più problematica.

A tale scopo sono state fatte simulazioni con alcuni dei più diffusi Monte Carlo, PYTHIA e HIJING, per verificare la risposta dell'analisi in diverse situazioni sperimentali: ossia in collisioni pp e $Pb+Pb$. Alcune di queste simulazioni sono state realizzate includendo la risposta del rivelatore ALICE. La buona efficienza osservata nella regione centrale di pseudorapidità assicura la fattibilità di questa analisi sia in collisioni pp ($|\eta| < 1$) sia in collisioni $Pb+Pb$ ($|\eta| < 0.8$) anche alle più elevate centralità. Le collisioni pp , in particolare, avranno inoltre lo scopo di calibrare il segnale dei *jet*, utilizzato per investigare le proprietà del *QGP* in collisioni $Pb+Pb$.

Si è voluto mostrare, pertanto, come l'analisi di Fourier sia particolarmente sensibile agli effetti previsti nel caso di formazione del *QGP*. In particolare è stato introdotto nell'analisi un meccanismo di *jet quenching*, che a RHIC è stato osservato per la prima

CONCLUSIONE

volta attraverso questo tipo di segnali, in accordo con le più recenti previsioni teoriche: i risultati ottenuti hanno mostrato una buona sensibilità dell'analisi a tale effetto. Inoltre, distribuzioni di flusso ellittico sono state simulate e i risultati, seppur in via preliminare, mostrano che tale effetto è ben controllato, proprio in virtù delle proprietà delle trasformate di Fourier utilizzate.

È stata, infine, verificata la fattibilità di altri tipi di misure sui *jet* (quali ad esempio i valori di impulso trasverso medio delle particelle prodotte rispetto alla direzione del *jet*, correlazioni di carica, etc.). Anche in questo caso i risultati così ottenuti confermano, nel complesso, le potenzialità dell'analisi di Fourier che in futuro potrà essere ulteriormente sviluppata, soprattutto in dipendenza da quanto sarà osservato, nell'esperimento ALICE.

Bibliografia

- [1] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [2] J. L. Nagle, Eur. Phys. J. C **49** (2007) 275 [arXiv:nucl-th/0608070].
- [3] A. Zichichi, “*Complexity at the fundamental level*”, International School of Subnuclear Physics (44th course), Erice 2006, <http://www.ccsem.infn.it/issp2006/>
- [4] R. D. Pisarski and F. Wilczek, Phys. Rev. D **29** (1984) 338.
- [5] A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **72** (1978) 477.
- [6] V. Koch, “*Introduction to Chiral Symmetry*” (1995), [arXiv:nucl-th/9512029].
- [7] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209, [arXiv:hep-lat/0106019].
- [8] O. Kaczmarek and F. Zantow, Phys. Rev. D **71** (2005) 114510, [arXiv:hep-lat/0503017].
- [9] D. Kharzeev, Nucl. Phys. A **715** (2003) 35, [arXiv:nucl-th/0211083].
- [10] D. Prorok, Acta Phys. Polon. B **33** (2002) 1583, [arXiv:hep-ph/0205221].
- [11] A. Adare [PHENIX Collaboration], “*J/ψ production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*” (2006), [arXiv:nucl-ex/0611020].
- [12] L. Grandchamp, R. Rapp and G. E. Brown, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 212301, [arXiv:hep-ph/0306077].
- [13] A. Capella and E. G. Ferreira, Eur. Phys. J. C **42** (2005) 419, [arXiv:hep-ph/0505032].
- [14] F. Karsch, Eur. Phys. J. C **43** (2005) 35, [arXiv:hep-lat/0502014].

BIBLIOGRAFIA

- [15] R. J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B **21** (1970) 135.
- [16] G. David, R. Rapp and Z. Xu, “*Electromagnetic probes at RHIC-II*” (2006), [arXiv:nucl-ex/0611009].
- [17] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 232301, [arXiv:nucl-ex/0503003].
- [18] K.M. O’Hara *et al.*, Science 298 (2002) 2179.
- [19] S. Ichimaru, “*Statistical Plasma Physics*”, Vols. 1 and 2 (2004), (Westview, Boulder).
- [20] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **72** (2005) 014904, [arXiv:nucl-ex/0409033].
- [21] X. Dong, S. Esumi, P. Sorensen, N. Xu and Z. Xu, Phys. Lett. B **597** (2004) 328, [arXiv:nucl-th/0403030].
- [22] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, Phys. Lett. B **518** (2001) 41, [arXiv:hep-ph/0105229].
- [23] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **69** (2004) 034909, [arXiv:nucl-ex/0307022].
- [24] T. Isobe [PHENIX Collaboration], AIP Conf. Proc. **842** (2006) 56, [arXiv:nucl-ex/0604016].
- [25] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [26] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 162301, [arXiv:nucl-ex/0604018].
- [27] J. Y. Jia [PHENIX Collaboration], AIP Conf. Proc. **828** (2006) 219, [arXiv:nucl-ex/0510019].
- [28] D. Hardtke [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **715** (2003) 272, [arXiv:nucl-ex/0212004].
- [29] “*ALICE: Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 95–71 (1995).

BIBLIOGRAFIA

- [30] “*ALICE: Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC (addendum 1)*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 96–32 (1996).
- [31] “*ALICE: Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC (addendum 2)*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 99–13 (1999).
- [32] “*ALICE: Physics Performance Report, volume I*”, F. Carminati *et al.* [ALICE Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) 1517.
- [33] “*ALICE: Physics Performance Report, volume II*”, F. Carminati *et al.* [ALICE Collaboration], J. Phys. G **32** (2006) 1295.
- [34] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44** (1991) 3501.
X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480.
- [35] “*Technical Design Report of the Inner Tracking System*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 99–12 (1999).
- [36] “*ALICE Technical Design Report of the time projection chamber*”, G. Dellacasa *et al.* [ALICE Collaboration], CERN–OPEN–2000–183.
- [37] “*ALICE Transition Radiation Detector: Technical Design Report*”, G. Dellacasa *et al.* [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 2001–021 (2001).
- [38] “*ALICE Technical Design Report of the photon spectrometer (PHOS)*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 99–04 (1999).
- [39] “*ALICE Technical Design Report: Detector for high momentum PID*”, S. Beole *et al.* [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 98–19 (1998).
- [40] “*ALICE Technical Design Report of the dimuon forward spectrometer*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 99–22 (1999).
- [41] “*ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC)*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 99–5 (1999).
- [42] “*ALICE Technical Design Report of the time of flight system (TOF)*”, [ALICE Collaboration], CERN/LHCC 2000–012 (2000).
- [43] F. Anghinolfi, P. Jarron, A. N. Martemyanov, E. Usenko, H. Wenninger, M. C. S. Williams and A. Zichichi, Nucl. Instrum. Meth. A **533** (2004) 183.

BIBLIOGRAFIA

- [44] J. Christiansen, A. Marchioro, P. Moreira, M. Mota, V. Ryzhov and S. Debieux, Prepared for the *6th Workshop on “Electronics for LHC Experiments”*, Cracow, Poland, 11-15 September 2000.
- [45] C. Zampolli, “*A study of hadron yields and spectra with the ALICE experiment at LHC*”, PHD Thesis (2006) in <http://www.bo.infn.it/zampolli/>.
- [46] M. Regler and R. Fruhwirth, NATO Adv. Study Inst. Ser. B Phys. **204** (1990) 407.
R. Fruhwirth, “*Application of filter methods to the reconstruction of tracks and vertices in events of experimental physics*” (1988).
- [47] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson and P. Zancarini, CERN-DD/EE 84-1.
- [48] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline>.
- [49] R. Brun *et al.*, (2007) in <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>.
- [50] <http://www.fft.w.org/>.
- [51] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP **0605** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175].
- [52] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne and D. Schiff, Nucl. Phys. B **483** (1997) 291, [arXiv:hep-ph/9607355].
- [53] B. G. Zakharov, JETP Lett. **65** (1997) 615, [arXiv:hep-ph/9704255].
- [54] U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **690** (2001) 731, [arXiv:hep-ph/0008241].
- [55] C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. D **68**, (2003) 014008, [arXiv:hep-ph/0302184].
- [56] R. Baier, Nucl. Phys. A **715** (2003) 209, [arXiv:hep-ph/0209038].
- [57] A. Dainese, C. Loizides and G. Paic, Eur. Phys. J. C **38** (2005) 461, [arXiv:hep-ph/0406201].
- [58] F. Noferini, “*Two-particle correlations: from RHIC to LHC*”, Erice, Italy, 29 August–7 September 2006, presented at the International School of Subnuclear Physics (44th Course) “*The logic of nature*”, to be published in the online-only “Young Scientists” supplement of the European Physical Journal C-Direct (Springer).

BIBLIOGRAFIA

- [59] D. Caffarri, “*Studio delle correlazioni tra particelle cariche a LHC*”, Tesi di Laurea Triennale in Fisica (2006), Università di Bologna.