

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITA' DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Ricostruzione di segnali multipli del rivelatore  
a Tempo di Volo (TOF) di ALICE:  
confronto fra dati e Monte Carlo

Relatore:  
Prof.ssa Silvia Arcelli

Presentata da:  
Lorenzo Melfi

Correlatore:  
Dott. Francesco Noferini

Sessione II  
Anno Accademico 2015/2016

# INDICE

## 5 INTRODUZIONE

### 8 1 LA FISICA DI ALICE

8	1.1	IL MODELLO STANDARD
10	1.2	INTRODUZIONE ALLA QCD
11	1.3	VERSO UN NUOVO STATO DELLA MATERIA: IL QGP
13	1.4	BREVE STORIA DEL QGP
14	1.5	EVIDENZE SPERIMENTALI A FAVORE DEL QGP
14	1.5.1	JET QUENCHING
15	1.5.2	SOPPRESSIONE DEL MESONE $J/\psi$
16	1.5.3	AUMENTO DI STRANEZZA
17	1.5.4	SEGNALI CINEMATICI
17	1.5.5	FLUSSO ANISOTROPO

### 20 2 L'ESPERIMENTO ALICE

20	2.1	IL RIVELATORE
20	2.1.1	ZONA CENTRALE
22	2.1.2	ZONA ESTERNA
23	2.1.3	INNER TRACKING SYSTEM
23	2.1.4	TIME PROJECTION CHAMBER
24	2.1.5	TRANSITION RADIATION DETECTOR
24	2.1.6	SISTEMI DI IDENTIFICAZIONE DELLE PARTICELLE
25	2.2	SISTEMA A TEMPO DI VOLO: TOF
25	2.2.1	I PRINCIPI BASE DELLA TECNICA TOF
26	2.2.2	STRUTTURA GENERALE DEL TOF
27	2.2.3	I MODULI
28	2.2.4	MULTIGAP RESISTIVE PLANE CHAMBER

## **31 ANALISI DELLA RISPOSTA TEMPORALE DEL TOF 30**

- 32 3.1 IL TIME WALK
- 33 3.2 FENOMENI DI HIT MULTIPLO
- 33 3.2.1 CORREZIONI PER CASI DI DOPPIO HIT
- 35 3.3 CONFRONTO CON MONTE CARLO
- 36 3.3.1 SINGOLO HIT
- 37 3.3.2 DOPPIO HIT

## **40 CONCLUSIONI**



## INTRODUZIONE

La fisica delle collisioni ad alte energie è, ad oggi, uno dei campi di ricerca più interessante per la verifica di modelli teorici che spieghino la nascita e la formazione dell'universo in cui viviamo. In quest'ottica lavorano esperimenti presso i più importanti acceleratori di particelle: tra questi anche l'esperimento ALICE, presso il *Large Hadron Collider* LHC del CERN di Ginevra. ALICE è uno dei quattro esperimenti principali allestiti lungo l'anello del LHC (salito agli onori della cronaca negli ultimi anni, dopo la scoperta del bosone di Higgs) insieme ad ATLAS, CMS e LHCb. Il suo scopo principale è quello di verificare e ampliare l'insieme delle prove sperimentali alla base sull'esistenza di un nuovo stato della materia: il *Quark Gluon Plasma*. La presenza della transizione di fase della materia adronica ordinaria a QGP era stata teorizzata da diversi studi termodinamici e da calcoli di QCD su reticolo: in particolare si prevedeva l'esistenza di uno stato della materia in cui i quark sono deconfinati. Il QGP è dunque un plasma colorato e densissimo di quark e gluoni, liberi di interagire tra loro. Queste condizioni sarebbero state quelle dell'universo primordiale, circa  $1\mu\text{s}$  dopo il Big Bang: a seguito di una transizione di fase, si sarebbe poi formata tutta la materia adronica ordinaria. Per riprodurre le condizioni necessarie alla formazione del QGP occorrono collisioni ad energie ultrarelativistiche come quelle prodotte, negli ultimi anni, dall'acceleratore LHC. La grandissima quantità di particelle generate da collisioni di questo tipo richiede un rivelatore molto efficiente e capace di risalire all'identità delle particelle. Uno dei principali rivelatori dedicati all'identificazione di particelle in ALICE è il sistema a tempo di volo TOF. Nonostante un attento processo di ottimizzazione della risoluzione delle sue componenti, persistono residui errori strumentali che limitano la qualità (già ottima) del segnale, tutt'oggi oggetto di studio. L'elaborato presentato in questa tesi è suddiviso in tre capitoli: nel primo ripercorriamo gli aspetti teorici del Modello Standard e del Quark Gluon Plasma. Nel secondo descriviamo la struttura di rivelazione di ALICE, analizzando il funzionamento delle singole componenti. Nel terzo, infine, verifichiamo le principali correzioni al TOF ad oggi note, confrontando i dati a nostra disposizione con delle

simulazioni Monte Carlo: questo ci permette da un lato di approfondirne la conoscenza, dall'altro di cercarne di migliorare la descrizione del comportamento del rivelatore.



## capitolo 1

# LA FISICA DI ALICE

---

La branca della fisica che si occupa dello studio delle particelle elementari è, come ben noto, la fisica subnucleare. Quest'ultima trova il suo compimento nel Modello Standard, che incorpora una serie di teorie quantistiche che descrivono le interazioni tra campi denotate con la sigla QFT (*Quantum Field Theory*). Tra queste, particolarmente di rilievo per questa tesi sarà la QCD (*Quantum Chromodynamics*), riguardante i legami che si creano attraverso l'interazione forte. Calcoli su reticolo e considerazioni termodinamiche hanno dimostrato l'esistenza di transizioni di fase della QCD: la più interessante, protagonista delle righe seguenti, è denominata *Quark Gluon Plasma* (QGP), uno stato deconfinato e colorato di quark e gluoni. Per via delle condizioni di formazione (servono temperature e densità di energia elevatissime) l'osservazione sperimentale di questo stato della materia ha richiesto tecnologie all'avanguardia che sono state garantite negli ultimissimi decenni da diversi esperimenti da cui ALICE ha tratto informazioni importanti, verificandole e ampliandole.

Al di là dell'approccio puramente sperimentale alla questione, il QGP è importante nello studio delle stelle (si pensa che sia in piccola parte presente nei nuclei delle stelle a neutroni) e dell'universo primordiale, avendo caratterizzato la materia nei primi istanti dopo il Big Bang.

### 1.1: IL MODELLO STANDARD

Il Modello Standard è un insieme di teorie che raggruppa e ordina tutte le conoscenze attuali riguardanti i costituenti ultimi della materia: le particelle (e le loro interazioni). Il modello si fonda sulla Teoria Quantistica dei Campi (QFT, *Quantum Field Theory*), che prevede l'esistenza di campi quantizzati (detti campi di Gauge), enti fisici variabili col tempo e soggetti a una particolare dinamica, descritti da un'ampiezza funzione di tempo e spazio; l'energia, l'impulso e il momento di codesti campi, nonché ogni altra variabile dinamica, sono quantizzate. In quest'ottica, una particella non è altro che la manifestazione, sotto forma di quanti di energia, di un ben specifico campo, con cui è accoppiata tramite una carica di Gauge. In base alle interazioni tra diversi campi, si può intraprendere una classificazione di natura dinamica delle particelle, delineandone le caratteristiche intrinseche mediante un insieme di numeri quantici ben specifici chiamati sapore della particella. Lo studio e l'elencazione di tutti i tipi di particelle prevede innanzitutto una distinzione fondamentale: quella tra fermioni e bosoni.

La famiglia dei fermioni fondamentali comprende particelle massive di spin semintero, con *range* di masse che spazia tra 12 ordini di grandezza, dai  $10^{-1}$  ai  $10^2 \frac{G}{c^2}$ . Quest'ultima a sua volta comprende i leptoni e i quark: la prima famiglia è composta da particelle con carica intera quali elettrone  $e^-$ , muone  $\mu$  e tauone  $\tau$ , cui sono associati rispettivamente i tre neutrini  $\nu_e, \nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ . La simmetria delle tre coppie leptoniche è rispettata anche dai quark, particelle con carica frazionaria: si distinguono dunque i quark *up*  $u$  e *down*  $d$ , *charm*  $c$  e *strange*  $s$ , *top*  $t$  e *bottom*  $b$ . Per queste ultime particelle vi è un ulteriore grado di libertà chiamato colore: un quark può essere blu, rosso o verde. Una differenza importante tra questi due sottogruppi sta nel fatto che i quark non si possono osservare liberi, bensì esclusivamente in stati legati (gli adroni, di cui parleremo in seguito), a differenza dei leptoni che invece sono osservabili direttamente (al netto di decadimenti e vite medie variabili).

La famiglia dei bosoni fondamentali (detti anche bosoni di Gauge) raggruppa quattro particelle mediatrici: i fotoni  $\gamma$ , i bosoni  $W^{+/-}$  e  $Z$  e i gluoni  $g$ . Si tratta di particelle a cui è associata una specifica costante di accoppiamento che varia con l'intensità della forza in questione. Il fotone  $\gamma$  è il mediatore dell'interazione elettromagnetica ( $\alpha_{e.m.} = \frac{1}{137}$ ) che coinvolge esclusivamente particelle cariche. I bosoni massivi  $W^+, W^-$  e  $Z$  ( $m_{W^{+/-}, Z} \sim 80 - 90 \frac{G}{c^2}$ ) sono i mediatori del decadimento debole che può avvenire tra leptoni e quark, tra soli leptoni o soli quark ( $\alpha_d = 10^{-5}$ ). Per finire ci sono i gluoni (da *glue*: colla) che tengono 'uniti' i quark in strutture di colore bianco chiamate adroni ( $\alpha_f = 1$ ). La teoria viene completata dal bosone di Higgs: se la sua osservazione è avvenuta in tempi recentissimi, la sua teorizzazione risale a una sessantina di anni fa; il bosone di Higgs è la particella grazie alla cui interazione i fermioni e i bosoni mediatori acquisiscono la loro massa caratteristica. Tutte i tipi di particelle appena elencati sono riassunti in figura [1.1].

	mass $\sim 0.3 \text{ MeV}/c^2$ charge $+\frac{2}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	mass $\sim 1.275 \text{ GeV}/c^2$ charge $+\frac{2}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	mass $\sim 173.2 \text{ GeV}/c^2$ charge $+\frac{2}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	0 0 1	mass $\sim 125 \text{ GeV}/c^2$ 0 0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
<b>QUARKS</b>	mass $\sim 0.8 \text{ MeV}/c^2$ charge $-\frac{1}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	mass $\sim 0.5 \text{ MeV}/c^2$ charge $-\frac{1}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	mass $\sim 4.18 \text{ GeV}/c^2$ charge $-\frac{1}{3}$ spin $+\frac{1}{2}$	0 0 1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
	0.511 MeV/c <sup>2</sup> -1 1/2	105.7 MeV/c <sup>2</sup> -1 1/2	1.777 GeV/c <sup>2</sup> -1 1/2	91.2 GeV/c <sup>2</sup> 0 1	
	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z boson	
<b>LEPTONS</b>	~0 MeV/c <sup>2</sup> 0 1/2	~0.17 MeV/c <sup>2</sup> 0 1/2	~1.8 MeV/c <sup>2</sup> 0 1/2	80.4 GeV/c <sup>2</sup> +1 1	<b>GAUGE BOSONS</b>
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	

figura [1.1]: schema riassuntivo delle particelle fondamentali nel Modello Standard

Nonostante la grande quantità di conferme sperimentali ricevute dal Modello Standard, occorre ricordare come tutt'ora vi siano alcuni temi aperti di grande rilevanza nella teoria. Primo tra tutti quello relativo alla natura della materia oscura, che dovrebbe essere presente in quantità predominante nell'universo e non spiegata dal Modello Standard; si può notare inoltre l'assenza

della forza gravitazionale, per cui si ipotizzò l'esistenza di un mediatore chiamato gravitone, mai osservato fino ad ora. Infine tale teoria contiene diversi parametri liberi determinati per via sperimentale tra cui ancora non è stata individuata una relazione legante. Si può parlare dunque di una teoria consolidata e sufficiente per gli scopi sperimentali attuali, ma che andrà sicuramente completata in futuro.

## 1.2 INTRODUZIONE ALLA QCD

Dopo questo rapidissimo preambolo servito a fornire il contesto generale riguardo alle particelle elementari e le loro interazioni, ci soffermiamo su un tipo di forza in particolare: la forza forte. Si tratta di un'interazione non derivante in alcun modo dalla carica elettrica delle particelle bensì dalla natura stessa di queste ultime: tant'è vero che alcune particelle ne risentono in maniera considerevole (particelle 'fortemente interagenti') e alcune ne risentono in maniera limitata (particelle 'non fortemente interagenti').

La seconda delle due famiglie comprende tutti i leptoni. La prima invece è costituita dai già citati adroni, particelle in generale instabili e di vita media brevissima, con alcune eccezioni come ad esempio il protone (la cui vita media supera quella dell'universo). Gli adroni a loro volta comprendono due sottogruppi: i mesoni, adroni più leggeri formati da particelle ed antiparticelle che possono essere cariche e/o neutre e i barioni (o antibarioni) formati solo da particelle (o solo da antiparticelle) che possono essere cariche o neutre, in generale più pesanti dei mesoni e con vita media più lunga (con alcune eccezioni). Sebbene possano sembrare a tutti gli effetti particelle fondamentali, gli adroni sono uno stato legato di quark e anti-quark come confermarono gli studi di Gell-Mann e Zweig nel 1964. La scoperta di un grande numero di stati adronici fu oggetto di studio e osservazioni per decine di anni e portarono alla nascita di un modello di materia adronica basato sui quark, fermioni di spin 1/2 assunti come puntiformi, le cui interazioni sono descritte dalla QCD (Quantum Chromodynamics), teoria connessa all'esperimento ALICE.

La QCD è una teoria di Gauge non abeliana basata sul gruppo di simmetria SU(3) di colore, ovvero su un'invarianza locale rispetto a una trasformazione rappresentata da una matrice unitaria di rango tre per cui non vale la proprietà commutativa. Formulata attorno agli anni '70, la QCD descrive il vertice d'interazione quark-gluone. Inizialmente i quark conosciuti e dunque interessati dalla teoria erano esclusivamente *up*, *down* e *strange*; con il progresso tecnologico degli acceleratori di particelle e dei rivelatori si cominciarono a osservare tipi di adroni non rappresentabili con soli tre tipi di quark e la lista di questi ultimi fu allungata fino a raggiungere i sei costituenti noti oggi. L'interazione forte rispetta i vincoli dell'additività e della conservazione del numero quantico di sapore. Un aspetto intrigante riguarda il concetto di libertà asintotica: all'opposto dei campi elettromagnetici (la cui intensità è sempre inversamente proporzionale alla distanza) i campi gluonici hanno intensità bassissima a distanze piccole, ossia per alti quadrimomenti trasferiti  $q^2$ , tanto da poter considerare i quark quasi liberi all'interno degli adroni.

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(q^2) = 0 \quad [1.1 \text{ a}]$$

Superato un certo valore spaziale, la costante di accoppiamento assume valori molto elevati, impedendo dunque la possibilità di osservare quark al di fuori di uno stato legato:

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \alpha_s(q^2) = \infty \quad [1.1 \text{ b}]$$

Come già accennato in precedenza, gli adroni possono essere mesoni, nel caso in cui i quark interessati siano 2 ( $q, \bar{q}$ ), o barioni nel caso in cui siano 3 ( $q, q, q$  o  $\bar{q}, \bar{q}, \bar{q}$ ): il protone e il neutrone, ossia le particelle più presenti in natura nella materia ordinaria, sono entrambi barioni.

### 1.3 VERSO UN NUOVO STATO DELLA MATERIA: IL QGP

La conclusione del capitolo 1.2 lascia un grosso interrogativo aperto: che succede in condizioni estreme di densità e temperatura? Come già detto nel paragrafo introduttivo, sotto particolari condizioni può verificarsi una transizione di fase molto interessante: il *Quark Gluon Plasma*.

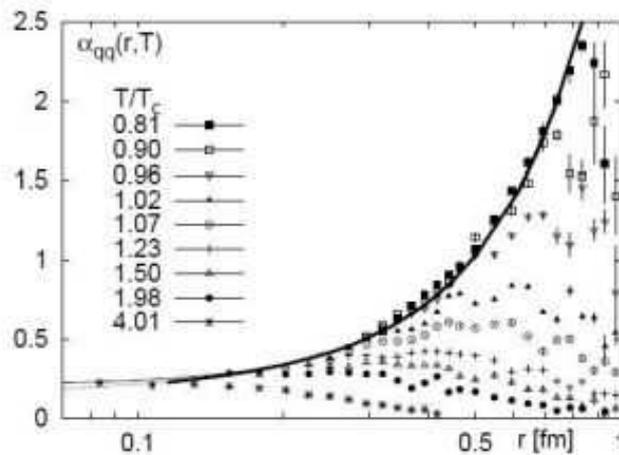


figura [1.2]: andamento della costante di accoppiamento in funzione della distanza  $r$  e della temperatura  $T$

Dalla figura [1.2] otteniamo informazioni interessanti. Per valori di temperatura minori della temperatura critica  $T_C$  (che descriveremo meglio in seguito), l'andamento è quello asintotico classico per  $r \rightarrow \infty$  della costante di accoppiamento  $\alpha_r$ : la materia è assimilabile a un gas di adroni che interagiscono fortemente formando nuove particelle. All'aumentare della temperatura  $T$  si ha una diminuzione dell'interazione fino a raggiungere la temperatura critica  $T_C$ , quando si inverte drasticamente l'andamento della costante: all'aumentare della distanza quest'ultima diminuisce tendendo a zero. Si ha dunque uno stato di quark e gluoni non più confinati in stati bianchi ma liberi di muoversi in un mezzo molto denso e colorato. Come si può osservare in figura [1.3] i primissimi istanti di vita dell'universo dovevano essere caratterizzati proprio da questa fase della materia (si segua l'andamento dell'asse verticale dall'alto verso il basso); la temperatura critica, stimata da calcoli su reticolo, è:

$$T_C = (173 \pm 15) M \quad [1.2]$$

Il QGP è un mezzo con densità di energia elevatissima. Basti pensare che quest'ultima:

$$\epsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_t \frac{E_t}{e^{\beta E_t} \pm 1} \quad [1.3]$$

una volta trascurata la massa a riposo, secondaria per particelle ultra relativistiche, diventa:

$$\epsilon \sim \frac{\pi^2}{3} NT^4 \quad [1.4]$$

dove  $N$  è il numero di gradi di libertà del sistema. Per il QGP si ha, come facilmente intuibile, il contributo di tutti i singoli quark e tutti i singoli gluoni e dunque un numero  $N$  di gradi di libertà molto maggiore rispetto alla materia adronica ordinaria.

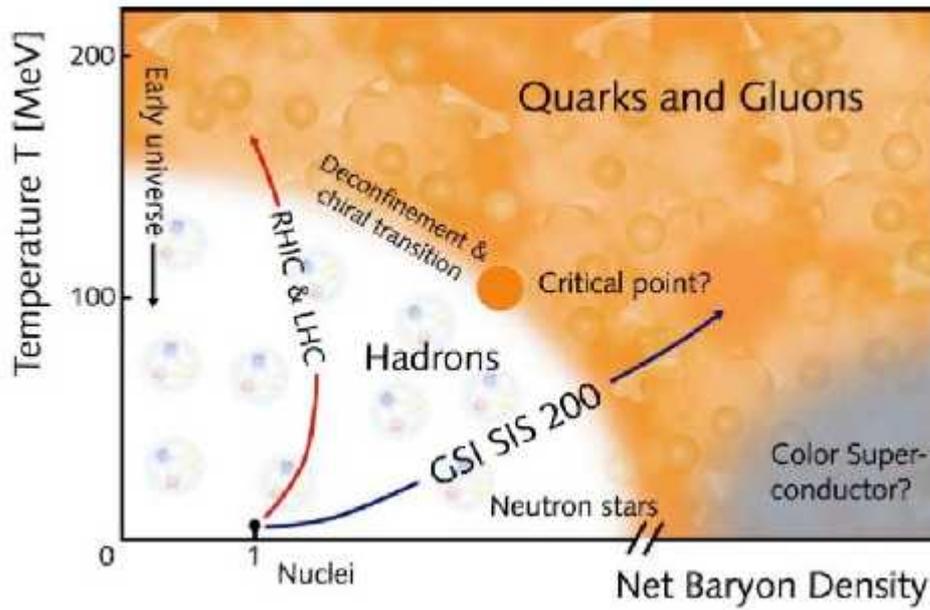


figura [1.3]: illustrazione dell'evoluzione di stato della materia adronica in funzione della temperatura e della densità barionica

Per ottenere condizioni sperimentali favorevoli alla formazione del QGP occorre dunque, oltre alla temperatura critica già introdotta, una densità di energia (figura [1.4]):

$$\epsilon_c \sim 0.7 \frac{G}{J^3} \quad [1.5]$$

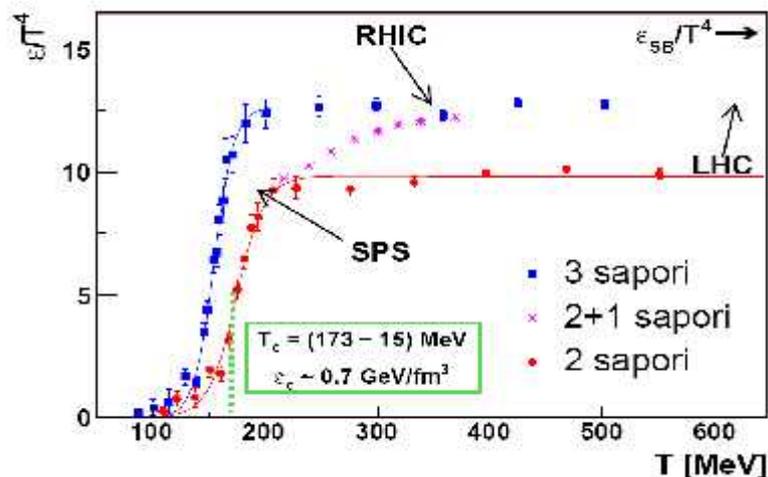


figura [1.4]: andamento della densità di energia  $\epsilon/T^4$  in funzione della temperatura  $T$

## 1.4 BREVE STORIA DEL QGP

L'esperimento ALICE si svolge presso l'acceleratore di particelle LHC del CERN, in cui vengono riprodotte le condizioni favorevoli alla formazione del *Quark Gluon Plasma* con collisioni Pb-Pb a energie ultrarelativistiche (attorno ai 3 TeV per coppia di nucleoni). Nelle collisioni fra nuclei gli urti non sono sempre centrali e avremo in generale un numero  $N_p$  di nucleoni coinvolti mentre i restati  $2A - N_p$  fungono da semplici spettatori: questo concetto è rilevante nelle prove sperimentali dell'esistenza del QGP che vedremo nel paragrafo 1.5.

Nella collisione ad alte energie, vengono prodotti un grandissimo numero di quark e gluoni, jet (stretti coni di adroni) e un grandissimo numero di particelle  $\gamma$  (reali e virtuali) che a loro volta formano leptoni. I prodotti della collisione iniziano a interagire anelasticamente fino al raggiungimento, al tempo  $\tau_0$ , di un equilibrio chimico, il *Quark Gluon Plasma*. Il raggiungimento dell'equilibrio del sistema porta a un primo raffreddamento; una volta arrivati alla temperatura critica  $T_c$  la costante di accoppiamento comincia ad assumere l'andamento asintotico di figura [1.2]: in questo istante si ha una transizione dal QGP a un gas di adroni che interagiscono fortemente tra loro, con pressione interna elevatissima. Sarà proprio la pressione interna a portare il sistema a una rapida espansione, con conseguente raffreddamento. La temperatura cala fino a un primo *freeze-out chimico*, in cui cessano le interazioni anelastiche e le abbondanze chimiche di ogni singola specie vengono fissate. Quando l'espansione del sistema raggiunge valori per cui la distanza tra gli adroni supera il range dell'interazione forte avviene il vero e proprio disaccoppiamento tra le particelle (*freeze-out cinematico*). Queste ultime costituiscono il sistema osservabile finale che raggiunge il rivelatore.

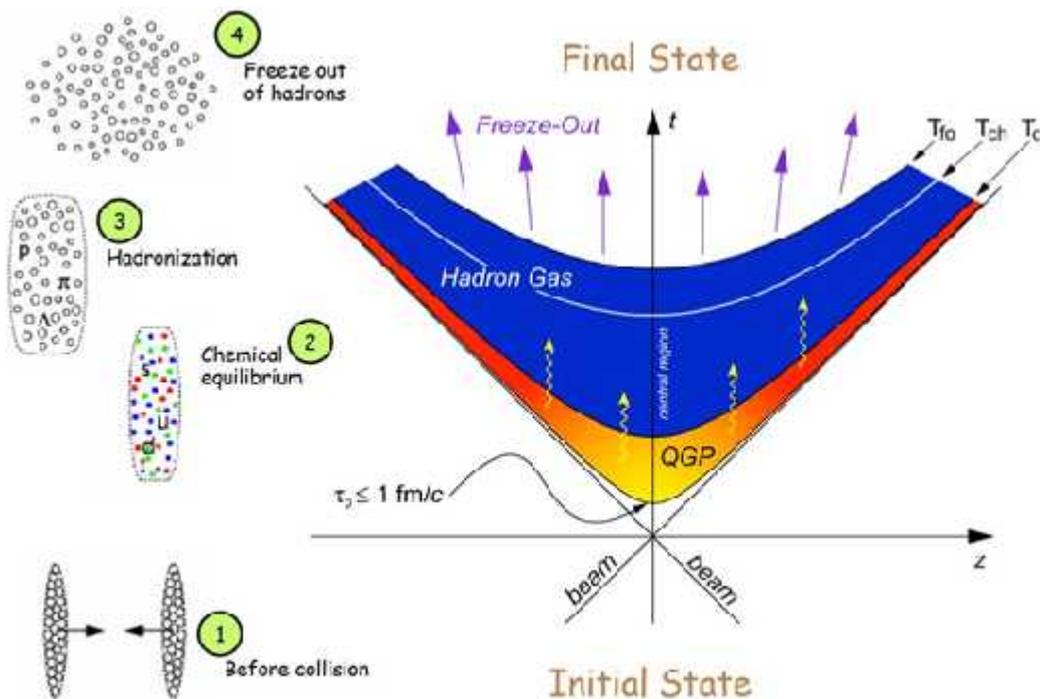


figura [1.5]: evoluzione del sistema prodotto in una collisione tra ioni pesanti ultrarelativistici

## 1.5 EVIDENZE SPERIMENTALI A FAVORE DEL QGP

Il QGP è uno stato della materia dalla vita media brevissima e come tale impossibile da osservare direttamente. Ciò che si può fare, fortunatamente, è l'analisi dei prodotti derivanti dalle collisioni di ALICE cercando in esse indizi dell'esistenza, seppur brevissima, di un plasma colorato di quark e gluoni non vincolati in stati adronici bianchi. Le prime ricerche sono iniziate presso il *Lawrence Berkeley National Laboratory* (BLN) negli anni '70, in collisioni di ioni pesanti ad energie attorno al GeV/c. Su questa linea di ricerca c'è stata un'intensa attività anche all'SPS (*Super Proton Synchrotron*), al CERN di Ginevra (iniziato circa una decina di anni dopo il BNL) e nei primi anni 2000, al *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC), giunto ad accelerare ioni oro (Au) ad energie di 200 GeV nel centro di massa per coppia di nucleoni. Le osservazioni sperimentali e i dati ottenuti con questi esperimenti hanno fornito un'ottima traccia da seguire per l'esperimento ALICE, che è riuscito a confermare quanto già osservato e fornire nuove informazioni sul QGP. Andiamo ora ad analizzare, alla luce dei dati emersi dagli esperimenti appena citati, quali sono le prove sperimentali più evidenti che dimostrano l'esistenza del QGP.

### 1.5.1 JET QUENCHING

Il *jet quenching* è un fenomeno di attenuazione di partoni con alto impulso trasverso, per via di una considerevole perdita di energia dovuta all'interazione con un mezzo caldo e denso, come il *Quark Gluon Plasma*. Il fatto che un medesimo fenomeno non si sia verificato nelle collisioni tra nuclei più leggeri ha di fatto confermato come l'attenuazione non possa essere legata in generale a fenomeni di riassorbimento nucleare: deve per forza di cose derivare dall'interazione con un mezzo formatosi solo a seguito di collisioni tra ioni pesanti.

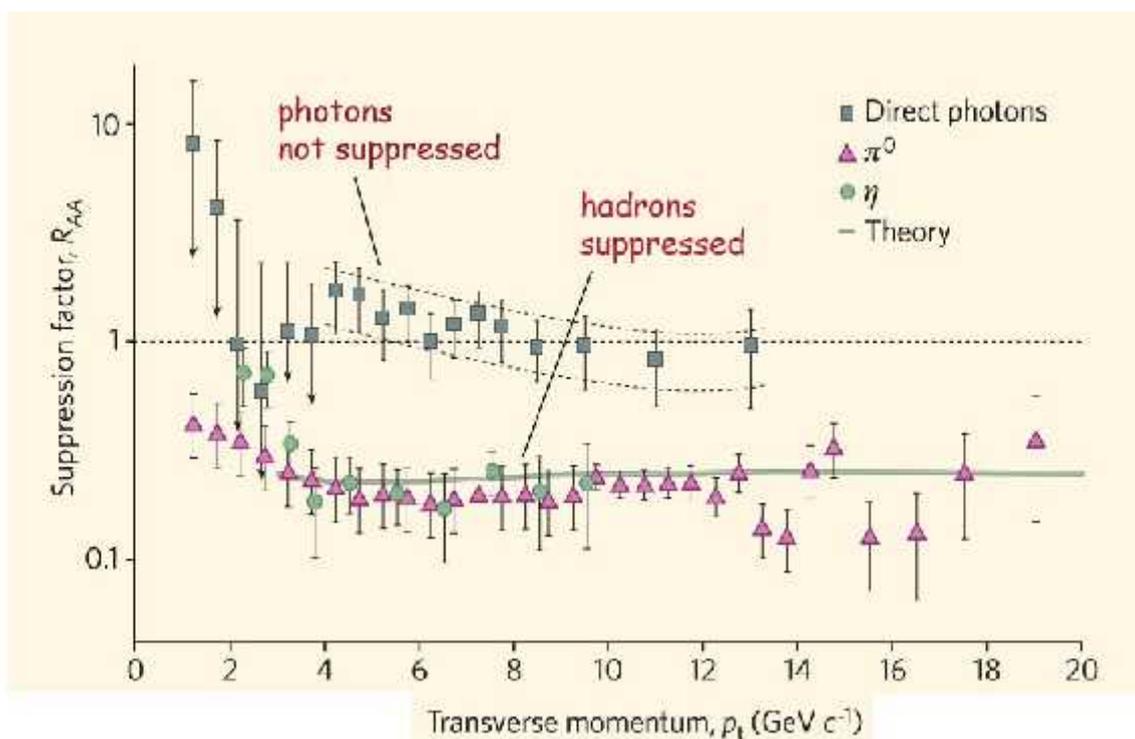


figura [1.6]: andamento del fattore di soppressione  $R_A$  in funzione del momento trasverso

Il grafico in figura [1.6] mostra l'andamento, in funzione dell'impulso trasverso, del fattore di soppressione (vedi *nota[1]*):

$$R_A = \frac{d_A}{N_C d_{NP}} \quad [1.6]$$

Come si può osservare esplicitamente da quest'ultimo, nelle collisioni Au+Au vi è una soppressione dei mesoni  $\pi^0, \eta$  e dei fotoni diretti  $\gamma$ , per alti impulsi trasversi. Si può analizzare un altro fenomeno interessante sempre legato al *jet quenching*, che riguarda la correlazione dell'angolo azimutale tra particelle prodotte in collisioni p+p, Au+Au e Au+d. In particolare, analizzando due *jet* opposti prodotti a  $0^\circ$  e  $180^\circ$  (figura [1.7]), ci si accorge di come per  $\Delta\phi = 0^\circ$  si abbia un picco di produzione comune per i tre diversi tipi di sistemi di collisione, mentre per  $\Delta\phi = 180^\circ$  il picco sia totalmente mancante per collisioni Au+Au. Questo è dato da una forte attenuazione della produzione dovuta al mezzo in cui i partoni si propagano, identificato nel QGP.

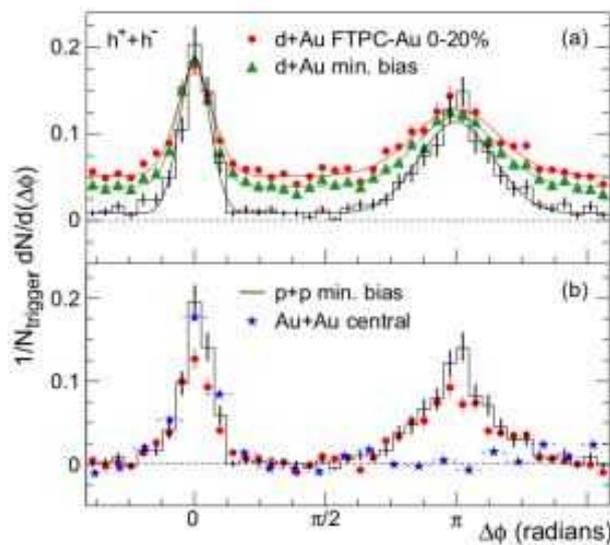


figura [1.7]: correlazione angolare tra particelle prodotte in collisioni p+p, Au+Au e Au + d (Esperimento Star a RHIC)

## 1.5.2 SOPPRESSIONE DEL MESONE J/ψ

Tra le particelle che si formano durante il processo di collisione, si possono formare stati legati di quark pesanti rientranti in una grande famiglia chiamata quarkonia. Un esempio è il charmonium  $c\bar{c}$ , scoperto studiando gli urti  $e^+ - e^-$  e p - Be (protone-Berillio) sui 3.1 GeV. All'interno di un processo di collisione l'abbondanza relativa di questi mesoni rimane fissa, essendo quasi impossibile raggiungere valori energetici che ne causino la scissione. Tuttavia la loro energia di legame può diminuire per via di effetti schermo che si manifestano sulla forza forte in un plasma.

---

*nota [1]:*  $d_A$  e  $d_P$  sono la distribuzione di impulso trasverso in collisioni Au+Au o p-p.  $N_C$  è il numero totale di collisioni previste dal modello di Glauber, modello geometrico che descrive le collisioni tra nuclei dato un parametro d'impatto  $b$

La presenza di un *Quark Gluon Plasma* può quindi essere responsabile della soppressione di stato  $J/\Psi$ : separato *charm* e *anticharm*, può avvenire una ricombinazione di questi ultimi con quark più leggeri, formando mesoni D.

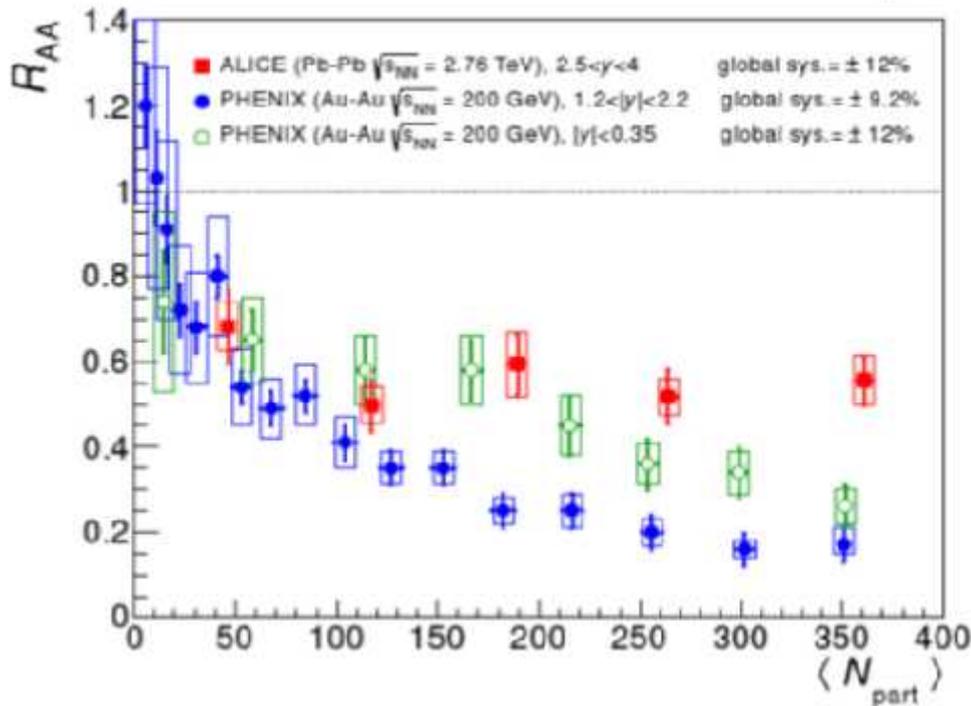


figura [1.8]: coefficiente di soppressione  $R_A$  dei charmonium in funzione del numero di nucleoni partecipanti alla collisione. In rosso i dati relativi all'esperienza ALICE

Ciò che di fatto risulterà dall'analisi delle particelle rilevate in seguito al *freeze out* degli adroni è una soppressione proprio dello stato  $J/\psi$ , come osservabile in figura, a favore di una più cospicua presenza di mesoni *charmati* D dalla brevissima vita media.

### 1.5.3 AUMENTO DI STRANEZZA

Una ulteriore prova sperimentale emersa dalle misure attuate nei principali esperimenti dedicati al *Quark Gluon Plasma* è l'aumento di stranezza negli adroni prodotti. Questo fatto è spiegabile nel modo seguente: nelle collisioni tra ioni pesanti a temperature caratteristiche del QGP, si ha una parziale restaurazione della simmetria chirale e di conseguenza una riduzione nelle masse dei quark. Se dunque la produzione dei quark strange era vietata a causa della loro massa molto elevata, i valori energetici delle collisioni ne consentono ora una cospicua produzione. Un altro fattore importante è dato dalla grande disponibilità di canali gluonici: il canale di formazione prevalente è dato dalla fusione di due gluoni, per cui si ha  $g \rightarrow s\bar{s}$ ; più raramente si può avere una scissione gluonica  $g \rightarrow s\bar{s}$ . Tutto quanto appena detto si traduce sperimentalmente nell'osservazione di un aumento nella produzione di particelle contenenti quark strani, quali il mesone  $\phi$  o gli iperoni  $\Xi$ ,  $\Sigma$ ,  $\Lambda$ , la cui rilevazione avviene per ricostruzione indiretta dell'osservazione delle particelle in cui decadono.

### 1.5.4 SEGNALI CINEMATICI

La transizione di fase che porta al *Quark Gluon Plasma* comporta, come già indicato nel paragrafo 1.3, un aumento significativo dei gradi di libertà del sistema (equazione [1.4]). Questo fatto comporta a sua volta un incremento della densità di energia e di entropia, valutabile con l'andamento dei rapporti  $\frac{\epsilon}{T^4}$  e  $\frac{S}{T^4}$ . Sperimentalmente questo fenomeno è osservabile mediante grandezze ad essi legate e studiabili con precisione: il momento trasverso medio  $\bar{p}_t$  (legato alla temperatura T), la distribuzione in rapidità degli adroni  $\frac{d}{d}$  (legata all'entropia S) e la distribuzione dell'energia trasversa  $\frac{dE_t}{d}$  (legata alla densità di energia  $\epsilon$ ). La rapidità, nel centro di massa del sistema, è definita da:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right) \quad [1.7]$$

dove è evidente la dipendenza dall'energia E e dal momento longitudinale  $p_z$ . In alternativa, nel limite ultrarelativistico  $E \sim p$ , si utilizza la pseudorapidità, definita in funzione dell'angolo di emissione di una particella rispetto alla direzione della collisione:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p+p_z}{p-p_z} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad [1.8]$$

### 1.5.5 FLUSSO ANISOTROPO

Nelle collisioni tra nuclei, si definisce un parametro d'impatto b all'interno del piano perpendicolare alla direzione dei due fasci (si riveda paragrafo 1.4). Se il parametro d'impatto è nullo, si ha un urto centrale: in tal caso si ha un flusso di particelle prodotte isotropo, senza nessuna direzione privilegiata. Nel caso  $b \neq 0$ , l'urto non è più definibile centrale e si ha una direzione privilegiata nella formazione di prodotti: questo si traduce nella presenza di un flusso anisotropo. Due nuclei che collidono centralmente danno vita, nel piano trasverso, a una regione ellittica; se il mezzo contenuto nella regione è approssimabile a un fluido ideale a viscosità quasi nulla, avremo una quantità di urti maggiore nell'asse minore, lungo la direzione d'impatto. Una quantità di urti maggiore si traduce chiaramente in un gradiente di pressione maggiore con conseguente asimmetria nell'emissione dei prodotti finali. Per studiare l'anisotropia di codesto flusso si può utilizzare l'espansione in serie di Fourier della distribuzione azimutale delle particelle nel piano di rivelazione, il cui angolo riferito all'asse x del s.d.r adottato è  $\Psi_n$  (figura [1.9]):

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \left( 1 - 2 \sum_n v_n(p_t, y) \cos[n(\Phi - \Psi_n)] \right) \quad [1.9]$$

Se l'emissione è isotropa tutti i coefficienti della serie devono risultare nulli; in caso contrario vi saranno dei coefficienti  $v_n \neq 0$ , legati sia alla geometria del sistema che alle fluttuazioni di densità dello stesso.

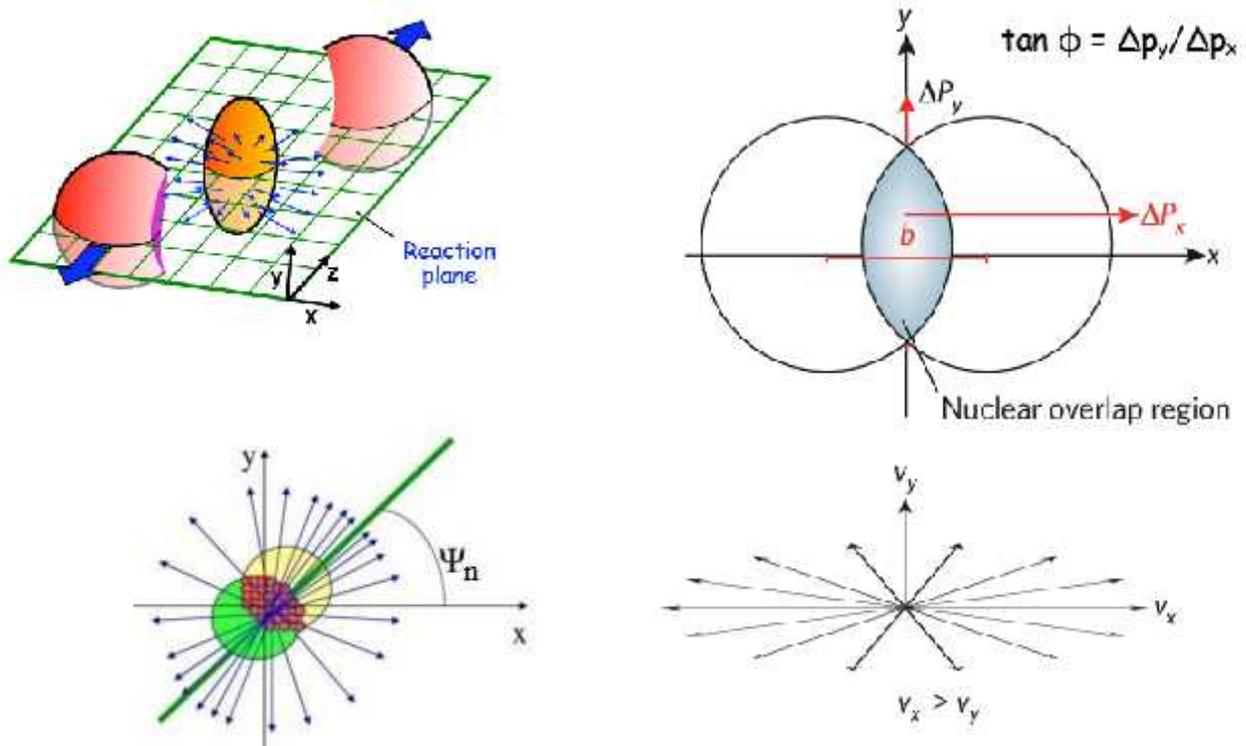


figura [1.9]: rappresentazione grafica schematica di un urto non centrale tra due nucleoni

L'esperimento STAR al RHIC ha evidenziato una corrispondenza con le previsioni teoriche (figura [1.10]): si è osservato infatti un flusso anisotropo ellittico  $v_2$  coerente, entro i 2 GeV/c, con un modello idrodinamico del mezzo. Ad alti impulsi l'andamento muta per via delle alte energie dei prodotti che non risentono del *re-scattering* dovuto all'idrodinamica del sistema.

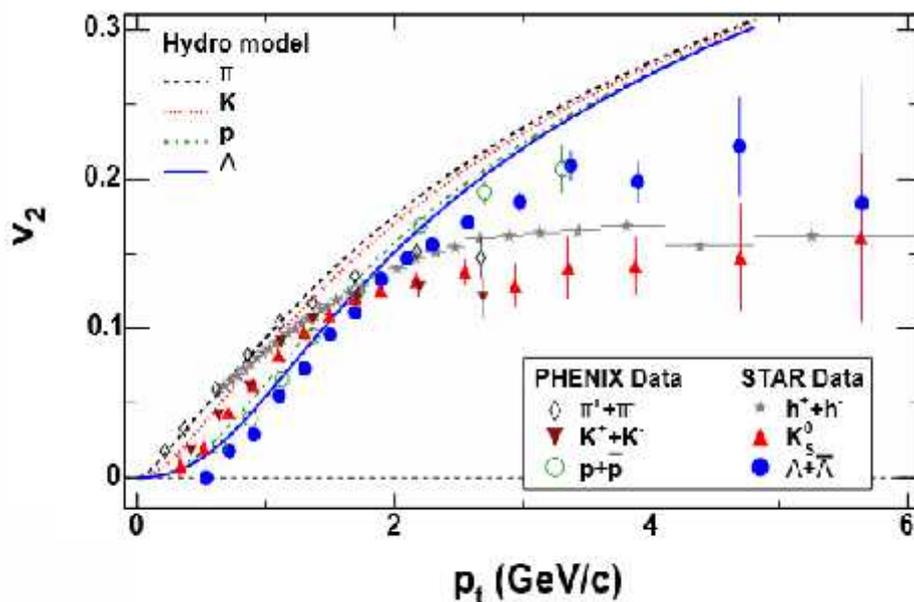


figura [1.10]: andamento del coefficiente di asimmetria ellittica  $v_2$  in funzione dell'impulso trasverso  $p_t$  per gli esperimenti PHENIX e STAR

Se il flusso ellittico si genera in un plasma come il QGP si può verificare il fenomeno della coalescenza, per cui gli adroni che si formeranno riceveranno un contributo a  $p_T$  e  $v_2$  in relazione al numero di quark contenuti, dovuto a partoni a impulso più basso che si combinano liberamente dando vita ad adroni a  $p_T$  più alto. Tutto ciò si traduce in uno *scaling* dell'anisotropia con il numero dei quark costituenti, verificato dai risultati di ALICE e rappresentante un'ulteriore prova all'esistenza del Quark Gluon Plasma.

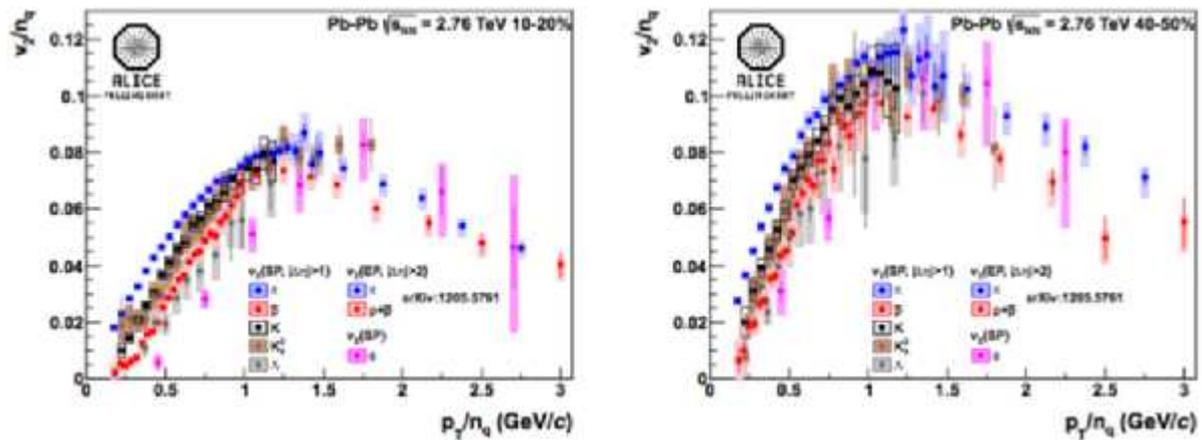


figura [1.11]: andamento del coefficiente di asimmetria ellittica  $v_2$  in funzione dell'impulso trasverso  $p_T$  per l'esperimento ALICE, per due diverse centralità della collisione

## Capitolo 2

# L'ESPERIMENTO ALICE

---

ALICE è uno dei quattro grandi esperimenti collocati presso l'anello LHC del CERN di Ginevra, un acceleratore di adroni costituito da due anelli superconduttori che si sviluppano lungo 26.7 km di lunghezza. Al progetto lavorano attualmente circa 150 istituti di fisica da 37 paesi diversi. ~~una buona parte dei fisici che stanno prendendo parte al lavoro viene proprio dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) di Bologna, a cui è stato affidato il compito di controllare e migliorare le prestazioni del principale rivelatore dell'esperimento, il *Time Of Flight* (sistema a tempo di volo).~~ ALICE si pone come obiettivo principale lo studio del *Quark Gluon Plasma* primariamente principalmente attraverso lo studio di collisioni tra ioni di Piombo ad un'energia complessiva ~~di 5.5 TeV~~ nel centro di massa per coppia di nucleoni, di 5.5 TeV, ma anche attraverso l'analisi di collisioni protone-protone. ~~Mentre originariamente lo studio di collisioni tra protoni interessava maggiormente altri esperimenti a LHC come ATLAS e CMS, da Giugno 2015 anche ALICE ha iniziato a operare con collisioni tra fasci stabili di protoni a energie di circa 13 TeV.~~ Come già visto nel capitolo precedente, le proprietà del QGP si ottengono attraverso l'analisi del sistema risultate dalle collisioni Pb-Pb e dal confronto con la fenomenologia osservata in interazioni p-p appena descritte: a tal fine occorre un rivelatore capace di identificare particelle su *range* molto ampi di angolo solido e impulso. ~~Le Tutte~~ le caratteristiche principali di questo rivelatore saranno descritte in questo capitolo verranno esplicate nelle prossime righe, con particolare attenzione al sistema a tempo di volo, di cui si discuterà anche nel terzo capitolo.

## 2.1 IL RIVELATORE

Gli esperimenti di collisione tra ioni sono caratterizzati dalla produzione di un elevatissimo numero ~~e molteplicità~~ di particelle: diventa dunque importante cercare di ottimizzare al massimo l'accettanza e l'efficienza della rivelazione. Il primo parametro dipende esclusivamente dalla configurazione geometrica del rivelatore ed è definito come la probabilità che un evento sia effettivamente visibile allo stesso; il secondo rappresenta la probabilità che un evento "accettato" dia luogo a conteggio. ~~Il sistema di rivelazione è molto complesso e va analizzato passo per passo.~~

### 2.1.1 ZONA CENTRALE

La parte centrale del rivelatore ricopre una regione di angolo polare rispetto alla direzione dei fasci incidenti di  $\pm 45^\circ$  ( $|\eta| < 0.9$ ) sull'intero angolo azimutale; essa è racchiusa all'interno di un magnete solenoidale che genera un campo debole e uniforme di attorno ai 0.5 Tesla. Nella ~~All'interno della~~ zona centrale e all'interno del magnete sono installati e sono i rivelatori dedicati al tracciamento e all'identificazione delle particelle cariche, essendo la zona dove ci si aspetta i valori di molteplicità più alti. ~~Per porre un po' di chiarezza li elencheremo brevemente, lasciando ai prossimi paragrafi il compito di approfondirne dettagliatamente la struttura.~~



figura [2.1]: sezione trasversale della parte centrale del rivelatore

Con riferimento alla figura [2.1], procedendo dunque dal punto di collisione ~~ent~~ verso l'esterno, troviamo osserviamo l'Inner Tracking System (ITS), un sistema di tracciamento capace di ricostruire identificare le tracce (e i vertici) distinguendo quelle primarie da quelle secondarie, con anche capacità di identificazione. Abbiamo quindi la Time Projection Chamber (TPC), che si occupa sia del tracciamento di una particella sia della sua identificazione. Per finire ci sono il Transition Radiation Detector (TRD) e il Time Of Flight (TOF) che servono a identificare nell'ordine elettroni e adroni carichi. Sempre all'interno del magnete ma all'esterno del TRD e del TOF sono posizionati altri rivelatori di accettazione più limitata che coprono una porzione dell' ampio angolo azimutale: l'High Momentum Particle Identification Detector (HMPID), che ha come compito quello di individuare adroni carichi con alto impulso trasverso, L'ElectroMagnetic CALorimeter (EMCAL), che analizza le proprietà di fotoni ed elettroni ad alto impulso trasverso e contribuisce alla ricostruzione di jet adronici, e il PHOTon Spectrometer (PHOS), che consente di misurare fotoni con basso impulso.

Seppure all'interno del magnete, in una regione di pseudorapidità più elevata vi è una serie di piccoli rivelatori che complementano il resto della struttura di ALICE. Qui troviamo il Photon Multiplicity Detector (PMD) il quale, grazie a piccoli rivelatori a gas, misura la molteplicità dei fotoni consentendo un confronto con le particelle cariche. La serie di rivelatori ad alta rapidità comprende

anche il *Forward Multiplicity Detector* (FMD), che fornisce la misura della distribuzione di pseudorapidità in avanti delle particelle cariche in modo complementare all'ITS ed è composto da rivelatori disposti in cinque dischi lungo l'asse del fascio. Per finire ci sono due sistemi di contatori Cherenkov [2], T0 e V0: Il primo fornisce al TOF il tempo a cui è avvenuta la collisione, detto anche *start time*. Il secondo misura la molteplicità delle particelle nella regione in avanti, localizzando il vertice dell'evento e stimando la sua centralità; inoltre si occupa di separare il fondo, derivante da collisioni fra i fasci e il gas residuo nel tubo a vuoto dell'acceleratore e le interazioni fisiche di interesse. Per avere un'idea della struttura complessiva, si può guardare figura [2.2].

nota [2]: il Cherenkov è un effetto di emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un materiale le cui molecole sono state polarizzate da una particella carica che lo attraversa



figura [2.2]: il sistema di rivelazione di ALICE

## 2.1.2 ZONA ESTERNA

Fuori dal magnete, oltre allo *spettrometro per muoni* *Forward Muon Spectrometer* (FMS), ~~(uno spettrometro per muoni)~~ vi sono una serie di piccoli rivelatori che completano il resto della struttura di ALICE avvolgendo una regione a pseudorapidità molto ~~atroviamo~~ sono in grado di coprire entrambe le direzioni del fascio e consentono di misurare diversi parametri utili nello studio dello *Zero Degree Calorimeter* (ZDC), formato da due coppie di calorimetri posti a  $0^\circ$  rispetto alla direzione dei fasci e a un centinaio di metri dal punto di interazione, capace di rivelare i nucleoni spettatori e misurare dunque la centralità della collisione. ~~Quindi troviamo il~~ *Photon Multiplicity Detector* PMD il quale, grazie a piccoli rivelatori a gas, misura la molteplicità dei fotoni consentendo un confronto con le particelle cariche. La serie di rivelatori ad alta rapidità si chiude con il *Forward Multiplicity Detector* FMD che fornisce la misura della distribuzione di pseudorapidità in avanti delle particelle cariche in modo complementare all'ITS ed è composto da tanti rivelatori disposti in cinque dischi lungo l'asse del fascio. Per finire ci sono due sistemi di contatori Cherenkov, T0 e V0: Il primo fornisce al TOF il tempo di interazione, detto anche *start time*. Il secondo misura la molteplicità delle particelle generate, localizzando il vertice dell'evento e stimando la sua centralità; inoltre si occupa di rimuovere i rumori di fondo nelle collisioni.

All'esterno del magnete, ma nella regione di pseudorapidità centrale Digno di nota è infine installato anche l'ALICE COsmic Ray DEtector (ACORDE) che rileva i raggi cosmici permettendo studi di fisica teorici e calibrazioni per i dati osservazioni sperimentali.

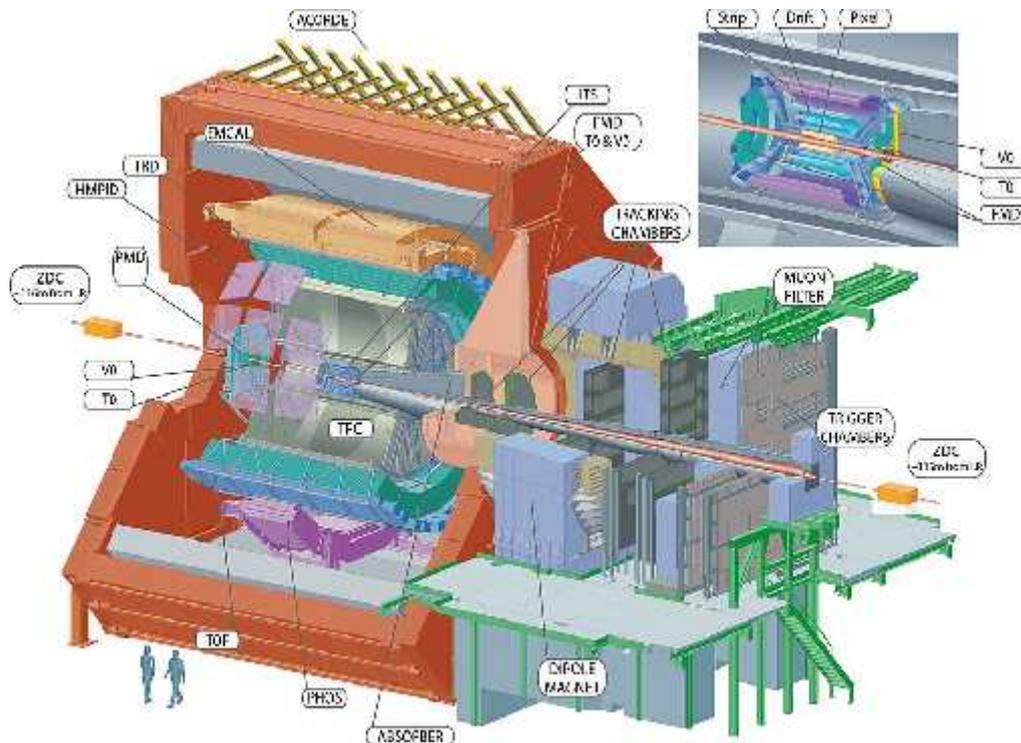


figura [2.3]: rappresentazione 3D del rivelatore ALICE

Andiamo ora ad analizzare nel dettaglio alcune delle componenti più importanti del rivelatore ALICE appena elencate (riportate anche in figura [2.3]), prestando particolare attenzione ai rivelatori della zona centrale e al TOF.

### 2.1.3 INNER TRACKING SISTEM

L'Inner Tracking Sistem (ITS) è il rivelatore più vicino alla zona di interazione: è costituito da sei strati cilindrici concentrici di rivelatori al Silicio (Si) coassiali al fascio e ha come scopo principale la ricostruzione delle tracce e dei vertici secondari. La struttura dell'ITS è ottimizzata per sostenere e analizzare l'altissima densità di particelle in prossimità del vertice del punto di collisione: i primi due strati più interni vicini al tubo a vuoto dei fasci sono costituiti da rivelatori a *pixel* di Silicio, i due strati centrali da rivelatori a *drift* di Silicio, i due strati più esterni da rivelatori a *microstrip*, sempre di Silicio. Il sistema che si ottiene è in grado di individuare i vertici primari con risoluzione migliore di  $100 \mu$ , ricostruire i vertici secondari dei decadimenti di iperoni e adroni pesanti, tracciare con precisione e identificare particelle cariche con momento trasverso superiore a  $100 \text{ MeV}/c$  e infine identificare particelle cariche di bassa energia, attraverso la perdita specifica di energia per ionizzazione  $\frac{dE}{dx}$  (mediante una lettura analogica dai 4 strati più esterni).

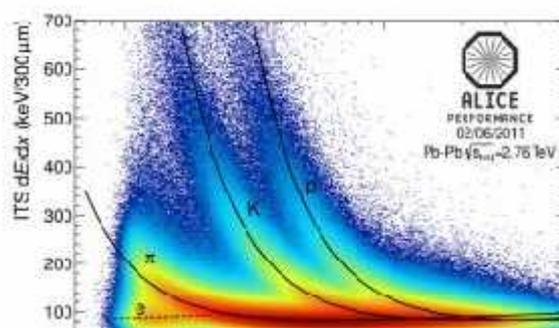


figura [2.4]: Andamento della perdita specifica di energia  $dE/dx$  in funzione dell'impulso  $p$ , misurate da Inner Tracking System

## 2.1.4 TIME PROJECTION CHAMBER

Con finalità simili all'Inner Tracking System discusso nel paragrafo precedente, ma con un volume attivo molto più esteso, la Time Projection Chamber (TPC, Camera a proiezione temporale) è un rivelatore dotato di grandissima efficienza nel tracciamento e nella misura degli impulsi delle particelle cariche prodotte. Si tratta di un sistema cilindrico con raggio minimo di 85 cm (scelta dettata dalla necessità di ottimizzare il numero massimo di conteggi accettabili) e raggio massimo di 250 cm, che garantisce la lunghezza di traccia necessaria per ottenere una precisa determinazione dell'impulso e una risoluzione in  $\frac{d}{d}$  migliore del 10%. Tale risoluzione nella perdita di energia specifica permette di ottenere un'efficiente identificazione di elettroni e adroni carichi aventi momento trasverso sotto il GeV/c. La ricostruzione avviene a ritroso: si parte dagli strati più esterni, dove la separazione tra i segnali rilasciati dalle tracce è maggiore, per poi procedere verso l'interno, in cui è maggiormente probabile una sovrapposizione spaziale delle tracce. Nonostante l'elevatissima efficienza, si ha un 10% circa di tracce che sfuggono alla TPC perdendosi in zone morte tra vari settori. Tuttavia questa inefficienza è parzialmente recuperata utilizzando le informazioni di tracciamento dell'ITS.

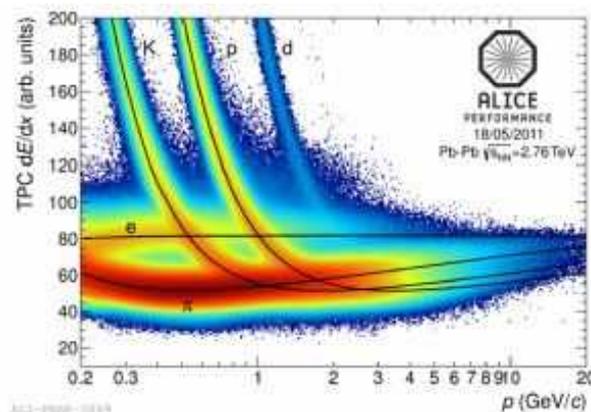


figura [2.5]: Andamento della perdita specifica di energia  $dE/dx$  in funzione dell'impulso  $p$ , misurate da Time Projection Chamber

## 2.1.5 TRANSITION RADIATION DETECTOR

Qualora vi siano tracce con impulso fuori dal range di identificazione della Time Projection Chamber, si può utilizzare il Transition Radiation Detector (TRD, Rivelatore a Radiazione di Transizione), installato esternamente alla TPC. Il TRD contribuisce al tracciamento ed è ottimizzato

per l'identificazione di elettroni con impulso superiore a 1 GeV/c. La rivelazione di elettroni con alto impulso trasverso è fondamentale al fine di individuare, mediante lo studio della massa invariante, la produzione di mesoni vettoriali leggeri decaduti e stati di quarkonia, la cui analisi rappresenta una delle prove sperimentali dell'esistenza del QGP discusse nel capitolo precedente. Nell'analisi dei vertici secondari individuati da ITS, il TRD riesce a distinguere i mesoni formati direttamente dall'interazione e quelli formati in seguito al decadimento di particelle pesanti. Il rivelatore è organizzato in 18 supermoduli lungo l'angolo azimutale e 30 lungo la superficie radiale, disposti su sei strati e con una suddivisione in cinque settori lungo z. Ognuno di questi supermoduli contiene un radiatore spesso 4.8 cm, una camera proporzionale a multifili [3] e l'elettronica di *front end* [4].

## 2.1.6 SISTEMI DI IDENTIFICAZIONE DELLE PARTICELLE

In questo ultimo paragrafo ci occuperemo di elencare brevemente i rivelatori che si occupano esclusivamente di identificare le particelle prodotte nelle collisioni riportandone brevemente le caratteristiche principali, per poi discutere con maggior dettaglio il sistema a tempo di volo (TOF).

---

*nota [3]: la camera proporzionale a multifili è un rivelatore che misura la traiettoria delle particelle che interagiscono con il gas presente nella camera stessa*

*nota [4]: l'elettronica di front end è il sistema che si occupa di acquisire i dati in input*

Abbiamo innanzitutto l'*High Momentum Particle Identification Detector* (HMPID), che si occupa di identificare adroni ad alto momento trasverso, permettendo così di ampliare, rispetto ai rivelatori precedentemente descritti, il *range* di impulsi entro il quale si può identificare un adrone carico. Il suo principio di funzionamento si basa sulla radiazione di fotoni Cherenkov emessi al passaggio di una particella, che sono rivelati da un contatore allo Ioduro di Cesio (CsI).

Quindi si trova un calorimetro ad alta risoluzione, il *PHOTon Spectrometer* (PHOS) che consente di rivelare fotoni diretti distinguendoli da quelli formati per decadimento elettromagnetico del pione neutro. Particolarmente efficiente per collisioni p-p (per cui si ha un range di impulso 0.5-40 GeV con un'efficienza del 90%), il PHOS utilizza come elemento attivo di rivelazione un cristallo scintillatore di  $\text{PbWO}_2$  raffreddato a  $-25^\circ$  per ottimizzare il guadagno di luce.

Per identificare muoni con impulso superiore ai 4 GeV/c viene utilizzato il *Forward Muon Spectrometer*, uno spettrometro per muoni da cui è possibile risalire a risonanze mesoniche contenenti Quark pesanti attraverso la rivelazione di coppie  $\mu^+$  e  $\mu^-$ . L'identificazione di queste particelle è possibile grazie a una grande quantità di materiale assorbente che filtra tutti gli adroni prodotti nella collisione, seguito da un magnete dipolare e dodici stazioni di camere di tracciamento e di trigger per l'analisi in impulso e la selezione degli eventi.

## 2.2 SISTEMA A TEMPO DI VOLO: TOF

Un gran numero di osservabili legate allo studio del QGP richiedono, dal punto di vista sperimentale, una elevata capacità del rivelatore nell'identificare la grandissima quantità di

particelle che vengono a formarsi in una collisione; per fare ciò occorre determinare con precisione la carica e la massa di ciascuna di esse. Abbiamo visto nei paragrafi precedenti una serie di rivelatori adibiti alla misurazione delle quantità di moto: il più efficiente di questi era il *Time Projection Chamber*, che misura l'impulso  $p$  di una particella deflettendola in un campo magnetico  $B$  e determinando il raggio di curvatura  $R$  attraverso la relazione:

$$p = qR \quad [2.1]$$

Una volta misurata la quantità di moto  $p$  con l'utilizzo dei rivelatori TPC, ITS e TRD, con il TOF si è in grado di determinare la velocità  $v$  delle particelle sulla base della lunghezza della traccia della particella carica e il tempo impiegato per raggiungere la superficie attiva del sistema a tempo di volo: confrontando la velocità con l'impulso  $p$ , si ottiene la massa. Il rivelatore TOF, grazie alla tecnologia delle *Multigap Resistive Plate Chamber* di cui discuteremo in seguito, consente di raggiungere ottime risoluzioni temporali, sia in collisioni Pb-Pb che p-p, dove il 99% delle particelle ha momento inferiore ai 2.5 GeV/c.

### 2.2.1 I PRINCIPI BASE DELLA TECNICA TOF

Compito primario del sistema TOF è la determinazione del tempo di volo  $t_T$  che la particella impiega per percorrere una distanza  $L$ , la lunghezza della traccia misurata nel sistema di tracciamento. Una volta determinata la velocità  $v = L/t_T$  si può ottenere il valore della massa per una particella semplicemente mettendola in relazione con i valori dell'impulso  $p$  con le adeguate correzioni relativistiche. Sappiamo che:

$$p = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad [2.2]$$

Nota il momento  $p$  possiamo dunque ottenere il valore della massa:

$$m = p \sqrt{\left(\frac{ct_T}{L}\right)^2 - 1} \quad [2.3]$$

Al valore della massa è associata una risoluzione  $\frac{d}{m}$  data dalla formula:

$$\frac{d}{m} = \sqrt{\left(\frac{d}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left[ \left(\frac{d t_T}{t_T}\right)^2 + \left(\frac{d}{L}\right)^2 \right]} \quad [2.4]$$

dove  $L$  è la lunghezza della traccia e  $t_T$  è il tempo di volo.  $\gamma$  è il fattore di Lorentz della particella definito come:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad [2.5]$$

dove  $\beta = \frac{v}{c}$ . Come si evince dalla formula, sull'accuratezza della risoluzione della massa incide notevolmente la risoluzione temporale, considerando che tipici valori per la risoluzione in impulso e nella lunghezza di traccia sono  $\frac{d}{p} = 1\%$  e  $\frac{d}{L} = 0,1\%$  e soprattutto considerando che per particelle ultrarelativistiche il fattore di Lorentz assume valori di molto superiori all'unità. In particolare per

una efficiente separazione delle specie di adroni carichi nella regione degli impulsi intermedi (0.5-4 GeV/c) la risoluzione temporale del TOF deve essere migliore di 100 ps. Ora, affinché due particelle aventi stesso momento  $p$  e stessa lunghezza di traccia  $L$  siano distinguibili, occorre che la differenza tra i due tempi di volo sia:

$$c\Delta t_{1-2} = L \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) = L \left( \sqrt{1 + \frac{m_1^2 c^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2 c^2}{p^2}} \right) \approx \frac{L c^2 (m_1^2 - m_2^2)}{2p^2} \quad [2.6]$$

L'approssimazione utilizzata è valida solo nel caso in cui  $\frac{m^2 c^2}{p^2} \ll 1$  cioè per particelle ultrarelativistiche. Possiamo dunque definire la capacità del TOF con un coefficiente:

$$n_d, 1-\sigma = \frac{L c^2 (m_1^2 - m_2^2)}{2p^2 d} \quad [2.7]$$

dove  $d$  risoluzione temporale del rivelatore. Questo coefficiente indica il numero di deviazioni standard che separano i due tempi di volo.

## 2.2.2 STRUTTURA GENERALE DEL TOF

Il TOF si sviluppa sullo *space-frame* di Alice (ossia la struttura di supporto centrale), ha geometria cilindrica (con lunghezza di 7.4 m, raggio interno di 3.7 m e raggio esterno di 3.99 m), e una superficie attiva di circa  $160 \text{ m}^2$  (figura [2.6]). L'intera struttura è suddivisa in 18 settori rispetto all'angolo azimutale, ciascuno dei quali contiene 5 moduli disposti parallelamente alla direzione del fascio, per un totale di 90 moduli. Ciascuno di questi ultimi contiene i rivelatori MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*) e i *crates* contenenti l'elettronica di lettura.

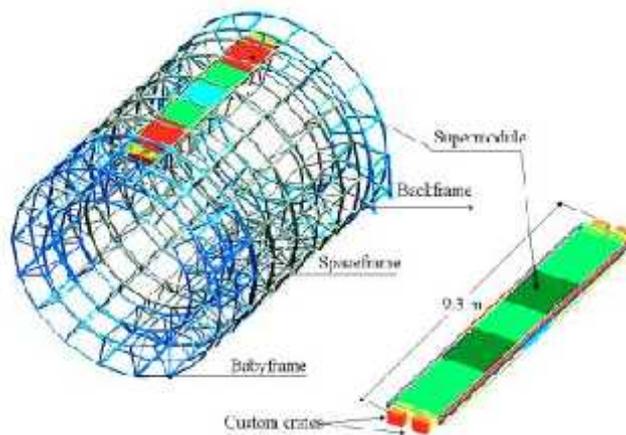


figura [2.6]: rappresentazione schematica di un supermodulo

## 2.2.3 I MODULI

Ciascuno dei 5 moduli di ciascun settore è suddiviso in due regioni: la prima è una regione interna a tenuta stagna contenente il gas in cui particelle cariche rilasciano i segnali di ionizzazione primaria e in cui sono inserite le strip MRPC; la seconda regione è costituita dall'elettronica che trasforma l'

impulso analogico in digitale. La zona di elettronica è composta da collegamenti tra schede di *front-end* e di *read-out*, protette da un coperchio di alluminio spesso circa mezzo millimetro. Il volumetto di gas è separato dalla zona di elettronica mediante uno strato di 1.3 cm di *honeycomb* [5], racchiuso a sua volta in due strati di alluminio spessi circa 1 mm. Questo piano rappresenta la parte strutturale del modulo ed è sorretto da un rinforzo che garantisce di ammortizzare gli stress meccanici e l'eventuale aumento del gas interno. La trasmissione dei segnali dagli elettrodi di lettura (detti *pad*) alle schede di *front-end* avviene tramite cavi *twisted pair* [6] connessi alle schede di interfaccia. Con i suoi 90 moduli il TOF contiene un volume di gas di circa  $16 \text{ m}^3$  costituito da una miscela composta al 93% da Freon, dal 7% di Esafluoruro di Zolfo SF<sub>6</sub>.

Una particolarità ulteriore dei moduli è data dall'orientazione delle strip MRPC, posizionate ortogonalmente rispetto al piano del fascio, leggermente sovrapposte in modo da far coincidere i bordi delle loro zone attive. L'inclinazione aumenta progressivamente, passando dagli 0° fino ai 45° andando dalla zona centrale alla zona esterna (figura [2.7] in alto a sinistra). Cercare di far sì che le particelle prodotte attraversino le strip perpendicolarmente diventa un fattore fondamentale per evitare fenomeni di hit multiplo dovuti a tracce oblique uscenti dal punto di interazione. I supermoduli hanno tutti stessa larghezza ma si differenziano per lunghezza e numero di strip. In particolare si individua: un modulo centrale lungo 1.14 m e contenente 15 MRPC, due moduli intermedi lunghi 1.47 m e contenenti 19 MRPC e per finire due esterni lunghi 1.78 m e contenenti 19 MRPC.

---

nota [5]: L'honeycomb è una particolare lavorazione dell'alluminio, modellato a nido di ape. E' leggero, resistente alla compressione ed al taglio, resistente al fuoco e alla corrosione, immarcescibile e riciclabile

nota [6]: i cavi twisted pair sono formati da otto fili di rame intrecciati a coppie. Ogni coppia è intrecciata a sua volta con le altre, in modo da limitare il rumore elettromagnetico di fondo ed eliminare quasi del tutto le interferenze

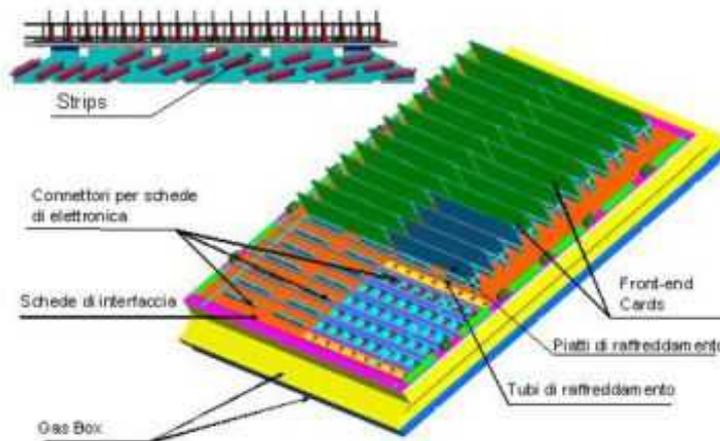


figura [2.7]: rappresentazione schematica di un modulo del TOF

### 2.3.4 MULTIGAP RESISTIVE PLANE CHAMBER MRPC

Il Sistema A Tempo Di Volo, come già visto, ha il compito di identificare adroni carichi ( $K, \pi, p$ ) nella regione degli impulsi intermedi, in un *range* che va dagli 0.5 ai 4 GeV/c circa. Ricordiamo anche la richiesta, introdotta nelle righe precedenti, di una risoluzione temporale migliore di 100 ps. Per soddisfare queste richieste sono state sviluppate le MRPC, particolari rivelatori a piani paralleli resistivi.

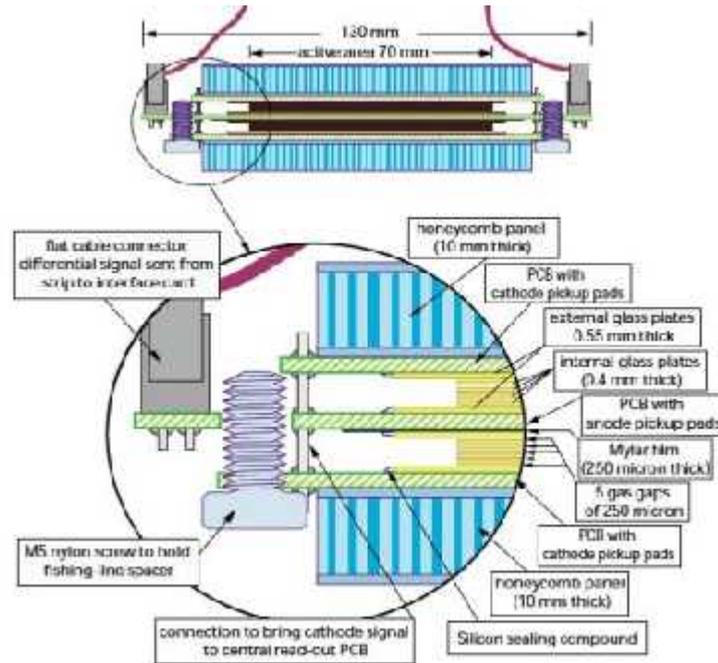


figura [2.8] schema complessivo di una MRPC a doppio stack

Le *Multigap Resistive Plate Chamber* si presentano come strisce rettangolari chiamate *strip* (già introdotte nelle righe precedenti), con un'area attiva di circa  $7.5 \times 120 \text{ cm}^2$  e formati da due *stack* simmetrici rispetto all'anodo frontale. I pad di lettura sono formati da circuiti prestampati PCB anodici e catodici, sui quali si trovano 96 pad di lettura con area  $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ . Ogni *stack* è composto da 4 piani resistivi esterni spessi circa  $550 \mu\text{m}$  (resistività superficiale di  $5\Omega$ ) di vetro elettricamente liberi e da 2 vetri esterni ricoperti di pittura acrilica ad alta resistività che fungono da elettrodi. I vetri interni sono equamente spazati da un filo di pesca in nylon e suddividono ogni *stack* in 5 *gap* larghi ognuno circa  $250 \mu\text{m}$ . Il funzionamento di base dei rivelatori a piani paralleli resistivi è così riassumibile: due elettrodi racchiudono un volume di gas che al passaggio di una particella si ionizza; gli elettroni liberati in seguito alla formazione degli ioni vengono accelerati dal campo elettrico e ionizzano a loro volta altri atomi (se sufficientemente energetici). Questo crea nuovi elettroni secondari potenzialmente capaci di ionizzare a loro volta: questo processo prende il nome di moltiplicazione a valanga. La distribuzione delle cariche assume una forma a goccia a causa della differenza di velocità di propagazione degli elettroni verso l'anodo rispetto a quella degli ioni verso il catodo.

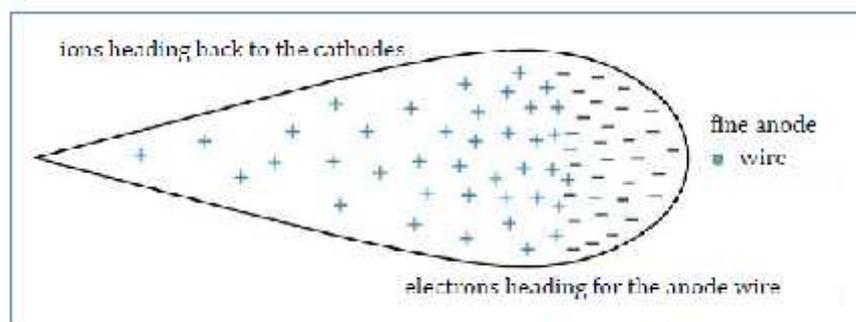


figura [2.9]: distribuzione a goccia delle cariche

Ioni ed elettroni della valanga si possono ricombinare dando luogo a emissione di fotoni e tali fotoni possono a loro volta provocare fotoionizzazione creando nuove coppie elettrone-ione nei pressi della valanga. Se il potenziale tra gli elettrodi è sufficientemente elevato, la valanga primaria e le eventuali secondarie possono portare alla formazione dello *streamer*, un canale conduttivo che si propaga a velocità maggiore rispetto alle valanghe. Quando il plasma di elettroni e ioni raggiunge i due elettrodi creando un collegamento si ha la formazione di una scintilla. Il funzionamento generico di un rivelatore di questo tipo dunque sta nella capacità di produrre una certa quantità di carica in funzione della geometria dell'apparato e del campo elettrico presente tra gli elettrodi. La necessità di avere una risoluzione temporale elevata e una densità di corrente bassa nel gas ma allo stesso tempo un segnale di uscita il più ampio possibile ha portato all'introduzione delle RPC a *Multigap*. La suddivisione dello spazio tra gli elettrodi (*gap*) mediante l'inserimento di piani paralleli intermedi impedisce lo sviluppo eccessivo di valanghe e riduce al minimo la probabilità di formazione di *streamer*: tutto ciò richiede una tensione maggiore ai capi degli elettrodi ma consente di operare in condizioni di alto guadagno e massima risoluzione temporale.

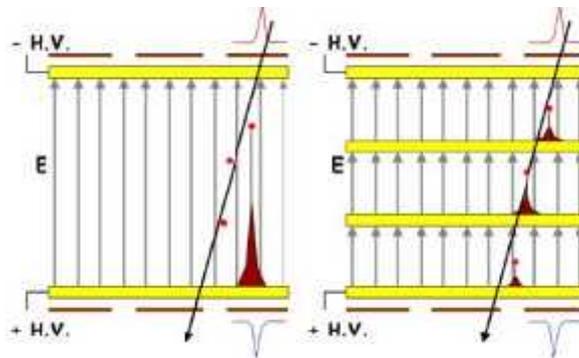


figura [2.10]: RPC e MRPC a confronto

A seguito di un intenso programma di R&D, il design finale delle MRPC del TOF di ALICE ha definito come soluzione ottimale la configurazione a doppio *stack*: si tratta di due camere MRPC in parallelo, con un elettrodo centrale in comune. Questo consente di ottenere un numero maggiore di *gap*, che comporta efficienze di rivelazione prossime al 100 % e risoluzioni temporali notevoli (la risoluzione intrinseca del rivelatore, misurata su dati di *test beam*, è di 40 ps) senza dover applicare tensioni troppo elevate. Inoltre l'ampiezza del segnale risulta maggiore (circa il doppio rispetto a quello di un singolo *stack*) e la dimensione dell'impronta della valanga nonché la probabilità di un *multiple hit* risultano minori.

## capitolo 3

# ANALISI DELLA RISPOSTA TEMPORALE DEL TOF

---

Il TOF è uno dei rivelatori principali dell'esperimento ALICE. La sua struttura è stata studiata in maniera da minimizzare, componente per componente, qualsiasi errore strumentale che possa degradare la qualità di rivelazione di una traccia. La risoluzione totale è data da:

$$\sigma_T^2 = \sigma_M^2 + \sigma_T^2 + \sigma_C^2 + \sigma_C^2 + \sigma_{\text{TO}}^2, \quad [3.1]$$

dove  $\sigma_M$  è la risoluzione intrinseca delle MRCP (di circa 40 ps),  $\sigma_T$  è la risoluzione intrinseca dei dispositivi *Read Out Modules* TDC,  $\sigma_C$  sono le incertezze sulle costanti di calibrazione,  $\sigma_C$  dipende dal ritardo del segnale di *trigger* e per finire  $\sigma_{\text{TO}}$  è la risoluzione della misura del tempo di interazione: la somma in quadratura di tutti i contributi fornisce un valore attorno agli 80 ps.

Nonostante questo lavoro di ottimizzazione, la gaussiana che descrive lo spettro delle particelle è leggermente asimmetrica, con una coda esponenziale sul lato destro (figura [3.1]): si è intuita subito la presenza di effetti strumentali di cui non si era tenuto conto, che limitano la risoluzione del rivelatore. Lo studio di questi effetti strumentali è tutt'oggi oggetto di lavoro. Su questa linea si rivela indispensabile avere a disposizione un campione simulato di dati che permetta di riprodurre e gestire le diverse modalità di interazione delle particelle col rivelatore.

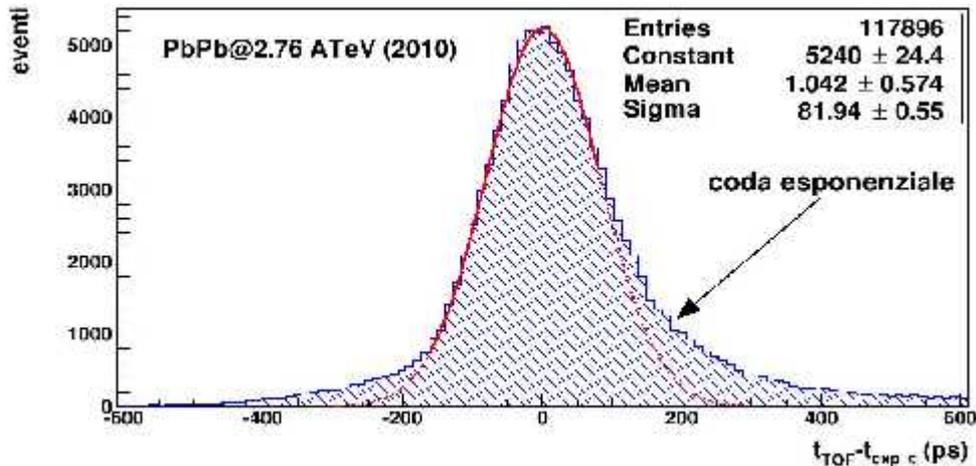


figura [3.1]: distribuzione del segnale relativa al tempo atteso nell'ipotesi di un pione, nell'intervallo  $0.8 < p_t < 1.1$  GeV/c

In questo capitolo, oltre a descrivere i risultati raggiunti con le correzioni ad oggi note, ricostruiremo con Monte Carlo i prodotti derivanti da queste collisioni, simulando gli effetti strumentali di cui si è parlato nel secondo capitolo ed introducendone di nuovi.

### 3.1 IL TIME WALK

Per come è costruito il TOF, la maggior parte delle particelle cariche colpiscono un *pad* catodico in prossimità del suo centro; questo non vieta certo, nonostante la probabilità sia minore, che una carica possa indurre una valanga in un punto qualsiasi della superficie attiva ( $3.5 \times 2.5$  cm<sup>2</sup>) del *pad*. La raccolta del segnale, tuttavia, avviene sempre nel punto fisso di collegamento con l'elettronica di *front-end*, situato ai bordi della cella. Il *Time Walk* è proprio la misura del lasso di tempo che separa il momento di induzione del segnale dall'istante in cui viene raccolto. I primi risultati su cui è stato calibrato questo effetto provengono da *test beam* svolti nel 2006 presso l'area sperimentale T10 al *Super Proton Synchrotron* del CERN di Ginevra. In quel caso si usò un fascio ben collimato di pioni/muoni con impulso di 7 GeV/c e la struttura mobile di rivelazione permetteva di spostare le MRPC rispetto alla posizione del fascio, facendo misurazioni in diversi punti. Per questi risultati si avevano *delay time* (ossia la differenza tra il tempo misurato sperimentalmente e il tempo atteso) di circa 40 ps per cm lungo entrambi gli assi e la correzione dell'effetto dava risultati significativi.

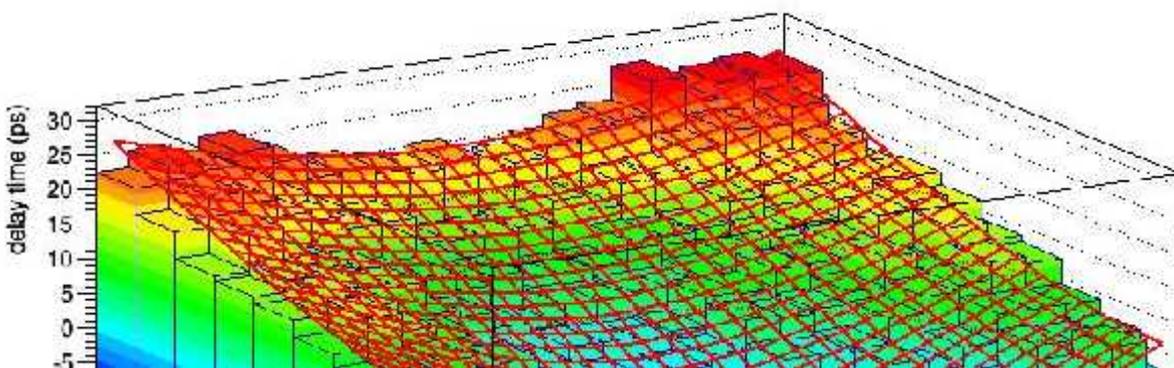


figura [3.2]: istogramma con i *delay time* costruiti in collisioni p-p in funzione di  $dx$  e  $dz$  (distanze dal centro del pad). Si può notare la minor sensibilità per il Time Walk rispetto ai test beam

In collisioni p-p, come si può vedere in figura [3.2], la misura del *delay time* in funzione delle coordinate ricostruite non è nemmeno un terzo di quella trovata nei *test beam*: ci si aspetta dunque che la calibrazione di questo effetto non sia nel nostro caso particolarmente significativa a causa delle incertezze nel tracciamento (dell'ordine del cm lungo la componente  $z$ ). Questo fatto ci spinge a considerare altri effetti più rilevanti che possono essere studiati per cercare di ottimizzare la distribuzione del segnale: uno fra tutti il caso di doppio *hit*.

### 3.2 FENOMENI DI HIT MULTIPLO

La superficie limitata dei pad e la loro disposizione su due file sui PCB di ciascuna strip (vedi figura [3.3]), fanno intuire la necessità di trattare anche casi di doppio *hit*. Quando una particella attraversa una MRPC in una zona di confine tra due *pad* adiacenti (o rispetto all'asse  $x$  o rispetto all'asse  $z$ ), la carica indotta dalla valanga può propagarsi attraverso entrambi, con conseguente generazione di segnale su due *pad*. A onor del vero, i pad colpiti possono essere anche più di due, ma la probabilità che questo fatto succeda è talmente bassa da poter essere trascurata (figura [3.4]).

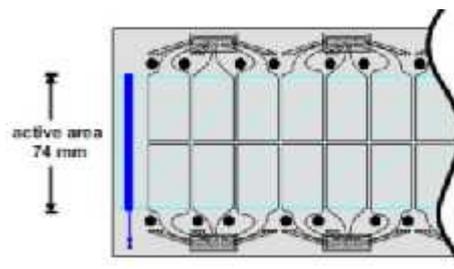


figura [3.3]: disposizione su due file dei pad su ciascuna strip

Ciò che accade nei casi di hit multiplo in generale, è il verificarsi di effetti di bordo che portano a errori di valutazione dei tempi, con conseguente perdita in termini di risoluzione del segnale.

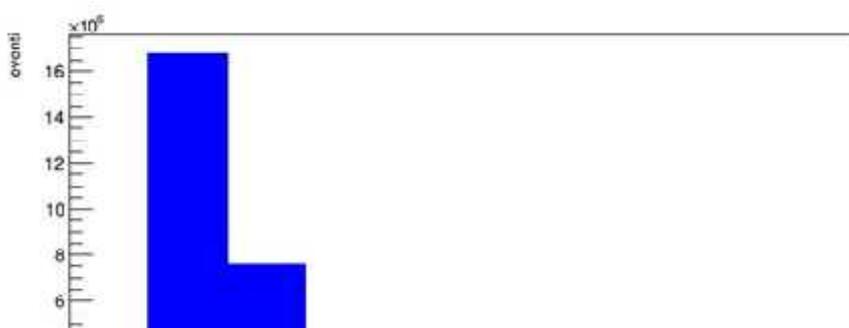


figura [3.4]: numero di tracce in funzione dei pad accesi nel TOF

Le correzioni di questi effetti di bordo che si verificano in caso di *hit* multiplo sono già state in parte trattate negli anni passati e si sono rivelate efficienti nel processo ancora in corso di ottimizzare il segnale globale. Le riassumiamo ora in pochi passaggi, per dare un quadro generale della questione.

### 3.2.1 CORREZIONE PER CASI DI DOPPIO HIT

Nei casi di doppio *hit* si ha un *pad* colpito, ovvero il *pad* attraverso cui è passata la particella, e un *pad* adiacente orizzontalmente o verticalmente (per il sistema di riferimento scelto si veda figura [3.5]) che si attiva poiché attraversato anch'esso dal segnale indotto. Avremo dunque rispettivamente due tempi  $t_1$  e  $t_2$  che porteranno due contributi diversi per la medesima traccia.

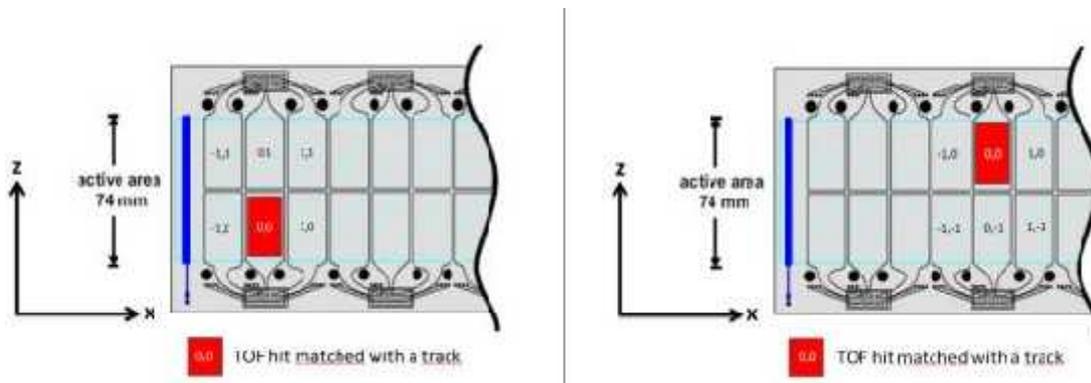


figura [3.5]: sistema di riferimento x-z scelto per collocare spazialmente la strip

Per prima cosa consideriamo il contributo legato a  $t_1$ , nel caso particolare di rivelazione di un pione  $\pi$  (il più frequente) e di un doppio *hit* orizzontale con un *pad* a sinistra (il caso -1,0 di figura [3.5]). Il *delay time* è definito come  $t_1 - t_{e\pi}$  dove  $t_{e\pi}$  è il tempo di aspettazione per la particella. Ciò che si osserva è una correlazione lineare tra il *delay time* e l'avvicinamento alla zona di confine tra i due *pad* adiacenti, lungo l'asse x ( $dx = -1.25$  cm). Con un *fit* lineare negli intervalli con maggior numero di eventi si può correggere  $t_1$ , con conseguente ricentramento a zero della distribuzione relativa al tempo misurato dal *pad* associato alla traccia (figura [3.6]).

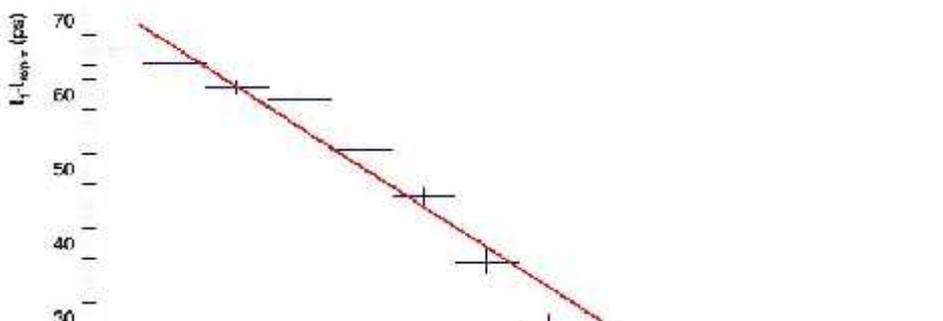


figura [3.6]: andamento del delay time relativo a  $t_1$  rispetto al punto di impatto ricostruito

Una volta corretto l'errore relativo al pad attraverso cui è effettivamente passata la particella, occorre correggere il *delay time* relativo al tempo  $t_2$ , appartenente al secondo pad su cui viene indotto il segnale, in maniera analoga. Come si può vedere in figura [3.7], quando si analizza il secondo pad acceso non si ha un effetto lineare speculare al primo: la dipendenza tra *delay time* e posizione risulta infatti molto meno accentuata e la correzione si riduce sostanzialmente a un ricentramento dell'*offset* di circa 70 ps. Una volta ottenuti i due valori ottimizzati  $t_{1c}$  e  $t_{2c}$ , si ottiene il valore di tempo finale da associare al *matched pad* effettuando la media tra i due. Come possiamo vedere dalla figura [3.8], la distribuzione di segnale dopo le correzioni presenta meno asimmetria nella parte destra ed è centrata in 0 quasi perfettamente.

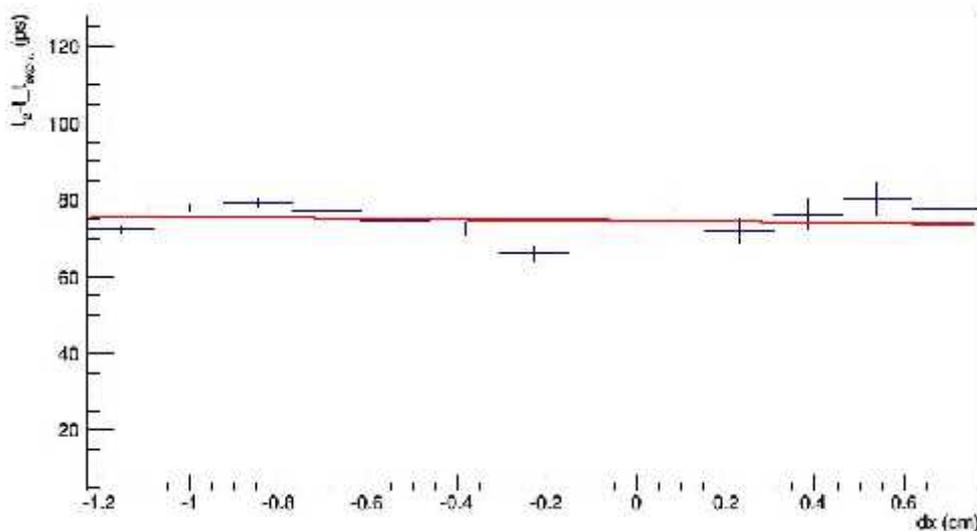


figura [3.7]: andamento del delay time relativo a  $t_2$  rispetto al punto di impatto ricostruito  $dx$

Possiamo concludere dunque che le correzioni fino ad oggi note sono perfettamente stabili e applicabili anche a strutture di dati diverse: non si dimentichi che i dati su cui sono state utilizzate sono dati di collisione protone-protone: tutte queste correzioni erano inizialmente state studiate solo per collisioni Piombo-Piombo.

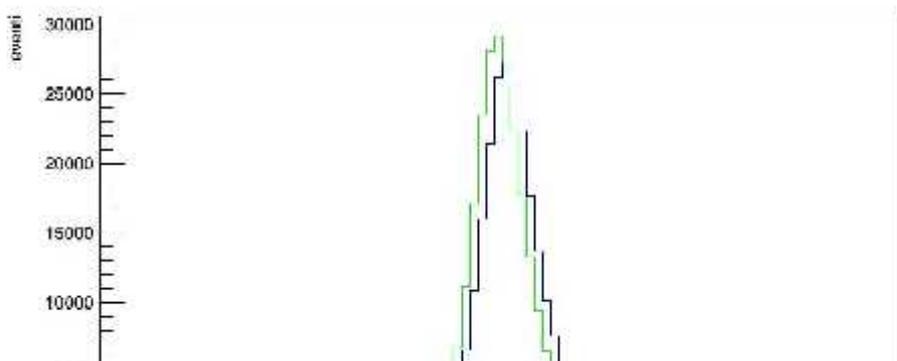


figura [3.8]: tempo medio  $t_D$  : in verde la distribuzione dopo le correzioni, in blu quella prima delle correzioni

## 3.2 CONFRONTO CON MONTE CARLO

Nella fisica delle particelle è di fondamentale importanza poter gestire da calcolatore fenomeni con un numero di eventi molto elevato, avendo a disposizione un campione di popolazione utilizzabile per analizzare alcuni aspetti specifici del fenomeno. Proprio per questo scopo nasce il Monte Carlo, un metodo statistico capace di generare un elevatissima quantità di numeri casuali (sufficienti da poter fare un paragone con il corrispettivo caso reale). Come in tutti i fenomeni statistici, ci si aspetta che la variabile casuale presa in esame segua una distribuzione definita: con il metodo Monte Carlo si riescono a riprodurre queste distribuzioni, al fine di analizzare un campione simulato di dati in tutto e per tutto equivalente a quello reale. Tutti gli effetti dovuti a errori o imperfezioni strumentali, lavorando su dati simulati, vengono azzerati e eventualmente introdotti uno alla volta, in modo da controllarli e studiarli in maniera accurata. In questo caso specifico, ossia lo studio di collisioni p-p ad alte energie con un numero di eventi da gestire elevatissimo, l'utilizzo di metodi Monte Carlo risulta di fondamentale importanza. Partiremo dunque da uno *step 1*, in cui verrà riprodotta una collisione senza tenere conto di nessuno degli effetti strumentali trattati fino ad ora, per poi continuare con nuovi *step*, cercando di simulare sempre meglio le imperfezioni riscontrate nel caso reale.

### 3.2.1 SINGOLO HIT

Il caso di singolo *hit* (figura [3.4]), è quello con più alta probabilità di avvenire. Come già visto nel *paragrafo 3.1* (figura [3.2]) il *Time Walk* in collisioni p-p reali è piuttosto ridotto rispetto ai dati da *Test Beam*, sostanzialmente per via della risoluzione relativa all'asse z, molto più bassa rispetto a x. Questo degrado di risoluzione dipende da fenomeni legati all'allineamento del TOF e alla calibrazione della TPC (che dipende dalla pressione del gas, dalla velocità di propagazione del segnale, dalla temperatura ecc..).

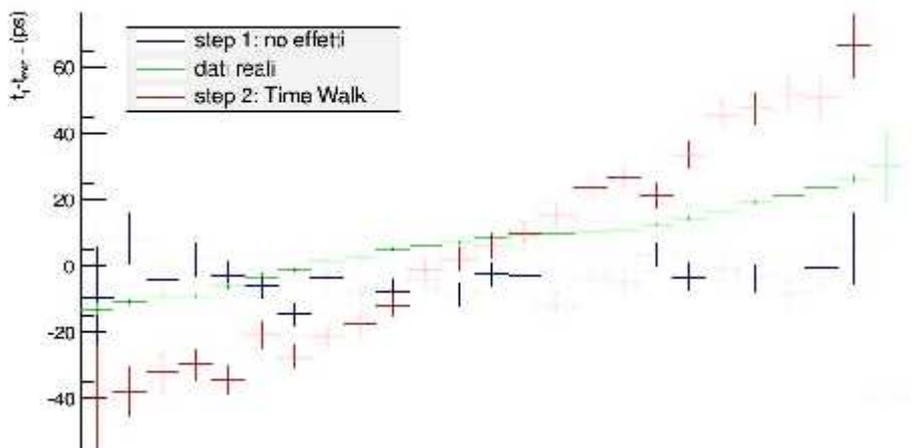


figura [3.9]: *Time Walk* a confronto per *step1*, *step2* e dati reali.  $d$  è definita come  $\sqrt{d_x^2 + d_z^2}$

Come si può vedere in figura [3.9], per lo *step1* segnato in blu, ossia la simulazione base senza alcun effetto strumentale, il *Time Walk* è nullo. Introducendo il *Time Walk* nello *step2* segnato in rosso, non si ha ancora la correlazione tra il *delay time* e la distanza dal punto di lettura che si ha nei dati: si ha infatti un *Time Walk* troppo elevato in confronto a quello dei dati reali, segnati in verde. Questo fatto è presto spiegato: nel Monte Carlo qui utilizzato (caso ideale) la risoluzione lungo l'asse  $x$  è identica a quella lungo l'asse  $z$  mentre nel caso reale, come già detto, si ha una risoluzione lungo l'asse  $z$  molto peggiore. Introducendo nello *step3* un degrado opportuno della risoluzione lungo  $z$  (figura [3.10]), si ottiene un andamento del *delay time* in funzione della posizione che riproduce (al netto delle maggiori fluttuazioni dovute a una statistica più ridotta nel Monte Carlo) l'andamento dei dati reali (figura [3.11]).

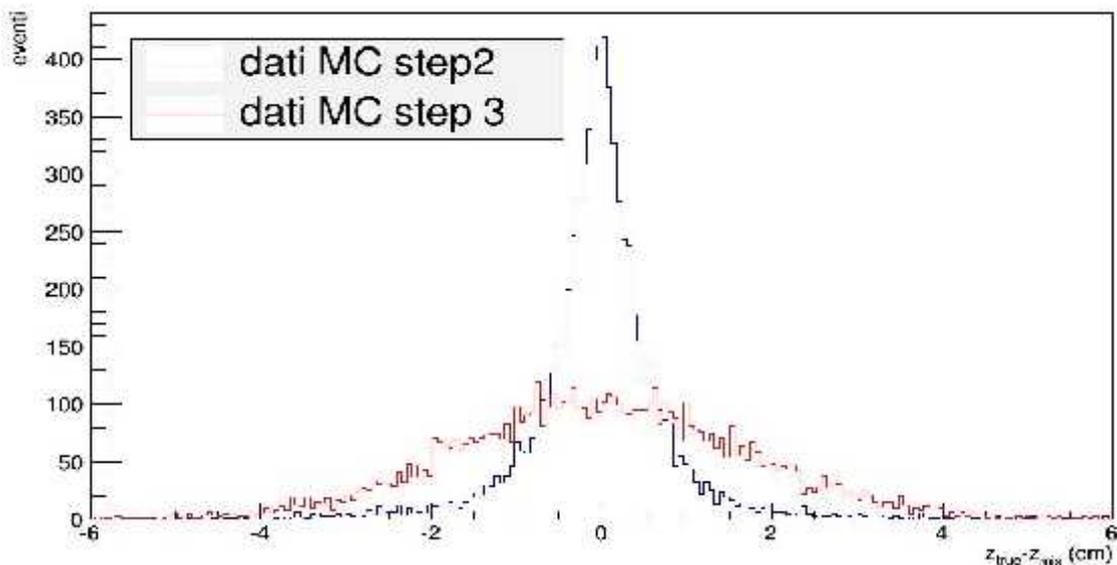


figura [3.10]: confronto tra i residui in  $z$  nel MC. Si nota molto bene la peggior risoluzione lungo l'asse  $z$  per i dati Monte Carlo prima e dopo aver aggiunto un degrado artificiale di 1,5 cm

Possiamo dunque ritenere conclusa la parte di simulazione Monte Carlo riguardante il singolo *hit*. Con l'effetto di *Time Walk* e di *smearing* della risoluzione lungo  $z$  si ottiene già una riproduzione dei dati reali soddisfacente.

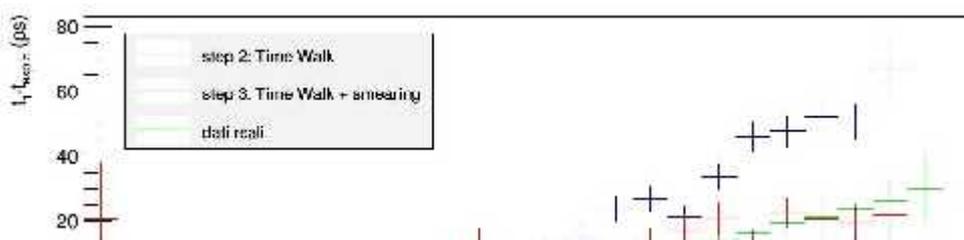


figura [3.11]: Time Walk a confronto per step2, step3 e dati reali

### 3.2.1 DOPPIO HIT

Nel caso del doppio *hit*, come già detto nei paragrafi precedenti, occorre studiare i *delay time* relativi a due *pad*: quello colpito (a cui è associato un tempo  $t_1$ ) e quello adiacente su cui viene indotto il segnale (a cui è associato un tempo  $t_2$ ). In questo paragrafo analizzeremo il caso di doppio *hit* lungo  $x$ , in cui il secondo *hit* si trova nel *pad* (-1,0) ovvero a coordinate  $x$  negative (il bordo del *pad* è situato a  $dx = -1.25$  cm). Nello *step1* non si ha la riproduzione di alcun effetto strumentale, di conseguenza non si osserva nessuna relazione tra *delay time* e il punto di *hit* della traccia. Nello *step 3*, oltre a simulare l'effetto *Time Walk*, inglobiamo anche l'effetto di *smearing* che si è rivelato fondamentale per la corretta simulazione del caso di singolo *hit*.

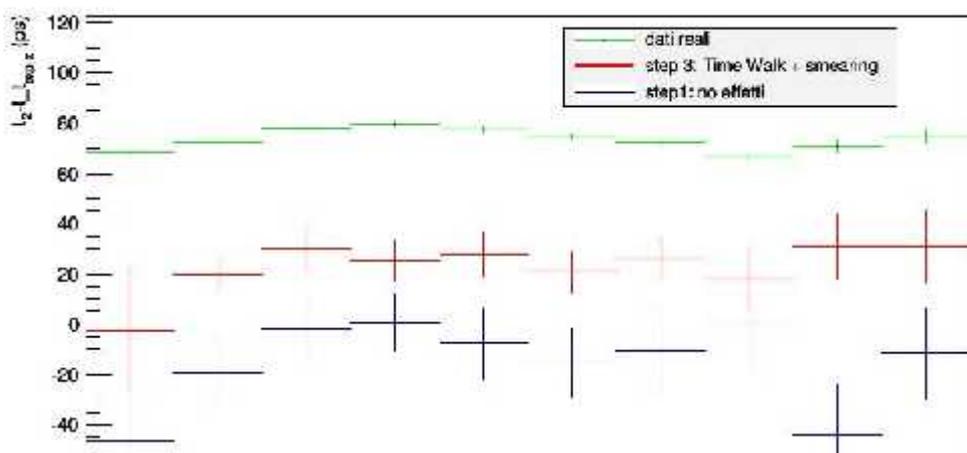
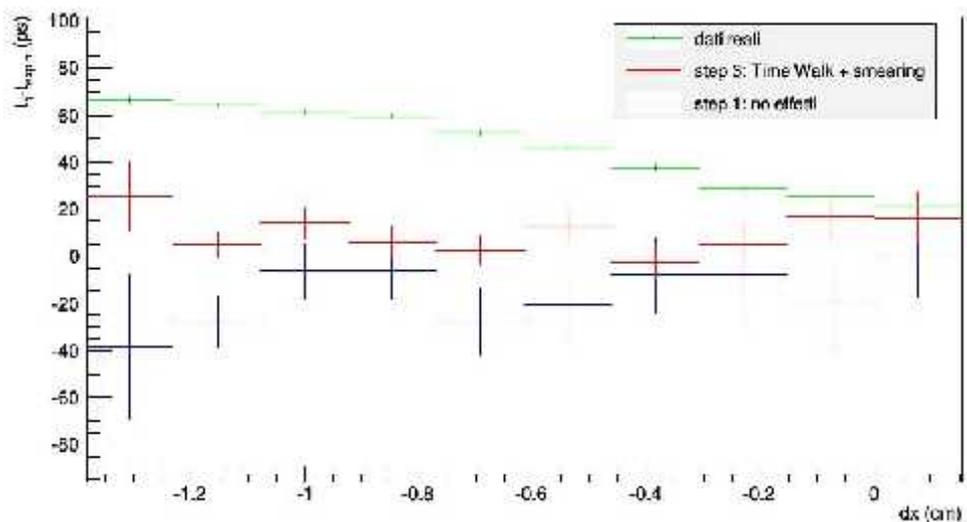
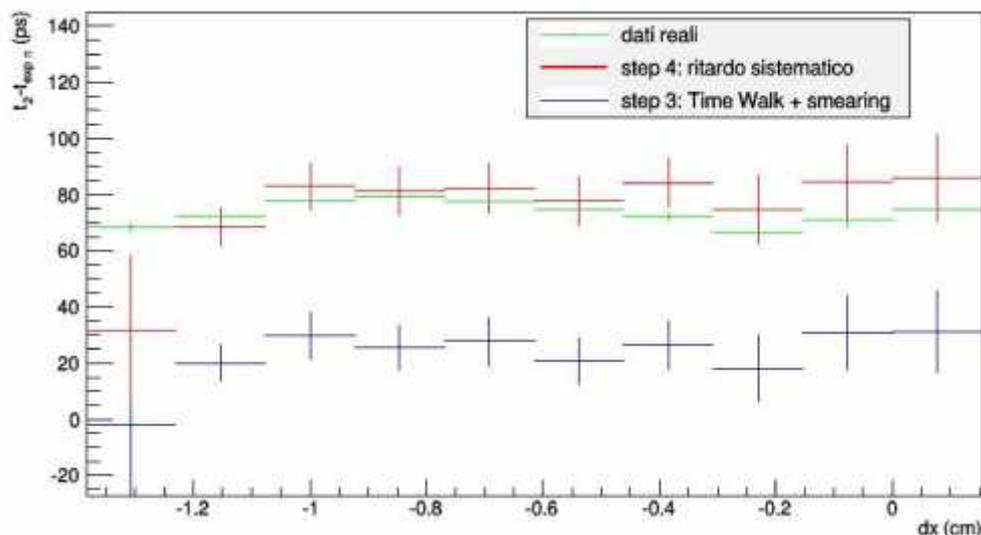
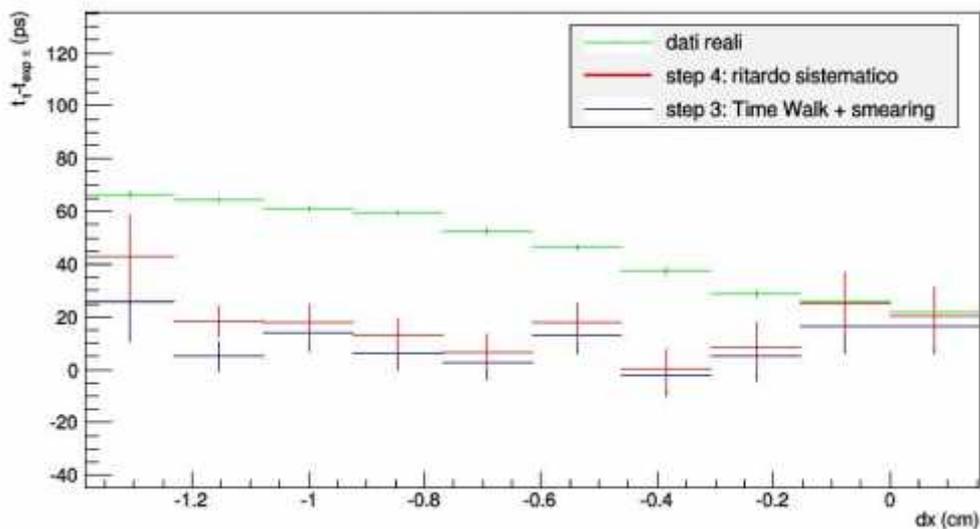


figura [3.13]: delay time in funzione della posizione rispettivamente per il primo (in alto) e per il secondo pad (in basso)

Da figura [3.13] si capisce come non riusciamo a riprodurre correttamente l'andamento dei dati reali tracciati in verde né per il primo, né per il secondo pad colpito. La combinazione di *Time Walk* e *smearing* non è sufficiente a simulare correttamente i dati e di conseguenza si rivela necessario introdurre uno *step 4*. Nello *step 4* inseriamo un ritardo sistematico di 60 ps sul secondo pad acceso, che può essere dovuto a diversi effetti. In casi di doppio *hit*, infatti, il secondo pad si può accendere non per una valanga causata dal passaggio di una particella carica ma per via di un'induzione del segnale dovuto al pad vicino che si è acceso: il tempo di propagazione di questo segnale indotto ha un ritardo sistematico (*Cross Talk*) di cui occorre tenere conto. Inoltre può capitare che venga assegnata, per effetti di bordo particolari e non ancora ben calibrati, una carica minore (e dunque un tempo ricostruito maggiore) a una particella che colpisce una zona contigua alla linea di separazione tra due pad. Come possiamo vedere da figura [3.14], per quel che riguarda il tempo  $t_1$  abbiamo un miglioramento nella riproduzione dei dati reali rispetto allo *step 3*, ma ancora assolutamente insoddisfacente: questa evidenza rende indispensabile lo studio, in futuro, di ancora nuovi effetti di cui non si è ancora tenuto conto.



*figura [3.14]: delay time in funzione della posizione rispettivamente per il primo (in alto) e per il secondo pad (in basso)*

Per quel che riguarda il tempo  $t_{\underline{z}}$ , invece, si ha una simulazione molto più precisa: l'andamento della simulazione *step 4* tracciata in rosso e dei dati reali tracciati in verde è infatti molto simile. Possiamo dunque concludere che, almeno per quel che riguarda le correzioni sul secondo *pad*, il lavoro può considerarsi concluso con l'aggiunta, oltre agli effetti *Time Walk* e *smearing* dello *step 3*, del ritardo sistematico discusso nelle righe precedenti.

## CONCLUSIONI

La corretta simulazione dei dati reali con il metodo Monte Carlo rappresenta una via importantissima nella ricerca e nello studio di errori strumentali che limitano la risoluzione (già ottima) del rivelatore *Time Of Flight* dell'esperimento ALICE. In continuità con uno studio precedente su dati Pb-Pb si sono verificate, in eventi del TOF a molti *hit*, le prestazioni dell'algoritmo di combinazione dei segnali anche per il sistema p-p. Questo lavoro di tesi si è quindi concentrato sulla riproduzione del segnale osservato in simulazioni Monte Carlo. Questo ha permesso di introdurre nuovi effetti come il *Time Walk* e il *Cross Talk* tra canali vicini, che hanno portato a una miglior descrizione del comportamento del rivelatore nel Monte Carlo. Sebbene l'introduzione di questi effetti rappresenti già un buon miglioramento, studi più approfonditi per la caratterizzazione della risposta del rivelatore in prossimità del bordo delle *pad* del TOF sono necessari per il completamento della parametrizzazione nel Monte Carlo. Tali studi saranno sicuramente oggetto di indagini future, e potranno portare a un ulteriore miglioramento nella qualità di rivelazione del sistema a tempo di volo TOF.

## BIBLIOGRAFIA

- Nicola Semprini Cesari. *Lezioni di fisica nucleare e subnucleare, corso anno accademico 2014/2015*
- Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. Springer Verlag; 2 edizione (14 giugno 2014).
- UMD Physics. *Quark Gluon Plasma and the early universe*
- T. Matsui, H. Satz.  *$J/\psi$  suppression by Quark Gluon Plasma formation.*

- Ulrich Heinz. *Concepts of heavy ion physics*. Springer Verlag; Department of Physics, The Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA.
- Gilda Scioli. *Sviluppo dei rivelatori MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers) per il sistema di Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE a LHC: dalla fase di R&D alla configurazione finale*. Tesi di dottorato, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2005.
- Andrea Festanti. *Calibrazione dell'effetto di "time walk" per il rivelatore TOF dell'esperimento ALICE*. Tesi triennale, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2009.
- Giulia Tenasini. *Studio della distribuzione del segnale del rivelatore "Time of Flight" (TOF) dell'esperimento ALICE e di algoritmi per la sua ottimizzazione*. Tesi triennali, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2013.
- *ALICE Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF)*. CERN/LHCC 2000-12, ALICE TDR 8, 16 February 2000.
- Francesco Noferini. *Collisioni ultrarelativistiche di nuclei pesanti*. 26/10/2015.
- Silvia Arcelli. *Corso di Laboratorio 2 – Programmazione C++*. Anno Accademico 2013/2014
- ALICE Collaboration. *Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_N} = 2.76$  TeV*. arXiv:nucl-ex/1205.5761v2
- C. Adler et al. (STAR Collaboration). *Phys. Rev. C* 66. 034904 (2002)
- Yoki Aramaki. *Study of QGP with probes associated with photon at RHIC-PHENIX*. 2009.
- Roberto Preghenella. *The Time-Of-Flight detector of ALICE at LHC: construction, test and commissioning with cosmic rays*. Tesi dottorato, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2009