

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

Misura della risoluzione temporale del sistema
a Tempo di Volo (TOF) di ALICE in collisioni
Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

Relatore:
Prof. Silvia Arcelli

Presentata da:
Francesca Sansavini

Correlatore:
Dott. Nicolò Jacazio

A mio padre Antonio
A mio nonno Aride

Ringraziamenti

Ringrazio tutti coloro che hanno contribuito alla stesura di questa tesi di laurea e al mio percorso accademico. In primo luogo desidero ringraziare di cuore la mia relatrice Silvia Arcelli, che ha reso questo studio divertente e stimolante e si è dimostrata paziente, attenta alle mie esigenze e sempre presente. Lavorare con lei è stata una bellissima esperienza, che mi ha arricchita tantissimo. Un altro enorme grazie va al mio correlatore Nicolò Jacazio, che ha condiviso con me il suo ufficio e le sue conoscenze e si è dimostrato un aiuto preziosissimo. Ringrazio inoltre il prof. Servizi, che è stato una costante durante il mio percorso accademico, sempre pronto a darmi una mano nel momento del bisogno. È soprattutto a lui che devo le mie conoscenze nel campo della programmazione, che si sono rivelate fondamentali nello sviluppo di questa tesi.

Il ringraziamento più grande va alla mia famiglia. Ringrazio mia madre Patrizia, mio padre Antonio e mia sorella Simona, che mi hanno fatta crescere amata e protetta. Ringrazio i miei nonni Aride, Rina, Sergio e Vittorina, sempre pronti ad accogliermi in casa loro e che hanno contribuito a farmi avere un'infanzia meravigliosa. Ringrazio Romeo e a tutti i miei zii e ai miei cugini, in particolare Antonio, che mi ha supportata costantemente nella mia vita e mi ha aiutata ad affrontare il primo anno di università con più serenità.

Ringrazio la Terry, per tutte le risate e i pianti, per le serate in Collina e le volte in cui è corsa a salvarmi nei momenti del bisogno; non potrei desiderare un'amica migliore. Ringrazio Fra e Linda, perché la mia vita, universitaria e non, non sarebbe la stessa senza di loro; sono quasi contenta di aver iniziato Fisica nel 2013 perché questo mi ha dato l'opportunità di conoscerli. Ringrazio Pier, che ha subito più di tutti il mio stress in questi ultimi tre anni e nonostante ciò è sempre stato al mio fianco, pronto sempre a spronarmi e a tirarmi su. Ringrazio tutti quanti i miei amici, che mi fanno sentire speciale e mi rendono felice: Lucia, Ciap, Dia, Mef, Marzia, Marica, gli amici del Kung Fu, Martino, Judy. Ringrazio i miei coinquilini che mi sopportano e mi fanno sentire a casa. Ringrazio la mia dottoressa Raffaella che ha sempre creduto in me ed è stata vicina a me e alla mia famiglia nei momenti difficili.

Infine, ringrazio le persone speciali della mia infanzia che hanno contribuito a rendermi quella che sono: la mia dada Mariella e i miei maestri Maurizio, Maura e Maria Assunta.

Indice

Introduzione	1
1 La fisica di ALICE	3
1.1 Generalità sul Modello Standard	3
1.2 Teorie di gauge e simmetrie locali	4
1.3 La Cromodinamica Quantistica (QCD)	5
1.4 Costante di accoppiamento in QCD	6
1.4.1 pQCD	7
1.4.2 QCD su reticolo	8
1.5 QGP e transizione di fase	8
1.6 Osservabili sperimentali del QGP	13
1.6.1 Jet quenching	13
1.6.2 Aumento di Stranezza	16
1.6.3 Distribuzione dell'impulso trasverso di adroni carichi	17
2 Il rivelatore ALICE a LHC	21
2.1 Il Large Hadron Collider (LHC)	21
2.1.1 Il sistema di magneti	21
2.1.2 Caratteristiche generali dei rivelatori	22
2.2 Il rivelatore ALICE	25
2.2.1 Tracking detectors e Particle Identification Detectors	26
2.2.2 Calorimetri e altri detector	30
2.3 Il sistema a Tempo di Volo (TOF)	31
2.3.1 MRPC: Multigap Resistive Plate Chamber	31
2.3.2 Identificazione di particelle con il TOF	32
3 Determinazione della risoluzione temporale del TOF	35
3.1 Incertezza σ_{PID} sull'identificazione delle particelle nel TOF	35
3.2 Misura dell'incertezza $\sigma_{PID,\pi}$	37
3.2.1 Analisi del segnale totale di π , K e p in collisioni <i>minimum bias</i>	38
3.2.2 Analisi del segnale dei π in collisioni <i>minimum bias</i>	38
3.2.3 Differenza $\Delta\sigma_{PID,\pi}$ tra le due analisi in collisioni <i>minimum bias</i>	43
3.2.4 Analisi del segnale dei π in collisioni centrali e periferiche	43
3.3 Andamento di $\sigma_{t_{exp,i}}$ in funzione dell'impulso	45

3.4 Risultati	46
Conclusioni	49
Bibliografia	53

Introduzione

Le collisioni di nuclei pesanti ad alte energie hanno portato alla scoperta di un nuovo stato della materia: il Quark-Gluon Plasma (QGP), stato estremamente denso e caldo in cui quark e gluoni sono asintoticamente liberi e interagiscono debolmente. Il QGP si inserisce nella teoria che descrive l'accoppiamento dei campi di gluoni e quark, la Cromodinamica Quantistica (QCD), una teoria di gauge non Abeliana con gruppo di simmetria $SU(3)$. Questa struttura matematica, supportata da numerose osservazioni sperimentali, fornisce numerose informazioni sul comportamento delle interazioni forti che si instaurano tra quark e gluoni. La simmetria $SU(3)$ teorizza, come conseguenza della dimensionalità della rappresentazione fondamentale e del numero di generatori dell'algebra di Lie associata, che l'interazione forte agisca su *tre* cariche interne (di colore) e sia mediata da *otto* campi (gluoni). Il suo essere non Abeliana conferisce carica di colore ai mediatori stessi, rendendo possibile la formazione di vertici d'interazione gluonici, fattore determinante per il comportamento della *costante d'accoppiamento* α_s dell'interazione forte, che ne determina l'intensità. La costante α_s infatti è piccola a piccole distanze e può essere trattata perturbativamente; viceversa a grandi distanze la non-commutatività del gruppo le conferisce il comportamento opposto e una sua trattazione è possibile solo tramite calcoli su reticolo (*lattice QCD*).

Il QGP, per quanto appena esposto, si presta bene ad una trattazione termodinamica, e in particolare il suo essere costituito da particelle debolmente interagenti lo equipara ad un gas relativistico di partoni, analizzabile con i metodi della meccanica statistica. In quest'ottica, l'adronizzazione del QGP conseguente al raffreddamento e all'espansione del sistema può essere coerentemente descritta come una *transizione di fase* da un gas di partoni a un gas di adroni; questo è ciò che accade infatti pochi istanti dopo la collisione di ioni pesanti in LHC ma è anche ciò che accadde miliardi di anni fa pochi istanti dopo il Big Bang. Lo studio del QGP e della sua evoluzione ci permette quindi di indagare nei primi istanti di vita dell'universo.

Poiché, a causa della sua durata infinitesima, non è possibile un'osservazione diretta del QGP, ci si deve basare su osservabili sperimentali misurabili, per poi ricavare da essi, dalla distribuzione delle loro caratteristiche, informazioni sul QGP. A LHC, e in particolare nell'esperimento ALICE, si creano le condizioni sperimentali per la creazione del QGP e per la misura efficiente delle osservabili che lo caratterizzano. Il sistema di rivelatori di ALICE fornisce tutte le informazioni necessarie al tracciamento delle particelle originate dal QGP, misurando il loro impulso, la loro energia e identificandole, rendendo possibile la ricostruzione dei loro vertici d'interazione ed individuando il loro

punto spaziale d'origine. Questo procedimento di rivelazione e di ricostruzione dell'andamento del sistema non è privo di errori sperimentali che devono essere, per quanto possibile, identificati e minimizzati. Nella presente tesi ci si è concentrati sulle incertezze del sistema a Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE a LHC.

Il TOF di ALICE è un rivelatore preposto principalmente all'identificazione delle particelle rivelate, tramite una misura temporale e l'utilizzo di informazioni fornite nei rivelatori di tracciamento più interni. Il segnale del TOF è caratterizzato da una distribuzione gaussiana dei tempi delle varie particelle. Tramite uno studio di questa distribuzione, in particolare della sua deviazione standard, è possibile risalire all'incertezza σ_{TOF} sulla misura temporale del TOF, precedentemente valutata circa 80 ps. È stata quindi effettuata l'analisi della distribuzione di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$, che esprime la differenza tra l'intervallo di tempo misurato utilizzando le informazioni del rivelatore TOF e del rivelatore T0 e il tempo atteso per i pioni $t_{exp,\pi}$, ovvero il tempo necessario per un pione di impulso p per percorrere la porzione di traiettoria tra il punto di interazione, al momento della collisione, e il rivelatore TOF. A tal fine sono state quindi utilizzate varie funzioni di fit, selezionando quelle che meglio si adattassero ai dati. Infine, tramite la valutazione dei parametri di fit, è stato possibile trarre conclusioni sull'andamento delle incertezze σ_{PID} sull'identificazione delle particelle e, conseguentemente, stimare σ_{TOF} . L'analisi è stata effettuata su dati di collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV sia *minimum bias* sia differenziando collisioni centrali e periferiche.

Capitolo 1

La fisica di ALICE

1.1 Generalità sul Modello Standard

Il Modello Standard, i cui costituenti fondamentali sono mostrati in Figura 1.1, è una teoria che si propone di descrivere le particelle elementari, nonché tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione forte, l'interazione debole e l'interazione elettromagnetica (le ultime due unificate successivamente in una interazione elettrodebole¹). Esso si basa sulla Teoria Quantistica dei Campi (QFT) e identifica sostanzialmente i campi fermionici come costituenti della materia ordinaria e i campi bosonici (*Bosoni di gauge*) come mediatori delle interazioni tra le particelle fermioniche. In questa suddivisione non rientra il bosone di Higgs², che non interviene come mediatore di forza. I fermioni sono descritti da una funzione d'onda antisimmetrica rispetto allo scambio di due particelle e, come conseguenza del Teorema Spin-Statistica³, hanno necessariamente spin semi-intero, contrariamente ai bosoni che sono descritti da una funzione d'onda simmetrica e hanno spin intero [1].

Secondo il Modello Standard, ogni particella è dotata di una particolare *carica* che la rende soggetta al tipo di interazione a cui tale carica è sensibile. Fin dalla fine dell'800 è noto che solo le particelle che possiedono la cosiddetta *carica elettrica* sono soggette alla forza elettromagnetica, ma è servito più di mezzo secolo per individuare nelle particelle anche una *carica debole* e una *carica di colore*, grazie alle quali interagiscono sia debolmente che fortemente. Inoltre, contrariamente al caso del fotone che non possiede carica elettrica, i bosoni W^\pm (mediatori dell'interazione debole) e i gluoni (mediatori dell'interazione forte), possiedono rispettivamente carica debole e carica di colore e rendono possibile la presenza di vertici di interazione di soli bosoni⁴.

¹Nel 1979 la teoria elettrodebole valse il Premio Nobel per la fisica a Glashow, Salam e Weinberg

²Il bosone di Higgs, trovato sperimentalmente nel 2012, è responsabile del meccanismo che conferisce massa alle particelle del Modello Standard

³Il Teorema Spin-Statistica mette in relazione lo spin di una particella con la sua natura fermionica o bosonica e asserisce sostanzialmente che tutte le particelle a spin semi-intero sono fermioni e tutte le particelle a spin intero sono bosoni

⁴Il bosone Z^0 , mediatore dell'interazione debole, non possiede nessun tipo di carica e una sua emissione o assorbimento può solamente cambiare spin e impulso delle particelle coinvolte nel processo

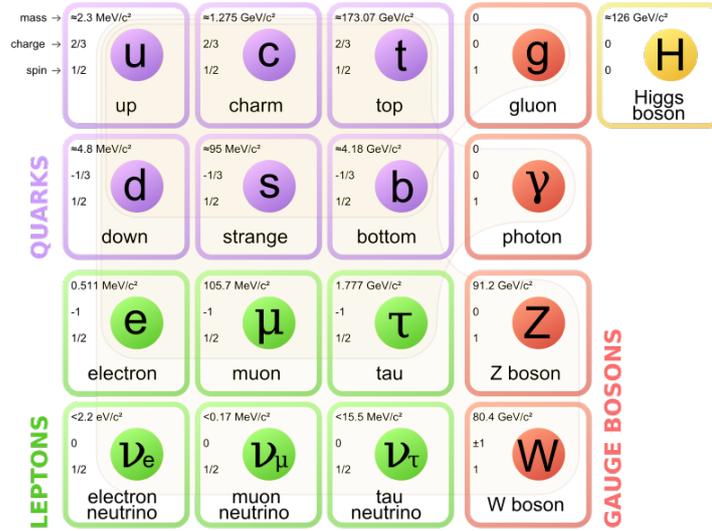


Figura 1.1: Particelle elementari del Modello Standard: i fermioni costituenti della materia ordinaria (Leptoni e Quark), i bosoni mediatori delle interazioni (Bosoni di gauge) e il Bosone di Higgs.

Esistono numerosissime evidenze sperimentali sulla validità del Modello Standard ma ci sono fenomeni fisici che non si riescono ancora a collocare in questa teoria. La gravità ad esempio è la "grande assente" in questo modello e non sono ancora state trovate, ad oggi, evidenze sperimentali del *gravitone*, il Bosone di gauge mediatore dell'interazione gravitazionale.

1.2 Teorie di gauge e simmetrie locali

Una simmetria è una trasformazione agente su certi gradi di libertà di un sistema che lascia invariata la sua Lagrangiana (e quindi le equazioni del moto). È noto, anche in meccanica classica, che ad ogni simmetria continua corrisponde una quantità conservata, risultato che prende il nome di *Teorema di Noether*⁵. Ad esempio, una simmetria per traslazione spaziale conserva l'impulso della particella, mentre una simmetria per traslazione temporale ne conserva l'energia. Queste ultime sono simmetrie spazio-temporali, ovvero agenti sulle coordinate spazio-temporali del sistema fisico in questione. In realtà una particella possiede altri gradi di libertà, oltre a quelli spazio-temporali, identificati dalle cariche interne (elettrica, di colore...), che "vivono" in uno spazio complesso (*spazio delle cariche*) \mathbb{C}^n , sul quale agiscono le cosiddette *simmetrie interne*.

Una particella libera di spin 1/2 è descritta da un campo di Dirac $\psi(x)$, la cui evoluzione è governata dall'equazione di Dirac

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$$

⁵Emmy Noether pubblicò il suo teorema nel 1918 per campi continui su uno spazio tempo quadridimensionale [2]

o, equivalentemente, dalla Lagrangiana

$$\mathcal{L}_{free} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi. \quad (1.1)$$

Per quanto detto precedentemente, studiando l'invarianza della Lagrangiana per una certa trasformazione si possono ottenere informazioni sulle quantità da essa conservate. Ad esempio l'azione della trasformazione globale U(1)

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{iq\theta}\psi$$

lascia invariata la Lagrangiana 1.1 e conduce alla conservazione della carica elettrica. Si noti che nella trasformazione globale appena descritta il parametro θ è costante.

Una trasformazione è invece detta *di gauge* o *locale* se i parametri che la caratterizzano sono dipendenti dalle coordinate spazio-temporali (t, \vec{x}) . Questa trasformazione viola l'invarianza della Lagrangiana 1.1 per una particella libera, a meno che non si inserisca un termine covariante dipendente da un campo vettoriale. Come conseguenza, l'invarianza sotto trasformazione di gauge non è possibile per una particella libera ma necessita dell'introduzione di un campo bosonico.

1.3 La Cromodinamica Quantistica (QCD)

La simmetria interna che caratterizza l'interazione forte è la simmetria di gauge di colore descritta dal gruppo $SU(3)_c$. La Lagrangiana che descrive il comportamento della carica di colore è costruita utilizzando la funzione d'onda spinoriale tridimensionale

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_B \\ \psi_G \end{pmatrix}.$$

L'invarianza della Lagrangiana sotto una trasformazione di gauge $SU(3)$ del tipo

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) = e^{i\frac{\alpha_k(x)}{2}\lambda_k}\psi(x) \quad k = 1, 2, \dots, 8$$

rende necessaria l'introduzione dei campi bosonici mediatori dell'interazione tra quark. I $\lambda_k/2$ sono i generatori infinitesimi dell'algebra $\mathfrak{su}(3)$ ⁶ e convenzionalmente si scelgono le matrici di Gell-Mann nella rappresentazione fondamentale, mentre $\alpha_k(x)$ sono gli otto parametri del gruppo, dipendenti dalla posizione nel caso di una trasformazione locale. Il numero di generatori del gruppo di simmetria corrisponde al numero di campi bosonici che mediano l'interazione corrispondente. Nel caso dell'interazione forte si ha quindi una mediazione ad opera di otto campi che prendono il nome di Gluoni, o campi Gluonici. Inoltre, il carattere non-Abeliano del gruppo $SU(3)$ indica che, oltre ai quark, anche i gluoni sono portatori di carica, e ciò rende possibile la formazione di vertici d'interazione gluonici.

⁶Il numero di generatori infinitesimi di un'algebra $\mathfrak{su}(N)$ è $N^2 - 1$

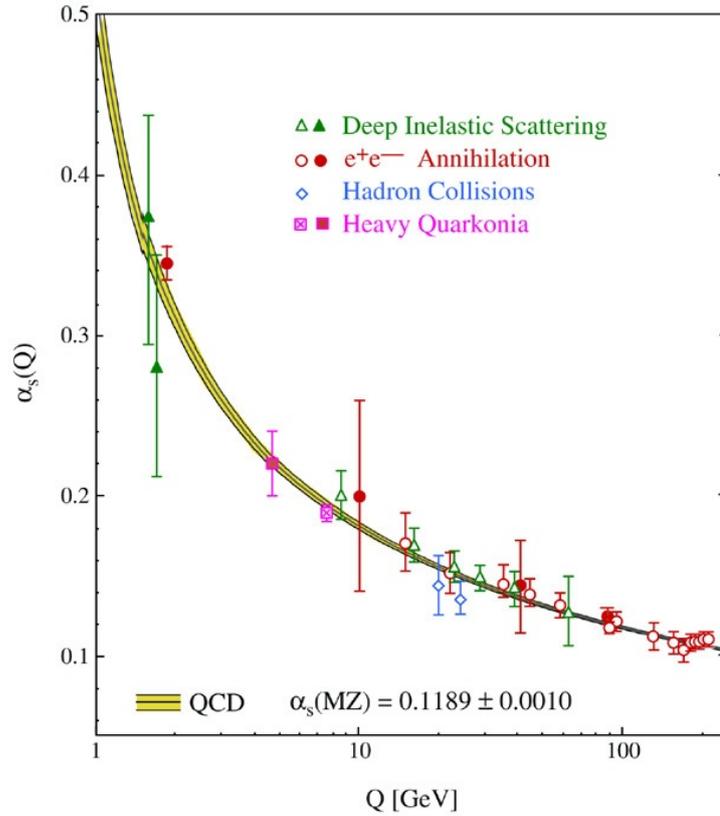


Figura 1.2: Riepilogo delle misure di $\alpha_s(Q)$ in funzione della scala energetica Q . I simboli vuoti e pieni indicano rispettivamente misure basate su calcoli al NLO (*Next-To-Leading-Order*) QCD e di NNLO (*Next-to-Next-to-Leading-Order*) QCD, ovvero correzioni $\mathcal{O}(\alpha)$ e $\mathcal{O}(\alpha^2)$.

1.4 Costante di accoppiamento in QCD

L'interazione forte è caratterizzata dalla libertà asintotica, proprietà che le consente di diminuire di intensità al diminuire della distanza tra i quark. Per comprendere il meccanismo che sta dietro a questa peculiare caratteristica della forza forte bisogna introdurre e analizzare il concetto di *costante d'accoppiamento*. Essenzialmente una costante di accoppiamento, o costante di gauge, è un numero adimensionale che determina l'intensità dell'interazione a cui si riferisce e, nonostante sia chiamata "costante", varia con la scala di energia utilizzata (*running coupling constant*), come mostrato in Figura 1.2.

L'interazione misurata dal campo gluonico emerge nella Lagrangiana del quark come un termine di ordine $k \geq 3$, proporzionale a un fattore g_s , che modifica l'equazione d'onda in modo non lineare, dando origine a vertici d'interazione⁷, caratterizzati da una *costante di accoppiamento al vertice* $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, dove α_s rappresenta la costante di

⁷Un termine cubico nella Lagrangiana dà origine a un vertice cubico, un termine quartico dà origine a un vertice quartico, e così via

accoppiamento dell'interazione. Se $\alpha_s \ll 1$ è possibile una trattazione perturbativa, la pQCD (perturbative QCD).

1.4.1 pQCD

All'interno della pQCD un contributo di un certo ordine all'ampiezza di transizione riguardante un certo tipo di processo è rappresentato da un diagramma di Feynman. In alcuni casi la somma dei contributi perturbativi dati da diagrammi di Feynman può non convergere, a causa delle divergenze portate generalmente da integrali sugli impulsi⁸. Le divergenze possono essere eliminate usando la tecnica della *rinormalizzazione*, in cui le parti divergenti vengono isolate ed eliminate attraverso l'inserimento di un controtermine (cutoff) e la ridefinizione delle costanti di accoppiamento e dei campi in modo da mantenere finiti i valori risultanti, ad una determinata scala di energia. L'equazione del gruppo di rinormalizzazione

$$\frac{\partial g}{\partial \ln \mu} = \beta(g),$$

in cui $\beta(g)$ prende il nome di *funzione beta*, determina la dipendenza della costante g dalla scala di energia μ . L'andamento della funzione beta è centrale nella descrizione dell'interazione. In una teoria non abeliana come la QCD, la funzione beta è negativa⁹ [3] [4] e come conseguenza l'accoppiamento decresce ad alte energie, diversamente dalla QED, che ha una funzione beta positiva e in cui l'accoppiamento cresce al crescere dell'energia¹⁰. I contributi negativi alla funzione beta sono dovuti al fatto che i gluoni stessi sono portatori di carica di colore e possono interagire tra di loro, causando un effetto di *antiscreening* sulla carica nuda che domina sull'effetto di *screening* delle coppie virtuali $q\bar{q}$.

La costante di accoppiamento *running* dell'interazione forte è

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln Q^2 / \Lambda_{QCD}^2},$$

calcolata al primo ordine [5], dove Q è l'impulso trasferito, β_0 è un fattore positivo e Λ è un parametro di scala, dal valore sperimentale di circa 300 MeV. Da questa espressione per α_s si deduce che $\alpha_s \rightarrow 0$ per $Q^2 \rightarrow \infty$. Da ciò consegue che i quark tendono a comportarsi come particelle libere a piccole distanze (ovvero a valori alti di impulso trasferito), fenomeno che prende il nome di *libertà asintotica*. Contrariamente, a bassi valori d'impulso α_s raggiunge valori confrontabili con l'unità o maggiori e la teoria perturbativa cessa di essere valida¹¹.

⁸La funzione integranda può portare a *divergenza ultravioletta* degli integrali causata da impulsi elevati. È possibile anche la *divergenza infrarossa* dovuta a singolarità, presente in teorie che prevedono particelle non massive: nella QED può sussistere questo tipo di divergenza per i fotoni con impulsi tendenti a zero

⁹Questo risultato è stato ottenuto da Politzer, Gross e Wilczek nel 1973 ed è valso loro il premio Nobel nel 2004

¹⁰A basse energie $\alpha_e \approx 1/137$, mentre alla scala energetica del bosone Z (≈ 90 GeV) misurate a LEP (Large Electron Positron Collider), $\alpha_e \approx 1/127$

¹¹Un ragionevole limite inferiore per l'applicazione della teoria perturbativa è $Q^2 \approx 5-10$ GeV²

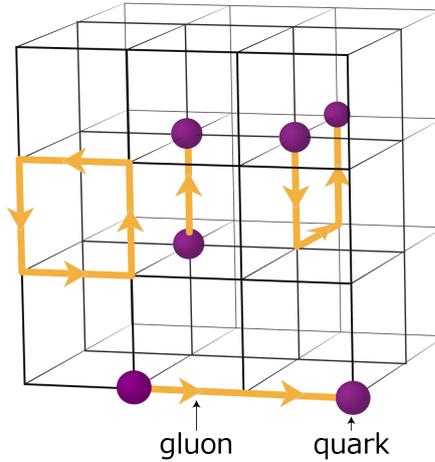


Figura 1.3: Reticolo spazio-temporale utilizzato per i calcoli di QCD su reticolo. I quark sono posti nei vertici del reticolo, mentre i gluoni si muovono lungo i segmenti che collegano i vertici.

1.4.2 QCD su reticolo

Al diminuire delle energie in gioco la costante di accoppiamento aumenta, dando origine ad un'interazione quark-quark così intensa che è non rende possibile la separazione dei due fermioni¹², fenomeno che prende il nome di *confinamento*. Questi processi sono caratteristici di un regime non perturbativo, che dovrà essere esplorato utilizzando altri metodi di analisi che si differenziano da quelli citati precedentemente. La QCD su reticolo si avvale di una discretizzazione del campo continuo $\psi(x, t)$ ottenuta mediante la costruzione di un reticolo spazio-temporale di passo a (cutoff ultravioletto) e dimensioni lineari L (cutoff infrarosso), mostrato schematicamente in Figura 1.3. Il limite $a \rightarrow 0$ e $L \rightarrow \infty$ consente eventualmente di ritrovare un campo continuo e che permea tutto lo spazio.

Le simulazioni su reticolo sono strumenti centrali per lo studio della transizione di fase del Quark-Gluon-Plasma, tema affrontato nei prossimi paragrafi.

1.5 QGP e transizione di fase

Gli argomenti introdotti nel paragrafo precedente, in particolare il concetto di libertà asintotica, risultano centrali per la comprensione di un particolare stato fisico ottenibile ad alte energie: il Quark Gluon Plasma (QGP). Il QGP è un sistema fisico che si è presentato nell'universo pochi istanti dopo la sua nascita. Tra 10^{-12} e 10^{-6} secondi dopo il Big Bang la temperatura dell'universo è altissima, dell'ordine di 10^{12} K e come conseguenza le particelle fermioniche e bosoniche sono estremamente relativistiche. Gli

¹²Se si procede nella separazione si osserva la creazione di una coppia $q\bar{q}$, energeticamente più favorevole

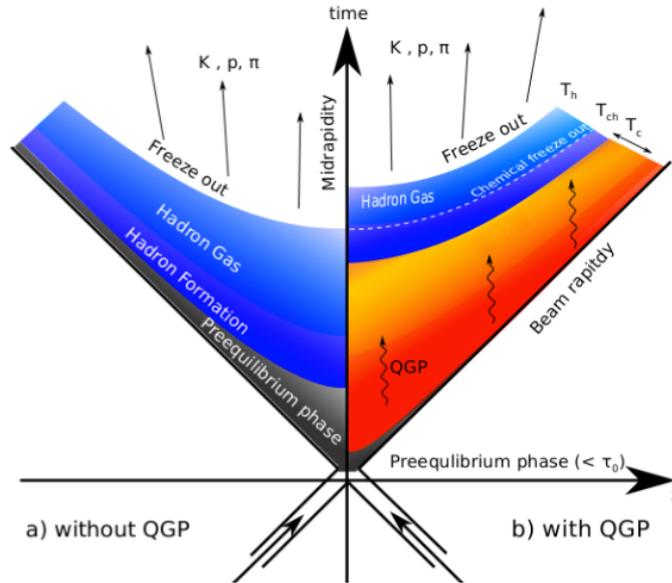


Figura 1.4: Diagramma schematico che mette a confronto due modelli di evoluzione della materia a collisione avvenuta. Nel modello che prevede il QGP sono messi in risalto il *freeze-out* chimico successivo all'adronizzazione, caratterizzato dalla temperatura T_{ch} , e il *freeze-out* termico o cinetico caratterizzato dalla temperatura T_h .

impulsi sono talmente alti che anche le particelle soggette all'interazione forte interagiscono debolmente, a causa della libertà asintotica, e possono essere trattate come un gas di bosoni e fermioni relativistici utilizzando la meccanica statistica. Successivamente, durante il raffreddamento dell'universo, si è resa possibile la combinazione dei quark in stati legati per formare gli adroni.

Caratteristica fondamentale del QGP è quindi il deconfinamento del colore, proprietà che nel limite di basse temperature viene a tutti gli effetti sostituita con la caratteristica opposta, ovvero il confinamento dei quark all'interno degli adroni. È ragionevole interpretare questi due stati come fasi diverse di uno stesso sistema fisico e quindi cercare di determinare la temperatura T a cui avviene la transizione di fase dal QGP a un gas di pioni relativistici¹³ ottenuto per $T < 1$ GeV, processo che prende il nome di *adronizzazione*. In seguito il gas di adroni va incontro ad un *freeze-out* chimico, corrispondente alla cessazione di tutti i processi anelastici e in cui i rapporti tra le particelle diventano costanti, e successivamente a un *freeze-out* termico, in cui si fermano anche i processi elastici. Il processo nella sua interezza, dalla formazione del QGP al *freeze-out* termico, è rappresentato schematicamente in Figura 1.4.

Analizzando dunque il fenomeno in un'ottica termodinamica, occorre richiamare

¹³Si considerano i pioni per la ricerca della temperatura di transizione poiché sono gli adroni più leggeri e quindi quelli che si formano con più facilità

l'equazione

$$dE = TdS - pdV + \sum_{i=1}^n \mu_i dN_i, \quad (1.2)$$

che caratterizza l'ensemble Gran Canonico, ovvero un sistema termodinamico "aperto" che inserisce nel proprio bilancio energetico la variazione del numero di particelle, instaurando quindi uno scambio di energia e particelle con l'ambiente circostante. Il simbolo μ_i rappresenta il potenziale chimico della i -esima specie presente nell'ensemble e si può ricavare facilmente dall'Equazione 1.2, ottenendo

$$\mu_i = \left(\frac{\partial E}{\partial N_i} \right).$$

Esso garantisce la conservazione in media, cioè su volumi molto grandi corrispondenti all'intero sistema, del numero di particelle della specie i -esima, e ne regola la diffusione. Di particolare interesse risulta essere il potenziale chimico barionico μ_b , che riguarda le particelle dotate di "carica barionica", in quanto il numero quantico barionico $B = (n_q - n_{\bar{q}})/3$ è conservato quasi sempre nelle interazioni fondamentali del Modello Standard, ovvero il numero barionico delle particelle prossime alla collisione è uguale al numero barionico dei prodotti della collisione. Con queste premesse è facile intuire che il potenziale chimico μ_b stima lo squilibrio tra materia e antimateria e dunque un $\mu_b = 0$ indica perfetto equilibrio tra le due [6]. In collisioni ad alta energia, in seguito alla formazione del QGP, si crea un ambiente in cui particelle e antiparticelle possono essere facilmente create ed annichilate: le loro densità sono dunque molto più elevate della differenza tra loro. Questo fatto ci pone nella condizione in cui $\mu_b \rightarrow 0$ ¹⁴ [7].

In condizioni di equilibrio termico e chimico, le probabilità di occupazione dei quark sono descritte dalla statistica di Fermi-Dirac, mentre quelle dei gluoni dalla statistica di Bose-Einstein, e integrando su tutti i valori dell'energia si ottiene il numero di particelle

$$N = g_{int} \int_0^\infty g(E) \frac{dE}{e^{\beta(E-\mu)} \pm 1}. \quad (1.3)$$

Volendo passare alla formulazione in stati semi-classici sullo spazio delle fasi, il numero degli stati di una particella può essere espresso come $d\mathbf{p}d\mathbf{r}/(2\pi\hbar)^3$ nel volume infinitesimo $d\mathbf{p}d\mathbf{r}$ ¹⁵. Ad alte energie, inoltre, la massa a riposo delle particelle relativistiche si può trascurare, e si può utilizzare l'approssimazione $E \sim p$. Da queste considerazioni e dalla 1.3 la densità dei fermioni e bosoni del QGP, in unità naturali, è

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \int \frac{d^3p_i}{2\pi} \frac{1}{e^{\beta E} \pm 1}$$

¹⁴il potenziale chimico dei gluoni è invece sempre identicamente nullo, come quello di tutti i bosoni non massivi

¹⁵Il fattore $(2\pi\hbar)^3 = h^3$ al denominatore origina dalle relazioni di indeterminazione di Heisenberg. Infatti, come conseguenza di $\Delta q_i \Delta p_i \geq h$, il punto (\mathbf{p}, \mathbf{r}) sullo spazio delle fasi viene sostituito da un elemento di volume $d\mathbf{p}d\mathbf{r} = h^3$, portando ad una discretizzazione dello spazio delle fasi contrapposta al continuo della meccanica classica

e la densità di energia del gas costituito da particelle di tipo i risulta

$$\epsilon_i = g_i \int \frac{d^3 p_i}{2\pi} \frac{E}{e^{\beta E_i} \pm 1} = \begin{cases} g_b \frac{\pi^2}{30} T^4 & (\text{bosoni}) \\ g_f \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} T^4 & (\text{fermioni}) \end{cases},$$

dove g_i rappresenta i gradi di libertà interni della particella di tipo i . Quindi la densità di energia totale del gas di partoni risulta

$$\epsilon = g_{tot} \frac{\pi^2}{30} T^4,$$

dove $g_{tot} = (g_b + \frac{7}{8}g_f)$. Per quanto riguarda il gas di partoni la molteplicità interna dei gluoni (g_g) risulta 16, considerando 2 stati di spin e 8 stati di colore, mentre quella dei quark è 12, sommando le molteplicità di colore (3), di spin (2) e di sapore (2 se si considera un gas di soli quark up e down). Si ottiene quindi

$$\epsilon_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4.$$

Un gas di pioni ha $g_f = 0$ e i gradi di libertà dei pioni, che sono particelle bosoniche scalari, sono determinati solamente dalla carica elettrica (che nel caso dei pioni può essere positiva, negativa e neutra), e risulta quindi $g_b = 3$. Si ottiene quindi

$$\epsilon_\pi = \frac{\pi^2}{10} T^4.$$

La pressione di un gas può essere calcolata come $P = \epsilon/3$, il che ci porterebbe per un gas di pioni a

$$P_\pi = \frac{3\pi^2}{90} T^4. \quad (1.4)$$

In realtà la questione è più complessa. Infatti alla pressione ottenuta in Equazione 1.4 va aggiunto il termine $B \approx 0.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, ottenuto tramite calcoli su reticolo, che origina dall'energia dello stato di vuoto non perturbativo della QCD ¹⁶ nell'ambito del modello *bag* [8]. In questo modello i quark sono inseriti in un vuoto perturbativo confinati in un adrone, che è pensato come una "sacca" (*bag*) immersa nel vuoto non perturbativo della QCD. L'informazione sugli effetti del vuoto perturbativo è contenuta nella costante $B = \epsilon_{bag} - \epsilon_{vacuum} > 0$, che esprime la differenza di densità di energia tra il vuoto perturbativo e il vuoto non perturbativo. In sostanza è necessario considerare un contributo energetico che serve a creare una cavità di vuoto perturbativo nel vuoto "fisico" non perturbativo, che equivale all'esercizio di una pressione del vuoto non perturbativo sul campo di colore, la quale tende a confinare le particelle portatrici di colore dentro le cavità. L'Equazione 1.4 diventa quindi

$$P_\pi = \frac{3\pi^2}{90} T^4 + B,$$

mentre nel caso del QGP, in cui non c'è confinamento, risulta

¹⁶Lo stato di vuoto della QCD è non triviale, caratterizzato da condensati di quark o di gluoni

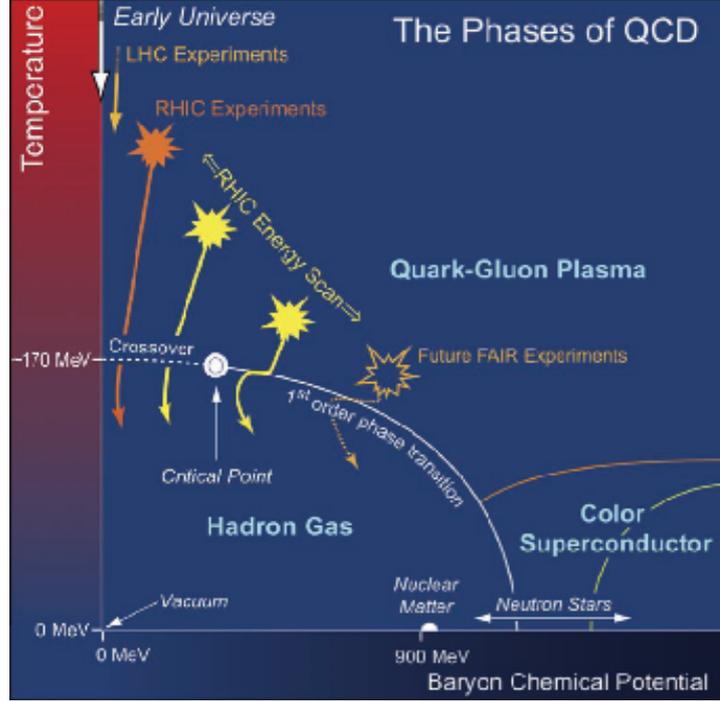


Figura 1.5: Grafico della transizione di fase per la QCD su reticolo che mostra la temperatura T in funzione di μ_b . Sono evidenziati i vari esperimenti svolti a diversi valori di μ_b ; in particolare gli esperimenti di LHC avvengono a $\mu_b \rightarrow 0$.

$$P_{QGP} = \frac{37\pi^2}{90} T^4,$$

ed eguagliando i due valori di pressione si ricava la temperatura di transizione

$$T_c = \left(\frac{45B}{17\pi^2} \right)^{1/4} \approx 180 \text{ MeV}, \quad (1.5)$$

che si ritrova per $\mu_b \rightarrow 0$ nel diagramma $T-\mu_b$ di Figura 1.5.

Una forte evidenza della transizione di fase del QGP si può vedere nella dipendenza della temperatura dalla densità di energia, esplicitata da calcoli su reticolo ed illustrata in Figura 1.6. Tramite tali calcoli si ottengono informazioni precise sulla transizione di fase, come la temperatura critica $T_c = 173 \pm 15 \text{ MeV}$ per transizioni a potenziale barionico $\mu_b \rightarrow 0$ [9]. Si osserva come al di sopra della temperatura critica la densità di energia sia proporzionale a T^4 , come in effetti ci aspetta per un gas di Stefan-Boltzmann ultra-relativistico, ma con un fattore di proporzionalità più piccolo del 20% rispetto a quello atteso per un gas ideale di gluoni e quark up, down e strange senza massa. Infatti il limite di Stefan-Boltzmann si ottiene per un gas in cui le interazioni tra le particelle sono trascurabili, e la deviazione del gas di partoni dal gas di Stefan-Boltzmann indica che i partoni, anche al di sopra della temperatura critica, interagiscono fortemente.

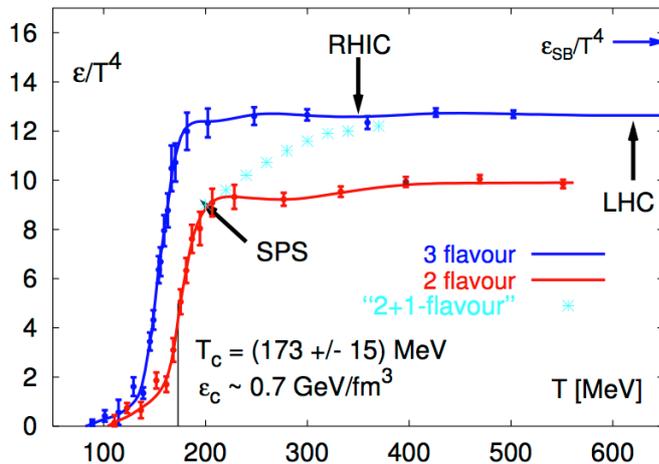


Figura 1.6: Dipendenza della densità di energia ϵ (riscalata per T^4) dalla temperatura T a $\mu_b \rightarrow 0$ ottenuta da calcoli di QCD su reticolo per temperature finite. I calcoli sono stati effettuati per due quark leggeri (linea rossa), tre quark leggeri (linea blu) e per due sapori di quark leggeri e uno pesante con la sua massa reale (quark u, d, s). La transizione si osserva alla temperatura $T_c \sim 173$ MeV.

1.6 Osservabili sperimentali del QGP

È possibile ottenere un'evidenza sperimentale del QGP tramite collisioni ultrarelativistiche tra nuclei pesanti che avvengono ad altissime energie e vanno a creare una materia nucleare ad alte temperature e densità. Di seguito saranno descritte evidenze caratteristiche della formazione del QGP durante la collisione.

1.6.1 Jet quenching

Un *jet* è un aggregato di particelle generate dall'adronizzazione di uno o più partoni e aventi dunque proprietà cinematiche strettamente correlate. Con *jet-quenching* ci si riferisce alla perdita di energia a cui vanno incontro i jet che emergono dalla collisione e vengono rivelati nel corso dell'esperimento. Infatti i partoni che devono percorrere una distanza sufficientemente grande all'interno del QGP vanno incontro ad interazioni con quest'ultimo e perdono energia prevalentemente per radiazione gluonica (*gluonstrahlung*)¹⁷ [10], come si può osservare in Figura 1.7. Il jet che emerge avrà energia ridotta rispetto a quello che ci si aspetta in assenza di QGP. In particolare si osserva negli adroni rivelati una soppressione dello spettro di impulso trasverso nelle collisioni centrali rispetto a ciò che ci si aspetta in caso di collisione p-p, mentre gli spettri delle collisioni periferiche rimangono sostanzialmente inalterati. La centralità è quindi un parametro da tenere in forte considerazione nello studio del QGP e generalmente è espressa come

¹⁷Il bremsstrahlung gluonico o gluonstrahlung è un processo radiativo (per emissione di gluoni) che coinvolge una carica di colore che decelera

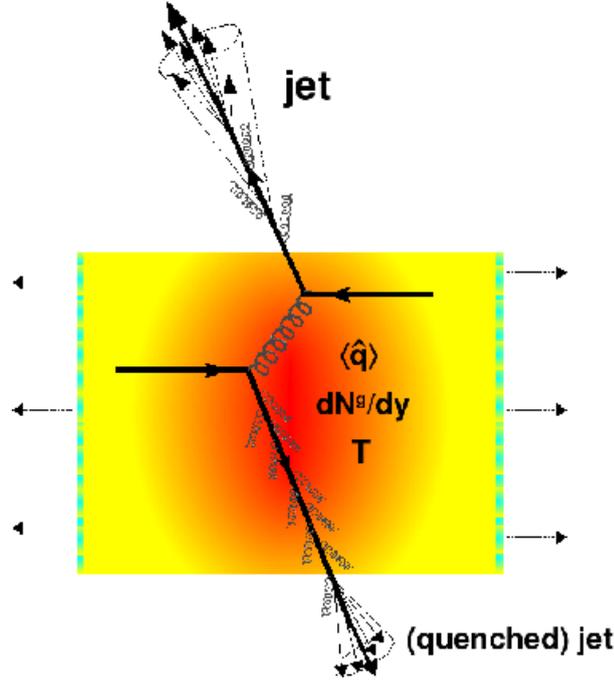


Figura 1.7: Jet quenching in una collisione centrale. Un partone attraversa il denso plasma creatosi e perde energia attraverso gluonstrahlung, frammentandosi poi in un *quenched jet*.

percentuale della sezione d'interazione nucleare totale. Il percentile di centralità in una collisione A-A è definito come

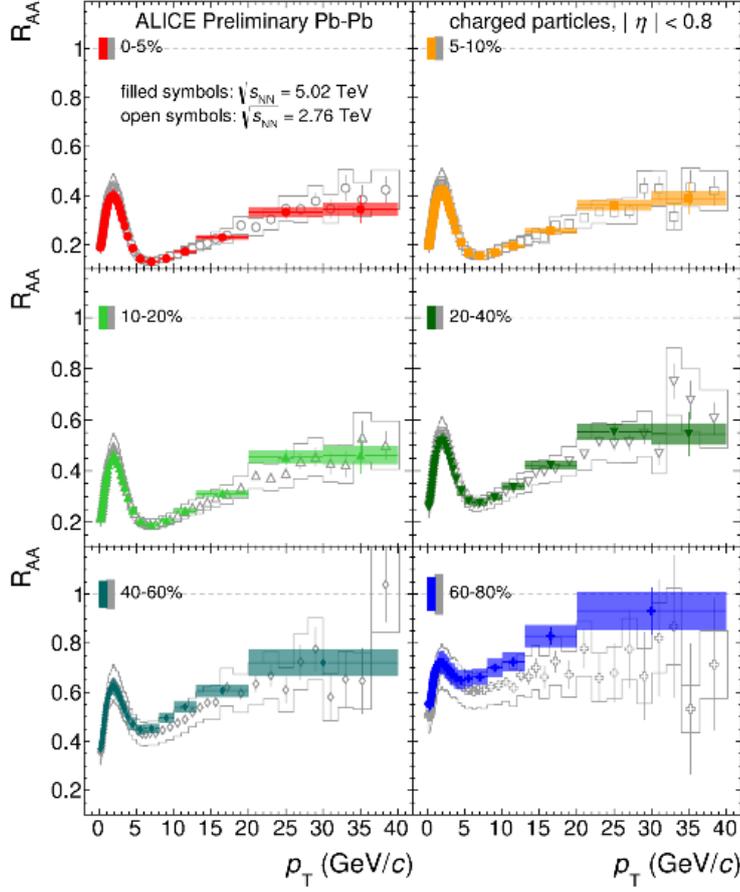
$$c = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db',$$

dove b è il parametro d'impatto, ovvero la distanza, sul piano perpendicolare al fascio, tra i centri dei due nuclei che collidono [11]. Ad esempio, con un intervallo di centralità 0-5% si selezionano le collisioni più centrali, viceversa con 80-100% si selezionano quelle più periferiche.

Per quantificare gli effetti del QGP occorre un confronto con lo spettro di impulso atteso in collisioni A-A in assenza di esso. Ciò può essere fatto riconducendo una collisione A-A ad una sovrapposizione di collisioni indipendenti p-p, riscalandolo con il numero di sorgenti di *hard scattering* e introducendo il fattore di modificazione nucleare

$$R_{AA} = \frac{d^2 N^{AA}/dp_T d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{inel}^{pp}/dp_T d\eta} = \frac{\text{Yield in A+A}}{\langle N_{coll} \rangle \cdot \text{Yield in p+p}},$$

dove la funzione di sovrapposizione nucleare $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{NN}$ (Glauber model [12]) dipende dal numero medio di collisioni binarie nucleone-nucleone $\langle N_{coll} \rangle$ e dalla sezione d'urto nucleone-nucleone, mentre $d^2 N^{AA}/dp_T d\eta$ e $d^2 \sigma_{inel}^{pp}/dp_T d\eta$ rappresentano rispettivamente la resa di particelle in una collisione A-A e la sezione d'urto inelastica in una



ALI-PREL-107300

Figura 1.8: Fattori di modificazione nucleare R_{AA} di particelle cariche rivelate in una collisione Pb-Pb in ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV misurati in diversi intervalli di centralità.

collisione p-p, in un dato bin di impulso trasverso e pseudorapidità [13] [14]. In assenza di fattori di modificazione nucleari sull'*hard scattering*, R_{AA} ha valore unitario; quindi deviazioni di R_{AA} dall'unità indicano la presenza di tali fattori, e di conseguenza, la presenza del QGP. La misura del fattore R_{AA} effettuata in ALICE in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [15], e i cui risultati sono visibili in Figura 1.8, mostra la soppressione dell'impulso trasverso di particelle cariche. L'impulso trasverso infatti presenta un minimo marcato in un intorno di $p_T = 6-7$ GeV/c, rispetto a una sovrapposizione di collisioni binarie p-p. Inoltre, le collisioni più centrali mostrano una forte dipendenza dall'impulso trasverso e una soppressione maggiore, fatto causato dal dover attraversare una maggiore distanza all'interno del QGP. I risultati degli esperimenti ALICE e RHIC sono qualitativamente molto simili, pur mostrando un offset differente, indicativo di una densità maggiore del QGP ottenuto ad LHC, dovuta a una maggiore energia del centro di massa nella collisione.

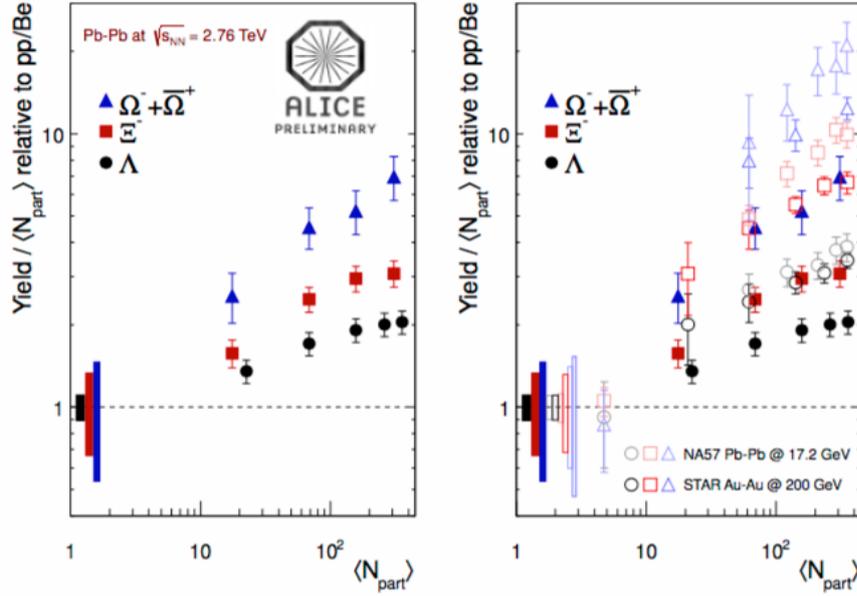


Figura 1.9: A sinistra: Aumento di stranezza in ALICE in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in funzione del numero medio di partecipanti $\langle N_{part} \rangle$. A destra: Confronto con le misure in SPS e RHIC effettuate a energie inferiori. In entrambe la linea tratteggiata indica il riferimento p-p.

1.6.2 Aumento di Stranezza

L'aumento di stranezza (*strangeness enhancement*) in collisioni di ioni pesanti rispetto a collisioni p-p è un'altra osservabile caratteristica del QGP, osservata sperimentalmente in ALICE e in altri esperimenti come mostra la Figura 3.3, difficilmente spiegabile considerando solamente una fase adronica. I quark *strange* (e i corrispettivi antiquark) non sono presenti negli ioni di Pb che vengono fatti collidere ad alte energie e sono quindi nuovi prodotti originati dalla collisione. Una produzione di tali quark prettamente dovuta a reazioni adroniche di collisione richiede una soglia energetica dell'ordine dei 700 MeV e il processo, sebbene presente, non è sufficiente a spiegare l'abbondanza di adroni con stranezza prodotti in collisioni di ioni pesanti. In questo caso, infatti, tra i processi per la produzione della coppia $s\bar{s}$, mostrati in parte in Figura 1.10, risultano dominanti quelli che avvengono mediante interazioni gluoniche, mentre solo un 10-15% avviene mediante annichilazione di quark-antiquark [16]. Un processo di produzione $s\bar{s}$ è una reazione che richiede la presenza di gluoni liberi, caratteristica del deconfinamento in atto nel QGP. Questa produzione è a volte indicata come *thermal production*, per indicare il fatto che è caratteristica di una fase termodinamica assimilabile a un gas di partoni in equilibrio termico e per differenziarla dalla produzione data dai processi cinetici di collisione. In queste condizioni si ha un equilibrio della stranezza sufficiente a consentire la formazione di adroni contenenti uno o più quark *strange*, come $\Xi(qss)$, $\Omega(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$, $\Lambda^0(uds)$ che altrimenti sarebbero osservati molto raramente.

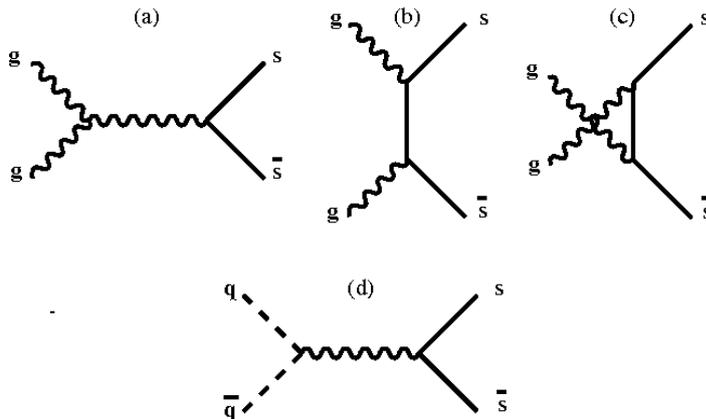


Figura 1.10: Diagrammi di Feynman che visualizzano alcuni termini della serie perturbativa per la produzione della coppia $s\bar{s}$ a partire da due gluoni o da una coppia quark-antiquark.

1.6.3 Distribuzione dell'impulso trasverso di adroni carichi

Si è precedentemente visto come il gas di adroni ottenuto dall'adronizzazione del QGP vada incontro prima ad un *freeze-out* chimico e successivamente a un *freeze-out* termico. Le condizioni di *freeze-out* termico possono essere ottenute tramite l'analisi del momento trasverso degli adroni carichi identificati dal rivelatore, utilizzando leggi di distribuzione basate su differenti modelli, come il modello *blast-wave*, il modello termico-statistico, il modello idrodinamico di Landau, il modello termico a più sorgenti. Utilizzando uno di questi modelli è possibile quindi estrarre, dai risultati di analisi e fit sui dati forniti, parametri quali la temperatura reale, la temperatura effettiva e la velocità del flusso di particelle del gas di adroni ottenuto in seguito al *freeze-out* del QGP.

Il modello *blast-wave* si basa sullo sviluppo di una espansione guidata da una "palla di fuoco" (*fireball*), una sorta di esplosione di adroni originata da nuclei di materiale ad altissima energia. Gli studi basati su questo modello sono effettuati su range di basso p_T in conseguenza del fatto che esso non contempla processi di *hard scattering*, che tipicamente si ritrovano ad impulsi trasversi alti. Il fit degli impulsi trasversi, visibile in Figura 1.11, risulta in velocità di flusso radiale $\langle\beta\rangle = 0.632 \pm 0.001$ e temperatura di *freeze-out* cinetico $T_h = 113 \pm 12$ MeV per un range di centralità 0-20% [17]. È interessante notare come un fit su π , K e p *minimum bias*, cioè senza selezionare range di centralità, porti al risultato di $\langle\beta\rangle = 0.644 \pm 0.020$ e $T_h = 97 \pm 15$ MeV [18], che indica che il valore della velocità di flusso radiale aumenta con la centralità, contrariamente alla temperatura di *freeze-out* cinetico che diminuisce. Questo è indicatore di un'espansione più rapida all'aumentare della centralità, mentre per le collisioni periferiche, come conseguenza di una *fireball* di minor durata, si osservano gradienti radiali più elevati.

Risultati differenti si ottengono applicando la distribuzione di Erlang o la statistica di Tsallis nel modello termico a più sorgenti, che ipotizza la formazione di più sorgenti di emissione in una collisione ad alta energia, collocate in gruppi diversi, ognuno carat-

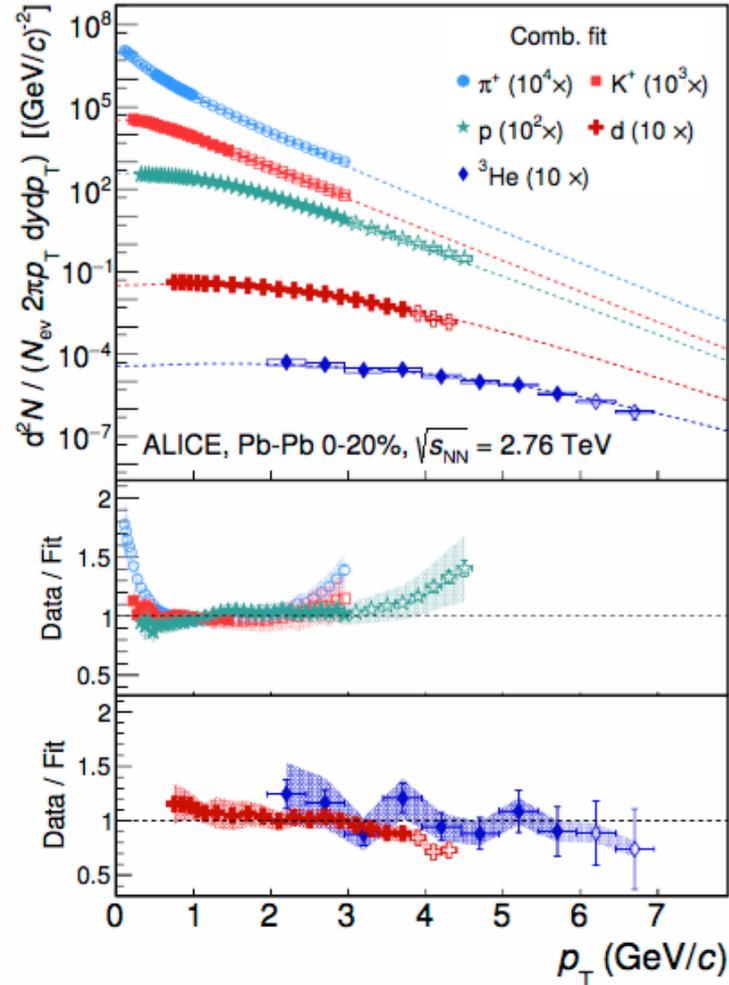


Figura 1.11: Fit della distribuzione di impulso trasverso p_T di π^+ , K^+ , p , d e ^3He in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in un range di centralità 0-20% effettuato utilizzando il modello *blast-wave*. Nei riquadri inferiori è mostrata la deviazione degli spettri misurati dal fit.

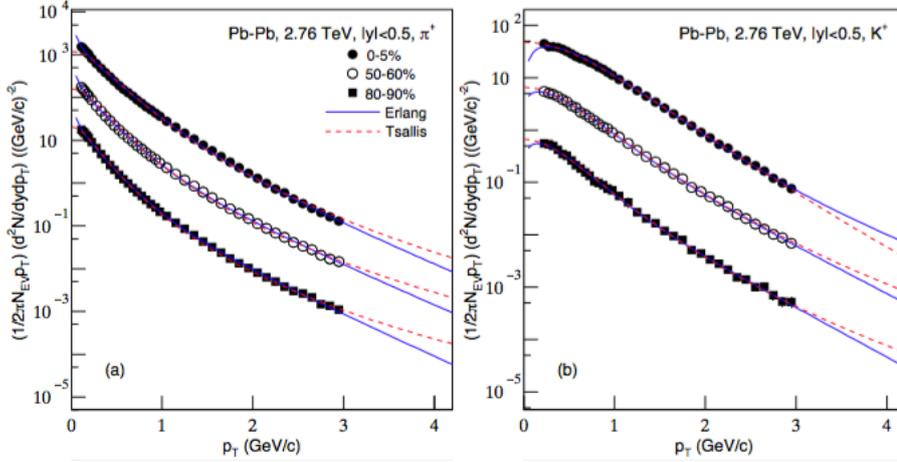


Figura 1.12: Distribuzione del momento trasverso p_T per π^+ (a sinistra) e K^+ (a destra) prodotte in collisioni centrali (0–5%), semi-centrali (50–60%) e periferiche (80–90%) di nuclei Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV misurati in ALICE in un range di pseudorapidità $\eta < 0.5$. Si può osservare il confronto con le distribuzioni di Tsallis (linea tratteggiata) e di Erlang (linea continua).

terizzato da una certa temperatura e da un certo grado di eccitazione. Il processo di emissione risulta così in una legge di distribuzione a più componenti, in cui ogni gruppo corrisponde a una singola distribuzione. Vale la pena soffermarsi sulla distribuzione di Tsallis, largamente usata nelle collisioni ad alta energia.

$$\frac{d^2N}{d\eta dp_T} = C p_t \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \cosh \eta \left[1 + \frac{q-1}{T} \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \cosh \eta \right]^{-\frac{q}{q-1}} \quad (1.6)$$

dove T è la temperatura effettiva media sulle fluttuazioni nei gruppi differenti e q (indice di entropia) è un fattore che caratterizza il grado di non-equilibrio tra i diversi gruppi. Integrando l'Equazione 1.6 tra le rapidità minima e massima si ottiene la distribuzione p_T di Tsallis. In questo modello, usando la distribuzione di Tsallis, la temperatura reale risulta $T_h = 71 \pm 7$ MeV [19]. Studi recenti hanno rivisitato il modello termico a più sorgenti in un'ottica *blast-wave*, dove si assume che le particelle prodotte termicamente nelle varie sorgenti siano spinte via da una *blast-wave*.

Capitolo 2

Il rivelatore ALICE a LHC

2.1 Il Large Hadron Collider (LHC)

LHC (Large Hadron Collider) è un acceleratore di particelle attivo dal 2008 e facente parte del complesso dei laboratori del CERN, a Ginevra. L'acceleratore, la cui struttura schematica è mostrata in Figura 2.1, si snoda all'interno di un tunnel circolare di 27 km di circonferenza che precedentemente ospitava il LEP (Large Electron-Positron Collider), smantellato nel 2001. All'interno di LHC viaggiano in direzione opposta due fasci di particelle ad alta energia in due tubi a vuoto separati (*beam pipes*) che vengono fatti collidere in quattro punti di intersezione in corrispondenza dei quali sono installati quattro rivelatori: ALICE, CMS, ATLAS e LHCb.

I fasci sono guidati all'interno delle *beam pipes* da un campo magnetico di 8.33 Tesla ottenuto utilizzando elettromagneti, ovvero spire costruite con cavi superconduttori di Niobio-Titanio operanti ad una temperatura di circa 2 K. Una temperatura così bassa è raggiunta grazie all'utilizzo di elio liquido, che dev'essere mantenuto costantemente a basse temperature. Il campo magnetico che agisce sulle particelle del fascio è prodotto da migliaia di multipoli magnetici posizionati lungo la traiettoria dei fasci.

2.1.1 Il sistema di magneti

La deflessione dei fasci di LHC è realizzata da 1232 magneti dipolari. Tali dipoli sono costituiti da un doppio strato di cavi superconduttori posizionato ad arco su entrambi i lati diametralmente opposti della rispettiva *beam pipe*, in modo da far scorrere correnti opposte su tali lati del condotto. Una struttura costruita in questo modo dà origine a un campo magnetico agente sulle particelle del fascio diretto lungo la verticale e in particolare, nel caso di LHC, le correnti che circolano ai lati delle due *beam pipes* sono dirette in modo tale da originare campi magnetici aventi direzioni verticali opposte. In tal modo, avendo i due fasci direzioni opposte tra loro, la forza di Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ risulta per entrambi diretta verso il centro dell'anello e i fasci sono deflessi nella stessa direzione.

È inoltre necessario focalizzare il fascio, che spontaneamente tenderebbe a disperdersi a causa della repulsione coulombiana delle particelle presenti nel fascio. Quest'azione

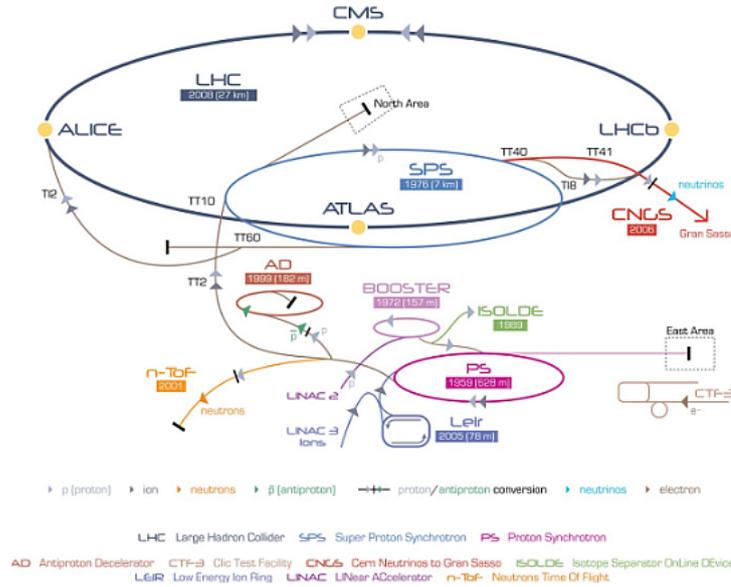


Figura 2.1: Struttura dell'acceleratore LHC. Lungo l'anello sono presenti i quattro esperimenti ALICE, CMS, ATLAS e LHCb, mentre in basso sono anche schematizzati altri apparati volti alla preparazione delle particelle e alla loro accelerazione prima dell'immissione nell'anello principale di LHC.

di focalizzazione è esplicata dai 392 quadripoli magnetici presenti lungo il percorso. I quadripoli sono disposti in maniera alternata in modo da far agire uno di essi sulla verticale del fascio (quadripoli D) e quello successivo sul piano orizzontale (quadripoli F), come è schematizzato in Figura 2.2. Si avrà quindi un'oscillazione della focalizzazione del fascio, in risposta alla presenza alternata di questi quadripoli. In aggiunta sono presenti vari altri multipoli magnetici aventi la funzione di correggere altre deviazioni dal centro focale ideale del fascio. Spesso lungo il *beam pipe* si ritrova una particolare disposizione alternata dei multipoli che costituiscono una cosiddetta cella FODO. Infatti, dopo ogni deflessione del fascio (causata dai dipoli O), si osserva una defocalizzazione dello stesso, che viene corretta alternativamente da un quadripolo D (che focalizza orizzontalmente e defocalizza verticalmente) e da un quadripolo F (che fa l'opposto) [20].

2.1.2 Caratteristiche generali dei rivelatori

Dopo aver raggiunto l'energia prevista i fasci vengono fatti collidere al centro dei quattro detector di LHC. L'energia totale nel punto di collisione è di 13 TeV per una collisione p-p, mentre per una collisione Pb-Pb è stata raggiunta un'energia di 5.02 TeV per coppia di nucleoni.

I rivelatori sono costituiti da vari strati, ognuno dei quali è preposto alla misura di una specifica caratteristica delle particelle risultanti dalla collisione (o quelle risultanti dai decadimenti o dalle interazioni delle stesse), come mostrato in Figura 2.3. In più, intorno ad ogni rivelatore sono disposti dei magneti, che generano un campo magnetico a cui vengono sottoposte le particelle. Di conseguenza, le particelle cariche subiranno

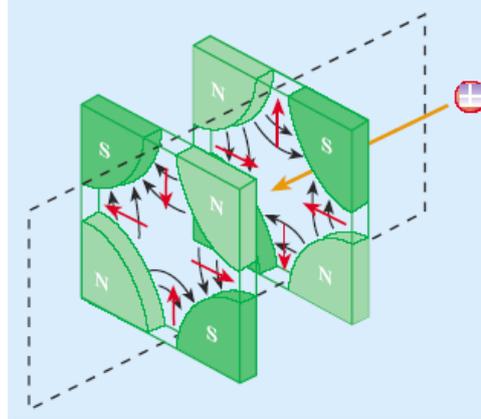


Figura 2.2: Rappresentazione schematica di due quadrupoli presenti lungo le *beam pipes* di LHC e del campo magnetico che producono. Il quadrupolo a sinistra focalizza verticalmente, quello a destra orizzontalmente.

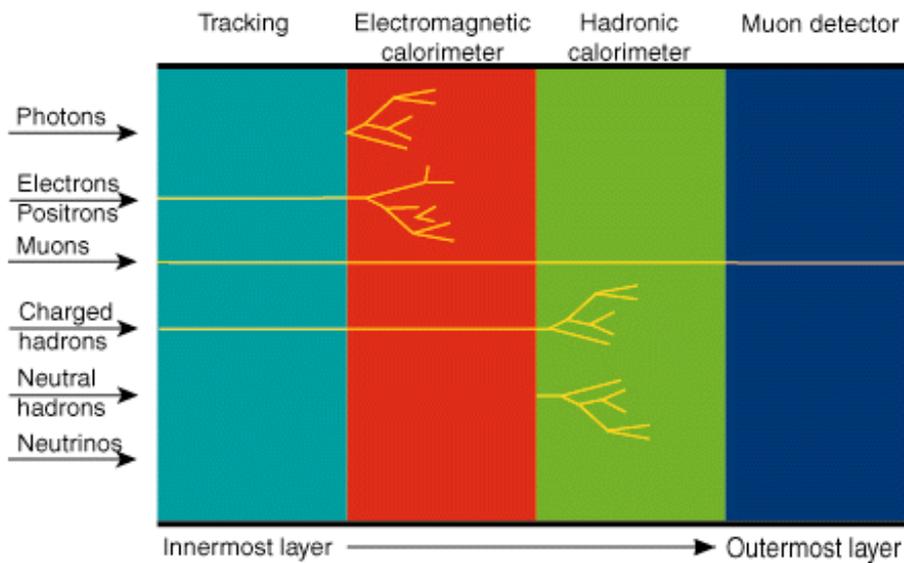


Figura 2.3: Struttura "a strati" di un rivelatore, che evidenzia dove avviene la rivelazione delle principali particelle. In ALICE il rivelatore di muoni non è inserito nella struttura centrale a strati ma è posto in una posizione corrispondente a piccoli angoli polari.

l'azione di tale campo e verranno deflesse, rendendo possibile la misura del loro impulso p conoscendo il raggio di curvatura R , tramite la formula $p = qRB$. È quindi necessario che uno strato del rivelatore, tipicamente il più interno, si occupi del cosiddetto *tracking*, ovvero della ricostruzione della traiettoria (*traccia*) della particella carica. Registrando la posizione della particella in vari punti è possibile quindi risalire alla sua traiettoria e quindi al suo momento.

Per misurare l'energia della particella invece si utilizzano dei calorimetri, che come conseguenza della loro azione ne assorbono tutta l'energia, fermando quindi la sua corsa. I calorimetri elettromagnetici sono preposti alla misura delle particelle cariche e neutre che superano una certa soglia di impulso¹, in seguito alla loro interazione con i nuclei del materiale del calorimetro stesso, la quale provoca uno sciame di elettroni e positroni, mentre i calorimetri adronici rivelano adroni carichi ma anche neutri (e quindi non segnalati dai rivelatori di *tracking*) tramite l'interazione con i nuclei del materiale. I fotoni non vengono misurati nel sistema di *tracking* (essendo privi di carica), ma viene misurato lo sciame a cui danno origine all'interno del calorimetro elettromagnetico. In particolare in tali calorimetri la perdita di energia della particella avviene principalmente per produzione di coppia e bremsstrahlung. La produzione di coppia è il processo mediante il quale un fotone, transitando vicino a un nucleo, viene convertito in un elettrone e un positrone ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$), mentre il bremsstrahlung interessa un elettrone (positrone) che, accoppiandosi sempre con il campo elettromagnetico di un nucleo, emette un fotone cedendo ad esso parte della propria energia. Questi processi avvengono a cascata dando origine a uno sciame di particelle, come mostrato in Figura 2.4. Una quantità che caratterizza questi fenomeni è la lunghezza di radiazione X_0 che vale $X_0 \approx 180A/Z^2$ g/cm² per gli elettroni (positroni)². Essa rappresenta sia la distanza media entro la quale una particella massiva che transita nel mezzo rimane con 1/e della sua energia originaria, sia 7/9 del libero cammino medio di un fotone prima della produzione di coppia [21]. La perdita di energia di una particella per radiazione è espressa tramite

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}. \quad (2.1)$$

Tenendo conto della dipendenza di X_0 dalla massa della particella ($1/X_0 \propto 1/m$), dall'Equazione 2.1 è facile intuire che particelle "pesanti" come i muoni e gli adroni carichi non risentono in maniera significativa della perdita di energia per radiazione, quindi interagiscono solo debolmente in un calorimetro elettromagnetico.

Gli sciami adronici sono principalmente causati da interazioni forti inelastiche e sono notevolmente più complessi di quelli elettromagnetici, a causa della grande varietà di particelle prodotte. Sono possibili anche sciami secondari elettromagnetici, dovuti a

¹È necessario che si inneschi il meccanismo della produzione di particelle secondarie che danno origine a uno sciame di particelle. In particolare la produzione di tali particelle si interrompe quando i fotoni sono sotto la soglia di impulso per la produzione di coppia e gli elettroni per sotto la soglia per l'effetto Bremsstrahlung. Nel caso del fotone ad esempio, perché la produzione di coppia abbia luogo, è necessaria un'energia E_γ superiore alla somma dell'energia delle masse a riposo di elettrone e positrone (0.511 MeV ciascuna)

²Il valore preciso di X_0 può essere calcolato tramite la formula $\frac{1}{X_0} = 4\alpha N_A \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \frac{Z(Z+1)}{A}$

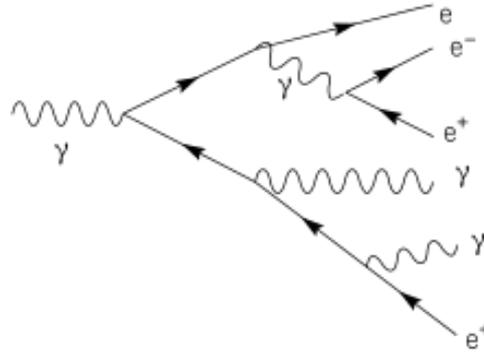


Figura 2.4: Diagramma schematico che mostra lo sciame di particelle che origina da un fotone.

processi come $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, in cui i fotoni risultanti vanno incontro ai processi di produzione di coppia descritti precedentemente. La lunghezza caratteristica delle interazioni adroniche, rappresentante il libero cammino medio della particella nel mezzo, è

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{tot}},$$

dove σ_{tot} è la sezione d'urto d'interazione tra la particella in esame e il nucleo del materiale che costituisce il calorimetro, ρ è la densità di massa e N_A è il Numero di Avogadro. Convenzionalmente, quando si fa riferimento alla *lunghezza d'interazione adronica* ci si riferisce al libero cammino medio dei protoni, in cui $\sigma_{tot}(pA) \approx \sigma_{tot}(pp) \cdot A^{2/3}$, che porta a $\lambda_I \approx A^{1/3}$ [22]. La lunghezza d'interazione adronica risulta considerevolmente maggiore della lunghezza di radiazione. Per questo motivo i calorimetri adronici devono avere una maggiore profondità rispetto a quelli elettromagnetici.

I muoni, che per loro natura non interagiscono significativamente nei calorimetri elettromagnetico e adronico, raggiungono lo strato più esterno del rivelatore, dove vengono misurati dal *rivelatore di muoni*.

2.2 Il rivelatore ALICE

Il rivelatore ALICE (A Large Ion Collider Experiment) studia i prodotti di una collisione di ioni Pb-Pb a velocità ultrarelativistiche ed è preposto ad indagare lo stato della materia noto come Quark-Gluon Plasma. La parte centrale cilindrica di ALICE è costituita da vari rivelatori ed è strutturata "a strati", come si può vedere chiaramente in Figura 2.5; infatti dall'interno verso l'esterno si incontrano: i rivelatori di tracciamento (*tracking detectors*) ITS, TPC e TRD per il tracciamento in campo magnetico di particelle cariche, i rivelatori per l'identificazione delle particelle (PID, ovvero *Particle Identification Detectors*) TOF e HMPID e i calorimetri PHOS e EMcal. Questo "cilindro" di detector è circondato da un magnete solenoidale³ che produce un campo

³Il magnete utilizzato in ALICE è lo stesso magnete utilizzato per l'esperimento L3 al LEP

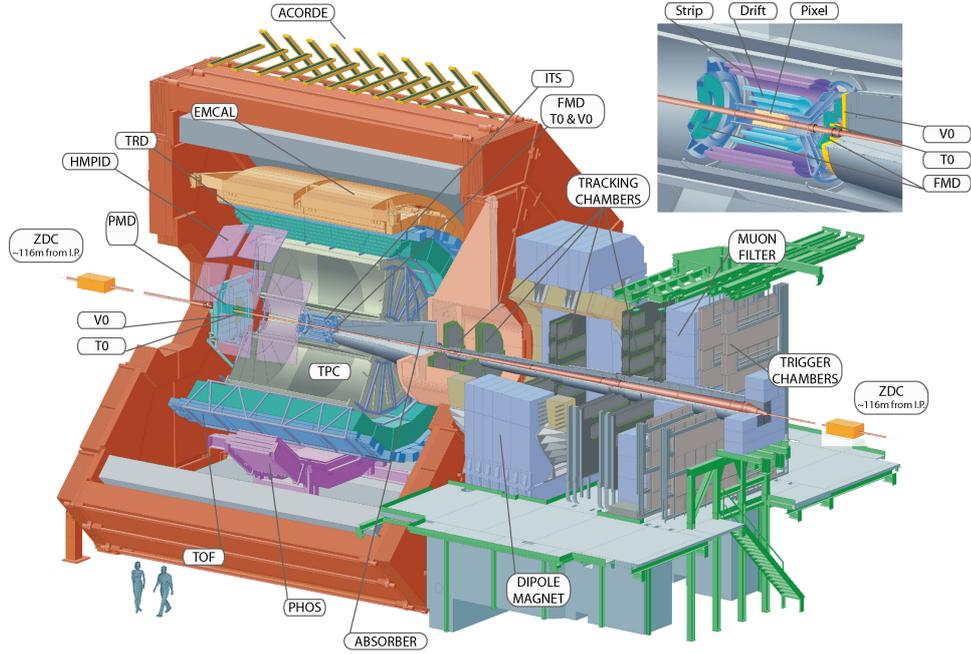


Figura 2.5: Struttura del rivelatore ALICE. In alto a destra è schematizzata nel dettaglio la regione più vicina al punto di collisione, contenente il rivelatore ITS.

magnetico omogeneo ed uniforme fino a 0.5 T. È inoltre presente uno spettrometro per muoni situato ad un'estremità del cilindro di ALICE che copre un intervallo di pseudorapidità $2.5 \leq \eta \leq 4$ e altri rivelatori quali: il PMD, l'FMD, lo ZDC e i rivelatori V0 e T0. La pseudorapidità appena citata è una coordinata spaziale definita come

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right],$$

dove θ è l'angolo tra l'impulso \mathbf{p} della particella e l'asse del fascio.

2.2.1 Tracking detectors e Particle Identification Detectors

Il primo rivelatore che si incontra in prossimità del punto di interazione, e che va a costituire quindi lo strato più interno del cilindro di ALICE, è l'ITS (Inner Tracking System). Esso rivela particelle in un range di pseudorapidità $|\eta| < 0.9^4$ su tutto l'angolo azimutale, estendendosi su distanze radiali da $r = 3.9$ cm a $r = 43$ cm, ed è costituito da sei strati di detector al silicio che utilizzano tre differenti tecnologie: pixel, strip e drift detector [23]. I principali compiti dell'ITS consistono nel localizzare i vertici primari con una risoluzione inferiore ai 100 μm , ricostruire i vertici secondari dai decadimenti di

⁴Il primo strato (sui sei presenti), che utilizza la tecnologia *pixel*, copre in realtà un range più ampio $|\eta| < 1.75$

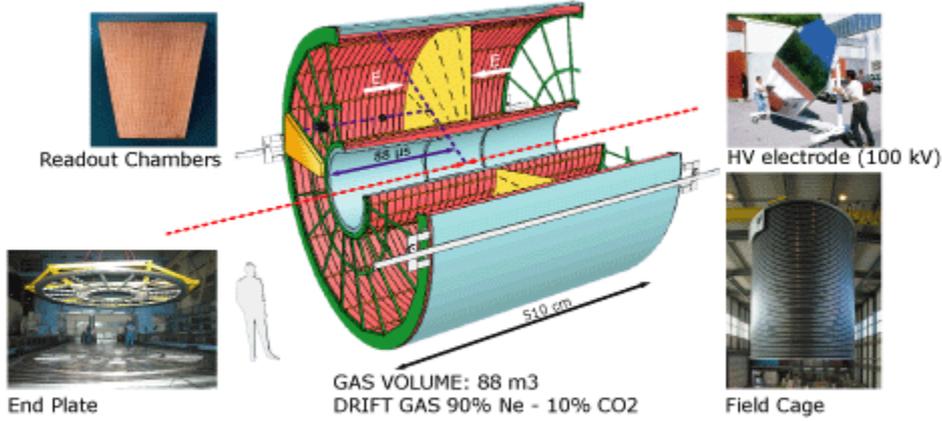


Figura 2.6: Struttura della TPC, in cui è evidenziato il campo elettrico omogeneo diretto verso l'anodo, rappresentato in giallo.

mesoni B e D e di iperoni⁵, identificare e tracciare particelle cariche con $p_T < 200$ MeV/c o particelle che attraversano le zone "morte" della TPC e migliorare la risoluzione angolare e del momento per le particelle tracciate dalla TPC. L'identificazione delle particelle a basso momento avviene tramite la misura della perdita di energia specifica $-dE/dx$ per ionizzazione, che risulta essere funzione della velocità della particella. La perdita di energia per ionizzazione per particelle cariche è descritta dalla formula relativistica di Bethe-Bloch [24]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{N_A Z \rho}{A} r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right),$$

dove I è il potenziale medio di ionizzazione del sistema atomico in esame, $\delta(\gamma)$ è una correzione di densità. Tale formula è valida per particelle cariche che viaggiano a velocità elevate⁶ ad esclusione degli elettroni.

La TPC (Time Projection Chamber) è il principale *tracking detector* di ALICE, che ha il compito di misurare il momento delle particelle cariche ed è deputato inoltre all'identificazione delle particelle e alla determinazione dei vertici d'interazione, su un range di momenti che arriva fino a 10 GeV/c, in un range di pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$ e su tutto l'angolo azimutale. La TPC si estende radialmente da 1.5 a 5 m dal punto di collisione, con un volume cilindrico di 88 m³ di gas, una miscela costituita per il 90% da Ne e per il 10% da CO₂ [25]. Nel centro assiale del cilindro è posizionato

⁵I mesoni B sono mesoni contenenti un antiquark bottom accompagnato da un quark up, down, strange o charm, mentre i mesoni D contengono un quark charm e un antiquark down, up o strange. Gli iperoni invece sono barioni contenenti uno o più quark strange oltre che quark up e down.

⁶A basse velocità entrano in gioco effetti di cattura degli elettroni atomici

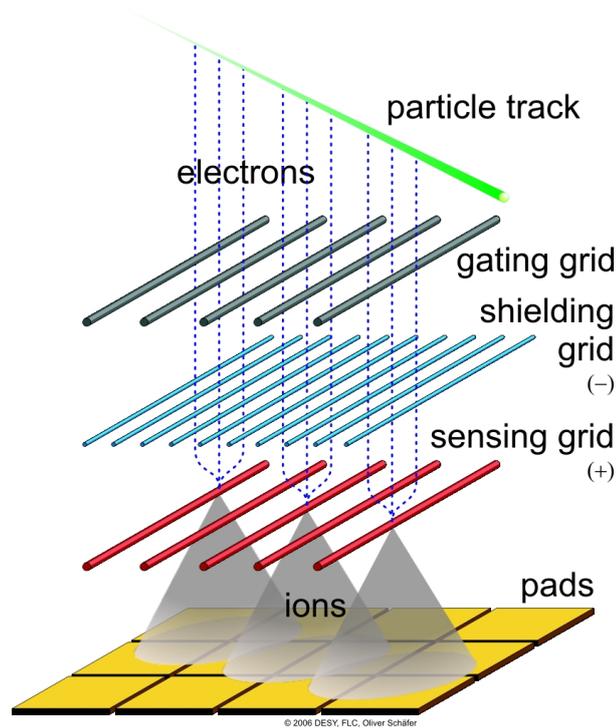


Figura 2.7: Rappresentazione di una MWPC, in cui è illustrato il meccanismo di lettura del segnale (*readout*) sulle varie *pads*.

un catodo ad alto voltaggio, che divide il volume in due regioni di *drift*, mentre due anodi posti alle estremità del cilindro danno origine a un campo elettrico omogeneo ed uniforme di 400 V/cm , diretto lungo la direzione assiale del cilindro, come si può vedere in Figura 2.6. Per ottenere una buona omogeneità del campo il cilindro della TPC è circondato da anelli conduttori, che causano una diminuzione "a tratti" del potenziale dal catodo all'anodo. La particella carica, passando attraverso il gas, ne ionizza gli atomi e gli elettroni liberi si dirigono verso l'anodo per effetto del campo elettrico. Inoltre, per effetto del campo magnetico prodotto dal magnete che circonda ALICE, la traiettoria della particella risulta curvata e così anche la traccia ionizzata, il cui segnale viene "raccolto" dalle MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber). Le MWPC sono dispositivi costituiti da un array 2D di cavi anodici disposti tra due piastre catodiche. Nella TPC di ALICE il catodo più vicino al volume di deriva della TPC è costituito da fili catodici; esso è poi seguito da fili anodici⁷ che a loro volta precedono un catodo suddiviso in varie *pad*. La struttura di questo elemento rivelatore è rappresentata schematicamente in Figura 2.7. La coordinata z , lungo l'asse del cilindro, è determinata misurando il tempo di deriva della traccia ionizzata fino alla rivelazione sulle MWPC, mentre le coordinate radiale e azimutale sono determinate dalla proiezione della traccia ionizzata sulle *pad*

⁷La funzione dei fili anodici è quella di accelerare le particelle cariche, facendole urtare contro le molecole del gas e creando una moltiplicazione di carica che può essere quindi facilmente misurata dalle *pad*

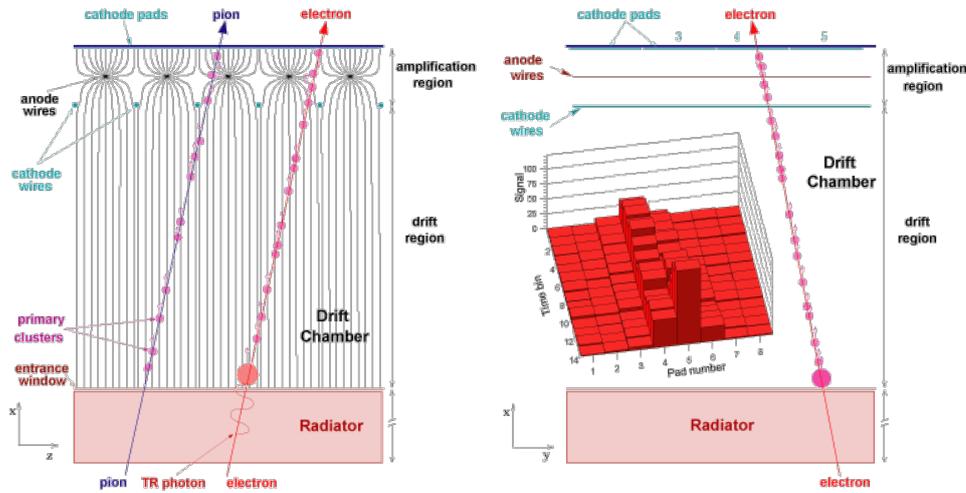


Figura 2.8: Rivelazione delle particelle cariche nel TRD. È evidenziata l'energia depositata dai fotoni della radiazione di transizione all'inizio della traccia di ionizzazione dell'elettrone, assente nel caso dei pioni.

corrispondenti. Anche per la TPC è possibile l'identificazione delle particelle a basso impulso tramite la misura della dE/dx .

Il TRD (Transition-Radiation Detector), che come i rivelatori centrali visti precedentemente ha un range di pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$ su tutto l'angolo azimutale, ha come scopo l'identificazione di particelle cariche, tra cui elettroni/positroni per impulsi superiori a 1 GeV/c, soglia di impulso per l'osservazione della radiazione di transizione (TR) per gli elettroni⁸, emessa quando una particella carica relativistica passa da un materiale ad un altro di diversa costante dielettrica. L'elemento che identifica il TRD è quindi il cosiddetto *radiatore* (*radiator*), materiale inhomogeneo che causa la produzione della radiazione di transizione da parte degli elettroni ultrarelativistici. Subito dopo il radiatore è presente una camera di *drift* riempita da una miscela di gas Xe/CO₂ in cui la particella carica lascia una traccia ionizzata. I fotoni della TR prodotti nel radiatore depositano la loro energia all'inizio del segnale ionizzato prodotto dalla carica nella camera di *drift*, che viene rivelato da detector MWPC. Il meccanismo appena descritto è rappresentato in Figura 2.8. Al di sotto della soglia 1 GeV/c per l'identificazione degli elettroni e dei positroni occorre combinare le informazioni della TPC e del TOF, a cui sarà dedicato il paragrafo 2.3.

L'HMPID (High Momentum Particle Identification) estende la capacità di identificazione delle particelle oltre gli intervalli di impulso caratteristici dell'ITS, della TPC e del TOF. È un rivelatore RICH (Ring-imaging Cherenkov detector), ovvero un rivelatore che basa l'identificazione delle particelle sullo studio delle caratteristiche della radiazione Cherenkov⁹, emessa come conseguenza del passaggio della particella in un radiatore di

⁸La radiazione di transizione è infatti proporzionale al fattore γ relativistico, $\gamma = \frac{E}{m} = \frac{\sqrt{p^2+m^2}}{m}$ e ad alte energie $\gamma \approx \frac{p}{m}$. Un pione carico necessita quindi di un impulso molto elevato (dell'ordine del centinaio di GeV) per produrre la stessa radiazione TR dell'elettrone

⁹La radiazione Cherenkov viene emessa quando una particella carica passa attraverso un materiale

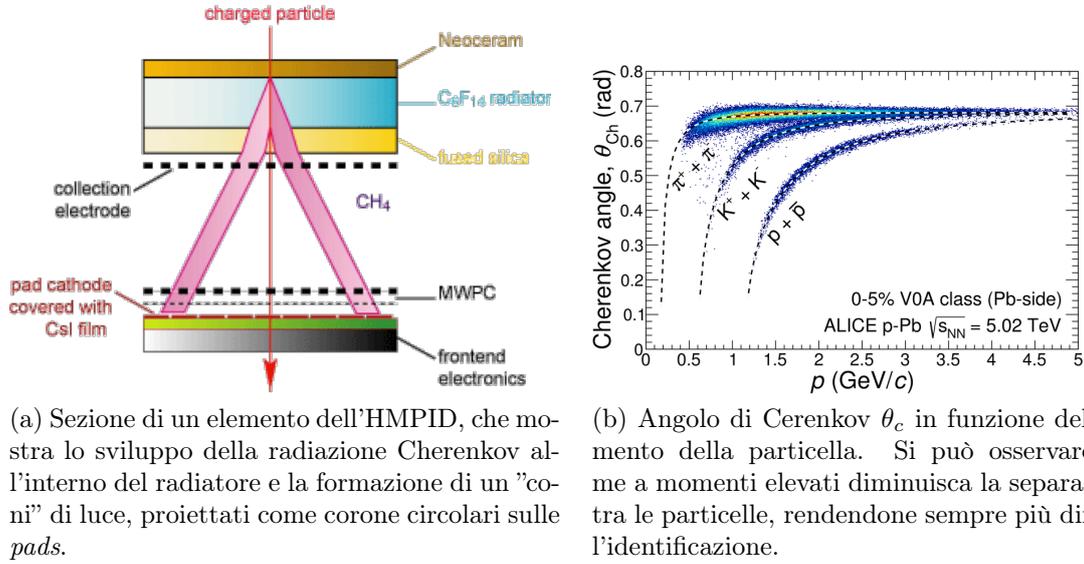


Figura 2.9: Radiazione Cherenkov nell'HMPID.

C_6F_{12} . Infatti, se questi requisiti sono soddisfatti, l'interferenza dei fronti d'onda sferici è tale da produrre un'onda di "shock" elettromagnetica in direzione θ_c legata alla velocità della particella $\beta = v/c$ dalla relazione $\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo [26]. I fotoni di Cherenkov sono poi rivelati da un contatore di fotoni costituito da uno strato sottile di CsI depositato sulle *pad* catodiche di rivelatori MWPC. Le immagini prodotte dai rivelatori di fotoni sono corone circolari aventi i raggi interno ed esterno dipendenti dall'angolo θ_c (come schematizzato in Figura 2.9a): è quindi possibile, misurando il raggio, risalire alla velocità β , e quindi, conoscendo l'impulso p grazie ai rivelatori più interni, alla massa della particella e dunque alla sua identità, come mostrato in Figura 2.9b. Questa informazione, correlata all'informazione sull'impulso della particella fornita dai detector ITS e TPC, porta alla determinazione della massa della particella.

2.2.2 Calorimetri e altri detector

I calorimetri sono preposti alla misura dell'energia della particella e, eccetto che per i muoni e i neutrini, "distruggono" la traccia della particella, assorbendone tutta l'energia e arrestandone la corsa. Fotoni, elettroni e positroni sono misurati dai calorimetri elettromagnetici¹⁰, a differenza degli adroni per cui sono utilizzati calorimetri adronici.

Il PHOS (Photon Spectrometer) è un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione in cui l'elemento rivelatore è formato da cristalli di $PbWO_4$ ed è utilizzato principalmente per la misura dei fotoni ad alta energia originati dalle prime fasi della collisione, ma anche

dielettrico con una velocità maggiore di quella della luce nello stesso mezzo.

¹⁰Gli sciame elettromagnetici che originano dall'assorbimento di energia delle particelle sono indistinguibili tra elettroni, positroni e fotoni, ma il fotone può essere discriminato dagli altri due poiché al suo sciame elettromagnetico non è associata una traccia nei rivelatori di traccia interni

per l'identificazione dei mesoni neutri π_0 e η , ricostruendone l'identità tramite la misura dei fotoni prodotti nel decadimento, come nel caso di $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$.

L'EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) è un calorimetro a campionamento (*sampling*)¹¹ scintillatore-piombo. L'EMCal è centrale nello studio di *jets* originati in processi *hard*, ovvero in reazioni in cui il trasferimento di impulso è consistente, che forniscono informazioni dettagliate sulle prime fasi a seguito della collisione.

Inoltre sono presenti il PMD (Photon Multiplicity Detector) che misura la molteplicità e la distribuzione spaziale dei fotoni prodotti nella collisione, il FMD (Forward Multiplicity Detector) che estende la copertura per la misura delle particelle cariche nelle zone con angolo polare minore rispetto alla copertura degli altri rivelatori cilindrici, e lo Spettrometro a Muoni che rivela i muoni e permette di risalire allo spettro dei quarkonia¹² pesanti quali J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ'' e del mesone leggero ϕ , tramite il decadimento in $\mu^+\mu^-$.

Altri rivelatori misurano altre caratteristiche della collisione, come il numero di nucleoni che hanno effettivamente preso parte alla collisione. Lo ZDC (Zero-Degree Calorimeter) è composto da calorimetri adronici che misurano neutroni e protoni spettatori, con la possibilità di ricavare informazioni sulla centralità degli eventi. Il detector V0 è costituito da scintillatori e stima la centralità degli eventi e aiuta nel rigetto di eventi "di fondo", causati da interazioni di protoni e neutroni col gas residuo della *beam pipe*. Il detector T0 ha infine come scopo quello di fornire un tempo zero t_0 di riferimento per le misure del tempo di volo, fornendo il tempo reale in cui è avvenuta la collisione.

2.3 Il sistema a Tempo di Volo (TOF)

Il TOF (Time-of-Flight) è un rivelatore a tempo di volo di ALICE dedicato all'identificazione delle particelle cariche, in particolare pioni, protoni e kaoni, in un range di momento da circa 0.3 GeV/c a circa 2.5 GeV/c. È un rivelatore di forma cilindrica situato a 3.7 m di distanza dall'asse dei fasci di particelle e copre un range angolare (polare) da 45° a 135°, su tutta la coordinata cilindrica azimutale φ . Lungo tale coordinata angolare sono presenti 18 moduli mentre lungo la direzione z del fascio ce ne sono 5, per un totale di 90 moduli disposti sui circa 150 m² di area della struttura cilindrica. I moduli contengono un numero variabile di rivelatori MRPC (*MRPC strip*), che sono gli elementi chiave del rivelatore, quelli effettivamente preposti alla rivelazione del segnale. In totale ne sono presenti 1638.

2.3.1 MRPC: Multigap Resistive Plate Chamber

Una *strip* MRPC è un rivelatore a gas, costituito da una serie di piastre di vetro resistive disposte una sopra l'altra e separate da uno spazio contenente gas, come mostrato

¹¹Un calorimetro a campionamento è composto da strati alternati di rivelatore e "assorbitore", diversamente dal calorimetro omogeneo in cui lo stesso materiale funge da assorbitore e rivelatore

¹²Un quarkonium è un mesone costituito da un quark charm (o un quark bottom) e dall'antiquark corrispondente

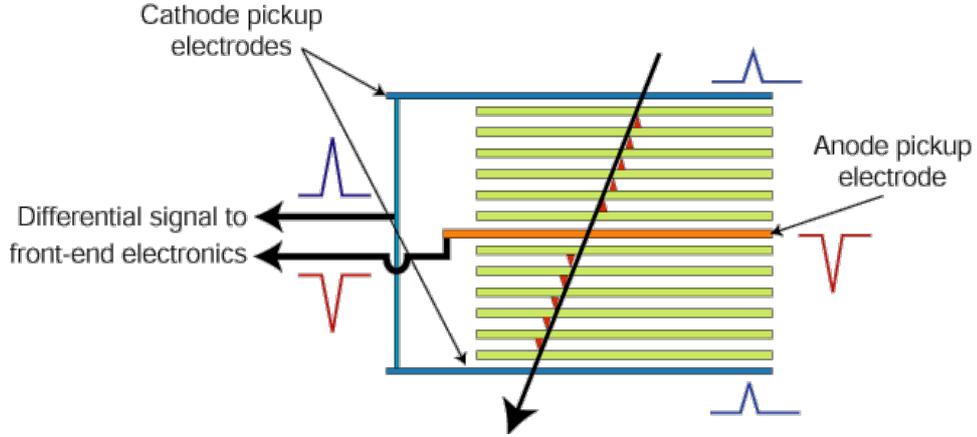


Figura 2.10: Schema di una MRPC che ne illustra il principio di funzionamento, mostrando le valanghe elettroniche che si sviluppano in modo indipendente in ogni *gap* e inducono un segnale sull'anodo.

in Figura 2.10. Esternamente sono presenti due piastre catodiche mentre internamente è posta una piastra anodica, in una configurazione che prende il nome di "double-stack". Le MRPC, ma più in generale le RPC, sono basate sulla ionizzazione del gas causata dal passaggio della particella carica. In risposta alla presenza di un forte campo elettrico uniforme tra anodo e catodo gli elettroni risultanti da questa prima ionizzazione acquistano energia sufficiente da innescare un secondo processo di ionizzazione, e il processo si ripete causando una *valanga elettronica*. Il segnale indotto dalla valanga viene poi raccolto da sensori di rame esterni agli elettrodi, a cui ci si riferisce come *pickup pads* [27]. Nel rivelatore TOF di ALICE la regione attiva di ogni striscia MRPC ha area $7.4 \times 120 \text{ cm}^2$ e contiene 96 *pads* di $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$, per un totale di 157248 *pads*. In generale l'efficienza è migliore in una RPC a ampio *gap* poiché c'è più spazio disponibile per la creazione della valanga, mentre la risoluzione temporale chiaramente è migliore al diminuire della dimensione del *gap*. L'MRPC, a causa della trasparenza dei piani intermedi ai segnali veloci generati dalle valanghe, unisce l'alta efficienza delle RPC ad ampio *gap*, con l'ottima risoluzione temporale data dai *gap* piccoli. In virtù di ciò, è stato possibile ottenere una risoluzione temporale intrinseca inferiore ai 50 ps e un'efficienza del 99.9%, come mostrato in Figura 2.11 [28].

2.3.2 Identificazione di particelle con il TOF

Sapendo che il campo magnetico interno ad ALICE è al più 0.5 T si può facilmente risalire all'impulso trasverso minimo di cui dev'essere dotata una particella per raggiungere il TOF, ovvero $p_{T_{min}} \simeq 300 \text{ MeV}/c$ ¹³. Misurando il tempo di volo t con il TOF, e conoscendo la lunghezza L della traiettoria e il momento p della particella grazie ai *tracking*

¹³Il valore di $p_{T_{min}}$ risulta leggermente più elevato per kaoni e protoni a causa della loro maggiore perdita di energia a basso momento, risultando rispettivamente in $p_{T_{min,K}} \simeq 350 \text{ MeV}/c$ e $p_{T_{min,p}} \simeq 450 \text{ MeV}/c$

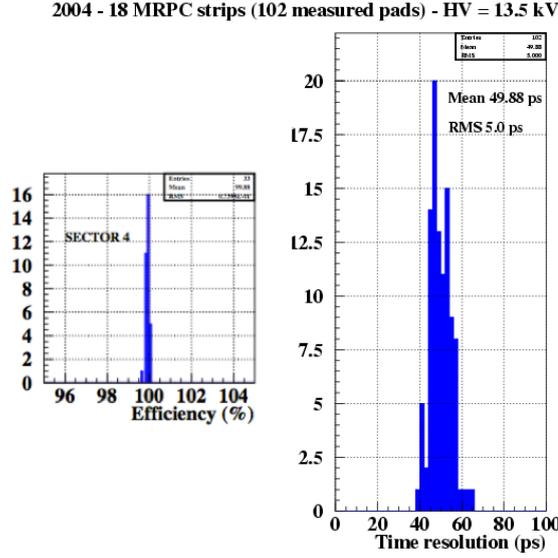


Figura 2.11: Risultati dei test sulle MRPC del TOF che mostrano la media dell'efficienza e della risoluzione temporale.

detectors, è possibile risalire alla massa della particella e quindi al tipo di particella in questione, utilizzando il fatto che $E = \gamma mc^2$ e l'equazione relativistica $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$. Misurando la velocità come $v = L/t$ si ottiene

$$m^2 = \frac{p^2}{c^2} \left(\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1 \right). \quad (2.2)$$

Dalla 2.2 si può dunque risalire ai contributi che portano all'incertezza sperimentale sulla misura della massa, ovvero

$$\frac{\delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p} \right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta L}{L} \right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta t}{t} \right)^2}, \quad (2.3)$$

dove

$$\gamma^2 = 1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} = \frac{1}{1 - \beta^2}.$$

Dall'Equazione 2.3 si può dedurre che la qualità dell'identificazione della particella in base al tempo di volo determinato dal TOF, quindi tenendo in considerazione solo la derivata parziale della massa sui tempi, peggiora all'aumentare del momento p . Sempre dalla relazione 2.2 si evince che il tempo di volo di una particella risulta

$$t = \frac{L}{c} \sqrt{\frac{m^2 c^2}{p^2} + 1}, \quad (2.4)$$

e nel limite $m^2 c^2 / p^2 \rightarrow 0$ (quindi a impulsi elevati), espandendo in serie di Taylor, si ottiene:

$$t = \frac{L}{c} \left(1 + \frac{m^2 c^2}{2p^2} \right).$$

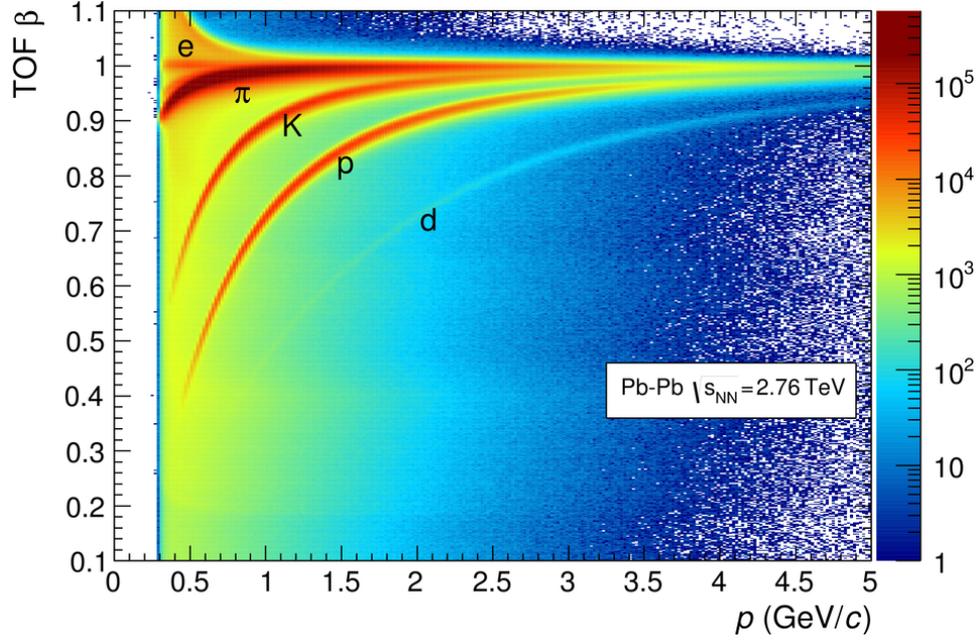


Figura 2.12: Velocità β calcolata basandosi sui tempi t_{TOF} misurati dal TOF in funzione del momento in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

Quindi per due particelle di massa differente m_1 e m_2 , ma aventi lo stesso impulso $p_1 \simeq p_2 \simeq p$ e aventi la stessa lunghezza della traiettoria L , la differenza dei tempi di volo risulta

$$t_2 - t_1 = \frac{L}{2c} \left(\frac{m_1^2 c^2 - m_2^2 c^2}{p^2} \right). \quad (2.5)$$

Questa differenza, divisa per la risoluzione del tempo di volo δt , esprime il numero di deviazioni standard che misura la capacit  del TOF di separare due particelle differenti

$$n_\sigma = \frac{t_2 - t_1}{\delta t}, \quad (2.6)$$

dove δt   la risoluzione temporale. Da queste ultime relazioni   possibile valutare la separazione in σ di particelle differenti a impulso e lunghezza di traccia fissate [29].

La prestazione del TOF   mostrata in Figura 2.12, dove si pu  osservare la velocit  β in funzione del momento p , misurato dalla TPC. Con una risoluzione temporale di ≈ 80 ps, si pu  ottenere una separazione maggiore di 3σ per pioni e kaoni fino a 2.5 GeV/c e per kaoni e protoni fino a 4 GeV [30].

Capitolo 3

Determinazione della risoluzione temporale del TOF

3.1 Incertezza σ_{PID} sull'identificazione delle particelle nel TOF

Come è stato anticipato nel Paragrafo 2.3.2 la capacità del TOF di separare particelle di specie differenti è strettamente correlata alla risoluzione temporale δt , che d'ora in avanti sarà identificata con σ_{PID} , presente in Equazione 2.6, di seguito riportata:

$$n_\sigma = \frac{t_2 - t_1}{\delta t}.$$

Lo scopo della presente tesi è appunto la determinazione di tale $\delta t = \sigma_{PID}$, sul campione di dati raccolti in collisioni Pb-Pb alla massima energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV a LHC, per misurare la capacità di separazione delle particelle del TOF di ALICE. Questo risultato può essere raggiunto mediante l'analisi delle tracce ottenute in una collisione e in particolare dall'analisi della distribuzione della variabile $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}$.

Il termine $t_{exp,i}$ esprime la stima del tempo necessario per una particella di massa m_i e impulso p a percorrere la porzione di traiettoria tra il vertice di interazione primario associato alla traccia e il volume sensibile del rivelatore TOF. Per calcolare con precisione t_{exp} è necessario considerare, oltre all'impulso p e alla massa m_i , anche la variazione di momento p dovuta alla perdita di energia per ionizzazione subita dalla particella nei rivelatori più interni. Si può dunque esprimere $t_{exp,i}$ come una somma di intervalli temporali Δt_i , in cui la particella di massa m_i percorre una frazione di traccia di lunghezza ΔL_k a momento fissato p_k , ovvero:

$$t_{exp,i} = \sum_k \Delta t_{i,k} = \sum_k \frac{\sqrt{p_k^2 + m_i^2}}{p_k} \Delta L_k, \quad (3.1)$$

in cui la $\Delta t_{i,k}$ è ricavata dalla 2.4, considerando p_k costante in ogni intervallo temporale [31].

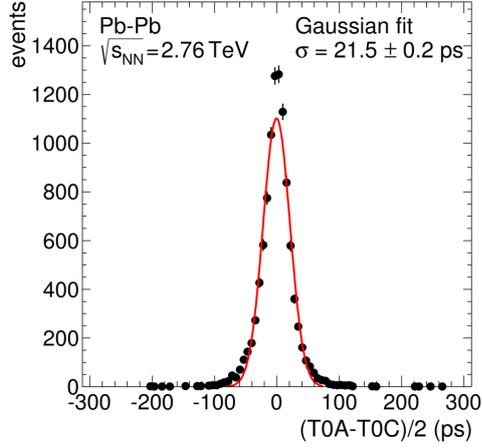


Figura 3.1: Risoluzione del rivelatore T0 per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, misurata come semi-dispersione dei segnali registrati in T0A e T0C.

La quantità t_0 è l'istante corrispondente alla collisione di due nuclei ed è il tempo rispetto al quale riferire le misure del tempo di volo delle tracce. La misura di t_0 è fornita dal rivelatore T0, che, per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, ha un'efficienza del 100% in un range di centralità 0%-60%¹ e una risoluzione σ_{T0} di 20-25 ps [30] come mostrato in Figura 3.1. Il compito della determinazione di t_0 è assegnato anche al TOF stesso tramite l'utilizzo di un algoritmo basato sulla minimizzazione del χ^2 sulle possibili ipotesi di massa di tutte le tracce presenti in un evento [32]. Questo è particolarmente utile nei casi in cui il rivelatore T0 non fornisca segnali, specialmente in collisioni periferiche o in collisioni p-p in cui l'efficienza cala notevolmente².

Infine, t_{TOF} è l'istante di tempo in cui la particella raggiunge il rivelatore TOF, misurato dal TOF stesso.

La deviazione standard sulla distribuzione di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}$, corrispondente alla risoluzione $\sigma_{PID,i}$, è

$$\sigma_{PID,i}^2 = \sigma_{TOF}^2 + \sigma_{t_{exp,i}}^2 + \sigma_{T0}^2. \quad (3.2)$$

Per valutare quindi la capacità di separazione delle diverse specie di particelle del TOF, espressa da $\sigma_{PID,i}$, è necessario determinare con precisione le risoluzioni σ_{TOF}^2 , $\sigma_{t_{exp,i}}^2$ e σ_{T0}^2 .

L'incertezza $\sigma_{t_{exp,i}}$ sulla misura di t_{exp} può essere ottenuta dall'Equazione 3.1. Considerando trascurabile l'incertezza $\delta\Delta L_k$ sulla frazione di lunghezza di traccia ΔL_k , si ottiene

$$\sigma_{t_{exp,i}} = \sum_k \left[\frac{\delta p_k m_i^2}{(p_k^2 + m_i^2)} \frac{\sqrt{p_k^2 + m_i^2}}{p_k} \Delta L_k \right] = \frac{\delta p}{p} \frac{t_{exp,i}}{\left(1 + \frac{p^2}{m_i^2}\right)}, \quad (3.3)$$

¹L'efficienza cala notevolmente al 50% per collisioni aventi centralità intorno al 90%

²Infatti l'efficienza nel caso di collisioni p-p a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV risulta essere del 50% se si richiede il segnale combinato di T0A e T0C, mentre è del 70% se è richiesto solamente uno dei due contatori.

in cui l'ultimo passaggio è giustificato dal fatto che lungo la traccia $\delta p_k/p_k^2$ è approssimativamente costante e in particolare $\delta p_k/p_k^2 \sim \delta p/p^2 \sim 1\%$, che è l'incertezza sulla misura dell'impulso del sistema di *tracking* di ALICE. Si può concludere che, poiché per $p \rightarrow \infty$ $t_{exp,i}$ tende ad un valore fissato, per $p \rightarrow \infty$ $\sigma_{t_{exp,i}} = \mathcal{O}(1/p)$, che si traduce nella trascurabilità dell'incertezza legata al tempo atteso per impulsi elevati.

La risoluzione σ_{TOF} sulla misura di t_{TOF} è determinata da vari contributi:

$$\sigma_{TOF}^2 = \sigma_{MRPC}^2 + \sigma_{elec}^2 + \sigma_{clock}^2 + \sigma_{cal}^2,$$

dove σ_{MRPC} è la risoluzione intrinseca dell'elemento rivelatore MRPC (inferiore ai 50 ps), σ_{elec} considera il *jitter*³ temporale intrinseco degli elementi di amplificazione (~ 20 ps) e dei convertitori *time-to-digital* (~ 30 ps), σ_{clock} è legato alle fluttuazioni del segnale di clock di LHC (~ 15 ps) e infine σ_{cal} include incertezze residue sulla calibrazione del rivelatore TOF [32]. La risoluzione σ_{TOF} , tenendo conto di tutti questi contributi, è stata valutata sui dati raccolti sino al 2013 $\sigma_{TOF} \sim 80$ ps.

Infine, la risoluzione σ_{T_0} , menzionata precedentemente, in collisioni Pb-Pb *minimum bias* è mediamente 20 ps.

3.2 Misura dell'incertezza $\sigma_{PID,\pi}$

I dati analizzati nella presente tesi, raccolti durante il 2015 durante il *run 2* dell'esperimento ALICE, sono relativi a collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, sia in collisioni *minimum bias* (nessuna selezione in centralità) sia selezionando due intervalli di centralità specifici, ovvero 0-20% e 60-100%, corrispondenti rispettivamente a collisioni centrali e a collisioni periferiche. A seconda dell'intervallo di centralità utilizzato si ha un numero di eventi e di tracce differente:

Intervallo di centralità	numero di eventi n_{ev}	numero di tracce n_{trk}
<i>minimum bias</i>	233599	47144662
0-20%	47022	28879550
60-100%	92480	1351755

Per lo studio della distribuzione di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,i}$ è stato preso come riferimento $t_{exp,\pi}$, relativo all'ipotesi di massa dei pioni. Infatti i pioni, in quanto specie più abbondante negli stati finali delle collisioni Pb-Pb e con minori effetti dovuti alla perdita di energia, rappresentano il riferimento ottimale per questo studio. Ciò che ci si aspetta è dunque che la distribuzione di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ relativa al segnale dei pioni sia una funzione gaussiana centrata sullo zero (se $t_{exp,\pi}$ è stato stimato correttamente, ossia risulta effettivamente la media del segnale $t_{TOF} - t_0$ dei pioni). Invece le funzioni gaussiane relative a kaoni e protoni a bassi impulsi, cioè quando i tempi di volo sono notevolmente diversi, in particolare maggiori, rispetto a $t_{exp,\pi}$, dovrebbero essere centrate su valori maggiori di zero. Questo comportamento può essere osservato in Figura 3.2, in cui sono riportate le occorrenze di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ in un due intervalli di impulsi differenti.

³Il *jitter* temporale è la deviazione dalla periodicità ideale di un segnale periodico

Lo studio è stato fatto a partire da impulsi trasversi $p_T > 0.3$ GeV/c, in quanto particelle aventi un impulso inferiore non riescono a raggiungere il TOF a causa della curvatura della traccia nel campo magnetico di ALICE [33].

3.2.1 Analisi del segnale totale di π , K e p in collisioni *minimum bias*

È stato fatto un fit sulla distribuzione di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$, utilizzando tre funzioni gaussiane centrate sulla posizione attesa per il segnale di π , K e p, sommate a un segnale di fondo (dovuto a tracce non correttamente associate in fase di *tracking* a un segnale sul TOF) parametrizzato con un offset costante ("pol0")⁴. In realtà le gaussiane presentano nella parte destra una coda esponenziale, i cui effetti nel fit sono stati considerati per la funzione gaussiana dei pioni, che dovrà fornire le informazioni sulla σ_{PID} .

Come previsto, si è potuto osservare che i pioni risultano essere separati per più di 3σ dai kaoni fino a impulsi trasversi $p_T < 2.5$ GeV/c e i kaoni dai protoni fino a $p_T < 4.5$ GeV/c, come mostrato in Figura 3.3, consistentemente con quanto aspettato e con il miglioramento della risoluzione σ_{TOF} , come sarà discusso nel Paragrafo 3.4. Sempre in Figura 3.3a si può notare come le funzioni gaussiane a bassi impulsi trasversi si allarghino in funzione della massa della particella a causa di una maggior incertezza $\sigma_{t_{exp,i}}$ per particelle di massa maggiore, come si evince dall'Equazione 3.3. Questo comportamento si perde a impulsi trasversi più elevati, in quanto il momento p prevale nettamente sulla massa m_i e porta $\sigma_{t_{exp,i}}$ a valori trascurabili per tutte le particelle.

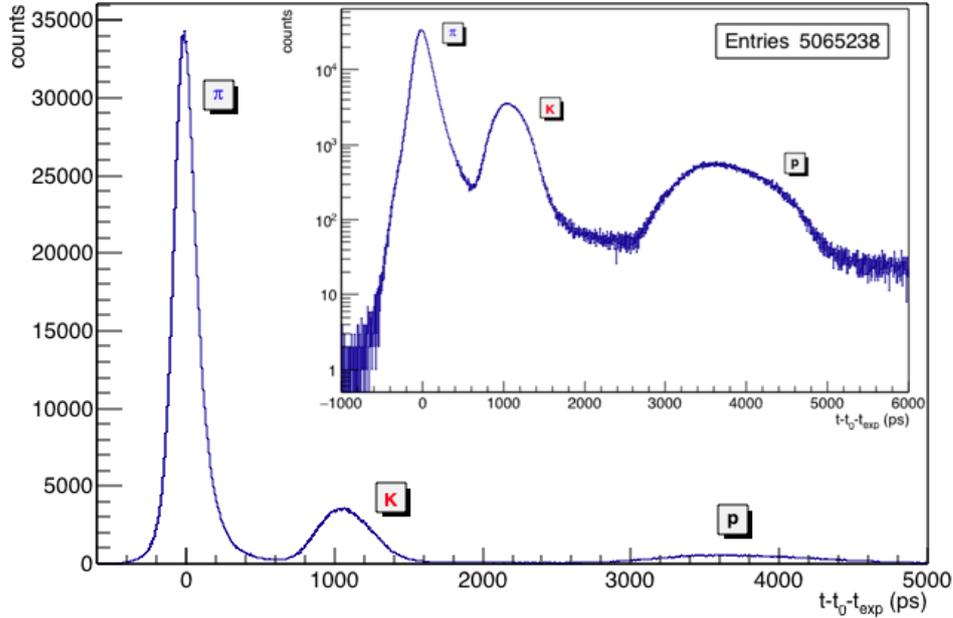
In Tabella 3.1 sono riportate la media e la deviazione standard della funzione gaussiana dei π mentre in Figura 3.4a sono mostrati i risultati dell'andamento della deviazione standard $\sigma_{PID,\pi}$ della gaussiana dei pioni in funzione dei vari intervalli di impulso trasverso. Si può osservare una diminuzione di tale parametro all'aumentare dell'impulso trasverso fino al valore di $p_T \sim 2.6$ GeV/c, ovvero fino a quando è possibile una buona separazione tra π e K. Questo è consistente con la stima degli errori sull'identificazione delle particelle nelle Equazioni 3.2 e 3.3. Infatti, come si può vedere nell'Equazione 3.3, all'aumentare dell'impulso trasverso $\sigma_{t_{exp,\pi}}$ diminuisce.

Sempre in Tabella 3.1 è riportata l'incidenza del segnale di fondo sul segnale rivelato dal TOF e si osserva che il segnale di fondo costituisce in genere una parte trascurabile del segnale di fondo, che risulta dell'ordine del millesimo.

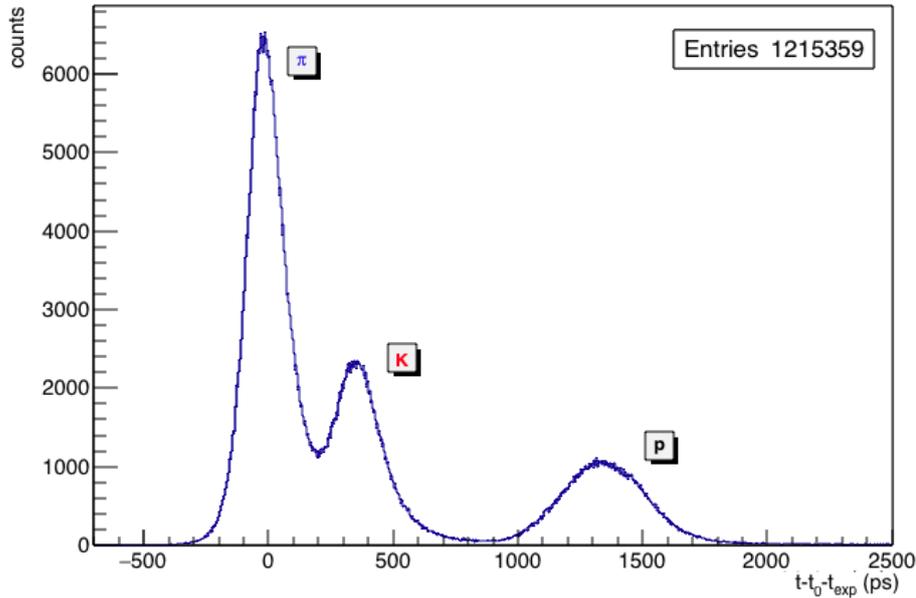
3.2.2 Analisi del segnale dei π in collisioni *minimum bias*

Successivamente è stato effettuato un fit su una regione più ristretta, ovvero da -300 ps a 50 ps, utilizzando una funzione gaussiana con coda esponenziale sulla destra sovrapposta ad un offset costante. Come si può vedere da Figura 3.4b l'andamento della $\sigma_{PID,\pi}$ risulta replicare quello di Figura 3.4a, anche se con meno fluttuazioni dato che il fit è effettuato su un intervallo ristretto e ci sono meno parametri di fit liberi.

⁴Si è osservato che la parametrizzazione del segnale di fondo con un polinomio di primo grado non porta a differenze apprezzabili

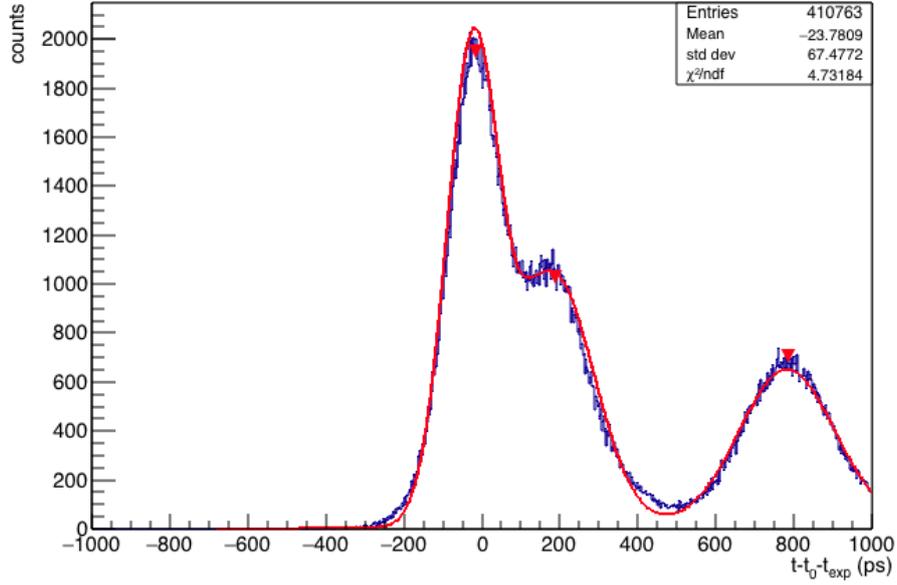


(a) Istogramma in scala lin-lin in un intervallo di impulsi trasversi $1.0 < p_T < 1.2$ GeV/c in cui i segnali di π , K e p sono nettamente separati. Nell'inserto lo stesso istogramma è in scala log-lin ed è ben visibile il segnale di fondo.

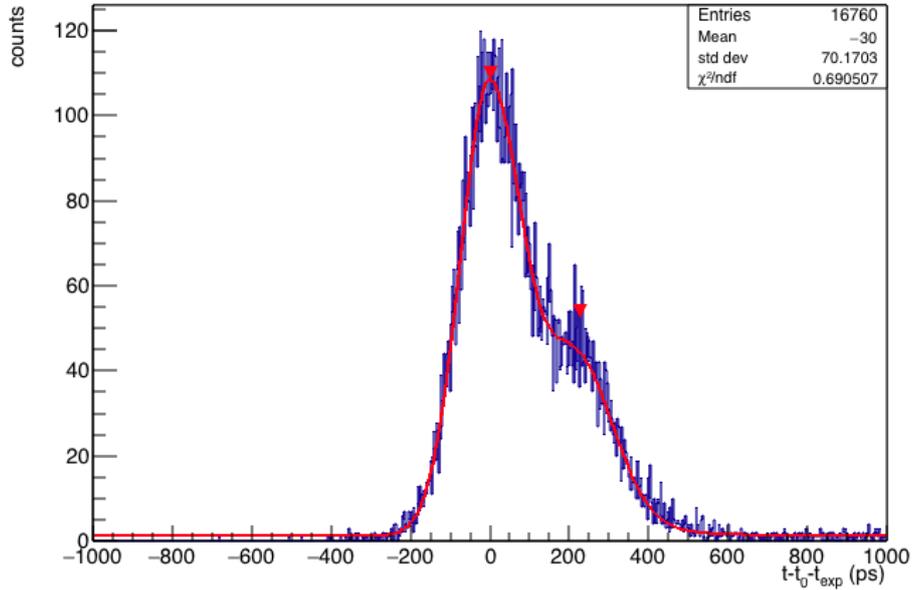


(b) Istogramma in scala lin-lin in un intervallo di impulsi trasversi $1.8 < p_T < 2$ GeV/c. I segnali di π e K risultano già parzialmente sovrapposti.

Figura 3.2: Occorrenze di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ in due intervalli di impulsi trasversi differenti. Si possono distinguere chiaramente i tre segnali relativi ai contributi di π , K e p.



(a) Distribuzione $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ in un intervallo di impulso trasverso $2.4 < p_T < 2.6$ GeV/c. Si osserva la separazione tra pioni e kaoni per più di 3σ e l'incremento di $\sigma_{PID,i}$ all'aumentare della massa m_i .



(b) Distribuzione $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ in un intervallo di impulso trasverso $4.4 < p_T < 4.6$ GeV/c. Si osserva la separazione tra kaoni e protoni per più di 3σ .

Figura 3.3: Distribuzione $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ in due intervalli differenti d'impulso trasverso, corrispondenti a quelli in cui si osserva una separazione tra π e K e tra p e K maggiore di 3σ . Nei riquadri in alto a destra *mean* e *std dev* si riferiscono alla media e alla deviazione standard della funzione gaussiana utilizzata per descrivere il segnale dei pioni.

Intervallo di p_T (GeV/c)	Media (ps)	Dev std $\sigma_{PID,\pi}$ (ps)	Fondo/segnale
0.3-0.5	-14.148 ± 0.049	95.788 ± 0.030	1.73%
0.5-0.6	-6.741 ± 0.067	86.387 ± 0.069	0.12%
0.6-0.7	-8.530 ± 0.069	83.794 ± 0.072	0.06%
0.7-0.9	-9.443 ± 0.057	82.599 ± 0.058	0.03%
0.9-1.0	-9.451 ± 0.091	81.578 ± 0.094	0.06%
1.0-1.2	-10.073 ± 0.075	80.826 ± 0.077	0.04%
1.2-1.4	-10.031 ± 0.092	79.719 ± 0.090	0.06%
1.4-1.6	-13.049 ± 0.099	75.687 ± 0.072	0.08%
1.6-1.8	-12.805 ± 0.125	75.675 ± 0.089	0.13%
1.8-2.0	-12.535 ± 0.112	75.472 ± 0.074	0.19%
2.0-2.2	-17.028 ± 0.182	72.155 ± 0.127	0.23%
2.2-2.4	-22.994 ± 0.254	68.364 ± 0.188	0.28%
2.4-2.6	-23.78 ± 0.30	67.477 ± 0.222	0.35%
3.6-3.8	2.85 ± 1.55	81.87 ± 1.35	-
3.8-4.0	0.75 ± 1.78	81.81 ± 1.42	-
5.0-5.5	13.05 ± 0.71	73.55 ± 1.17	-
5.5-6.0	23.98 ± 0.98	77.77 ± 1.65	-
8.0-9.0	-8.2 ± 3.1	76.3 ± 3.5	-
9.0-10.0	-16.4 ± 3.6	65.1 ± 4.9	-

Tabella 3.1: Media e deviazione standard della gaussiana utilizzata per descrivere il segnale dei π ottenute con un fit globale sul segnale di π , K e p. Sono mostrati i risultati per un range di impulso trasverso $0.3 < p_T < 2.6$ GeV/c e una selezione di valori per impulsi trasversi $2.6 < p_T < 10$ GeV/c. Nella colonna "fondo/segnale" è inoltre indicata la percentuale di segnale di fondo sul segnale dei π , ottenuta facendo il rapporto dell'integrale della funzione gaussiana del segnale dei π sull'integrale del fondo sull'intervallo $[-3\sigma_{PID,\pi}, 3\sigma_{PID,\pi}]$. I valori non inclusi nella colonna sono relativi a intervalli di impulso trasverso in cui non è presente statistica sufficiente per assicurare un fit affidabile sul segnale di fondo.

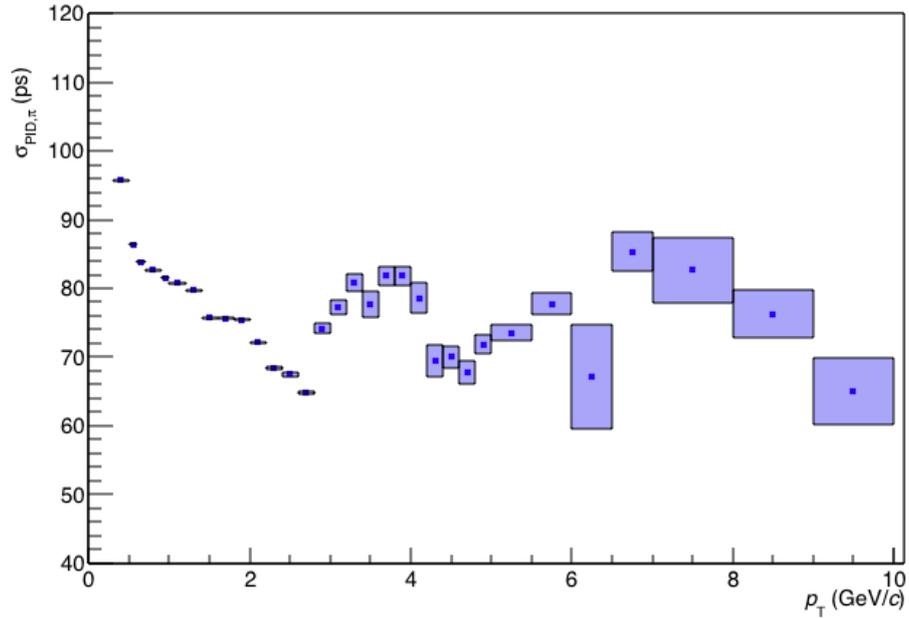
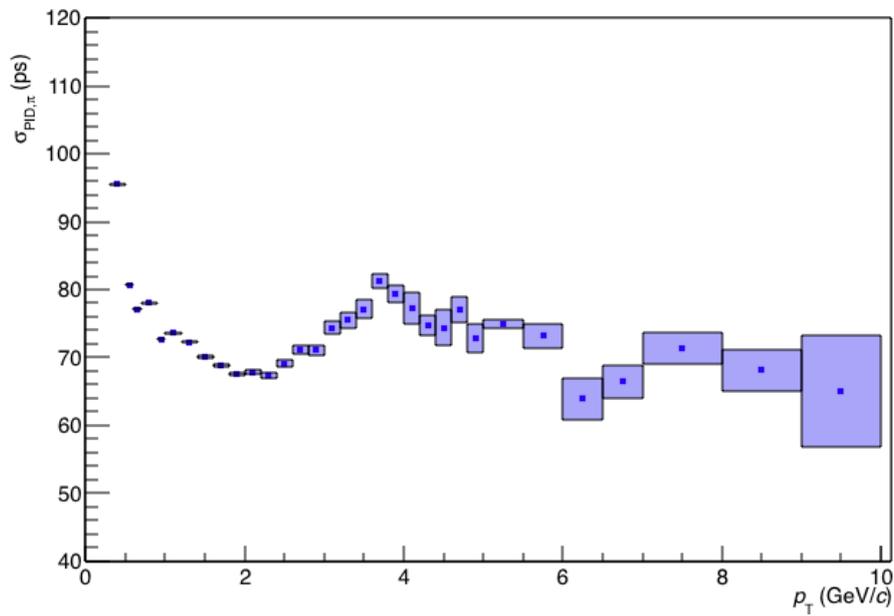

 (a) Fit su tutto il segnale dei π , K e p.

 (b) Fit su un intervallo ristretto del segnale dei π (tra -300 e 50 ps).

 Figura 3.4: Deviazione standard $\sigma_{PID,\pi}$ della gaussiana dei pioni in funzione dell'impulso trasverso nel range $0.3 < p_T < 10$ GeV/c.

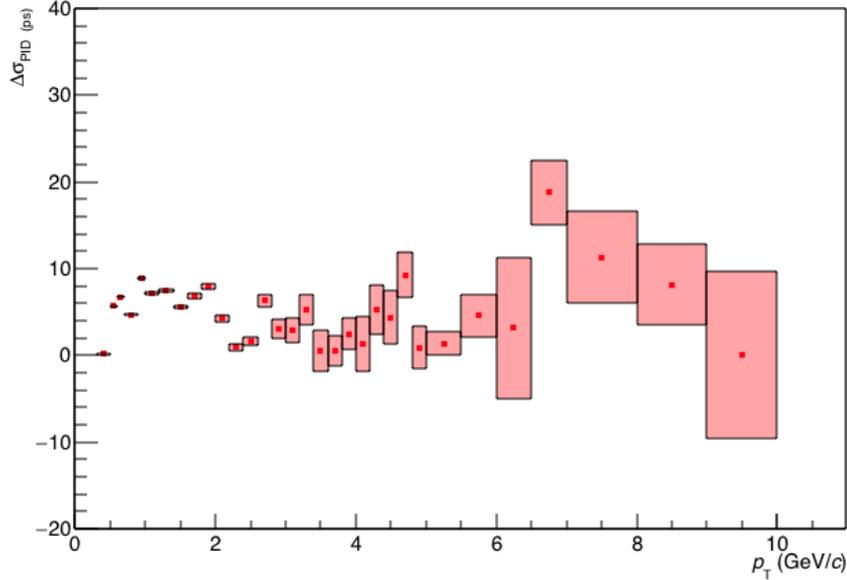


Figura 3.5: Differenza $\Delta\sigma_{PID,\pi}$ tra i risultati dei due fit in funzione dell'impulso trasverso nell'intervallo $0.3 < p_T < 10$ GeV/c.

3.2.3 Differenza $\Delta\sigma_{PID,\pi}$ tra le due analisi in collisioni *minimum bias*

Le differenze $\Delta\sigma_{PID,\pi}$ tra i risultati della $\sigma_{PID,\pi}$ ottenuti per il fit su tutto il segnale e quelle ottenute effettuando il fit solo sul segnale dei π , mostrate in Figura 3.5, sono state valutate per impulsi trasversi $0.3 < p_T < 10$ GeV/c. Per ottenere una stima della $\Delta\sigma_{PID,\pi}$ tra i due fit ne è stata calcolata la media pesata, che risulta:

$$\langle \Delta\sigma_{PID,\pi} \rangle \sim 4.4 \text{ ps.} \quad (3.4)$$

3.2.4 Analisi del segnale dei π in collisioni centrali e periferiche

Successivamente è stata fatta un'analisi dei dati selezionando solo precisi intervalli di centralità significativi, ovvero 0-20% corrispondente agli eventi più centrali e 60-100% corrispondente agli eventi più periferici. È stato fatto un fit sul segnale dei π da -300 ps a 50 ps, scelta giustificata dal fatto che il relativamente scarso numero di occorrenze per gli eventi periferici avrebbe reso poco significativo un fit su tutto il segnale. I risultati sulla risoluzione $\sigma_{PID,\pi}$ sono mostrati in Figura 3.6 solamente per impulsi trasversi $0.3 < p_T < 4$ GeV/c, in quanto la statistica disponibile per $p_T > 4$ GeV/c in collisioni periferiche è troppo limitata.

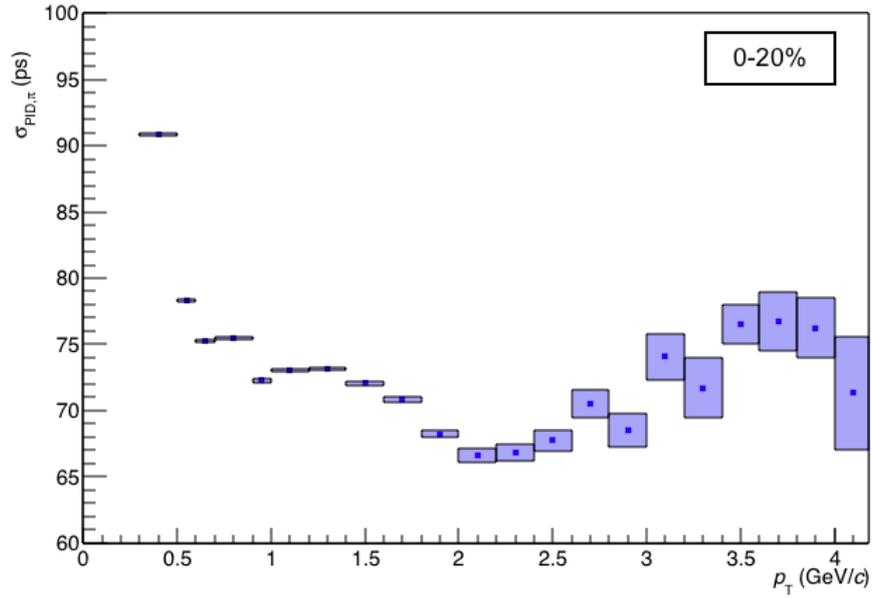
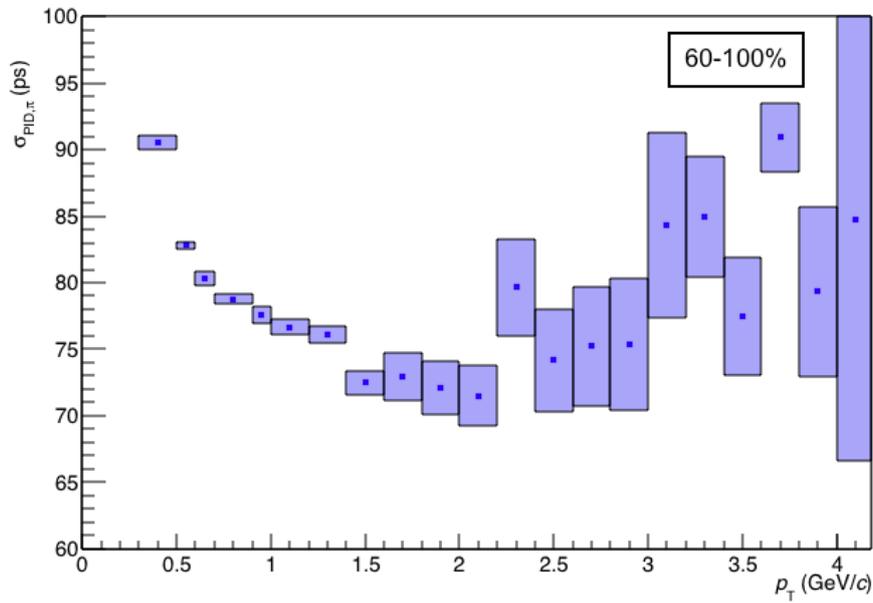

 (a) $\sigma_{PID,\pi}$ per eventi centrali 0-20%.

 (b) $\sigma_{PID,\pi}$ per eventi periferici 60-100%.

 Figura 3.6: Deviazione standard $\sigma_{PID,\pi}$ della gaussiana dei pioni in funzione dell'impulso trasverso nell'intervallo $0.3 < p_T < 4$ GeV/c in differenti intervalli di centralità.

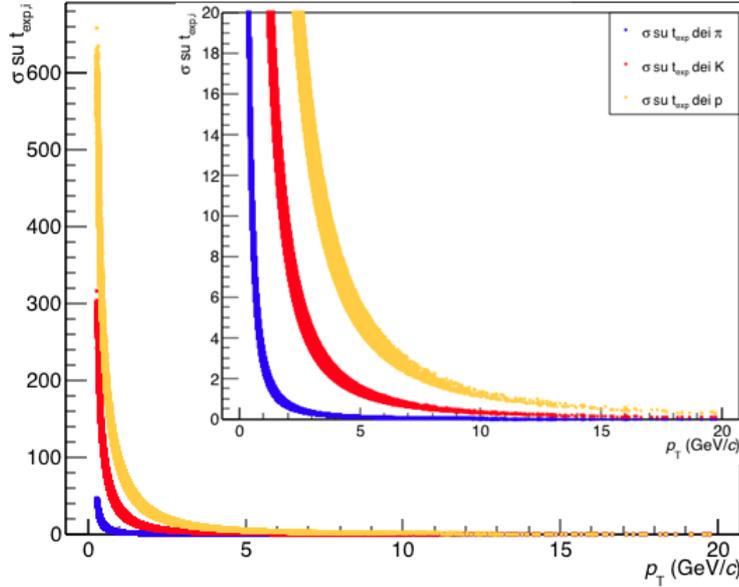


Figura 3.7: $\sigma_{t_{exp,i}}$ per π (blu), K (rosso) e p (giallo) in funzione dell'impulso trasverso p_T . Nel riquadro è mostrato lo stesso grafico nel range ristretto in y $0 < \sigma_{t_{exp,i}} < 20$ ps.

3.3 Andamento di $\sigma_{t_{exp,i}}$ in funzione dell'impulso

Nel Paragrafo 3.1 è stata stimata l'incertezza $\sigma_{t_{exp,i}}$ sul tempo atteso di una particella di massa m_i . L'equazione 3.3, di seguito richiamata, descrive l'andamento di tale incertezza in funzione dell'impulso e della sua incertezza $\delta p/p^2 = 1\%$:

$$\sigma_{t_{exp,i}} = 1\% \cdot p \frac{t_{exp,i}}{\left(1 + \frac{p^2}{m_i^2}\right)},$$

dove è stata effettuata la sostituzione $\delta p/p \sim p/100$ per quanto osservato sempre nel Paragrafo 3.1. Come già detto, ci si aspetta che $\sigma_{t_{exp,i}}$ tenda a zero all'aumentare dell'impulso trasverso e che questo avvenga prima per particelle più leggere, come i pioni.

La Figura 3.7 mostra l'andamento di $\sigma_{t_{exp,i}}$, per tre diverse ipotesi di massa m_i , in funzione dell'impulso trasverso. Dalla figura risulta evidente che, come atteso dall'Equazione 3.3, $\sigma_{t_{exp,i}}$ aumenta all'aumentare della massa, a parità di impulso trasverso. Si nota inoltre come $\sigma_{t_{exp,\pi}}$ sia inferiore ai 2 ps per impulsi trasversi $p_T > 1.5$ GeV/c, il che giustifica la trattazione che verrà fatta nel Paragrafo 3.4, in cui $\sigma_{t_{exp,\pi}}$ sarà considerato trascurabile per valori d'impulso sufficientemente elevati.

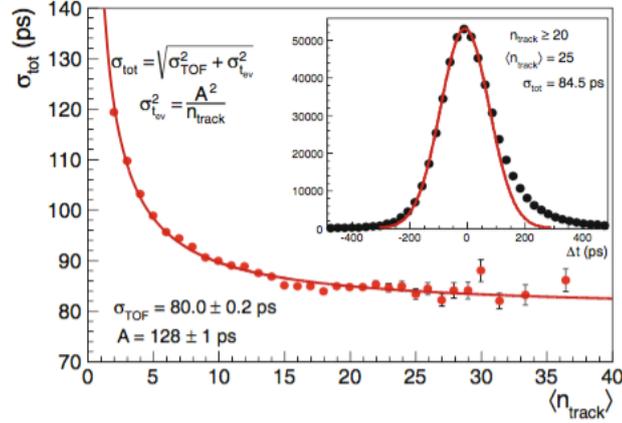


Figura 3.8: Risoluzione $\sigma_{PID,\pi}$ in funzione del numero di tracce rivelate per il singolo evento per $0.95 < p_T < 1.05$ GeV/c in collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. In alto a destra è presente l'istogramma di $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ per un evento con numero di tracce medio $\langle n_{track} \rangle = 25$, sufficiente per rendere trascurabile σ_{t0} .

3.4 Risultati

Gli andamenti mostrati in Figura 3.4 mostrano una graduale diminuzione della $\sigma_{PID,\pi}$ ad eccezione che negli intervalli di impulso trasverso in cui le funzioni gaussiane si sovrappongono. Si notano infatti due aumenti della $\sigma_{PID,\pi}$ corrispondenti agli impulsi trasversi per i quali il segnale dei K inizia a "confondersi" con quello dei π (quindi per impulsi trasversi $p_T \sim 2.5$ GeV/c e a quelli per i quali il segnale dei protoni inizia a confondersi con quello di π e K (per $p_T \sim 4.5$ GeV/c). Questi effetti risultano meno marcati nel fit effettuato solo sui π poiché in esso la coda destra della gaussiana, che è quella che effettivamente risente della sovrapposizione del segnale dei π con quello di K e p , è esclusa dal fit.

Inoltre, osservando in Figura 3.6 l'andamento di $\sigma_{PID,\pi}$ per i due intervalli di centralità selezionati, si può vedere come gli eventi più centrali mostrino una $\sigma_{PID,\pi}$ inferiore di 4-5 ps rispetto agli eventi periferici. Questo fatto è giustificato da un'incertezza σ_{t0} che risulta più bassa per gli eventi più centrali, grazie al maggior numero di tracce prodotte.

Quello che è stato osservato con entrambi i fit è come la risoluzione $\sigma_{PID,\pi}$ tenda, già per impulsi trasversi $p_T > 2.2$ GeV/c, a valori inferiori ai 70 ps. La tendenza a questo valore viene recuperata successivamente all'unificazione dei segnali a impulsi trasversi molto elevati. Questo valore di σ_{PID} fornisce in realtà indirettamente un valore per la risoluzione intrinseca σ_{TOF} , che in studi basati su campioni di dati del 2013 è valutata è valutata $\sigma_{TOF} \sim 80$ ps. Infatti, richiamando le considerazioni del Paragrafo 3.3, si può vedere come $\sigma_{t_{exp,\pi}}$ sia trascurabile già per impulsi trasversi $p_T > 1.5$ GeV/c. A impulsi trasversi elevati dunque, l'Equazione 3.2 può essere approssimata come

$$\sigma_{PID,\pi}^2 \approx \sigma_{TOF}^2 + \sigma_{T0}^2, \quad (3.5)$$

che contiene due termini di risoluzioni intrinseche strumentali. Minimizzando il contri-

buto di $\sigma_{t_{exp,\pi}}$ si possono quindi ottenere informazioni ulteriori sulle risoluzioni del TOF e del T0. Nel caso di collisioni Pb-Pb basta notare che in Equazione 3.5 nella somma in quadratura il termine $\sigma_{T0} \sim 20$ ps risulta trascurabile rispetto a σ_{TOF} ⁵.

In queste condizioni si può assumere $\sigma_{PID} \approx \sigma_{TOF}$, e quindi l'informazione sulla σ_{PID} a impulsi trasversi sufficientemente alti (per minimizzare il contributo di $\sigma_{t_{exp,i}}$) consente di isolare il termine di risoluzione temporale del TOF, σ_{TOF} . In particolare, lo studio presentato in questa tesi conduce ad un valore di σ_{TOF} migliore di 70 ps. Questo risultato evidenzia un miglioramento, dovuto sostanzialmente all'introduzione di calibrazioni via via più raffinate dei rivelatori (sia del TOF che dei *tracking detectors*), sulla risoluzione rispetto a quanto osservato in [33, 34], in cui σ_{TOF} era valutata circa 80 ps, come mostrato in Figura 3.8.

Infine, in base ai risultati ottenuti nel Paragrafo 3.2.3, si osserva che questo miglioramento della risoluzione non dipende dalla scelta della funzione di fit, poiché la differenza osservata tra le risoluzioni ottenute nei due approcci presi in esame è inferiore ai 5 ps.

⁵Infatti prendendo $\sigma_{T0} \sim 20$ e fissando σ_{TOF} a 70 ps, il valore di σ_{PID} risulta di 72.8 ps, il che mostra che il peso di σ_{T0} è notevolmente inferiore rispetto a quello di σ_{TOF}

Conclusioni

Dopo aver esaminato i vari contributi dell'errore σ_{PID} sull'identificazione delle particelle con il rivelatore a Tempo di Volo (TOF) di ALICE a LHC, nella presente tesi è stata analizzata la distribuzione del segnale $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$, che esprime la differenza tra l'intervallo di tempo $t_{TOF} - t_0$, misurato utilizzando le informazioni del rivelatore TOF e del rivelatore T0, e $t_{exp,\pi}$, ovvero il tempo necessario per un pione di impulso p per percorrere la porzione di traiettoria tra il punto di interazione, al momento della collisione, e il rivelatore TOF. È stata osservata, come atteso, una separazione del segnale dei π dai K fino a impulsi trasversi di circa 2.5 GeV/c e dei protoni dal segnale di K e π fino a circa 4.5 GeV/c. L'andamento della $\sigma_{PID,i}$ risulta qualitativamente concorde con la stima effettuata: infatti $\sigma_{PID,i}$ cresce all'aumentare della massa m_i della particella presa in esame a bassi impulsi trasversi ma ad impulsi trasversi elevati tende ad un valore comune per tutte le particelle, presentando solo i contributi di risoluzione σ_{TOF} e σ_{T0} , che indicano rispettivamente l'incertezza sul tempo t_{TOF} , misurato dal rivelatore TOF, e l'incertezza sul t_0 , misurato dal rivelatore T0, e sono dipendenti solamente dalle caratteristiche di questi rivelatori. Ad alti impulsi, infatti, il contributo di $\sigma_{t_{exp,i}}$ risulta trascurabile e questo permette di stimare indirettamente σ_{TOF} basandosi sull'andamento della $\sigma_{PID,i}$ all'aumentare dell'impulso.

In particolare nella presente tesi si è stimato σ_{TOF} tramite un'analisi sui dati e sulla distribuzione $t_{TOF} - t_0 - t_{exp,\pi}$ e si è osservato un miglioramento della risoluzione σ_{TOF} del TOF, valutata ora migliore di 70 ps, rispetto a quella di circa 80 ps stimata su dati raccolti nel 2013 per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

Bibliografia

- [1] Wolfgang Pauli. «The connection between spin and statistics». In: *Phys. Rev.* 58.8 (1940), pp. 716–722.
- [2] Emmy Noether. «Invariante Variationsprobleme». In: *Nachr. D. König. Gesellsch. D. Wiss. Zu Göttingen, Math-phys. Klasse* (1918), pp. 235–257.
- [3] H.David Politzer. «Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?» In: *Phys. Rev. Lett* 30.1346 (1973).
- [4] Frank Wilczek David J. Gross. «Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories». In: *Phys. Rev. Lett* 30.1343 (1973).
- [5] Siegfried Bethke. «Experimental Tests of Asymptotic Freedom Experimental Tests of Asymptotic Freedom». In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 58 (2007), pp. 351–386.
- [6] Johann Rafelski Jean Letessier. «Hadrons and Quark-Gluon Plasma». In: Cambridge University Press, 2002, p. 91.
- [7] Xiangdong Ji. «Quark-Gluon Plasma and the Early Universe». Lecture Notes.
- [8] K. Johnson et al. A. Chodos R. L. Jaffe. «New extended model of hadrons». In: *Phys. Rev. D* 9 (1974).
- [9] Frithjof Karsch. «Lattice QCD at High Temperature and Density». In: *Lect. Notes Phys.* 583 (2002), pp. 209–249.
- [10] Dipali Palb et al. Munshi Golam Mustafaa. «Radiative Energy-Loss of Heavy Quarks in a Quark-Gluon Plasma». In: *Phys. Lett. B* 428 (1998), pp. 234–240.
- [11] ALICE Collaboration. «Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE». In: *Phys. Rev. C* 88 (2013).
- [12] Michael L. Miller et al. «Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions». In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), pp. 205–243.
- [13] PHENIX Collaboration. «Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV». In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2001).
- [14] ALICE Collaboration. «Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV». In: *Phys. Lett. B* 720 (2013), pp. 52–62.

- [15] Julius Gronefeld (for the ALICE Collaboration). «The nuclear modification of charged particles in Pb-Pb at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02\text{TeV}$ measured with ALICE». In: *Proceedings of science, Fourth Annual Large Hadron Collider Physics*. Lund, giu. 2016.
- [16] J. Letessier J. Rafelski. «Strangeness and quark–gluon plasma». In: *J. Phys. G* 30.1 (2004).
- [17] ALICE Collaboration. «Production of light nuclei and anti-nuclei in pp and Pb-Pb collisions at LHC energies». In: *Phys. Rev. C* 93.024917 (2015).
- [18] ALICE Collaboration. «Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ ». In: *Phys. Rev. C* 88.044910 (2013).
- [19] Roy A. Lacey Hua-Rong Wei Fu-Hu Liu. «Kinetic freeze-out temperature and flow velocity extracted from transverse momentum spectra of final-state light flavor particles produced in collisions at RHIC and LHC». In: *Eur. Phys. J. A* 52 (2016), p. 102.
- [20] Xabier Cid Vidal Ramon Cid Manzano. URL: http://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.magnetic_multipoles.
- [21] S. R. Klein H. Bichsel D. E. Groom. «Passage of particles through matter». In: *Phys. Lett. B* 592.1 (2004), pp. 242–253.
- [22] Stefaan Tavernier. *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [23] ALICE Collaboration. *ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)*. Rapp. tecn. CERN, 1999.
- [24] J. Ashkin H. Bethe. «Experimental Nuclear Physics». In: a cura di E. Segré. Wiley, 1953.
- [25] ALICE Collaboration. *Technical Design Report of the Time Projection Chamber*. Rapp. tecn. CERN, 1999.
- [26] J. D. Jackson. «Classical Electrodynamics». In: 3^a ed. Wiley, 1999, pp. 637–640.
- [27] Gilda Scioli. «Sviluppo dei rivelatori MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) per il Sistema del Tempo di Volo (TOF) dell’esperimento ALICE a LHC: dalla fase di R&D alla configurazione finale». Tesi di dott. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2005.
- [28] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Sezione di Bologna. URL: <http://www.bo.infn.it/alice/tof-over/>.
- [29] Roberto Preghenella. «The Time-Of-Flight detector of ALICE at LHC: construction, test and commissioning with cosmic rays». Tesi di dott. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2009.
- [30] ALICE Collaboration. «Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC». In: *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014).
- [31] ALICE Collaboration. «Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC». arXiv:1610.03055. 2016.

- [32] ALICE Collaboration. «Particle identification with the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC». In: *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 766 (2014), pp. 288–291.
- [33] A. Akindinov et al. «Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC». In: *Eur. Phys. J. Plus* 128 (2013).
- [34] ALICE Collaboration. «The MRPC-based ALICE Time-Of-Flight detector: status and performance». In: *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 706 (2013).