

ALMA MATER STUDIORUM UNIVERSITÀ DI  
BOLOGNA

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI  
DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA, XVII CICLO

Tesi di Dottorato

**Sviluppo dei rivelatori MRPC (Multigap  
Resistive Plate Chamber) per il Sistema  
di Tempo di Volo (TOF)  
dell'esperimento ALICE a LHC: dalla  
fase di R&D alla configurazione finale**

Dr.ssa Gilda Scioli

Tutore:

Chiar.mo Prof.  
Maurizio Basile

Coordinatore:

Chiar.mo Prof.  
Roberto Soldati

---

---

Bologna, Marzo 2005



# Indice

<b>1</b>	<b>Studio del Quark Gluon Plasma</b>	<b>3</b>
1.1	Collisioni di ioni pesanti . . . . .	3
1.2	Deconfinamento e restaurazione della simmetria chirale . . . . .	4
1.2.1	Stati della materia in QCD . . . . .	5
1.2.2	Il comportamento critico in QCD . . . . .	11
1.3	Condizioni sperimentali per il QGP . . . . .	15
1.4	Ricerca di conferme sperimentali dell'esistenza del QGP . . . . .	17
1.4.1	Prove <i>hard</i> . . . . .	18
1.4.2	Aumento della stranezza . . . . .	19
1.4.3	Produzione del mesone $\phi$ . . . . .	21
1.4.4	Soppressione di stati legati $c\bar{c}$ . . . . .	22
1.4.5	Prove elettromagnetiche . . . . .	23
1.5	Alcuni risultati di RHIC . . . . .	23
<b>2</b>	<b>ALICE ed il sistema di Tempo di Volo (TOF)</b>	<b>29</b>
2.1	L'esperienza ALICE . . . . .	29
2.1.1	Presentazione del rivelatore . . . . .	32
2.1.2	Il magnete . . . . .	34
2.1.3	Sistema interno di tracciamento (ITS) . . . . .	34
2.1.4	Camera a proiezione temporale (TPC) . . . . .	36
2.1.5	Rivelatore a transizione di radiazione (TRD) . . . . .	36
2.1.6	Spettrometro dei fotoni (PHOS) . . . . .	37
2.1.7	Spettrometro per i muoni . . . . .	37
2.2	Identificazione delle particelle e tecnica del <i>Time Of Flight</i> . . . . .	38
2.2.1	Principi di base della tecnica del TOF . . . . .	39
2.3	Descrizione generale del sistema TOF . . . . .	40
2.3.1	Descrizione del supermodulo . . . . .	40

## INDICE

---

2.4	Sistema del gas nel TOF . . . . .	44
2.5	Sistema di raffreddamento . . . . .	47
2.6	Monitoraggio e calibrazione del sistema . . . . .	47
2.7	Collegamento a massa . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Scelte per il sistema TOF</b>	<b>51</b>
3.1	Rivelatori a piani paralleli . . . . .	51
3.1.1	Camere ad elettrodi conduttivi . . . . .	52
3.1.2	Camere ad elettrodi resistivi . . . . .	53
3.2	Come funziona una RPC . . . . .	56
3.2.1	Passaggio di una particella carica in un mezzo gassoso .	56
3.2.2	Dalla valanga alla scintilla . . . . .	57
3.2.3	Scelta del gas . . . . .	59
3.3	Segnale indotto dalla valanga . . . . .	60
3.4	RPC a piani resistivi . . . . .	62
3.4.1	Stabilità dei piani intermedi . . . . .	64
3.4.2	Spettro della carica . . . . .	65
3.4.3	Effetto della carica spaziale . . . . .	65
3.5	MRPC a doppio stack . . . . .	72
3.5.1	Geometria di una MRPC a doppio stack . . . . .	74
3.5.2	Come si assembla una MRPC a doppio stack . . . . .	78
3.6	Elettronica . . . . .	85
3.6.1	Elettronica di front-end . . . . .	85
3.7	Elettronica di <i>readout</i> . . . . .	92
3.7.1	Prototipi di schede . . . . .	94
3.7.2	Test in laboratorio . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Dalla fase di ricerca e sviluppo alla produzione</b>	<b>105</b>
4.1	L'apparato sperimentale . . . . .	105
4.1.1	Il fascio . . . . .	106
4.1.2	Miscela di gas utilizzata . . . . .	106
4.2	Selezione e metodo di analisi dei dati . . . . .	107
4.2.1	Test del metodo di misura del TOT . . . . .	109
4.3	Risultati . . . . .	110
4.4	Risultati con il NINO-ASIC . . . . .	114
4.5	Risultati con HPTDC . . . . .	119
4.5.1	Controllo della produzione di massa . . . . .	126

## INDICE

---

4.6	Primo modulo del TOF . . . . .	126
4.6.1	Alimentazione del modulo . . . . .	133
4.6.2	Risultati . . . . .	133

# Introduzione

La fisica delle alte energie studia la struttura più profonda della materia e le leggi che governano le interazioni tra le particelle elementari. L'esplorazione sperimentale in questo campo ha compiuto, nell'ultimo secolo, passi da gigante grazie alla costruzione di acceleratori sempre più grandi ed all'avvento di una nuova generazione di sistemi di rivelazione di particelle con prestazioni sempre più avanzate.

La possibilità, poi, di raggiungere energie sempre più elevate ha permesso di aprire nuovi orizzonti nello studio di fenomeni legati all'interazione dei costituenti della materia, molto affascinanti, ma ancora oggi quasi completamente sconosciuti.

Un nuovo tassello potrà essere aggiunto nell'immenso *puzzle* della natura grazie agli studi che si faranno al nuovo collisionatore LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) in via di realizzazione presso i laboratori europei del CERN (**C**entro **E**uropeo per la **R**icerca **N**ucleare) di Ginevra. Tre sono gli obiettivi principali di questo progetto: i) la ricerca del bosone scalare di Higgs, ritenuto il responsabile del meccanismo per cui nel Modello Standard delle interazioni elettrodeboli le particelle acquistano massa, ii) la ricerca di particelle supersimmetriche e iii) la prova sperimentale dell'esistenza di un nuovo stato della materia chiamato **Q**uark **G**luon **P**lasma (QGP), formatosi nell'Universo primordiale circa un microsecondo dopo il Big Bang.

In relazione a questo terzo obiettivo fondamentale, l'esperimento ALICE, **A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment, (uno dei quattro esperimenti a LHC) è interamente dedicato allo studio delle collisioni di ioni pesanti (Pb-Pb), all'energia del centro di massa di 5.5 TeV/coppia di nucleoni. Sarà possibile esplorare la materia adronica in condizioni estreme di densità d'energia e temperature mai raggiunte prima. In un tale scenario dovrebbe essere possibile ottenere un nuovo stato della materia in cui i quark ed i gluoni non sono più confinati in singoli adroni (come nella materia nucleare ordinaria),

ma appaiono nella forma di un gas asintoticamente libero.

Una delle sfide dell'esperimento ALICE è l'identificazione di particelle cariche su un grande angolo solido ed in ampio intervallo di impulsi. Questo compito è affidato in gran parte al sistema di Tempo di Volo (TOF: **T**ime **O**f **F**light), responsabile dell'identificazione di adroni carichi ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) con impulsi compresi tra 0.5 e 2.5 GeV/c per  $\pi/K$  e fino a 4 GeV/c per  $K/p$ , tramite la tecnica di misura dei tempi di volo delle particelle. L'apparato TOF copre una superficie cilindrica, di raggio interno 3.7 m, con accettazione polare  $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$ , sull'intero angolo azimutale. L'elemento base del rivelatore è costituito da una camera a piani paralleli resistivi multigap (**M**ultigap **R**esistive **P**late **C**hamber), con area attiva di  $120 \times 7.4 \text{ cm}^2$  suddivisa in 96 pad di raccolta del segnale. Il sistema è costituito da 1638 MRPC ed è suddiviso in 18 settori paralleli alla direzione dei fasci. Ogni settore comprende 5 moduli: uno centrale con 15 MRPC, due intermedi e due esterni, ciascuno con 19 MRPC.

Questa tesi tratta in dettaglio lo sviluppo dei rivelatori a piani paralleli resistivi multigap, MRPC, e l'analisi delle loro prestazioni in funzione dei parametri operativi e dei diversi prototipi di schede elettroniche di *front-end* e di *readout*, realizzate negli ultimi anni, per la scelta delle configurazioni finali che ottimizzano la risposta delle MRPC. Inoltre, particolare attenzione è stata rivolta alla realizzazione ed allo studio del primo Modulo intermedio del TOF. La tesi è articolata in quattro capitoli:

- nel primo è riportata un'introduzione generale della fisica del QGP con riferimento a quelle che dovrebbero essere le prove sperimentali che permetterebbero di confermare l'esistenza di questa nuova fase della materia;
- nel secondo è fornita una descrizione dell'esperimento ALICE facendo riferimento agli obiettivi fisici prefissati. Particolare attenzione è dedicata ad una descrizione generale della tecnica di misura del tempo di volo e del sistema TOF;
- nel terzo sono presentate le scelte fatte per realizzare il TOF, sia per quanto concerne il rivelatore utilizzato sia per quanto riguarda lo sviluppo dell'elettronica di *front-end* e di *readout*.
- nel quarto sono sintetizzati i risultati degli studi sulle MRPC e sull'elettronica, ottenuti durante gli ultimi tre anni di R&D.

# Capitolo 1

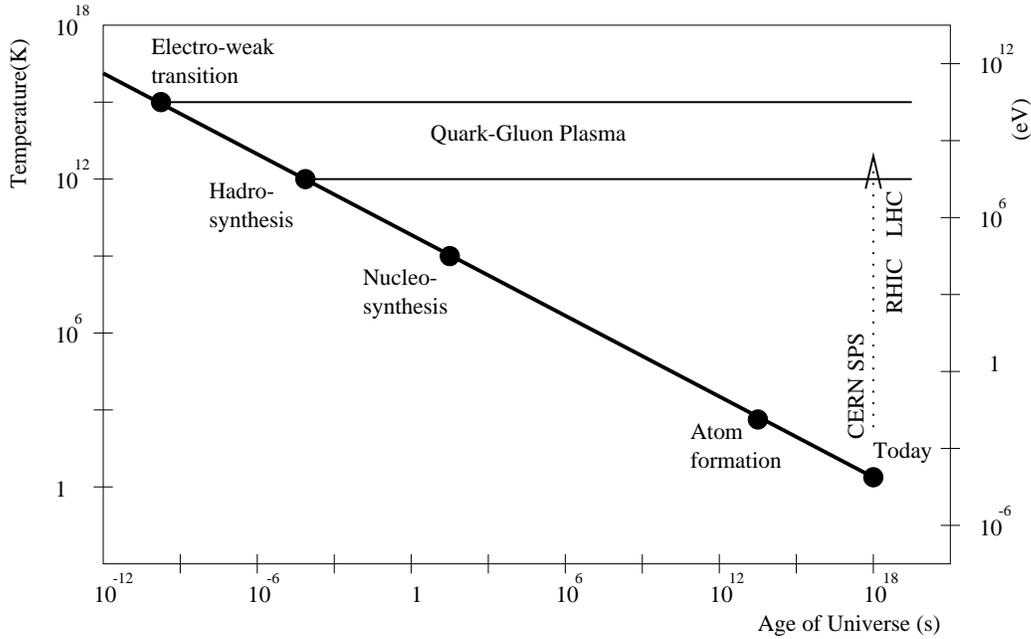
## Studio del Quark Gluon Plasma

### 1.1 Collisioni di ioni pesanti

All'acceleratore LHC del CERN di Ginevra si studieranno collisioni di ioni pesanti ad altissime energie, circa 5.5 TeV nel centro di massa nucleone-nucleone per collisioni Pb-Pb. Sarà così possibile osservare la materia adronica in condizioni estreme di densità d'energia e raggiungere temperature o densità barioniche sufficienti a produrre un nuovo stato della materia, il *Quark Gluon Plasma* (QGP).

Intuitivamente è chiaro che se siamo in grado di comprimere la materia adronica oltre il limite a cui la distanza media tra adroni è confrontabile con la dimensione dell'adrone, l'usuale rappresentazione del confinamento dei quarks non può essere più valida. In questo nuovo stato della materia i quarks non sono più confinati in singoli adroni, ma appaiono nella forma di un gas ideale asintoticamente libero. Le collisioni di ioni ad LHC permettono di studiare queste transizioni tra la materia adronica ordinaria ed il QGP, e le loro proprietà. La teoria delle interazioni forti, la *Cromo Dinamica Quantistica* (QCD) diventa troppo complessa quando è applicata a questi fenomeni collettivi. I soli risultati rigorosi, finora, sono stati ottenuti da calcoli numerici ricavati applicando il metodo del reticolo per una densità barionica uguale a zero. Per formulare predizioni realistiche sulle condizioni degli esperimenti bisogna usare estrapolazioni e modelli basati su teorie subalterne.

La fisica degli ioni pesanti è importante anche per altri campi quali la cosmologia e l'astrofisica. In primo luogo, la transizione dal QGP alla materia adronica ordinaria dovrebbe essere avvenuta circa  $10^{-5}$  secondi dopo il Big



**Figura 1.1:** Evoluzione della temperatura dell'Universo in funzione del tempo, dopo il Big Bang

Bang, come è schematizzato in figura 1.1. In secondo luogo, la transizione dalla materia adronica al QGP può avvenire, ancora oggi, nel cuore delle stelle a neutroni durante la fase di collasso. La presenza di un cuore di QGP può essere rivelata misurando le loro proprietà fisiche come la luminosità, la temperature superficiale e la frequenza di rivoluzione. In assenza di previsioni rigorosamente formulabili, questo campo della fisica è maggiormente guidato dai risultati ottenuti sperimentalmente piuttosto che da una teoria ben precisa. Diamo, ora, uno sguardo alle motivazioni fisiche che ci portano a studiare le collisioni di ioni pesanti.

## 1.2 Deconfinamento e restaurazione della simmetria chirale

Per densità del numero barionico nulla (o equivalentemente per potenziale chimico nullo) le proprietà della transizione di fase in QCD dipendono dal

numero dei sapori dei quark e dalle loro masse. Ci si aspetta che la natura della transizione, come per esempio il suo ordine ed i dettagli del suo comportamento critico, sia controllata dalle simmetrie globali della Lagrangiana QCD. Tali simmetrie esistono solo nei limiti delle masse dei quark infinite o nulle. Per valori finiti diversi da zero delle masse dei quark, le simmetrie globali sono esplicitamente rotte. Infatti, nel caso di QCD la rottura della simmetria indotta da valori finiti delle masse dei quark è molto simile a quella provocata dall'introduzione di un campo ferromagnetico esterno nei modelli di spin.

Un modo per affrontare l'analisi di questa transizione di fase in QCD è considerare una caratteristica interessante legata alla relazione tra la transizione di deconfinamento e quella di restaurazione della simmetria chirale. I due processi sembrano essere fortemente connessi anche se si manifestano nei limiti opposti della stessa teoria: il deconfinamento nel limite per  $m_q \rightarrow \infty$  [1] e la transizione chirale in  $m_q \rightarrow 0$ . Quindi bisogna comprendere come i due fenomeni siano connessi.

### 1.2.1 Stati della materia in QCD

Nel secolo scorso le nostre conoscenze circa i costituenti ultimi della materia hanno subito un'evoluzione considerevole. Si è trovato che gli atomi sono composti da elettroni e nuclei che a loro volta sono formati da nucleoni, legati da forze forti a corto range. Con l'avvento della teoria fondamentale delle forze forti, la Cromodinamica Quantistica (QCD), si è consolidata la convinzione che i nucleoni e, più generalmente, tutte le particelle elementari soggette all'interazione forte (adroni) fossero stati legati di quark.

Gli adroni hanno una dimensione intrinseca di  $r_h \simeq 1 \text{ fm}$ , così un adrone ha bisogno di un volume  $V_h \simeq (4\pi/3)r_h^3$  per esistere. Tale materia presenta un limite della densità in un determinato mezzo dato da

$$n_c \simeq (1/V_h) \simeq 0.25 \text{ fm}^{-3} \simeq 1.5n_0 \quad (1.1)$$

dove  $n_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  indica la densità della materia nucleare standard. A sua volta, ciò porta ad avere una temperatura limite per la materia adronica definita come

$$T_c \sim (1/r_h) \sim 0.2 \text{ GeV} \quad (1.2)$$

Cabibbo e Parisi [2] hanno sottolineato che questo limite corrisponde ad un punto critico che rappresenta la transizione ad un nuovo stato della materia, il Quark Gluon Plasma (QGP). Il limite può essere raggiunto in due modi; il più ovvio è comprimere la materia nucleare fredda oltre  $n_0$ , oppure si può riscaldare la materia mesonica, aumentando la temperatura, ottenendo una produzione ulteriore di particelle e quindi un aumento della densità.

Il comportamento della materia soggetta ad interazioni forti, in funzione del potenziale bario-chimico  $\mu_B$ <sup>1</sup> e della temperatura  $T$ , è descritto dal diagramma di fase riportato in figura 1.2. A basse temperature e per  $\mu_B \simeq m_p \simeq 940 \text{ MeV}$ , abbiamo la materia ordinaria. Aumentando la densità d'energia del sistema, comprimendola oltre  $n_0$  (da sinistra verso destra nel diagramma di fase) o riscaldandolo (dal basso verso l'alto) si raggiunge una fase di gas adronico in cui i nucleoni interagiscono e formano pioni, stati eccitati del protone e del neutrone (risonanze  $\Delta$ ) ed altri adroni. Se la densità d'energia aumenta ulteriormente, si prevede una transizione ad una fase di QGP deconfinata: la densità dei partoni (quark e gluoni) diventa così grande che non si ha più il confinamento da quark in adroni. La transizione di fase può essere raggiunta seguendo diversi cammini sul piano  $(\mu_B, T)$ . Nell'Universo primordiale, la transizione QGP-adroni, da una fase di deconfinamento ad una di confinamento, avviene a  $\mu_B \approx 0$  (il numero barionico globale era approssimativamente zero) come conseguenza dell'espansione dell'Universo e della diminuzione della sua temperatura (cammino verso il basso lungo l'asse verticale). D'altra parte, nella formazione delle stella di neutroni, il collasso gravitazionale provoca un aumento della densità barionica a temperature prossime allo zero (cammino da sinistra verso destra lungo l'asse orizzontale). Nelle collisioni di ioni pesanti, entrambe (temperatura e densità d'energia) aumentano, portando presumibilmente il sistema alla transizione di fase.

QCD definisce gli adroni come stati legati di quark e la struttura della materia soggetta ad interazioni forti è completamente evidente: per densità minori di  $n_c$ , è costituita da adroni privi di colore, come per esempio stati legati di singoletto di colore di 3 quark o di una coppia quark-antiquark. Per valori maggiori di  $n_c$ , il deconfinamento porta ad avere un mezzo formato da costituenti di colore che possono essere di tre tipi:

---

<sup>1</sup>Il potenziale bario-chimico  $\mu_B$  di un sistema è definito come la variazione dell'energia  $E$  del sistema quando il numero barionico totale  $N_B$  (barioni-antibarioni) è aumentato di una unità:  $\mu_B = \frac{\partial E}{\partial N_B}$ .

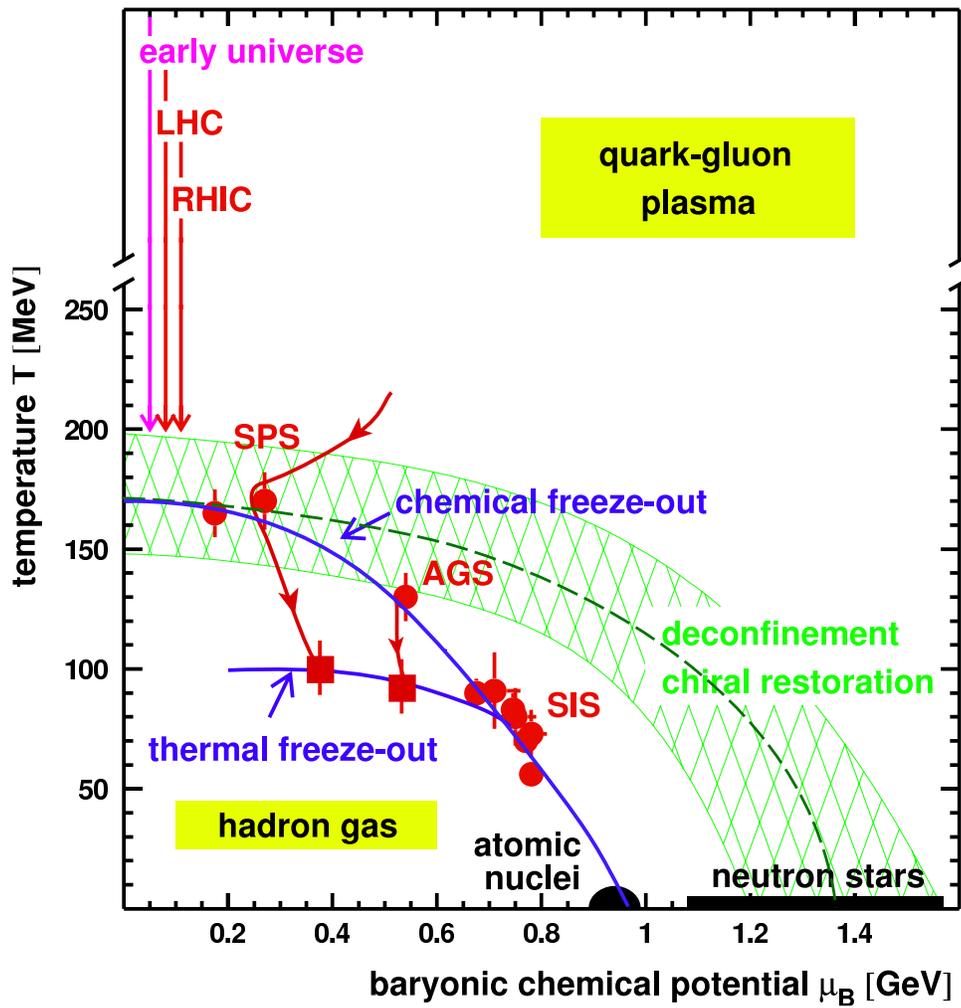


Figura 1.2: Diagramma di fase della materia

- stati di colore massivi quark-gluone: i quark costituenti la materia adronica;
- stati di colore massivi quark-quark: i diquark;
- quark e gluoni privi di massa: QGP.

Vediamo quali sono le condizioni che possono portare al deconfinamento. Il potenziale di legame  $V_0$  tra quark aumenta linearmente con la distanza tra quark  $r$  ed è espresso da

$$V_0(r) \sim \sigma r \quad (1.3)$$

dove  $\sigma$  è la tensione di stringa ( $\sigma \simeq 0.9 \text{ GeV}/fm$ ) che esprime l'energia per unità di distanza. I quark sono *point-like* e confinati in adroni che non possono essere rotti nei loro costituenti poiché questo richiederebbe un'energia infinita. Il confinamento è una caratteristica a lungo range che impedisce l'isolamento di un singolo quark; in un mezzo molto denso ogni quark si trova ad essere molto vicino a numerosi altri quark e dunque ben lontano dall'essere isolato. Per vedere come la natura a corto range della materia ad alta densità ha il sopravvento sul confinamento ricordiamo l'effetto di un mezzo denso sulle forze elettriche. Nel vuoto, due cariche elettriche  $e_0$  interagiscono attraverso il potenziale di Coulomb

$$V_0(r) = \left(\frac{e_0^2}{r}\right) \quad (1.4)$$

In un ambiente a più alta densità con molte più cariche, bisogna introdurre nel potenziale il termine dovuto all'effetto di schermaggio, quindi il potenziale diventa

$$V(r) = \left(\frac{e_0^2}{r}\right) \cdot e^{-\mu r} \quad (1.5)$$

dove  $r_D = \mu^{-1}$  è il raggio di schermaggio di Debye che definisce il range della forza effettiva tra le cariche e diminuisce all'aumentare della densità di carica del mezzo. In altre parole il potenziale tra due cariche campione ad una distanza fissa diventa più debole all'aumentare della densità. Questo accade perchè le altre cariche presenti nel mezzo neutralizzano parzialmente le cariche campione e riducono il range d'interazione. Se uno stato legato, come per esempio un atomo d'idrogeno, è introdotto nel mezzo il raggio di schermaggio  $r_D$ , per una densità sufficientemente alta, diventa più piccolo del raggio di legame  $r_B$  dell'atomo. Non appena  $r_D \ll r_B$ , la forza effettiva tra

protone ed elettrone diventa a corto range e i due non possono più esistere legati. In conclusione, la materia isolante costituita da cariche elettriche legate, ad una densità sufficientemente elevata, diventa conduttiva: questo può essere letto come una transizione di fase in cui lo schermaggio delle cariche dissolve i legami tra i costituenti, portando ad un nuovo stato della materia, un plasma, con cariche libere.

L'interazione dei quark in QCD si basa sulla loro carica di colore intrinseca, ed in un mezzo denso questa carica è schermata nello stesso modo della carica elettrica. Gli adroni sono stati legati neutri rispetto alla carica di colore dei quark, a densità sufficientemente alta lo stesso effetto di Debye porta allo schermaggio di colore ed il potenziale diventa

$$V(r) \simeq \sigma r \left[ \frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right] \quad (1.6)$$

dove, ora,  $\mu^{-1}$  è il raggio di schermaggio della carica di colore. L'indebolimento esponenziale della forza di legame rimuove tutti gli effetti a lungo range e ad una densità elevata rompe gli adroni proprio come lo schermaggio di Debye dissocia gli atomi di idrogeno. Lo schermaggio di colore, dunque, trasforma un isolante di colore in un conduttore di colore; in altre parole cambia la materia adronica in un plasma di quark.

Quando la materia si trasforma da isolante a conduttore, varia la massa effettiva degli elettroni di conduzione. Negli isolanti gli elettroni sono presenti con la loro massa fisica, mentre nella fase di conduzione acquistano una massa effettiva diversa, dovuta alla presenza di altri elettroni, dal campo periodico degli ioni carichi e dalle vibrazioni del reticolo. La combinazione di tutti questi effetti produce un campo di fondo ben diverso dal vuoto. Di conseguenza la transizione isolante-conduttore è accompagnata da uno spostamento della massa degli elettroni.

Allo stesso modo ci si aspetta che la massa effettiva dei quark cambi passando da una fase di confinamento ad una di deconfinamento. Le masse dei quark fondamentali nella Lagrangiana QCD sono (per i quark u e d) circa zero,  $m_q \simeq 0$ ; nella fase di confinamento gli adroni appaiono costituiti da quark di massa  $m_Q$  (con  $m_n \simeq 3m_Q$  e  $m_p \simeq 2m_Q$ , per nucleoni e mesoni rispettivamente). Dunque i quark fondamentali sono vestiti con i gluoni per acquistare una massa effettiva di circa  $m_Q = 0.3 \text{ GeV}$ . Questo vuole dire che la massa dei quark costituenti deve essere spontaneamente generata attraverso l'interazione che deriva dal confinamento. Ne consegue che nella

fase di deconfinamento i quark si scrollano l'abito gluonico e compaiono con le loro masse nude.

Per  $m_q \rightarrow 0$  la Lagrangiana QCD ha simmetria chirale; questo permette una decomposizione dei quark in stati indipendenti destrorsi e sinistrorsi privi di massa e con spin  $1/2$ , che per fermioni massivi diventano mischiati. Per quark privi di massa, il confinamento porta ad una rottura spontanea della simmetria chirale e il deconfinamento alla sua restaurazione. Bisogna però fare attenzione, perché se da un lato lo spostamento delle masse in QCD si può attribuire alla restaurazione della simmetria chirale, dall'altro questo fenomeno con coincide necessariamente con il deconfinamento: infatti, quando gli adroni sono dissociati nei loro quark costituenti, i quark dotati di carica di colore possono a loro volta interagire e formare stati legati di colore. Così a basse temperature ed alte densità, i tripletti di quark nei nucleoni, una volta deconfinati, possono ricombinarsi in coppie di quark di colore massivi, i diquark, proprio come le coppie di Cooper in QED. Successivamente, all'aumentare della densità i diquark si rompono nei quark fondamentali privi di massa.

Nella termodinamica relativistica, le densità elevate si possono ottenere aumentando la densità del numero barionico o riscaldando il sistema, in questo modo le collisioni tra i vari costituenti producono ulteriori adroni. Riassumendo, per basse temperature  $T$  e piccoli valori del potenziale barionico-chimico  $\mu_B$  abbiamo la regione di confinamento e quindi la materia adronica, per alti valori di  $T$  e/o  $\mu_B$  si ha il deconfinamento e di conseguenza il plasma di quark e gluoni. Inoltre a seguito della compressione della materia nucleare, aumentando  $\mu_B$  per  $T=0$ , c'è una fase intermedia di diquark ed aumentando  $T$ , a  $\mu_B = 0$  riscaldando la materia mesonica, si arriva al QGP.

Cerchiamo di arrivare ad una stima della temperatura di transizione per una densità barionica uguale a zero, confrontando due semplici approssimazioni: un gas adronico ideale (HG) non interagente di pioni privi di massa ed un gas ideale, il QGP. Questi due stati differiscono per il numero di gradi di libertà e per il fatto che nel QGP, a differenza del HG in cui il vuoto è presente tra pioni e la pressione agisce su ogni pione separatamente, c'è una pressione esterna che tiene conto della differenza tra vuoto fisico e stato fondamentale per quark e gluoni in un mezzo. Infatti per HG la pressione espressa in funzione della temperatura è data dalla relazione di Stefan-Boltzmann

$$P_\pi = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.7)$$

dove il fattore 3 tiene conto dei tre stati di isospin del pione ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ). Invece, la relazione corrispondente per il plasma di quark e gluoni (con due sapori e tre colori) è

$$P_{qg} = (2 \times 8 + \frac{7}{8} \cdot (3 \times 2 \times 2 \times 2)) \frac{\pi^2}{90} T^4 - B = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (1.8)$$

dove

- il primo termine tra parentesi tiene conto dei 16 gradi di libertà bosonici (gluoni): 2 stati di spin e 8 stati di colore,
- il secondo termine comprende i 24 gradi di libertà fermionici: 3 colori, 2 sapori, 2 spin e 2 per quark-antiquark (il fattore 7/8 deriva dalla differenza tra statistica di Bose-Einstein (gluoni) e di Fermi-Dirac (quark)),
- B è la *bag constant* ( $B^{1/4} \simeq 0.2 \text{ GeV}$ ), assimilabile ad un termine di pressione esterna.

Poiché la termodinamica ci insegna che per un sistema è favorito lo stato con energia libera minore e quindi pressione maggiore, eguagliando la (1.7) e (1.8) si ottiene

$$T_c = \left( \frac{45}{17\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (1.9)$$

come temperature di deconfinamento ( $T_c \simeq 145 \text{ MeV}$ ).

Calcoli della QCD con il metodo del reticolo confermano l'esistenza delle due fasi, la transizione di fase è del primo o del secondo ordine, in base al numero dei sapori dei quarks e delle loro masse. La temperatura critica,  $T_c$ , ottenuta ad una densità barionica uguale a zero, è circa 260 MeV per la teoria di gauge pura e varia tra 150-200 MeV per quarks dinamici.

### 1.2.2 Il comportamento critico in QCD

Per studiare la transizione da una fase di confinamento ad una di deconfinamento e la restaurazione della simmetria chirale dobbiamo considerare due quantità [4] e [3]. La prima, che dà una misura del deconfinamento, è il loop di Polyakov [4]

$$L(T) = \lim_{r \rightarrow \infty} e^{\frac{-V(r)}{T}} \quad (1.10)$$

che caratterizza il comportamento dell'energia libera dei quark pesanti a grandi distanze ed è un parametro d'ordine per il deconfinamento nella teoria di gauge  $SU(3)$ ,<sup>2</sup> in quanto dipende dal potenziale tra una coppia quark-antiquark statici ad una distanza  $r$ .

Nel limite delle masse dei quark grandi,  $V(\infty) = \infty$  nella fase di confinamento e quindi  $L(T)=0$ . Al contrario, lo schermaggio di colore rende  $V(r)$  finito per  $r \rightarrow \infty$ , di conseguenza nella regione di deconfinamento  $L(T) \neq 0$ . Per  $m_Q \rightarrow \infty$  QCD si riduce ad una teoria di gauge pura  $SU(3)$  invariante sotto la simmetria globale  $Z_3$ <sup>3</sup>; il loop di Polyakov, quindi, fornisce una misura del sistema sotto questa simmetria: si annulla per stati simmetrici di  $Z_3$  e diventa finito quando la simmetria è rotta spontaneamente.

Nel limite delle masse dei quark dimanici,  $m_q$  finite,  $V(r)$  resta finito per  $r \rightarrow \infty$ , in quanto la stringa tra due cariche di colore si rompe quando l'energia potenziale corrispondente diventa uguale alla massa dell'adrone più leggero. Al di sotto di questo punto è energeticamente più probabile la produzione di altri adroni. In questo caso il loop di Polyakov non si annulla ma è molto piccolo (dell'ordine di  $10^{-2}$ ). Una stima della temperatura critica è data dall'andamento della suscettività associata al loop di Polyakov ( $\chi_L(T)$ ) che presenta un picco in corrispondenza di  $T_c$ ,<sup>4</sup> come mostrato in figura 1.3.

La seconda quantità da considerare è il condensato chirale,  $K(T) \equiv \langle \psi \bar{\psi} \rangle \sim m_Q^3$  che fornisce un parametro d'ordine, insieme alla sua suscettività  $\chi_m$  (vedi figura 1.3), per vedere se e quando la simmetria chirale della La-

---

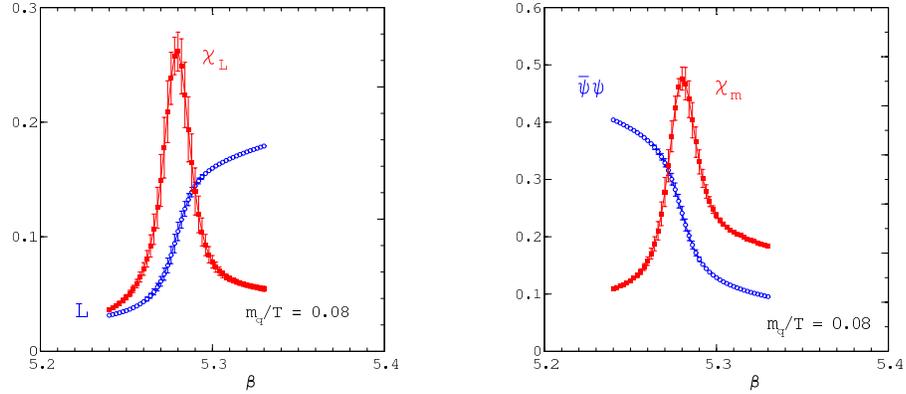
<sup>2</sup>Il loop di Polyakov è un parametro d'ordine proprio come la magnetizzazione nel modello di Ising che è uguale a zero ad alte temperature e diventa non nullo al di sotto del punto di Curie quando la simmetria  $Z_3$  up-down della Hamiltoniana di Ising è spontaneamente rotta.

<sup>3</sup>Il gruppo della simmetria di centro  $Z_3$  è costituito da elementi e trasformazioni di gauge che commutano con il gruppo di gauge  $SU(3)$ . In questo modo le trasformazioni del centro  $Z_3$  non cambiano i campi (di gluoni) di gauge, ma in generale possono modificare i campi di quark. Quando si calcola la traccia del propagatore del quark sul tempo complesso ( $+i/T$ , dove  $T$  è la temperatura) si considera un integrale di cammino a più valori (per  $SU(3)$  sono 3). Queste quantità sono trasformate secondo la  $\Omega \rightarrow z_j \Omega$  dove  $z_j = \exp(i2\pi j/3)$  sono gli elementi di centro. I 3 elementi hanno lo stesso valore assoluto e diverse fasi  $z_j$  [1].

<sup>4</sup>La suscettività  $\chi_L(T)$  misura le fluttuazioni dei parametri d'ordine nel punto di transizione e dunque vi diverge. Inoltre ha la forma

$$\chi_L(T) \sim |T - T_c|^{-\gamma_L} \tag{1.11}$$

dove  $\gamma_L$  è l'esponente critico per la transizione.



**Figura 1.3:** Sinistra: valore atteso del loop di Polyakov e sua suscettività in funzione di  $\beta = 6/g^2$ , che è legata monotonicamente alla temperatura  $T$  ( $\beta$  più grande corrisponde a  $T$  più alte). Destra: condensato chirale  $\langle \psi\bar{\psi} \rangle$  e sua derivata rispetto alla temperatura (suscettività chirale,  $\chi_m$ ) in funzione della temperatura.[5]

grangiana è spontaneamente rotta. Si trova, infatti, che  $K(T) \neq 0$  implica che  $m_Q \neq 0$  per  $T < T_\chi$  e  $K(T) = 0$  implica che  $m_Q = 0$  per  $T > T_\chi$ , dove  $T_\chi$  è dell'ordine dei MeV ed indica la temperatura della restaurazione della simmetria chirale.

In conclusione, nella QCD con quark dinamici privi di massa il condensato chirale  $K(T)$  ed il loop di Polyakov  $L(T)$  sono analiticamente correlati e mostrano un comportamento non analitico alla stessa temperatura critica  $T_c = T_\chi$ ; la struttura di fase risulta, dunque, ben definita ed è schematizzabile come segue

$$\text{per } T < T_c \Rightarrow L(T) \simeq 0 \text{ e } \langle \psi\bar{\psi} \rangle (T) \neq 0 \Rightarrow \text{fase di confinamento} \quad (1.12)$$

$$\text{per } T > T_c \Rightarrow L(T) \neq 0 \text{ e } \langle \psi\bar{\psi} \rangle (T) \simeq 0 \Rightarrow \text{fase di deconfinamento} \quad (1.13)$$

Le simmetrie associate al comportamento critico per  $T = T_c$ , la simmetria  $Z_3$  del deconfinamento e la simmetria chirale per lo spostamento della massa dei quark, diventano esatte nei limiti  $m_q \rightarrow \infty$  e  $m_q \rightarrow 0$ , rispettivamente. Il deconfinamento e la restaurazione della simmetria chirale coincidono [4].

Questi due processi sono fenomenologicamente molto importanti. Come abbiamo visto, il deconfinamento porta alla liberazione di un gran numero di gluoni che possono produrre coppie quark-antiquark e guidare il sistema verso l'equilibrio chimico tra quark, antiquark e gluoni. La scomparsa delle masse dinamiche dei quark al di sopra della temperatura critica,  $T_c$ , rende i quark più leggeri e più bassa la soglia di produzione di coppie quark-antiquark. Questo è particolarmente importante, come vedremo in seguito, per il quark *strange*, la cui massa effettiva è molto più grande della temperatura critica mentre la sua massa nuda è confrontabile con  $T_c$ . Al di sopra della temperatura critica, è molto più probabile che i processi termici portino ad un aumento della produzione di quark  $s$  e  $\bar{s}$  durante il tempo di vita relativamente breve della collisione di ioni pesanti.

La disgregazione di adroni massivi in quark privi di massa e gluoni alla temperatura critica porta ad un rapido aumento della densità d'energia,  $\epsilon$ , in prossimità della transizione nella fase di deconfinamento. Questo è riportato in figura 1.4 (in alto); per un gas di quark privi di massa e di gluoni la densità d'energia è proporzionale a  $T^4$  [5]. La costante di proporzionalità riflette il numero dei gradi di libertà, moltiplicato per  $\frac{\pi^2}{30}$  per i bosoni e per  $\frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30}$  per i fermioni. Dal grafico risulta che per  $T_c < T < 4T_c$ , il valore di saturazione

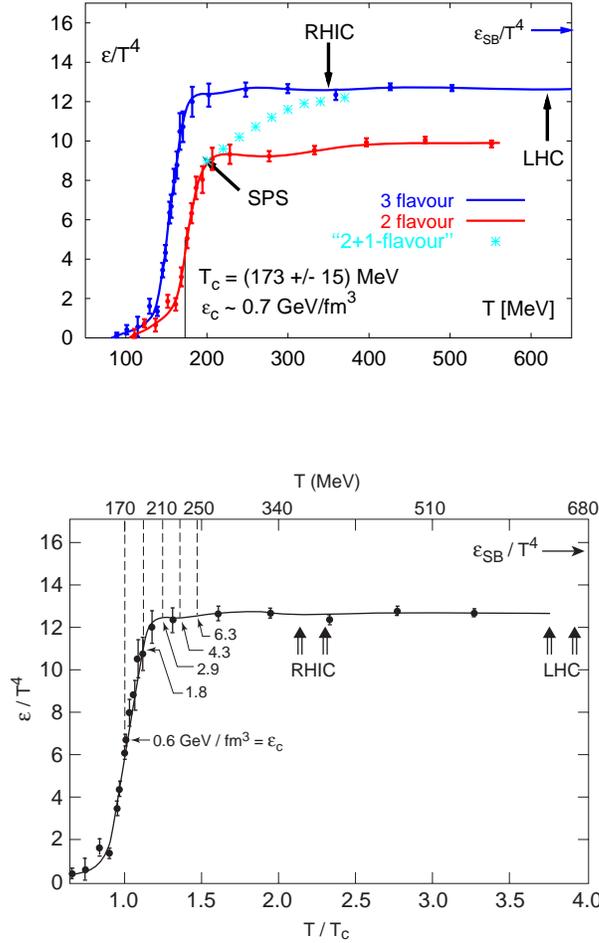
di  $\epsilon/T^4$ , per i dati del modello su reticolo, restano circa il 20% al di sotto di questo limite di Stefan-Boltzmann ( $\epsilon_{SB}$ ). Vicino a  $T_c$  il rapporto  $\epsilon/T^4$  diminuisce rapidamente di un fattore 10, a causa dell'adronizzazione. La densità d'energia critica per il deconfinamento è circa  $(0.6 - 0.7) \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . L'incertezza relativa alla temperatura critica ( $\pm 15 \text{ MeV}$ ) si traduce in un'incertezza sulla densità d'energia critica di  $\pm 40\%$  (che può andare da  $500 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  a  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ).

In basso, in figura 1.4, sono riportati i valori assoluti della densità d'energia per diverse temperature; si noti che se si vuole superare del 30% la temperatura critica, in modo da raggiungere il limite superiore della regione di transizione, è necessaria una densità pari a  $\sim 3.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , cinque volte il valore critico, densità che approssimativamente è stata ottenuta presso SPS del CERN in collisioni piombo-piombo per  $\sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV}$ . Invece, per approssimare  $2T_c$  è richiesta una densità di  $\sim 23 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (raggiunta al collisionatore di ioni pesanti relativistici, RHIC, in collisioni Au-Au a  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ . Infine, è presente, in alto a destra, anche una stima del valore della densità d'energia che si raggiungerà al collisionatore adronico LHC del CERN, prevista essere dell'ordine di  $500 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ .

### 1.3 Condizioni sperimentali per il QGP

Per esplorare sperimentalmente la possibile creazione del QGP, è necessario ottenere un sistema soggetto ad interazioni forti che soddisfi le richieste seguenti:

- il sistema deve poter essere studiato utilizzando variabili macroscopiche, questo si traduce nella necessità di avere un sistema (con dimensioni molto più grandi della scala di confinamento) costituito da molte particelle;
- il sistema è analizzato da un punto di vista termodinamico, quindi deve essere in equilibrio. Per raggiungere questa condizione di equilibrio il sistema deve avere un tempo di vita maggiore del tempo di termalizzazione (che diminuisce in sistemi più densi). Inoltre per conservare la condizione di equilibrio il sistema deve essere sufficientemente interagente e questo implica che il cammino libero medio dei suoi costituenti deve essere più piccolo delle dimensioni del sistema stesso.



**Figura 1.4:** In alto:  $\epsilon/T^4$  in funzione della temperatura. Si distinguono tre curve relative al caso in cui si considerano due e tre sapori di quark leggeri (in rosso ed in blu, rispettivamente), di massa  $\frac{m_q}{T} = 0.4$ , ed il caso in cui si considerano due sapori di quark leggeri + un sapore del quark strange più pesante (in azzurro) di massa  $\frac{m_q}{T} = 1$ . In questo caso il rapporto  $\epsilon/T^4$  corrispondente interpola la curva relativa ai due sapori a  $T \lesssim T_c$  e la curva relativa ai tre sapori a  $T \gtrsim 2T_c$ . Per entrambi i casi con 2 e 2+1 sapori, la temperatura critica è  $T_c = (173 \pm 15) \text{ MeV}$ . In basso: la stessa di sopra con, in più, indicati i valori assoluti della densità d'energia per diverse temperature (nel caso di tre sapori leggeri).

- il sistema deve avere una densità d'energia o una densità barionica maggiore di  $\rho_c \sim 5 \div 10\rho_0$ , dove  $\rho_0 \sim 0.15$  nucleoni/ $fm^3$  è la densità nucleare.

Nel riferimento del centro di massa due sfere contratte secondo Lorentz nella loro direzione di volo, nell'urto, penetrano l'una nell'altra. Nella fase iniziale delle collisioni microscopiche nucleone-nucleone, questi stati legati di QCD si dissolvono e si separano nello spazio delle fasi, creando uno stato di pre-equilibrio di partoni che conservano un'orientazione del momento lungo la direzione del fascio. I partoni, poi, subiscono ulteriori interazioni nel mezzo, portando ad un'equipartizione dell'orientazione dei momenti e dei sapori tra i tre tipi di quark leggeri, *up*, *down* e *strange*. Quando la densità d'energia diventa sufficientemente elevata il sistema si stabilizza nello stato di plasma di quark e gluoni in equilibrio.

Questa fase si espande e si raffredda rapidamente fino a raggiungere il punto della transizione di fase, in cui i partoni si ricombinano in adroni. Per questa ragione un problema potrebbe essere la dimensione ed il tempo di vita del QGP che si prevedono essere piccoli, si parla di qualche femto di diametro e  $5 \div 10 fm/c$  di durata (la scala temporale è quella dell'interazione forte).

## 1.4 Ricerca di conferme sperimentali dell'esistenza del QGP

Per studiare dal punto di vista sperimentale la fase del QGP sono state proposte diverse prove che dividiamo in due grandi gruppi:

- canali adronici;
- canali elettromagnetici;

in accordo con lo stato finale delle particelle.

I canali adronici hanno sezioni d'urto più grandi e quindi sono relativamente facili da rivelare. Tuttavia hanno degli svantaggi: gli adroni subiscono una sostanziale evoluzione, a causa delle interazioni forti, da quando sono formati a quando sono rivelati. Come prima cosa il QGP deve adronizzarsi in risonanze e particelle, poi queste, a loro volta, per un certo tempo interagiscono tra di loro (attraverso urti elastici ed inelastici) fino a quando la

loro densità spaziale diminuisce sufficientemente da portare al finale congelamento degli adroni. In questo modo sia le distribuzioni dei momenti, sia la composizione finale delle particelle hanno memoria degli stadi finali della collisione degli ioni pesanti. Comunque c'è la convinzione di poter risalire alle proprietà del primo stadio molto denso della collisione dagli adroni finali.

I canali elettromagnetici, al contrario, sono molto più diretti per lo studio degli stadi primordiali delle interazioni in quanto hanno una sezione d'urto trascurabile per le interazioni con la materia adronica e, dunque, dopo la loro produzione, hanno memoria delle condizioni presenti negli stadi iniziali dell'interazione. Il problema è che la sezione d'urto della loro produzione è molto piccola, così rivelarle nell'ambiente ad alto background delle collisioni di ioni pesanti è molto complesso. Vediamo, brevemente, alcune di queste prove sperimentali che dovrebbero portare alla conferma del QGP.

### 1.4.1 Prove *hard*

Le prove *hard*, come i *jet* ad alto  $p_t$  ed i quark pesanti, sono create nella fase primordiale della formazione del plasma e possono essere utilizzate per studiare il mezzo denso circostante. La produzione del *charm* e del *beauty* è molto utile per l'analisi chimica del rapporto tra partoni o adroni, ristretta finora ai quark *up*, *down* e *strange*. L'identificazione del pione/kaone/protone gioca un ruolo fondamentale nella rivelazione e nello studio degli stati aperti di sapore. Ad energie elevate, i partoni distribuiti negli adroni interagiscono attraverso processi *hard* nei quali il momento iniziale è trasferito ai partoni dello stato finale. I partoni di colore, così, perdono energia ed adronizzano in adroni privi di colore, producendo in questo modo *cluster* di particelle con momento trasverso relativo limitato dell'ordine di  $\sim 200 \text{ MeV}/c$ , detti *jet*. Quindi i processi *hard* contribuiscono alla sezione d'urto totale inelastica e sono di fondamentale importanza per la comprensione dell'evoluzione termica del sistema.

In particolare, i partoni ad alto  $p_t$  prodotti nella fase iniziale di una collisione nucleo-nucleo subiscono lo *scatter* multiplo e la perdita d'energia prima del processo di frammentazione in adroni. In questo contesto, fenomeni come l'assorbimento dei *jet* (*jet quenching*) permettono di studiare le proprietà del mezzo creatosi a seguito della collisione.

## 1.4.2 Aumento della stranezza

Una prova adronica tipica per verificare il deconfinamento è l'aumento della stranezza, e questo, principalmente, per due motivi:

- la temperatura raggiunta in una collisione di questo tipo, ad energie estreme, è molto alta;
- siamo a densità barioniche molto elevate.

A basse temperature la produzione di quark *strange* è soppressa a causa della sua massa dinamica elevata,  $M_s \simeq 500 \text{ MeV}$  e per una temperatura adronica tipica  $T=150 \text{ MeV}$  il fattore di soppressione<sup>5</sup> è  $\gamma_s \simeq 0.2$ .

Dopo la restaurazione della simmetria chirale le masse dei quarks diminuiscono bruscamente, e dobbiamo sostituire la massa dinamica con la loro massa effettiva, ossia  $M_s \rightarrow m_s \simeq 150 \text{ MeV}$  e  $M_q \rightarrow m_q \simeq 0 \text{ MeV}$ . Alla stessa temperatura  $T=150 \text{ MeV}$ , il fattore di soppressione è, ora, uguale a 0.4: quindi, come conseguenza della restaurazione della simmetria chirale, osserviamo un aumento globale della stranezza di un fattore 2.

In presenza di una densità barionica molto alta, se per le collisioni centrali Pb-Pb la materia adronica è deconfinata durante la collisione, il volume del cuore centrale è occupato da quarks *u* e *d* che provengono dai nuclei interessati alla collisione. Come conseguenza di ciò la produzione di quarks *u* e *d* è soppressa a causa del principio di esclusione di Pauli. Al contrario la produzione di quark *s* aumenta, in quanto il fattore di soppressione deve essere moltiplicato per  $\sim \exp(\mu_q/T)$ , dove  $\mu_q$  è il potenziale bario-chimico a livello dei quark (nelle collisioni centrali Pb-Pb è  $\mu_B \simeq 250 \text{ MeV}$  e  $\mu_q = \mu_B/3$ , per i quark *u* e *d*, con  $\mu_B$  potenziale bario-chimico a livello degli adroni) ed è  $\gamma_s \simeq 0.6$ . Quindi ad energie del SPS si registra un aumento globale della produzione della stranezza di un fattore 2.5-3, con le stime usate in questa sezione. Inoltre l'aumento della stranezza nel QGP è dovuto all'aggiunta dei canali gluonici disponibili per la produzione di quark *s*. In altre parole, i gluoni possono produrre coppie  $s\bar{s}$  dalla fusione di due gluoni,  $gg \rightarrow s\bar{s}$  o dalla

---

<sup>5</sup>Ricordiamo che il fattore di soppressione, rispetto alla produzione di quarks *u* e *d* (con masse dinamiche  $M_{u,d} = M_q \simeq 350 \text{ MeV}$ ) è approssimato da

$$\gamma_s \simeq \frac{1}{2} \cdot \frac{\exp[-(M_s^2 + T^2)^{1/2}/T]}{\exp[-(M_q^2 + T^2)^{1/2}/T]} \quad (1.14)$$

scissione del gluone,  $g \rightarrow s\bar{s}$ . La sezione d'urto dei processi gluonici nel QGP è di un ordine di grandezza maggiore dell'annichilazione quark-antiquark. Di conseguenza, l'aumento della produzione della stranezza si manifesta nel rapporto kaone/pione,  $K/\pi$ , che può essere confrontato nel caso del gas adronico e del QGP. Per le stesse ragioni, l'aumento della stranezza si manifesta maggiormente in particelle con un numero di quark  $s$  maggiore di 1 come per esempio il mesone  $\phi$  ed i barioni  $\Xi^-$  e  $\Omega^-$ . In prima approssimazione, se questi sono prodotti nella ricombinazione dei quarks, nel QGP, ci aspettiamo che la produzione di  $\phi$  e  $\Xi^-$  aumenti di un fattore  $\gamma_s^2 \simeq 6 - 9$  e quella di  $\Omega^-$  aumenti di un fattore  $\gamma_s^3 \simeq 15 - 25$ . Se, inoltre, durante la collisione di ioni pesanti il gas di adroni prodotti ha un tempo di interazione sufficiente, le collisioni inelastiche<sup>6</sup> portano il sistema verso l'equilibrio chimico; in questo caso la produzione di stranezza, all'inizio, è soppressa e durante la fase di interazione degli adroni la quantità di stranezza aumenta con il tempo. Quando è prodotta una particella strana, la probabilità di distruggerla è molto bassa perchè interagisce principalmente con pioni e nucleoni (fino a quando la stranezza non raggiunge il valore di equilibrio).

Si è stimato [6] che in un gas adronico il tempo di equilibrio è dell'ordine di 100 fm/c, mentre la scala tipica per una collisione Pb-Pb è data dalla grandezza del nucleo di piombo ed è dell'ordine di soli 10 fm/c. D'altra parte, nel QGP, l'equilibrio è molto rapido, perchè, dopo la restaurazione della simmetria chirale, la produzione di quarks *strange* è allo stesso livello delle altre specie leggere. L'osservazione di un aumento di un ordine di grandezza della produzione di barioni *multi-strange* è una prova significativa della creazione del QGP durante le collisioni di ioni pesanti.

---

<sup>6</sup>Processi tipici sono

- $\pi^0 + p \rightarrow K^+ + \Lambda$
- $\pi^0 + \Lambda \rightarrow K^+ + \Xi^-$
- $\pi^+ + \Xi^- \rightarrow K^+ + \Omega^-$

Questi canali di reazione hanno una bassa probabilità e quindi necessitano di tempi lunghi. per esempio, nel caso di  $\Omega^-$  l'avvicinamento all'equilibrio chimico è molto lento. Allo stesso modo, per  $\bar{\Omega}^+$  si deve passare per un altro processo a piccola sezione d'urto (produzione di un antibarione) che aumenta ulteriormente il tempo per raggiunger l'equilibrio. Inoltre la produzione diretta di una coppia  $\Omega^- \bar{\Omega}^+$  è soppressa a causa dell'alta soglia (al di sopra di 3 GeV per l'annichilazione  $\pi^+ \pi^-$ ).

### 1.4.3 Produzione del mesone $\phi$

Il mesone  $\phi$  è il mesone vettoriale più leggero e nel gas adronico è prodotto principalmente attraverso una configurazione di singoletto di colore gluonico,  $ggg \rightarrow s\bar{s}$ . La produzione di  $\phi$  attraverso l'annichilazione di una coppia di quark ( $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ , con  $q = u, d$ ) è soppressa dalla regola OZI.<sup>7</sup> L'abbondanza di coppie  $s\bar{s}$  nel QGP favorisce la produzione del mesone  $\phi$  durante la fase di adronizzazione del plasma, e dunque il rapporto  $\phi/(\rho + \omega)$  e le sue variazioni con la densità barionica possono rappresentare una buona osservabile per la formazione del QGP. In particolare, se il rapporto  $K/\pi$  fornisce un'indicazione sulle componenti *strange* nello stato finale dell'adronizzazione, il rapporto  $\phi/\pi$  può essere un indice della produzione del quark  $s$  durante la fase di plasma. Inoltre, durante lo stato finale della formazione del QGP, la densità dello spazio delle fasi di  $K$  e  $\bar{K}$  è molto maggiore che nel semplice gas adronico. In questo scenario la produzione del mesone  $\phi$  può avvenire attraverso la fusione dei kaoni dello stato adronico, formando uno stato legato  $s\bar{s}$ ,  $K + \bar{K} \rightarrow \phi$ . Questo processo sembra possibile perchè procede attraverso lo scambio di gluoni *soft*. Se, tuttavia, si considera che i kaoni sono particelle a spin zero e la  $\phi$  ha spin uno, il modello di fusione dei quark può essere sfavorito dalle restrizioni imposte dal numero quantico di spin. Sperimentalmente il rapporto  $\phi/K$  può fornire una stima del meccanismo di produzione del mesone  $\phi$  nel QGP.

In aggiunta a quanto detto, un segnale della restaurazione della simmetria chirale è riconducibile alla variazione delle proprietà dei mesoni vettoriali. Una variazione della massa effettiva delle particelle può portare ad una variazione del tempo di vita effettivo, e di conseguenza, della larghezza osservata della particella che decade nel mezzo nucleare. Queste modifiche sono accompagnate da una variazione misurabile del rapporto di decadimento dei mesoni. Quindi i mesoni vettoriali leggeri ( $\rho, \omega, \phi$ ) rappresentano un canale interessante per lo studio della simmetria chirale; in particolare lo studio di questi mesoni vettoriali attraverso i loro canali di decadimento leptonici ( $e^+e^-$  oppure  $\mu^+\mu^-$ ) rappresenta un segnale della variazione delle masse quando i leptoni interagiscono elettromagneticamente con il mezzo nucleare.

---

<sup>7</sup>Regola di Okubo-Zweig-Iizuka. L'origine della soppressione risiede nella natura non abeliana di QCD; poichè il mesone  $\phi$  è prodotto dai gluoni, i gluoni devono trasportare momenti maggiori e la costante di accoppiamento è più piccola.

#### 1.4.4 Soppressione di stati legati $c\bar{c}$

Nelle interazioni di ioni pesanti i quarks *charm* sono prodotti nelle collisioni di partoni *hard* e, probabilmente, nello scenario primordiale quando la temperatura è sufficientemente alta da superare la soglia di produzione dei quarks  $c$ . Nel QGP una coppia  $c\bar{c}$ , prodotta nella collisione dei partoni, non può dare origine ad uno stato legato  $c\bar{c}$  se la dimensione di questo stato è maggiore del raggio di schermatura. Questo vuol dire che se la densità del mezzo è sufficientemente elevata, prima che i quarks  $c$  e  $\bar{c}$  possono percorrere la distanza necessaria per diventare risonanze, gli altri quarks del mezzo compaiono tra di loro ed i quarks  $c$  si frammentano in mesoni D, piuttosto che in stati legati  $c\bar{c}$ .

All'aumentare della temperatura della materia deconfinata e della densità delle cariche di colore, gli stati con raggi più grandi cominciano a scomparire mentre quelli con raggi più piccoli sono influenzati soltanto a temperature più alte. Si è calcolato che, nell'ordine, a  $T_c$  scompare  $\psi'$ , a  $1.1 T_c$  seguono gli stati  $\chi_c$  ed infine a circa  $1.3 T_c$  scompaiono anche le  $J/\psi$ ; anche se una piccola frazione di  $J/\psi$  è normalmente prodotta nel decadimento di  $\psi'$  (circa 5-8%) ed una un pò più grande è prodotta negli stati  $\chi_c$  (circa 32-40%). Notiamo che gli stati  $\chi_c$  sono prodotti dall'annichilazione di due gluoni, contrariamente alle  $J/\psi$  che, invece, hanno bisogno di un gluone in più in modo da assumere una corretta parità. Quando si raggiungono le condizioni per avere un QGP, si dovrebbe registrare una leggera soppressione di  $J/\psi$ , poi a densità d'energia più elevata si dovrebbe osservare una diminuzione del 40%, circa, fino ad arrivare alla completa scomparsa della  $J/\psi$  a densità ancora più grandi. In uno scenario puramente adronico ci aspettiamo, dunque, una soppressione della  $J/\psi$  perchè, quando la  $J/\psi$  interagisce con pioni e nucleoni, c'è una grande probabilità che scompaia; inoltre un'altra causa della sua scomparsa è da ricercare nel fatto che, prima della formazione della  $J/\psi$ , la coppia  $c\bar{c}$  può trovarsi, per un tempo sufficientemente lungo, in uno stato di ottetto di colore, e tale stato ha una sezione d'urto maggiore a causa della sua carica di colore più grande (circa un fattore 9/4 rispetto alla carica del tripletto). Questo effetto, di fatto, aumenta la sezione d'urto di assorbimento della  $J/\psi$  da 2-3 mbarn a 7 mbarn, e spiega la produzione della  $J/\psi$  misurata nelle reazioni adroniche. L'osservazione di una soppressione anomala della  $J/\psi$ , in collisioni di ioni pesanti, rappresenta una forte indicazione per il deconfinamento.

### 1.4.5 Prove elettromagnetiche

Ci sono diverse predizioni circa la produzione di fotoni termici diretti e dileptoni termici nel QGP, ma i segnali sono comunque molto piccoli se confrontati con il *background* aspettato. In prossimità della temperatura critica,  $T_c$ , lo spettro dei fotoni diretti provenienti principalmente dall'interazione  $gq \rightarrow \gamma q$ , è molto simile, nella forma e nell'intensità, a quello dei gamma prodotti da un gas adronico, secondo la reazione  $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$ . Si può comprendere come sia complesso poter osservare tali prove in quanto

- ci si aspetta un segnale chiaro per i fotoni diretti, dal QGP, soltanto a temperature molto più alte di  $T_c$  ed a momenti trasversi  $p_t > 2 \text{ GeV}/c$  [7];
- nella regione compresa tra 1 e 3 GeV, per le masse effettive, un contributo sostanziale agli spettri delle coppie di leptoni è dato da decadimenti semi-leptonici di *charm*, e per masse più grandi, anche dai decadimenti semi-leptonici di particelle con *beauty*;
- si ha un grande fondo.

## 1.5 Alcuni risultati di RHIC

Di recente sono stati prodotti diversi risultati interessanti dagli esperimenti al RHIC; uno di questi riguarda le distribuzioni inclusive di  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  e  $\bar{p}$  in funzione dei loro momenti trasversi [8] e [9] ed è mostrato in figura 1.5.

I dati indicano che in collisioni centrali, la produzione di  $\pi$ ,  $K$  e  $p$  diventa uguale per  $p_t = (1.5 - 2) \text{ GeV}/c$ . Per valori più bassi di  $p_t$  le pendenze inverse aumentano con le masse delle particelle e le distribuzioni hanno andamenti diversi (diventano convesse per  $K$  e  $p$  e concave per  $\pi$ ). In collisioni periferiche, invece, le distribuzioni a basso  $p_t$  sono piuttosto parallele tra loro ed, in particolare, sono sovrapposte per  $K$  e  $p$ . Questi risultati possono trovare una possibile spiegazione nella struttura del modello idrodinamico del flusso collettivo [10] e [11].

Inoltre, in figura 1.6 è riportato il confronto tra la molteplicità di particelle cariche per unità di rapidità centrale, normalizzata per il numero medio di partecipanti, a diverse energie nel centro di massa per coppie di nucleoni

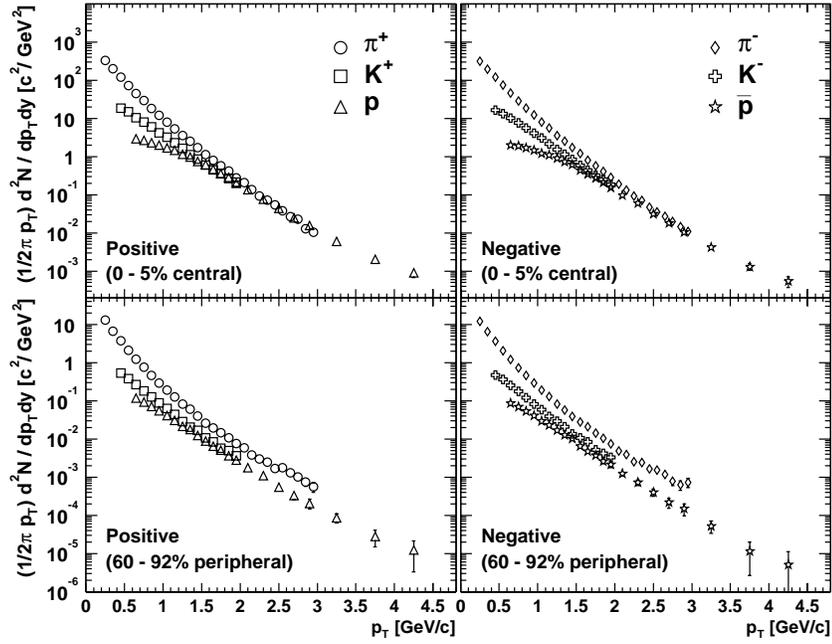
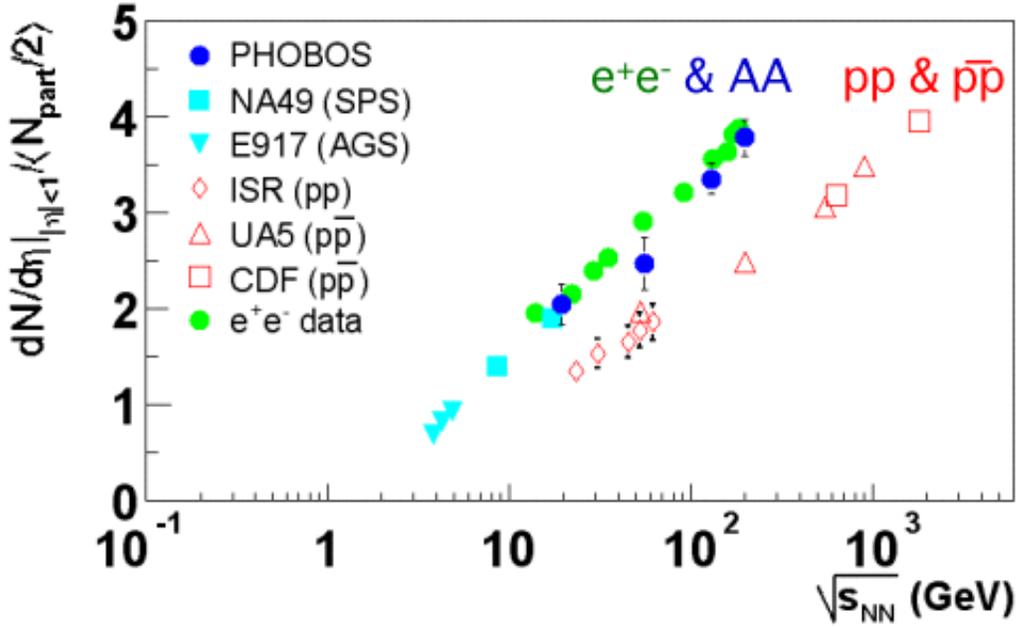


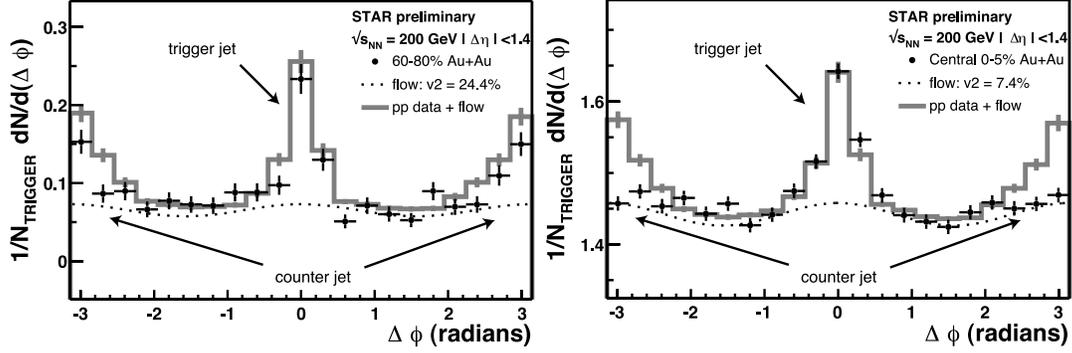
Figura 1.5: Distribuzione del momento trasverso per pioni, kaoni e protoni per eventi centrali (0-5%) e per eventi periferici (60-92%) per collisioni Au-Au a  $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ .



**Figura 1.6:** Molteplicità delle particelle cariche per rapidità centrale ( $dN/d\eta|_{|\eta|<1}$ ) per p-p, p- $\bar{p}$ ,  $e^+e^-$  ed eventi centrali Au-Au in funzione di  $\sqrt{s_{NN}}$ . Gli eventi Au-Au sono normalizzati per  $N_{part}/2$ , dove  $N_{part}$  è il numero di partecipanti

( $\sqrt{s_{NN}}$ ), misurata da PHOBOS [12], ed i dati relativi a collisioni  $e^+e^-$ , p-p e p- $\bar{p}$  [13] e [14]. A parte la buona consistenza dei risultati dei diversi esperimenti, dalla figura 1.6 risulta che i dati relativi a collisioni Au-Au e  $e^+e^-$  hanno lo stesso comportamento per i diversi valori dell'energia nel centro di massa, mentre i dati di p-p e p- $\bar{p}$  devono essere riscaldati di un fattore 2. Questo è conseguenza del ben noto effetto *leading* presente nelle collisioni p-p e p- $\bar{p}$  ed assente nelle interazioni  $e^+e^-$  [13] e [14]. Questo effetto, in p-p e p- $\bar{p}$  è legato al flusso del numero barionico dallo stato iniziale a quello finale. Una volta sottratta da  $\sqrt{s}$  l'energia trasportata dai protoni (o antiprotoni) *leading* uscenti, i dati di p-p o p- $\bar{p}$  e quelli di  $e^+e^-$  coincidono.

Dunque, i dati di RHIC indicano che nelle collisioni centrali Au-Au, ad alta energia, non è presente l'effetto *leading* barionico. Un altro risultato interessante, ottenuto da STAR e PHENIX, è la scomparsa graduale delle



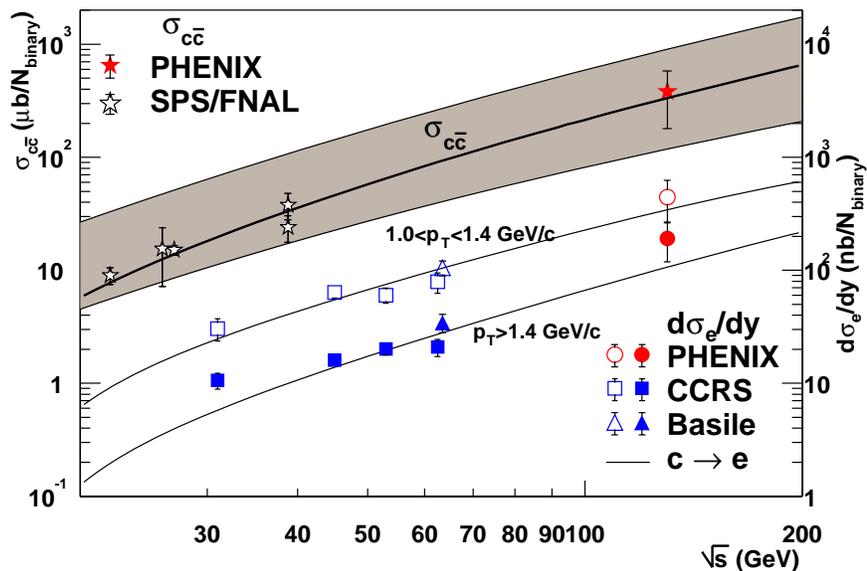
**Figura 1.7:** Correlazioni azimutali di particelle cariche rispetto alla particella di trigger ad alto  $p_t$  per collisioni Au-Au periferiche (sinistra) e centrali (destra) per  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [15].

correlazioni azimutali *back-to-back* di particelle ad alto  $p_t$  all'aumentare della centralità della collisione [15]. In figura 1.7 sono riportate le correlazioni azimutali delle particelle cariche rispetto alla particella di trigger ad alto  $p_t$ , per collisioni centrali e periferiche, confrontate con i risultati di interazioni p-p. Nelle collisioni centrali la correlazione a  $180^\circ$  è soppressa rispetto al caso di p-p e di urti periferici Au-Au. Questo effetto suggerisce che nelle collisioni centrali uno dei due *jet* prodotti dall'interazione di un partone *hard* è assorbito.

Come abbiamo visto, la misura dei leptoni singoli ad alto  $p_t$  (con  $p_t \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$ ) è un modo utile per studiare la produzione di quark pesanti ed è importante per lo studio della materia creatasi a seguito di collisioni di ioni pesanti ad alta energia. La produzione di *charm* è sensibile alla densità partonica dello stato iniziale del sistema [16]; gli effetti nucleari e le interazioni nel mezzo, come per esempio la perdita di energia del quark *c* [17], possono essere studiati confrontando la produzione di *charm* nelle collisioni A-A, p-A e p-p. Inoltre, la misura del quark *c* può essere importante per capire la soppressione della  $J/\Psi$  e la distribuzione della massa dei dileptoni nell'intervallo  $1 < M_{l+l-} < 3 \text{ GeV}$ , in cui le coppie di leptoni, formatesi dal *c*, danno un contributo significativo.

Nelle collisioni p-p all'ISR ( $\sqrt{s} = 30 - 63 \text{ GeV}$ ) fu osservata la produzione di elettroni singoli ( $e/\pi \sim 10^{-4}$ ) per  $p_t > 1 \text{ GeV}/c$  [18], ed interpretata come evidenza della produzione di *open charm* [19]. Nelle collisioni p-p alle energie

del RHIC, ci si aspetta che il livello del segnale sia più grande, poiché la produzione di  $c$  aumenta con  $\sqrt{s_{NN}}$  più rapidamente della produzione di  $\pi$ . Di recente, è stata osservata una soppressione di  $\pi$  ad alto  $p_t$  nelle collisioni Au-Au al RHIC relative allo *scaling* delle collisioni nucleo-nucleo (NN) binarie [20]. Se la produzione di *charm* scala in collisioni NN, come ci si aspetta in assenza di effetti nucleari, il rapporto  $e/\pi$  potrebbe essere più grande nelle collisioni Au-Au. PHENIX [20] ha misurato il rate di produzione di elettroni da decadimento del  $c$  e la corrispondente sezione d'urto totale scalata per il numero di collisioni binarie. Risultati preliminari sono riportati in figura 1.8 insieme ai dati ottenuti, a più basse energie, all'ISR e confrontati con una previsione di PYTHIA ed un calcolo di QCD perturbativa a NLO [20]. A PHENIX si sono osservati elettroni singoli al di fuori della contaminazione prevista da decadimenti di adroni leggeri e conversione di fotoni.



**Figura 1.8:** Confronto delle sezioni d'urto di singoli elettroni misurati e dati ottenuti dagli esperimenti all'ISR (in basso e scala di destra), con i contributi del decadimento del *charm* stimati da PYTHIA. I simboli aperti e chiusi si riferiscono, rispettivamente, a valori del momento trasverso  $1.0 < p_t < 1.4 \text{ GeV}/c$  e  $p_t > 1.4 \text{ GeV}/c$ . La sezione d'urto del *charm* derivata da questa misura è compatibile con quelle ricavate dagli esperimenti del SPS/FNAL (in alto e scala di sinistra). La curva marcata e la banda colorata rappresentano, rispettivamente, la sezione d'urto del *charm* del modello di PYTHIA e dei calcoli di QCD perturbativa a NLO.

## Capitolo 2

# ALICE ed il sistema di Tempo di Volo (TOF)

### 2.1 L'esperimento ALICE

L'esperimento ALICE [21] vuole esplorare le collisioni nucleari all'energia nel centro di massa di 5.5 TeV/coppia di nucleoni presso il collisionatore LHC, ricercando variazioni quantitative e qualitative della composizione e della struttura degli stati finali, in funzione della densità d'energia. La strategia della collaborazione ALICE è di studiare un certo numero di segnali specifici, nello stesso esperimento, insieme ad un informazione globale (come per esempio il parametro d'impatto, la molteplicità delle particelle, etc.) dell'evento. I segnali accessibili al rivelatore comprendono:

- rapporti di particelle adroniche;
- spettri del momento trasverso  $p_t$  (temperatura e fluttuazioni dinamiche, flusso collettivo, jet quenching);
- interferometria delle particelle (dinamica dell'espansione);
- fluttuazioni della molteplicità;
- strutture degli eventi;
- fotoni diretti (radiazione termica);

- decadimenti di mesoni vettori ( $\rho, \omega, \phi, J/\psi$ ) in coppie di leptoni (parametri delle risonanze, restaurazione della simmetria chirale a masse basse e deconfinamento a grandi masse).
- produzione di *open charm* ( $D \rightarrow K\pi$ ) e *beauty*;
- decadimento della  $\phi \rightarrow K^+K^-$  (variazione dei parametri a causa della simmetria chirale).

Lo studio delle correlazioni tra particelle è di notevole interesse perchè permette di ricavare informazioni sull'evoluzione dinamica del sistema, come ad esempio il tempo proprio del disaccoppiamento, la durata dell'emissione di particelle e la presenza di flussi collettivi. La densità d'entropia del sistema, nel suo stato di plasma di quarks e gluoni, inibisce il passaggio dall'adronizzazione ad uno stato ad entropia più bassa, a meno che ci sia tempo sufficiente per l'espansione del sistema prima dell'adronizzazione. Grandi volumi deconfinati indicano, così, l'esistenza di una transizione di fase. L'identificazione di particelle (PID) su gran parte dello spazio delle fasi e per diverse particelle rappresenta un'importante sfida. Inoltre l'identificazione degli adroni evento per evento dà l'opportunità di misurare, con un'alta statistica e per un singolo evento:

- la distribuzione del momento trasverso,  $p_t$ , dei pioni, dei kaoni e dei protoni;
- il rapporto  $\pi/K/p$ .

Tutto questo è utile per ricavare informazioni sulle possibili instabilità termodinamiche, durante la fase di transizione, che si traduce in fluttuazioni delle temperature, sui gradi dell'equilibrio termico e sulla dinamica dell'espansione. L'identificazione del kaone ci permette di studiare la composizione dei sapori per provare il livello di densità di quarks  $s$ , che ci si aspetta essere grande per la parziale restaurazione della simmetria chirale nel QGP. Inoltre i kaoni sono particolarmente importanti per l'identificazione del decadimento  $\phi \rightarrow K^+K^-$  (massa e larghezza del decadimento della particella), mentre la misura della produzione dei  $\phi$  fornisce limiti più rigorosi sull'origine della composizione dei sapori osservati rispetto al rapporto  $K/\pi$ . Infine i kaoni sono fondamentali, insieme alla rivelazione del vertice secondario, per identificare i decadimenti *open charm* (come, per esempio,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  e

$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ). Il quark  $c$  può essere prodotto, per la sua massa, solo negli istanti iniziali delle collisioni ed arriva nello stato finale, principalmente nella configurazione di adroni *open charm*, a causa della probabilità di annichilazione molto bassa. Ci si aspetta che l'aumento di *open charm* sia sensibile alla cinematica dei partoni nella fase primordiale. Inoltre la rivelazione degli *open charm* è essenziale per la normalizzazione della sezione d'urto, necessaria per osservare la soppressione della  $J/\psi$ .

Come vedremo in seguito, ALICE ha due rivelatori dedicati esclusivamente all'identificazione di particelle, su larga parte dello spazio delle fasi:

- un sistema di Tempo di Volo (TOF: *Time Of Flight*), ottimizzato per una grande accettazione e per la separazione di  $K/\pi$  tra 0.5 e 2.5 GeV/c e di  $K/p$  fino a 4 GeV/c;
- un sistema molto più piccolo (HMPID), usato per misure inclusive, che serve per l'identificazione di  $\pi/K/p$  tra 1.5 e 5 GeV/c.

In particolare, l'accettazione in rapidità<sup>1</sup> del TOF deve essere grande abbastanza da coprire l'intera accettazione centrale di ALICE, in modo da permettere uno studio delle osservabili più significative evento per evento. Questo implica che deve essere misurato un gran numero di adroni con momento medio di  $\sim 1$  GeV/c. Più precisamente il TOF deve coprire un intervallo dei momenti degli adroni che va da  $\sim 0.5$  GeV/c (al di sopra del limite per le misure della perdita di energia media,  $dE/dx$ , nell'ITS e nella TPC per la separazione  $K/\pi$ ) a  $\sim 2.5$  GeV/c (limite statistico in eventi singoli). In figura 2.1 troviamo un grafico in cui è riportata, in funzione dell'impulso, la separazione di  $\pi, K, p$ , per il TOF, con un sistema posto a 3.7 m dal vertice, a diversi valori

---

<sup>1</sup>La rapidità,  $y$ , è definita come

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right) \quad (2.1)$$

dove assumiamo che la direzione del fascio sia l'asse  $z$  ed il sistema di riferimento è il sistema del centro di massa. In realtà ciò che si usa è la pseudorapidità,  $\eta$ , definita come

$$\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p_z}{p - p_z}\right) \quad (2.2)$$

perché è più facile da misurare poiché occorre ricavare soltanto l'angolo  $\theta$  tra la direzione dell'asse  $z$  e la direzione della particella uscente, in quanto  $p_z = p \cos \theta$ .

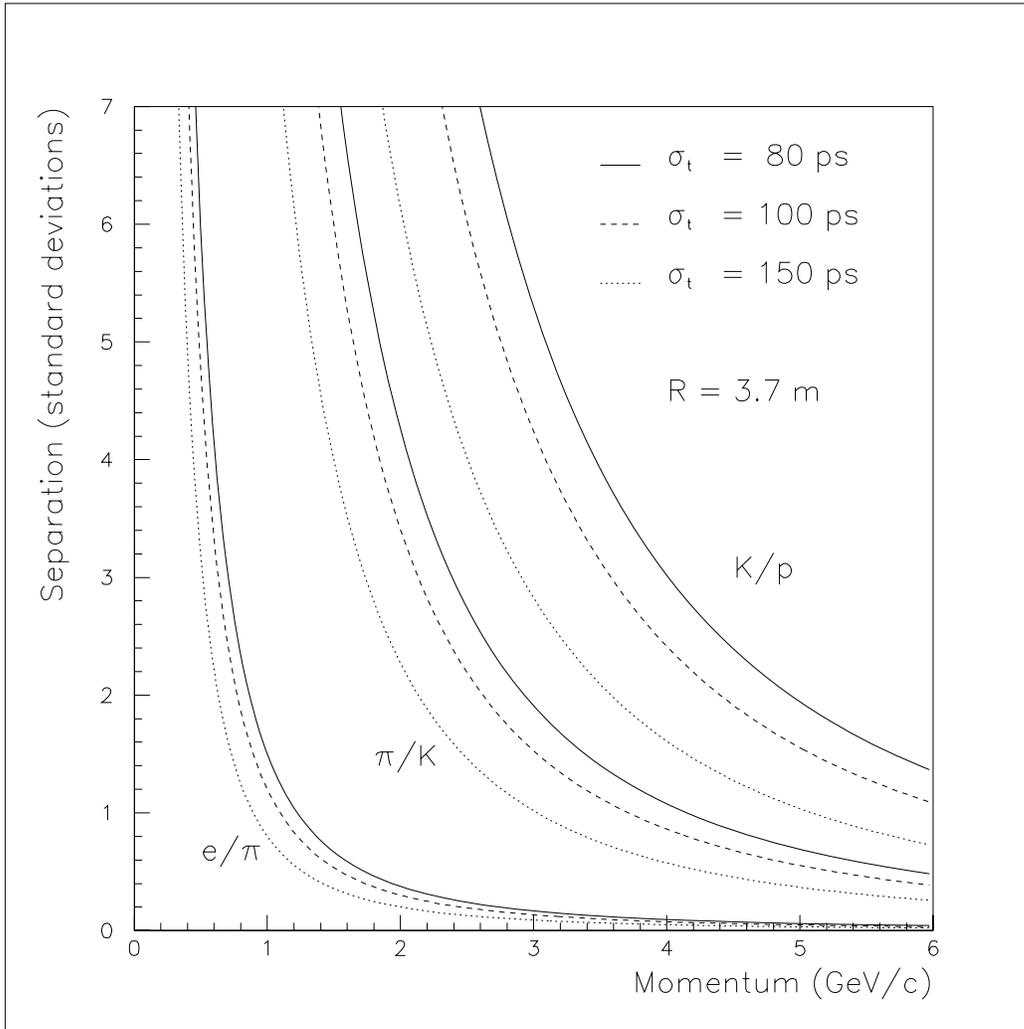
di risoluzione e per particelle emesse ad un angolo di  $90^\circ$ . Per una separazione a  $3\sigma$ , nell'intervallo degli impulsi indicato in precedenza, è richiesta al sistema TOF una risoluzione temporale globale inferiore a 100 ps.

### 2.1.1 Presentazione del rivelatore

Un disegno artistico del rivelatore è riportato in figura 2.2. La parte centrale, che ricopre un angolo polare di  $\pm 45^\circ$  ( $|\eta| < 0.9$ ) su l'intero angolo azimutale, è racchiusa in un magnete a campo solenoidale debole. Essa è costituita da

- un sistema di tracciamento interno (ITS), con sei piani di rivelatori al silicio ad alta risoluzione;
- una Time Projection Chamber (TPC) cilindrica;
- un rivelatore a radiazione di transizione (TRD);
- una vasta area di rivelatori per l'identificazione di particelle (Particle Identification Detectors), quali il sistema di Time Of Flight (TOF), per particelle a momento basso ed intermedio, e due rivelatori a piccola area: un calorimetro elettromagnetico (PHOS), un rivelatore Cerenkov RICH per l'identificazione di particelle ad alto momento (HMPID);
- un rivelatore di molteplicità in avanti (FMD), costituito da un mosaico di rivelatori al silicio, utilizzato per la misura della distribuzione della pseudorapidità delle particelle cariche su una frazione significativa dello spazio della fasi ( $1.7 < |\eta| < 5.0$ );
- un rivelatore per la misura della molteplicità dei fotoni e dell'energia trasversa delle particelle neutre (PMD);
- un rivelatore T0, costituito da 24 radiatori Cerenkov con PMT, che fornisce il tempo dell'evento;
- un rivelatore V0, composto da piani di scintillatori, utilizzato come *trigger* dell'interazione principale e per localizzare il vertice dell'interazione.

Fuori dal magnete troviamo



**Figura 2.1:** Separazione di particelle tramite la tecnica del TOF per diverse risoluzioni temporali del rivelatore

- uno spettrometro per muoni, che ha un'accettanza di  $2 - 10^\circ$  in  $\theta$  ( $\eta = 2.5 - 4$ ). Esso è formato da una serie complessa di assorbitori, un grande magnete dipolare, e dodici stazioni di camere di tracciamento e di trigger;
- una serie di calorimetri piccoli ma molto densi a zero-gradi (ZDCs), posti a grande distanza dal rivelatore centrale e dal magnete, usati per misurare il parametro d'impatto delle collisioni.

### 2.1.2 Il magnete

Per ALICE si utilizza il magnete dell'esperimento L3 del LEP. Si tratta di un solenoide con campo debole ed uniforme. Il campo nominale, per un compromesso tra la risoluzione in momento, l'accettanza a basso momento e l'efficienza nella ricostruzione della traccia, è di 0.5 T.

### 2.1.3 Sistema interno di tracciamento (ITS)

I principali compiti di questo rivelatore sono:

- localizzare il vertice primario con una risoluzione migliore di  $100 \mu m$ ;
- ricostruzione dei vertici secondari dei decadimenti di iperoni e delle particelle con *charm*;
- tracciamento ed identificazione di particelle cariche con momento trasverso superiore a 100 MeV;
- miglioramento della risoluzione in momento, e definizione degli angoli delle tracce per l'analisi interferometrica di due particelle identiche, misurati con la TPC, per particelle ad alto  $p_t$ ;
- ricostruzione dei momenti di particelle a bassa energia e loro identificazione attraverso la perdita d'energia  $dE/dx$ , nelle regioni morte della TPC.

A causa dell'alta densità di particelle, i quattro piani più interni ( $4 \leq r \leq 24 \text{ cm}$ ) saranno rivelatori bi-dimensionali a pixel e a drift. I due piani più

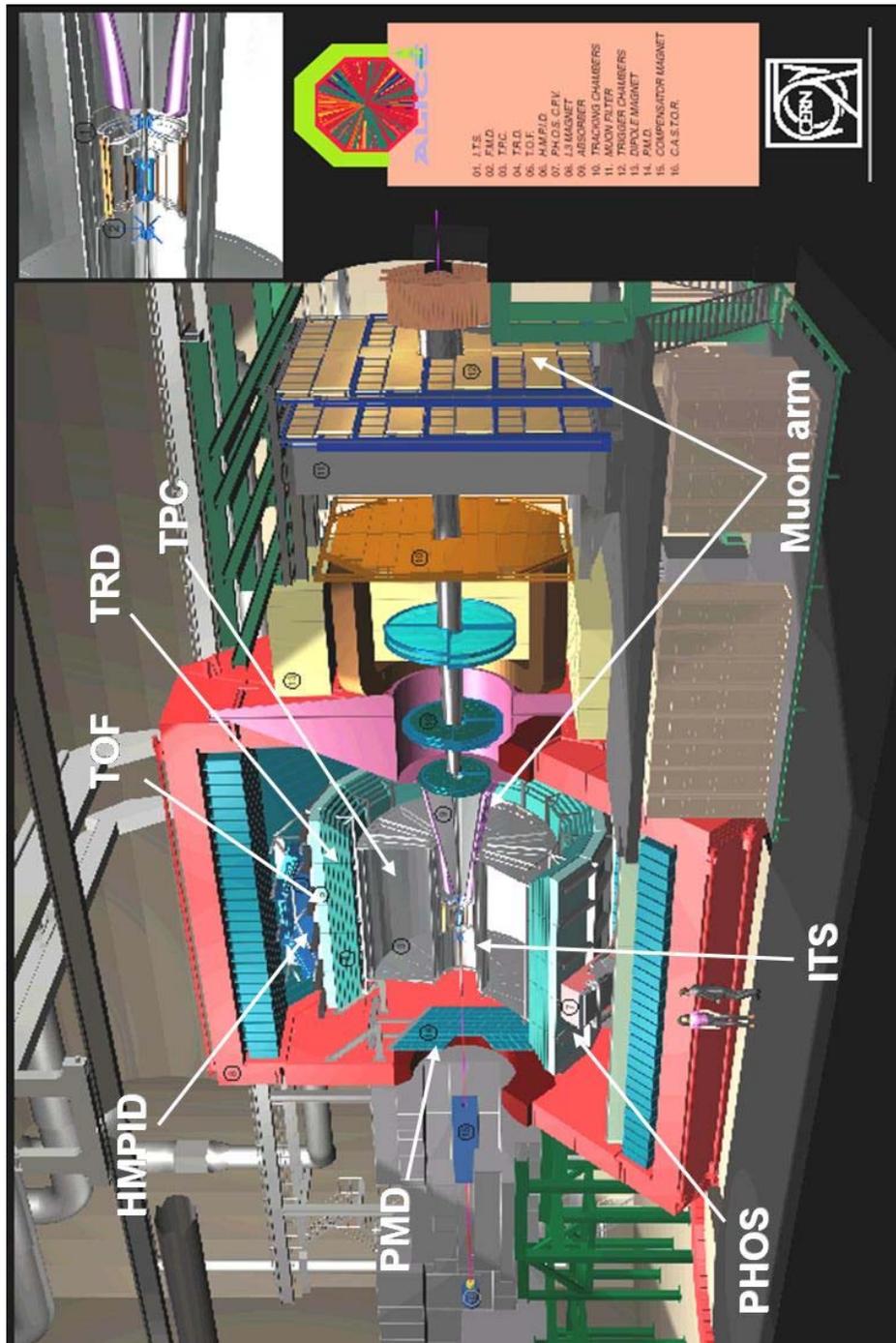


Figura 2.2: Rappresentazione generale del rivelatore

esterni ad  $r \approx 45 \text{ cm}$ , invece, saranno equipaggiati con rivelatori a micro-strip. I quattro piani esterni hanno un *readout* analogico capace di misurare la carica per l'identificazione delle particelle attraverso  $dE/dx$  nella regione non relativistica, questo rende l'ITS capace di identificare particelle a basso momento trasverso ( $p \lesssim 500 \text{ MeV}/c$  per kaoni e pioni e  $p \lesssim 1 \text{ GeV}/c$  per i protoni).

### 2.1.4 Camera a proiezione temporale (TPC)

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

### 2.1.5 Rivelatore a transizione di radiazione (TRD)

Il TRD provvede all'identificazione di elettroni nella regione centrale per momenti maggiori di  $1 \text{ GeV}/c$ , regione in cui la separazione  $e/\pi$  attraverso la misura della perdita di energia nella TPC non è più sufficiente. In particolare, il TRD permette una separazione degli elettroni dai pioni maggiore di un fattore 100 per valori dei momenti trasversi degli elettroni maggiori di  $3 \text{ GeV}/c$ . Mentre i requisiti per la  $\Upsilon$  sono meno restrittivi, i mesoni vettori leggeri ( $\rho$ ,  $\omega$   $\phi$ ) sono accessibili solo con questo tipo di prestazioni. Il TRD

è compreso tra la TPC ed il TOF, è diviso in 18 settori rispetto all'angolo azimutale  $\phi$ . Ogni settore è costituito da 5 moduli divisi, ognuno, in 6 strati. In ogni modulo troviamo un radiatore spesso 4.8 cm e una camera proporzionale a multifili.

### 2.1.6 Spettrometro dei fotoni (PHOS)

L'importanza della misura di fotoni diretti risiede nel fatto che la produzione di fotoni con momenti trasversi maggiori di 2 GeV/c dovrebbe essere chiaramente superiore nel QGP rispetto alla materia adronica normale. La produzione di un fotone dall'interazione di un gluone e un quark è paragonabile allo scattering di Compton di un fotone da una particella carica. Il rate di produzione e la distribuzione dei momenti dei fotoni dipendono dalla distribuzione del momento dei quarks e dei gluoni alla temperatura tipica della produzione dei fotoni. Questo vuol dire che lo spettro dei fotoni fornisce

- informazioni sullo stato termodinamico del sistema;
- informazioni dirette sui partoni nelle fasi iniziali dell'interazione (radiazione termica dal QGP, fase mista attorno ad 1-3 GeV/c, fase di pre-equilibrio a circa 3-6 GeV/c e processi iniziali per valori maggiori di 6 GeV/c).

Tale segnale sarà studiato, in ALICE, dallo Spettrometro di fotoni (PHOS), esso è posto a circa 4.6 m dal vertice e copre una superficie di  $\sim 8 m^2$ , con 17.000 canali. È formato da cristallo scintillante, in particolare tungstato di piombo ( $PbWO_4$ ), raffreddato a  $-25^\circ$ , che permette di avere una maggiore luce in uscita. Ha una granularità adatta a rivelare i contributi dei fotoni diretti dal grande fondo dei fotoni dovuto al decadimento degli adroni (come, per esempio, il decadimento di un  $\pi^0$  in  $\gamma\gamma$ ). Ci si aspetta che il rapporto tra fotoni diretti e fotoni dai decadimenti sia 5-10% o poco più. La sensibilità dello spettrometro attesa è  $\sim 5\%$ . Lo spettrometro elettromagnetico è in grado, inoltre, di rivelare circa 800  $\gamma$  e 500 particelle cariche in una singola collisione centrale.

### 2.1.7 Spettrometro per i muoni

La soppressione della produzione delle risonanze con quark pesanti, quali  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ , è un'altra conferma dell'esistenza del QGP; le particelle

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

- la prima parte è costituita da un assorbitore conico di carbonio, ricoperto da uno strato di tungsteno, lungo 3.5 m, che si trova ad una distanza di 900 mm dal punto della collisione e copre l'intera accettazione angolare del rivelatore. Sono stati scelti questi due materiali in quanto il carbonio (a basso  $Z$ ) minimizza lo *scattering* multiplo ed il tungsteno riduce il possibile *back scattering* verso la TPC;
- la seconda parte è costituita da un altro assorbitore conico, lungo 18.1 m, con un'apertura angolare, attorno all'asse delle particelle incidenti, di  $2^\circ$ . Il materiale scelto è ad alto  $Z$  in quanto è necessario schermare il resto del rivelatore dal flusso di particelle prodotto nell'interazione a bassissimi angoli (si parla di 10000 particelle cariche per un cono di  $15^\circ$  attorno all'asse del fascio);

Vi sono, poi,

- un magnete di dipolo con un campo magnetico di 3 T·m;
- un assorbitore di ferro, di 2m;

Infine il rivelatore comprende dieci camere traccianti per muoni, disposte in tre gruppi:

- quattro tra il primo assorbitore ed il magnete;
- due all'interno del magnete;
- quattro tra il dipolo e l'assorbitore finale.

## 2.2 Identificazione delle particelle e tecnica del *Time Of Flight*

L'identificazione di una particella può essere fatta attraverso la determinazione della carica e della massa della particella stabile. Poiché la massa di una particella stabile non può essere misurata direttamente, bisogna dedurla

da misure indipendenti di due diverse variabili cinematiche, con almeno una dipendente dalla massa. Per identificare una particella è possibile misurare la sua velocità, il fattore di Lorentz o la sua energia in un calorimetro. Ad esempio i rivelatori RICH sfruttano la ben nota relazione di Cherenkov che lega la velocità della particella,  $\beta$ , e l'angolo di emissione,  $\theta$ , della luce Cherenkov:  $\cos \theta = 1/n\beta$ , dove  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo ottico attraversato dalla particella. L'intervallo di valori dei momenti, in cui è possibile l'identificazione della particella, va da 1 GeV/c a 30-40 GeV/c, usando diversi materiali. Bisogna, però, sottolineare che la radiazione Cherenkov può essere emessa solo se  $\beta > 1/n$ , e questo limita il metodo adottato dal RICH per studiare particelle a basso momento. Il 99% delle particelle prodotte nelle collisioni Pb-Pb, ad LHC, hanno momenti inferiori ad 1-1.5 GeV/c. In questa regione il metodo del *Time Of Flight* (TOF) è una soluzione ottimale, soprattutto se si considera che per realizzare il TOF si usano rivelatori dotati di ottime risoluzioni temporali come le camere a piani paralleli resistivi multigap (*Multigap Resistive Plate Chamber, MRPC*). In questo modo è possibile ottenere dal TOF un'accurata misura dei tempi di volo delle particelle, e quindi una più precisa conoscenza delle loro velocità. Nell'esperimento ALICE, la velocità di una particella misurata con il rivelatore TOF, accoppiata alla determinazione del suo impulso e della lunghezza della traccia fatta dalla TPC e dall'ITS in presenza di campo magnetico, assicurano una precisa identificazione della particella stessa.

### 2.2.1 Principi di base della tecnica del TOF

Un rivelatore a tempo di volo determina la velocità della particella carica che attraversa il rivelatore misurando il tempo di volo,  $t$ , della particella su una distanza nota  $L$  [22]. Conoscendo l'impulso  $p$  della particella è possibile ricavare la massa  $m$  ed identificare, così, la particella. Dalla seguente relazione

$$m = p \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1} \quad (2.3)$$

dove  $p$  è il momento,  $t$  il tempo di volo ed  $L$  è la lunghezza della traccia, possiamo ricavare la risoluzione della massa

$$\frac{dm}{m} = \frac{dp}{p} + \gamma^2 \left( \frac{dt}{t} + \frac{dL}{L} \right) \quad (2.4)$$

dove  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  è il fattore di Lorentz della particella. Assumendo che  $p$  sia nota con un'accuratezza di  $dp/p=1\%$  e che  $dL/L=10^{-3}$ , si ha che  $dm/m$  è determinata, principalmente, dalla risoluzione temporale del rivelatore, poiché  $\gamma^2 \gg 1$ , nella maggior parte dei casi.

Se consideriamo  $L=3$  m, che corrisponde ad un tempo di volo di 10 ns per una particella relativistica, per  $dt/t=1\%$ , abbiamo una risoluzione temporale totale di 100 ps. La differenza tra i tempi di volo di due particelle con lo stesso impulso e la stessa lunghezza di traccia è, per  $p \gg m$ :

$$c\Delta t = \frac{L(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2} \quad (2.5)$$

Tuttavia, può accadere che le particelle non siano identificate a momenti più alti, quando la differenza dei due tempi diventa confrontabile con la risoluzione del rivelatore. L'abilità di distinguere due particelle in un sistema TOF è data da:

$$n_{dt,1-2} = \frac{L(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2 c dt} \quad (2.6)$$

dove  $n_{dt,1-2}$  è la separazione espressa in deviazioni standard.

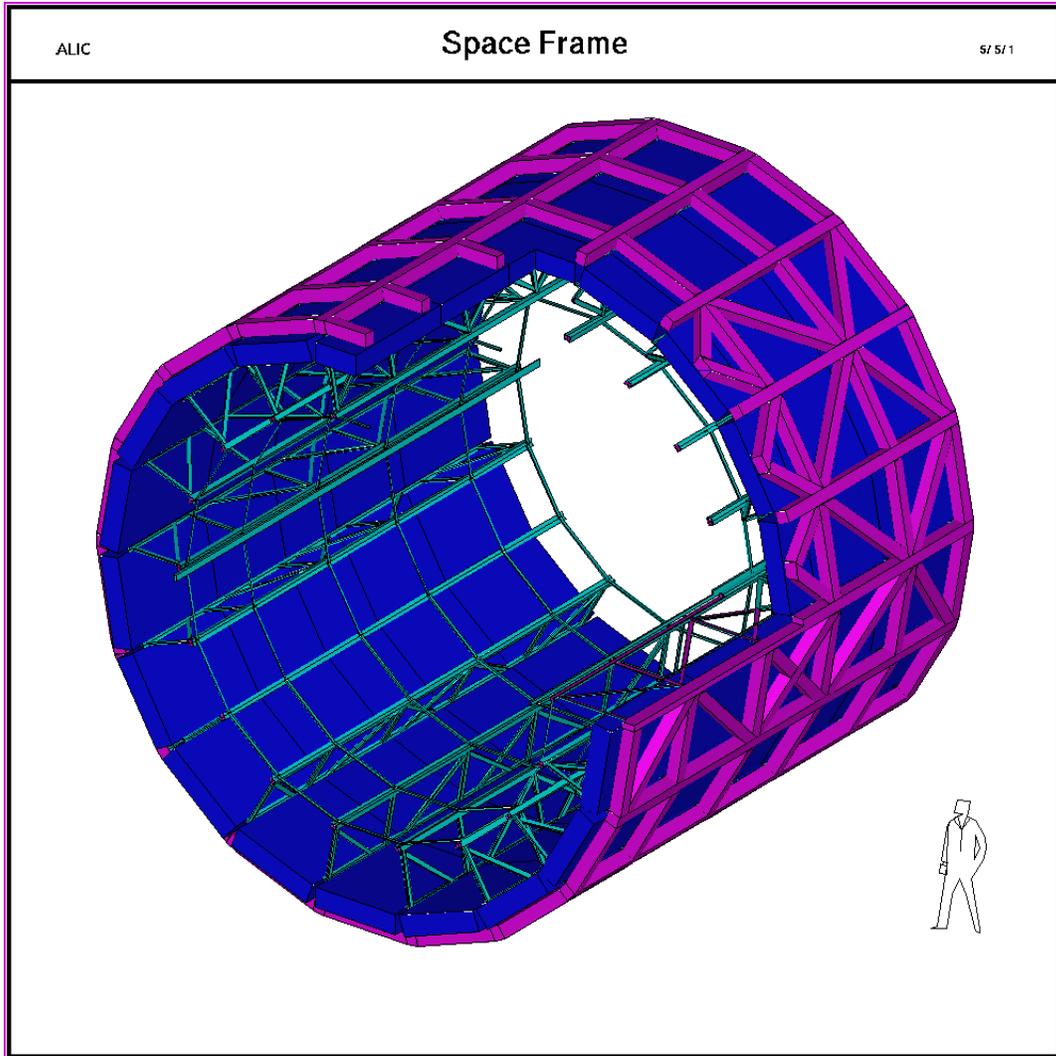
## 2.3 Descrizione generale del sistema TOF

IL sistema del TOF [23] e [24] copre una superficie cilindrica con accettazione polare  $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$ , sull'intero angolo azimutale  $\phi$ ; il raggio interno del cilindro è 3.7 m. L'apparato è costituito da 90 moduli contenenti i rivelatori a piani paralleli resistivi multigap (MRPC-STRIP); dettagli sul funzionamento, sulla struttura e sulle prestazioni degli MRPC sono descritti ed analizzati nei capitoli 3 e 4. La struttura dell'intero sistema è divisa in 18 settori rispetto all'angolo azimutale (in figura 2.3 è illustrato il TOF inserito nell'armatura di supporto), nei quali sono inseriti cinque moduli paralleli alla direzione del fascio.

### 2.3.1 Descrizione del supermodulo

Ogni settore ospita un supermodulo costituito da 5 moduli:

- uno centrale, lungo 1.14 m, che contiene 15 MRPC;



**Figura 2.3:** Lo *space frame* ed il TOF nella descrizione di GEANT (AliROOT)

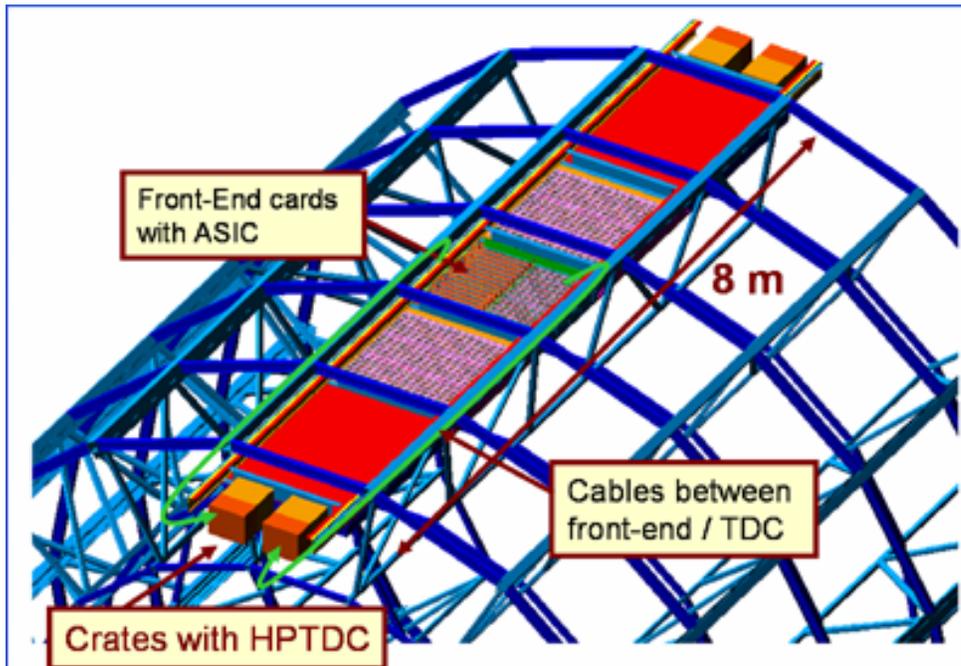


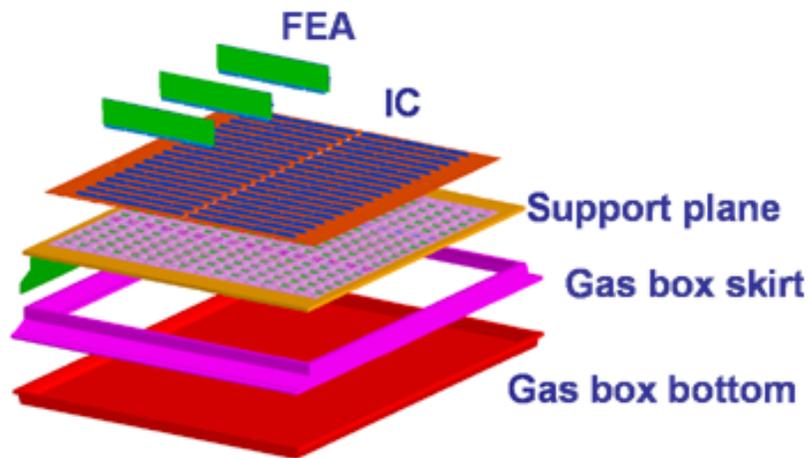
Figura 2.4: Supermodulo nello scheletro metallico di ALICE

- due intermedi, ciascuno lungo 1.47 m e contenente 19 MRPC;
- due esterni, ciascuno lungo 1.782 m e contenente 19 MRPC.

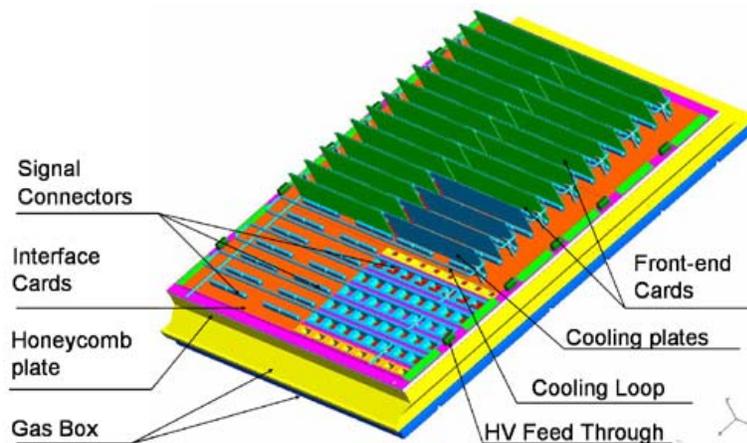
In figura 2.4 è riportato un supermodulo all'interno dello scheletro metallico di ALICE (*space frame*).

Come si può vedere, in ciascuna delle due estremità del supermodulo sono posizionati due *crate* VME64x, ognuno di 12 *slot*, nei quali è alloggiata tutta l'elettronica di lettura (*readout*, *trigger* e *slow control*). Questi crate sono assemblati in un'unica armatura di dimensione  $90\text{ cm}^3$ , attaccati ai binari della struttura dello *space frame*.

Ogni modulo del TOF è costituito da due volumi separati: una regione interna, a prova di gas, in cui sono inserite le MRPC ed una esterna che contiene le schede di *front-end* (FEA) come mostrato in figura 2.5 e figura 2.6; queste sono collegate ai moduli di *readout* tramite cavi di lunghezza variabile tra 1.4 e 5.2 m.



**Figura 2.5:** Rappresentazione schematica delle componenti di un modulo del TOF.



**Figura 2.6:** Modulo del TOF con dettagli del piano di alluminio/honeycomb, delle schede d'interfaccia e delle schede di front-end.

La parte che ospita le MRPC è realizzata con fibra di vetro<sup>2</sup> di 3.0 mm, ricoperta internamente da un strato di 0.3 mm di alluminio per assicurare un buon schermaggio elettromagnetico (gabbia di Faraday). Le MRPC sono assemblate all'interno dei moduli come mostrato in fig. 2.7, fig. 2.8 e fig. 2.9; i rivelatori sono disposti ortogonalmente rispetto all'asse del cilindro con un'angolazione che, rispetto a  $\theta = 90^\circ$ , aumenta progressivamente da  $0^\circ$ , nella parte centrale del settore, a  $45^\circ$  all'estremità dei moduli esterni. Questo fa sì che le MRPC siano sempre perpendicolari al raggio, dal punto d'origine dell'interazione, minimizzando quindi l'angolo d'incidenza delle particelle rispetto alla normale alla STRIP. Per minimizzare il cammino trasversale obliquo delle particelle incidenti, all'interno di un modulo, le MRPC adiacenti hanno una sovrapposizione del bordo della zona attiva di 4 mm. Inoltre, si è dedicata particolare cura alla progettazione delle regioni di sovrapposizione di due moduli limitando drasticamente le zone morte.

Il volume di gas è separato dall'elettronica da un piano spesso 1.3 cm di alluminio/honeycomb racchiuso tra due strati di alluminio di 1 mm. Questo piano rappresenta la parte strutturale del modulo ed ha intorno una struttura di rinforzo per garantisce la rigidità richiesta sotto:

- lo stress meccanico durante la fase di assemblaggio nei supermoduli e di conseguenza nello *space-frame*,
- l'eventuale sovrappressione del gas al suo interno di 1-2 mb.

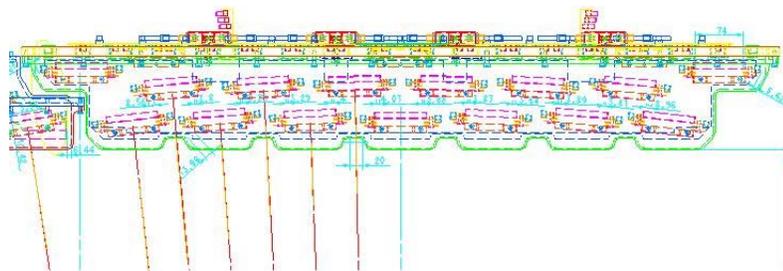
La regione con le schede di *front-end* è coperta e protetta da un coperchio di alluminio di 0.5 mm. La trasmissione dei segnali dai pad di lettura, sulle MRPC, alle schede di *front-end* avviene tramite dei cavi *twisted-pair* connessi alle schede d'interfaccia (sul piano centrale, fig. 2.6). In figura 2.10 è mostrato il pannello di alluminio/honeycomb durante gli incollaggi delle schede d'interfaccia e, sulla sinistra, sono visibili i fori che permettono il passaggio dei cavi di segnale.

## 2.4 Sistema del gas nel TOF

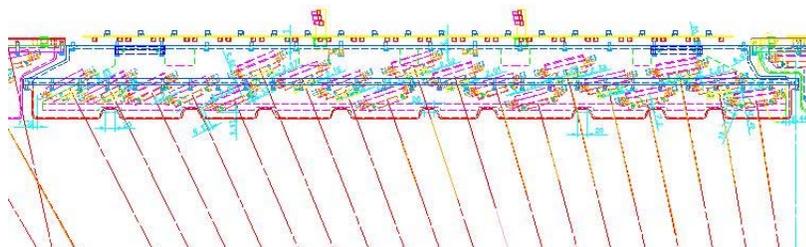
Nel TOF ci sono 90 moduli per un volume complessivo di gas di circa  $16 m^3$ . Sperimentalmente si è trovato che la miscela di gas migliore, per il rive-

---

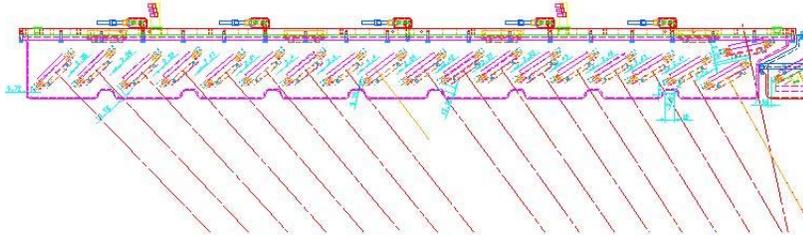
<sup>2</sup>La fibra di vetro permette di realizzare una struttura leggera, resistente e di facile lavorazione.



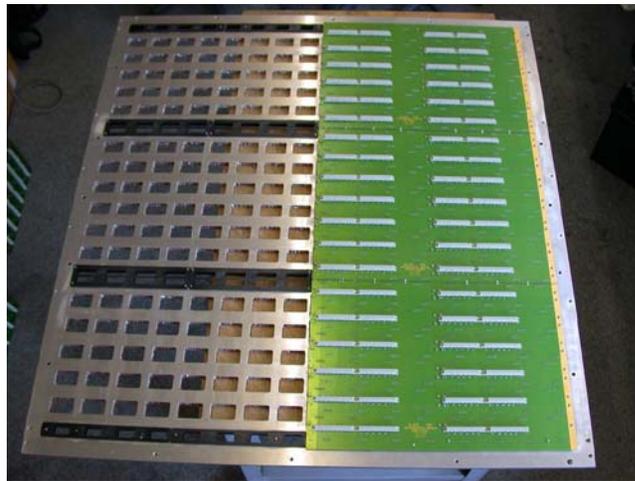
**Figura 2.7:** Modulo centrale



**Figura 2.8:** Modulo intermedio



**Figura 2.9:** Modulo esterno



**Figura 2.10:** Foto della parte superiore del modulo durante gli incollaggi

latore TOF, è composta da 90% di freon ( $C_2H_2F_4$ ), 5% di isobutano ( $C_4H_{10}$ ) e 5% di esafluoruro di zolfo ( $SF_6$ ). Anche se il volume di gas è relativamente contenuto, il costo notevole di questa miscela ha reso necessario la scelta di un sistema chiuso di circolazione del gas. Il flusso di circolazione del gas è di  $1\text{ m}^3/h$ , e con l'introduzione del 2% di gas nuovo, l'intero volume di gas è rinnovato una volta al mese. Il flusso dei tre componenti è monitorato da un processo di controllo, attraverso un computer, che calcola continuamente e modifica, se necessario, le percentuali dei tre gas, nella miscela. Inoltre, attraverso il continuo controllo dell'isobutano è possibile mantenere la miscela non infiammabile: per maggiore sicurezza, infatti, è previsto un sistema di controllo indipendente per l'isobutano utilizzando un rivelatore a raggi infrarossi.

## 2.5 Sistema di raffreddamento

Il consumo previsto per le schede di *front-end* (FEA: *Front End Analogue*) è di  $\sim 30\text{ mW}$  per canale, per un totale di circa 56 W per modulo.<sup>3</sup> Per mantenere le temperature dettate dalle specifiche di ALICE, è previsto un sistema di raffreddamento ad acqua. Il calore è raccolto direttamente dalle FEA attraverso un tubo di rame, in contatto termico con la FEA, disposto a serpentina tra le schede di *front-end*, come mostrato in figura 2.11. I *crate* speciali con l'elettronica di *readout* dispongono a loro volta di un sistema di raffreddamento ad acqua.

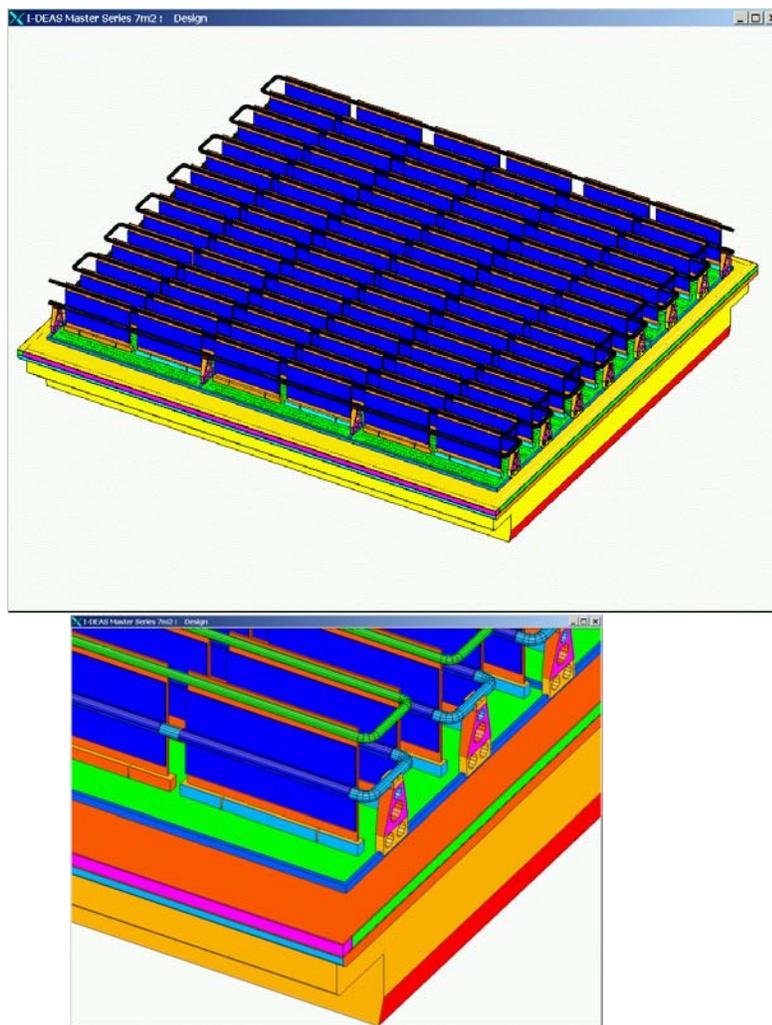
## 2.6 Monitoraggio e calibrazione del sistema

Test per il monitoraggio dell'intero sistema saranno effettuati iniettando un'impulso in una linea apposita di trasmissione posta su uno dei circuiti pre-stampati (PCB) che compongono le MRPC (vedi capitolo 3, sezione dedicata alla geometria delle MRPC). Il segnale indotto sarà registrato utilizzando la catena completa di *readout*, permettendo, così, di controllare le prestazioni dei singolo canali.

Questo sistema di impulsaggio sarà usato sia durante tutta la fase di assemblaggio dei moduli per verificare che tutte le connessioni tra pad di

---

<sup>3</sup>Ogni MRPC è letta da quattro FEA con 24 canali ciascuna.



**Figura 2.11:** Modulo del TOF con le FEA e sistema di raffreddamento. Inoltre è visibile un dettaglio del sistema con i tubi di raffreddamento.

lettura (sulle MRPC) ed elettronica di *front-end* siano corrette, sia durante la fase di installazione dei supermoduli all'interno del magnete di ALICE, per accertare che l'intera catena di elettronica (dalle schede di *front-end* ai moduli di *readout*) per tutti i canali sia funzionante.

È inoltre previsto un sistema di *trigger* con raggi cosmici che permetterà la calibrazione dell'apparato sia durante la fase di *commissioning* sia nei periodi di *shut-down* dell'acceleratore.

## 2.7 Collegamento a massa

Il sistema generale di messa a massa dell'apparato TOF segue le indicazioni fornite per l'esperimento ALICE [25]. Ogni sotto rivelatore dell'intero apparato ALICE avrà un punto di massa di riferimento locale (RG: Reference Ground). Gli alimentatori di alta e bassa tensione, le schede di *front-end* ed i moduli di *readout* avranno una propria linea di ritorno e saranno collegati al punto di RG prestabilito. Lo schema del sistema di messa a massa di un supermodulo è riportato in figura 2.12.

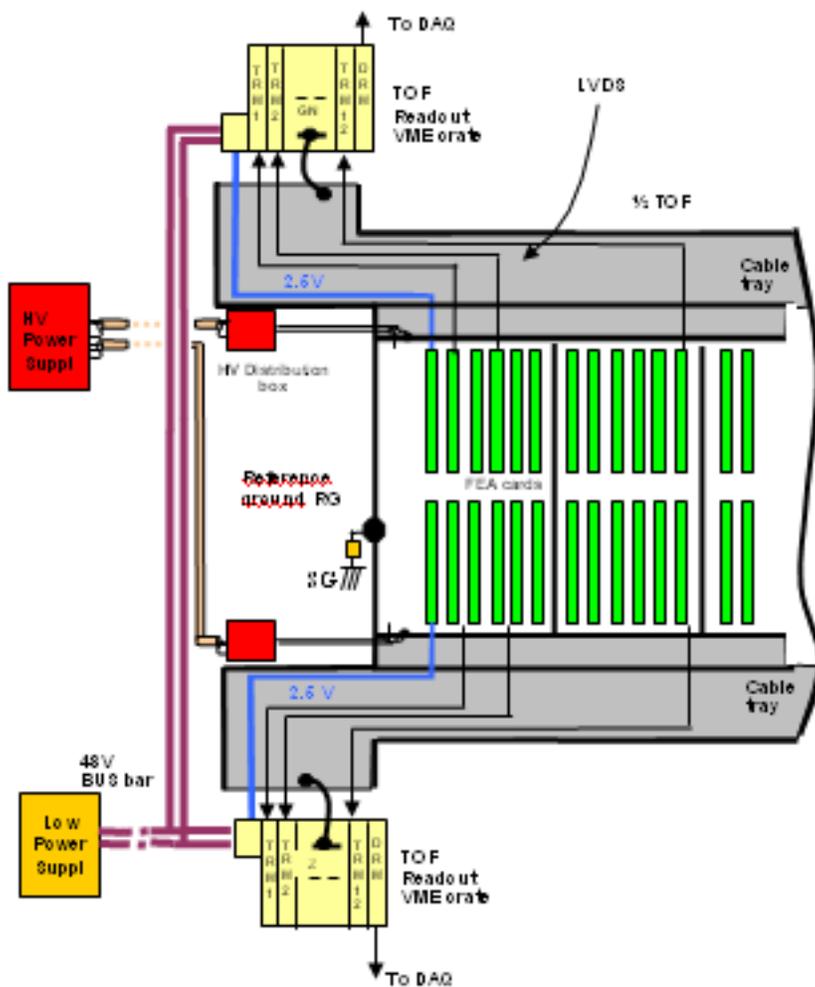


Figura 2.12: Schema del sistema di messa a massa di un supermodulo.

## Capitolo 3

# Scelte per il sistema TOF

Ricordiamo che il TOF ha il compito di identificare adroni carichi ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) con impulsi compresi tra 0.5 e 2.5 GeC/c per  $\pi/K$  e fino a 4 GeV/c per K/p. Per una separazione a  $3\sigma$  degli adroni carichi in questo intervallo di impulsi è necessaria una risoluzione temporale globale inferiore a 100 ps.

Per soddisfare tali richieste sono state sviluppate appositamente le camere a piani paralleli resistivi multigap, MRPC, che come vedremo nel capitolo 4, consentono di ottenere risoluzioni temporali minori di 50 ps ed efficienze del 99.9%. Inoltre una lunga fase di ricerca e sviluppo è stata dedicata alla realizzazione di una elettronica di front-end e di readout in grado di ottimizzare al massimo le prestazioni di questi rivelatori.

Iniziamo con l'analizzare i processi fisici che sono alla base del funzionamento delle MRPC.

### 3.1 Rivelatori a piani paralleli

Un rivelatore a piani paralleli è costituito da due elettrodi, conduttivi o resistivi, che racchiudono un volume di gas più o meno grande. Il processo fisico alla base dei rivelatori a gas di questo tipo è la ionizzazione [26]: il passaggio di una particella carica nel gas produce coppie primarie elettrone-ione. Il campo elettrico applicato uniforme accelera gli elettroni che, se hanno energia sufficiente per un'ulteriore ionizzazione innescano il meccanismo di moltiplicazione a valanga. A causa della notevole differenza della velocità di deriva degli elettroni verso l'anodo e degli ioni positivi verso il catodo, la distribuzione delle cariche prodotte assume la tipica forma a goccia; gli ioni

e gli elettroni all'interno della valanga si possono ricombinare dando luogo ad un'emissione quasi isotropa di fotoni di energia di  $\sim 10 \text{ eV}$ . Questi fotoni possono generare, a loro volta, per fotoionizzazione coppie di elettroni e ioni nelle vicinanze della valanga. La valanga iniziale e quelle secondarie possono, se il campo è sufficientemente intenso, portare alla formazione dello *streamer*, un canale conduttivo che si propaga con una velocità di circa  $10^8 \text{ cm/s}$ , maggiore di quella con cui procedono i processi di moltiplicazione a valanga. Infine, quando il plasma di elettroni e ioni congiunge i due elettrodi si ha lo sviluppo della scintilla. Il funzionamento di un rivelatore è caratterizzato dalla quantità di carica prodotta al suo interno, in funzione della tensione applicata. Sono stati sviluppati numerosi modelli di rivelatori a gas ed in modo particolare di camere con una geometria ad elettrodi piani e paralleli, con un campo elettrico uniforme.

I vantaggi derivanti da questa geometria, traducibili in una elevata efficienza di rivelazione ed una buona risoluzione temporale, ed i primi successi sperimentali ottenuti portarono ad enormi progressi ed alla realizzazione di rivelatori di forme, dimensioni e prestazioni diverse. Vediamo, brevemente, di ripercorrere le tappe più significative dello sviluppo dei rivelatori di questo tipo.

### 3.1.1 Camere ad elettrodi conduttivi

La *Parallel Plate Chamber* (PPC), realizzata intorno agli anni '50 è stata una delle prime camere ad elettrodi paralleli conduttori [27]; era costituita da due dischi di rame di  $35 \text{ cm}^2$  distanti 2.5 mm che fungevano da elettrodi, ai quali era applicata una differenza di potenziale di 1-3 kV. La miscela di gas utilizzata era argon e xilene alla pressione di 500 mbar. Una particella che attraversava la camera provocava lo sviluppo della valanga, secondo i meccanismi standard di moltiplicazione, dello streamer fino alla formazione della scintilla. Con questo tipo di camere era possibile ottenere efficienze dell'ordine del 95% e risoluzioni temporali comprese tra i 400 ps ed i 200 ps.

Inoltre, il rivelatore era dotato di un circuito esterno che aveva il compito di bloccare la tensione, per un certo intervallo di tempo (dai 10 a 50 ms), per permettere lo spegnimento della scintilla. È chiaro che un dispositivo di questo tipo era limitato nella sua fase di attività, in quanto il tempo morto, dopo il passaggio di una particella, condizionava la frequenza massima di rivelazione.

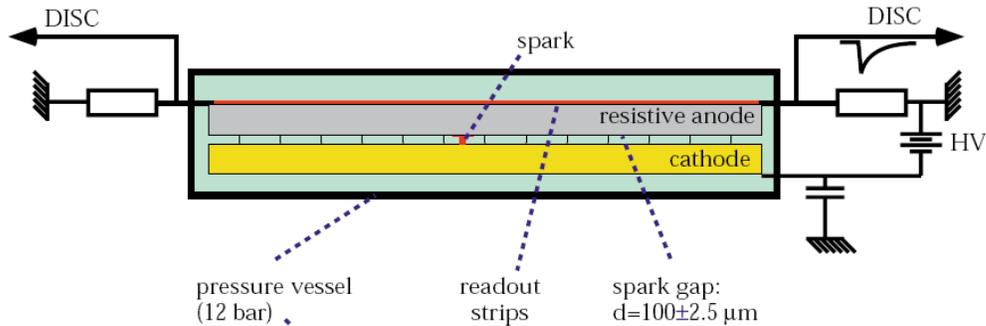
### 3.1.2 Camere ad elettrodi resistivi

In seguito a prove sperimentali, verso la fine degli anni '70 ed i primi anni '80, sono stati sostituiti i piani metallici con elettrodi resistivi. Le cariche, prodotte in seguito al processo di sviluppo delle valanghe, si neutralizzano sugli elettrodi producendo una corrente nel circuito esterno ed una variazione localizzata, spazialmente e temporalmente, della differenza di potenziale ai capi degli elettrodi. L'utilizzo di piani resistivi garantisce la diffusione localizzata delle cariche ed in questo modo, il tempo di ricarica degli elettrodi, strettamente legato alla resistività dell'elettrodo stesso, era di circa 1 ms, maggiore della durata tipica di una scarica nel gas, che è di circa 1 ns. Quindi con la scarica la tensione raggiungeva un valore minimo, la moltiplicazione dei portatori di carica cessava e successivamente la tensione era ripristinata dall'alimentatore. In questo modo, inoltre, non si doveva ricorrere ad un circuito esterno di spegnimento. I primi rivelatori progettati, sfruttando tale geometria, sono state le *Planar Spark Chamber* (PSC) e le *Resistive Plate Chamber* (RPC).

#### Planar Spark Chamber (PSC)

Realizzata da Pestov [28] è costituita da due elettrodi piani (vedi figura 3.1), montati parallelamente ad una distanza che poteva variare tra 100  $\mu m$  e 1 mm, ai quali era applicata una differenza di potenziale di  $\sim 2 \cdot 10^5 V$ .

La miscela di gas utilizzata era costituita da argon e neon insieme a gas organici per assicurare un alto coefficiente di assorbimento dei fotoni. Questi contatori sono stati i primi rivelatori gassosi a raggiungere una risoluzione temporale inferiore ai 100 ps. Tuttavia queste camere erano soggette a una serie di restrizioni meccaniche come, per esempio, il fatto che dovevano lavorare ad una pressione di 12 atm e la difficile reperibilità del vetro anodico. Infatti, i due elettrodi erano di materiale diverso: il catodo di vetro comune ricoperto da una pellicola di rame ( $\sim 3 \mu m$ ); l'anodo in vetro semiconduttore, non commerciale, con resistività volumetrica di  $\rho \sim 10^9 \div 10^{10} \Omega cm$ . La lettura del segnale era effettuata per mezzo di strisce di rame (larghe 10 mm) incollate sull'anodo.

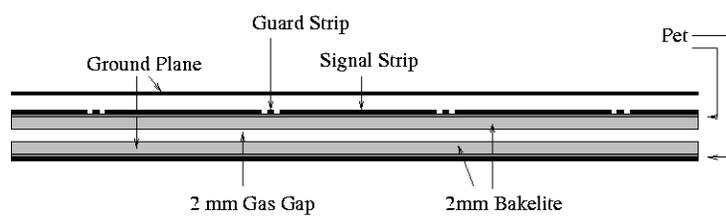


**Figura 3.1:** Rappresentazione schematica di una PSC.

### Resistive Plate Chambers (RPC)

Ideate da Santonico e Cardarelli [29] e [30]. Nella sua configurazione più semplice (in figura 3.2 è riportata una rappresentazione schematica del rivelatore) una RPC è costituito da due elettrodi piani e paralleli di bachelite, spessi 2 mm, con una resistività volumetrica di  $\rho = 10^9 - 10^{11} \Omega cm$ . Ad essi è applicata una differenza di potenziale che crea un campo elettrico uniforme, tipicamente di 4 kV/mm, nella zona attiva, detta *gas gap*, che contiene la miscela di gas a pressione atmosferica.

Un reticolo di distanziatori cilindrici (2 mm di spessore e 12 mm di diametro) assicura rigidità alla struttura e garantisce uniformità nella distanza tra gli elettrodi. I due elettrodi sono connessi, rispettivamente, all'alta tensione ed a massa e, per garantire una differenza di tensione uniforme su tutto il rivelatore, sono rivestiti, sulla superficie esterna, da un sottile strato di grafite (con una resistività superficiale di  $\rho = 200 - 300 k\Omega/\square$ ). I piani di lettura del segnale sono strisce ottenute per erosione meccanica a partire da un foglio di rame incollato su un substrato di Polietilene-Tereftalato (PET) di 190  $\mu m$ . Il tutto è poi supportato da una pannello di polistirene espanso



**Figura 3.2:** Rappresentazione schematica di una RPC.

di  $\sim 3 \text{ mm}$  di spessore. Le strisce di lettura sono separate l'una dall'altra da una distanza di 2 mm ed intercalate da una strisciolina di rame di 0.3 mm, collegata a massa, per disaccoppiare i segnali di due strisce contigue. In queste condizioni il rivelatore consente di raggiungere un'elevata efficienza ( $\sim 99 \%$ ) e buone risoluzioni temporali ( $\sim 1 - 2 \text{ ns}$ ).

## 3.2 Come funziona una RPC

Negli ultimi anni sono stati effettuati numerosi studi sulle prestazioni delle *Resistive Plate Chambers* (RPC) variando alcuni parametri come la resistività degli elettrodi, lo spessore della zona attiva, il numero delle *gap* e la composizione del gas. Cerchiamo di capire come funzionano e quali processi fisici intervengono in rivelatori di questo tipo.

### 3.2.1 Passaggio di una particella carica in un mezzo gassoso

Una particella carica quando attraversa un mezzo gassoso interagisce con le molecole del gas e la perdita d'energia media per unità di lunghezza,  $dE/dx$ , dovuta all'interazione di Coulomb (eccitazione e ionizzazione) con le molecole del mezzo attraversato è espressa dalla formula di Bethe-Bloch:

$$\frac{-dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho Z / A z^2 / \beta^2 [\ln(2m_e \gamma^2 v^2 W_{max} / I^2) - 2\beta^2 - \delta - 2C/Z] \quad (3.1)$$

$N_a$ : numero di Avogadro  $= 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ;

$r_e$ : raggio classico dell'elettrone  $= 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ;

$m_e$ : massa a riposo dell'elettrone;

$c$ : velocità della luce nel vuoto;

$\rho$ : densità del materiale assorbente;

$Z$ : numero atomico del materiale del mezzo assorbente;

$A$ : peso atomico del mezzo assorbente;

$z$ : numero atomico della particella incidente;

$\beta = v/c$  dove  $v$  è la velocità della particella incidente;

$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ;

$W_{max}$ : massima energia cinetica trasferita in una singola collisione;

I: potenziale medio di eccitazione;

$\delta$ : density correction, termine di densità che tiene conto di effetti di polarizzazione del mezzo;

C: shell correction, considera effetti di schermatura degli elettroni interni degli atomi del mezzo.

Per energie non relativistiche  $dE/dx$  è dominata da  $1/\beta^2$  e diminuisce all'aumentare della velocità della particella fino a circa  $v/c=0.96$ , dove raggiunge un valore minimo e risale tendendo ad un plateau (risalita relativistica). Le particelle intorno a questo valore ( $\beta\gamma \sim 3.5$ ) producono un minimo di ionizzazione e sono dette per questo *mip*<sup>1</sup>. Il valore minimo di  $dE/dx$  è, all'incirca, uguale per tutte le particelle che hanno la stessa carica e che attraversano un determinato gas. La perdita d'energia dipende dall'energia della particella e dal mezzo attraversato; sopra 1 GeV, la perdita d'energia di particelle cariche come, per esempio, e,  $\mu$ ,  $\pi$ , K, p raggiunge il *plateau* a circa  $4.5 \times 10^{-3}$  MeV/cm quando queste attraversano l'aria. La perdita d'energia media per unità di cammino è maggiore quanto più grande è la massa delle molecole del mezzo attraversato, per l'argon (A=39.95) si ha una perdita di  $3.5 \times 10^{-3}$  MeV/cm, mentre per il butano ( $C_4H_{10}$ , A=58.12) è  $7 \times 10^{-3}$  MeV/cm e per l'elio (A=4.003) intorno a  $4 \times 10^{-4}$  MeV/cm.

### 3.2.2 Dalla valanga alla scintilla

In seguito alle collisioni delle particella cariche nel mezzo sono create, nel gas, un certo numero di coppie primarie elettrone-ione positivo. In presenza di un campo elevato ( $\sim kV/cm$ ) molti elettroni di deriva verso l'anodo, accelerati dal campo stesso nel gas gap, danno origine a nuove coppie, secondarie, elettrone-ione positivo e iniziano, così, la formazione della valanga. La velocità di deriva degli ioni, in moto verso il catodo, è almeno due ordini di grandezza minore di quella degli elettroni<sup>2</sup>, in questo modo si ottengono due distribuzioni delle cariche prodotte, quella negativa degli elettroni (in testa alla valanga) e quella positiva degli ioni (in coda alla valanga). La valanga continua il suo sviluppo fino a quando il campo elettrico generato dalle cariche prodotte eguaglia quello esterno. A questo punto avvengono processi di ricombinazione ione-elettrone che possono produrre fotoni. Questi ultimi

---

<sup>1</sup>Minimum ionising particle

<sup>2</sup>Ricordiamo che un valore tipico della velocità di deriva degli elettroni è  $v_d^- \sim 5 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$

possono produrre, prevalentemente nella testa e nella coda della valanga dove il campo è maggiore, nuove coppie dando luogo alla formazione di valanghe secondarie.

Definiamo il fattore di moltiplicazione,  $M$ , dei portatori di carica in una valanga che si sviluppa in un campo elettrico omogeneo,  $E_0$  (con  $E_0=V_0/d$ , dove  $V_0$  è la tensione applicata tra gli elettrodi e  $d$  è la distanza tra questi) come:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha d} \quad (3.2)$$

dove  $n$  è il numero di elettroni alla distanza  $d$ ,  $n_0$  è il numero di elettroni primari ed  $\alpha$  è il primo coefficiente di Townsend<sup>3</sup> che rappresenta il numero di coppie elettrone-ione positivo prodotte da un elettrone per unità di lunghezza di deriva. Inoltre  $\alpha^{-1}$  definisce il libero cammino medio per ionizzazione ( $\lambda$ ) o, equivalentemente, la distanza media di volo di un elettrone prima di provocare il processo di ionizzazione.

Durante il processo di formazione di una valanga se il fattore di moltiplicazione,  $M$ , raggiunge un valore di  $M \geq 10^6$ , la valanga raggiunge una dimensione per cui il campo applicato viene perturbato e non è più omogeneo. Per  $M \simeq 10^8$ , a causa della concentrazione di portatori di carica negativa e positiva, nei pressi dell'anodo e del catodo, è prodotta una valanga critica e si ha la creazione di una scarica che produce una caduta della tensione applicata tra gli elettrodi, attraverso un processo ad alta conduttività nel mezzo.

Se questo processo di *streamer* non è arrestato, per azione degli ioni positivi, il catodo libera altri elettroni capaci, a loro volta, di irradiare energia sufficiente a generare nuove valanghe o di ionizzare, ulteriormente, il gas. La densità di ioni è così alta che si forma un plasma conduttore di ioni, elettroni, atomi eccitati e fotoni, che produce una corrente attraverso il gas. Tale corrente è responsabile di una caduta di tensione localizzata su una superficie di pochi  $mm^2$  che ridiventa attiva soltanto alla fine della scarica sui due elettrodi. Una fase di questo tipo è detta scintilla.

---

<sup>3</sup> $\alpha$  può essere espressa come  $N(v \cdot \sigma_i / v_d^-)$ , dove  $N=N_0 \cdot (P/760) \cdot (273/T)$  (con  $N_0=2.69 \times 10^{19}$  molecole/ $cm^3$ ) è la concentrazione di molecole, nel gas, per unità di volume ad una temperatura  $T$  ed una pressione  $P$ ;  $v$  e  $v_d^-$  sono, rispettivamente, la velocità e la velocità di deriva degli elettroni. In fine  $\sigma_i$  è la sezione d'urto di ionizzazione per collisione.

### 3.2.3 Scelta del gas

Come abbiamo visto, in determinati casi la moltiplicazione incontrollata dei portatori di carica può provocare una scarica attraverso tre processi: lo streamer, la scintilla e la foto-ionizzazione<sup>4</sup>. È per questa ragione che la scelta della miscela di gas da utilizzare all'interno del rivelatore è molto importante. Generalmente si usano miscele di gas con valori della densità di ionizzazione primaria molto alta, (compresa tra 2 e 8  $mm^{-1}$ , valori più bassi darebbero luogo ad una inefficienza a causa della riduzione del numero di coppie primarie).<sup>5</sup> Per esempio, miscele contenenti il Freon, caratterizzate da valori di densità di ionizzazione primaria elevati ( $\sim 7.5 mm^{-1}$ ), sono preferibili rispetto a quelle ricche di Argon ( $\sim 2.5 mm^{-1}$ ) perché permettono di raggiungere elevati valori di efficienza con una soglia più alta. Insieme a questi gas pesanti, è necessario utilizzare sia percentuali di gas elettronegativi, come per esempio l'esaffluoruro di zolfo ( $SF_6$ ), che diminuiscono l'efficienza di collezione ione-elettrone assorbendo gli elettroni prima che questi possano raggiungere gli elettrodi di rivelazione, sia percentuali di idocarburi, come l'isobutano, che fungono da moderatori (*quencher*) in quanto assorbono i fotoni irradiati dai processi di ricombinazione all'interno della valanga. Quindi miscele elettronegative e ad alta produzione di coppie elettrone-ione positivo, di prima ionizzazione, permettono:

---

<sup>4</sup>Si parla di foto-ionizzazione del gas quando una molecola è eccitata ed emette un fotone con un'energia maggiore del potenziale di ionizzazione del gas stesso. Poiché il processo di eccitazione richiede un dispendio d'energia minore di quello necessario per la ionizzazione, il numero di elettroni che dà origine a tale processo non è trascurabile.

<sup>5</sup>In realtà quando si utilizzano gas elettronegativi si dovrebbe ridefinire il primo coefficiente di Townsend come:  $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$ , dove  $\eta$ , per definizione, è il coefficiente di attacco, ossia la probabilità che un elettrone sia catturato da una molecola di gas su un centimetro. Questo ha due conseguenze:

- il coefficiente effettivo di Townsend,  $\alpha_{eff}$  aumenta linearmente con il campo (a differenza di  $\alpha$  che ha un andamento esponenziale);
- sono creati ioni negativi. Questi non partecipano alla produzione del segnale veloce indotto dagli elettroni e raggiungono un numero maggiore rispetto a quello degli elettroni liberi in moto verso l'anodo.

Quando operiamo a basse tensioni, l'energia cinetica che un elettrone guadagna tra due collisioni con una molecola del gas elettronegativo è debole, così  $\eta$  diventa notevole, ed  $\alpha$  resta piccolo. Questo vuole dire che si ha guadagno dal processo di moltiplicazione di una valanga soltanto quando  $\alpha_{eff} > 0$ .

- di ottenere una più alta efficienza a parità di guadagno, diminuendo il valore del gas gap;
- di mantenere bassa la probabilità di *streamer*.

### 3.3 Segnale indotto dalla valanga

Dopo aver analizzato il processo di sviluppo di una valanga, prodotta dal passaggio di una particella ionizzante, studiamo la risposta, in termini di segnale elettrico, fornita dal rivelatore. Il segnale è letto sull'estremità di un striscia di lettura, disaccoppiata dagli elettrodi, che si comporta come una linea di trasmissione. Un aspetto interessante è che in questo tipo di rivelatori il segnale, o meglio la sua componente veloce, è dovuto agli elettroni ed il segnale si forma per effetto di induzione e non per un fenomeno di semplice raccolta della carica che costituisce la valanga.

Consideriamo due elettrodi, posti ad una distanza  $d$ , tra cui è applicato un campo elettrico  $E_0$  (fig. 3.3). In generale una carica in moto tra gli elettrodi, sotto l'effetto del campo, induce una carica sugli elettrodi stessi. Questa può essere ricavata integrando la carica in movimento nel gas sul cammino percorso. Sottolineiamo che la particella ionizzante produce  $n$  coppie primarie di elettroni e ioni, che definiscono un *cluster*. Poiché l'interazione all'interno del gas avviene in più punti sono prodotti  $n_{cl}$  *cluster*. Per semplicità descrittiva consideriamo il moto, tra gli elettrodi, di un singolo *cluster* ad una certa posizione. Il numero effettivo di elettroni che si sviluppa in un tratto  $dx$ , a partire da quello già esistente  $n_0$ , è dato da

$$dn = n_0 \alpha dx \quad (3.3)$$

Integrando l'equazione precedente si ottengono il numero di elettroni (e di ioni positivi) e la carica elettrica che si sviluppano su una distanza  $x$ :

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \Rightarrow q^-(x) = q_e^- n_0 e^{\alpha x} \quad (3.4)$$

Durante lo spostamento di  $q^-(x)$ , su un tratto  $dx$  verso l'anodo, è indotta su quest'ultimo una carica con conseguente variazione,  $dV$ , del potenziale  $V_0$ , attraverso il gas gap, data dalla seguente equazione:<sup>6</sup>

$$dq^-(x) = q^-(x) \frac{dV}{V_0} = q^-(x) \frac{dx}{d} \quad (3.5)$$

---

<sup>6</sup>Abbiamo definito:

sostituendo quanto ottenuto per  $q^-(x)$  ed integrando su  $x$ , otteniamo

$$q^-(x) = \frac{q_e^- n_0}{\alpha d} \cdot (e^{\alpha x} - 1) \quad (3.6)$$

da cui si ricava, approssimando, la carica indotta dal movimento degli elettroni in funzione della distanza:

$$q^-(x) \cong \frac{q_e^- n_0}{\alpha d} e^{\alpha x} \quad (3.7)$$

Dunque, la carica totale indotta dagli elettroni,  $Q^-$ , è data dalla

$$Q^- \cong \frac{q_e^- n_0}{\alpha d} e^{\alpha d} \quad (3.8)$$

Con un procedimento analogo al precedente possiamo ricavare la carica indotta sul catodo dagli ioni positivi,  $dq^+$ , che è data dalla seguente equazione:

$$dq^+(x) = \frac{q^-(x)\alpha n_0}{d} e^{\alpha x} dx \quad (3.9)$$

Dal contributo della carica indotta dagli elettroni in movimento verso l'anodo e da quella indotta dagli ioni positivi in movimento verso il catodo ricaviamo la carica totale,  $Q_{tot}$ , ossia

$$dQ_{tot}(x) = dq^-(x) + dq^+(x) \quad (3.10)$$

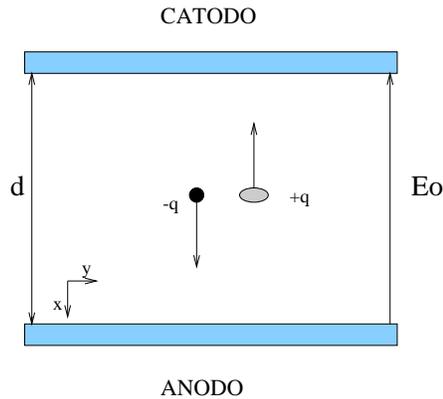
che integrata sulla distanza totale tra gli elettrodi porta alla

$$Q_{tot} = q_e^- n_0 e^{\alpha d} \quad (3.11)$$

La corrente dovuta al movimento degli elettroni, nel gas, è chiamata segnale veloce, in considerazione del fatto che la velocità di deriva degli elettroni è maggiore di quella degli ioni positivi. Così, il rapporto tra la carica totale del segnale veloce e la carica totale indotta è:

$$\frac{Q^-}{Q_{tot}} = \frac{1}{\alpha d} \quad (3.12)$$

- 
- $q^-(x)$  come la carica degli elettroni in movimento in un dato punto  $x$ ;
  - $dq^-$  come la carica indotta dal movimento di  $q^-(x)$  su una certa distanza  $x, x+dx$  in direzione dell'anodo.



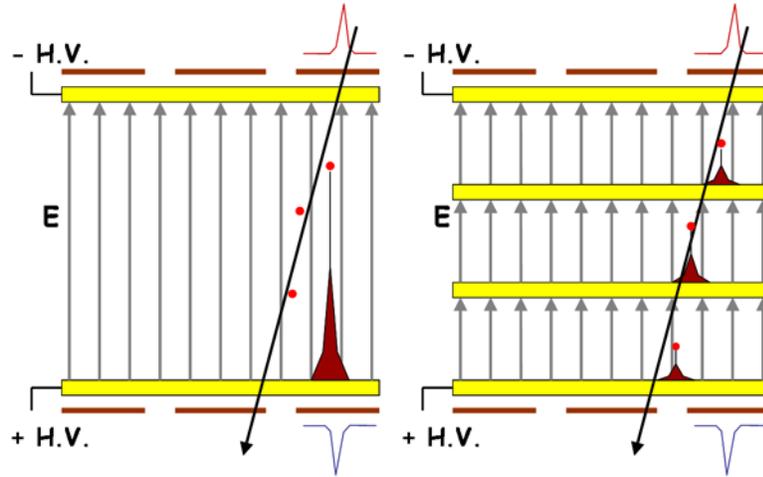
**Figura 3.3:** Schema del movimento delle cariche positive e negative create per ionizzazione

In presenza di gas elettronegativi, il procedimento per il calcolo della carica totale indotta è lo stesso, l'unica differenza è che, come accennato in precedenza, bisogna considerare  $\alpha_{eff}$  al posto di  $\alpha$ . Il risultato ottenuto è, comunque, il medesimo: il rapporto dei due segnali indotti è costante e dipende soltanto dal coefficiente di Townsend e dalla dimensione del gas gap.

### 3.4 RPC a piani resistivi

Sperimentalmente sono stati ottenuti buoni risultati dalle prove effettuate utilizzando una RPC, tuttavia la necessità di

- aumentare il limite della frequenza sostenibile (da qualche decina a qualche centinaia di  $\text{Hz}/\text{cm}^2$ );
- migliorare la risoluzione temporale (in una RPC è dell'ordine del ns);
- aumentare il guadagno ma allo stesso tempo trovare un modo per fermare lo sviluppo delle valanghe;
- fare passare una corrente meno intensa, attraverso il gas, tra i due elettrodi;



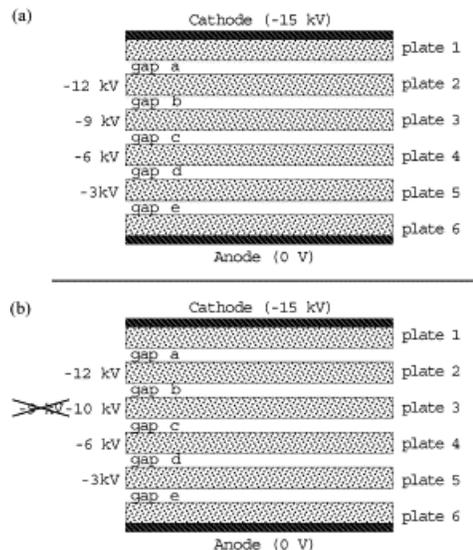
**Figura 3.4:** Rappresentazione schematica di una RPC e di una MRPC.

ha portato allo sviluppo di un nuovo tipo di RPC, la RPC a multigap (MRPC)<sup>7</sup> [31], che permette di conservare i vantaggi di una RPC a singolo gap e di migliorare la risoluzione temporale e la frequenza massima sostenibile.

Un rivelatore MRPC non è altro che una RPC nel cui gas gap sono stati inseriti dei piani intermedi (figura 3.4), sempre in materiale resistivo, che suddividono il gap in zone più piccole. Anche se la tensione di lavoro è più alta perché bisogna far sì che, nonostante le piccole gap, il segnale raggiunga un'ampiezza minima, la presenza dei piani intermedi impedisce lo sviluppo eccessivo delle valanghe e la possibilità di avere *streamer*. Da notare che i piani intermedi sono elettricamente liberi, separati gli uni dagli altri ed hanno un'alta resistività, questo significa che sono trasparenti ai segnali veloci generati dalle valanghe. Essi raggiungono un certo valore di tensione per effetto elettrostatico, mantengono tale valore per il flusso di elettroni e ioni positivi creati dalle valanghe nei gas gaps.

Inoltre, nelle RPC i piani resistivi sono di bachelite, e questo materiale è molto sensibile all'umidità. Nelle MRPC l'influenza di vapori acqueei è del tutto trascurabile, come si è osservato in una serie di test fatti introducendo, per l'appunto, vapori all'interno dei rivelatori, le prestazioni delle camere non sono risultate compromesse [32].

<sup>7</sup>Multigap Resistive Plate Chamber



**Figura 3.5:** a) Rappresentazione schematica di una MRPC e distribuzione della tensione applicata. b) vedi testo per la discussione.

### 3.4.1 Stabilità dei piani intermedi

Consideriamo una MRPC con 5 gas gap, come mostrato in figura 3.5. Poichè la MRPC ha i gas gap della stessa dimensione e la tensione sui piani interni è tale da avere la stessa differenza di potenziale attraverso ogni gap (figura 3.5, a), allora il flusso di elettroni e ioni positivi nei piani resistivi che delimitano un gas gap è lo stesso per tutti i gap. In altre parole, ogni piano intermedio riceve un flusso di elettroni su una superficie che è bilanciato da un flusso di ioni positivi sulla superficie opposta. In questo modo il flusso netto della carica in ogni singolo piano resistivo è uguale a zero e questo è lo stato di stabilità che garantisce un eguale guadagno in tutti i gap.

Se, tuttavia, la tensione su uno dei piani interni varia ed assume un valore non corretto (come schematizzato in figura 3.5, b, in cui il piano 3 ha una variazione della tensione da -9 kV a -10 kV), la differenza di potenziale attraverso due gap vicine è alterata, infatti il campo nel gap b diminuisce mentre aumenta quello in c. In questo caso il flusso di elettroni dal gap b nel piano 3 non è più uguale al flusso di ioni positivi provenienti dal gap c (in particolare il primo è ridotto, il secondo è aumentato), ed è presente un flusso netto di

carica attraverso il piano resistivo. Tale flusso, però, è tale da modificare il potenziale sul piano interno e riportarlo al valore corretto iniziale. Così, la tensione sui piani fluttuanti si auto regola riportando il sistema ad una condizione di stabilità.

### 3.4.2 Spettro della carica

Abbiamo visto che il tempo di deriva degli elettroni dipende dalla distanza percorsa prima di arrivare all'anodo. Il segnale è così generato dalla migrazione degli elettroni attraverso il gas, su una certa distanza  $x$ , a partire dal punto in cui si è sviluppata la valanga e quindi la sua ampiezza dipende dalla posizione dei gruppi di ionizzazione primaria. La variazione di tale posizione provoca una variazione di ampiezza ed una dispersione nel tempo di formazione del segnale (*time slewing*). Per questo motivo in una RPC le fluttuazioni statistiche<sup>8</sup> legate al processo di creazione di una valanga sono dominanti rispetto al caso di una MRPC in cui il segnale è dato da una media sulle singole valanghe, fisicamente separate, che si sviluppano nelle diverse gap. Tutto questo si traduce in una diversa forma dello spettro della carica: una RPC ha una distribuzione che segue un andamento esponenziale, mentre in una MRPC si ha una distribuzione simile ad una Landau. Inoltre lo spettro della carica ottenuto dalla MRPC, di cui è riportato un tipico andamento in figura 3.6, ha un picco ben separato dallo zero e ciò vuol dire che la scelta della soglia è meno critica.

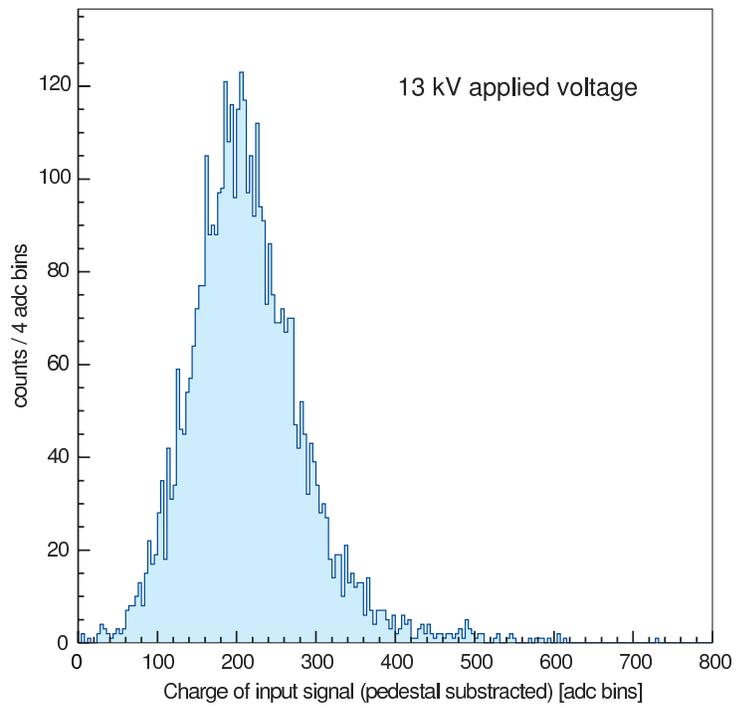
### 3.4.3 Effetto della carica spaziale

Come abbiamo visto nelle sezioni precedenti, se il numero degli elettroni in una valanga aumenta e supera il limite  $10^8$  (limite di Raether) può iniziare la formazione di *streamer*. Così, per una RPC che lavora in regime di valanga, il campo elettrico è tale per cui il guadagno massimo ( $\sim e^{\alpha d}$ ) non supera  $10^8$ .

---

<sup>8</sup>Tali fluttuazioni statistiche sono dovute principalmente alle:

- variazioni del numero di elettroni primari in ciascun *cluster*;
- variazioni del numero di *cluster* formati e della loro posizione;
- fluttuazioni del numero di elettroni prodotti a seguito dei processi di moltiplicazione;
- locali variazioni del campo elettrico (effetti di carica spaziale).



**Figura 3.6:** Tipico esempio di spettro di carica per una MRPC.

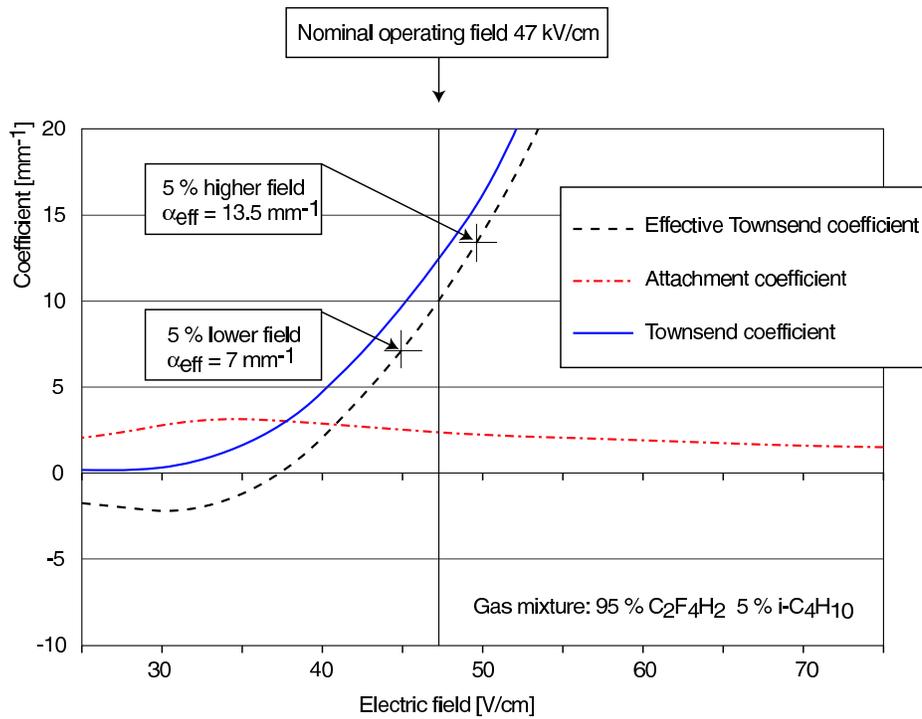
Quindi, il valore massimo di  $\alpha d$  è  $\sim 18$  ed il rapporto tra segnale veloce e segnale totale è  $1/\alpha d \sim 5\%$ . Il segnale veloce, poi, è elaborato dall'elettronica di *front-end* per generare un *hit*, ma è la carica totale che deve attraversare i piani resistivi ed è responsabile del *rate capability* limitato in una RPC. Di conseguenza per applicazioni ad alti *rate* la carica totale prodotta in un gas gap deve essere minimizzata.

Consideriamo una RPC con un gas gap di 2 mm. Un *cluster* di ionizzazione deve essere prodotto da una particella carica che attraversa il volume di gas, racchiuso tra i due elettrodi, sufficientemente vicino al catodo per poter produrre un segnale abbastanza grande da essere rivelato. Questo implica che se si vuole un'alta efficienza di rivelazione, si deve utilizzare un gas pesante. A causa della loro infiammabilità, non si possono scegliere idrocarburi pesanti, ma si preferisce, per la maggior parte dei casi, il freon che è un gas elettronegativo e ciò implica che bisogna tenere in considerazione oltre al coefficiente di Townsend anche il coefficiente di attaccamento del gas ( $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$ ). Di conseguenza, per questo effetto di attaccamento del gas sugli elettroni, ioni negativi sono prodotti nella valanga e quindi la carica totale della valanga aumenta. In figura 3.7 sono riportati  $\eta$  ed  $\alpha$  in funzione del campo elettrico per una miscela di gas costituita dal 95% di  $C_2F_4H_2$  e dal 5% di isobutano.

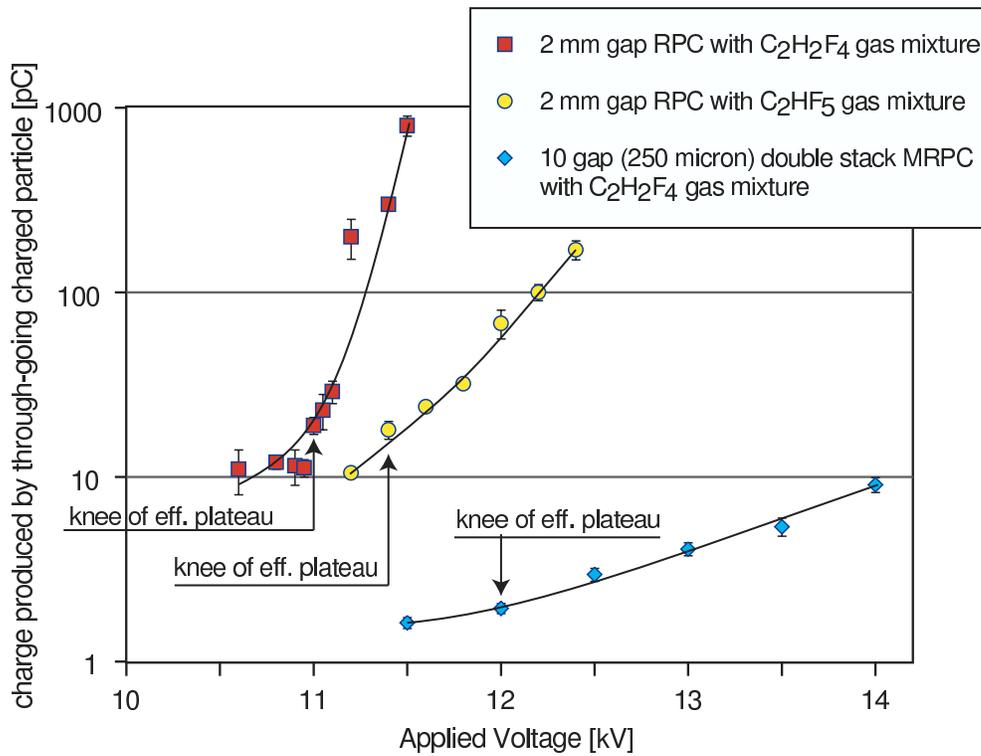
Per una RPC con gas gap di 2 mm, in regime di valanga, il campo elettrico corrispondente a valori di  $\alpha d \sim 18$  ed  $\alpha = 10 \text{ mm}^{-1}$  è 47 kV/cm. Se la tensione applicata varia di  $\pm 1\%$ , il guadagno aumenta da  $10^8$  a  $2 \cdot 10^9$  ( $\sim$  un fattore 20) e questo si riflette anche in una grande dipendenza della carica totale prodotta in un gap per piccole variazioni della tensione applicata (vedi figura 3.8).

In una MRPC il ginocchio del plateau di efficienza corrisponde a valori del campo elettrico di  $\sim 96 \text{ kV/cm}$  ed il valore corrispondente di  $\alpha$  è  $127.6 \text{ mm}^{-1}$  per una miscela di gas composta dal 90% di  $C_2F_4H_2$ , dal 5% di isobutano e dal 5% di  $SF_6$  (vedi figura 3.9); così un singolo elettrone che attraversa un gap di  $250 \mu\text{m}$  produce una valanga di  $7 \cdot 10^{13}$  elettroni. Questo è un valore di carica enormemente al di sopra del limite di  $10^8$ , tuttavia il rivelatore continua a lavorare in regime di valanga.

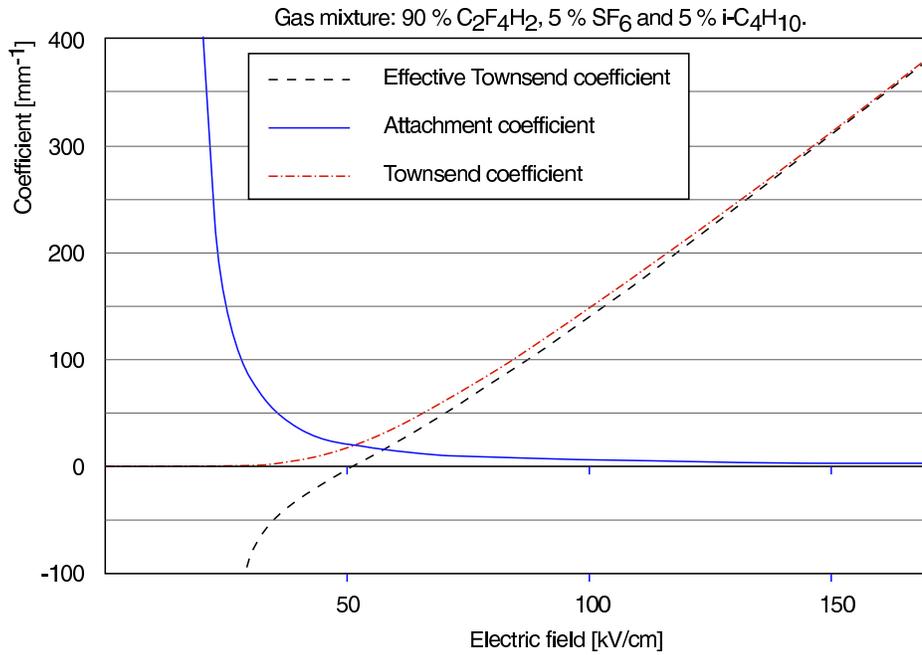
Tutto ciò può essere interpretato considerando l'effetto della carica spaziale, dovuto principalmente agli ioni positivi, che rallenta lo sviluppo della valanga [33] e [34]. Nei loro studi dell'effetto dovuto alla carica spaziale, Lippmann e Riegler hanno simulato una RPC con un gas gap di 0.3 mm.



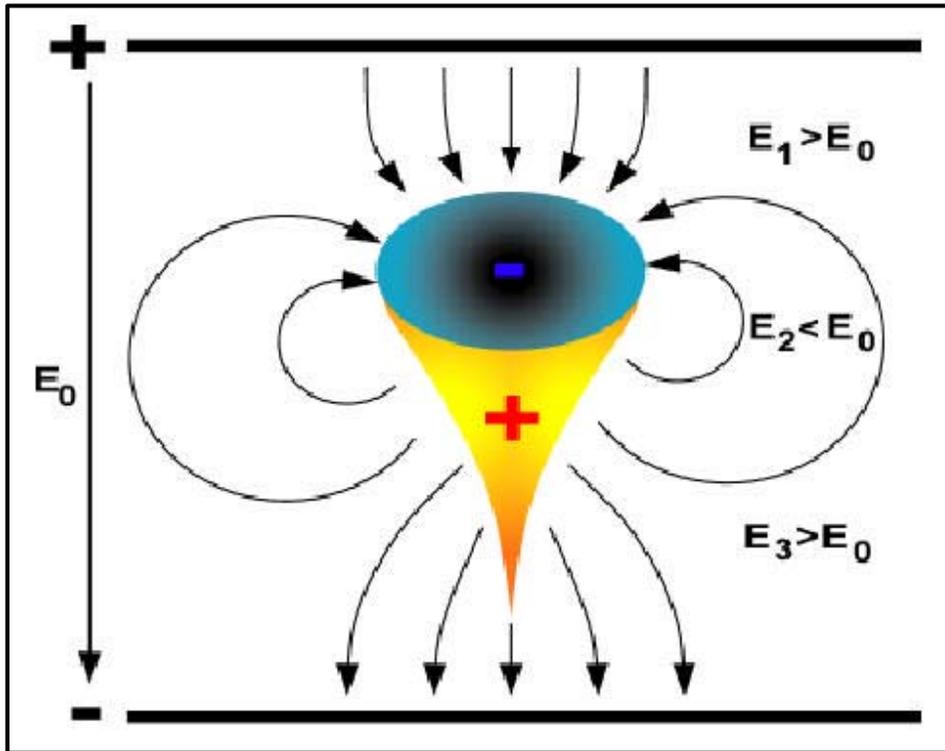
**Figura 3.7:** Coefficiente di Townsend ( $\alpha$ ), coefficiente di attaccamento ( $\eta$ ) e coefficiente di Townsend effettivo ( $\alpha_{eff}$ ) in funzione del campo elettrico, per una miscela di gas costituita dal 95% di  $C_2F_4H_2$  e dal 5% di isobutano. In una RPC con un gap di 2 mm che opera normalmente con un  $\alpha$  di 10, il campo elettrico nominale corrispondente è 47kV/cm.



**Figura 3.8:** Carica totale prodotta in un gas gap in funzione della tensione applicata. Nel caso della RPC la tensione è applicata attraverso il gap di 2 mm. Nel caso della MRPC a 10 gap da 250  $\mu m$ , la tensione è applicata ad uno stack di 5 gap.



**Figura 3.9:** Coefficiente di Townsend, coefficiente di attaccamento e coefficiente di Townsend effettivo in funzione del campo elettrico per una miscela di gas composta dal 90% di  $C_2F_4H_2$ , dal 5% di isobutano e dal 5% di  $SF_6$ . Una MRPC con gap di  $250 \mu m$  lavora normalmente con un campo elettrico di  $96 \text{ kV/cm}$ .



**Figura 3.10:** Rappresentazione schematica di una valanga in un gap.

Il campo elettrico delle cariche presenti in una valanga influenza il campo elettrico  $E_0$  applicato nel gap, come mostrato in figura 3.10.

Il campo  $E_2$  sentito dalla maggior parte degli elettroni nel centro della valanga è ridotto, mentre in testa ed in coda alla valanga i campi  $E_1$  e  $E_3$  sono aumentati. Un campo più basso riduce il coefficiente di Townsend effettivo  $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$  e di conseguenza il guadagno del gas ( $\alpha_{eff}$  potrebbe avere anche valori negativi se  $\eta$  domina su  $\alpha$ ). Gli elettroni che si muovono nel gap sono concentrati, dunque, in una regione in cui il campo elettrico è più basso. Questo effetto è dovuto principalmente al numero di ioni positivi che stazionano nel gap per un tempo maggiore degli elettroni a causa della loro velocità di deriva più lenta verso il catodo, ma anche agli elettroni che, una volta raggiunto l'anodo, aderiscono alla superficie resistiva deprimendo il campo elettrico appena prima del piano anodico.

In questa fase c'è un forte attaccamento degli elettroni con conseguente creazione di ioni negativi in prossimità dell'anodo.

L'effetto di saturazione dovuto al campo della carica spaziale riduce la carica totale prodotta nel gap. In particolare, in rivelatori a piani paralleli ci si aspetta, escudendo l'effetto di saturazione, una dipendenza esponenziale della carica su  $\alpha_{eff}(E)$ . Ciò che si trova, per campi elettrici alti, considerando la perturbazione introdotta dalla carica spaziale, è che la dipendenza di  $\alpha_{eff}$  dal campo è approssimativamente lineare, come riportato in figura 3.11 (a). In figura 3.11 (b) è più evidente la linearità della dipendenza carica-campo.

Questo effetto di saturazione dovuto alla presenza del campo della carica spaziale può spiegare perché la carica totale in un MRPC a 10 gas gap da  $250 \mu m$  è dell'ordine di qualche pC ed aumenta gradualmente con la tensione applicata, come è riportato in figura 3.8; soltanto a campi elettrici molto più elevati è sperimentalmente osservata la formazione di *streamer* che limita superiormente la regione dominata dall'effetto della carica spaziale.

Tutto ciò si riflette in un *rate capability* delle MRPC maggiore, infatti questo tipo di rivelatore può operare anche a *rate* dell'ordine di  $1 kHz/cm^2$ ,<sup>9</sup> senza degradazione delle prestazioni in termini di efficienza e risoluzione temporale [35].

### 3.5 MRPC a doppio stack

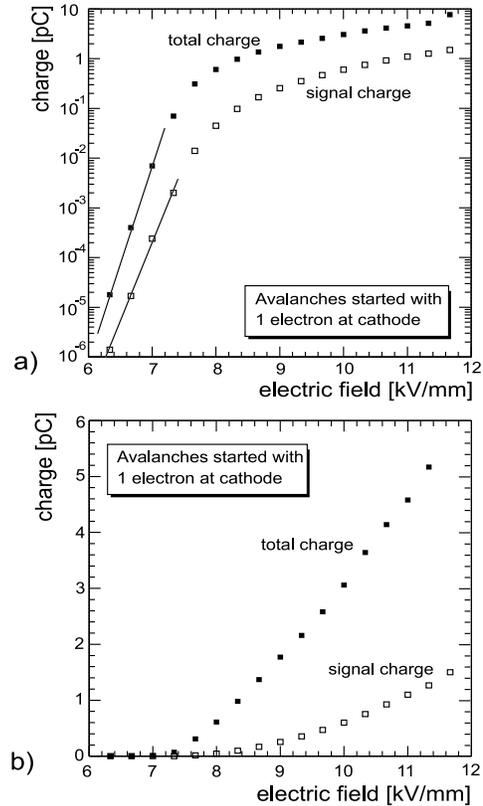
Nel corso della lunga attività di ricerca e sviluppo sono stati realizzati e studiati numerosi prototipi di MRPC a singolo stack, ottenendo con questo tipo di camere buoni risultati (un'efficienza media del 97 % e risoluzioni temporali dell'ordine di 65 ps, [36]). L'idea era di realizzare un dispositivo che potesse raggiungere efficienze prossime al 100 % e risoluzioni temporali migliori e vista la geometria delle camere da noi studiate, la soluzione più immediata era quella di aumentare il numero dei gap e quindi del volume di gas con conseguente aumento della regione di formazione delle valanghe.

In questo modo, però, si presentano, sostanzialmente, due limiti:

- si dovrebbe applicare una tensione molto più alta,

---

<sup>9</sup>Si noti che il flusso massimo di particelle aspettato per il sistema TOF, posto ad una distanza 3.7 m dal punto d'interazione dei fasci, nell'esperimento ALICE è di  $50 Hz/cm^2$  e che con un rivelatore come le MRPC siamo ad un *rate capability* abbondantemente al di sopra di questo valore.



**Figura 3.11:** a) Carica del segnale e carica totale indotta ricavate dalla simulazione di valanghe prodotte da un elettrone in funzione del campo elettrico applicato. Le linee continue evidenziano la regione in cui la carica prodotta è proporzionale alla carica primaria ed aumenta esponenzialmente con la tensione applicata, ma produce un segnale troppo piccolo da essere rivelato. b) Stessa dipendenza in scala lineare; è più evidente l'aumento approssimativamente lineare delle cariche con il campo applicato.

- aumenterebbe l'impronta lasciata dalla carica sul pad di lettura, e quindi la probabilità di doppio hit tra pad adiaceti,

La soluzione di questo problema è una MRPC a doppio stack (figura 3.12), che permette di avere due camere indipendenti in una. Tale geometria, infatti, permette di avere:

- un numero maggiore di gap,
- una tensione di lavoro relativamente bassa, visto che a parità di numero di gap, ora i due elettrodi sono più vicini rispetto alla configurazione precedente,
- un segnale in uscita più ampio di un fattore due (in carica), rispetto al rivelatore a singolo stack.

In figura 3.13 è riportato l'andamento tipico delle prestazioni di una MRPC a doppio stack in termini di efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata. Si noti, inoltre, la percentuale di *streamer* del tutto trascurabile in funzione della tensione. Dettagli delle prestazioni di MRPC a doppio stack sono ampiamente discussi nel capitolo 4.

### 3.5.1 Geometria di una MRPC a doppio stack

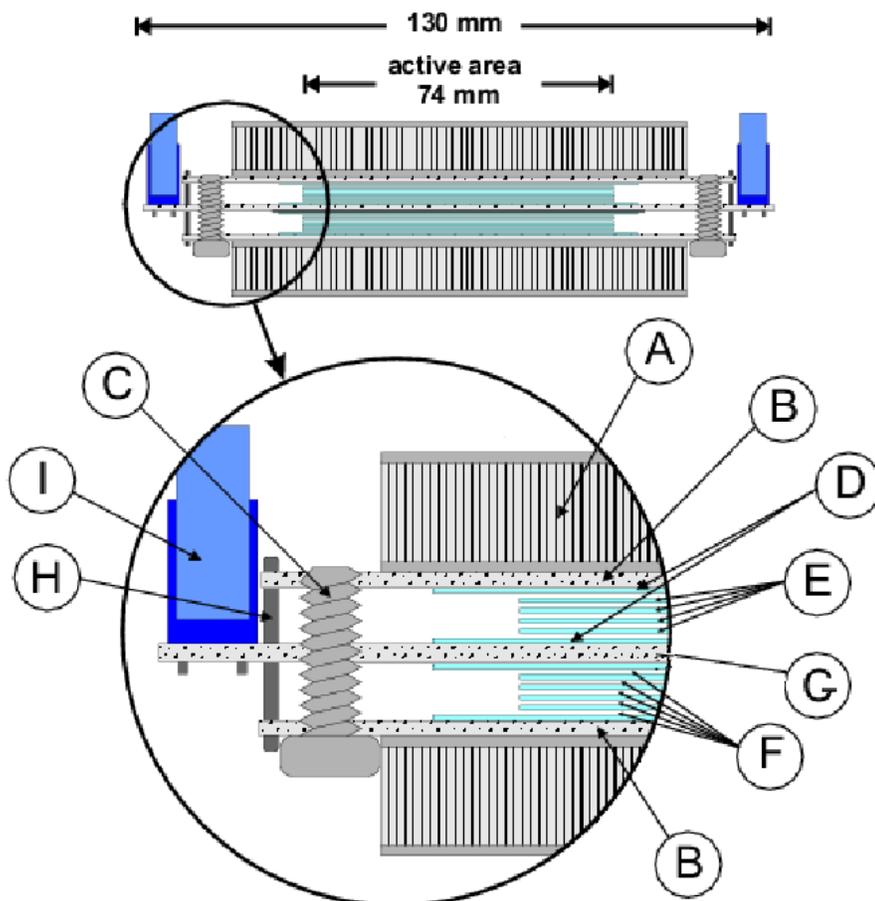
Una MRPC è costituita da due *stack* del tutto simmetrici rispetto al circuito prestampato (PCB: *Printed Circuit Board*) centrale, come mostrato in figura 3.12. Ogni stack è composto da 4 piani resistivi di vetro<sup>10</sup> ( $\rho_v \sim 10^{13} \Omega m$ ) spessi 0.4 mm, equamente spaziati dal filo da pesca in nylon (con  $\varnothing = 250 \mu m$ ) e da due vetri esterni, spessi 0.55 mm, che hanno una pittura acrilica<sup>11</sup> ad alta resistività ( $\rho_s$  può variare da qualche  $M\Omega/\square$  a  $10 M\Omega/\square$ ). Questi ultimi fungono da elettrodi, mentre i piani interni sono elettricamente liberi.

L'area attiva di una MRPC usata per il TOF è  $7.4 \times 120 \text{ cm}^2$ . I pad di raccolta del segnale (96 per rivelatore) hanno un'area di  $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  e sono disposti in due file sui PCB (vedi figura 3.14).

---

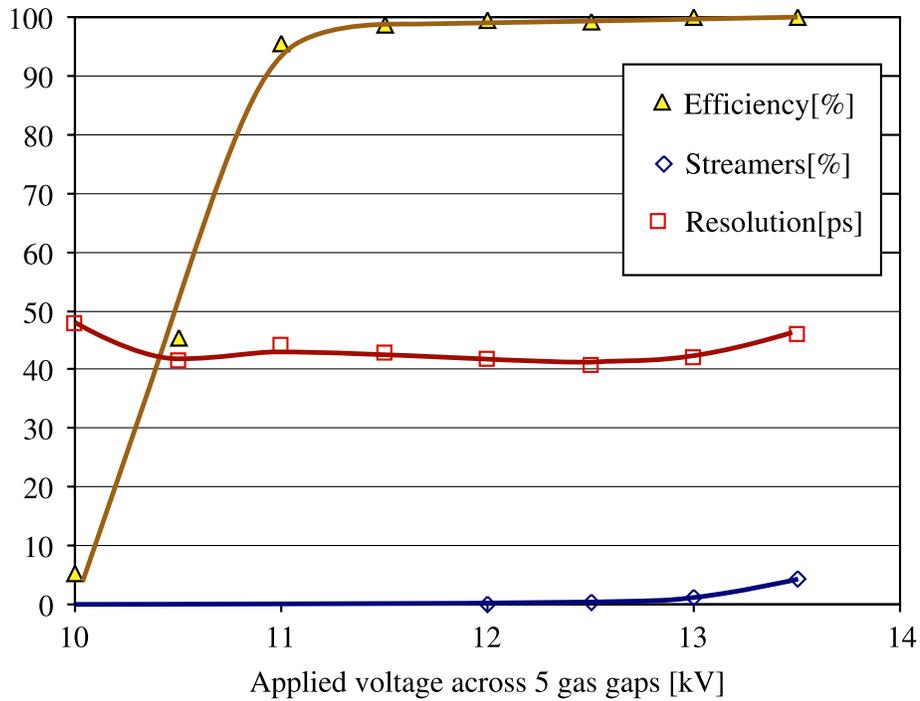
<sup>10</sup>Prodotti dalla Glaverbel VERTEC sales, 166 Chaussee de La Hulpe, 1170 Bruxelles, Belgio.

<sup>11</sup>DETEC di Orietti M. L., viale E. Thovez 16/a, 10131, Torino.

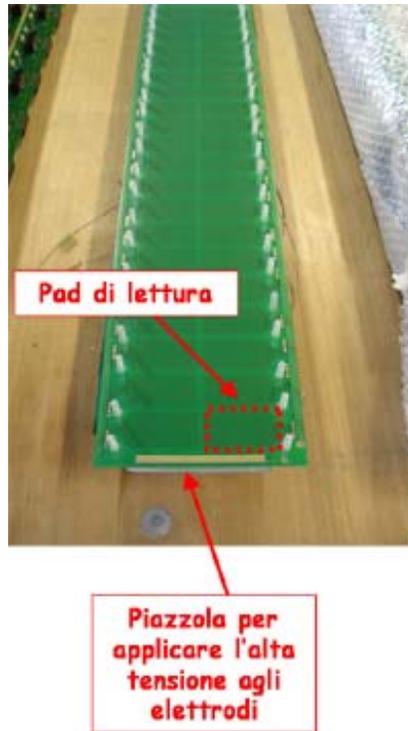


**Figura 3.12:** Rappresentazione schematica di una MRPC a doppio stack.

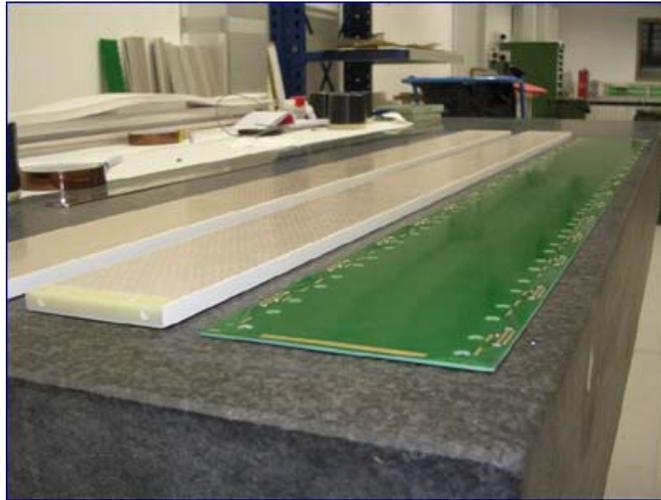
Le lettere si riferiscono a quanto segue: A: pannello di honeycomb spesso 10 mm; B: PCB esterni con i pad di lettura (catodi), spessi ognuno 0.8 mm; C: pin di plastica per fissare il filo da pesca usato come spaziatore; D: vetri esterni spessi 0.55 mm con la pittura acrilica ad alta resistività; E: vetri interni spessi 0.4 mm; F: 5 gas gap di  $250 \mu m$ ; G: PCB interno con i pad di lettura (anodo), spesso 1.6 mm; H: pin che trasportano il segnale dai catodi all'anodo; I: connettore per la trasmissione del segnale differenziale dalla MRPC alla scheda di *front-end*.



**Figura 3.13:** Andamento tipico delle prestazioni di una MRPC a doppio stack in termini di efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata. Si noti, inoltre, la curva corrispondente alla percentuale *distreamer* sempre in funzione della tensione.



**Figura 3.14:** PCB con i pad di raccolta del segnale. I 96 pad di una MRPC sono disposti su due file ed hanno un'area di  $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ . È indicata, inoltre la striscia di rame per l'incollaggio del vetro rosso.



**Figura 3.15:** Pannello di honeycomb da incollare sui PCB catodici. E dettaglio del PCB anodico che evidenzia la piazzola di rame su cui è incollato il vetro con la pittura acrilica ad alta resistività.

La rigidità meccanica è garantita dai due pannelli di materiale composito a nido d'ape (honeycomb), come quelli mostrati in figura 3.15 incollati esternamente ai due PCB catodici; mentre la compattezza è assicurata da una serie di pin (384 pin per MRPC), saldati lungo tutta la MRPC, che hanno anche il compito di trasportare i segnali dai due piani catodici a quello anodico. Infine la trasmissione del segnale dalla camera alla scheda di *front-end* è affidata a 32 connettori saldati sul PCB anodico. In figura 3.16 è mostrata una MRPC aperta ed una dopo l'assemblaggio.

### 3.5.2 Come si assembla una MRPC a doppio stack

Il processo di costruzione di una MRPC può essere diviso in due fasi; la prima, di preparazione dei componenti, prevede:

- l'incollaggio di un pannello di honeycomb (A, in figura 3.12) sulla superficie esterna dei due circuiti prestampati (PCB-bottom e PCB-top, B) che ospitano i 96 pad di raccolta del segnale, utilizzando due strisce di nastro biadesivo, lunghe quanto i PCB;



**Figura 3.16:** MRPC aperta: sono visibili i vetri interni spaziati dal filo da pesca, il vetro con la pittura acrilica rossa e le viti per fissare il filo da pesca. MRPC finita, dopo le saldature.

- l’inserimento, sul PCB-bottom negli appositi fori, dei pin di plastica<sup>12</sup> (C) che servono per stendere il filo da pesca usato per ottenere gap di  $250 \mu n$  (F), vedi figura 3.17;
- l’incollaggio di nastro biadesivo su strisce di mylar, lunghe 7 cm e larghe 0.4 cm, utilizzate per fissare i vetri interni<sup>13</sup> (E);
- la pulitura dei vetri esterni con la pittura acrilica ad alta resistività (D) e la rimozione dell’eventuale pittura presente sui bordi dei vetri,<sup>14</sup> vedi figura 3.18;
- il lavaggio dei vetri interni che formano i due stack (figura 3.19). Il sistema usato è riportato in figura 3.20 ed è composto da quattro vasche: la prima ad ultrasuoni permette una pulizia accurata grazie anche alla presenza nell’acqua (la cui temperatura è circa 60-70 gradi) di un detergente specifico. La seconda e la terza servono per il risciacquo a freddo degli stessi e la quarta permette la loro asciugatura (la temperatura del forno è circa 50 gradi). L’impianto di lavaggio è dotato di un sistema per il filtraggio dell’acqua che ci permette di avere a disposizione, per tutto il ciclo, acqua demineralizzata;
- l’incollaggio dei vetri con la pittura acrilica sui PCB, come mostrato in figura 3.21, utilizzando una resina epossidica bicomponente conduttrice stesa sulle due piazzole di rame poste sui bordi dei PCB (vedi figura 3.22). Questa operazione è effettuata su un tavolo di precisione, con piano in marmo, per garantire la massima planarità dei vetri che, per effetto della sola gravità, si adagiano sul PCB. Poiché la resina non è a presa rapida ma impiega circa 20 minuti per seccarsi, è possibile, una volta poggiato il vetro, spostarlo per meglio centrarlo.<sup>15</sup>

---

<sup>12</sup>Queste viti di plastica sono state appositamente commissionate ad una ditta esterna. Inoltre, le scanalature circolari che ospitano i vari strati di *fishing-line* devono essere esattamente spaziate.

<sup>13</sup>Le strisce di mylar e nastro biadesivo sono incollate durante la fase di assemblaggio sui bordi corti dei vetri interni in modo da ottenere un *sandwich* compatto.

<sup>14</sup>Questa operazione è molto importante per evitare possibili scariche tra i bordi dei due vetri rossi dello stesso stack, vista la loro distanza ridotta (circa 4 mm).

<sup>15</sup>La scelta della resina epossidica conduttrice si è rivelata ottimale per gli incollaggi dei vetri sui PCB, facilitando di gran lunga questo processo. In particolare, per le sue eccezionali caratteristiche, essa permette una perfetta aderenza del vetro al PCB ed un’ottimo



**Figura 3.17:** Inserimento dei pin di plastica nel PCB-bottom e preparazione delle strisce di mylar e nastro biadesivo.



**Figura 3.18:** Pulitura dei vetri con la pittura acrilica ad alta resistività.



**Figura 3.19:** Lavaggio dei vetri interni.



**Figura 3.20:** Sistema di lavaggio dei vetri.



**Figura 3.21:** Incollaggio dei vetri con la pittura acrilica sui PCB.

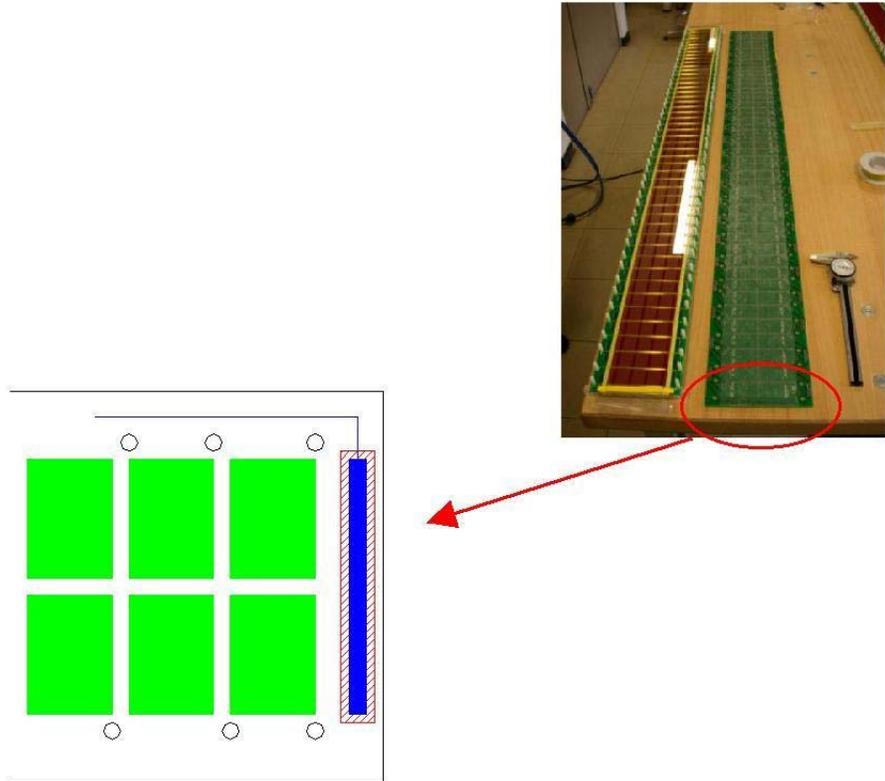
La seconda fase prevede, invece, l'assemblaggio effettivo della MRPC. Una volta pronto il PCB-bottom con il suo vetro rosso, lo si adagia sul piano della macchina per la filatura automatica (Penelope) e si inizia a stendere il filo da pesca come illustrato in figura 3.23. Finita la prima stesura del filo si inserisce il primo vetro interno incollandolo al vetro sottostante con due listarelle di mylar e nastro biadesivo,<sup>16</sup> descritte in precedenza, poste sui bordi più corti dei vetri. Si procede, poi, ad un'altra stesura del filo da pesca, e così via fino ad ottenere il primo stack.<sup>17</sup> A questo punto si posiziona sullo stack il PCB centrale con i due vetri con la pittura resistiva incollati sulle due superfici del circuito e si assembla il secondo stack con la stessa procedura seguita per il primo. Finita questa operazione, si chiude il secondo stack con il PCB-top su cui sistemiamo 5 mattoni di piombo, per un peso complessivo di circa 50 kg

---

collegamento conduttivo. Soprattutto, non si sono mai riscontrati segni di degradazione in ambiente gassoso.

<sup>16</sup>Queste listarelle permettono di fissare i vetri tra loro e per questa ragione sono applicati su tutti i bordi dei vetri.

<sup>17</sup>Ogni stack è formato da due vetri esterni, con la pittura resistiva, e da 4 vetri interni. In questo modo si ottengono 5 gas gap.



**Figura 3.22:** Dettaglio della piazzola di rame su cui è spalmata la resina conduttrice.

ed inseriamo, in appositi forellini, una serie di pin (in gruppi di quattro, H in fig. 3.12) che permettono di mantenere compatta la MRPC e la trasmissione dei segnali dai due PCB esterni (catodi) a quello interno (anodo). Per questo motivo i pin sono saldati in tre punti, in corrispondenza delle loro superfici di contatto con i tre PCB (superiore, centrale ed inferiore), come mostrato in figura 3.24.

Si procede, poi, alla saldatura, sul PCB centrale, dei connettori (I in fig. 3.12) responsabili della trasmissione dei segnali, attraverso dei cavi piatti *twistati*, ai connettori delle schede d'interfaccia dei moduli sulle quali sono inserite le schede di *front-end*. Infine si saldano nelle apposite piazzole sui bordi dei PCB i cavi che permettono la connessione all'alta tensione del rivelatore.

## 3.6 Elettronica

Come abbiamo visto il TOF deve fornire informazioni sull'identificazione di particelle nell'intervallo di valori degli impulsi tra 0.5 e 2.5 GeV/c  $\pi/K$  e fino a 4 GeV/c per K/p nella regione centrale ( $|\eta| \leq 1$ ) attraverso misure temporali molto precise degli impulsi indotti dalle particelle che attraversano le MRPC. Per una buona identificazione è richiesto all'intero sistema una risoluzione temporale inferiore a 100 ps. Questo implica che la scelta e l'ottimizzazione dell'elettronica *front-end* e di *readout* sono fondamentali per assicurare la risoluzione temporale globale richiesta. Inoltre, vista la segmentazione strutturale del TOF, è necessario gestire un totale di 157248 canali di lettura per i 18 settori. È evidente che è fondamentale avere un eccellente sistema che comprende sia l'elettronica di *front-end* che quella di *readout*. Vediamo quali sono state le scelte a riguardo.

### 3.6.1 Elettronica di front-end

Per molti anni durante lo sviluppo dei rivelatori MRPC del TOF è stato usato il MAXIM3760, un preamplificatore a transimpedenza ATM a 622 Mbps, accoppiato ad un discriminatore ECL (MAXIM9691). Dal circuito si derivava un segnale analogico, la cui carica era misurata da un ADC ed usata per la correzione per effetto di *slewing* (vedi capitolo 4). Tuttavia nell'esperimento ALICE, per evitare di avere un *readout* di tempi ed uno di carica, si è pensato di usare solo la misura di tempo, fornendo però il segnale di larghezza



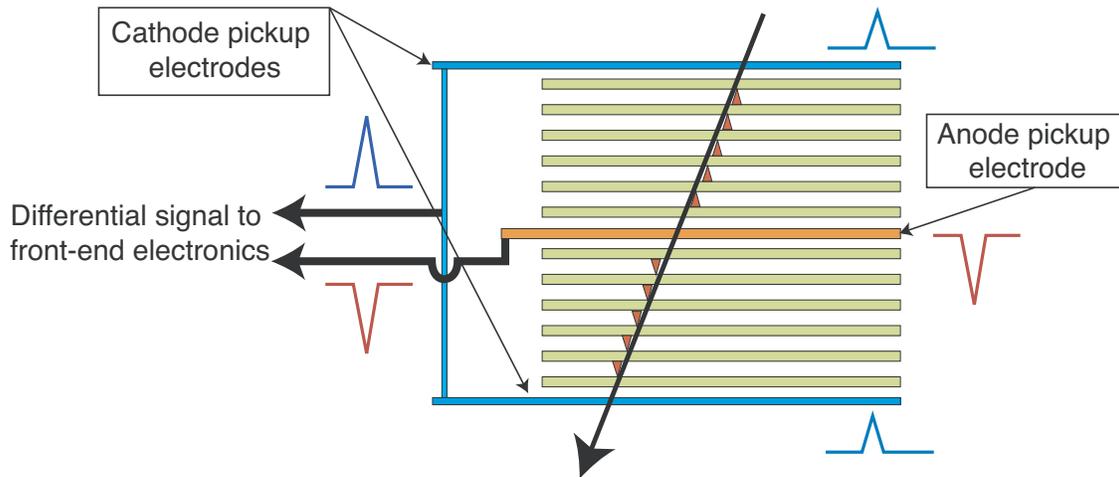
**Figura 3.23:** Dettagli della fase di stesura del filo da pesca con la macchina automatica (Penelope).



**Figura 3.24:** Fase finale della saldatura dei pin di trasmissione dei segnali dai catodi all'anodo. Per ogni MRPC sono necessarie 1664 saldature.

proporzionale alla carica (tempo sopra soglia, *Time Over Threshold*, TOT). Con la soluzione MAXIM bisognava aggiungere un circuito per il TOT. Un problema importante del MAXIM era il consumo: per il MAXIM3760 si era sui 100mW, a canale, e per il MAXIM9691 sui 200 mW. Inoltre questi amplificatori e discriminatori sono assemblati in pacchetti discreti e quindi la scheda doveva essere abbastanza grande.

A tale scopo è stato sviluppato, dal gruppo INFN di Bologna ed LAA del CERN, un chip NINO-ASIC [37], ultra veloce ed a basso potere dissipativo, che rappresenta un'ottima soluzione alternativa per l'elettronica di front-end del TOF. Il chip ha otto canali, ognuno disegnato con un amplificatore con un tempo di picco inferiore ad 1 ns, un discriminatore con una soglia di rivelazione minima di 10 fC ed uno stadio di uscita. L'impulso in uscita ha un *jitter* temporale sul bordo del fronte minimo inferiore a 25 ps e la larghezza dell'impulso dipende dalla carica del segnale in ingresso. Ogni canale consuma circa 30 mW e gli otto canali sono compattati su un chip ASIC di  $2 \times 4 \text{ mm}^2$ , realizzato in tecnologia CMOS a  $0.25 \mu\text{m}$ . Poiché il segnale proveniente dalla MRPC è differenziale e poiché effetti indesiderati come il crosstalk tra canali può essere minimizzati con una soluzione di questo tipo, si è adottato per il NINO-ASIC una struttura differenziale



**Figura 3.25:** Rappresentazione schematica di una MRPC a doppio stack con 10 gap. Si noti che il segnale derivato in uscita dal rivelatore è differenziale (segnale anodico e segnale catodico).

dallo stadio d'ingresso allo stadio di uscita.

Per la geometria della MRPC a doppio stack, come mostrato in figura 3.25, ad ogni cella corrisponde un singolo pad di lettura anodico e due pad catodici identici. Poiché l'accoppiamento tra il movimento della carica in ognuno dei dieci gap e gli elettrodi di raccolta del segnale è lo stesso, il segnale indotto è, come abbiamo visto, la somma dei segnali prodotti nello sviluppo delle valanghe nei singoli gap. Quindi, ciò che deriviamo, in uscita dal rivelatore, è un segnale anodico ed uno catodico (vedi figura 3.25)

In figura 3.26 è riportato un diagramma a blocchi del NINO-ASIC.

Lo stadio d'ingresso [38], di cui è riportato un diagramma circuitale in figura 3.27, è un circuito a basso rumore e a larghezza di banda larga, con un convertitore corrente-tensione molto robusto, basato su una configurazione a *common gate* bilanciato.

La successiva amplificazione del segnale è gestita da quattro amplificatori differenziali identici, disposti in serie. Questi, inoltre, forniscono un guadagno sufficiente da poter operare come discriminatori. In particolare, dopo il primo stadio di amplificazione troviamo un circuito di *feedback* a bassa frequenza (con un tempo RC lungo) che ha il compito sia di fornire eventualmente

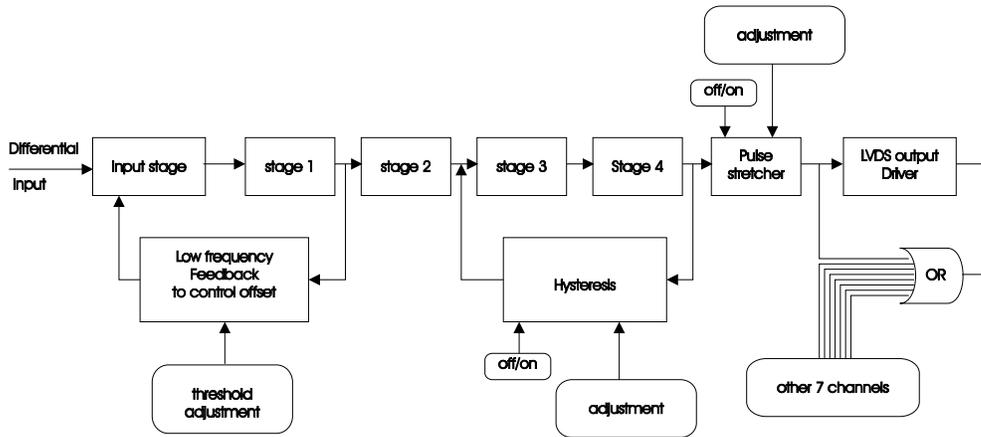


Figura 3.26: Schema a blocchi del NINO-ASIC.

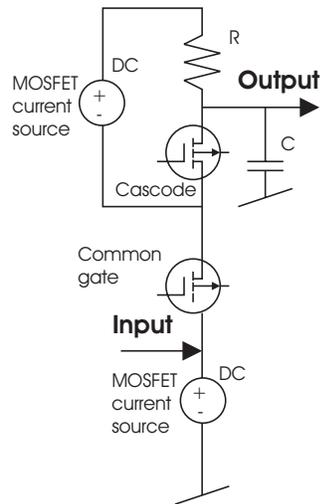


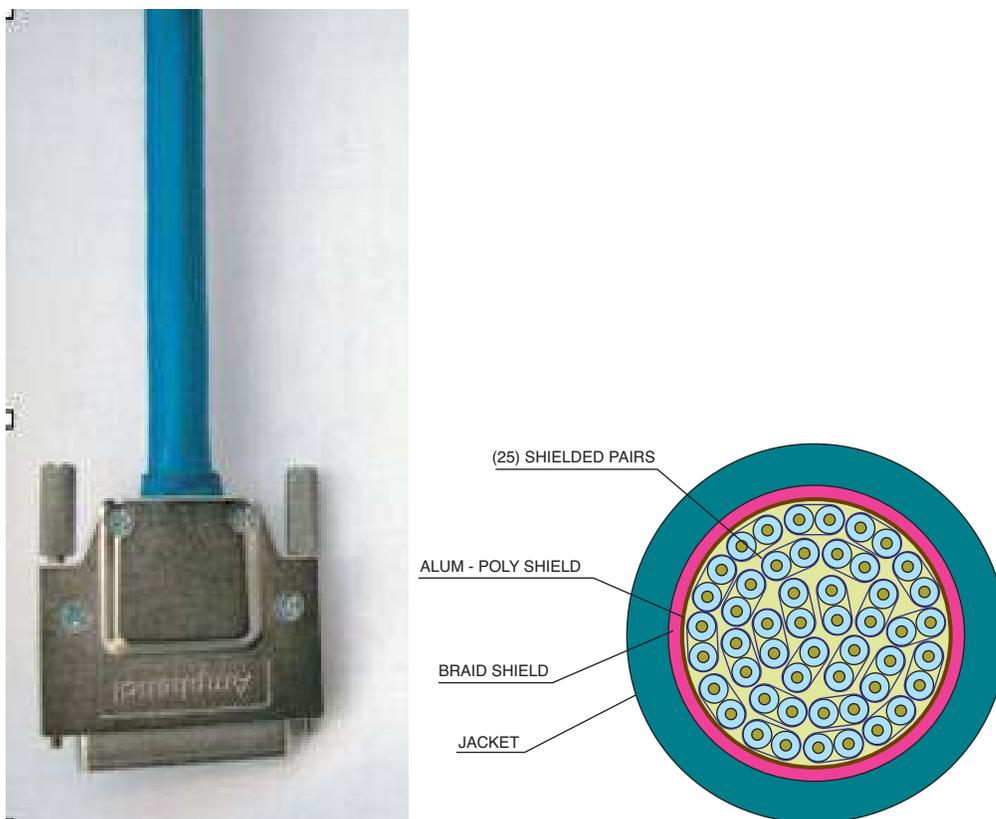
Figura 3.27: Schema dello stadio d'ingresso.



**Figura 3.28:** Fotografia dell'ultima versione della scheda di *front-end* con tre chip NINO-ASIC impacchettati ed il connettore VHDCI SCSI-micro-D per i cavi Skewclear della Amphenol.

corrente allo stadio d'ingresso per mantenerlo correttamente alimentato, sia di gestire la soglia. C'è, inoltre, uno *stretcher* prima del *driver* LVDS di uscita. La larghezza dell'impulso LVDS in uscita varia tra 2 ns e 7 ns; un HPTDC (come vedremo in seguito) può misurare contemporaneamente il *leading* ed il *trailing edge* di un impulso in ingresso con larghezze maggiori di 6 ns; così lo *stretcher* aumenta la larghezza dell'impulso fino a 10 ns in modo da renderlo compatibile con un HPTDC. In figura 3.28 è riportata una fotografia dell'ultima versione della scheda di *front-end* con i tre chip NINO-ASIC impacchettati ed il connettore VHDCI SCSI-micro-D per i cavi Skewclear della Amphenol. La scelta di questi cavi, preferiti a quelli *flat* standard, è stata dettata dal fatto che hanno una maggiore schermatura dal rumore (vedi figura 3.29) e caratteristiche migliori relative all'attenuazione del segnale.

Le prestazioni della scheda di *front-end* con il chip NINO-ASIC connessa con le MRPC sono state studiate in numerosi test su fascio nell'area sperimentale T10 al PS del CERN e sono analizzate nel capitolo 4.



**Figura 3.29:** Cavo *Skewclear* della Amphenol e sua sezione.

## 3.7 Elettronica di *readout*

### TDC Readout Module (TRM)

Il TRM si basa su un ASIC HPTDC (High Performance Time to Digital Converter), ossia un TDC ad alte prestazioni con caratteristiche a multi hit e multi eventi, sviluppato dal Gruppo di Microelettronica del CERN per applicazioni in esperimenti a LHC [39]. All'arrivo di un segnale di trigger esterno l'ASIC fornisce la misura temporale relativa di ciascun hit. Con un intervallo dinamico maggiore di  $120\mu s$ , può lavorare in quattro modi diversi di risoluzione. Quando è usato nella versione a risoluzione molto elevata (VHRM, 24.4 ps LSB), come nel caso del TOF, l'ASIC integra 8 canali per chip. La digitizzazione temporale si basa su un contatore sincrono al clock ed un interpolatore DLL.<sup>18</sup> Il clock esterno a 40 MHz è moltiplicato in un PLL<sup>19</sup> per alimentare in modo appropriato il DLL ed ottenere la risoluzione richiesta. Per raggiungere la dimensione del bin di 24.4 ps si utilizza infine una linea di ritardo RC,<sup>20</sup> interpolando le misure di uno stesso hit fatte con 4 canali diversi. Nel caso del TOF, è importante sottolineare la capacità del HPTDC di misurare contemporaneamente il tempo di fronte di salita

---

<sup>18</sup>Delay Locked Loop. Il DLL è utilizzato per migliorare l'interpolazione temporale con il ciclo di clock di riferimento. È costituito principalmente da tre componenti: una linea, con 32 elementi di ritardo in serie tra loro, il cui ritardo è regolato da una tensione di controllo, un Phase Detector (PD) che misura l'errore di fase tra il clock in ingresso ed il clock ritardato dalla linea di ritardo, una Charge-Pump (CP) ed un Filter Capacitor (FC) che generano la tensione di controllo per i 32 elementi della linea di ritardo sulla base dell'errore di fase misurato dal PD.

<sup>19</sup>Phase Locked Loop. Il PLL permette di moltiplicare la frequenza del clock in ingresso (40 MHz) fino a 320 MHz che è la frequenza necessaria per misure temporali ad alta risoluzione. Inoltre può essere usato come filtro per rimuovere il jitter sul clock in ingresso che deteriora la precisione delle misure temporali del DLL. Il PLL è un loop di controllo costituito da: un Voltage Controlled Oscillator (VCO) che genera un segnale di clock simmetrico, a frequenza e fase variabile, dipendente dall'ampiezza del segnale di riferimento in ingresso, un Phase-Frequency Detector (PFD) che ha il compito di rilevare eventuali discrepanze di fase e frequenza tra il segnale del VCO e il riferimento, una Charge Pump (CP) ed un Filter Circuit (FC) che forniscono o modificano l'impulso di tensione al VCO.

<sup>20</sup>A differenza del DLL e del PLL che sono continuamente chiusi sul clock di riferimento esterno e quindi sono autocalibranti, la linea di ritardo RC non fa parte di un loop di controllo chiuso e quindi è necessaria una calibrazione dei suoi parametri. Tuttavia, per le caratteristiche delle linee, i parametri una volta calibrati sono costanti per variazioni della temperatura e della tensione ( $\pm 25^\circ C$  e  $\pm 10\% V$ ).

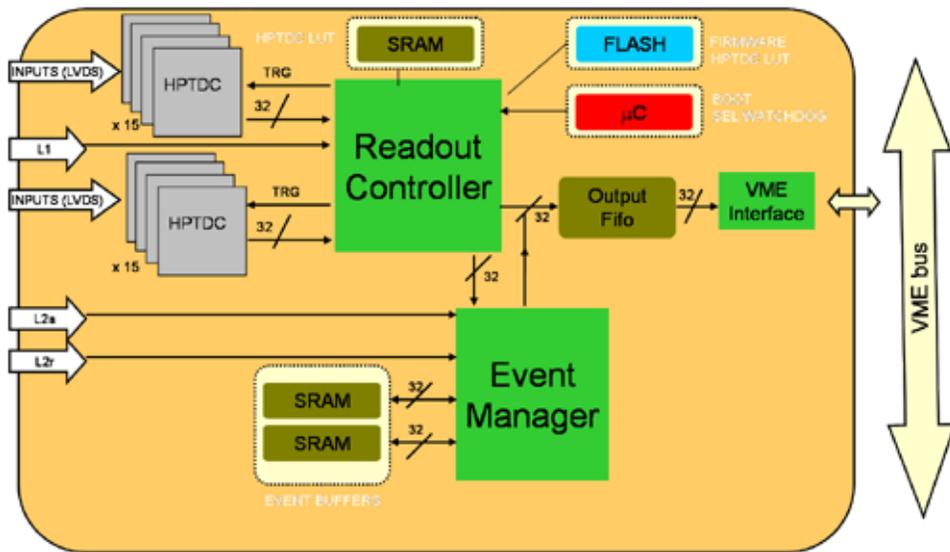


Figura 3.30: Schema a blocchi di un TRM.

(*leading edge*) ed il fronte di discesa (*trailing edge*) dei segnali, e l'utilizzo di ingressi di tipo LVDS.

In figura 3.30 è riportato uno schema del TRM; la scheda, una *slave card* VME, ospita 30 HPTDC, divisi in due catene parallele separate di lettura a 32 bit. Si utilizza, poi, una FPGA come controller di lettura ed implemento dell'interfaccia VME.

All'arrivo di un segnale L1 (trigger di primo livello) distribuito ad ogni HPTDC come tag di trigger, gli HPTDC cercano hit con offset temporali di  $6.2\mu s$  (*L1 latency*) in una finestra temporale programmabile dell'ordine di 100 ns, muovendoli nella FIFO di readout interna. Questa operazione non causa tempi morti nell'acquisizione dei dati da parte del HPTDC. A questo punto, immediatamente dopo il segnale L1, il controller sposta gli hit dalla FIFO alle due SRAM accoppiate, trattate da un event manager (implementato con la FPGA). Queste memorie agiscono come una porta duale, e sono capaci di contenere fino a 16 eventi che è il massimo numero di L1 ammessi prima dell'arrivo del segnale di L2 corrispondente al primo L1 ricevuto. In questo modo non è necessario fermare la lettura durante il trasferimento dei dati nel bus VME della FPGA.

In seguito, un segnale L2a (L2 accept) dà il via per il trasferimento dei

dati dalla FPGA alla FIFO in uscita; mentre un messaggio L2r (L2 reject) permette alla FPGA di scaricare l'event buffer corrispondente. In particolare, la FPGA fornisce:

- la correzione online dei dati per la non-linearità integrale (INL) del HPTDC;
- l'impacchettamento dei dati (informazioni sul leading e trailing edge raccolte in una parola a 32 bit dal HPTDC).

La larghezza di banda prevista sul bus, in accordo con la simulazione per 8000 particelle cariche per unità di rapidità, prendendo in considerazione le richieste del DAQ centrale e assunzioni conservative sull'occupazione delle MRPC, è di 16 MB/s e non rappresenta un problema per un bus VME standard.

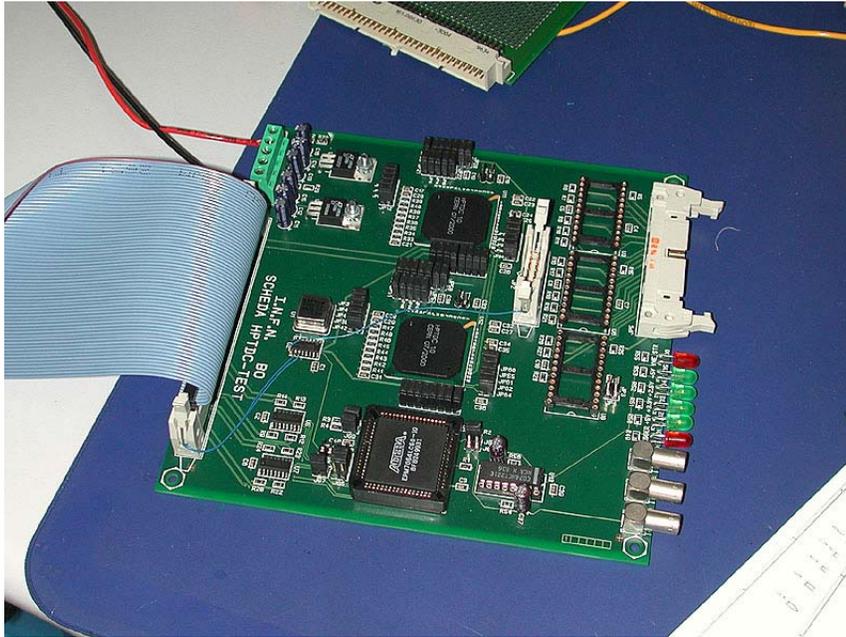
### 3.7.1 Prototipi di schede

Nel corso degli ultimi anni (2001-2004) sono stati realizzati e testati, dal gruppo ALICE-TOF coadiuvato dal gruppo di Elettronica della sezione INFN di Bologna, diversi prototipi di schede [24] e [40]. In figura 3.31 è riportata una fotografia della prima scheda di test (TB1 con 16 canali) su cui erano alloggiati 2 chip HPTDC 1.0.

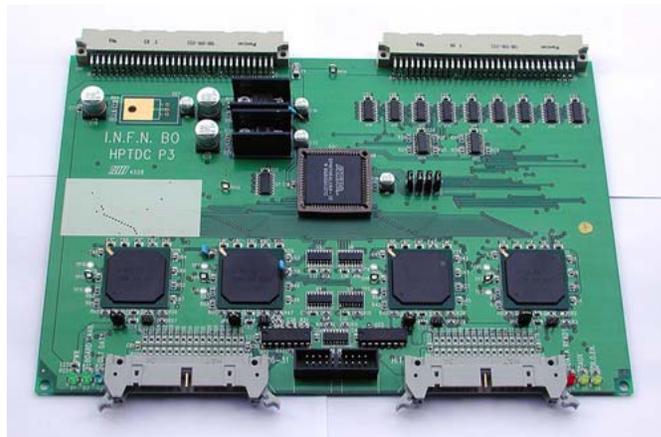
Questo prototipo è stato realizzato principalmente per imparare le funzionalità del chip HPTDC e per sviluppare il firmware necessario per la sua lettura. La comunicazione con la scheda avveniva attraverso un bus LVDS (guidato da un controller VME) ed una porta JTAG. Sono state testate tutte le caratteristiche principali del chip, ottenendo risultati compatibili con quelli ottenuti dal gruppo di microelettronica del CERN.

Durante il 2002, poi, è stato progettato un prototipo di slave card TB2 (come quello mostrato in figura 3.32). La scheda, in formato 6U, è letta da un bus LVDS a 32 bit implementato sul connettore P2 e controllato attraverso un bus di controllo a 20 pin. Sulla slave card sono montati 4 HPTDC 1.2, letti in parallelo secondo uno schema master-slave definito. Sulla scheda un Programmable Logic Device (PLD) Altera MAX è responsabile della programmazione, attraverso l'interfaccia JTAG, degli HPTDC.

La scheda TB2 unita ad un'altra scheda VME 6U, usata come master card (M1, figura 3.33) in grado di controllare fino a quattro slave card HPTDC e su cui era alloggiata una FPGA APEX dell'Altera e due FIFO (una



**Figura 3.31:** Primo prototipo di scheda di *readout* con 2 chip HPTDC 1.0 (TB1-2001).



**Figura 3.32:** Slave card TB2/TB3 (2002/2003).



**Figura 3.33:** Master card M1.

utilizzata per registrare i dati raccolti dalle slave card e l'altra come FIFO di uscita visibile dal VME), sono state impiegate in una serie di test preliminari per studiare tutte le funzionalità del TRM e l'ottimizzazione delle misure temporali.

In seguito, nel corso del 2003, sono state realizzate una scheda slave (TB3, figura 3.32) con la stessa struttura della TB2 ma con nuovi chip HPTDC (versione 1.3) migliore nel trattamento dei segnali ed una nuova scheda master (M2, figura 3.34). Quest'ultima comprendeva, rispetto alla versione precedente, una FPGA APEX EP200K100 dell'Altera, un Sharc Analog Device DSP (ADSP 21160M) ed una memoria Flash, per memorizzare il codice di inizializzazione del DSP e le tabelle di correzione per la non linearità integrale (la discussione dell'INL è rimandata alla sezione successiva). In questo modo è stato possibile valutare le caratteristiche della FPGA e del DSP e confrontarne le prestazioni.

In figura 3.35 è riportata una fotografia della versione pre-finale del TRM, ultimata alla fine del 2004. Questa scheda alloggia due schedine *piggy back* con tre chip di HPTDC ognuna. La *motherboard*, con la sola FPGA, svolge le funzionalità di master, mentre le precedenti schede slave sono state ora realizzate come *piggy back*. Per concludere in figura 3.36 è mostrato il modulo finale del TRM che prevede 5 schedine *piggy back* da un lato 5 dal-



**Figura 3.34:** Master card M2.

l'altro con una *motherboard* centrale, il piano centrale di alluminio serve per il raffreddamento.

### 3.7.2 Test in laboratorio

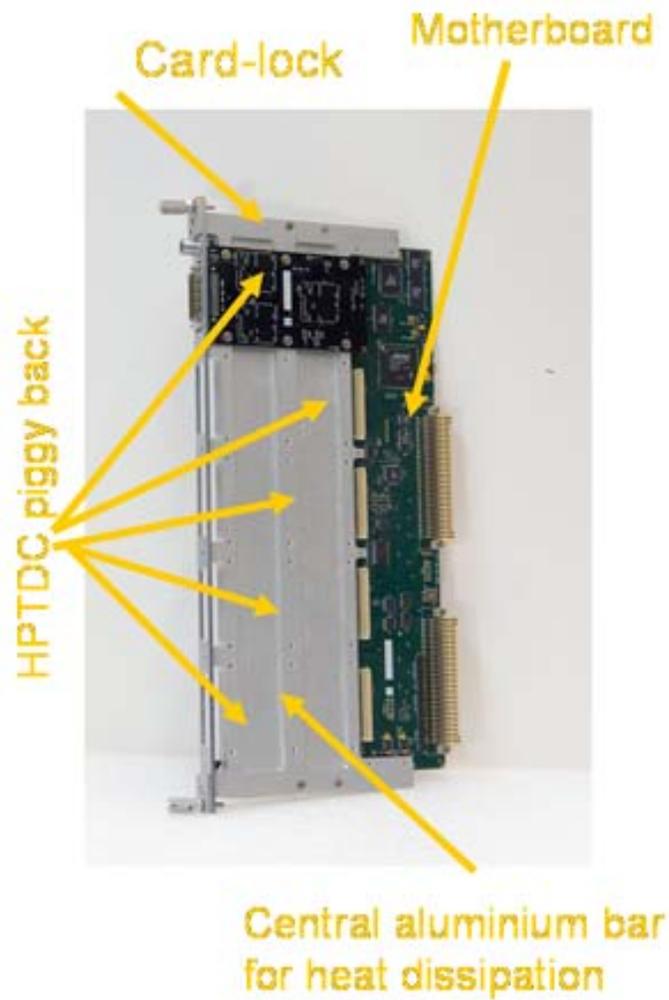
#### Non Linearità Integrale (INL) e Risoluzione Temporale

Un TDC fornisce la conversione di un intervallo temporale (un ritardo) in una parola digitale. Questa operazione comporta inevitabilmente una quantizzazione dell'ampiezza dell'intervallo temporale che si traduce in un andamento a gradini della funzione di trasferimento. Un convertitore è caratterizzato dal suo *Least Significant Bit* (LSB), che corrisponde al più piccolo ritardo che può essere discriminato, e dal *Dinamic Range*, che è il ritardo più grande che si può misurare.

Le variazioni dal comportamento ideale del convertitore sono dette non linearità differenziale (DNL: *Differential Non Linearity*) ed integrale (INL: *Integral Non Linearity*). Il DNL esprime la variazione della dimensione del bin dal suo valore ideale di un LSB; l'INL, invece, indica la variazione della



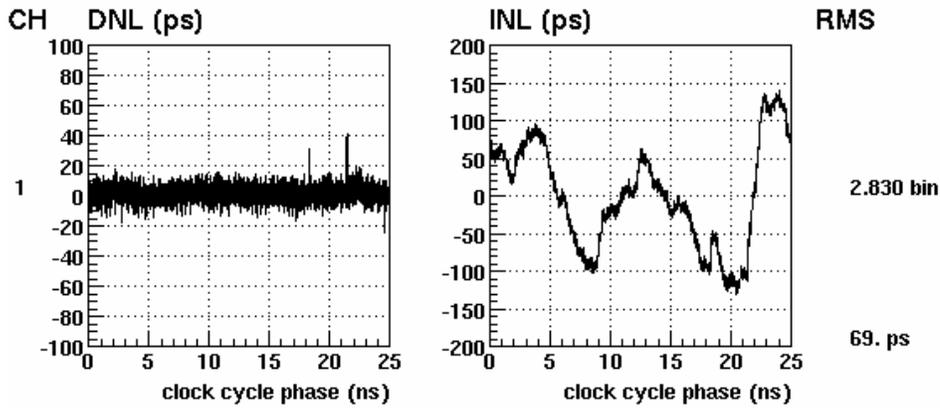
**Figura 3.35:** Versione pre-finale del TRM e sua schedina *piggy back* con 3 chip HPTDC.



**Figura 3.36:** Fotografia del modulo finale del TRM con una scheda *piggy back* montata. Il piano centrale di alluminio che si vede serve per il raffreddamento.

**HPTDC 1.2 Very High resolution**

Bin width = 24. ps



**Figura 3.37:** Andamento del DNL e dell'INL per un canale. La RMS è ottenuta dalla RMS della distribuzione INL sul periodo di 25 ns.

caratteristica d'ingresso/uscita rispetto alla linea ideale del guadagno che meglio fitta la curva.

Le prestazioni del chip HPTDC sono state valutate in termini di DNL ed INL. L'analisi della non linearità è stata effettuata, dal Gruppo di Microelettronica del CERN e dal gruppo ALICE-TOF, utilizzando un campione di hit casuali. Questi, nel caso ideale, dovrebbero essere equamente distribuiti sull'intero periodo di 25 ns del clock a 40 MHz; deviazioni dal valore aspettato permettono di stimare il DNL e l'INL. I risultati, relativi ad un singolo canale del chip, sono mostrati in figura 3.37, il valore della RMS, stimata attraverso l'INL, è di circa 69 ps per questo specifico canale.

In particolare, lo stesso andamento non lineare è stato osservato in canali e chip diversi, e la causa di questa periodicità è stata identificata nel rumore indotto tra la parte logica del chip (a 40 MHz) e la parte responsabile delle misure temporali, attraverso le linee di distribuzione dell'alimentazione. Inoltre, misure periodiche hanno evidenziato che, in condizioni esterne stabili, i risultati sostanzialmente non cambiavano. Per aggirare il problema si è introdotto uno schema di compensazione dell'INL con tavole di correzione

(LUT: *Look-Up Tables*).

La risoluzione temporale del dispositivo è stata valutata attraverso misure di lunghezza diversa dei cavi, usando, quindi, linee di ritardo diverse sul ciclo di 25 ns e misurata attraverso i canali del TDC. La variazione nella differenza temporale osservata è una misura della risoluzione del TDC tra le due misure temporali individuali. La risoluzione temporale effettiva può essere ricavata dividendo la variazione della differenza temporale, espressa in termini di RMS della distribuzione ottenuta, divisa per la radice di 2 (poiché si sommano qui i contributi dei due canali). I risultati ottenuti con una linea di ritardo di 8 ns sono riportati in figura 3.38, prima e dopo la correzione per la non linearità, rispettivamente.

L'effetto della compensazione è evidente: nel primo caso si ottiene una distribuzione molto larga con una  $\sigma = RMS/\sqrt{2} \sim 87 ps$ , nel secondo caso, dopo aver applicato la LUT, si ha una distribuzione più stretta con una  $\sigma = RMS/\sqrt{2} \sim 20 ps$ .

Infine, in figura 3.39 sono riportate le misure relative ad 8 coppie di canali per ritardi diversi; sono inoltre indicati il limite statistico teorico del convertitore ( $LSB/\sqrt{12}$ <sup>21</sup> di 7 ps) ed il limite richiesto per il TOF (25 ps). In particolare, in rosso abbiamo le misure ricavate considerando l'usuale larghezza di bin del convertitore di 24.4 ps ed in verde i valori ottenuti con una larghezza di bin di 6.1 ps[40], ottenuta considerando tabelle di compensazione dell'INL con granularità più fini. L'effetto sulla risoluzione temporale è mostrato in figure 3.39, si noti che si riesce ad ottenere una risoluzione attorno a 15 ps per tutti i canali, per ogni valore di linea di ritardo (e quindi per ogni fase del clock).

### Time Over Threshold (TOT)

Il segnale di TOT proveniente dalle schede di front-end fornisce, con il leading edge, il tempo di un hit e con la larghezza, una misura equivalente

---

<sup>21</sup>L'operazione di quantizzazione, discussa in precedenza, consiste nell'approssimazione dell'ampiezza della quantità che deve essere convertita ad un livello che è parte di un set limitato di livelli disponibili. Il segnale risultante è una rappresentazione discreta del segnale campionato. L'effetto dell'operazione di quantizzazione è un errore nel risultato della conversione. Questo errore (che rappresenta il limite statistico) è proporzionale al LSB della conversione, e varia in modo uniforme tra  $-LSB/2$  e  $+LSB/2$ . La deviazione standard di una distribuzione uniforme in un bin di ampiezza LSB è  $\sigma = \frac{LSB}{\sqrt{12}}$ .

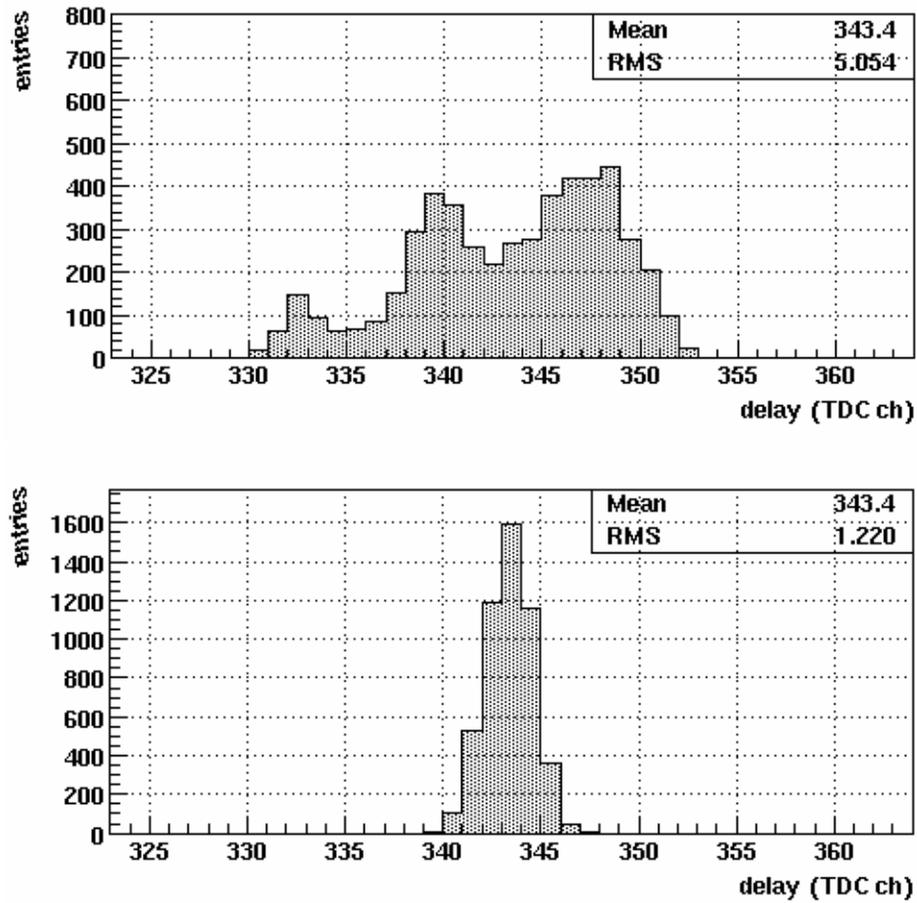
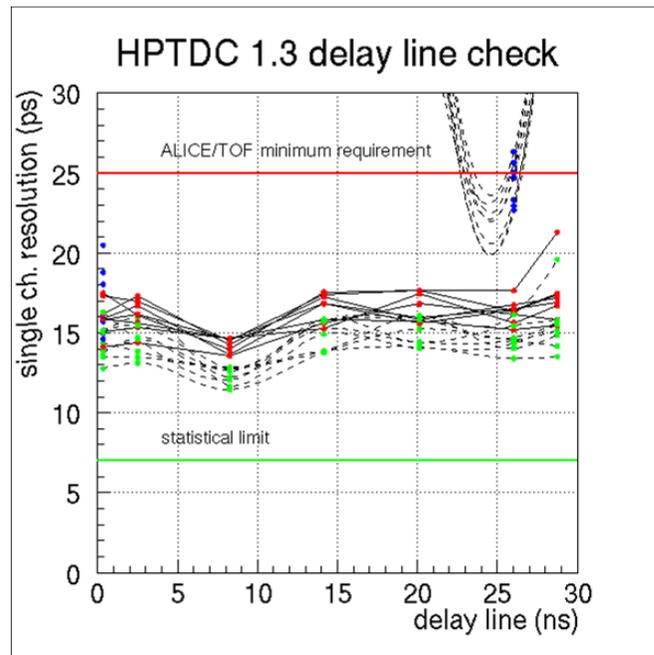


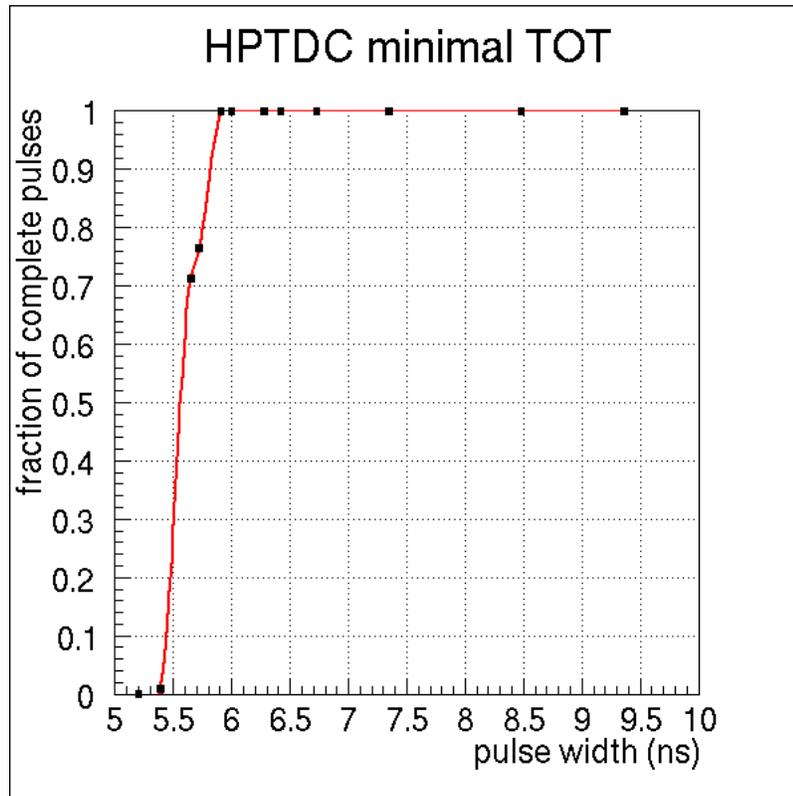
Figura 3.38: Misura di una linea di ritardo di 8 ns senza compensazione (in alto) e con la compensazione (in basso). La larghezza del bin del TDC è 24.4 ps.



**Figura 3.39:** Risoluzione di singoli canali HPTDC con la compensazione INL standard (rosso) e con la compensazione più raffinata (verde).

dell'ampiezza; quindi le correzioni per effetto di slewing sono applicate in accordo con la larghezza misurata.

In questo contesto è molto importante valutare il tempo minimo tra due misure consecutive; la figura 3.40 mostra la frazione degli impulsi completi (sia leading sia trailing edge misurati) per diverse larghezze degli impulsi. L'inefficienza, espressa dalla mancata misura del trailing, appare molto evidente sotto i 6 ns. A tal proposito, la scheda di front-end è stata progettata in modo che allunghi gli impulsi del TOT di un valore fisso (dell'ordine di 10 ns). Si assicura così la rivelazione del trailing edge. Il tempo morto complessivo del singolo canale del TOF è quindi dell'ordine di 20-25 ns.



**Figura 3.40:** Efficienza di rivelazione degli impulsi completi (sia leading sia trailing edge) misurati da un HPTDC in funzione della larghezza dell'impulso.

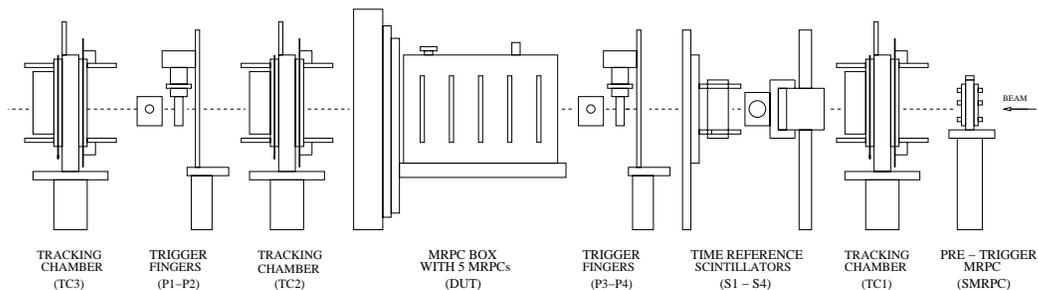
## Capitolo 4

# Dalla fase di ricerca e sviluppo alla produzione

### 4.1 L'apparato sperimentale

In figura 4.1 è riportata uno schema dell'apparato usato per i test del TOF (MRPC ed elettronica) situato al PS del CERN all'interno della zona sperimentale T10. Abbiamo

- tre camere per il tracciamento delle particelle cariche (TC1, TC2, TC3), ognuna delle quali ha due piani di  $10 \times 20 \text{ cm}^2$  di fili disposti ortogonalmente con *pitch* di 4 mm. Esse forniscono informazioni sulle due coordinate nel piano perpendicolare alla direzione del fascio, con una precisione inferiore al millimetro in entrambe le coordinate;
- un MRPC a singolo stack, costituita da 5 gap di  $230 \text{ }\mu\text{m}$  con un'area attiva di circa  $10 \text{ cm}^2$ , il cui segnale stabilisce l'istante iniziale nella misura dei tempi (start del TDC e del gate dell'ADC);
- due barre di scintillatori ( $2 \times 2 \times 10 \text{ cm}^3$ ), ciascuno con due fotomoltiplicatori alle estremità, usati come riferimento temporale (S1-S4);
- altri quattro scintillatori lunghi e sottili, detti contatori a *finger*, accoppiati a due a due (P1, P2, P3, P4) per la selezione delle tracce: i primi due *finger* incrociati (P3 e P4) selezionano una zona di  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , mentre gli altri due una zona di  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ .



**Figura 4.1:** Schematizzazione dell'apparato sperimentale nell'area T10

- un dispositivo sotto test (DUT), ossia le MRPC contenute in una scatola di alluminio ( $19.5 \times 48 \times 129 \text{ cm}^3$ , con 5 MRPC) sul cui coperchio sono inserite le schede di elettronica.

#### 4.1.1 Il fascio

Durante le prove abbiamo lavorato con un fascio secondario con impulso di 7 GeV/c di pioni/muoni, ed un flusso di  $\sim 600 \text{ Hz/cm}^2$  con *spill* di 0.3 secondi di durata. Tutte le prove sono state effettuate con un fascio stretto e collimato, di dimensioni trasverse di  $\sim 1 \text{ cm}^2$  (circa  $15 \times 8 \text{ mm}^2$ ).

#### 4.1.2 Miscela di gas utilizzata

La miscela di gas utilizzata è composta per il 90% di freon ( $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ ), per il 5% di isobutano ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) e per il 5% di esafluoruro di zolfo ( $\text{SF}_6$ ); le principali caratteristiche sono l'elevata densità, con conseguente aumento della ionizzazione primaria e la non infiammabilità (con una quantità di isobutano vicina ma inferiore al limite di infiammabilità).

Analizziamo brevemente questa miscela:

- $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ : è un gas pesante ad alta densità di ionizzazione primaria.
- $\text{C}_4\text{H}_{10}$ : assorbe i fotoni ultravioletti che sono emessi dalla ricombinazione ione positivo - elettrone. È utile perché in caso contrario tali fotoni darebbero origine ad altri elettroni che produrrebbero, così, una scarica che si potrebbe propagare all'interno del rivelatore.

- $\text{SF}_6$  : poiché è un gas elettronegativo ha una grande sezione d'urto di cattura di elettroni di bassa energia e quindi inibisce la transizione, nel regime di funzionamento della MRPC, da valanga a streamer.

## 4.2 Selezione e metodo di analisi dei dati

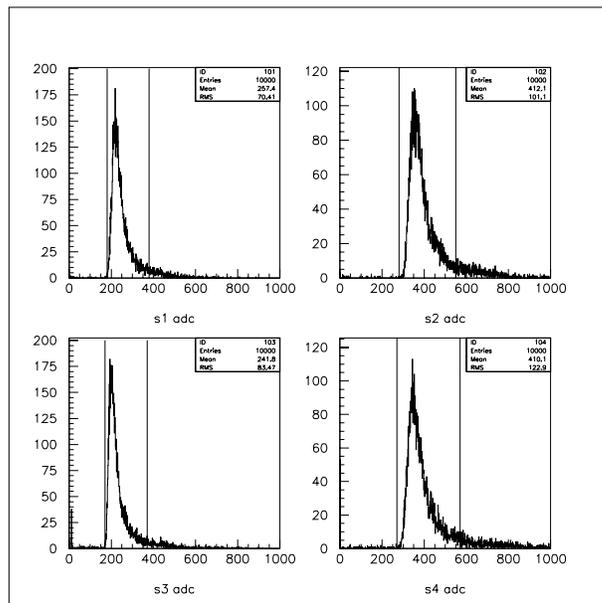
Analizziamo brevemente il processo di analisi utilizzato nello studio dei dati raccolti durante i test. Di seguito sono riportati i tagli generali applicati ai dati:

- per garantire una buona determinazione del riferimento temporale con il sistema di scintillatori, consideriamo soltanto gli eventi che hanno prodotto un segnale di valore entro  $3\sigma$  rispetto al valore medio degli spettri di carica dei quattro fotomoltiplicatori (S1-S4) (vedi fig. 4.2). Il valore medio è circa 30 ps ed è preso come riferimento temporale nell'analisi;
- escludiamo tutti gli eventi che su almeno uno dei sei piani delle *Tracking Chamber* (TC) generano più di un cluster;
- ogni TC fornisce informazioni in due direzioni perpendicolari all'asse del fascio, quindi usando tale informazione possiamo ricostruire tutte le traiettorie delle particelle. Inoltre dalla distribuzione geometrica dei punti d'impatto delle tracce ricostruite sul piano della MRPC possiamo definire la distribuzione trasversa del fascio. In base a tutto ciò accettiamo solo le tracce entro  $\pm 2\sigma$  di questa distribuzione;
- infine, per ogni pad di lettura, si ritengono validi solo gli hit compresi in una finestra temporale di  $\pm 5\text{ ns}$  attorno al valore di picco dei loro TDC.

L'efficienza è data, dunque, dal rapporto tra il numero di hit validi ed il numero totale di eventi che sopravvivono ai tagli elencati. Per quanto riguarda la risoluzione temporale di un pad di lettura, invece, dobbiamo effettuare una correzione per effetto di *slewing* (correzione  $T(A)$ ).<sup>1</sup> Lo spettro

---

<sup>1</sup>La correzione  $T(A)$  è necessaria perché una volta raccolto il segnale della MRPC, occorre trasformarlo in un segnale digitale. Per questa trasformazione usiamo il *leading edge timing*, ossia un comparatore fornisce un segnale logico alto quando il segnale analogico in



**Figura 4.2:** Tagli sulle distribuzioni dei quattro fotomoltiplicatori (S1-S4)

dell'impulso di carica è diviso in bin di eguale numero di eventi ( $\approx 50$ ): lo spettro temporale di ogni bin è fittato con una Gaussiana e si usa un polinomio di sesto grado per fittare i valori medi risultanti dai fit Gaussiani.<sup>2</sup> Tale polinomio è, poi, usato per correggere il tempo misurato di ogni pad. Il tempo corretto è dato da  $t_{corr} = t - f(q)$ , dove  $f(q)$  è il fit polinomiale corrispondente. In figura 4.3 è riportata una distribuzione tipica del tempo verso la carica.

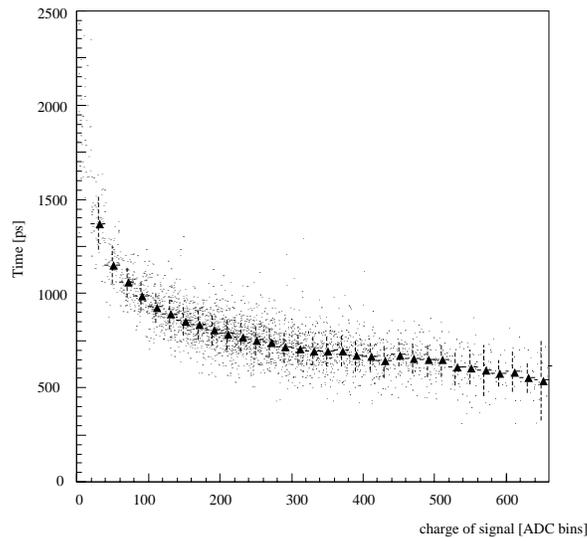
La distribuzione risultante dei tempi corretti è, a sua volta, fittata con una Gaussiana per ricavare la sua deviazione standard usata per calcolare la risoluzione temporale di un pad di lettura.<sup>3</sup>

---

ingresso supera una certa soglia. Poiché il segnale in uscita dall'amplificatore ha un tempo di salita finito, c'è una variazione del tempo correlata all'ampiezza del segnale. Questa variazione è nota come *time-slewing*. In fase di analisi dei dati, quindi, questo effetto si può correggere utilizzando la lettura della carica (oppure dell'ampiezza) del segnale

<sup>2</sup>Dall'Ottobre del 2003 abbiamo utilizzato il metodo della Smoothing Spline cubica, per una migliore interpolazione dei punti[41].

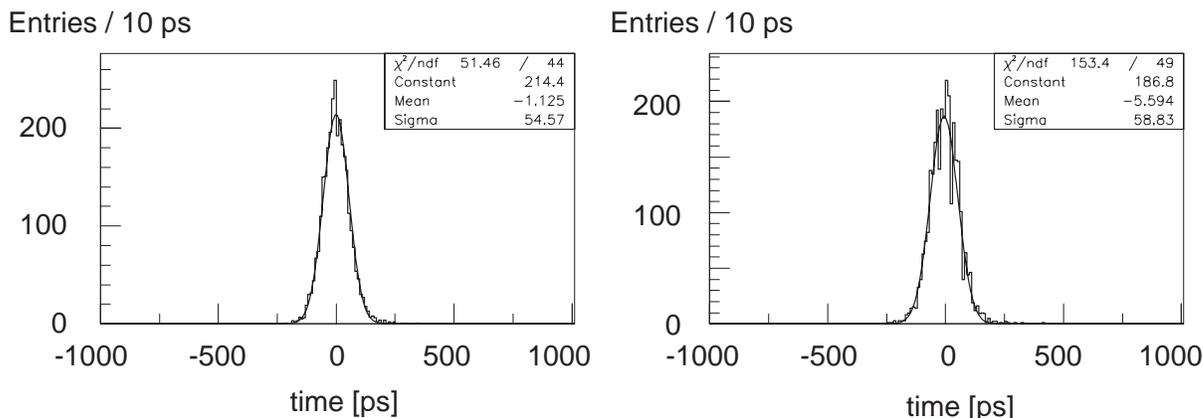
<sup>3</sup>La risoluzione temporale di un pad di lettura è data  $\sigma_{MPRC} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{SC}^2}$  dove  $\sigma_{SC}$  è circa 30 ps ed è la risoluzione temporale del sistema di quattro fotomoltiplicatori



**Figura 4.3:** Distribuzione tempo-carica. I triangoli mostrano il valore medio del tempo per il bin di ampiezza.

### 4.2.1 Test del metodo di misura del TOT

Per verificare che una misura del tempo sopra soglia (TOT) è equivalente ad una misura diretta dell'ampiezza dell'impulso con un ADC, abbiamo ricavato la risoluzione temporale usando la larghezza temporale (*trailing edge - leading edge*) per le correzioni per effetto di *slewing*. Si noti che, poiché i TDC-LeCroy utilizzati per i test potevano registrare soltanto un singolo hit, abbiamo usato due *output* digitali separati dalla scheda di front-end analogica (basata su un preamplificatore MAXIM3760, per le specifiche si rimanda alla prossima sezione): uno per la misura del tempo di salita (*leading edge*) ed uno per il tempo di discesa (*trailing edge*) degli impulsi in ingresso. In figura 4.4 è mostrata la distribuzione dei tempi dopo la correzione tempo-ampiezza  $T(A)$ , sulla sinistra, e dopo la correzione tempo-larghezza impulso, sulla destra. I valori della risoluzione temporale ottenuti con la correzione  $T(A)$  di 46 ps e con  $T(\text{larghezza})$  di 50 ps sono in ottimo accordo. I dati si riferiscono alla stessa MRPC (stesso pad di lettura) ad una tensione applicata di 12.0 kV. Inoltre, in figura 4.5 sono riportate le risoluzioni temporali in funzione della tensione differenziale applicata, utilizzando la correzione  $T(A)$  e  $T(\text{larghezza})$ . Come si può vedere le misure sono del tutto consistenti.



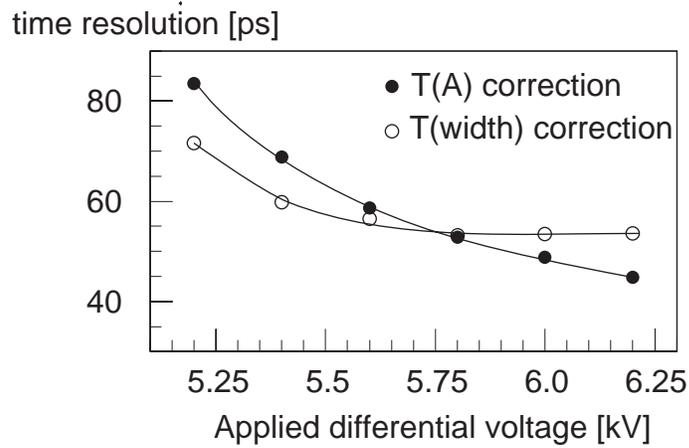
**Figura 4.4:** Sinistra: distribuzione temporale dopo la correzione T(A). Destra: distribuzione temporale dopo la correzione T(larghezza).

Questi test preliminari hanno mostrato che il TOT può essere utilizzato per le correzioni per effetto di *slewing*, permettendo di ottenere risoluzioni temporali dell'ordine di 50 ps.

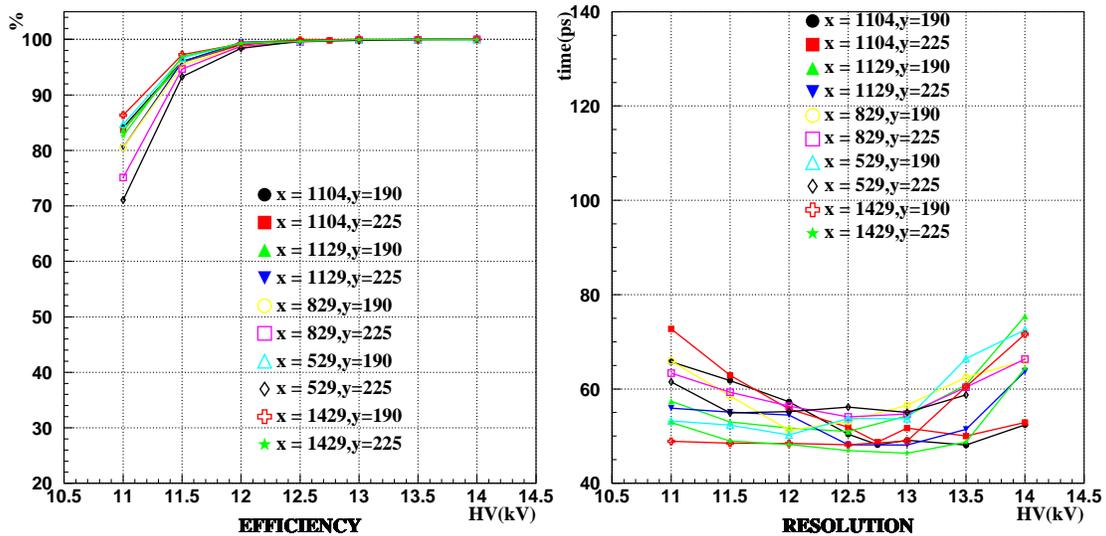
### 4.3 Risultati

Nell'autunno 2002 sono state misurate 17 MRPC[42] al PS del CERN. Particolare attenzione è stata dedicata allo studio dell'uniformità della risposta dei rivelatori in esame. In figura 4.6 è riportato un esempio di risposta in funzione della tensione su una MRPC: i due grafici mostrano, rispettivamente, efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione, per diverse posizioni del fascio lungo la camera. Si noti che ogni curva corrisponde ad un diverso pad di lettura, e che nell'intervallo di valori della tensione applicata, tra 12.0 e 13.0 kV, il valore medio dell'efficienza è 99.9% e la risoluzione temporale media è circa 50 ps.

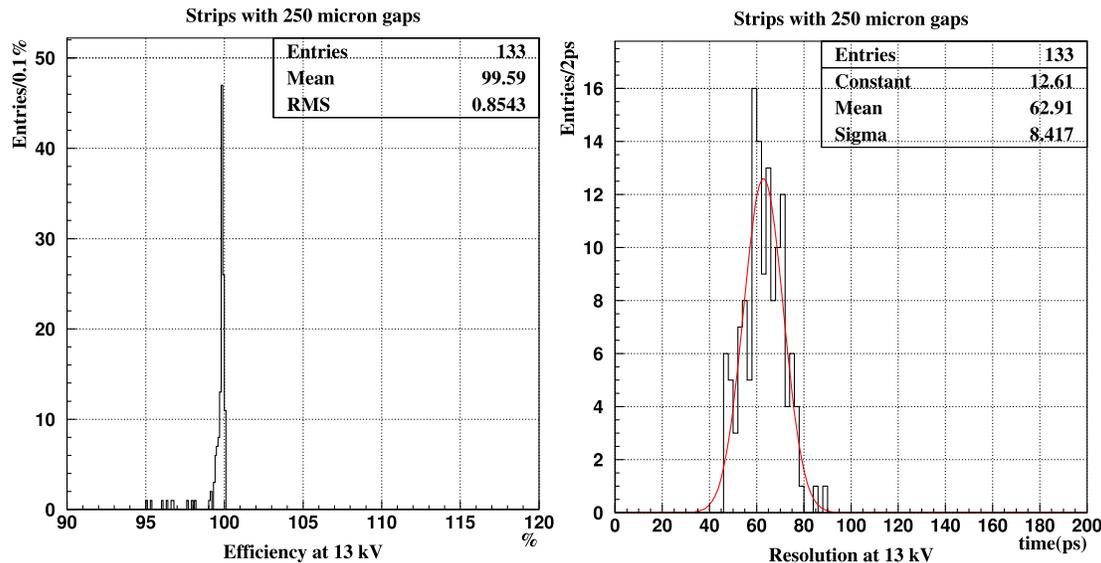
In figura 4.7 sono riportate, invece, le distribuzioni, rispettivamente, di efficienza e risoluzione temporale relative alle misure effettuate su 133 pad di lettura ad un valore fissato di tensione applicata di 13.0 kV. L'ottima risoluzione temporale ( $\langle \sigma \rangle = 62.9$  ps), l'alta efficienza ( $\langle \varepsilon \rangle = 99.6$  %) e la buona uniformità tra MRPC diverse confermano che la scelta dei parametri



**Figura 4.5:** Risoluzione temporale ottenuta utilizzando la correzione T(A) e T(larghezza) in funzione della tensione differenziale applicata.



**Figura 4.6:** I due grafici si riferiscono rispettivamente all'efficienza ed alla risoluzione temporale di una MRPC in funzione della tensione applicata.



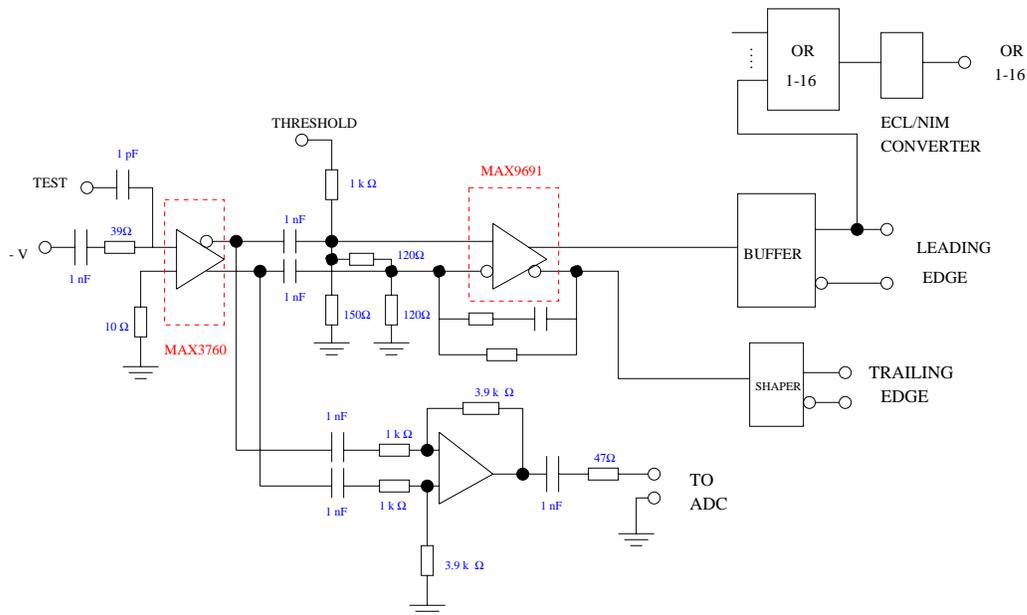
**Figura 4.7:** Nei due grafici sono riportate le distribuzioni, rispettivamente, di efficienza e risoluzione temporale per tutti i pad testati alla tensione fissata applicata di 13.0 kV

del rivelatore e la minuziosa procedura di assemblaggio garantiscono tali risultati. Si noti che la coda relativa a 9 valori nell'intervallo di efficienza 95-98% si riferisce alle misure di altrettanti pad su due MRPC che sono risultate non ben allineate con la direzione del fascio, di conseguenza tali misure non corrispondono ai centri dei pad.

Lo schema di funzionamento della scheda di elettronica utilizzata durante queste prove è illustrato in figura 4.8. Nel primo stadio troviamo un MAXIM3760, un preamplificatore transimpedente ATM a 622 Mbps, accoppiato ad un discriminatore ECL (MAXIM9691),<sup>4</sup> da cui abbiamo due segnali

<sup>4</sup> Le caratteristiche principali del MAX9691 sono:

- è un comparatore molto veloce;
- può processare segnali con frequenze di 600 MHz;
- il tempo di propagazione è di 1.2 ns;
- trasforma un segnale da analogico a digitale (in uscita si trova lo stato logico 1 quando il segnale è sopra soglia, invece si ha 0 quando il segnale non supera la soglia).



**Figura 4.8:** Schema del funzionamento della scheda di elettronica basata sul MAXIM 3760

digitali:

- il primo, attraverso un buffer (MC10L04D) che serve per pilotare adeguatamente il segnale, va al TDC. Questa uscita è detta *leading edge* ed è utilizzata per ricavare il tempo di volo.
- il secondo segnale digitale (*trailing edge*), invertito rispetto al primo, passa attraverso uno *shaper*, che permette di allargare la durata del segnale fino a 50 ns, e va nel TDC per misurare la larghezza del segnale e quindi la carica.

Infine, troviamo il blocco dell'OR che permette di fare misure della risoluzione temporale della scheda. Da questo circuito, quindi, si otteneva un segnale analogico la cui carica era misurata da un ADC ed usata per la correzione off-line di slewing.

Se con il MAXIM, da un lato, abbiamo ottenuto dei buoni risultati dall'altro tale soluzione presenta degli svantaggi, quali:

- è un dispositivo ad alto consumo, 300 mW per canale se si considera

che il MAXIM3760 ha bisogno di 100 mW ed il MAXIM9691 di altri 200mW;

- ha una capacità in ingresso bassa (1 pF);
- questi preamplificatori e discriminatori sono assemblati in pacchetti discreti e quindi la scheda deve essere abbastanza larga e ciò è incompatibile con lo spazio disponibile nei moduli;
- il circuito con soluzione MAXIM non è differenziale.

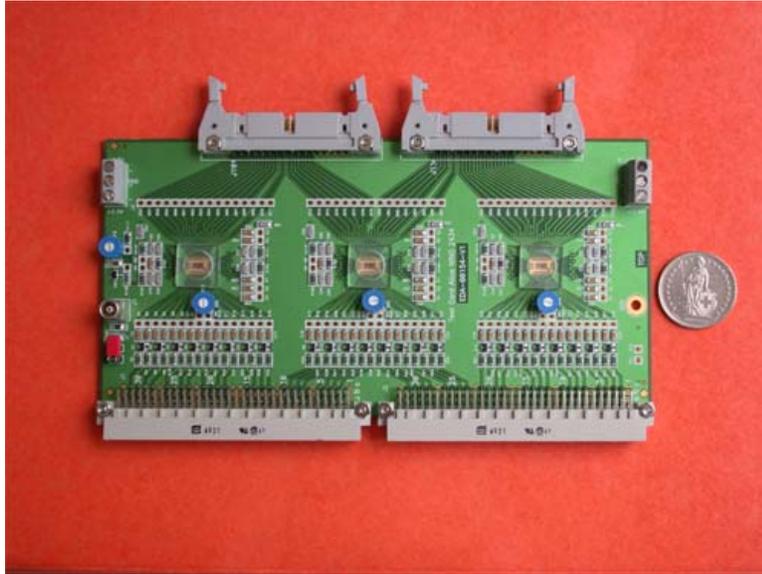
L'idea, dunque, era di realizzare ed usare come soluzione alternativa un amplificatore ASIC ultra veloce ed a basso consumo (NINO-ASIC in 3.6.1). I vantaggi di tale scelta sono molteplici, infatti:

- é completamente differenziale (dall'ingresso all'uscita);
- opera con una capacità in ingresso di 30 pF;
- ha un jitter temporale di 25 ps;
- ha un'uscita LVDS;
- ha una bassa impedenza in ingresso;
- ha dimensioni ridotte (vedi figura 4.9);
- è un dispositivo a basso consumo (circa 30mW per canale).

## 4.4 Risultati con il NINO-ASIC

Vediamo in dettaglio le caratteristiche e le prestazioni del circuito amplificatore NINO ASIC, mettendo in evidenza le differenze rispetto al MAXIM. Nel caso del MAXIM l'uscita della scheda dava un impulso ECL per il *leading edge* e il segnale analogico era misurato con un ADC CAMAC (LRS 2249W). Il tempo del *leading edge* era corretto per l'ampiezza del segnale, quindi la correzione era fatta usando il valore di ADC. Nel caso del NINO-ASIC, invece, la correzione è fatta usando la larghezza del segnale.

La larghezza temporale dell'impulso in uscita dal NINO ASIC varia rapidamente per piccoli impulsi ed ha una variazione minore per segnali più



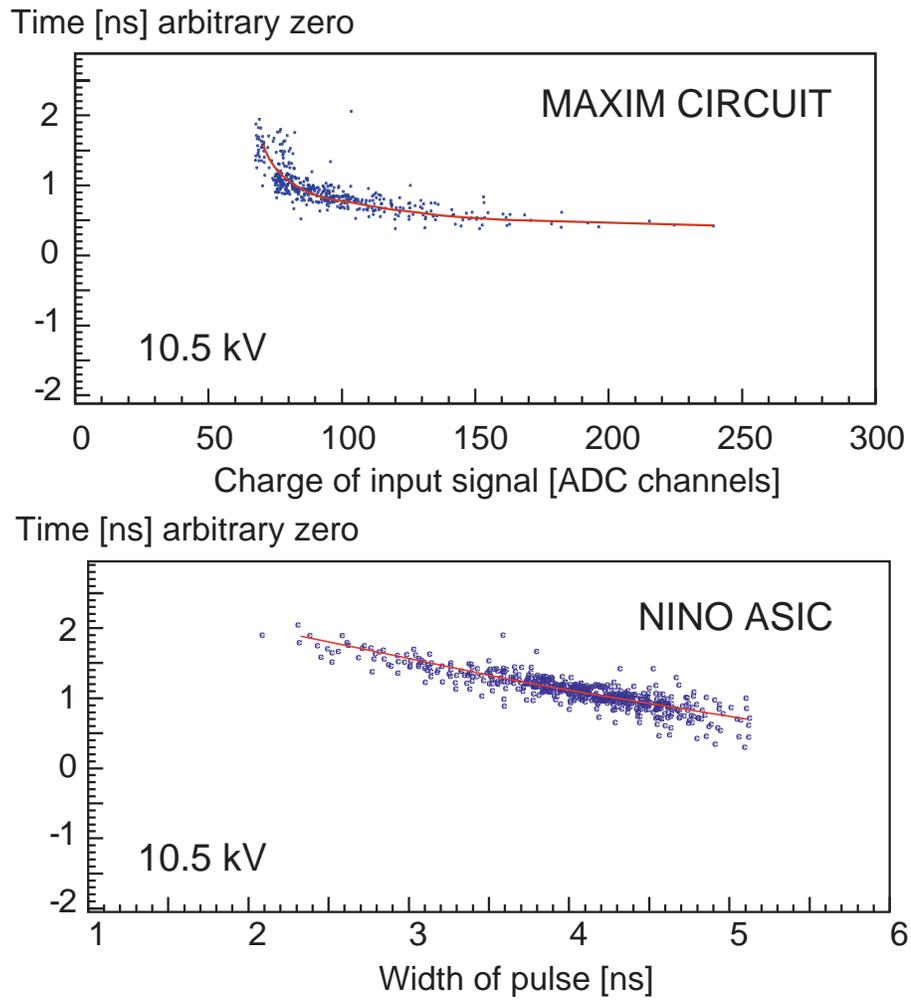
**Figura 4.9:** Foto della scheda di elettronica con 3 amplificatori/discriminatori NINO-ASIC prima dell'impacchettamento.

larghi. In figura 4.10 sono riportati due scatter plot del tempo degli hit in funzione del valore dell'ADC, nel caso del MAXIM, e del TOT nel caso del NINO ASIC.

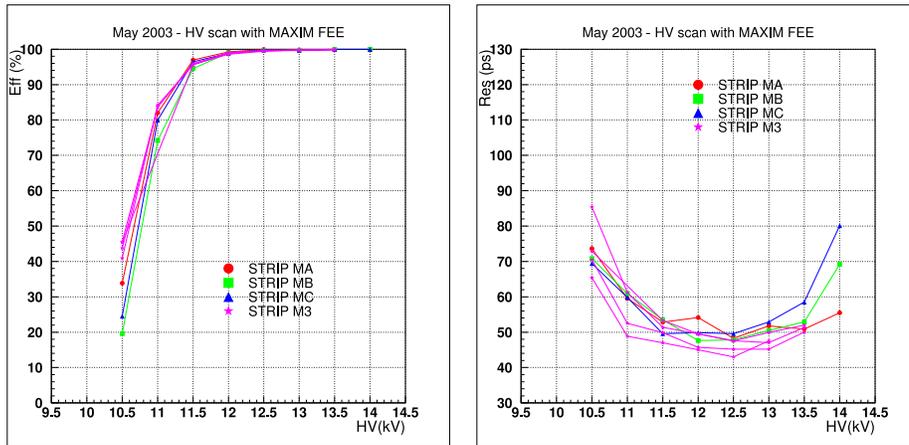
Come si può vedere i due plot sono ottenuti ad una tensione applicata di 10.5 kV, valore ben al di sotto del ginocchio del plateau di efficienza, questo perché si vede, così, chiaramente il *time slewing* per piccoli segnali in ingresso. Da ciò si ricava, dunque, che la correzione è molto più sensibile al valore della carica in ingresso per MAXIM piuttosto che per il NINO ASIC. Questo implica che, nel primo caso, la carica in ingresso deve essere misurata con grande precisione.

Poiché il TOT varia rapidamente per segnali piccoli in ingresso, il NINO ASIC ha un intervallo dinamico più grande per misure di segnali piccoli in ingresso che si traduce in una dipendenza quasi lineare del tempo e della carica. Questo semplifica notevolmente la correzione per effetto di slewing.

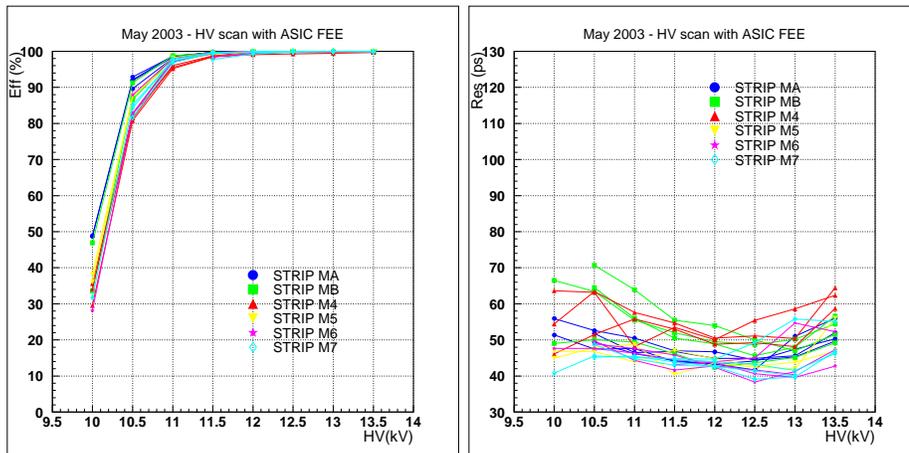
Occupiamoci, ora, delle prestazioni della nuova scheda di front-end. Nelle figure 4.11 e 4.12 sono riportate, rispettivamente, efficienza e risoluzione temporale, per diverse MRPC, in funzione della tensione applicata nel caso



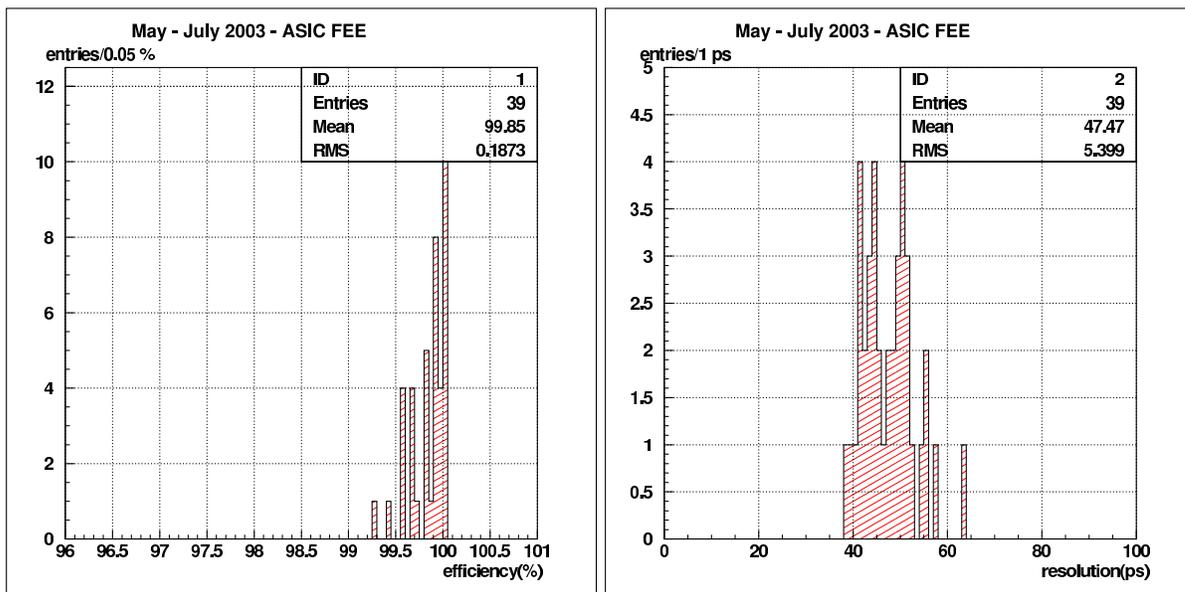
**Figura 4.10:** Scatter plot delle misure di tempo in funzione della carica



**Figura 4.11:** Efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata misurate, per diverse MPRC, con scheda di front-end MAXIM



**Figura 4.12:** Efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata misurate, per diverse MPRC, con la nuova scheda di front-end NINO ASIC



**Figura 4.13:** Distribuzioni dell' efficienza e risoluzione temporale di 39 misure effettuate su 8 diverse MRPC ad una tensione fissata di 12.5 kV con la nuova scheda di front-end NINO ASIC

del MAXIM e dell'ASIC. Come si può vedere con il NINO ASIC si ottiene un plateau più lungo (da 12.0 kV a 13.5 kV), libero da streamer in cui l'efficienza è prossima al 100% ed una elevata uniformità della risoluzione temporale. Si noti, inoltre, che la risoluzione temporale media è inferiore a 50 ps. In particolare tale uniformità risulta evidente se si osservano le distribuzioni relative ad efficienza e risoluzione temporale riportate in figura 4.13; nel naso della risoluzione temporale si ha una RMS di 5 ps. I dati sono stati presi fissando la tensione di lavoro a 12.5 kV e si riferiscono a 39 pad di lettura su un totale di 8 diverse MRPC.

Infine abbiamo effettuato una serie di misure per verificare l'incidenza del valore della soglia, sul segnale differenziale in entrata alla scheda NINO ASIC, sulla risposta del rivelatore. L'idea è di vedere come variano le prestazioni, in termini di efficienza e risoluzione temporale, delle MRPC al variare della soglia in funzione della tensione applicata. Il rischio, infatti, che si può correre scegliendo una soglia troppo alta è di perdere segnali buoni con conseguente caduta dell'efficienza. Al contrario, una soglia troppo bassa porterebbe ad una perdita in risoluzione a causa del rumore. Come si può vedere

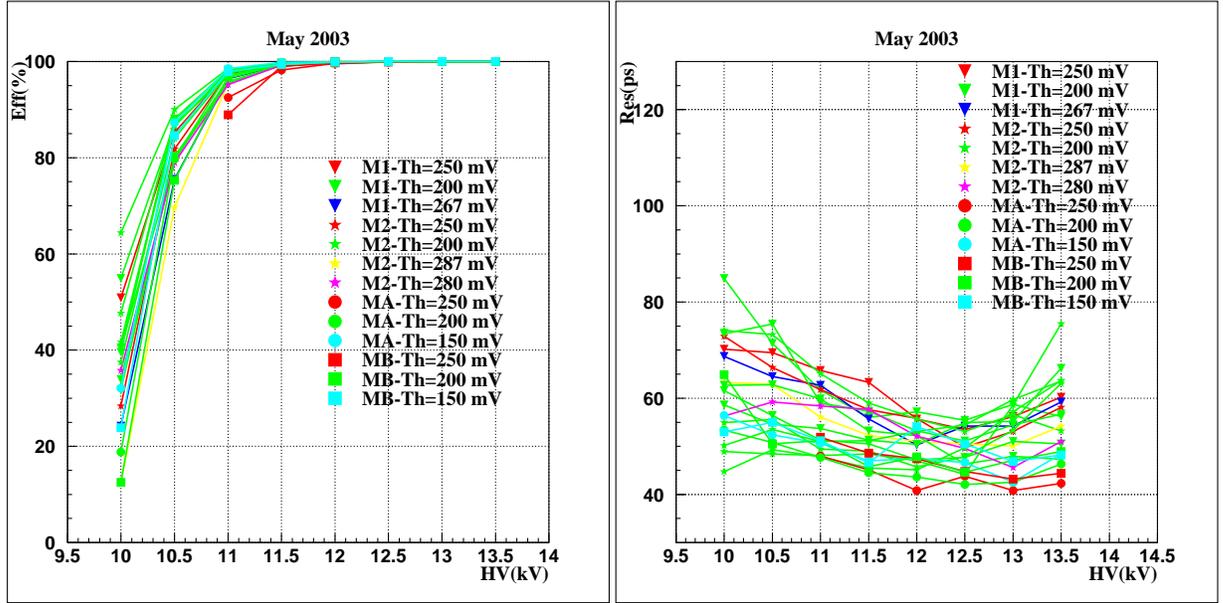


Figura 4.14: Efficienza e risoluzione temporale in funzione dei diversi valori della soglia

in figura 4.14 l'efficienza e la risoluzione temporale espresse in funzione dei diversi valori fissati di soglia non subiscono variazioni apprezzabili, questo si traduce in una certa libertà di scelta della soglia per il NINO-ASIC.

## 4.5 Risultati con HPTDC

Per verificare la funzionalità del primo prototipo di scheda con gli HPTDC (per questi test preliminari abbiamo utilizzato la scheda slave TB2 e la master M1, capitolo 3 sezione 3.7.1) abbiamo effettuato misure della risoluzione del sistema degli scintillatori  $\Delta_{sci}$

$$\Delta_{sci} = \frac{S_1 + S_2}{2} - \frac{S_3 + S_4}{2} \quad (4.1)$$

dove  $S_i$  è il segnale raccolto da ogni scintillatore, confrontando quanto ottenuto con gli HPTDC con le misure fatte con il TDC LeCroy. Per fare ciò i segnali degli scintillatori erano inviati agli HPTDC attraverso una conversione NIM-ECL. In figura 4.15 (in alto) sono riportati i tipici spettri misurati

per la risoluzione temporale  $\Delta_{sci}$ . Il grafico in basso, invece, riporta il confronto delle risoluzioni ottenute dai due TDC per diversi run di presa dati. Come si può apprezzare le due misure sono del tutto confrontabili, come confermato in figura 4.16 ove si trova la correlazione della risoluzione di un pad,  $T_{pad}$ ,<sup>5</sup> misurata dai due sistemi di TDC. È evidente che gli eventi sono del tutto correlati e non si sono riscontrati ritardi nelle misure temporali effettuate con gli HPTDC.

Nell'Ottobre del 2003 abbiamo studiato, per la prima volta, le prestazioni delle MRPC con tutta la catena completa di elettronica, dalla scheda di front-end NINO-ASIC alle schede con gli HPTDC (versione di slave card TB3 e master M2, capitolo 3 sezione 3.7.1), effettuando una serie di misure su tre MRPC per un totale di 36 pad. I risultati sono riportati in figura 4.17, ottenendo una efficienza del 99.9% ed una risoluzione temporale media di 45 ps.

### Effetti di bordo

Quando una particella attraversa la MRPC nella regione tra due pad, la carica indotta dalla valanga si distribuisce su entrambe, e crea segnali sui due pad adiacenti. Di conseguenza la forma dei segnali e la risoluzione temporale possono essere influenzate da questo effetto.

Per studiare tale fenomeno abbiamo effettuato una serie di scan in posizione a tensione fissata (12 kV), lungo l'asse x (ossia lungo una MRPC spostandoci su tre pad adiacenti) e lungo l'asse z (ossia spostandoci verticalmente attraverso due pad), come mostrato in figura 4.18, partendo dal centro del primo pad con un passo di 5 mm. Le modalità di analisi adottate per questo studio sono sostanzialmente analoghe a quelle usate in precedenza, ma con una selezione speciale dello *spot* del fascio. Partendo dalla distribuzione degli eventi in funzione delle coordinate x e z sui piani delle TC, consideriamo separatamente le due regioni di 2.5 mm a destra e a sinistra rispetto al valore centrale, come riportato in figura 4.19, lasciando fissi gli estremi dell'intervallo sull'asse z se consideriamo uno scan orizzontale, o fissando l'intervallo

---

<sup>5</sup>Lo spettro temporale di ogni pad ( $T_{pad}$ ) dipende dai segnali di hit ( $T_{hit}$ ) e dalla media dei quattro scintillatori ed è ottenuto dalla seguente equazione:

$$T_{pad} = T_{hit} - \frac{S_1 + S_2 + S_3 + S_4}{4} \quad (4.2)$$

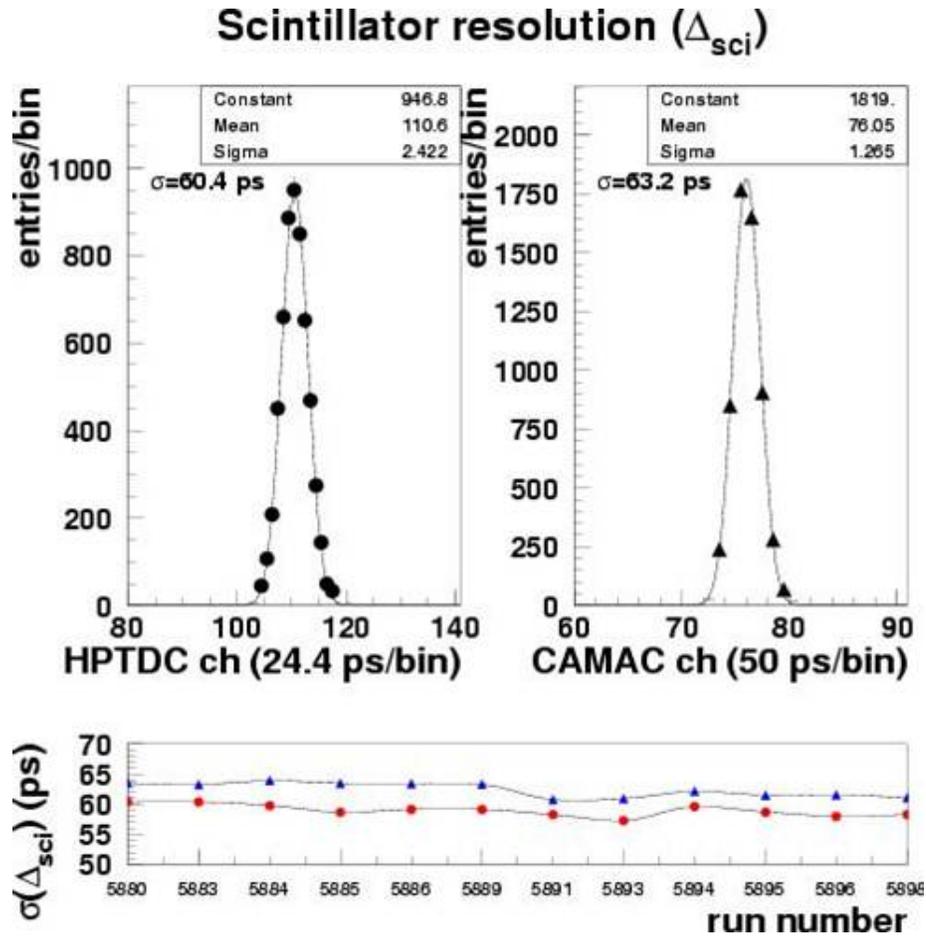
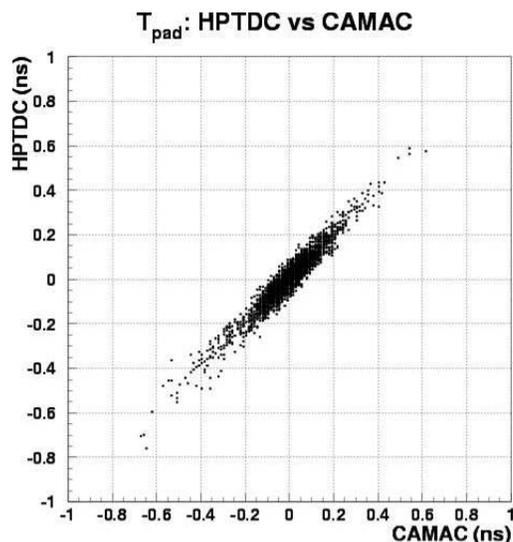


Figura 4.15: Risoluzione temporale del sistema dei quattro scintillatori misurata con HPTDC (in alto a sinistra) e con il CAMAC (in alto a destra). In basso è riportata la risoluzione ottenuta durante run diversi ( $\blacktriangle$ : CAMAC e  $\bullet$ : HPTDC).



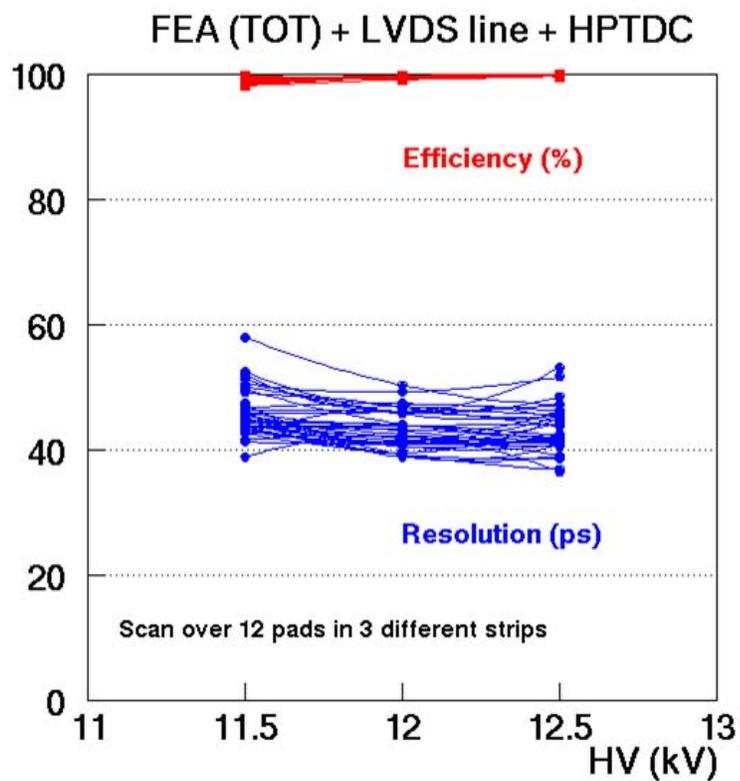
**Figura 4.16:** Scatter plot del  $T_{pad}$  misurato con gli HPTDC ed il TDC-CAMAC.

sull'asse x se consideriamo uno scan verticale. In questo modo si ha un numero maggiore di punti e si riesce ad apprezzare meglio l'andamento delle curve di efficienza e risoluzione temporale soprattutto nella regione tra i due pad.

Nel caso dello scan orizzontale ciò che otteniamo è un andamento dell'efficienza e della risoluzione temporale come quelli mostrato in figura 4.20. Inoltre, troviamo l'OR e l'AND in funzione della posizione, rispettivamente. Soffermiamoci sugli ultimi due grafici:

- OR: per avere l'OR consideriamo gli eventi che sono stati visti da almeno uno dei due pad adiacenti. Si riscontra una caduta dell'efficienza del 0.2 % nella regione non attiva tra due pad;
- AND: per l'AND prendiamo, invece, gli eventi che sono stati visti da entrambi i pad. Da ciò ricaviamo la probabilità di avere un doppio hit nella regione di confine tra i due pad,<sup>6</sup> che in questo caso è del 18 %.

<sup>6</sup>La stima quantitativa della probabilità di doppio hit è ricavata considerando l'area del triangolo sotto la curva in figura 4.20, ultimo grafico, e normalizzandola per il valore massimo di efficienza sull'intero pad moltiplicato per la larghezza del pad.



**Figura 4.17:** Efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata per 12 pad di tre diverse MRPC. Le misure sono state effettuate con la catena completa di elettronica (NINO-ASIC - HPTDC).

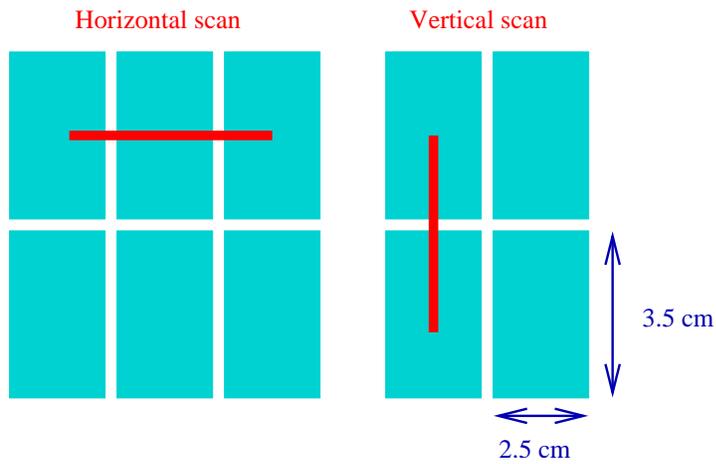


Figura 4.18: Schematizzazione dello scan posizionale eseguito su tre pad (scan orizzontale) e su due pad (scan verticale).

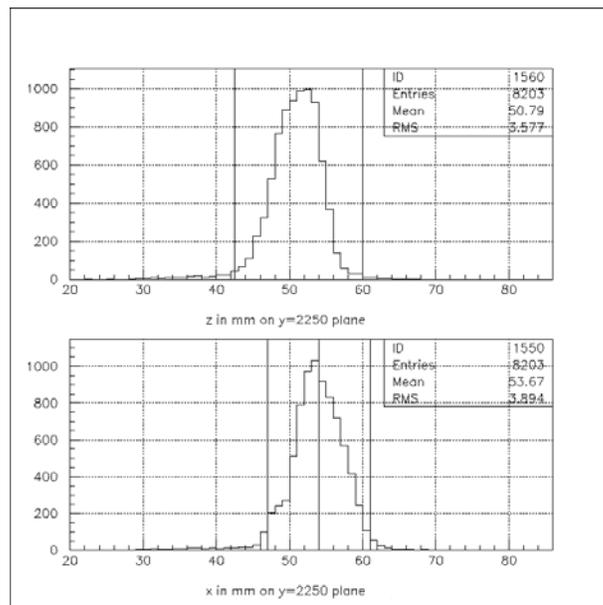


Figura 4.19: Modalità di selezione dello *spot* del fascio.

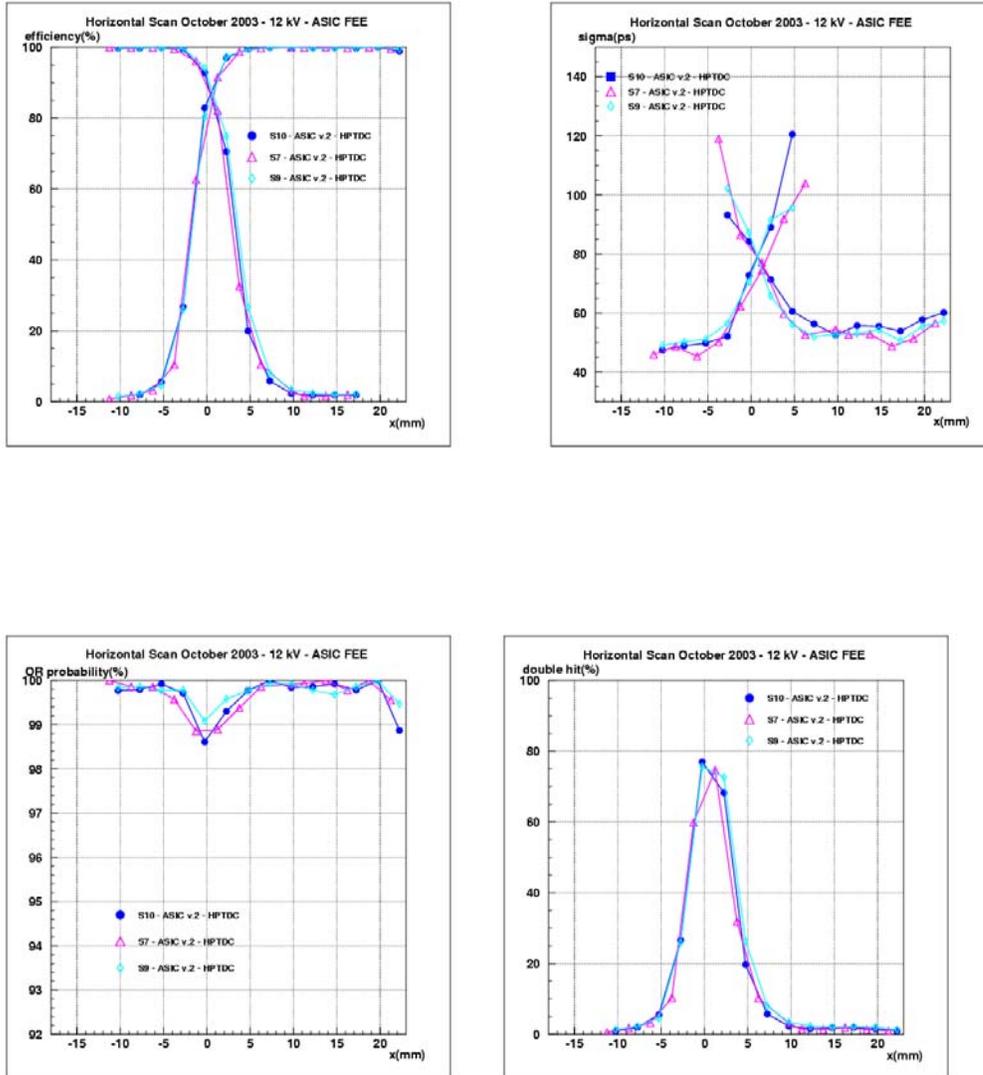


Figura 4.20: Efficienza, risoluzione temporale, OR e probabilità di doppio hit in funzione della posizione per lo scan orizzontale.

Infine, i risultati dello scan verticale sono riportati in figura 4.21 e vale lo stesso discorso fatto per lo scan orizzontale, in particolare la caduta di efficienza nella regione tra i due pad e la probabilità di doppio hit sono dello stesso ordine di grandezza.

### 4.5.1 Controllo della produzione di massa

Una volta fissati tutti i parametri costruttivi delle MRPC, durante l'estate 2004 è stato misurato su fascio un campione di 18 rivelatori della produzione. In figura 4.22 sono riportate, rispettivamente, efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata per un totale di 102 pad misurati, scelti in quattro settori lungo le MRPC, utilizzando la catena completa di elettronica. In particolare risulta evidente l'elevata uniformità di risposta come si osserva in figura 4.23 ed in figura 4.24.

Si noti che abbiamo ottenuto:

- un'efficienza media del 99.9 %,
- una risoluzione media di 49 ps,
- una RMS della distribuzione delle risoluzioni temporali dell'ordine di 5 ps.

## 4.6 Primo modulo del TOF

Come ultimo test, abbiamo studiato un prototipo del modulo intermedio del TOF (più complesso da un punto di vista meccanico) per analizzare:

- i vari aspetti relativi alla costruzione del modulo,
- gli eventuali problemi legati all'installazione delle MRPC al suo interno, l'esatta rotazione dei cavi, le schede d'interfaccia tra i pad di lettura e l'elettronica di front-end (di dimensioni notevolmente maggiori rispetto a quelle utilizzate nei moduli dei test precedenti), il sistema di distribuzione dell'alta tensione (sia per le MRPC all'interno del modulo sia per il modulo stesso),
- le prestazioni delle MRPC all'interno del modulo e verificare l'uniformità di risposta in un ambiente sostanzialmente diverso da quello

4.6 — Primo modulo del TOF

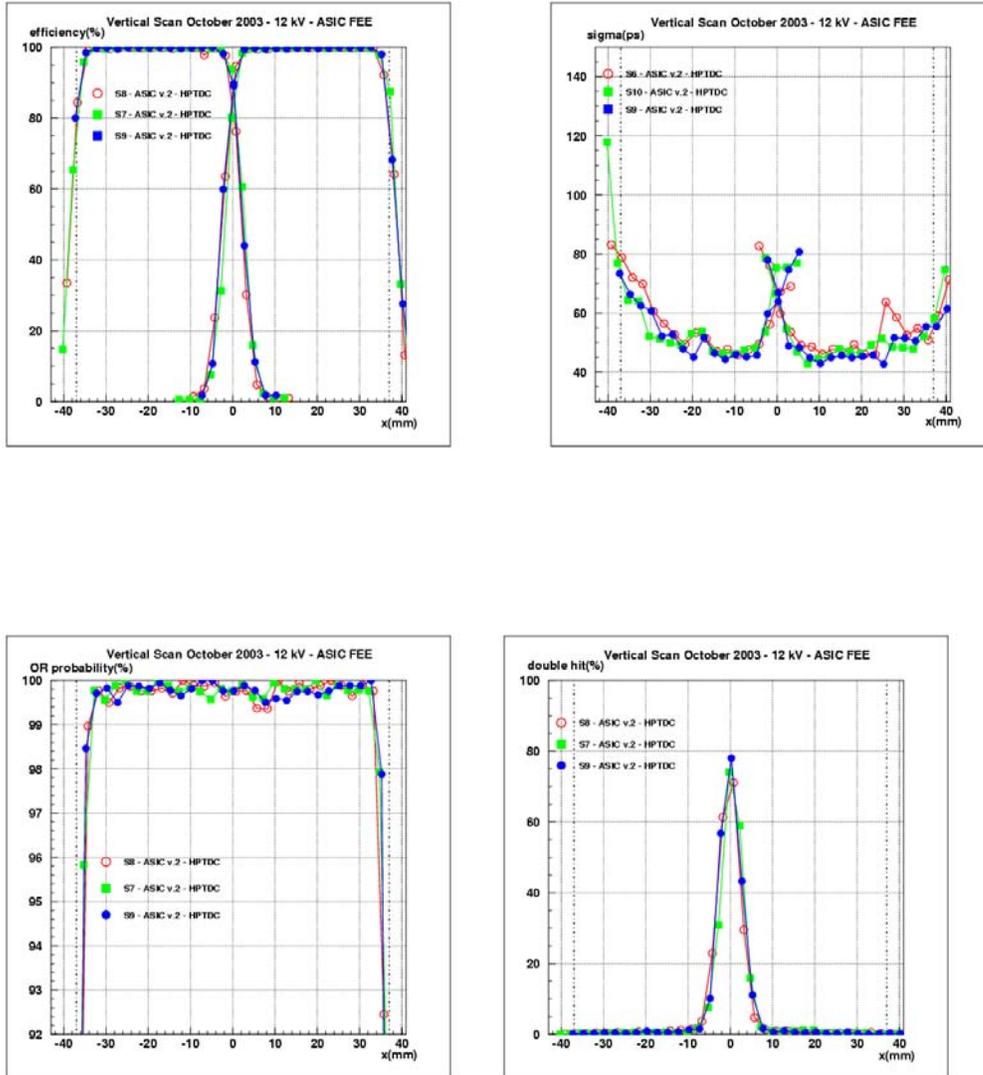
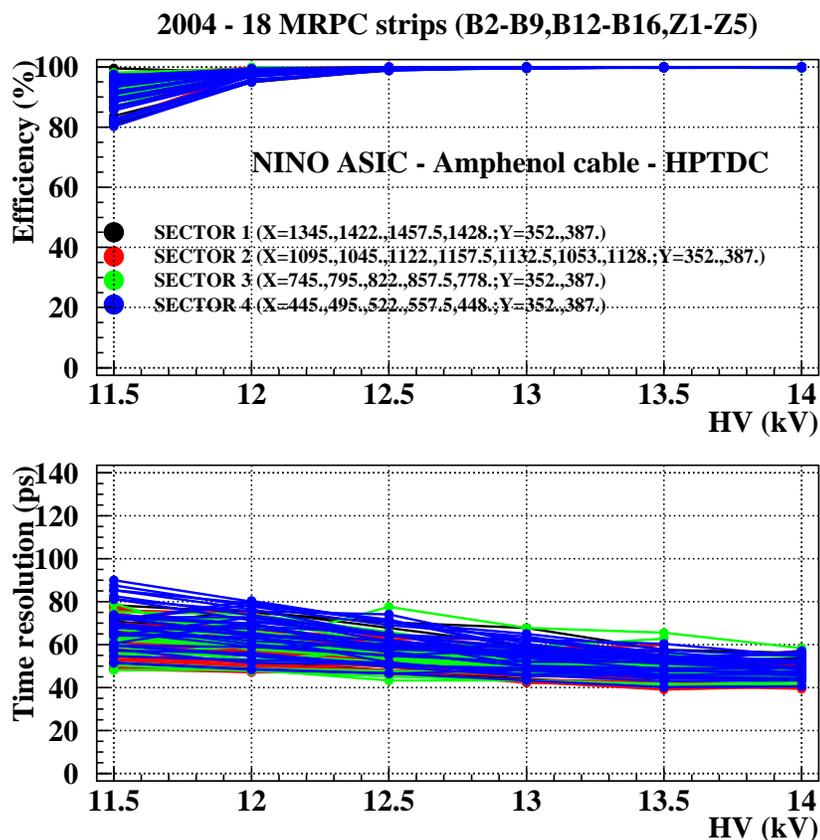


Figura 4.21: Efficienza, risoluzione temporale, OR e probabilità di doppio hit in funzione della posizione per lo scan verticale.



**Figura 4.22:** Efficienza e risoluzione temporale in funzione della tensione applicata. Le misure sono state effettuate su 18 MRPC per un totale di 102 pad.

2004 - 18 MRPC strips (B2-B9,B12-B16,Z1-Z5) - HV = 13.5 kV

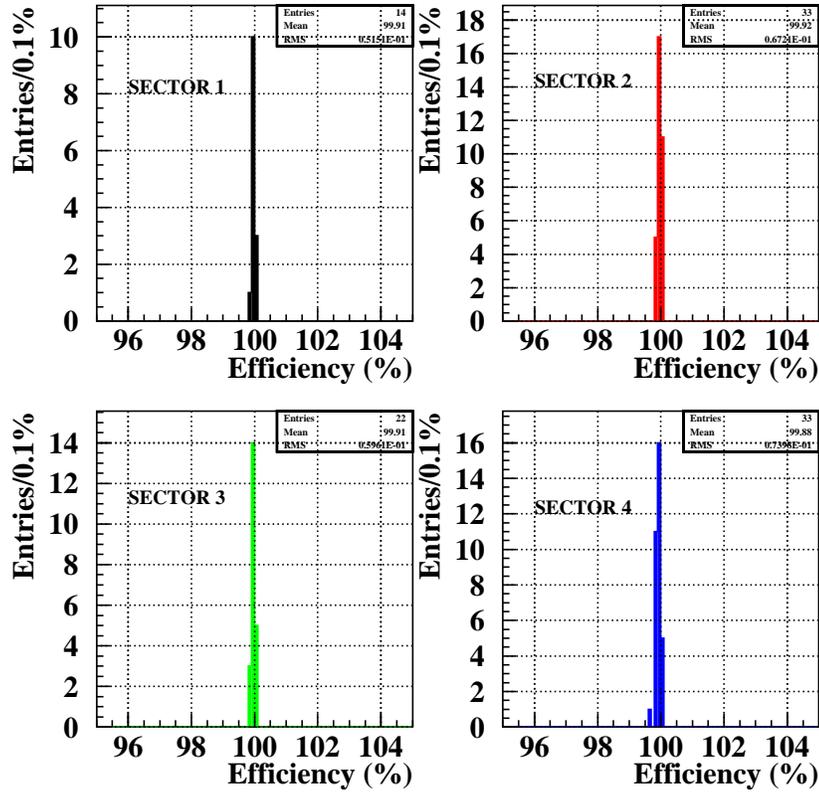


Figura 4.23: Distribuzioni dell'efficienza per 102 misure effettuate nei quattro settori delle MRPC, ad una tensione fissata di 13.5 kV.

2004 - 18 MRPC strips (B2-B9,B12-B16,Z1-Z5) - HV = 13.5 kV

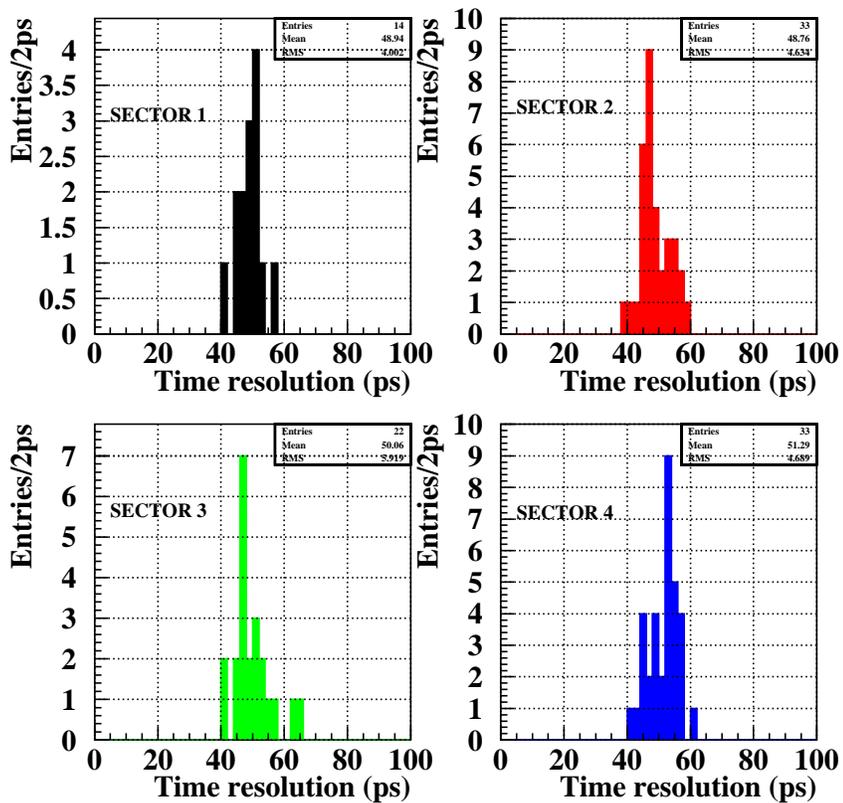


Figura 4.24: Distribuzioni della risoluzione temporale per 102 misure effettuate nei quattro settori delle MRPC, ad una tensione fissata di 13.5 kV.

dei test di singole MRPC (connessioni a massa, distanze tra MRPC notevolmente ridotte, distribuzione del gas, etc.).

Il primo prototipo di modulo intermedio del TOF è stato realizzato e testato nell'Ottobre del 2003; le prime prove effettuate, di carattere prettamente meccanico, hanno riguardato:

- le procedure di assemblaggio delle MRPC all'interno del modulo. Come abbiamo visto nel capitolo 2 nel paragrafo dedicato alla descrizione strutturale dei moduli del TOF, le 19 MRPC all'interno di un modulo di questa tipologia, sono tiltate e sovrapposte (vedi figura 4.25). Non abbiamo riscontrato particolari problemi di natura meccanica potenzialmente dovuti alla complessa disposizione geometrica dei rivelatori all'interno del modulo, durante questa fase di installazione;
- i test di tenuta del gas che hanno evidenziato, inoltre, un'ottima resistenza dell'involucro in fibra di vetro che racchiude il volume di gas (si è raggiunta una sovrappressione del 30% maggiore della pressione di 1-2 mb a cui devono operare i moduli).

Nella fase di studio su fascio, però, si sono riscontrati problemi relativi

- alla distribuzione esterna dell'alta tensione al modulo, che si traducevano in continue scariche e nel conseguente aumento della corrente misurata;
- allo schermaggio elettromagnetico della regione che ospitava i rivelatori, causati da una cattiva qualità degli incollaggi del film di alluminio all'interno del coperchio del volume di gas.

Infine le prestazioni delle MRPC poste nei bordi del modulo sono risultate peggiori rispetto a quelle dei rivelatori nella zona centrale probabilmente a causa del fatto che i loro segnali erano molto più rumorosi.

Nel corso del 2004 è stato realizzato un nuovo modulo qualitativamente superiore al primo sia per quanto riguarda la bontà dell'incollaggio del film di alluminio al suo interno, sia per quanto riguarda l'isolamento dei connettori esterni di alta tensione. Inoltre, per evitare ogni possibile causa di scariche sono state apportate modifiche anche

- al sistema interno di distribuzione dell'alta tensione; per tale scopo, infatti, sono stati realizzati dei connettori in Delrin<sup>7</sup> (vedi figura 4.26);

---

<sup>7</sup>Questo materiale presenta:



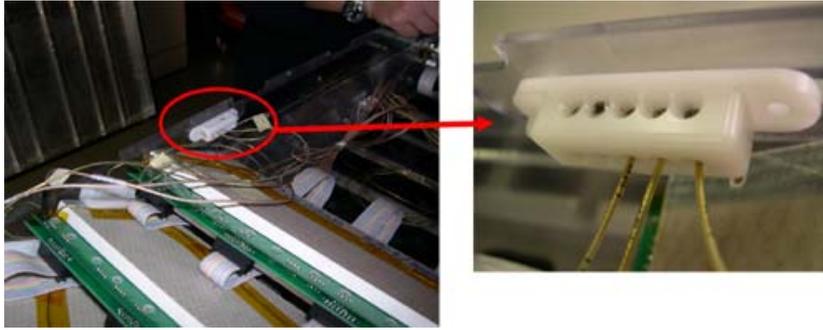
**Figura 4.25:** Foto del primo prototipo di modulo intermedio con tutte le 19 MRPC al suo interno.

- alla struttura di supporto delle MRPC all'interno del modulo (plexiglass al posto della vetronite);
- al modo di fissare i rivelatori ai piani in plexiglass (viti di plastica e supporti in Delrin, vedi figura 4.27 al posto di viti metalliche e supporti incollati con l'Araldite).

Sono state assemblate nel modulo otto MRPC (vedi figura 4.28) già misurate su fascio: tre nei settori A e B, più critici per la vicinanza dei rivelatori ai bordi del modulo, e due nel settore C, come mostrato in figura 4.29.

- 
- buone proprietà meccaniche,
  - stabilità dimensionali,
  - alta resistenza agli urti,
  - alta resistenza ad agenti chimici,
  - basso assorbimento dell'umidità.

Inoltre ha un'elevata resistenza superficiale ( $\rho_s = 10^{14} \Omega/\square$ ) e volumetrica ( $\rho_v = 10^{13} \Omega cm$ ) ed un'elevata resistenza alla perforazione (circa 24 kV/mm).



**Figura 4.26:** Distributori interni dell'alta tensione.

### 4.6.1 Alimentazione del modulo

Per il sistema di alimentazione del modulo abbiamo utilizzato un sistema CAEN SY2527 con moduli di alimentazione A1534 positivi e negativi a 6 canali con valori massimi di tensione  $\pm 8.0$  kV (figura 4.30), collegati a due scatole di distribuzione<sup>8</sup> (figura 4.31) attraverso i cavi tripolari mostrati in figura 4.32.

I settaggi, i controlli e la visualizzazione dei canali sono affidati ad un sistema, il PVSS,<sup>9</sup> integrato con un protocollo standard OPC,<sup>10</sup> che rende tali operazioni facilmente gestibili da uno o più utenti attraverso un pannello grafico di controllo come quello mostrato in figura 4.33.

### 4.6.2 Risultati

I risultati ottenuti sono riportati in figura 4.34, 4.35 e 4.36; le misure sono suddivise in base alle posizioni occupate dalle MRPC nei tre settori del

<sup>8</sup>Un canale positivo/negativo dell'alimentatore CAEN SY2527, utilizzando una scatola di distribuzione, può alimentare i cinque connettori positivi/negativi del modulo.

<sup>9</sup>Prozess Visualisierung und Steuerungs System. Il PVSS è un sistema di gestione e controllo ampiamente usato nelle industrie basato su sistemi software commerciali. È stato sviluppato dalla ETM AG, di Eisenstadt in Austria.

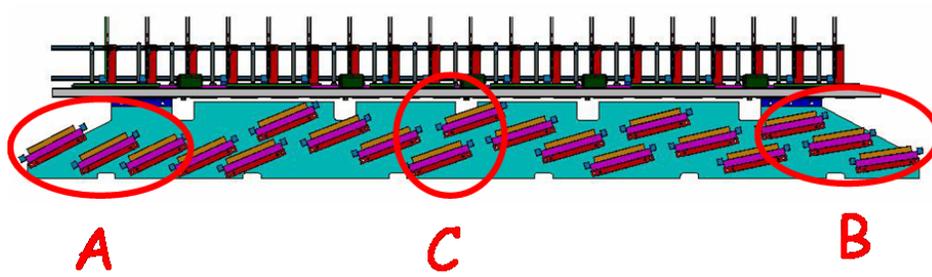
<sup>10</sup>OLE for Process Control. È un metodo standard di comunicazione tra dispositivi di campo ed una generica applicazione software. Questo metodo standard è costituito da una serie di interfacce software basate sulla tecnologia Microsoft OLE/COM. Il principio di base della specifica OPC è un modello *client-server*: il server OPC fornisce un'interfaccia agli oggetti OPC gestiti, l'applicazione client controlla i dispositivi e gestisce i relativi dati.



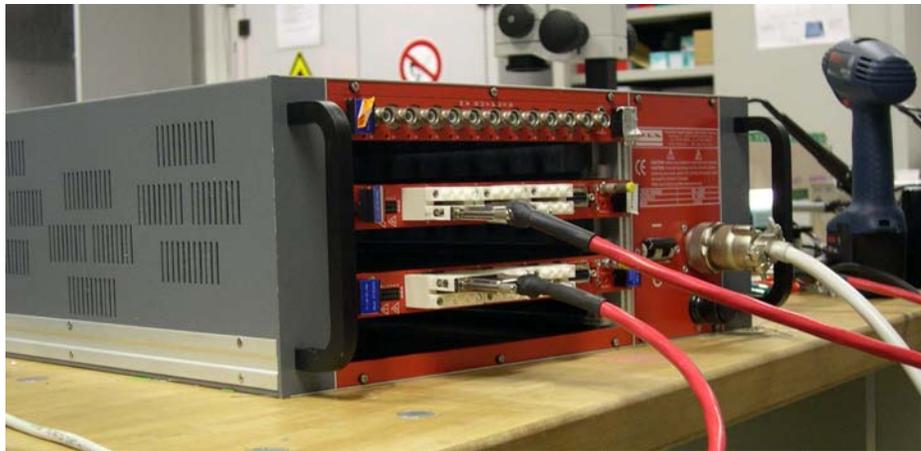
**Figura 4.27:** Supporti in Delrin per fissare le MRPC ai piani in plexiglass.



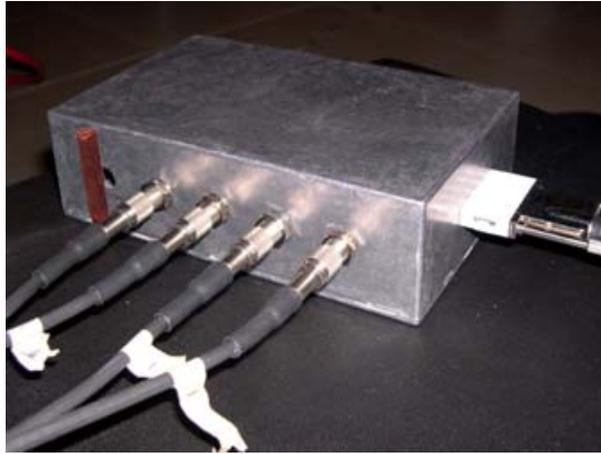
**Figura 4.28:** Dettagli della fase di assemblaggio delle MRPC nel modulo.



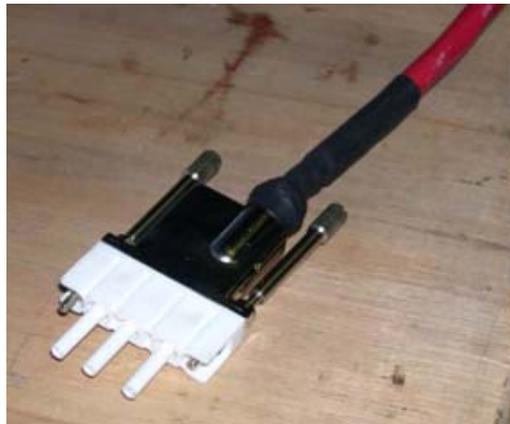
**Figura 4.29:** Schema del modulo intermedio testato al T10. I tre settori indicano la dislocazione delle MRPC: nella regione A e B troviamo 3 MRPC, mentre in C due.



**Figura 4.30:** Alimentatore CAEN SY2527.



**Figura 4.31:** Scatola di distribuzione dell'alta tensione. Un canale positivo/negativo del CAEN SY2527 può alimentare i 5 connettori positivi/negativi del modulo.



**Figura 4.32:** Cavo tripolare di collegamento alimentatore - distributore.

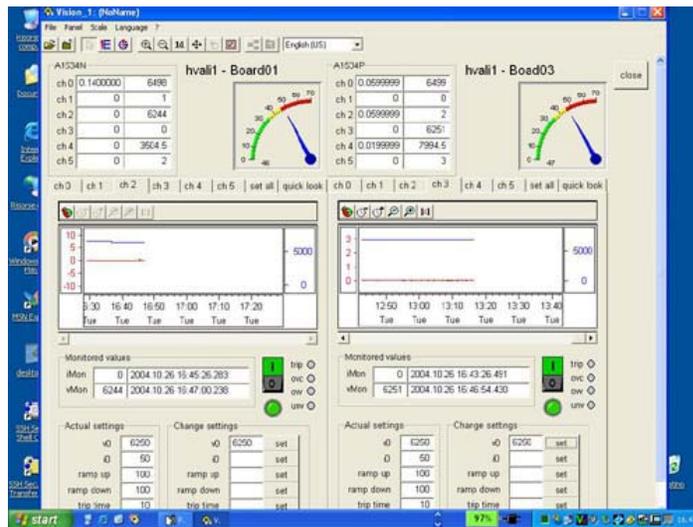
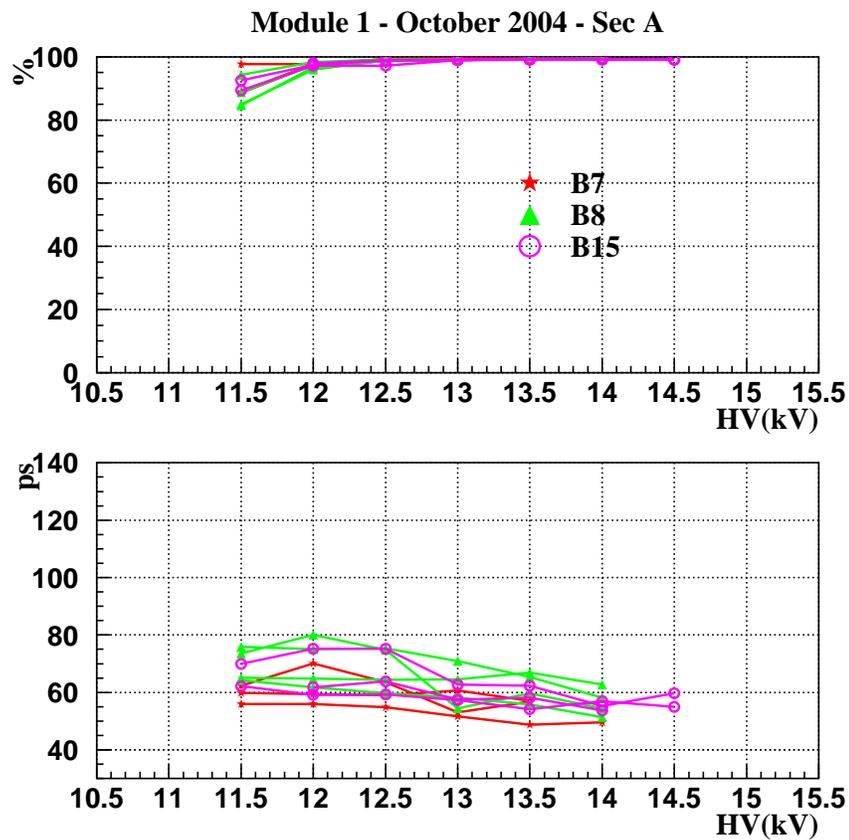


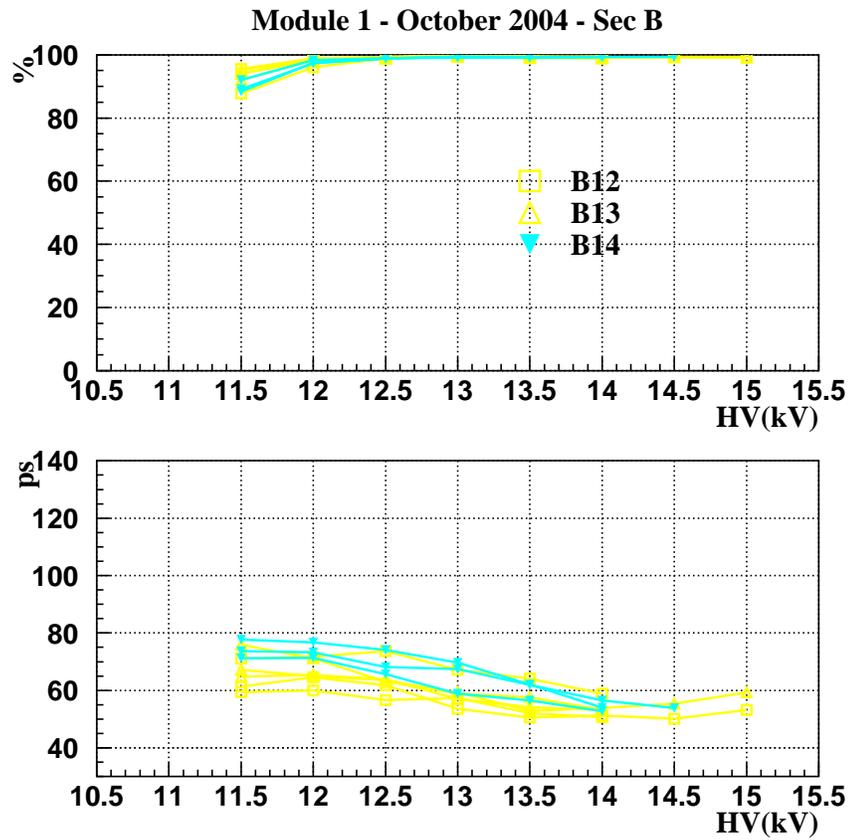
Figura 4.33: Finestra di visualizzazione dei canali di alta tensione.

modulo (come mostrato in figura 4.29). I dati riportati devono essere confrontati con quelli ricavati dai test delle 8 MRPC, fuori dal modulo, di Luglio 2004, mostrati in figura 4.37. In particolare, come si può vedere, i dati delle MRPC poste nei diversi settori sono del tutto confrontabili tra loro e sono del tutto compatibili con i valori ottenuti fuori dal modulo. Se, inoltre, fissiamo la tensione di lavoro a 13.5 kV e 14.0 kV otteniamo le distribuzioni riportate in figura 4.38 per l'efficienza ed in figura 4.39 per la risoluzione temporale. Si noti l'elevata uniformità della risoluzione temporale che presenta una RMS dell'ordine dei 5 ps.

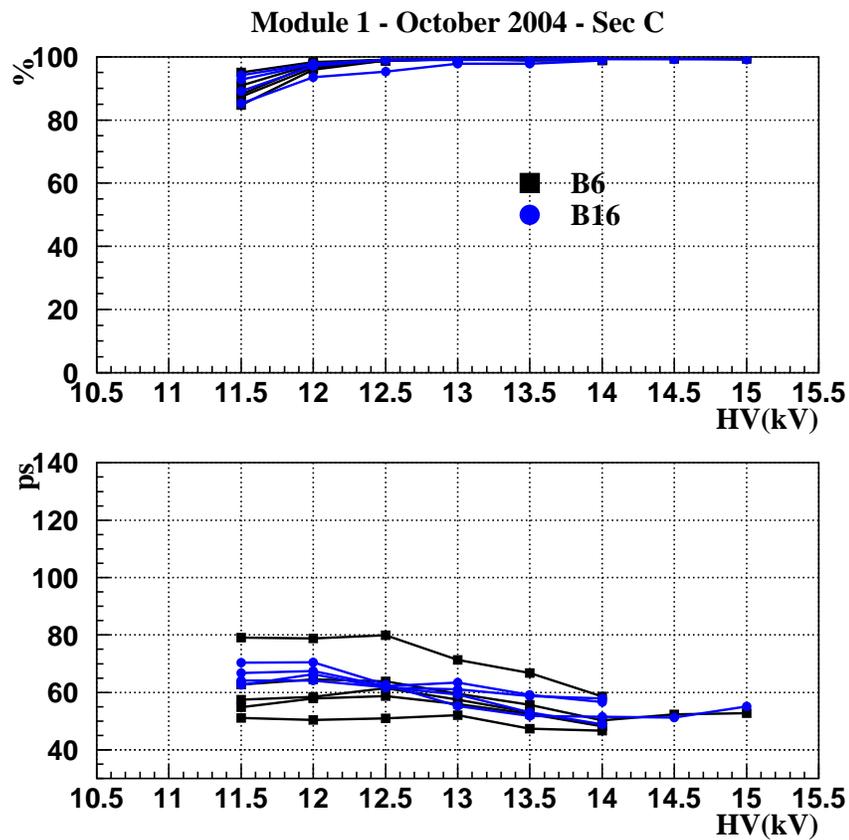
In conclusione, le misure delle MRPC all'interno del modulo hanno evidenziato che le prestazioni dei rivelatori sono confrontabili con quelle dei test precedenti, ciò a conferma del fatto che con tutte le modifiche apportate sul modulo stesso, con l'elettronica di front-end e di readout possiamo ottimizzare le prestazioni delle MRPC.



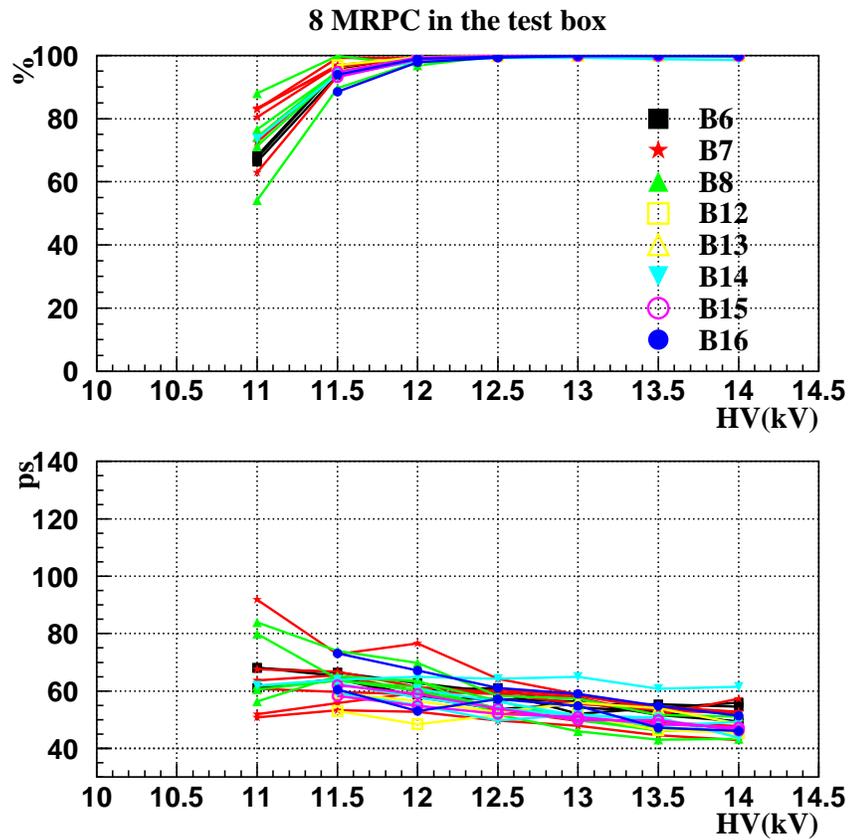
**Figura 4.34:** Efficienza e risoluzione temporale, in funzione della tensione applicata, delle tre MRPC poste nel settore A del modulo (vedi figura 4.29).



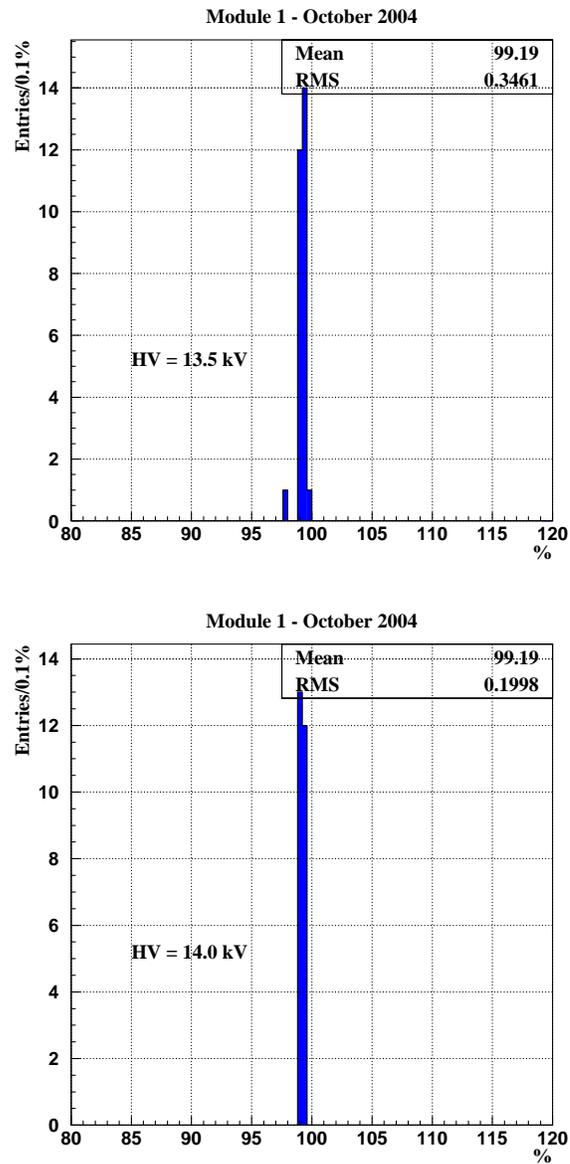
**Figura 4.35:** Efficienza e risoluzione temporale, in funzione della tensione applicata, delle tre MRPC poste nel settore B del modulo (vedi figura 4.29).



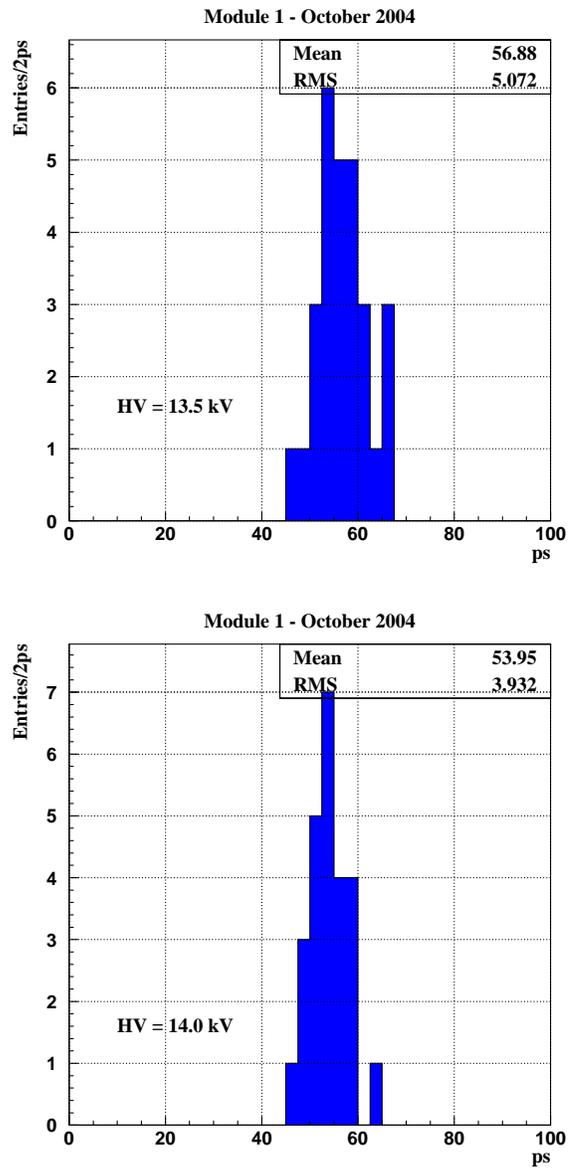
**Figura 4.36:** Efficienza e risoluzione temporale, in funzione della tensione applicata, delle due MRPC poste nel settore C del modulo (vedi figura 4.29).



**Figura 4.37:** Efficienza e risoluzione temporale, in funzione della tensione applicata, delle 8 MRPC relative a misure prese fuori dal modulo durante i test di Luglio 2004.



**Figura 4.38:** Distribuzioni di efficienza a valori fissati di tensione (13.5 kV e 14.0 kV).



**Figura 4.39:** Distribuzioni della risoluzione temporale a valori fissati di tensione (13.5 kV e 14.0 kV).



# Conclusioni

Nell'ambito dell'esperimento ALICE al collisionatore LHC di Ginevra, il sistema di Tempo di Volo (TOF) identificherà di adroni carichi ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) con impulsi compresi tra 0.5 e 2.5 GeV/c per  $\pi/K$  e fino a 4 GeV/c per  $K/p$ , tramite la tecnica di misura del tempo di volo delle particelle. Per una separazione a  $3\sigma$  degli adroni carichi in questo intervallo di impulsi è necessaria una risoluzione temporale globale inferiore a 100 ps.

Per soddisfare tale richiesta è stata dedicata una lunga fase di ricerca e sviluppo al fine di ottimizzare l'intero sistema, dalle camere a piani paralleli resistivi multigap (MRPC) all'elettronica di *front-end* e di *readout*.

Le conclusioni di questa attività di ricerca si possono così riassumere:

- le MRPC a doppio stack si sono dimostrate la risposta ideale alle esigenze pratiche e teoriche del sistema di tempo di volo. Questi rivelatori permettono di ottenere straordinarie risoluzioni temporali di 50 ps ed efficienze superiori al 99%. Grazie alle loro caratteristiche di funzionamento questi rivelatori possono operare con frequenze fino a 1 kHz mantenendo le stesse prestazioni. Inoltre, i risultati raccolti durante gli ultimi tre anni di test su fascio al PS del CERN, hanno evidenziato un'ottima uniformità di risposta sia a livello di un singolo rivelatore sia a livello di MRPC diverse.
- Le configurazioni finali delle schede di *front-end* basate sul chip NINO-ASIC, un amplificatore/discriminatore ultra veloce ed a bassa potenza, e del sistema di *readout*, basato su un chip HPTDC, sono state definite grazie ad un accurato studio volto ad ottimizzare le prestazioni delle MRPC.
- La validità delle procedure di assemblaggio adottate per la produzione di massa delle MRPC è stata ampiamente confermata dagli ottimi ri-

sultati ottenuti. Non sono state riscontrate, infatti, variazioni di rilievo della risposta dei rivelatori imputabili alle metodologie di costruzione scelte. Tutto ciò si traduce in una RMS di 5 ps per le distribuzioni sperimentali della risoluzione temporale, per tutte le MRPC misurate.

- Lo sviluppo e la realizzazione del primo Modulo del TOF ha consentito di confermare le prestazioni delle MRPC nella configurazione finale dell'esperimento e, di conseguenza, di convalidare le scelte tecnologiche per il modulo stesso.

# Bibliografia

- [1] J. Polonyi, Heavy Ion Phys. 2 (1995) 123; hep/ph/9509334. J. Polonyi, Proc. Int. Workshop on Understanding Deconfinement in QCD, Trento (1999) 143; hep/ph 9906208.
- [2] N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. 59B (1975) 67.
- [3] K. Safarik: Heavy Ion Physics, CERN.
- [4] F. Karsch: Lattice QCD at High Temperature and Density, arXiv:hep-lat/0106019, v.2, 20 July 2001.
- [5] U. Heinz: Concepts of Heavy-Ion Physics, Department of Physics, The Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA.
- [6] P. Koch, B. Muller and J. Rafelski, Phys. Rep. 142(1986) 167; U. Heinz, Nucl. Phys. A566(1994) 205c.
- [7] D.K. Srivastava et al., Phys. Lett. B276(1992) 285.
- [8] PHENIX Coll.: Results on Identified Charged Hadrons from the PHENIX Experiment at RHIC, Nucl. Phys. A721 (2003) 273c.
- [9] PHENIX Coll.: Identified Charged Particle Spectra and Yields in Au-Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , nucl-ex/0307022, 28 Jun 2003.
- [10] J. Schukraft: Heavy Ion at LHC: Physics Perspectives and Experimental Program, Invited talks given at the Quark Matter 2001 Conference, Stony Brook, USA, January 2001.
- [11] ALICE Coll.: ALICE: Physics Performance Report, Vol. I, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1571-1763.

## BIBLIOGRAFIA

---

- [12] PHOBOS Coll.: Acta Physica Polonica B27 (1996) 3103.
- [13] M. Basile et al, Nuovo Cimento A65 (1981) 400.
- [14] M. Basile et al, Nuovo Cimento A79 (1984) 1.
- [15] PHENIX Coll., arXiv: nucl-ex/0306021, 5 Jul 2003.  
STAR Coll., arXiv:nucl-ex/0306024, 18 Aug 2003.
- [16] B. Muller and X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. 68, (1992), 2437.
- [17] Y.L. Dokshitzer and D.E. Kharzeev, Phys. Lett. B519 (2001), 199.
- [18] M. Basile et al., Nuovo Cimento A65 (1981) 421.
- [19] I.Hinchliffe and C.H. Llewellyn Smith, Phys. Lett. B61 (1976) 472.
- [20] K. Adcox et al., Phys. Rev, Lett. vol. 88 no. 19 (2002) 022301.
- [21] ALICE collaboration ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC, CERN/LHCC/95-71 LHCC/P3.
- [22] W. Klempt, Review of particle identification by time of flight techniques, Nucl. Instr. and Meth. A 433 (1999) 542-553.
- [23] ALICE collaboration ALICE - Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF), CERN/LHC/2000-12 ALICE TDR 8.
- [24] ALICE collaboration - Technical Design Report of the Time of Flight - Addendum, CERN/LHC/2002-016
- [25] G. Stefanini, ALICE document ALICE-PR-2001-64 v.1
- [26] K. Gottfried and V.F. Weisskopf, Concepts of Particle Physics, vol. 2, Oxford University Press, New York (1986) 397.
- [27] J. Keuffel: Parallel Plate Counters, The Review of Scientific Instruments, vol. 20, num. 3 (1949) 202.
- [28] Y.N. Pestov: Status and future developements of sparks counters with a localized discharge, Nucl. Instr. and Meth. A196 (1982) 45.

- [29] R. Santonico e R. Cardarelli: Development of Resistive Plate Chamber, Nucl. Instrum. and Methods 187(1981) 377-380.
- [30] R. Santonico, R. Cardarelli, A. Di Biagio e A. Lucci: Progress in Resistive Plate Chamber, Nucl. Instr. and Methods A263(1988) 20-25.
- [31] E. Cerron, I. Crotty, D. hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, M.C.S.Williams e A. Zichichi: Latest Results from the Multigap Resistive Plate Chamber, Nucl. Instrum. Methods A392(1997) 145-149.
- [32] M. Basile: ALICE Time Of Flight Detector, LHCC Comprehensive Review III, 25 March 2003, CERN. Disponibile su: <http://alice-adm.web.cern.ch/alice-adm/LHCC/CR3/CR2003.html>.
- [33] C. Lippmann, W. Riegler: Simulation of Space Charge Effects in Resistive Plate Chambers, IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 (2003) no. 4, 797-802. Disponibile su: <http://www-linux.gsi.de/lippmann/index.html#publications>.
- [34] W. Riegler, C. Lippmann: The physics of Resistive Plate Chambers, Nucl. Instr. and Methods A518 (2004) 86-90.
- [35] A. Akindinov et al.: A study of the multigap RPC at the gamma irradiation facility at CERN, Nucl. Instr. and Method. A490 (2002) 58-70.
- [36] G. Scioli: Sviluppo di Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC) a doppio strato (double-stack) per il prototipo finale del rivelatore TOF in ALICE, tesi di laurea, a.a. 2000/2001.
- [37] F. Anghinolfi, P. Jarron, A. N. Martemiyarov, E. Usenko, H. Wenninger, M.C.S Williams, A. Zichichi: NINO: an ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber, Nucl. Instrum. Methods A.
- [38] F. Anghinolfi, P. Jarron, F. Krummenacher, E. Usenko, M.C.S. Williams: NINO: An Ultrafast Low-Power Front-End Amplifier Discriminator for the Time-of-Flight Detector in the ALICE Experiment, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.51, No.5, October 2004.

## BIBLIOGRAFIA

---

- [39] J. Christiansen: HPTDC - High Performance Time to Digital Converter, vers. 2.2, March 2004. Disponibile su: [micdigital.web.cern.ch/micdigital/hptdc/hptdcmanualver2.2.pdf](http://micdigital.web.cern.ch/micdigital/hptdc/hptdcmanualver2.2.pdf).
- [40] A.V.Akindinov et al.: Design aspects and prototype test of a very precise TDC system implemented for the Multigap RPC of the ALICE-TOF, Nucl. Instrum. Methods, A533 (2004) 178-182.
- [41] M.F. Hutchinson: A Fast Procedure for Calculating Minimum Cross-Validation Cubic Smoothing Splines, ACM Transactions on Mathematical Software, Vol.2 , No.2, June 1986.
- [42] A.V. Akindinov et al.:Results from a large sample of MRPC-strip prototypes for the ALICE TOF detector, Nucl. Instrum. Methods A532 (2004) 611-621.