

Ai miei genitori

*“Fatti non foste
a viver come bruti,
ma per seguir
virtute e conoscenza”
(Dante Alighieri)*

Tesi di : **Luca Baldini**

Relatore : **Prof. Federico Palmonari**

Parole chiave: **Antimateria, Raggi Cosmici, Spettrometro spaziale, Contatori a scintillazione, Tempo di Volo**

**Titolo: I CONTATORI E L'ELETTRONICA PER LA MISURA
DEL TEMPO DI VOLO DEI RAGGI COSMICI
DELL'ESPERIMENTO SPAZIALE AMS**

Indice

Introduzione	1
1 L'esperimento AMS	3
1.1 L'esistenza dell'antimateria	4
1.2 Materia oscura	7
1.3 Abbondanze relative di elementi ed isotopi nei raggi cosmici . .	8
1.4 Il disegno dell'esperimento AMS	9
1.5 Caratteristiche necessarie al sistema TOF	13
2 Costruzione di un telescopio per Raggi Cosmici	15
2.1 I tubi a scarica limitata (LST o tubi di Iarocci)	16
2.2 L'elettronica per la misura della posizione	19
2.2.1 Lettura "seriale" delle strips: come semplificare l'elettronica	20
2.3 Scelta del punto di lavoro dei piani LST	23
2.3.1 Tensione di alimentazione e soglie di discriminazione . .	25
2.4 Il trigger del telescopio	28
2.4.1 Identificazione della strip colpita	31
2.4.2 Il contatore di riferimento: il tempo t_0	37
2.5 Secondo prototipo: il trigger definitivo	38
3 Caratterizzazione dei contatori per AMS	43
3.1 Rivelatori a scintillazione	43
3.1.1 Passaggio di particelle cariche attraverso la materia . . .	43
3.2 Geometria e misure di tempo nei contatori di AMS	46
3.3 Caratterizzazione degli scintillatori a parità di fotomoltiplicatori	49
3.3.1 Quantità di luce emessa al centro	50
3.3.2 Lunghezza di attenuazione	52
3.3.3 Velocità effettiva di propagazione della luce	55

INDICE

3.3.4	Correzioni di <i>Amplitude Walk</i>	56
3.4	Scelta del punto di lavoro dei fotomoltiplicatori	61
3.4.1	Misura del guadagno mediante fotodiodo	62
4	Studio della risoluzione temporale dei contatori	67
4.1	Tecnica del Tempo di Volo	67
4.2	Analisi della risoluzione temporale	71
4.2.1	La risoluzione sul tempo singolo, sulla semisomma e sulla semidifferenza dei lati	74
4.3	Confronto: elettronica standard - elettronica spaziale	77
4.3.1	Il primo prototipo della scheda SFET	80
4.3.2	Il prototipo finale della scheda SFET: nuovo metodo di lettura	81
	Conclusioni	89
	Ringraziamenti	93
	Appendice 1: Risultati sperimentali delle due calibrazioni	95
	Appendice 2: Equalizzazione dei fotomoltiplicatori e misura del guadagno con fotodiodo	101
	Appendice 3: Calcolo della risoluzione temporale del contatore di riferimento	107
	Bibliografia	111

Introduzione

Il lavoro sperimentale, su cui è basata questa tesi, è stato condotto presso il gruppo di ricerca dell'INFN di Bologna, responsabile dell'esperimento AMS (Alpha Magnetic Spectrometer). Tale progetto prevede la costruzione di uno spettrometro magnetico per la ricerca di antimateria e materia oscura all'esterno dell'atmosfera terrestre.

Lo spettrometro per Raggi Cosmici *AMS* viene descritto nel primo capitolo ampliando la parte dedicata alla misura del Tempo di Volo (TOF) la cui realizzazione è stata totalmente effettuata dal gruppo di Bologna.

Il secondo capitolo riguarda la realizzazione di un semplice telescopio per Raggi Cosmici costituito da due piani di tubi a streamer limitato (LST) e da un contatore a scintillazione utilizzato come contatore di riferimento. Il telescopio a LST è stato poi utilizzato per calibrare tutti i 56 contatori montati sullo spettrometro magnetico *AMS* e per verificare il corretto funzionamento delle schede di elettronica di FrontEnd necessarie per la misura del *TOF* (Time of Flight).

Nel terzo capitolo viene trattata la parte principale di questo lavoro di tesi: la caratterizzazione dei contatori per il TOF. Sono state effettuate misure che hanno permesso di caratterizzare il solo materiale scintillante (BICRON 408) a parità di fotomoltiplicatori ed il contatore in versione definitiva, calibrando ogni singolo fotomoltiplicatore con un fotodiodo e determinandone la tensione di lavoro ed il guadagno.

Nel quarto capitolo viene effettuato uno studio sulla risoluzione temporale dei contatori accennando dapprima alla tecnica utilizzata per la misura del tempo di volo per arrivare poi all'analisi dei dati raccolti. Una volta caratterizzati i contatori con elettronica NIM standard sono state fatte alcune misure con la scheda elettronica spaziale che sarà utilizzata su *AMS*. Queste misure hanno permesso di confrontare le prestazioni delle schede SFET (Scintillator Front End for TOF) con l'elettronica standard.

La prima delle tre appendici contiene l'elenco completo dei parametri fisici stimati per ogni contatore.

La seconda appendice contiene l'elenco completo delle tensioni di alimentazione di ogni singolo fotomoltiplicatore (PMT), argomento trattato nel capitolo 3, e del corrispondente guadagno misurato.

La terza appendice contiene, infine, la procedura completa che permette di calcolare la risoluzione temporale del contatore di riferimento del Telescopio che è necessario sottrarre in quadratura alle risoluzioni temporali calcolate con i tempi dei contatori da calibrare.

Capitolo 1

L'esperimento AMS

L'apparente assenza di antimateria e la natura della materia oscura costituiscono due dei più grandi problemi della moderna cosmologia, per quello che riguarda la conoscenza dell'universo. Il modello universalmente accettato, che ipotizza cosa successe poco dopo l'inizio del tempo fisico, è quello del Big Bang. Tale modello assume che, all'inizio del tempo, l'universo fosse costituito in parti uguali di materia e di antimateria. Tale ipotesi, però, sembra contraddire le misure sperimentali che dimostrano in maniera inconfutabile che la nostra galassia è formata di sola materia.

Ciò nonostante l'attendibilità del modello del Big Bang è basata sull'osservazione di almeno 3 importanti fenomeni: la recessione delle galassie (espansione di Hubble), la radiazione cosmica di fondo e le abbondanze relative dei principali isotopi leggeri (previste dal modello stesso)¹.

Ciò non toglie, comunque, che possano esistere altre galassie composte di sola antimateria, dato che non è immediatamente possibile distinguere la materia dall'antimateria se non analizzandone gli atomi per mezzo di uno spettrometro. È stato dimostrato, infatti, che l'antimateria, creata in laboratorio, è anch'essa stabile e presenta le stesse caratteristiche chimico-fisiche della materia ordinaria. Ciò vuol dire che anche l'antimateria assorbe ed emette luce allo stesso modo della materia: galassie composte di sola antimateria fornirebbero,

¹Dopo circa 4 minuti dal Big Bang, i protoni ed i neutroni cominciarono a legarsi stabilmente formando prima deuterio e poi, fondendosi tra loro, elio. A causa delle dimensioni dell'universo (la probabilità di collisioni casuali tra i nuclei era molto bassa) e del fatto che i nuclei con 5 nucleoni sono altamente instabili, non si sono formati nuclei più pesanti [2]. Pertanto le abbondanze relative di materia nella nostra Galassia si sono stabilizzate a quelle che possiamo misurare ancora oggi: 75% di idrogeno e 25% di elio.

cioè, gli stessi spettri di assorbimento che si misurano per le galassie composte di materia.

1.1 L'esistenza dell'antimateria

L'esistenza di antiparticelle nei raggi cosmici è nota da tempo: spettri energetici di antiprotoni ed antielettroni sono stati ottenuti con differenti esperimenti.

Come si vede dalla figura 1.1, per esempio, una delle migliori stime per il rapporto \bar{p}/p fornisce $\approx 8 \times 10^{-4}$ per energie comprese tra 0.1 e 1.6 GeV [3] [4]. Le misure effettuate fino ad ora sono però, come si può vedere, superiori al livello previsto dal modello Leaky Box² e non permettono, perciò di sapere se tale modello sia o meno corretto.

La misura dello spettro di antiprotoni è senz'altro molto importante. Tale spettro, noto teoricamente quando si conosca con ragionevole precisione lo spettro di protoni (il modello Leaky Box, infatti, è in grado di stimare lo spettro degli antiprotoni partendo dallo spettro dei protoni e dalla quantità di materiale attraversato), potrebbe risultare differente da quello previsto. In questo caso la misura sarebbe molto interessante poichè fornirebbe un criterio di selezione tra i diversi modelli che, per energie comprese tra 0.1 GeV e 5 GeV, prevedono spettri di antiprotoni notevolmente differenti.

La ricerca di antinuclei più pesanti dell'antiprotone non ha ancora avuto successo. Questa si basa, principalmente, su 2 metodi: diretto ed indiretto. Il primo utilizza misure effettuate su satellite e spettri di raggi cosmici. Il secondo si basa sulla ricerca di prodotti di annichilazione tra materia ed antimateria, come raggi gamma extragalattici³.

L'esperimento *AMS* permetterà di verificare l'eventuale presenza di antinuclei nei raggi cosmici con una sensibilità $\approx 10^4$ volte migliore rispetto a quelle ottenute da altri esperimenti condotti su palloni aereostatici [5]. La

²Tale modello prevede la caratteristica risalita del rapporto antiprotoni/protoni ad energie di 1 – 2 GeV visibile in figura 1.1 ed è in grado di predire l'abbondanza di ogni specie atomica con Z compreso tra 1 e 70 dei raggi cosmici secondari. Esso parte da una distribuzione uniforme di sorgenti di raggi cosmici nell'universo, costituite principalmente da supernove, e fissa lo spettro energetico dei raggi cosmici appena dopo la creazione. Successivamente permette alle particelle di diffondere attraverso il mezzo interstellare. Tali raggi cosmici rimangono confinati all'interno di un qualche volume nella galassia ("box"), che essi attraversano diverse volte prima che qualche frazione di essi fuoriesca ("leaking out"), per arrivare al disco galattico, nell'alone ed, infine, raggiungere la Terra.

³In una reazione di annichilazione nucleone-antinucleone i principali prodotti sono costituiti da pioni e da un numero medio di $\approx 3 \gamma$ (questi ultimi con energie di circa 200 MeV). Il resto dell'energia è assorbita da elettroni, positroni e neutrini. I γ sono i più facili da rivelare.

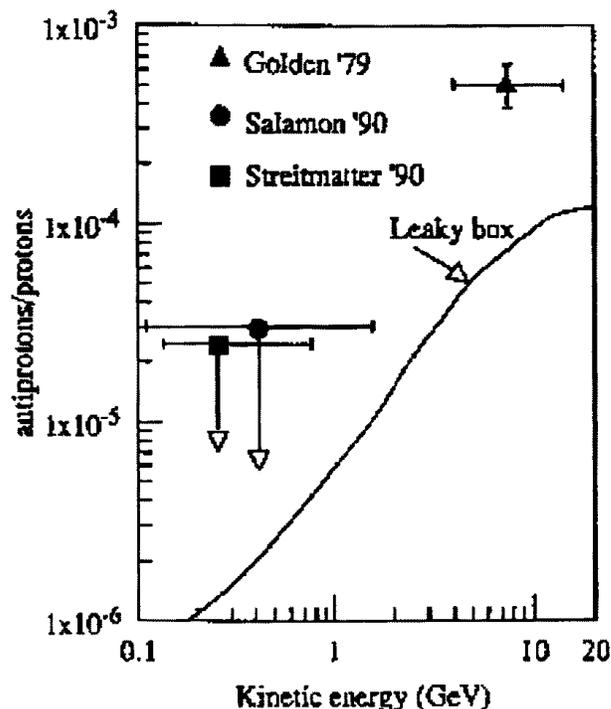


Figura 1.1: Rapporto \bar{p}/p in funzione dell'energia. La linea continua rappresenta il rapporto per la produzione secondaria, previsto dal modello Leaky Box.

scoperta di un atomo di antielio, o di anticarbonio sarebbe, senza dubbio, un chiaro segnale dell'esistenza di stelle o galassie costituite di sola antimateria, dato che le probabilità di creazione di antideutone e antielio mediante urti con il mezzo interstellare sono stimate in: $\overline{D}/p \approx 10^{-9}$ e $\overline{He}/p \approx 4 \times 10^{-13}$ [5].

Recentemente la collaborazione BESS ha posto un nuovo e più preciso limite superiore al rapporto antielio/elio (si veda la figura 1.2) dopo aver osservato 2.1×10^5 atomi di elio con rigidità⁴ inferiori a 15 GV (1 GV è la rigidità di una particella con momento di 1 GeV/c e carica elettrica unitaria). Tale limite per l'antielio è stato fissato dalla collaborazione in 4.4×10^{-5} al 95% di livello di confidenza [7].

Due saranno le missioni alle quali parteciperà AMS: una prima missione

⁴Si definisce rigidità il rapporto pc/q dove p è il momento della particella, c è la velocità della luce nel vuoto, q è la carica della particella in Culomb.

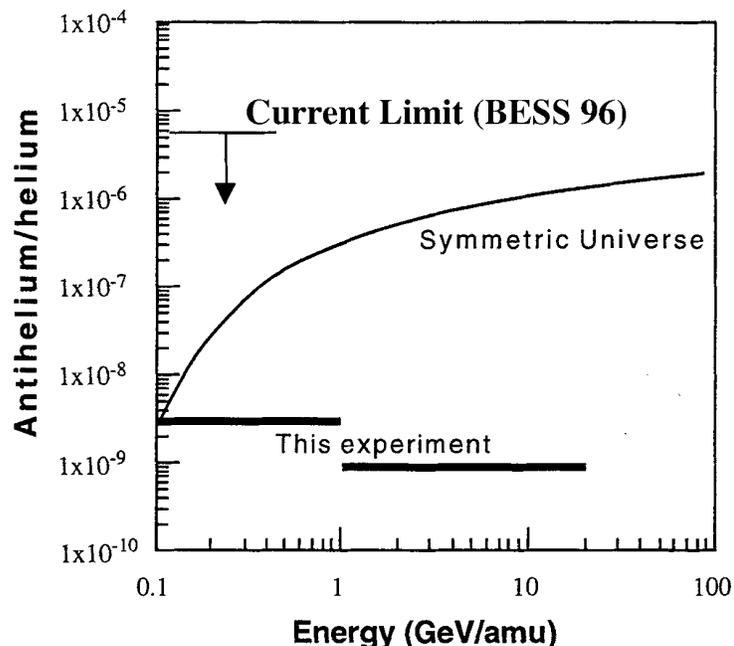


Figura 1.2: Sensibilità di *AMS* (3 anni sulla stazione orbitante) per antielio (al 95% di livello di confidenza). La sensibilità è confrontata con la frazione teorica stimata assumendo un universo simmetrico per materia ed antimateria.

sulla navicella Discovery alla fine di Maggio 1998 ed una seconda missione, della durata di 3 anni, sulla Stazione Internazionale Alpha.

La prima missione prevede una durata di 100 ore durante le quali *AMS* sarà in grado di migliorare la misura del rapporto antiprotoni/protoni, nonché di effettuare misure di spettri di positroni ed elettroni, dati comunque utili per la realizzazione della seconda versione di *AMS*.

Per la realizzazione della prima versione di *AMS*, è stata sviluppata una accurata simulazione [8], la quale mostra che 1.5×10^8 protoni $/m^2 /sr$ e 2.5×10^7 atomi di elio $/m^2 /sr$ attraverseranno *AMS* durante le 100 ore di funzionamento previste durante il volo sul Discovery. In tale configurazione *AMS* possiede un'accettanza pari a $0.36 m^2 sr$ quindi ci si aspetta di raccogliere 5×10^6 protoni e 8×10^6 atomi di elio [12].

Nel 2001 il satellite verrà, poi, fissato stabilmente sulla stazione spaziale orbitante Alpha per 3 anni. Durante i prossimi 3 anni di realizzazione saranno

notevolmente migliorate le caratteristiche del satellite aumentando le prestazioni dell'elettronica, incrementando l'accettanza (aumentando la superficie dei piani di silicio del Tracker) portandola a $0.6 \text{ m}^2 \text{ sr}$, aggiungendo un calorimetro a fibre scintillanti con lettura sulle tre dimensioni, un rivelatore di Radiazione di Transizione (TRD) che, insieme al lungo periodo di permanenza nello spazio, permetterà di superare di gran lunga il limite attuale per l'antielio fissato a 5.5×10^{-6} per energie comprese tra 0.1 e 20 GeV .

Nella figura 1.2 si può vedere che il limite attuale al rapporto antielio/elio, fissato dalla collaborazione BESS, non è in grado di "verificare" l'esistenza di superclusters di galassie costituite di sola antimateria; *AMS*, invece, abbasserà questo limite di un fattore $10^3 - 10^4$ portandolo, come si osserva in figura, a $1 - 3 \times 10^{-9}$, per momenti compresi tra 0.1 e 4 GeV/c .

1.2 Materia oscura

La velocità di rotazione di galassie a spirale ed effetti dinamici in cluster di galassie sembrano dimostrare un fatto: o le leggi della gravitazione di Newton non valgono su larga scala o, più facilmente, il nostro universo è composto al 90% di materia non luminosa (dark matter). Se sommiamo, infatti, la massa di tutte le stelle che possiamo vedere nella nostra Galassia e in altre galassie, il totale che si ottiene è meno di un ventesimo di quello che si richiede per spiegare il moto di stelle e di gas nelle altre galassie. Inoltre la maggior parte delle galassie fanno parte di ammassi, e si può allo stesso modo desumere la presenza di altra materia oscura negli spazi intergalattici, all'interno di tali ammassi, dall'effetto che essa esercita sul moto delle galassie [9].

Attualmente sono previsti due differenti tipi di candidati: materia fredda ("cold dark matter") e materia calda ("hot dark matter"). Alcuni esempi di questi candidati sono, per esempio, i neutrini massivi (hot dark matter) e le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles, cold dark matter) [10]. Con *AMS* sarà possibile misurare con alta precisione gli spettri dei principali prodotti di decadimento di WIMP (\bar{p} , γ , e^+) o di neutralini (γ). *AMS* raccoglierà circa 500 antiprotoni durante il volo sullo Shuttle e circa 5×10^6 nei 3 anni sulla stazione orbitante.

Come già accennato poc'anzi, lo spettro di antiprotoni potrà fornire interessanti informazioni circa l'eventuale presenza di materia oscura, dato che sarà possibile osservare eventuali deviazioni dallo spettro atteso per la produzione secondaria convenzionale di antiprotoni, dovute ad altre sorgenti di antiprotoni, quali, per esempio, l'annichilazione di neutralini. Il numero di

eventi raccolto da *AMS* durante tale missione, sarà pari circa dieci volte il numero di eventi ottenuti sommando tutti i risultati ottenuti fino ad oggi da tutti i precedenti esperimenti.

AMS fornirà, inoltre, la possibilità di migliorare di molto la statistica dei positroni contenuti nei raggi cosmici. Attualmente, le migliori misure ottenute (circa 1500 eventi che presentano notevole background dovuto alla produzione, da parte dell'atmosfera, di notevoli quantità di e^- ed e^+), sono fornite unicamente da esperimenti condotti su pallone aereostatico e per intervalli di energia compresi tra 0.5 e 3.5 *GeV*. *AMS* sarà probabilmente in grado di raccogliere circa 10000 eventi nelle 100 ore a disposizione durante il lancio di prova.

1.3 Abbondanze relative di elementi ed isotopi nei raggi cosmici

Lo studio delle abbondanze relative di elementi ed isotopi nei raggi cosmici permetteranno una migliore conoscenza dell'origine, della propagazione e del tempo di confinamento dei raggi cosmici all'interno delle galassie.

Per effettuare con grande precisione tale misura occorrerà attendere la nuova versione di *AMS*, che verrà lanciato, probabilmente, alla fine del 2001. Per tale data, saranno aggiunti ad *AMS* rivelatori (i primi studi ufficiali parlano di un Calorimetro a fibre scintillanti, oppure un rivelatore TRD (Transition Radiation Detector) e un RICH detector (Ring Image Cherenkov)) che permetteranno di ottenere un'ottima risoluzione in energia, necessaria per poter effettuare una buona misura di massa.

La misura delle abbondanze relative degli elementi, compiuta per la materia contenuta nel sistema solare e per le particelle contenute nei raggi cosmici, mostra un notevole accordo quantitativo unicamente per quello che riguarda gli elementi leggeri. Per gli elementi pesanti questo accordo cessa, dimostrando così che la maggior parte degli elementi pesanti del sistema solare e dei raggi cosmici sono sintetizzati nelle stelle. L'analisi degli spettri di ^3He e ^4He forniranno utili informazioni sull'origine dei raggi cosmici.

AMS sarà probabilmente in grado, nella missione di 3 anni sulla stazione Alpha, di identificare deutoni fino a 4 *GeV* e, raccogliendo circa 6×10^8 eventi in 3 anni, di ridurre l'incertezza sul rapporto d/p di un fattore 100. Inoltre sarà in grado di separare ^3He da ^4He fino a 5 *GeV* migliorando il rapporto $^3\text{He}/^4\text{He}$ di un fattore 200.

Da ultimo, *AMS* effettuerà una misura accurata con alta statistica dello spettro di d , ^3He , B , C , ^9Be e ^{10}Be . Il rapporto B/C , infatti, costituisce il

parametro che regola il flusso di vento extragalattico, che può essere misurato da *AMS* fino a rigidità di 100 GV^5 . D'altra parte, il rapporto $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ determina il tempo di confinamento dei Raggi Cosmici⁶. Al momento solo una dozzina di eventi contenenti ^{10}Be sono stati osservati in più di quarant'anni di osservazioni e il tempo di confinamento è noto con una grande incertezza ($\approx 40\%$). Con *AMS* sarà possibile rivelare decine di ^{10}Be al giorno aventi rigidità fino ad 1 GV , riducendo drasticamente l'errore sul tempo di confinamento dei raggi cosmici [11].

1.4 Il disegno dell'esperimento AMS

La costruzione dell'apparato nasce dalla collaborazione di gruppi provenienti da diversi stati: Cina popolare, Finlandia (Turku), Francia (Annecy, Grenoble), Germania (Aachen), Italia (Bologna, Firenze, Milano e Perugia), Spagna (Madrid), Svizzera (ETHZ e Ginevra), Taiwan e USA (MIT e NASA).

Un grande contributo ad AMS è fornito dalla NASA che metterà a disposizione un volo di prova sulla navetta Discovery il 29 maggio del 1998 e 3 anni di sperimentazione sulla stazione orbitante Alpha con la possibilità, in questo lungo periodo, di trasmettere direttamente i dati a terra.

Lo scopo del volo di prova del 1998 è principalmente quello di studiare il fondo di albedo a $300-500\text{ km}$ di quota e di verificare il corretto funzionamento dell'apparato in condizioni spaziali incluso il controllo da terra e il sistema di comunicazione in volo.

La ricerca di antimateria richiede la capacità di identificare con la maggior precisione il tipo di particelle che attraversano il rivelatore, misurandone il valore della carica elettrica, la massa e l'impulso. Il riconoscimento si ottiene, cioè, misurando l'impulso della particella (spettrometro), la velocità (*TOF*, Tempo di Volo) e l'energia rilasciata nel rivelatore (misura di dE/dx).

L'apparato di prova è composto (si veda la figura 1.3) da uno spettrometro magnetico di grande accettazione ($0.36\text{ m}^2\text{ sr}$) costituito da un nuovo tipo di magnete permanente di $Nd - Fe - B$ (che fornisce un campo dipolare di 0.15 T) che circonda 6 piani di microstrip al silicio a lettura x-y, il Tracker. Esso permette di ricostruire la traccia con una risoluzione di $10 - 15\mu\text{m}$ (nella direzione di curvatura) ed effettua anche una misura di dE/dx con una risoluzio-

⁵Dato che elementi come Boro e Carbonio sono creati solo all'interno delle stelle, è chiaro che il rapporto B/C sia indice della quantità di materia che proviene dall'esterno della nostra Galassia

⁶Il ^{10}Be decade più velocemente del ^9Be . Il rapporto $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ è direttamente collegato alla quantità di tempo trascorso dalla creazione di entrambi

zione in energia del 7% per rigidità fino a 8 GV. Il magnete ha una struttura cilindrica con un raggio interno di circa 55 cm ed una lunghezza di 80 cm.

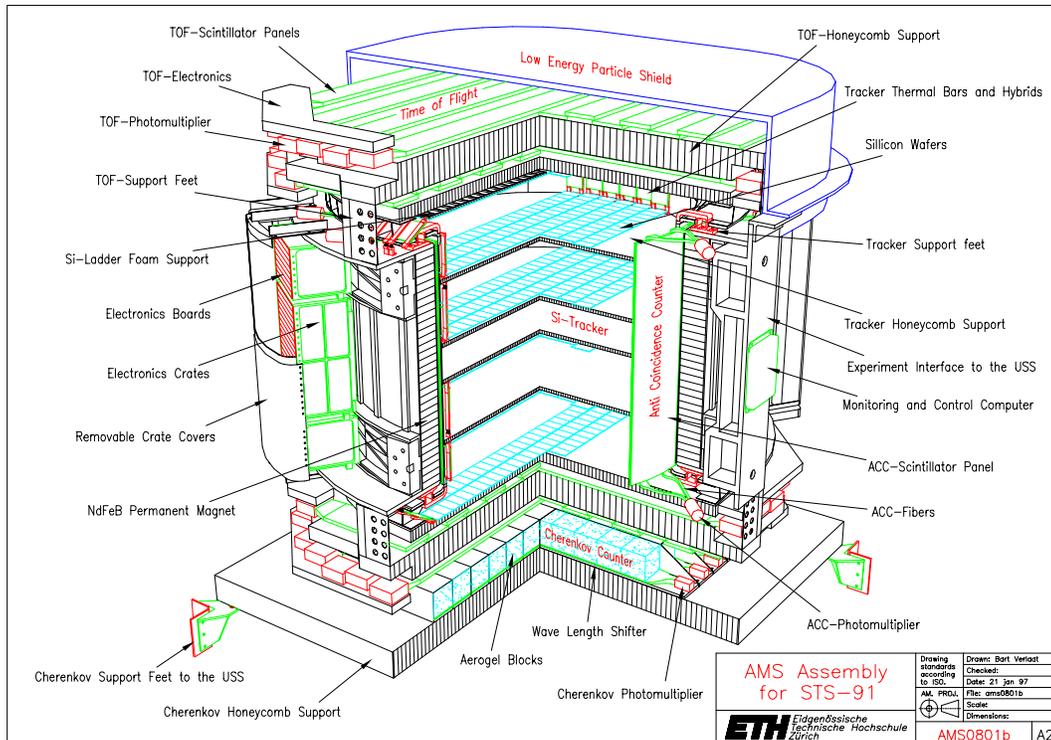


Figura 1.3: Configurazione del rivelatore che effettuerà il volo di prova sulla navetta Discovery (volo di prova STS-91).

Alle due estremità è posto il sistema per la misura del Tempo di Volo, costruito interamente a Bologna, che fornisce anche il segnale di Trigger per tutto l'esperimento. Il sistema del TOF è rappresentato in figura 1.4. Come si può vedere in figura 1.3, esso è composto di 2 parti (una delle quali è visibile in figura 1.4) contenenti ciascuna 2 piani di contatori a scintillazione, disposti fra loro ortogonalmente, costituiti di 14 contatori ciascuno. Ogni contatore viene visto, alle due estremità, da 3 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5900, accoppiati allo scintillatore per mezzo di guide di luce trapezoidali. In figura 1.4 è possibile osservare, inoltre, le schede di elettronica per l'alimentazione dei fotomoltiplicatori, il supporto di *Honeycomb* (materiale molto leggero e molto resistente avente una struttura simile al nido d'ape) e le staffe di fissaggio al

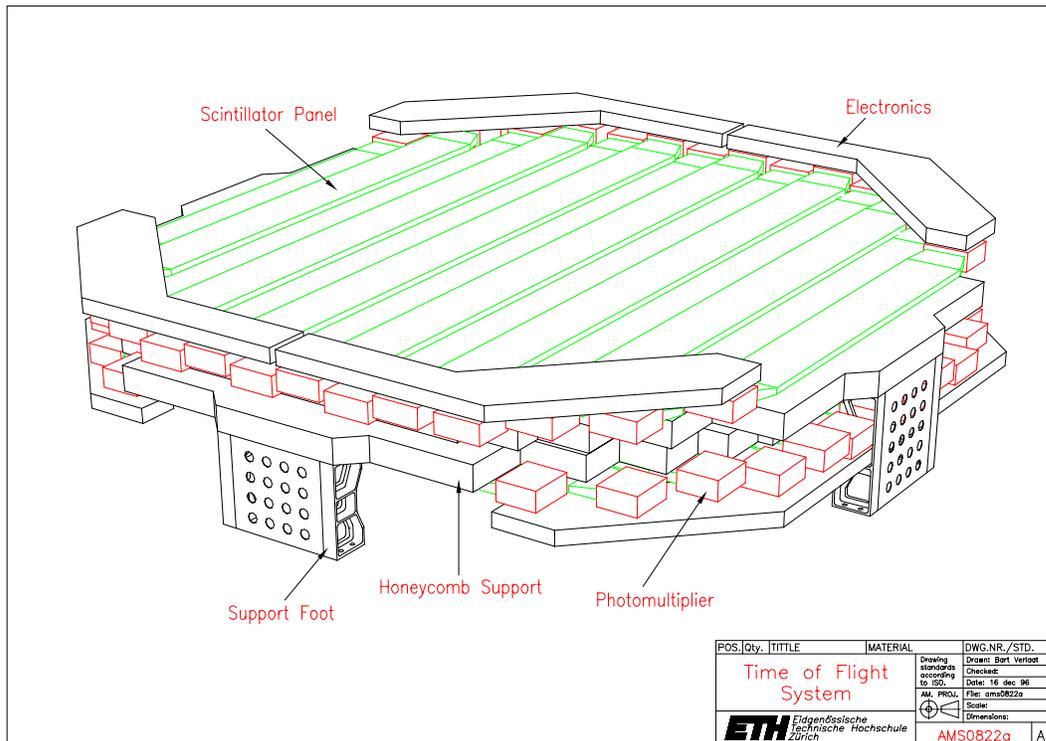


Figura 1.4: Piano del TOF. In figura è rappresentata una delle due parti costruite a Bologna. Essa comprende 2 piani di 14 scintillatori ciascuno, di lunghezze variabili da 72 cm a 136 cm per coprire una superficie di 1.15 m² per piano.

corpo del rivelatore.

Entrambe le parti, che costituiscono il TOF, sono racchiuse in una solida struttura in fibra di carbonio, denominata *LEPS* (Light Energy Particle Shield), necessaria per ridurre la quantità di particelle di bassa energia che altrimenti darebbero origine ad un elevato fondo di rumore sui due piani esterni.

Ogni scintillatore è racchiuso in un contenitore di fibra di carbonio alluminizzato. Tale contenitore assicura, oltre alla tenuta di luce, una buona robustezza meccanica. Sul contenitore è posto, inoltre, un condotto, anch'esso in fibra di carbonio, necessario per la fuoriuscita dell'aria.

Un sistema di anticoincidenza, visibile in figura 1.5, avvolge completamente il volume sensibile di *AMS* permettendo di rigettare tutti gli eventi che

fuoriescono dal rivelatore. Tale sistema è costituito da scintillatori plastici in grado di ricoprire la superficie cilindrica parallela all'asse del rivelatore.

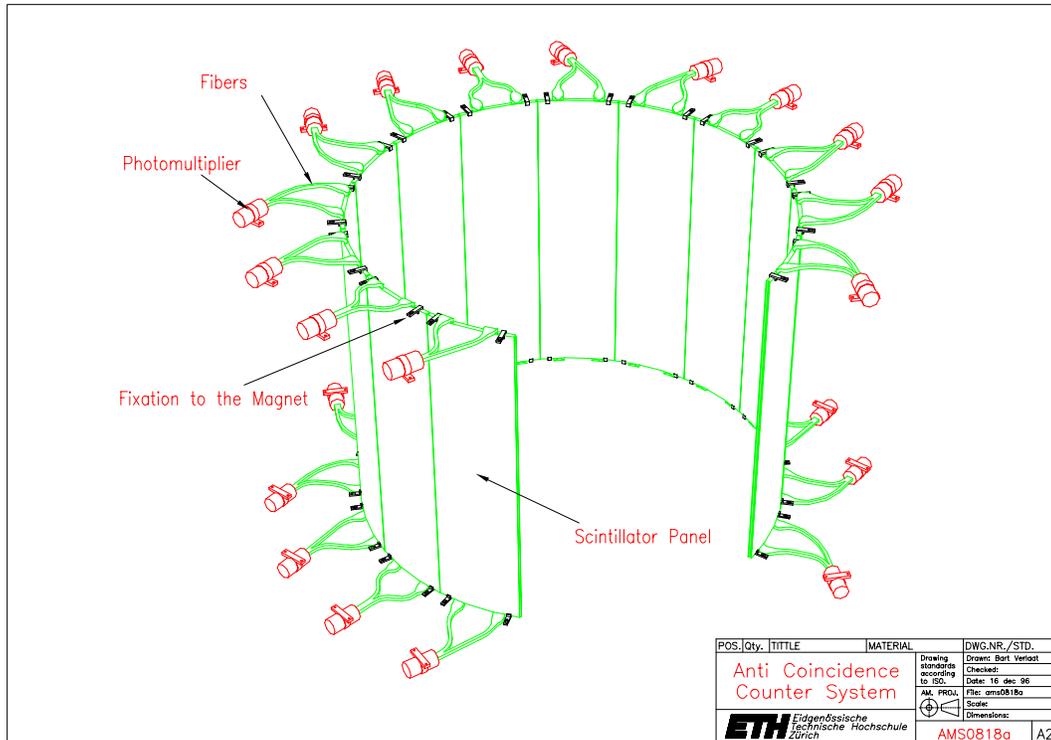


Figura 1.5: Sistema di anticoincidenza di AMS.

Da ultimo è stato posto un rivelatore Cherenkov a soglia (visibile in figura 1.6) che permette di estendere la separazione di \bar{p} dal fondo di elettroni e mesoni secondari fino a $4 \text{ GeV}/c$. Il Cherenkov, posto sotto il rivelatore, è costituito da celle di *aerogel*, aventi dimensioni di $10 \times 10 \times 7 \text{ cm}^3$. Ogni cella è vista da un fotomoltiplicatore. Le celle sono montate in una matrice di 8×10 sul piano superiore e 8×11 sul piano inferiore. Per ridurre i “buchi” sul rivelatore, i due piani sono sfalsati di 5 cm in entrambe le direzioni.

Combinando tutte queste misure è, perciò, possibile determinare il tipo di ogni particella che attraversi il magnete separando le particelle “interessanti” dal fondo. Nello studio di fattibilità del rivelatore sono stati accuratamente studiati alcuni fenomeni che possono far commettere errori nella corretta identificazione delle particelle.

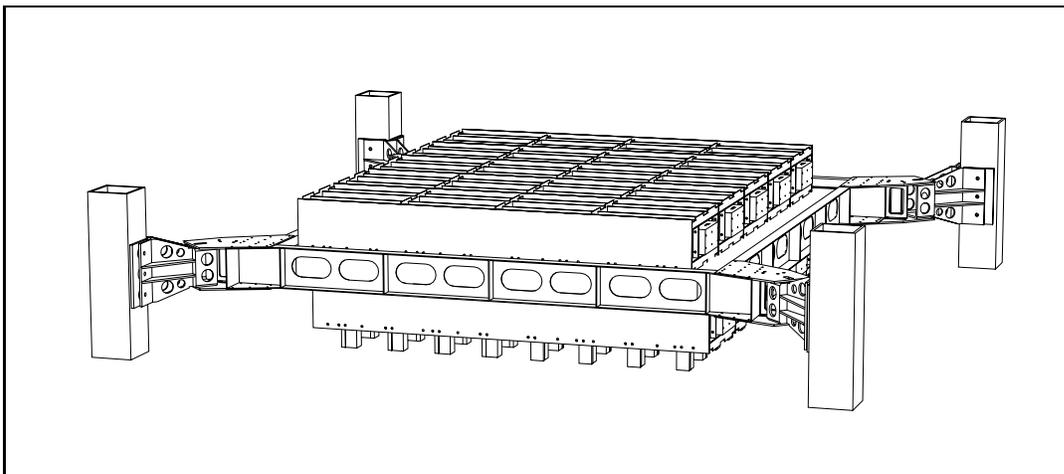


Figura 1.6: Rivelatore Cherenkov posto sotto il rivelatore *AMS*.

Le fonti più importanti di background sono costituite da:

- Albedo. Il satellite è in grado, per mezzo del TOF di distinguere particelle che si muovono in un verso da quelle che si muovono in verso opposto;
- errore nella determinazione della carica. Questo fenomeno può essere causato dallo scattering nucleare multiplo nel materiale che compone il Tracker. Misure indipendenti di momento fornite dal Tracker stesso e di velocità fornite dal sistema TOF, permettono di ridurre questo fenomeno.

1.5 Caratteristiche necessarie al sistema TOF

Tre sono gli scopi principali di un apparato per la misura del Tempo di Volo:

- Identificazione delle particelle. Per questo scopo è necessaria la misura indipendente dell'energia.
- Identificazione delle particelle e del segno della loro carica elettrica. Per questo scopo è necessaria la misura del momento.
- Identificazione del verso di propagazione delle particelle (utile, per esempio, nel caso di background costituito da eventi di albedo). Per questo scopo, il sistema TOF si può considerare autosufficiente.

Le prestazioni di un tale apparato giocano un ruolo fondamentale fissando i limiti in energia ed impulso delle particelle, che attraversano il rivelatore, che possono essere riconosciute. Molti sono i parametri che possono ridurre questi limiti e, nonostante con elettronica NIM standard si riesca ad ottenere ottime prestazioni, ciò non è scontato per elettronica spaziale che deve fare i conti con basso consumo e componentistica speciale.

La NASA, infatti, ha fissato per il volo di prova alcuni valori massimi di peso e potenza che hanno giocato un ruolo fondamentale nella scelta dei materiali di progettazione. Numerosi sono stati i fattori di cui tenere conto in fase di realizzazione del TOF:

- Il limite massimo di consumo elettrico, fissato in 700 W per l'intero esperimento (che salgono a circa 1000 W quando il satellite si trova nel lato buio dell'orbita e vengono accesi i riscaldatori), richiede la realizzazione di moduli di consumo ridotto;
- l'elevata radiazione presente nello spazio richiede l'utilizzo di componenti speciali, resistenti alla radiazione (e quindi è stato impossibile utilizzare componenti di memoria tipo EPROM o reti logiche programmabili tipo ALTERA);
- le grandi escursioni termiche presenti nello spazio (la temperatura passa da $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $+55\text{ }^{\circ}\text{C}$ in dipendenza dall'orientamento dello Shuttle);
- la necessità di costruire ed incorporare nelle schede di elettronica parti ridondanti che garantissero il funzionamento delle stesse anche in caso di rottura di qualche componente.

Queste richieste hanno spinto i progettisti alla realizzazione di moduli di elettronica di elevata velocità, consumo ridotto, con molte parti ridondanti.

Per quello che riguarda il TOF, sono stati scelti 3 fotomoltiplicatori (Hamamatsu, R5900) per lato (configurazione che garantisce una buona misura del tempo anche nel caso di rottura di un fotomoltiplicatore) a bassissimo consumo (800 V circa di alimentazione con correnti di partitore di $30\text{ }\mu\text{A}$ che portano ad un consumo totale dei 336 fotomoltiplicatori montati sui 56 contatori di 8 W), sono state progettate schede TOF che, nonostante il bassissimo consumo, permettessero di arrivare a risoluzioni di $100 - 110\text{ ps}$ sulla misura del tempo di volo mantenendo il livello del rumore a $30 - 60\text{ ps}$. Questo permette, per esempio, di distinguere antiprotoni dal fondo di elettroni fino a momenti di $2\text{ GeV}/c$.

Capitolo 2

Costruzione di un telescopio per Raggi Cosmici

La caratterizzazione di tutti i contatori, successivamente montati sul sistema per la misura del Tempo di Volo di *AMS*, richiede di conoscere con buona precisione la posizione ove incidono le particelle per poter misurare quantità quali, per esempio, la lunghezza di attenuazione, la velocità effettiva di propagazione della luce nello scintillatore, la risoluzione in funzione della posizione. Le prime misure di calibrazione dei contatori, sono state effettuate circa due anni fa al CERN. Successivamente la calibrazione dei contatori definitivi è stata effettuata a Bologna, utilizzando, inizialmente, un telescopio composto di 4 scintillatori che permettevano di selezionare particelle che attraversavano una porzione di circa 1 *cm* sul contatore da calibrare. In questo modo, cambiando la geometria del telescopio ed effettuando le misure in posizioni differenti lungo il contatore, è stato possibile misurare con discreta precisione i parametri richiesti.

Questo metodo, però, non è efficiente. Il tempo richiesto per la calibrazione di un contatore è notevolmente elevato. Infatti, i raggi cosmici che giungono al livello del mare sono principalmente costituiti da muoni al minimo di energia di ionizzazione, ed hanno una frequenza media di circa 100 muoni per m^2 *sr s*. Selezionando una porzione di circa 1 *cm* ed avendo, come in questo caso, un angolo solido di circa 1 *sr* ed una superficie di circa 1×10 cm^2 si ottiene una frequenza di circa 0.1 eventi al secondo¹ (supponendo un'efficienza del 100%). Per poter effettuare una buona statistica occorrono almeno 1000 eventi per ogni

¹Questo si ottiene supponendo un'accettanza di 1 *sr* \times 0.001 $m^2 = 0.001$ *sr m*². Moltiplicando, infine, per 100 eventi per *sr m*² si ottengono circa 0.1 *ev/sec*.

porzione di contatore e per poter interpolare con sufficiente precisione la curva d'attenuazione (si veda il paragrafo 3.3.2) occorrono almeno 6-7 punti. Alla luce di tutto questo, occorrerebbero circa 16-20 ore per calibrare interamente un contatore.

Per ovviare a questo problema è stata studiata la realizzazione di un telescopio per raggi cosmici che permettesse di ottenere una buona risoluzione spaziale (almeno superiore a quella attesa per lo scintillatore, pari a circa $100 \text{ ps} \times 16.8 \text{ cm/ns} = 1.68 \text{ cm}$), che fornisse la posizione di ogni particella lungo tutto il contatore senza cambiare né geometria né elettronica, e che non necessitasse di elettronica di read-out troppo complicata. Il telescopio realizzato permette, in circa 10 ore di misura, di raccogliere circa 150000 eventi lungo tutto il contatore, dei quali è possibile conoscere con buona precisione la direzione (posizione su entrambi i piani).

Il telescopio, è costituito da due piani di tubi a streamer limitato, noti come *Tubi di Iarocci*, distanti 30 cm l'uno dall'altro. Tali tubi, larghi 9 cm e lunghi 140 cm, sono affiancati a gruppi di 5 per formare un piano. Ogni piano è ricoperto con 72 strips (larghe 1.8 cm ciascuna), ortogonali alla lunghezza del tubo che coprono una superficie di $130 \times 45 \text{ cm}^2$ e permettono la determinazione della posizione di impatto su ogni piano lungo il tubo LST con una risoluzione di 3.3 mm (misurata sperimentalmente ed altresì stimata per mezzo di un programma di simulazione MonteCarlo, programma che è stato sviluppato in fase di realizzazione dell'apparato) al centro del telescopio.

In figura 2.1 è possibile osservare la struttura del telescopio.

2.1 I tubi a scarica limitata (LST o tubi di Iarocci)

Il principio di funzionamento su cui si basano i rivelatori a gas è il seguente: si consideri un rivelatore costituito da due piani paralleli, fra i quali vi sia una differenza di potenziale continua, con una miscela di gas all'interno della zona di separazione. Una particella carica che attraversi il gas, può perdere energia eccitando o ionizzando le molecole del gas. Gli ioni creati dalla ionizzazione, sotto l'azione del campo elettrico, derivano verso i piani carichi originando, sulle linee di alimentazione dei piani stessi, un impulso di tensione, rivelabile per mezzo di un condensatore di disaccoppiamento dalla tensione continua di alimentazione.

All'aumentare della tensione di alimentazione (o della differenza di potenziale) dei due piani, il segnale raccolto aumenta. È possibile distinguere 4

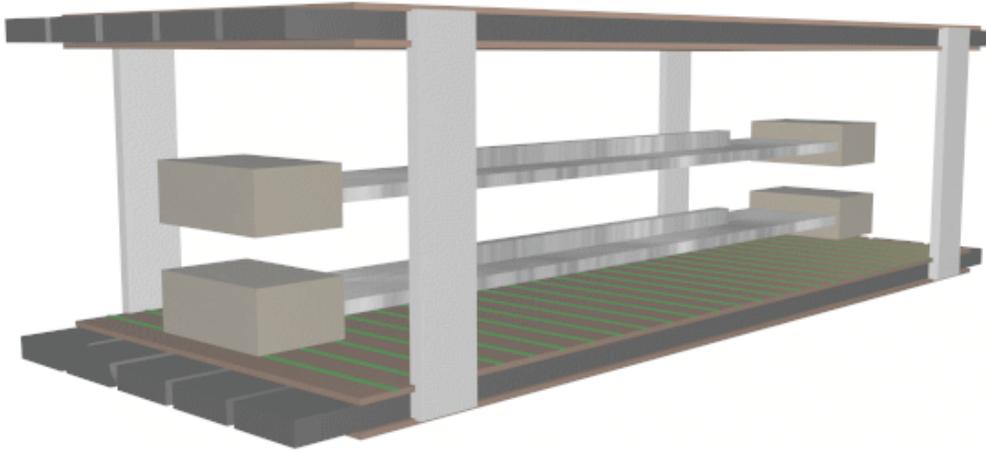


Figura 2.1: Telescopio per raggi cosmici costruito a Bologna per effettuare le calibrazioni dei contatori di *AMS* (ricostruito al computer).

differenti zone di funzionamento per tale rivelatore in funzione della tensione di alimentazione:

- zona I, nella quale solo alcuni ioni sono raccolti mentre altri si ricombinano neutralizzandosi a vicenda;
- zona II nella quale tutti gli ioni creati sono raccolti sui due piani;
- zona III (zona proporzionale) nella quale gli ioni possiedono energia sufficiente da ionizzare, lungo il loro cammino verso i piani carichi, altre molecole del gas originando una moltiplicazione degli ioni: il segnale raccolto è proporzionale al numero di ioni primari (creati direttamente dalla particella) e perciò è proporzionale all'energia persa dalla particella nell'interazione con il rivelatore;
- zona IV (zona Geiger) nella quale la moltiplicazione è molto tanto elevata da originare una vera e propria scarica che interessa tutto il rivelatore: il segnale è saturato, cioè non dipende più dalla quantità di energia persa dalla particella.

Per lavorare nella III zona (proporzionale) e nella IV zona (Geiger) occorrono grandi differenze di potenziale per superare la soglia di moltiplicazione. Pertanto, in genere, si utilizza un altro tipo di geometria: un conduttore cilindrico al centro del quale è posto un filo molto sottile (in genere $100 - 200 \mu m$).

In questo caso, infatti, il campo elettrico nelle vicinanze del filo è sufficientemente elevato (dato che il campo elettrico è proporzionale ad $1/r$ dove r è la distanza dal filo) tanto da superare la soglia di moltiplicazione a pochi micron di distanza dal filo.

Per particolari configurazioni (miscela, pressione e tensione di alimentazione) la scarica può essere resa molto localizzata, perpendicolare al filo, ed il segnale raccolto può essere veloce e saturato. Su questo principio si basa il funzionamento dei tubi detti a Streamer Limitato (LST, Limited Streamer Tube), o *Tubi di Iarocci*.

La struttura di un tubo di Iarocci è mostrata in figura 2.2. Come si può

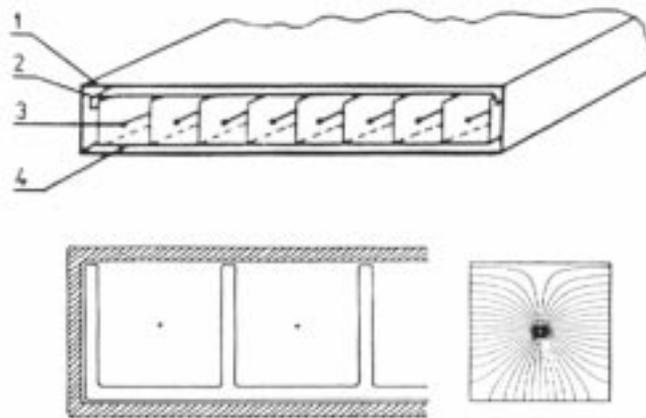


Figura 2.2: Struttura di un Tubo di Iarocci. Nella figura superiore è possibile osservare la vista schematica di un tubo a streamer limitato: 1 - copertura del tubo, 2 - copertura del profilo, 3 - filo anodico, 4 - profilo. Nella figura inferiore si può osservare la vista in sezione di un LST. Al centro delle celle si trova il filo anodico del diametro di circa $100 \mu m$. A destra è rappresentato l'andamento delle linee del campo elettrico all'interno della cella.

osservare, l'elemento base di ogni tubo a streamer è un estruso di materiale plastico, avente una sezione ad U , racchiuso in una camicia, anch'essa di materiale plastico. In questo modo si formano delle celle di $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Le superfici della cella sono ricoperte di grafite avente una resistività minima di circa $50 \text{ k}\Omega/m^2$. Al centro della cella è posto un filo del diametro di $100 \mu m$ ricoperto di oro che viene mantenuto ad un potenziale positivo rispetto alle pareti della cella. Tale filo è sostenuto, lungo il tubo, da appositi distanziatori plastici che lo mantengono al centro della cella. La presenza dei distanziatori,

necessari per eliminare instabilità elettromeccaniche, permette la costruzione di tubi notevolmente lunghi, fino a più di $2m$. Per mezzo di queste celle si costruiscono, poi, i tubi che sono composti da 8 celle racchiuse in un contenitore di PVC ricoperto all'interno con uno strato di grafite con resistività di circa $200k\Omega/m^2$. Il tubo *LST* è, infine, riempito con una miscela di gas i cui componenti decidono delle caratteristiche stesse del tubo a streamer.

La produzione dei tubi plastici a streamer limitato iniziò nel 1976 a Frascati. Solo nel 1977 si scoprì la vera natura della scarica streamer [13]. Nel 1981, infine, Atac ottenne un'immagine dettagliata di un singolo *stream*, che appare come una scarica molto sottile (di circa $200\ \mu m$ di diametro) che si propaga per qualche millimetro, dal filo anodico verso il catodo. Il funzionamento dei tubi plastici a streamer limitato si basa sulla creazione, dopo il passaggio di una particella che ionizza il gas contenuto nel tubo, di una piccola scarica che si spegne quasi subito per mezzo del gas di quenching (che compone la miscela che riempie i tubi a streamer). Questa scarica si propaga dal filo verso il catodo e genera una caduta di potenziale sul filo stesso. Tale scarica è saturata, cioè il segnale letto sul filo (segnale negativo che è possibile leggere eliminando la tensione continua di alimentazione mediante un condensatore di valore opportuno) presenta sempre la stessa ampiezza a parità di miscela e di tensione di alimentazione del filo. Purtroppo, come si vedrà successivamente, per lavorare in streamer puro occorre una miscela particolare, non sempre ottenibile facilmente. La carica elettrica, originatasi nelle vicinanze del filo a causa dello streamer, induce, inoltre, un debole segnale di segno positivo sulle strips disposte sul tubo plastico.

2.2 L'elettronica per la misura della posizione

I sistemi con tubi a streamer limitato ricoperti di strips sono largamente utilizzati in molti esperimenti di fisica delle particelle. In alcuni di questi sistemi si effettua unicamente la misura della carica sul filo anodico. In altri casi (*UA1* [14], *CharmII* [15]) è necessario conoscere la posizione di attraversamento della particella lungo il tubo e per questo è necessario usare un piano di strips perpendicolari al tubo. La scarica locale sul filo anodico induce, infatti, un segnale di segno opposto sulla strip più vicina alla zona di interazione. In questo caso la grafite altamente resistiva favorisce lo spegnimento immediato della scarica² ma lascia passare il picco di corrente sulla strip.

²Questo è dovuto al fatto che la carica che raggiunge la grafite genera localmente una caduta di potenziale molto alta a causa dell'alta resistività della grafite, che riduce localmente il campo

Un primo problema di questo tipo di sistemi è rappresentato dall'elevato numero di strips che, a loro volta, richiedono un elevato numero di canali di elettronica per effettuare la misura della carica raccolta (ed eventualmente del tempo di arrivo) sulle strips. Per il rivelatore di muoni dell'esperimento *UA1* al *CERN*, per esempio, sono stati costruiti moduli di elettronica direttamente accoppiati ai piani di strips in grado di leggere in totale circa 50000 canali. Per *UA1* sono state costruite apposite schede, denominate *STAR* (streamer tubes analog readout), aventi ciascuna 32 canali per la misura contemporanea della carica raccolta sulla strips e del valore di tensione del segnale. Ciascuna scheda, poi, provvede alla conversione Analogico-Digitale di tali quantità, alla loro memorizzazione dopo avervi applicato la correzione dovuta ai differenti guadagni di ingresso, alla selezione degli eventi mediante soglie analogiche e maschere e, infine, alla trasmissione sul bus dati.

In totale per rivelare la posizione con una risoluzione di circa 0.5 mm per un piano di circa $1.81 \times 1.65\text{ m}^2$ di superficie sono necessarie 15 schede *STAR*. Tutte le schede *STAR* sono collegate ad un unico bus (*STARbus*) interfacciato con *VME* per mezzo di uno *STAR controller*. Quest'ultimo è connesso ad un crate *VME* per l'acquisizione dei dati.

2.2.1 Lettura “seriale” delle strips: come semplificare l'elettronica

Per effettuare la misura della posizione lungo il tubo *LST* per grandi superfici e con ridotto numero di canali di elettronica, è necessario, perciò, un altro metodo per la lettura delle strips. Una soluzione interessante è la seguente: se si collegano le strips l'una all'altra (vedere in figura 2.3), si costruisce una specie di *linea di ritardo*. In questo modo la differenza dei tempi necessari al segnale per raggiungere i due estremi della linea, è proporzionale alla posizione di attraversamento (come si vedrà anche per i contatori a scintillazione nel paragrafo 3.3.3). Per mezzo di tale misura dei tempi è quindi possibile conoscere la strips colpita.

Se il segnale indotto sulle strips interessasse sempre una sola strips, sarebbe possibile, in linea di principio, collegare le strips come in figura 2.3 e, per mezzo della misura dei tempi effettuata alle due estremità della catena, conoscere quale strips è stata “colpita” e quindi dove è passata la particella. Generalmente, però, il numero medio di strips che producono un segnale al passaggio di una particella è pari a circa $2.5 - 3.5$. Questo vuol dire che non

elettrico e favorisce lo spegnimento dello streamer.

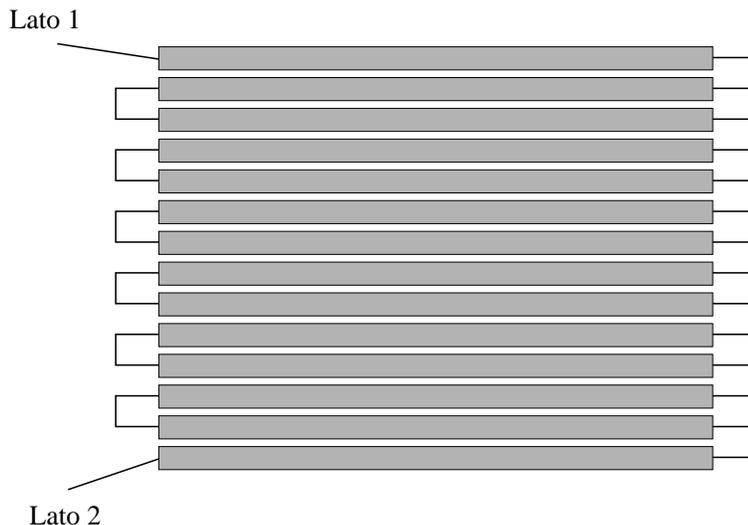


Figura 2.3: Sistema di collegamento tra le strips utilizzato per poter effettuare la lettura seriale delle stesse.

è possibile, in questo modo, misurare con precisione la posizione al meglio di $1.25 - 1.75$ strips (pari, in questo caso, a circa $2.25 - 3.15$ cm).

Per risolvere questo problema è sufficiente aumentare il numero di linee indipendenti. Collegando, ad esempio, una strip ogni quattro (figura 2.4) è possibile misurare i tempi di arrivo dei segnali sui due lati nelle 4 linee di ritardo (ogni linea di ritardo è costituita da 18 strips collegate in serie).

In questo modo, quando una particella attraversa il rivelatore ed il segnale viene indotto in 2-3 strips vicine, è possibile misurare i tempi di arrivo di ogni strips interessata, calcolarne la molteplicità³ e quindi stimare la posizione di attraversamento della particella. Come si vedrà nel paragrafo 2.3 la molteplicità, nel caso del rivelatore in esame, è inferiore al valore medio atteso di circa $2.5 - 3.5$ strips, e vale circa 1.6 (tale valore è dovuto principalmente alla scelta del gas). In questo modo è possibile scartare in fase di analisi dei dati tutti gli eventi che hanno molteplicità maggiori di 2 (in quanto in questo caso non è possibile misurare con la precisione richiesta la posizione della particella). Per gli eventi a molteplicità 3 e 4, infatti, la zona di interazione è molto ampia (4 strips corrispondono a circa 7.2 cm) e dato il ridotto numero di eventi di questo tipo, si è scelto di scartarli dall'analisi.

Si è scelto anche di non misurare la carica letta sulle strips in quanto la

³Numero di strips sulle quali viene indotto un segnale superiore ad una soglia fissata.

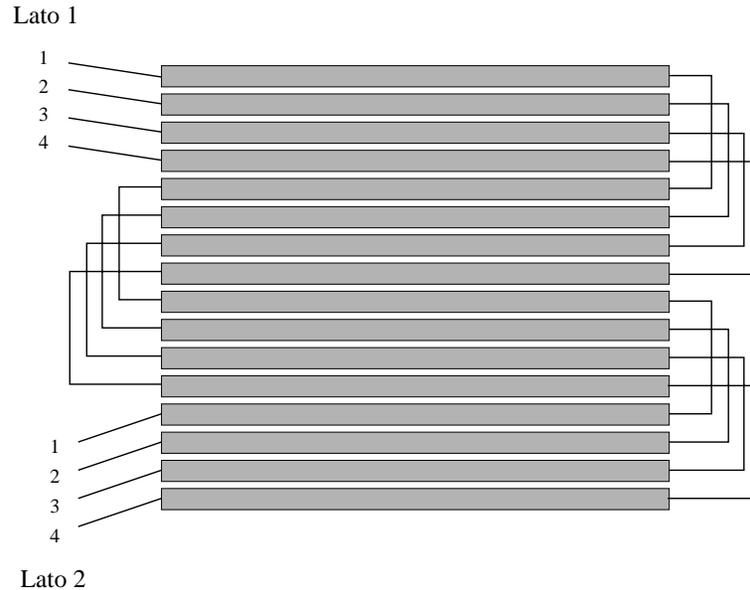


Figura 2.4: Nuovo sistema di collegamento delle strips. In questo modo si risolve il problema della molteplicità maggiore di 1.

misura della posizione di attraversamento, per mezzo del riconoscimento della strips colpita, si riduce, nel caso con molteplicità uguale ad 1 alla posizione del centro della strips e nel caso con molteplicità 2 alla posizione della zona di divisione tra le due strips interessate. Se fosse stato possibile leggere la carica sulle strips probabilmente si sarebbero potuti conservare, per l'analisi dei dati, anche eventi con molteplicità maggiore di 2 in quanto sarebbe stato possibile identificare la posizione con maggior precisione (nel caso con molteplicità maggiori di 1, infatti, si sarebbe potuta controllare la carica letta ed assegnare come posizione quella della strips che possedeva una carica maggiore).

Nel nostro caso, però, la bassa molteplicità media suggerisce la possibilità di rigettare gli eventi con molteplicità superiori a 2 (perdendo leggermente in efficienza) e ridurre i moduli di elettronica eliminando la lettura della carica (non necessaria per questo tipo di eventi).

In definitiva per leggere questo tipo di apparato occorrono:

- alcuni moduli per amplificare e discriminare⁴ il segnale delle strips e quello dei fili. Il segnale analogico raccolto sulle strips viene dapprima invertito

⁴Per discriminazione si intende il ricavare un segnale digitale i cui fronti di salita e discesa sono correlati al superamento, da parte del segnale analogico, di una soglia in tensione.

(in quanto l'elettronica NIM standard richiede segnali analogici negativi), poi viene amplificato ed infine discriminato. Tale segnale digitale viene poi utilizzato per formare il segnale detto di "trigger". Per formare il trigger del piano si utilizza anche il segnale dei fili, in coincidenza con quello delle strips, per ridurre l'effetto del rumore sul debole segnale delle strips;

- qualche modulo NIM digitale per formare il segnale di trigger (descritto successivamente);
- 3 moduli CAMAC per la misura del tempo (noti come TDC, Time to Digital Converter): uno per i segnali dei fili e 2 per i 16 segnali delle strips (4 segnali per lato di ogni piano).

2.3 Scelta del punto di lavoro dei piani LST

Il primo problema che si è presentato è stato quello della scelta della miscela di gas contenuto nei tubi a streamer limitato. Come riportato in [16] la scelta del gas condiziona in modo notevole il funzionamento degli LST. Infatti per operare in regime di *streamer*, non critico, senza rumore e con buone prestazioni è necessario adottare particolari criteri per la scelta della miscela. Primo fra tutti, la scelta della quantità di *quenching*, ovvero di gas capace di assorbire fotoni, e quindi energia, in stati vibrazionali o rotazionali stabili; il quenching, perciò, assorbe fotoni senza riemetterli, favorendo l'autospegnimento della scarica. Un gas comunemente utilizzato come quenching è l'isobutano (composto altamente infiammabile).

La quantità di quenching richiesta è funzione delle dimensioni della cella elementare del tubo. Come si può vedere in [16], più piccolo è il tubo e maggiore deve essere la quantità di quenching contenuta nella miscela. Il fatto che la quantità di quenching dipenda dalle dimensioni lo si può intuire se si pensa che la scarica inizia nelle vicinanze del filo e si propaga verso il catodo. Ora, se la cella ha piccole dimensioni, ridotta deve essere anche la dimensione dello streamer e pertanto è richiesta una maggiore quantità di quencher. Come si vede in figura 2.5, per le celle utilizzate nel telescopio per raggi cosmici aventi dimensioni di $1 \times 1 \text{ cm}^2$, occorre almeno il 60% di Isobutano ed il restante 40% di Argon (gas nobile, elemento attivo della miscela avente una bassa energia di ionizzazione).

La miscela comunemente utilizzata è composta dal 70% di Argon e dal 30% di Isobutano. Questa miscela, però, è altamente esplosiva ed il suo utilizzo

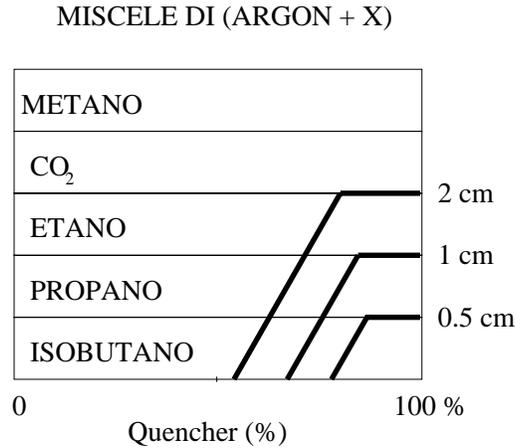


Figura 2.5: Diagramma schematico di miscele a due componenti per varie dimensioni delle celle di tubi a streamer. Sull'asse delle ordinate si trova la dimensione della cella, su quello delle ascisse la percentuale di quencher nella miscela. Selezionata la dimensione della cella, la miscela deve essere scelta al di sotto della retta corrispondente.

necessita di un apposito sistema di sicurezza che provveda alla chiusura delle valvole e ad una rapida segnalazione in caso di fuga di gas.

La miscela utilizzata per l'esperimento *ZEUS*, invece, (i tubi a streamer sono utilizzati per il sistema noto come *Forward Muon*, rivelatore per i muoni in avanti) contiene circa l'80% di Argon, il 22% di CO_2 (quencher) e l'8% di Isobutano. Questa miscela non è esplosiva e può essere facilmente utilizzata se accompagnata da semplici sistemi di sicurezza.

All'inizio del 1997 è stata avviata la costruzione di un sistema di gas nel laboratorio, situato nell'area Ex-Morassutti, a Bologna, dove sarebbero stati calibrati in seguito tutti i contatori di *AMS*. Questo sistema per la fornitura di gas avrebbe dovuto permettere l'utilizzo del telescopio con Argon, CO_2 ed Isobutano. I tempi di realizzazione di un tale apparato sono stati notevolmente lunghi e questo ha spinto all'utilizzo di una miscela che non contenesse Isobutano (in caso di esaurimento dell'Argon o dell'Anidride Carbonica, infatti, nessun sistema di sicurezza sarebbe stato in grado di interrompere la fornitura di Isobutano e la miscela sarebbe diventata in breve tempo pericolosa).

Con una miscela composta dall'85% di CO_2 e dal 15% di Argon, i tubi LST non sono in regime di streamer puro, ma si trovano in un regime intermedio noto come *self-quenching streamer mode* [17]. Per miscele aventi $\frac{CO_2}{Ar+CO_2}$ (%) superiore a circa il 90%, l'ampiezza del segnale letto sul filo aumen-

ta all'aumentare della tensione di alimentazione finchè si raggiunge la tensione nota come *tensione di transizione*, dopo la quale si ottiene un segnale di ampiezza "quasi" saturata. Dopo la tensione di transizione l'ampiezza del segnale aumenta molto lentamente all'aumentare della tensione di alimentazione.

L'unico difetto riscontrato in questo caso è il fatto che l'ampiezza dei segnali letti sulle strips non supera i 4 mV . Questo può non sembrare un problema ma per poter leggere i segnali sulle strips è necessario schermare al meglio, collegandola a massa, ogni parte metallica che possa trasformarsi in sorgente di rumore. I segnali raccolti sulle strips vengono successivamente amplificati (vedere in figura 2.15) prima di venire discriminati.

2.3.1 Tensione di alimentazione e soglie di discriminazione

Dopo il montaggio è stato necessario individuare la tensione di lavoro migliore per gli LST. Per fare questo si è scelto di massimizzare l'efficienza dei piani. È stato contato il numero di eventi "visto" da un tubo LST ogni 100 eventi forniti dallo scintillatore di riferimento del telescopio (per i contatori a scintillazione si veda il paragrafo 3.1). Tale contatore, avente dimensioni di 130 cm di lunghezza per 10 cm di larghezza per 1 cm di spessore e posizionato al centro del piano inferiore a 3 cm di distanza dal piano stesso, fa parte del telescopio e viene utilizzato per fornire il tempo t_0 del sistema (si veda il paragrafo 2.4.2).

Come riferito in [16], all'aumentare della tensione di alimentazione, ci si dovrebbe aspettare una crescita iniziale dei conteggi, per arrivare, infine, ad un *plateau* (i conteggi dovrebbero rimangere quasi costanti per circa 100 – 200 V). Dopo il *plateau* il numero di conteggi dovrebbe riprendere a crescere. In figura 2.6 viene riportato il numero di conteggi misurati (riferiti a 100 coincidenze dei due lati dello scintillatore di riferimento) in funzione della tensione.

Come si vede in figura 2.6 il *plateau* è molto stretto e non si nota un aumento notevole del numero di conteggi quando si passa dal regime proporzionale a quello di streamer (come visto in [16]). Questo fatto suggerisce che non ci troviamo in regime di streamer puro ma, probabilmente, in regime di quasi *self-quenching*. Questa eventualità è stata verificata anche misurando la carica letta sul filo, disaccoppiando la tensione continua di alimentazione per mezzo di un condensatore. Lo spettro della carica raccolta sul filo dovrebbe avere una forma simile a quella di una gaussiana [18], a causa dei fenomeni di origine statistica che regolano la ionizzazione del gas, il cui picco dovrebbe indicare la quantità di carica raccolta sul filo e dovrebbe essere costante (dato che il segnale dovrebbe essere saturato cioè indipendente dall'energia rilasciata dalla particella che incide sul tubo a streamer). La curva ottenuta, però, ha una forma molto

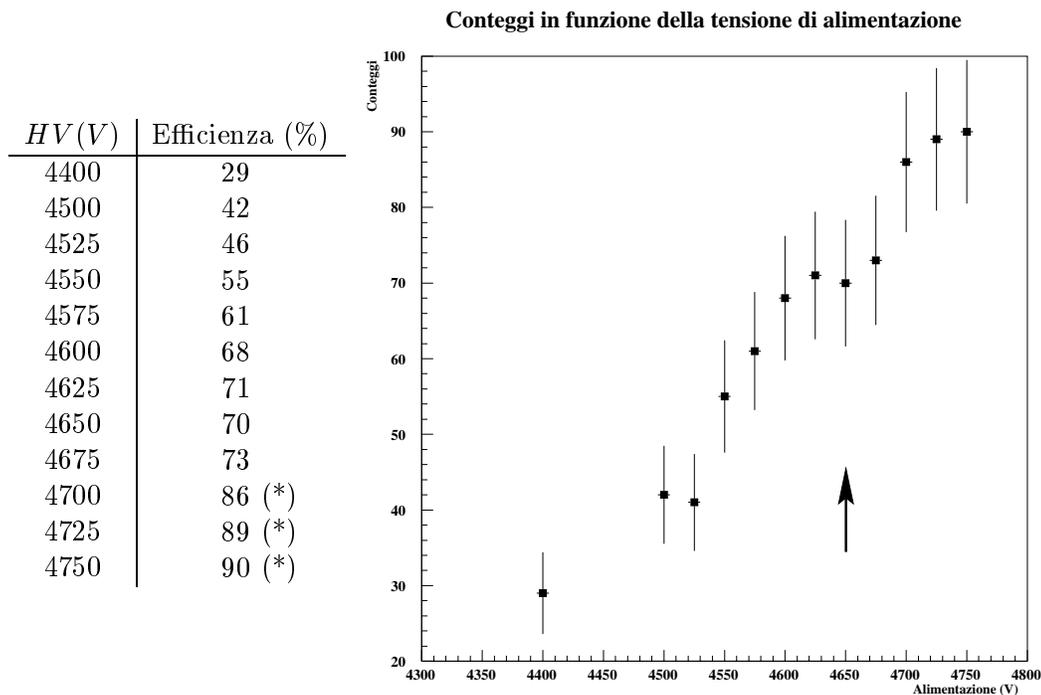


Figura 2.6: Andamento dell'efficienza di un tubo a streamer limitato in funzione della tensione di alimentazione. L'efficienza viene calcolata come ev_{filo}/ev_{scint} , ove ev_{filo} indica il numero di eventi visti dal filo (eventi i cui segnali analogici hanno superato la soglia di discriminazione) ed ev_{scint} è pari a 100. Gli ultimi tre valori presentano un alto assorbimento di corrente sui fili (superiori a $2 \mu A$), dovuto a continue scariche nel gas che rendono il tubo molto rumoroso. Tali tensioni sembrano rendere molto efficiente il tubo ma non sono utilizzabili.

simile a quella della distribuzione di Landau⁵ (figura 2.7). I tubi lavorano, quindi, in una zona proporzionale (segnale direttamente proporzionale alla quantità di energia persa nel gas).

Questa analisi sulla carica letta sul filo ha confermato l'ipotesi che, con questo tipo particolare di miscela, si lavora in zona proporzionale. Pertanto occorre scegliere un punto di lavoro che permetta alto guadagno e bassa soglia di discriminazione per evitare di "accettare" nel trigger solo alcune tipologie

⁵La nota distribuzione di Landau descrive il fenomeno di perdita di energia nella materia. Tale rilascio di energia è affidato ad un numero relativamente piccolo di interazioni con il mezzo, ognuna delle quali con un ampio intervallo di perdita di energia. Tale distribuzione si presenta asimmetrica con una lunga coda verso valori alti dell'energia.

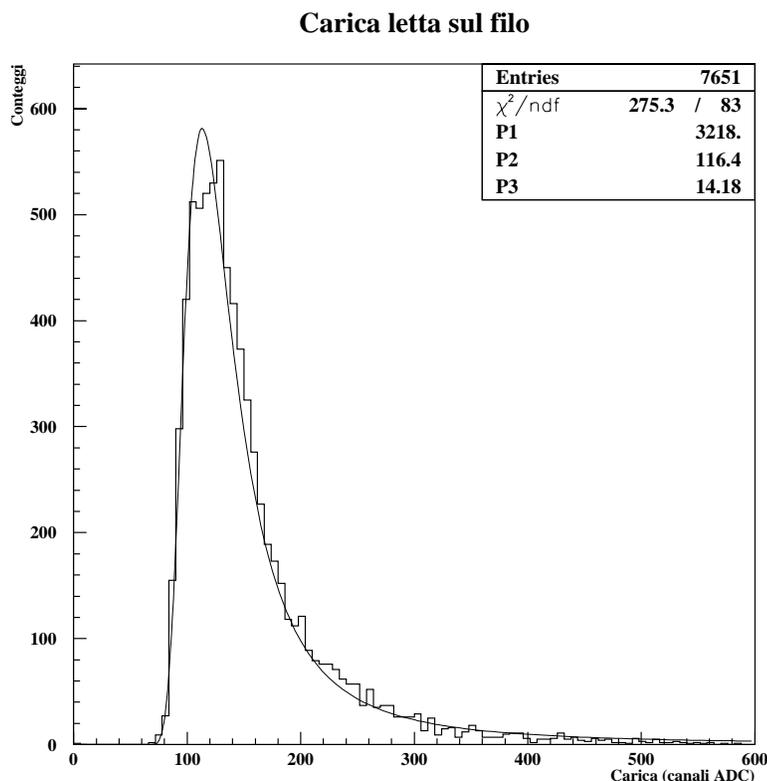


Figura 2.7: Spettro della carica raccolta su un filo di un tubo LST. Sulla curva è stata sovrapposta l'interpolazione effettuata mediante la funzione di Landau. Il parametro 1 è una costante moltiplicativa, il parametro 2 è l'offset (costante additiva) della x ed il parametro 3 è il fattore di scala della x . La funzione utilizzata per l'interpolazione è già definita all'interno delle librerie *CERN* per il Fortran standard. Come si vede l'interpolazione fornisce un valore di χ^2 abbastanza buono.

particolari di eventi.

La tensione di lavoro ai capi dei fili è stata fissata in 4650 V: questa tensione permette di rimanere lontano dal punto dopo il quale il numero di conteggi torna a crescere. Superati i 4700 V, infatti, i tubi cominciano a diventare instabili, assorbendo, in continue scariche nel gas, circa 2 – 4 μA .

Per quello che riguarda la soglia di discriminazione del segnale del filo amplificato di un fattore 10 si ottiene (per $HV_{filo} = 4650$ V):

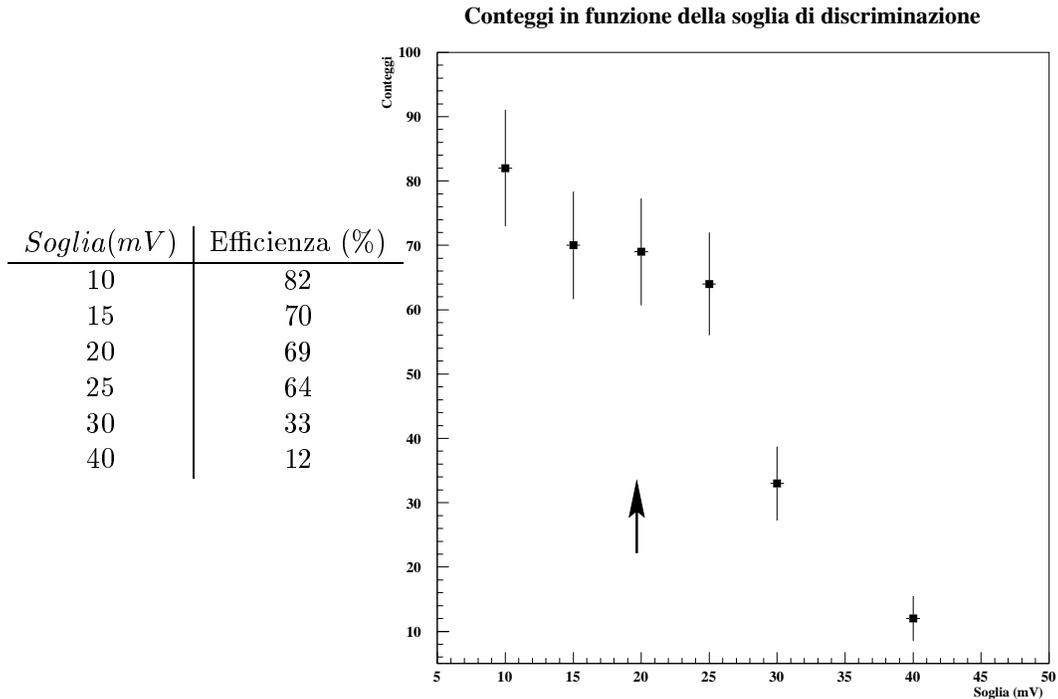


Figura 2.8: Andamento dell'efficienza in funzione della soglia di discriminazione.

In questo caso l'andamento é decrescente e la soglia, scelta ad un valore tale che permettesse di tenere basso il livello di rumore ma fornisse un'elevata efficienza del sistema, di 20 *mV*. Con una soglia di 20 *mV* si riesce ad ottenere un'efficienza misurata (intesa come numero di eventi visti dalla coincidenza “filo AND strips” rispetto al numero di eventi visti dallo scintillatore di riferimento) di circa 45% per piano.

2.4 Il trigger del telescopio

In figura 2.9 è possibile osservare lo schema elettrico completo del primo prototipo di telescopio.

Una volta ottenuto il punto di lavoro (soglie di discriminazione e tensioni di alimentazione) è stata costruita l'elettronica di readout utilizzando moduli NIM e CAMAC standard per l'acquisizione dei dati. Sono dapprima stati costruiti 16 moduli di elettronica per invertire il segnale raccolto alle estremità delle catene di strips. Tali moduli sono costituiti da un piccolo anello toroidale

2.4 — Il trigger del telescopio

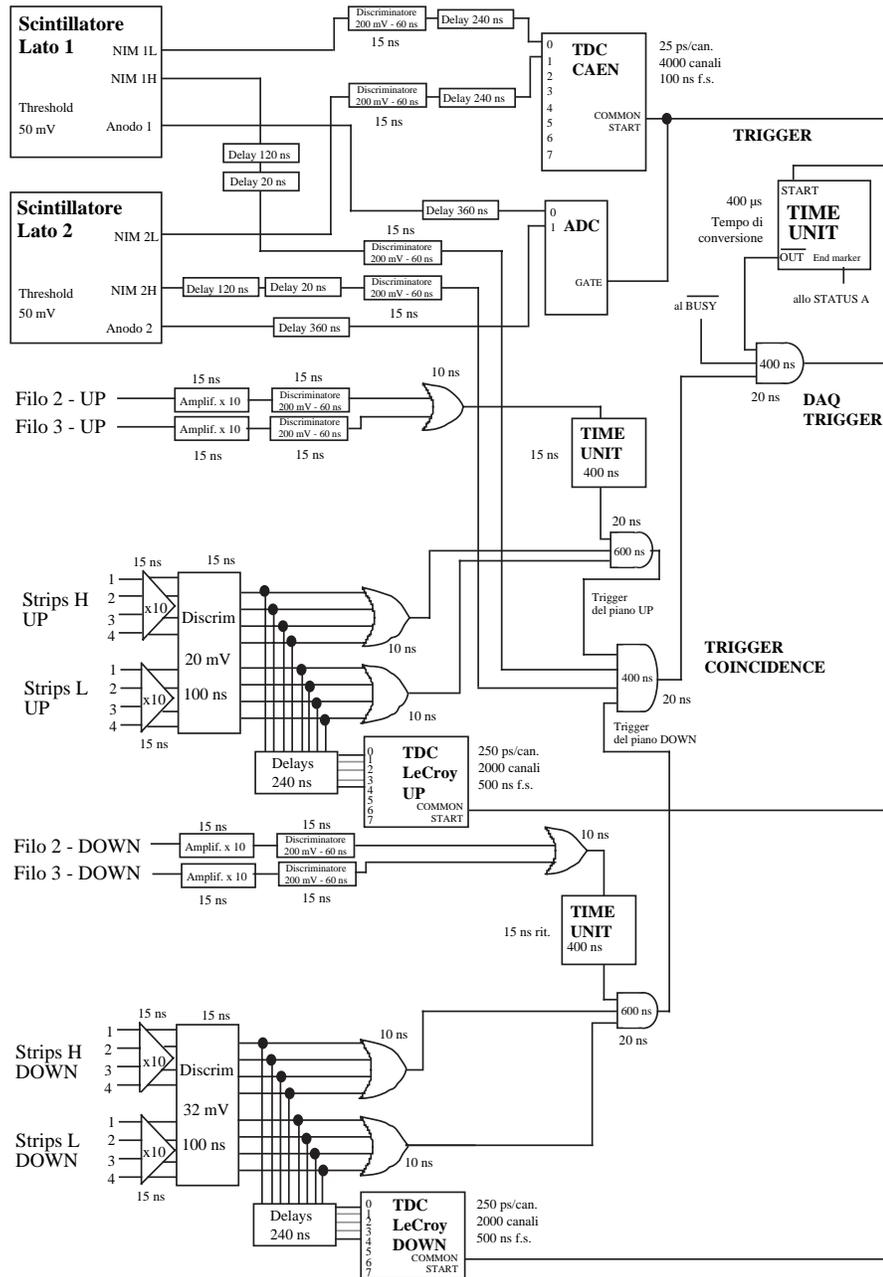


Figura 2.9: Schema completo dell'elettronica utilizzata per la lettura dei segnali del primo prototipo del telescopio per Raggi Cosmici.

sul quale sono “concatenate” due differenti bobine, costituite da alcune spire di filo isolato. Il segnale in entrata induce un piccolo campo magnetico sulla bobina di ingresso che induce, a sua volta, un debole segnale sulla bobina di uscita collegata in controfase (cioè il terminale negativo di ingresso, conduttore di terra, è collegato al terminale positivo dell’uscita).

L’uscita di tali invertitori è stata, poi, adattata all’impedenza della linea di trasmissione utilizzata per il collegamento con i moduli NIM. Tale adattamento è necessario per eliminare eventuali rimbalzi del segnale alla fine della linea di trasmissione. Il segnale analogico che attraversa un cavo con impedenza di 50Ω , infatti, deve poter essere trasmesso ad un dispositivo che abbia la stessa impedenza caratteristica. In caso contrario, infatti, a causa del disadattamento di impedenza tale segnale viene riflesso, con lo stesso segno o con segno opposto a seconda se l’impedenza alla fine della linea di trasmissione è, rispettivamente, minore e maggiore di quella posseduta dal cavo stesso[19].

Il segnale da ciascun lato delle 4 catene di strips viene, perciò, invertito e collegato ad un amplificatore, che ne aumenta l’ampiezza di circa un fattore 10. Tale segnale analogico viene poi inviato ad un modulo NIM detto discriminatore che genera un segnale digitale quando il segnale analogico supera la soglia (impostata, per l’appunto, a 20 mV). Questo segnale digitale viene inviato ad una porta OR ove sono inviati tutti i 4 lati delle 4 catene di strips (da un lato dei tubi). L’uscita di tale OR è 1 (livello logico NIM standard pari a circa -850 mV) quando una delle 18 strips di una delle 4 catene viene colpita. Per un piano di strips (4 catene costituite da 18 strips ciascuna, per un totale di 72 strips) si formano 2 OR (uno per ciascuno dei due lati delle catene).

I segnali dei fili vengono anch’essi amplificati e discriminati a circa 20 mV ed inviati ad una porta OR che fornisce un segnale logico 1 quando almeno un filo è stato colpito. Tale segnale viene inviato ad una porta AND che viene utilizzata solo per “allargare” il segnale dai circa 100 ns forniti dai discriminatori a circa 400 ns . Tale allargamento è necessario per formare il *Trigger del Piano* (coincidenza dell’OR dei fili e dell’OR dei due lati delle catene di strips) in quanto il segnale che viene letto ai capi delle catene di strips giunge sulla porta AND del Trigger del Piano, $50 - 150\text{ ns}$ dopo quello del filo, a causa del drift delle cariche nel gas e del percorso compiuto dal segnale delle strips lungo la catena. L’OR dei due lati delle catene di strips viene, infine, inviato ad una porta AND insieme al segnale dei fili, opportunamente “allargato”. L’uscita di tale porta AND costituisce il Trigger del Piano.

Il segnale raccolto sui due lati dello scintillatore di riferimento viene discriminato a 35 mV (soglia pari al 10% del segnale fornito dai 3 fotomoltiplicatori

per ognuno dei due lati dello scintillatore al passaggio di una MIP, Minimum Ionizing Particle). Entrambi i segnali digitali forniti dai due lati dello scintillatore vengono inviati, opportunamente ritardati, ad una porta AND, dove giungono anche i Trigger dei due piani, la cui uscita costituisce il **TRIGGER** del telescopio. Quando la porta AND del trigger è a livello logico 1 significa che una particella è stata rivelata da un filo di un tubo LST del piano superiore, da almeno una strip per ognuno dei due lati delle catene del piano superiore, dallo scintillatore di riferimento (entrambi i lati), da un filo del piano inferiore e da almeno una strip per ognuno dei due lati delle catene del piano inferiore.

Il segnale di trigger viene inviato ad un modulo NIM chiamato TIME UNIT, il quale sul fronte di discesa del segnale NIM di trigger fa partire un segnale che rimane alto per circa $400 \mu\text{sec}$. L'uscita negata di tale modulo viene utilizzata, insieme al segnale \overline{BUSY} ⁶ per “vetare” il segnale di trigger generale. Questo semplice circuito (costituito dalla porta AND e dalla TIME UNIT entrambe in alto a destra nella figura 2.9) permette, dopo aver accettato un trigger, di rifiutare nuovi trigger per almeno $400\mu\text{sec}$ (tempo superiore al maggior tempo di conversione dei moduli CAMAC) e comunque non prima che il calcolatore abbia terminato la lettura di tutti i moduli CAMAC.

In figura 2.10 è riportato il diagramma temporale dei segnali riferiti al segnale analogico fornito dallo scintillatore.

Il segnale di Trigger viene, infine, inviato agli ingressi COMMON START dei TDC (moduli CAMAC che forniscono in uscita 8 numeri digitali proporzionali all'intervallo di tempo intercorso tra il segnale denominato COMMON START e ciascuno degli 8 segnali di STOP) e ai GATE degli ADC (moduli CAMAC che forniscono in uscita 11 numeri digitali proporzionali alla carica raccolta sugli ingressi durante il periodo di tempo durante il quale il segnale GATE rimane attivo).

2.4.1 Identificazione della strip colpita

Dalla misura dei tempi di arrivo dei segnali delle strips è possibile risalire al numero della strips colpita. Infatti, segnali indotti in strips differenti della stessa catena arrivano con tempi differenti alle due estremità della catena.

Per dimensionare la scala dei TDC è stata fatta una prima misura che ha permesso di stimare la velocità di propagazione del segnale indotto su una strips nel viaggiare verso i due capi della catena. Per fare questo è stato

⁶Il segnale di $BUSY$ viene fornito dal calcolatore ed diviene attivo quando lo stesso si trova in uno stato di occupato.

DIAGRAMMA TEMPORALE

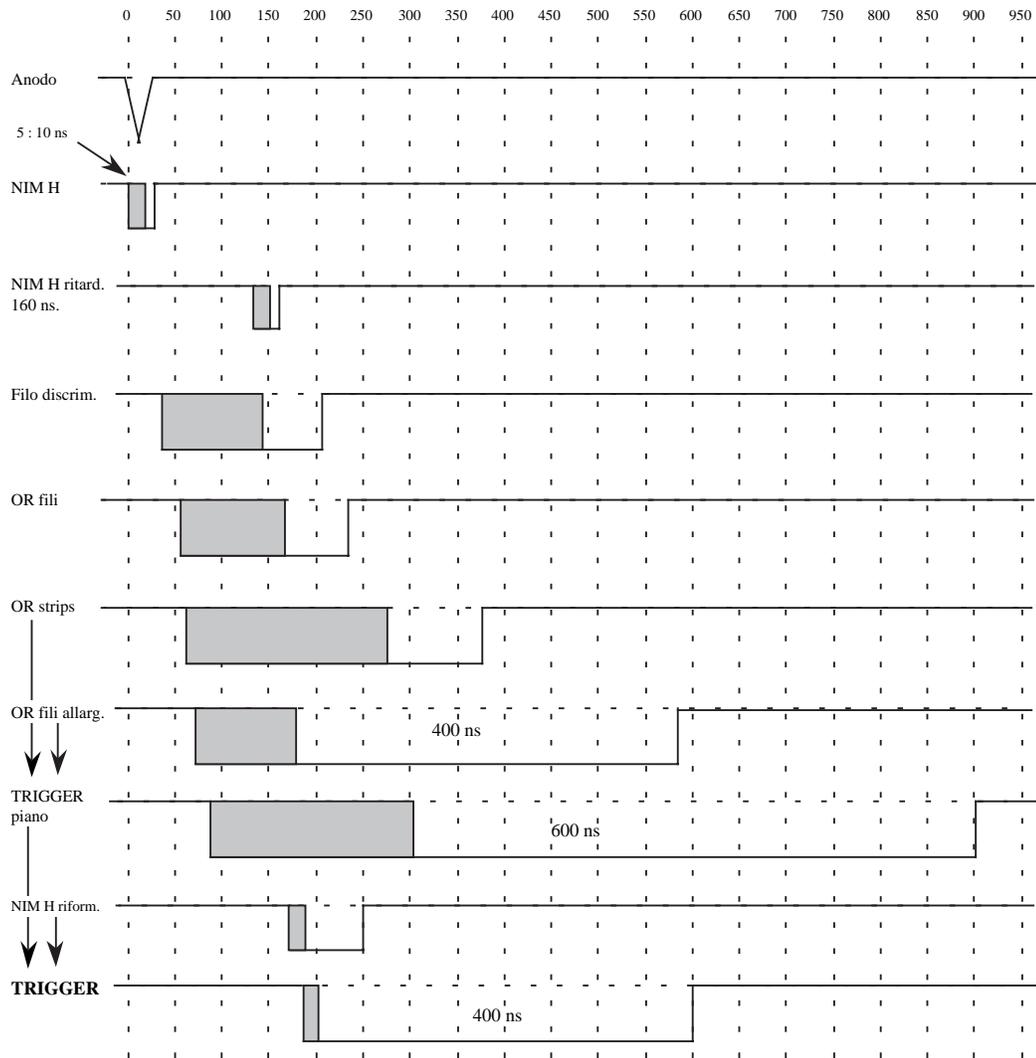


Figura 2.10: Diagramma temporale dei principali segnali digitali dell'elettronica di readout del telescopio. Le zone ombreggiate rappresentano la fluttuazione in tempo che può avere il segnale digitale a causa dello slewing (si veda per lo slewing il paragrafo 3.3.4) per il contatore di riferimento, del drift degli ioni nel gas per il filo e del tempo di percorrenza per i segnali delle strips.

lasciato aperto un capo della catena e si è iniettato un segnale all'altro capo (con i tubi LST spenti). Tale segnale si propaga sulla catena ed arrivando dalla parte opposta viene “riflesso” tornando indietro con lo stesso segno [20] a causa del disadattamento di impedenza dell'altro capo della catena (impedenza infinita) rispetto alla linea trasmissiva costituita dalla catena di strips. Il tempo trascorso tra l'invio del segnale ed il ritorno permette di conoscere la velocità di propagazione. In figura 2.11 è possibile osservare tale misura.

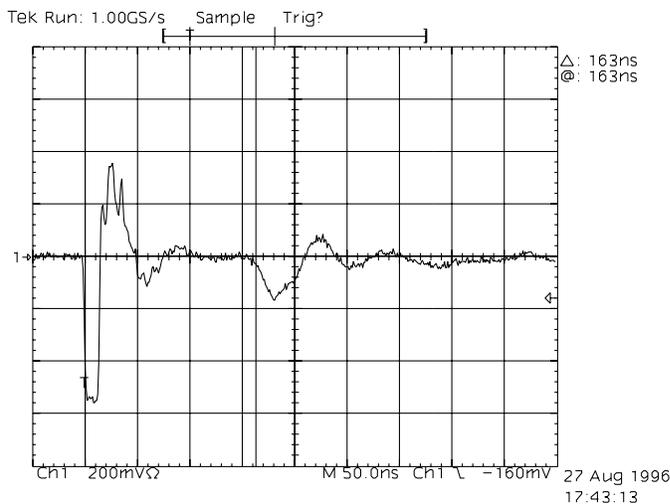


Figura 2.11: Misura della velocità di propagazione di un segnale lungo la catena di strips. È possibile osservare il segnale che ritorna dopo aver rimbalzato dall'altro capo della catena.

Il primo segnale (che presenta anche un “overshot”, cioè un rimbalzo positivo dovuto, probabilmente, alla capacità delle strips e al disadattamento causato dall'ingresso dell'oscilloscopio Tektronics, terminato ad $1\text{ M}\Omega$, utilizzato per effettuare la misura) torna indietro dopo circa 160 ns con lo stesso verso (al centro del grafico). In questo modo, dato che il segnale percorre 18 strips della catena lunghe ciascuna 45 cm per 2 volte (andata e ritorno) si ottiene un percorso di $45 \times 18 \times 2 = 1620\text{ cm}$ e quindi una velocità di 10.13 cm/ns (misura compatibile con stime dell'impedenza della linea trasmissiva costituita dalla catena di strips sul supporto di 1 mm di vetronite).

Questa misura ha permesso di dimensionare la scala dei TDC relativi ai segnali digitali delle strips a circa 500 ns di fondoscala e di stimare lo smorzamento del segnale dovuto all'attenuazione della catena di strips. Tale smorzamento è circa un fattore 2 che vuol dire che un segnale di circa 10 mV di

ampiezza generato al centro della catena, arriva ai due lati con ampiezza di circa 5 mV . Questo, probabilmente, riduce la probabilità di accettare eventi nei quali la particella colpisce le prime o le ultime strips della catena, in quanto il segnale che arriva dalla parte opposta è attenuato di circa un fattore 4 e la probabilità di superare la soglia di discriminazione si riduce di molto. Questo indica che occorre utilizzare soglie di discriminazione più basse possibili sulle catene di strips, compatibilmente con il livello di rumore sulle stesse.

Per risolvere questo problema si è cercato di ridurre al minimo tutte le fonti di rumore, collegando a terra ogni parte metallica con un unico cavo di circa 10 mm^2 di sezione. Questo ha permesso di fissare la soglia di discriminazione sulle strips a circa 2 mV , mantenendo il livello di rumore al di sotto di 0.4 mV .

In conclusione, con questo tipo di elettronica di readout, all'estremità delle catene di strips si ottengono spettri di tempo simili a quello di figura 2.12 (ottenuti con i tubi LST 1 e 5 spenti per entrambi i piani).

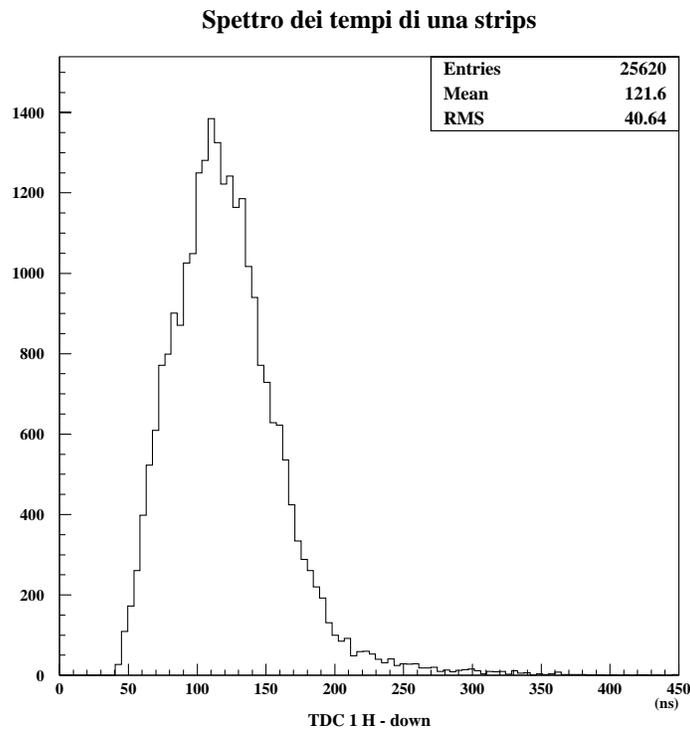


Figura 2.12: Spettro dei tempi misurati su un solo capo di una delle 4 catene di strips.

La semidifferenza dei tempi é funzione della posizione di attraversamento lungo la catena, cosí quando una particella colpisce una zona attiva della strip essa viene accettata dal trigger (e quindi la semidifferenza per questo tipo di eventi deve avere un “picco”), mentre quando colpisce una zona non attiva viene rigettata dal trigger (e la semidifferenza deve possedere una “valle”). In questo modo si devono ottenere picchi per le zone attive e valli per le zone non attive.

In figura 2.13 si possono osservare gli spettri delle semidifferenze dei tempi di arrivo dei segnali raccolti ai due estremi di una catena di strips.

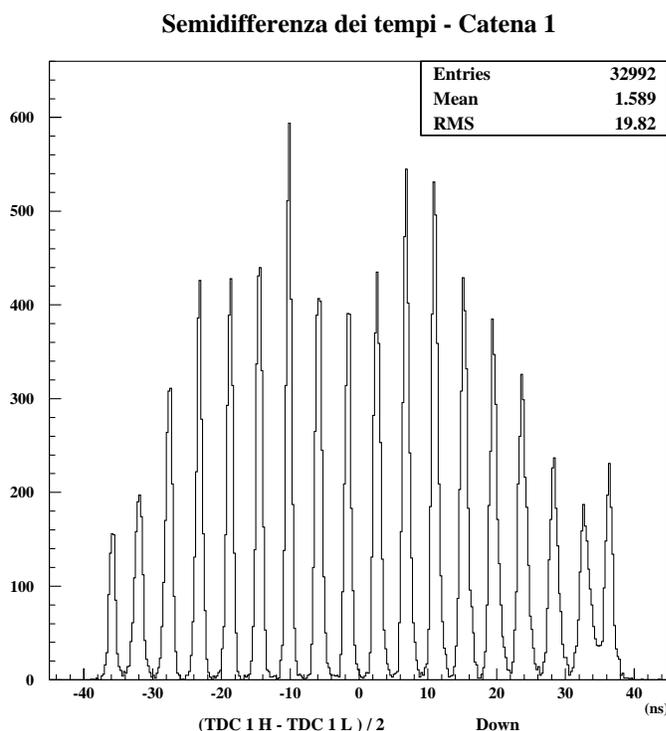


Figura 2.13: Spettro della semidifferenza dei tempi misurati ai due capi di una delle 4 catene di strips.

Come si può osservare si distinguono chiaramente 18 picchi, uno per ognuna delle strips che costituiscono la catena. La buona separazione è dovuta al fatto che i tubi a streamer 1 e 5 di entrambi i piani sono spenti: particelle che passano su tali tubi (larghi circa 9 cm) non danno segnale.

La “distanza” tra due picchi consecutivi è di circa 4–5 ns, compatibile con

la distanza spaziale tra i centri delle due corrispondenti zone attive (il centro di due strips successive), pari a circa 45 cm.

Ogni picco è stato interpolato con una funzione gaussiana per determinarne il valor medio (μ) e la deviazione standard (σ). Utilizzando le deviazioni standard e le medie è stato possibile calcolare la distanza in numero di deviazioni standard tra due picchi vicini e stimare, quindi, la probabilità di commettere errori nell'assegnare eventi appartenenti ad una strip al picco della strips successiva. Tale distanza è maggiore di 5σ per ognuna delle 144 strips analizzate (72 per ogni piano) e assicura una corretta identificazione della strip colpita.

Nota la differenza di tempo dei due lati di ogni catena, è possibile ottenere il numero della strips colpita applicando il metodo noto con il nome di *Maximum Likelihood*:

detti T_1 e T_2 i tempi letti ai due estremi 1 ed 2 della catena, ΔT la semidifferenza $\frac{T_1-T_2}{2}$, μ_i e della σ_i i valori del picco e della deviazione standard del picco i -esimo ottenuti interpolando tutti i 18 picchi della differenza dei tempi dei due lati (come visto in figura 2.12), una volta identificati i valori di i ed $i + 1$ tali che il valore di ΔT , sia contenuto nell'intervallo $[\mu_i, \mu_{i+1}]$, si possono calcolare le due probabilità:

$$P_L(i) = e^{-\frac{(\Delta T - \mu_i)^2}{\sigma_i^2}} \quad e$$

$$P_R(i + 1) = e^{-\frac{(\Delta T - \mu_{i+1})^2}{\sigma_{i+1}^2}}$$

Ora, nota la semidifferenza ΔT , il metodo utilizzato restituisce, come numero di strips, i seguenti valori:

-999 se il valore di entrambe le probabilità è minore di 1% (in tale caso l'evento viene scartato in fase di analisi dei dati);

i se il valore di P_L è maggiore di P_R (e maggiore dell' 1%);

$i+1$ se il valore di P_L è minore di P_R (e maggiore dell' 1%).

Una volta noto il numero di strip colpita (e noto, ovviamente, il numero della catena di cui fa parte tale strips), è possibile ottenere una posizione in centimetri:

per eventi a molteplicità = 1, si assegna come posizione il centro della strips, ottenuto come: $pos(cm) = ((num_{strips} - 1) * 7.2 + (num_{catena} * 0.9)) \text{ cm}$;

per eventi a molteplicità = 2, si assegna come posizione il punto intermedio tra le due strips (che devono ovviamente essere vicine). Pertanto si calcolano le due posizioni come se l'evento fosse costituito da due eventi a molteplicità = 1: si ottengono due posizioni (si veda il caso precedente) e se ne calcola la media aritmetica.

La bontà di questa *Digitalizzazione delle strips*, ovvero del metodo che consente di ricavare, nota la semidifferenza dei tempi misurata ai due estremi della stessa catena, il numero di strip colpita, è stata valutata utilizzando un piccolo contatore (lungo 10 cm, largo 1 cm ed alto 1 cm letto da due fotomoltiplicatori ai due estremi) posto su una sola strip. Selezionando offline quegli eventi che avevano attraversato il piccolo contatore si è controllato quale fosse la differenza dei tempi, e quale numero di strips fornisse il metodo di digitalizzazione. La misura ha permesso di stimare che la probabilità di commettere un errore nella stima del numero della strips colpita è inferiore a 1/1000 (ottenuta considerando 1000 eventi passati sul piccolo contatore, dei quali nessuno veniva visto in altre strips se non quelle sulle quali era posto il contatore di stesso).

2.4.2 Il contatore di riferimento: il tempo t_0

Un sistema costituito dai soli tubi a streamer limitato presenta subito un problema: come riportato in [21], il tempo di risposta di un tubo a streamer limitato varia notevolmente passando da circa 10 ns ad un massimo di 130 ns, di gran lunga superiore a quello ottenuto con un contatore a scintillazione (si veda più avanti) che garantisce un tempo di risposta di pochi nanosecondi con un jitter che può essere minore di 400 ps. Solo utilizzando un tale contatore come “start” dei TDC (Time to Digital converter), è possibile effettuare precise misure di tempo. Inoltre la bassa efficienza del sistema, unita al fatto che il sistema è molto sensibile al rumore, non garantisce la corretta identificazione del passaggio di una particella. Per questo motivo, come già accennato, è stato incorporato nel telescopio un contatore di riferimento. Tale contatore viene utilizzato per rendere più sicuro il TRIGGER e per fornire il tempo rispetto al quale si calcolano tutti i tempi delle strips, nonché quelli dei contatori di test. In questo modo ogni evento acquisito risulta da una coincidenza di due lati del contatore di riferimento e dei 2 Trigger dei piani (ottenuti, come già visto, come **AND** dell'**OR** dei fili e dei 2 **OR** dei 4 segnali provenienti da ogni lato della catena di strips).

Poiché si esegue l'AND dei segnali dei due lati del contatore di riferimento,

il segnale di trigger sarà attivo solo quando l'ultimo dei due segnali arriva alla porta AND: tale porta, infatti, dà in uscita valore logico 1 solo quando entrambi gli ingressi sono a livello logico alto. Questo significa che il segnale di trigger (che viene utilizzato come start dei TDC) è correlato ad uno dei due segnali dello scintillatore, in particolare all'ultimo dei due che giunge alla porta AND del trigger. Perciò, il valore letto sul TDC per l'ultimo dei due segnali che giungono dai due lati del contatore, è costante (entro le fluttuazioni dell'elettronica). In questo modo, eventi dovuti a particelle che passano vicine al lato 1 del contatore di riferimento, presentano il valore del TDC del lato 2 pressochè costante; viceversa particelle che passano in prossimità del lato 2, presentano valori di TDC del lato 1 costanti. Infatti, come si vede in figura 2.14, si nota che per posizioni fornite dal telescopio, comprese tra 0 *cm* (la posizione 0 *cm* sul telescopio corrisponde al lato 1 del contatore di riferimento, mentre la posizione 130 *cm* corrisponde al lato 2) e 65 *cm* circa, il tempo misurato dal lato 1 cresce (dato che l'ultimo ad arrivare alla porta AND del trigger è, in questo caso, il lato 2, più distante) e rimane costante dopo i 65 *cm*. Graficando, invece, la semidifferenza $(T_2 - T_1)/2$, si ottiene una retta la cui pendenza rappresenta la velocità di propagazione della luce all'interno dello scintillatore, misurata sperimentalmente. Come si vedrà successivamente nel paragrafo 3.3.3, tale velocità non corrisponde esattamente alla velocità della luce nel vuoto divisa per l'indice di rifrazione del mezzo (pari, in questo caso, a 18.99 *cm/ns* per un indice di rifrazione di 1.58), ma rappresenta una misura della velocità della luce raccolta dai fotomoltiplicatori che è costituita in gran parte di luce riflessa all'interno dello scintillatore.

2.5 Secondo prototipo: il trigger definitivo

Il sistema sopra descritto presentava un grave inconveniente: occorreva ritardare tutti i segnali, che era necessario leggere, di almeno 360 *ns*. Infatti il trigger, formato dalla coincidenza dei due lati dello scintillatore di riferimento e dei due piani di LST che arrivano dopo circa 50 – 150 *ns*, è definito circa 200 *ns* dopo ogni segnale.

Pertanto, in previsione della calibrazione di tutti i 56 contatori che costituiscono i 4 piani del sistema di TOF di *AMS*, il sistema di trigger è stato cambiato e reso più efficiente. Il trigger non viene più ottenuto eseguendo l'AND dei 2 segnali letti dai due lati del contatore e dei 2 trigger dei piani ma viene ottenuto generando un segnale detto "Fast Trigger" (ottenuto come AND dei soli 2 lati del contatore di riferimento). Questo segnale viene, poi,

Tempi contatore di riferimento VS posizione

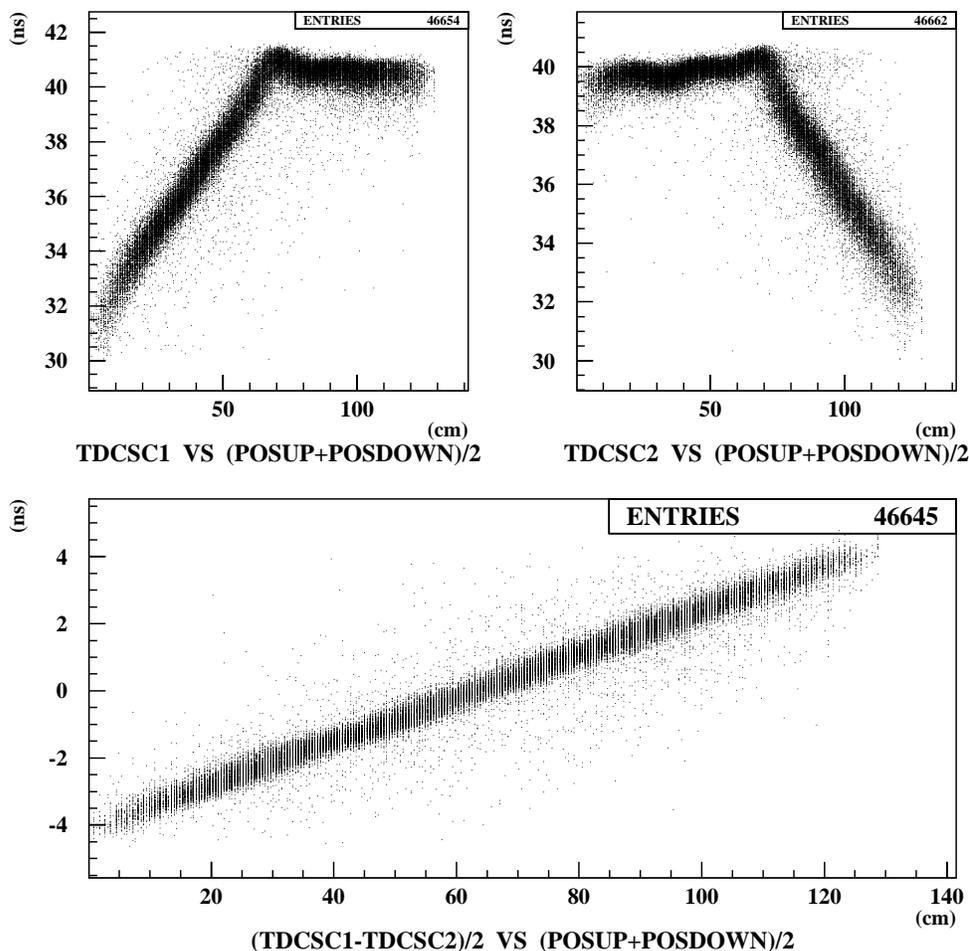


Figura 2.14: Spettro dei tempi misurati ai due lati del contatore di riferimento in funzione della posizione di attraversamento lungo il contatore. Le zone orizzontali, presentano una lieve pendenza dovuta all'effetto dell' *Time-Walk* (si veda il paragrafo 3.3.4).

inviato a tutti i moduli di lettura CAMAC (TDC e ADC) senza attendere la risposta dei piani LST (tali piani necessitano, infatti, di un massimo di 400 ns per formare il loro segnale). Dal segnale di Fast Trigger si genera, poi, un segnale ritardato di circa 400 ns che si mette in coincidenza con la risposta

dei due piani. Se i piani non hanno risposto, il Fast Trigger ritardato viene inviato come segnale di *CLEAR* a tutti i moduli CAMAC, e l'evento non viene acquisito. Dopo circa $20 \mu\text{sec}$ l'elettronica viene riportata nello stato di acquisizione. In questo modo il tempo morto per gli eventi non accettati (che, data la bassa efficienza dei piani, costituiscono la maggior parte degli eventi), scende da circa $400 \mu\text{sec}$ a circa $20 \mu\text{sec}$. Se, invece, i piani rilevano l'evento, il *CLEAR* non viene formato e l'evento viene acquisito.

Nella versione definitiva del telescopio, del quale è possibile osservare in figura 2.15 lo schema elettronico di montaggio ed in figura 2.16 il diagramma temporale, è stato aggiunto un tubo LST per piano per aumentare l'accettazione ed è stata ricontrollata la temporizzazione di tutti i segnali.

Dopo una prima fase di calibrazione dell'apparato, che ha permesso di determinare i punti di lavoro del contatore di riferimento (tensioni e soglie di discriminazione), ed una seconda fase di verifica dell'allineamento e di controllo del metodo di digitalizzazione delle strips sono stati montati quattro contatori di test (denominati *A*, *B*, *C* e *D*) posti, rispettivamente, a 8.75 cm , 14.5 cm , 19.75 cm e 25.2 cm dal piano in basso.

In tali posizioni sono poi stati posti tutti i contatori da caratterizzare per il sistema di Tempo di Volo di *AMS*. Della posizione si è poi tenuto conto in fase di analisi dati per calcolare correttamente la posizione di attraversamento dei Raggi Cosmici all'interno del contatore. Sono state, inoltre, effettuate prove che hanno permesso di controllare se la posizione potesse in qualche modo influenzare le misure: tali test mostrano che la posizione del contatore sostanzialmente non influenza le misure di risoluzione temporale, di lunghezza di attenuazione, di velocità di propagazione della luce, di calcolo delle costanti necessarie per effettuare le correzioni di Slewing, oltre a tutte le altre misure effettuate sui contatori di test.

Tale telescopio, infine, ha permesso di provare, nello stesso tempo, anche il primo prototipo di scheda SFET (modulo di elettronica utilizzato su *AMS* per la misura delle *Pulse Height* e dei tempi di arrivo dei segnali). Infatti, come è possibile osservare in figura 2.15, sono stati integrati nell'elettronica alcuni moduli NIM e CAMAC che permettono di gestire la comunicazione con tale prototipo. Per ulteriori informazioni si veda al paragrafo 4.3.

2.5 — Secondo prototipo: il trigger definitivo

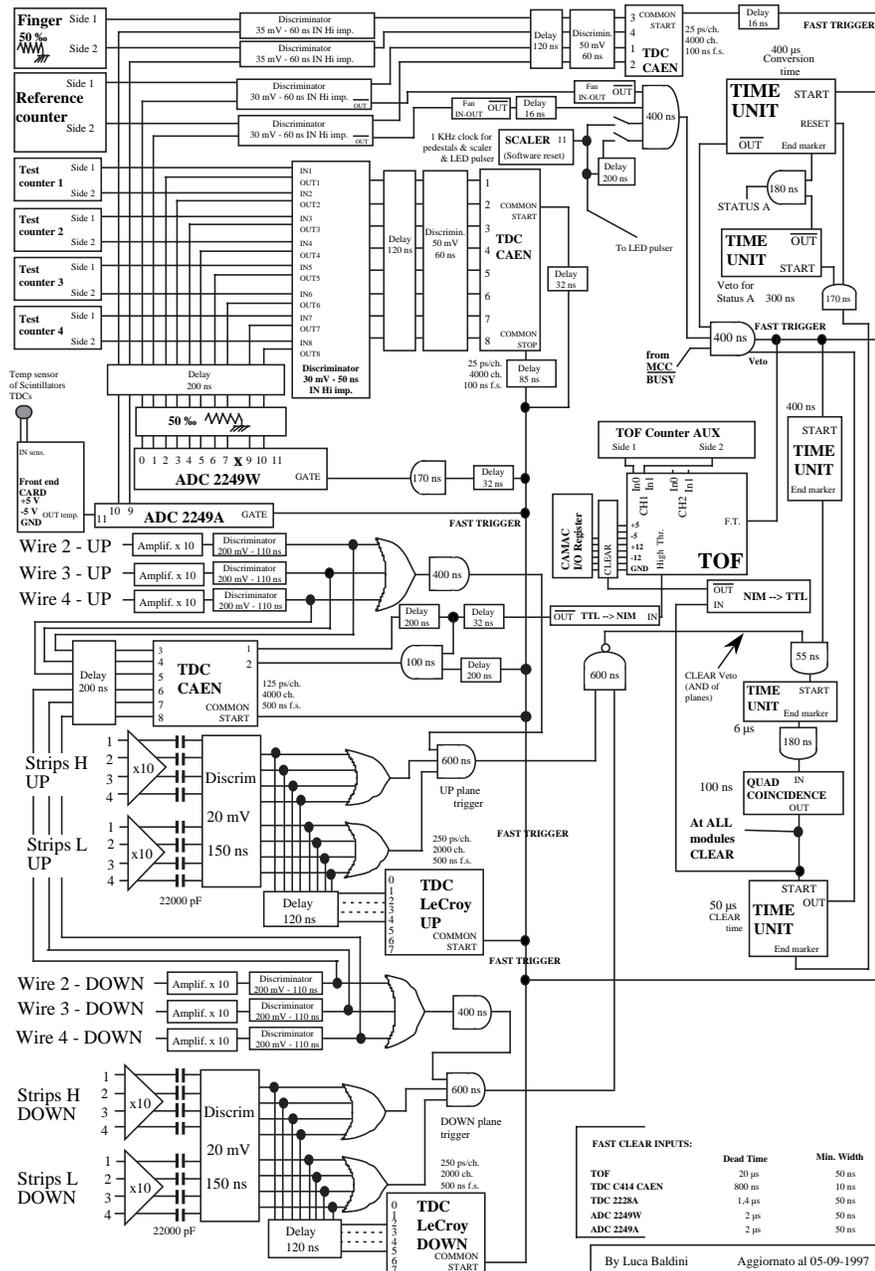


Figura 2.15: Schema completo dell'elettronica definitiva utilizzata per il telescopio per Raggi Cosmici. È possibile osservare in basso la parte relativa agli LST (strips e fili) ed in alto la parte relativa agli scintillatori (di riferimento e di test).

DIAGRAMMA TEMPORALE

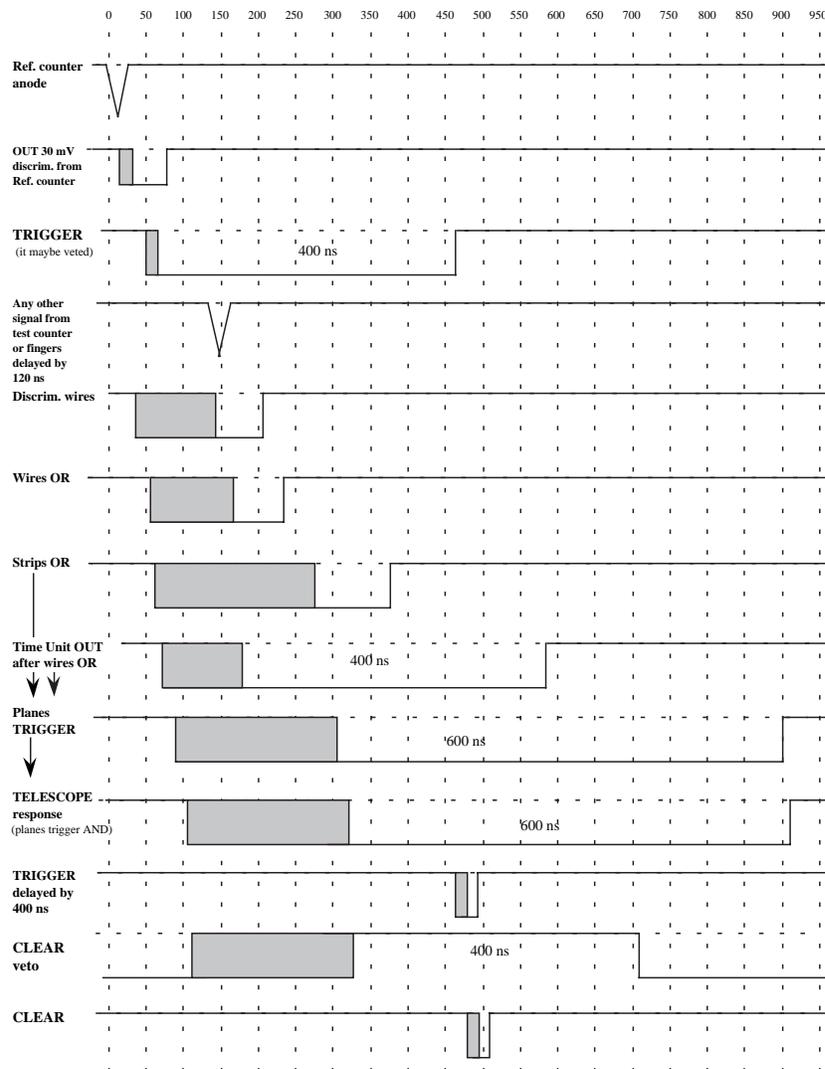


Figura 2.16: Diagramma temporale dei principali segnali digitali dell'elettronica di readout del telescopio. Le zone ombreggiate rappresentano la fluttuazione in tempo che può avere il segnale digitale a causa dello slewing (si veda per lo slewing il paragrafo 3.3.4) per il contatore di riferimento, del drift degli ioni nel gas per il filo e del tempo di percorrenza per le strips.

Capitolo 3

Caratterizzazione dei contatori per *AMS*

3.1 Rivelatori a scintillazione

Un contatore a scintillazione è essenzialmente uno strumento in grado di rivelare una particella che lo attraversi tramite la misura dell'energia persa dalla particella stessa nell'attraversarlo.

Esistono, fondamentalmente, due differenti tipi di scintillatori: inorganici ed organici, diversi non solo per la struttura chimica ma anche per il principio di funzionamento. I primi possiedono, in genere, una migliore efficienza di scintillazione e garantiscono quindi una migliore risoluzione energetica, mentre possiedono un tempo di decadimento maggiore, che li rende svantaggiosi per misure di tempo. Tra gli scintillatori organici più usati vi sono quelli plastici in quanto molto veloci, meno costosi e facilmente lavorabili.

3.1.1 Passaggio di particelle cariche attraverso la materia

Una particella carica che attraversi la materia interagisce con essa attraverso due diversi tipi di collisioni: elastiche ed inelastiche. La particella perde parte della propria energia, per mezzo di processi di natura statistica, in una successione di collisioni inelastiche con gli elettroni del mezzo, che hanno, come risultato, l'eccitazione o la ionizzazione delle molecole.

Considerata una particella con massa a riposo $\gg m_e$ (dove m_e è la massa a riposo dell'elettrone) la perdita di energia media dE , fornita al mezzo sotto forma di eccitazione e ionizzazione, per unità di lunghezza attraversata dx in

un mezzo omogeneo è approssimata dalla nota formula di Bethe-Bloch:

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

dove

- N_a : Numero di Avogadro, = $6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
- r_e : raggio classico dell'elettrone = $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$
- m_e : massa a riposo dell'elettrone
- c : velocità della luce nel vuoto
- ρ : densità del materiale assorbente
- Z : numero atomico del mezzo assorbente
- A : peso atomico del mezzo assorbente
- z : numero atomico della particella incidente
- β : = v/c dove v è la velocità della particella incidente
- γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$
- W_{max} : massima energia trasferita in una collisione singola
- I : potenziale medio di eccitazione
- δ : Density correction
- C : Shell correction

Dalla (3.1) si può notare che la perdita di energia è direttamente proporzionale a z^2 ed inversamente proporzionale a β^2 (cioè è inversamente proporzionale a v^2 dove v è la velocità della particella incidente) per velocità relativistiche ($\beta > 0.7$). La particella rilascia, nel materiale attraversato, una frazione ridotta dalla propria energia totale in un numero relativamente piccolo di interazioni in ciascuna delle quali è grande la fluttuazione della quantità di energia persa. Il rilascio di energia è descritto, allora, dalla distribuzione di Landau¹, asimmetrica con una lunga coda ad alta energia persa.

In figura 3.1 è possibile osservare l'andamento della perdita di energia media, per unità di cammino all'interno del mezzo, in funzione dell'energia posseduta da diverse particelle incidenti.

Ogni rivelatore, come già accennato, è in grado di rivelare il passaggio di una particella misurando indirettamente la quantità di energia persa da questa

¹Landau è stato il primo a calcolare la distribuzione della perdita di energia in assorbitori sottili. Egli partì dalle seguenti ipotesi: la massima energia che può perdere la particella è infinita; gli elettroni del mezzo si possono considerare liberi (sono state trascurate tutte quelle interazioni con elettroni fortemente legati che portano a piccole perdite di energia); il rallentamento della particella incidente è trascurabile.

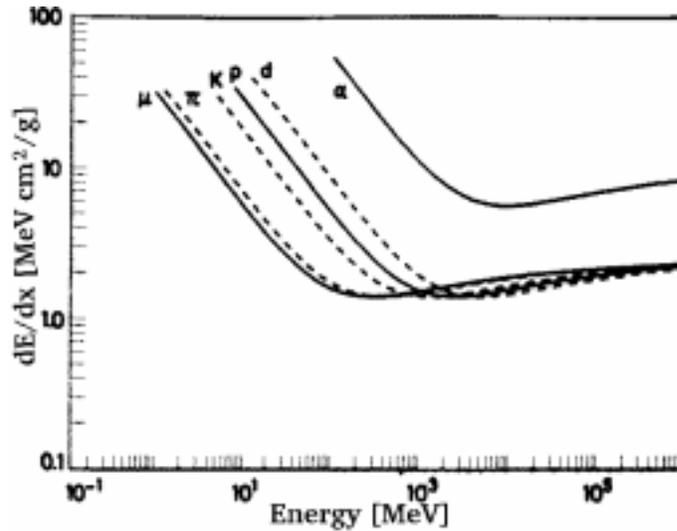


Figura 3.1: Perdita d'energia media per unità di cammino in funzione dell'energia posseduta. Si riportano le curve per differenti particelle.

nell'attraversare il materiale. Vi sono differenti rivelatori di particelle ognuno in grado di rivelare alcuni tipi di particelle. Uno di questi rivelatori è lo *scintillatore*. Questo è costituito da un materiale che viene eccitato al passaggio di una particella carica e che nel diseccitarsi emette fotoni. In uno scintillatore organico la luce di scintillazione è costituita da due componenti: luce fluorescente e luce fosforescente, a seconda del tempo trascorso tra l'interazione e l'emissione di luce. La prima delle due componenti è dovuta alla diseccitazione di elettroni da livelli energetici molto instabili che decadono ad uno stato stabile in brevissimo tempo (circa 10^{-9} sec). La seconda componente è dovuta, invece, a diseccitazione da stati metastabili (quasi-stabili) a stati stabili; tale diseccitazione avviene, però, unicamente in seguito ad urti tra le molecole del mezzo dovuti all'agitazione termica: pertanto tale emissione avviene con tempi relativamente lunghi.

Gli scintillatori organici sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello del benzene. La loro caratteristica peculiare è il ridotto tempo di risposta oltre alla facilità di costruzione e alla possibilità di poter ottenere in fase di realizzazione forme differenti adattabili alle diverse necessità.

Per quello che riguarda la Fisica delle Particelle, gli scintillatori organici più usati sono quelli plastici. Essi sono costituiti da una soluzione di scintillatore

organico in un solvente plastico. Nell'esperimento *AMS* sono stati utilizzati scintillatori plastici organici *BICRON408*, "letti", ai due estremi, da due triplette di fotomoltiplicatori accoppiati allo scintillatore per mezzo di guide di luce in plexiglass trapezoidali con indice di rifrazione molto simile a quello dello scintillatore (per ridurre effetti di diffrazione). I segnali provenienti dai tre fotomoltiplicatori sono, poi, sommati passivamente.

3.2 Geometria e misure di tempo nei contatori di *AMS*

Come già accennato altrove, l'esperimento *AMS* necessita di contatori con elevate prestazioni che permettano di ottenere risoluzioni di 100 – 120 *ps* sulla misura del tempo di volo. Diversi sono i fattori che determinano la risoluzione temporale, e questi sono ben conosciuti:

- Il numero di fotoelettroni raccolti;
- la dispersione del cammino ottico dal punto di scintillazione al fotocatodo del fotomoltiplicatore;
- il tempo di caduta del segnale (*decay time*, indice della velocità di risposta dello scintillatore);
- la fluttuazione (jitter) del tempo di formazione del segnale nel fotomoltiplicatore.

Per ridurre tali effetti, occorre utilizzare materiale scintillante con ridotto tempo di risposta e di caduta del segnale, con grande lunghezza di attenuazione, fotomoltiplicatori veloci con piccolo tempo di transito, che ricoprano la maggior superficie possibile alla fine del contatore, preferibilmente senza interporre guide di luce.

Per l'esperimento *AMS*, sono richiesti, inoltre, fotomoltiplicatori che presentino ridotta sensibilità all'elevato campo magnetico presente (all'interno del magnete sono presenti circa $0.15 T = 1500 \text{ Gauss}$ che si riducono a circa 200 – 250 *Gauss* in prossimità dei fotomoltiplicatori). Da ultimo uno spessore maggiore nel verso di attraversamento dello scintillatore assicura una maggiore luce prodotta dal passaggio di una particella e quindi una migliore risoluzione energetica e temporale. D'altra parte l'utilizzo di spessori sottili deriva dalla necessità di mantenere poco probabile lo scattering multiplo columbiano, minimizzando la probabilità di creazione di particelle secondarie che possano perturbare la misura. Quest'ultimo fattore è in contrasto con la necessità di

avere il maggior numero di fotoni per le particelle che si intendono osservare. Un minor spessore del contatore, infatti, riduce il numero di fotoni prodotti nella zona di scintillazione e, di conseguenza, porta ad un peggioramento della risoluzione temporale.

Per quanto riguarda *AMS* un limite fondamentale è costituito dal peso totale del rivelatore che deve essere il più ridotto possibile. La scelta dello spessore dello scintillatore è stata essenzialmente determinata da questo limite.

Sono stati, perciò, progettati contatori che, tenendo conto di quanto detto, permettessero di ottenere la migliore risoluzione temporale possibile.

I contatori di *AMS* hanno dimensioni che vanno da 72 *cm* a 136 *cm* di lunghezza per 11 *cm* di larghezza² ed 1 *cm* di spessore. Le differenti lunghezze sono necessarie per coprire l'apertura circolare (di circa 140 *cm* di diametro) dello spettrometro *AMS*. Il tempo di risposta dello scintillatore è di circa 0.9 *ns* ed il tempo di caduta è di circa 2.1 *ns*. Presentano, inoltre, un indice di rifrazione di circa 1.58 ed una lunghezza di attenuazione di circa 210 *cm* (fornita dalla BICRON stessa, per uno scintillatore di circa 200 *cm* × 20 *cm* × 1 *cm*). La larghezza a metà altezza del segnale (nota come FWHM) è di circa 4.2 *ns* mentre la lunghezza d'onda alla massima emissione è di circa 434 *nm*. Di questi parametri si è tenuto conto per la scelta dei fotomoltiplicatori [22]: risposta spettrale compresa tra 300 e 650 *nm*, lunghezza d'onda della risposta massima a circa 420 *nm*, superficie efficace di circa 18 × 18 *mm*², bassa tensione di alimentazione (circa 800 *V*) alla quale il fotomoltiplicatore presenta un alto guadagno ($Gain_{800\text{ V}} \approx 1.5 \times 10^6$) ed un tempo di salita dell'impulso di circa 1.4 *ns*, fluttuazione nel tempo di formazione del segnale di singolo fotoelettrone di 160 *ps*. Inoltre tali fotomoltiplicatori sono praticamente immuni ai campi magnetici esterni [22]. Per migliorare l'insensibilità al campo magnetico, i fotomoltiplicatori sono stati comunque posti all'interno di speciali contenitori di μ - *metal* (materiale altamente ferromagnetico, che ha la capacità di "spostare" le linee di campo al proprio interno) che hanno il compito di schermare i fotomoltiplicatori dal campo magnetico residuo presente ai bordi del magnete³.

Nonostante la massima efficienza la si ottenga, per quanto già detto, accoppiando direttamente i fotomoltiplicatori allo scintillatore, sono state applicate guide di luce per "adattare" la superficie di raccolta della luce dei fotomoltiplicatori (quadrato di 3.25 *cm*²) alla superficie di raccolta dello scintillatore

²Sul piano del TOF, i contatori hanno una zona di sovrapposizione di circa un centimetro.

³Sono state fatte misure per verificare la corretta tenuta al campo magnetico: con un campo di 200 *Gauss* all'esterno delle scatole di μ - *metal* sono stati misurati meno di 3 *Gauss* all'interno.

(circa 10cm^2). La forma di tali guide è stata studiata a lungo [23], [24] per permettere la miglior raccolta di luce e la miglior uniformità anche nelle vicinanze dei fotomoltiplicatori e si è arrivati ad una configurazione trapezoidale di 5 cm di lunghezza.

La risoluzione temporale dipende fortemente dalla quantità di luce raccolta dai fotomoltiplicatori e tale quantità può essere diminuita a causa di diversi fenomeni:

- Rugosità dello scintillatore. La riflessione totale della luce che incide sulle superfici dello scintillatore è massima quando le superfici sono perfettamente lisce. Pertanto il materiale scintillante è stato accuratamente lavorato per minimizzare la quantità di luce persa.
- Fuoriuscita di una frazione dei fotoni che superano l'angolo di Brewster (circa 40°). Per ridurre questo effetto si ricopre lo scintillatore con un materiale riflettente (*Mylar*), che assicura comunque la raccolta della luce che, altrimenti, uscirebbe dallo scintillatore.
- Soglia alla quale il segnale analogico viene discriminato per essere trasformato in un segnale digitale.

Una volta raccolto il segnale analogico sull'anodo del fotomoltiplicatore, occorre trasformarlo in un segnale digitale. Tre sono, principalmente, i metodi per ottenere da un segnale analogico un segnale digitale:

- *Leading-edge timing*. Questo consiste in un comparatore che fornisce un segnale logico alto quando il segnale analogico di ingresso supera una certa soglia. Questo metodo comporta, però, la necessità di correggere la misura dei tempi a causa dell'effetto noto col nome di *Amplitude Walk*, o *Slewing effect* (si veda il paragrafo 3.3.4).
- *Crossover timing*. Consiste nell'inviare il segnale analogico su una linea di trasmissione da $50\ \Omega$, cortocircuitata all'estremità. Il segnale rimbalza all'estremità e ritorna indietro negato, quindi interferisce distruttivamente con il segnale originale. Ad un certo istante di tempo il segnale totale supera la linea di zero. Con un apposito dispositivo che riveli il superamento di tale linea è possibile effettuare una misura di tempo, indipendente dalla carica.
- *Constant fraction timing*. Tale metodo, infine, è utilizzato per produrre un impulso bipolare che attraversa la linea di zero in corrispondenza di

una frazione precisa del segnale di ingresso, sul suo fronte di salita. Il segnale viene dapprima attenuato di un fattore pari alla frazione alla quale si vuole discriminare. Poi viene invertito e sommato al segnale originale. Il momento in cui il segnale somma attraversa la linea di zero fornisce una misura di tempo indipendente dalla carica del segnale di partenza.

Per l'elettronica di *AMS* è stato utilizzato il *leading-edge timing*, ed è possibile correggere l'effetto *amplitude walk* poichè si acquisisce anche la carica del segnale analogico. Mediante il segnale digitale ottenuto è possibile effettuare misure di tempo.

Discriminare un segnale analogico utilizzando questo metodo, vuol dire, cioè, formare un segnale digitale quando è stato “raccolto” un certo numero di fotoelettroni. Aumentando la soglia di discriminazione è necessario un maggior numero di fotoelettroni (e quindi più fotoni di scintillazione) per formare il segnale digitale. Pertanto quest'ultimo non sarà più legato unicamente al tempo di arrivo dei soli fotoni che raggiungono il fotocatodo senza riflessioni (e che quindi percorrono lo stesso cammino ottico), ma sarà legato al tempo di arrivo di fotoni più “lenti”, che hanno compiuto più riflessioni; in tal modo la risoluzione temporale risulta peggiore. Occorre, pertanto, mantenere la soglia di discriminazione il più bassa possibile. Questo è, però, possibile solo se si hanno segnali privi o quasi di rumore elettronico. La soglia di discriminazione dell'esperimento *AMS* è stata fissata in 30 mV , che corrisponde a circa il 10% del segnale generato dal passaggio nel contatore di una particella al minimo di energia di ionizzazione (*MIP*).

3.3 Caratterizzazione degli scintillatori a parità di fotomoltiplicatori

Per analizzare correttamente sia in ampiezza che in tempo la risposta dei contatori, occorre misurare, per ogni contatore, diversi parametri. L'analisi è stata ripetuta due volte: la prima sullo scintillatore (lavorando quindi a parità di fotomoltiplicatori) e la seconda sui contatori già montati e pronti per il montaggio sul piano TOF.

La prova a parità di fotomoltiplicatori, è stata effettuata per due motivi: controllare che lo scintillatore non presentasse caratteristiche fortemente diverse da quelle richieste alla ditta fornitrice e caratterizzare lo scintillatore senza introdurre fluttuazioni dovute ai diversi fotomoltiplicatori. In questa fase di

test è stata costruita una cassa a tenuta di luce che permettesse di studiare le proprietà dello scintillatore utilizzando gli stessi 6 fotomoltiplicatori (3 per lato) per ogni contatore senza necessità di assicurare, su questo, la tenuta di luce.

Per ogni scintillatore, sono state misurate diverse quantità:

- Quantità di luce emessa al centro del contatore.
- Lunghezza di attenuazione.
- Velocità di propagazione della luce nel contatore⁴.
- Risoluzione temporale al centro del contatore.
- Risoluzione temporale della somma e della differenza dei tempi dei due lati del contatore.

Per quello che riguarda la risoluzione temporale, il problema verrà discusso a fondo nel capitolo 4.

3.3.1 Quantità di luce emessa al centro

Un altro parametro misurato, per quello che riguarda la caratterizzazione del materiale scintillante, è la quantità di luce emessa al centro a parità di fotomoltiplicatori. Tale misura fornisce informazioni sull'efficienza di conversione energia-luce per il materiale scintillante in quanto fornisce la misura di una quantità (ampiezza del segnale di anodo) direttamente proporzionale alla quantità di fotoni creati al centro dello scintillatore per il medesimo campione di particelle incidenti (muoni al minimo di energia di ionizzazione).

In figura 3.2 è possibile osservare l'interpolazione di due grafici delle ampiezze dei segnali dei due lati dello scintillatore, per particelle che incidono in una porzione di 2 *cm* al centro di uno degli scintillatori caratterizzati.

Tale quantità, che dipende ovviamente dalla lunghezza del contatore, come si può vedere in figura 3.3, dato che per scintillatori più lunghi la quantità di luce raccolta è minore in quanto maggiormente attenuata, ha fornito un buon criterio per selezionare i 56 scintillatori necessari per il sistema TOF di *AMS* tra i 66 consegnati dalla ditta fornitrice.

⁴Questa non rappresenta la effettiva velocità di propagazione della luce nello scintillatore, che sarebbe $v = c/n$ dove c è la velocità della luce nel vuoto ed n l'indice di rifrazione che vale 1.58, ma la velocità della luce sperimentale, misura che viene effettuata utilizzando anche fotoni che compiono più riflessioni e percorrono, quindi, cammini ottici più lunghi.

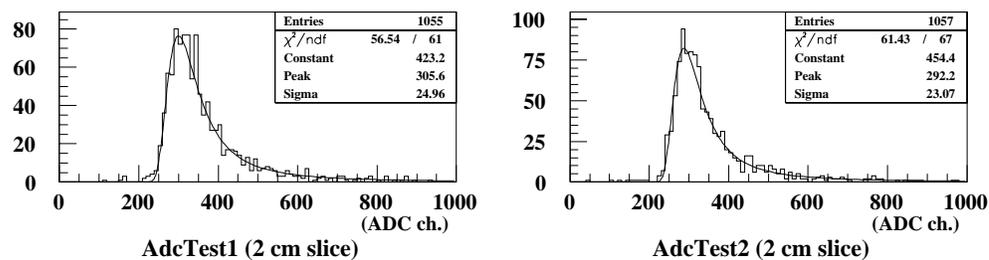


Figura 3.2: Interpolazione, per mezzo della funzione Landau del grafico dell'ampiezza del segnale ottenuto selezionando particelle che incidono in una regione di 2 cm al centro dello scintillatore.

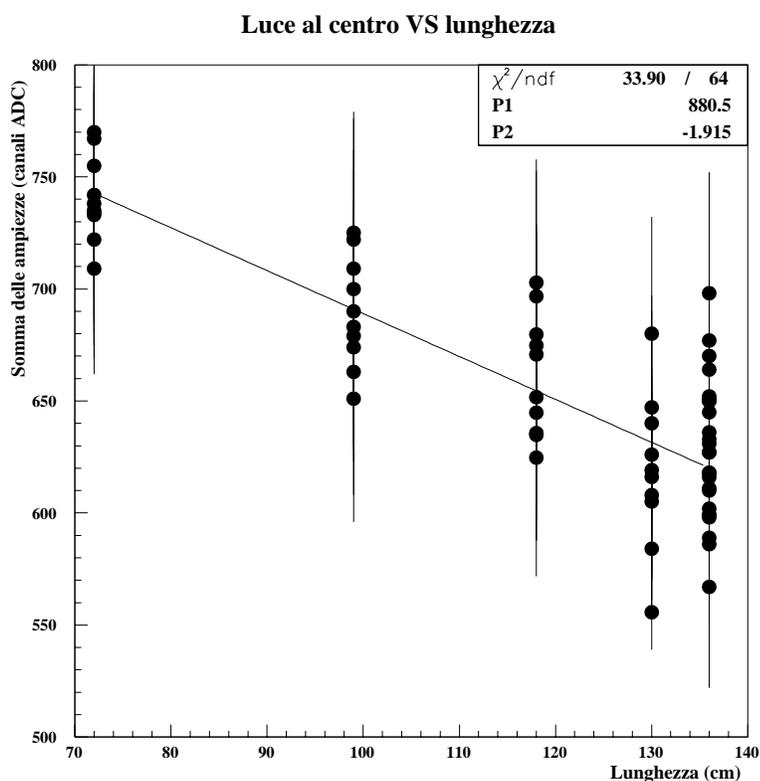


Figura 3.3: Andamento della somma delle ampiezze dei segnali raccolti ai due estremi dello scintillatore, per particelle che incidono in una porzione di 2 cm al centro, in funzione della lunghezza dello stesso.

In figura vengono confrontati contatori di differente lunghezza e, da questa, si può ricavare un'utile informazione: dividendo la somma dell'area degli impulsi per i contatori lunghi 72 cm (745 canaliADC) per la pendenza della retta (parametro $P2 = 1.915 \text{ canaliADC/cm}$) si ottiene la quantità nota come *Bulk Length* che rappresenta il valore della lunghezza di attenuazione per un blocco di materiale scintillante per il quale si trascurino completamente le riflessioni sulle pareti. Infatti, la differenza in luce raccolta tra un contatore lungo 72 cm ed uno lungo 136 cm è dovuta solamente al puro autoassorbimento del materiale scintillante e non all'effetto delle riflessioni. Tale quantità vale 389 cm compatibile con il valore di 380 cm fornito dalla ditta produttrice.

Nella prima tabella dell'Appendice 1 è riportata la somma delle ampiezze al centro per ogni scintillatore.

3.3.2 Lunghezza di attenuazione

Uno dei fenomeni che può rendere inefficiente la raccolta di luce in uno scintillatore è quello dell'*autoassorbimento*. Questo effetto è causato, innanzitutto, dalla parziale sovrapposizione dello spettro di emissione del materiale scintillante e dello spettro di assorbimento del solvente ma anche dalle perdite dovute ad impurezze superficiali che assorbono i fotoni che compiono più di una riflessione sulla superficie dello scintillatore. La curva di attenuazione (cioè l'equazione che lega l'intensità della luce raccolta alla distanza dal punto in cui incide la particella e nel quale si ha emissione di luce) può essere parametrizzata nel modo seguente:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

dove μ è chiamato *coefficiente di attenuazione*, e coincide con la somma dei due contributi μ_s (dovuto alla sovrapposizione degli spettri) e μ_g (dovuto alle distorsioni geometriche). Sperimentalmente, però, si misura l'inverso di tale coefficiente, $\lambda = 1/\mu$, che rappresenta la lunghezza dopo la quale l'intensità di luce si riduce di un fattore $1/e$ rispetto al valore I_0 iniziale. Questa, per quanto detto, dipende fortemente dallo spessore del contatore dato che un contributo all'attenuazione, deriva appunto dalle riflessioni sulle superfici.

In figura 3.4 si osserva l'interpolazione dell'ampiezza del segnale in funzione della posizione di attraversamento per la stima dei parametri di attenuazione per uno dei contatori calibrati. Nel secondo grafico di figura 3.4 sono state effettuate due differenti interpolazioni: una mediante l'equazione (3.2) che fornisce il valore di λ , e l'altra mediante un polinomio di secondo grado. Tale

29 Prod

- 11 -

Test counter attenuation length

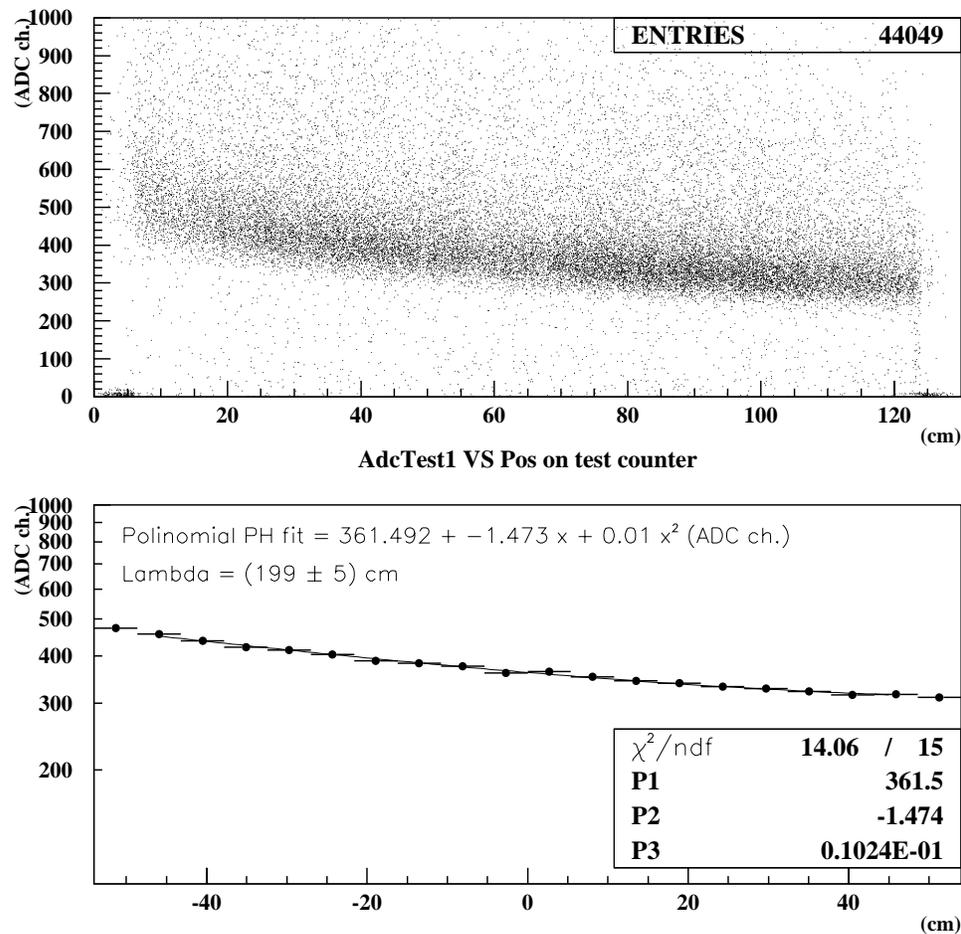


Figura 3.4: Interpolazione per mezzo di una funzione esponenziale del grafico dell'ampiezza del segnale in funzione della posizione di attraversamento. Tale interpolazione è stata effettuata in due modi: per mezzo di un'esponenziale semplice e per mezzo di una polinomiale di secondo grado.

polinomio viene poi utilizzato per effettuare le interpolazioni delle risoluzioni temporali (si veda il paragrafo 4.2.1).

In figura 3.5 è, invece, possibile osservare l'andamento della lunghezza di attenuazione in funzione della lunghezza dei contatori. Sono stati calibrati contatori di lunghezze differenti: 72 cm, 99 cm, 118 cm, 130 cm e 136 cm. Per ogni misura è stata calcolata la lunghezza di attenuazione media, ottenendo 5 valori di λ . In figura 3.5 è riportata anche l'interpolazione lineare effettuata su tali punti. Come si può osservare la lunghezza di attenuazione aumenta

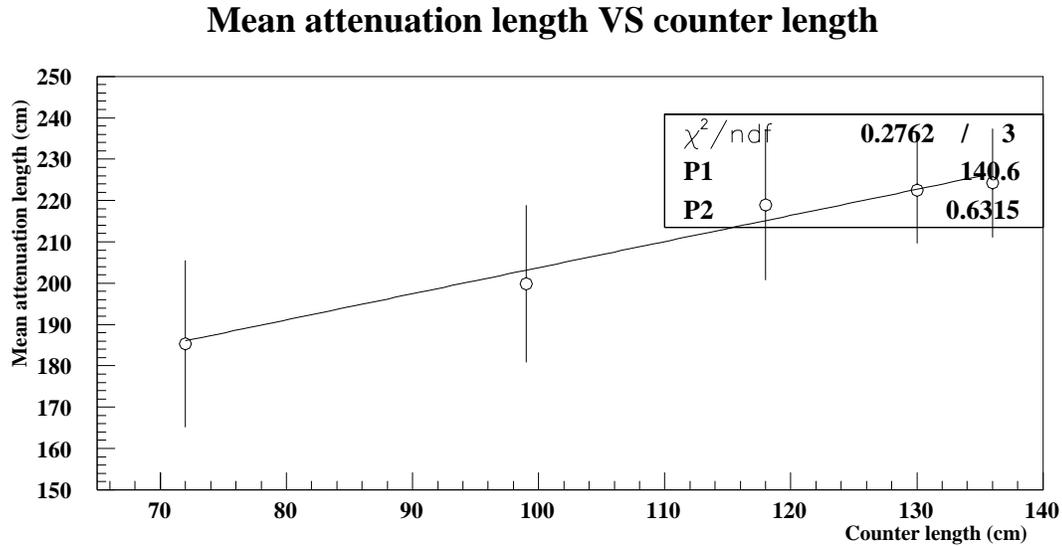


Figura 3.5: Lunghezza di attenuazione in funzione della lunghezza del contatore per i due lati di misura (per lunghezze pari a 72 cm, 99 cm, 118 cm, 130 cm e 136 cm).

al crescere della lunghezza del contatore (con un andamento del tipo $\lambda(L) = 140.6 + 0.6315 * L$, ove L indica la lunghezza del contatore e $\lambda(L)$ la lunghezza di attenuazione). Questo andamento è dovuto principalmente al fatto che all'aumentare della lunghezza, la luce che colpisce i fotomoltiplicatori è sempre più costituita da luce diretta (a causa della diminuzione dell'angolo solido "visto" dai fotomoltiplicatori). Pertanto i fotoni che vengono raccolti, nei contatori lunghi, sono attenuati più per *autoassorbimento* che per riflessione, rendendo maggiore la lunghezza d'attenuazione.

La risoluzione temporale in funzione della distanza dai fotomoltiplicatori segue, anch'essa, un andamento esponenziale del tipo:

$$\Delta t \propto e^{\frac{x}{\lambda t}} \tag{3.3}$$

dove λ_t è la lunghezza di degradazione della risoluzione temporale, ovvero quella distanza alla quale la risoluzione peggiora di un fattore $1/e$.

Una relazione interessante intercorre tra le due lunghezze λ e λ_t :

$$\lambda_t \approx 2\lambda. \quad (3.4)$$

Una interpretazione intuitiva può essere data in termini di foto-statistica: se la misura del tempo è dominata dalla statistica dei fotoelettroni, la risoluzione temporale deve dipendere dalla radice quadrata del numero di fotoelettroni. Allora, se la quantità di luce, che è proporzionale al numero di fotoelettroni, va come $e^{(x/\lambda)}$, allora la risoluzione temporale deve andare come $e^{(x/2\lambda)}$.

3.3.3 Velocità effettiva di propagazione della luce

La misura della velocità di propagazione della luce nello scintillatore è stata effettuata, in modo analogo a quanto fatto per la lunghezza d'attenuazione, utilizzando il telescopio per raggi cosmici. Infatti la velocità di propagazione viene calcolata interpolando con una retta il grafico della misura della differenza dei tempi in funzione della posizione di attraversamento della particella.

La misura della differenza di tempo fornisce un'indicazione della posizione. Infatti considerando uno scintillatore e misurando i tempi da entrambi i lati (figura 3.6), si può scrivere:

$$t_1 = t_0 + \frac{x}{v_{light}} \quad t_2 = t_0 + \frac{L-x}{v_{light}} \quad (3.5)$$

dove t_0 rappresenta il tempo di attraversamento della particella, L la lunghezza del contatore, v_{light} la velocità della luce nello scintillatore e x la posizione di attraversamento della particella.

Ora sommando e sottraendo queste due quantità e dividendo per 2 si ottiene:

$$\frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{t_0 + \frac{x}{v_{light}} + t_0 + \frac{L-x}{v_{light}}}{2} = \frac{2t_0 + \frac{L}{v_{light}}}{2} = t_0 + \frac{L}{2v_{light}}, \quad (3.6)$$

mentre sottraendo si ottiene:

$$\frac{t_2 - t_1}{2} = \frac{t_0 + \frac{L-x}{v_{light}} - (t_0 + \frac{x}{v_{light}})}{2} = \frac{L}{2v_{light}} - \frac{x}{v_{light}} \quad (3.7)$$

la quale mostra che $x = \frac{L}{2} - v_{light}\Delta t$.

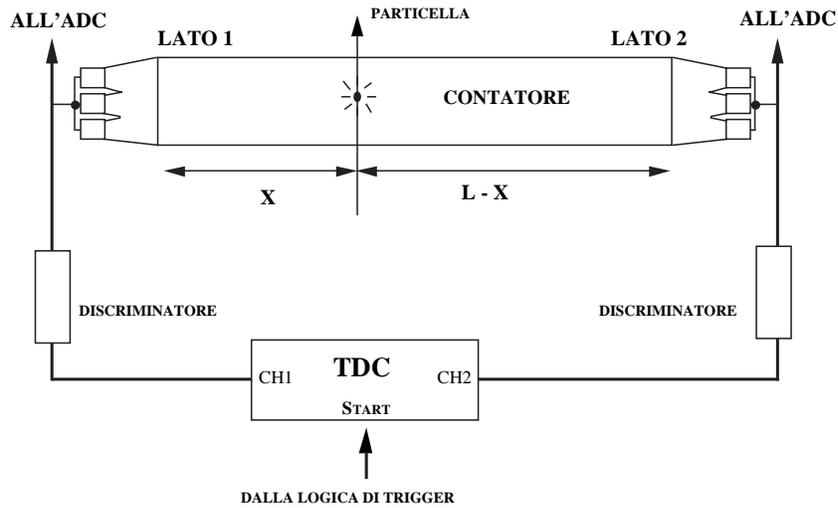


Figura 3.6: Metodo di misura dei tempi in un contatore a scintillazione.

In figura 3.7 si può notare l'interpolazione dei dati i cui tempi sono già corretti per l'effetto noto come *Amplitude Walk* (si veda il paragrafo 3.3.4) di un contatore. La velocità della luce è il reciproco della pendenza fornita dall'interpolazione.

In figura 3.8 si può notare l'andamento della velocità di propagazione della luce in funzione della lunghezza dei contatori. Anche l'andamento di questa quantità è dovuto allo stesso fenomeno già visto per la lunghezza di attenuazione. Per i contatori più lunghi la luce raccolta da un lato, risulta composta dai fotoni che hanno subito poche riflessioni (in quanto a distanza elevata dal punto di raccolta i fotoni che subiscono molte riflessioni hanno alta probabilità di essere assorbiti). Perciò la misura del tempo fornisce grandezze minori, e quindi velocità più alte, in quanto viene calcolata su fotoni che hanno compiuto cammini più brevi (senza riflessioni).

3.3.4 Correzioni di *Amplitude Walk*

Quando si discrimina un segnale analogico occorre correggere i tempi per tener conto del tempo richiesto dal segnale analogico per superare la soglia di discriminazione (correzioni *Time Walk*, o anche correzioni di *Slewing*).

Come mostra la figura 3.9 considerati due segnali S_1 ed S_2 di ampiezza differente che oltrepassano la medesima soglia di discriminazione e che partono

29 Prod

- 9 -

Light speed (test counter LOW - Slewing)

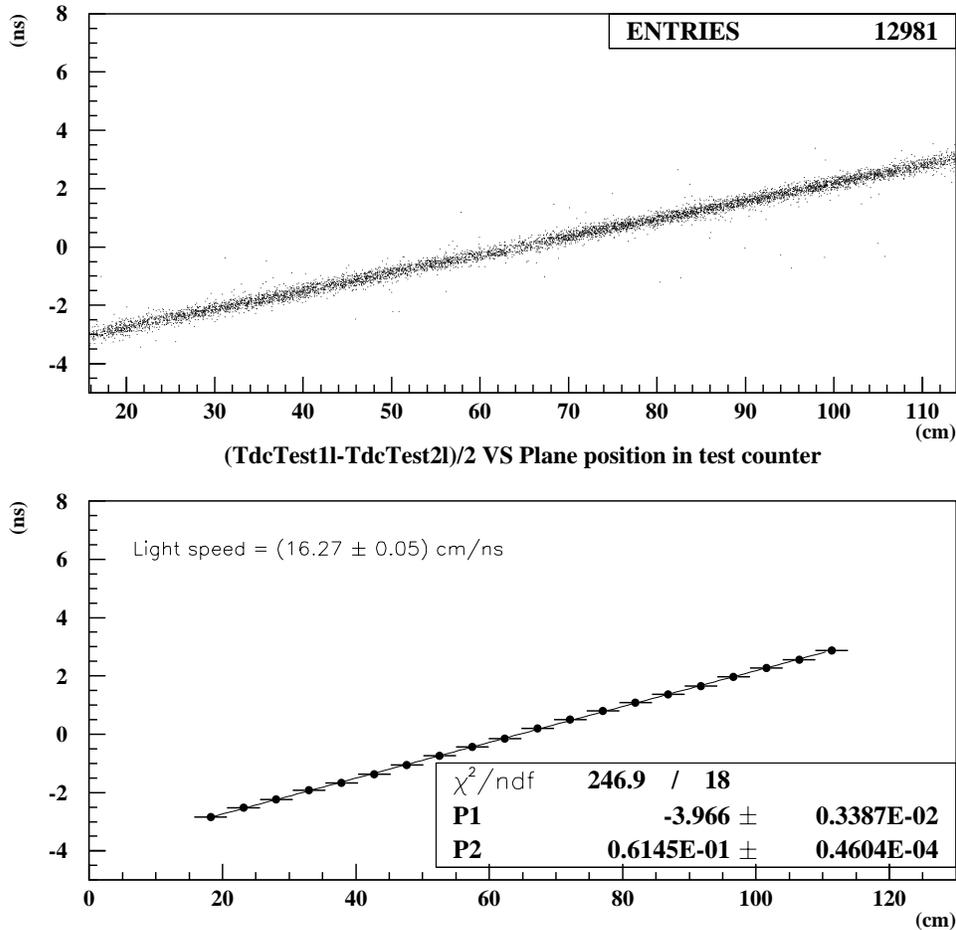


Figura 3.7: Interpolazione dei dati per la misura sperimentale della velocità della luce nello scintillatore.

allo stesso tempo (t_0 in figura) e con uguale velocità di salita, il segnale più ampio (S_1) supera la soglia in anticipo rispetto al segnale meno ampio (S_2). I due segnali digitali, che vengono successivamente utilizzati per la misura di tempo, sono quindi in ritardo rispetto all'effettivo arrivo del segnale. L'errore sulla misura del tempo è tanto più grande quanto più grande è la differenza tra

Light speed VS counter length

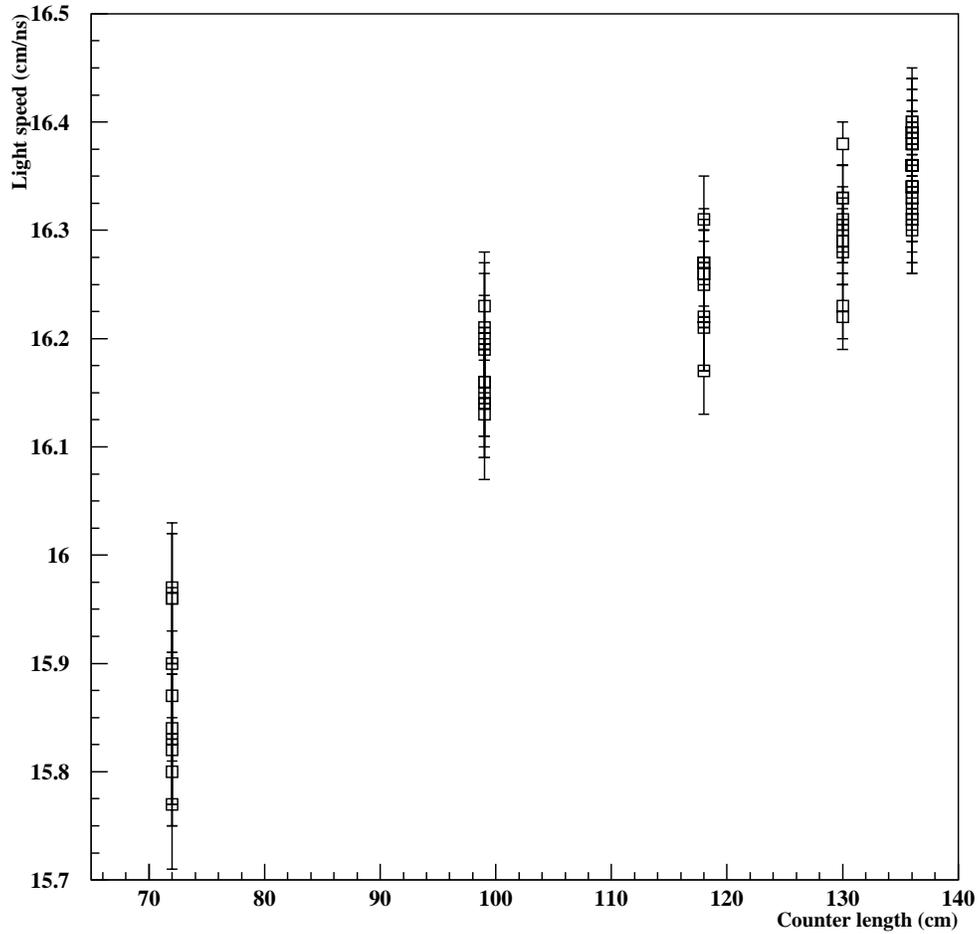


Figura 3.8: Velocità sperimentale della luce nello scintillatore in funzione della lunghezza dei contatori.

le due ampiezze. In fase di analisi dei dati, questo effetto si può correggere, in modo empirico, utilizzando la lettura della carica (oppure dell'ampiezza) del segnale.

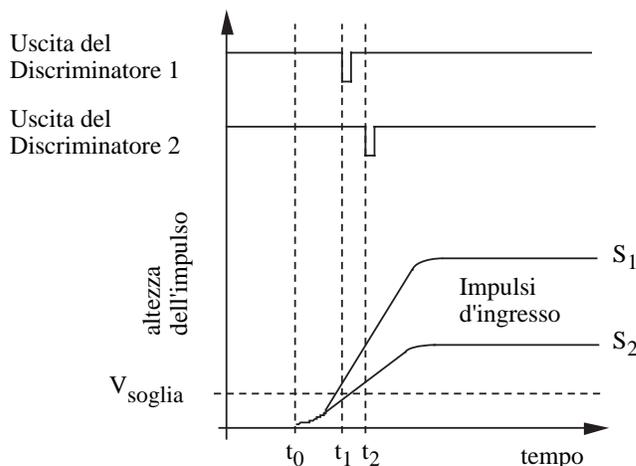


Figura 3.9: Effetto dell'*amplitude-walk* quando si discriminano due segnali analogici aventi differente ampiezza. Segnali con stesso tempo di salita superano in tempi diversi la soglia di discriminazione. Si è indicato con t_0 il tempo in cui è avvenuto l'evento, e con t_1 e t_2 i tempi misurati dai segnali digitali.

Uno dei metodi utilizzati per effettuare la correzione ha la seguente forma:

$$T'_i = T_i - a_i Q_i^{-b_i} \quad (3.8)$$

dove T_i è il tempo misurato partendo dai segnali digitali (con un modulo CAMAC noto col nome di Time to Digital Converter) e Q_i è l'ampiezza misurata con un ADC. Si utilizza, in genere, $b_i = 0.5$.

Un'altro metodo di correzione ha la seguente forma:

$$T'_i = T_i - a_i \ln(Q_i). \quad (3.9)$$

Per l'analisi dei dati a parità di fotomoltiplicatori, è stato scelto il primo metodo di correzione. Successivamente, per l'analisi dei contatori in versione definitiva è stato scelto il secondo metodo in quanto sembra correggere meglio, a parità di dati, l'effetto del Time Walk⁵.

Le costanti a_i sono da calcolarsi empiricamente. Il metodo utilizzato consiste nell'interpolare il grafico del tempo, a cui viene sottratto il tempo t_0 della

⁵Lo scopo della correzione, infatti, è quello di minimizzare la larghezza della distribuzione gaussiana data da $\Delta T = (T'_1 - T'_2)/2$. In questo modo, è stato osservato che il secondo metodo sembra correggere meglio i dati.

(3.5), in funzione del logaritmo della carica. Il valore della costante moltiplicativa della x nel polinomio di primo grado utilizzato per l'interpolazione è proprio quello cercato per a_i .

In figura 3.10 si nota un'esempio di questa interpolazione che fornisce, in questo caso, un valore per a_1 di circa $-0.6310 \frac{ns}{\log pC}$.

29 Prod

- 7 -

Slewing correction constants

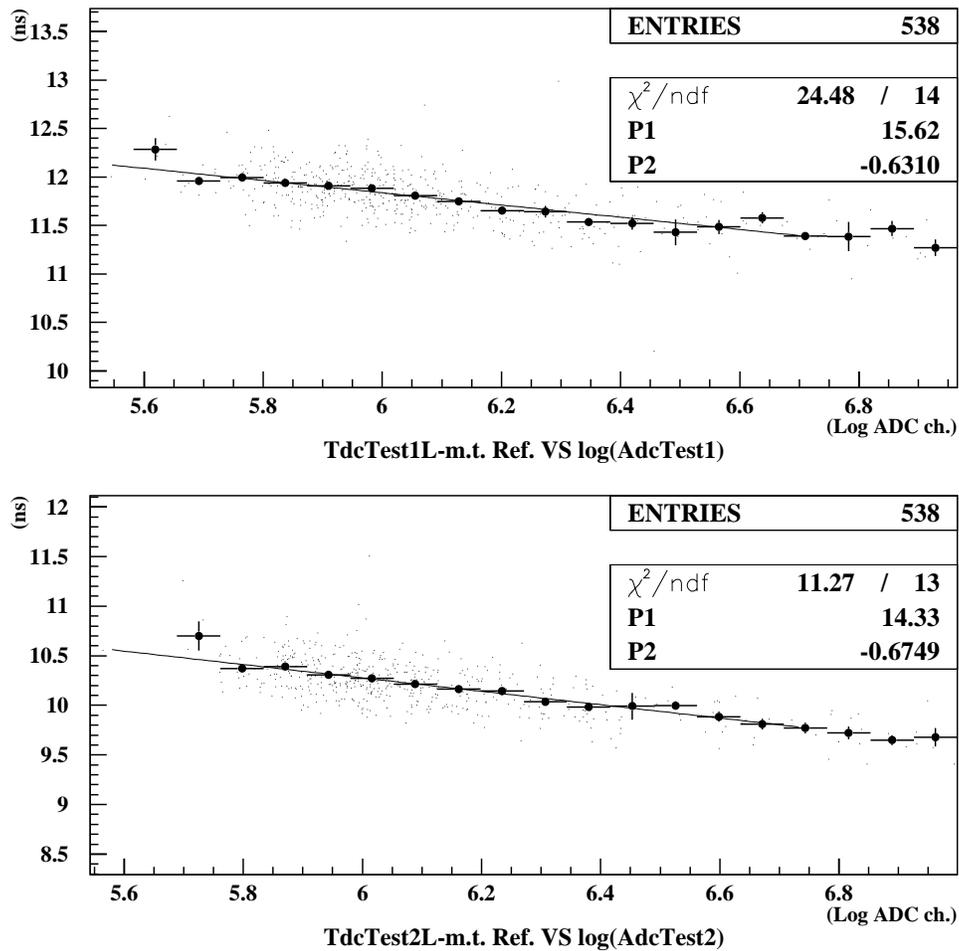


Figura 3.10: Interpolazione dei dati effettuata per ricavare empiricamente il valore delle costanti per le correzioni di Slewing.

3.4 Scelta del punto di lavoro dei fotomoltiplicatori

Una volta effettuato il montaggio è stato necessario decidere a quale tensione far lavorare i fotomoltiplicatori per avere le migliori prestazioni.

È stato scritto, a questo scopo, un programma di simulazione MonteCarlo [23], [24], con lo scopo di studiare l'effetto della variazione del guadagno e della tensione di alimentazione sulle risoluzioni temporali (la variazione della tensione di alimentazione influenza il tempo di transito degli elettroni nei fotomoltiplicatori [25], [26]). Le conclusioni a cui si arriva sono le seguenti:

- Il tempo di salita e di discesa del segnale fornito dallo scintillatore contribuiscono alla risoluzione temporale del contatore, comportando una debole dipendenza della risoluzione temporale dal tempo di transito e dalle fluttuazioni dello stesso.
- La risoluzione temporale dipende dal guadagno dei fotomoltiplicatori. A parità di guadagno ed aumentando la soglia di discriminazione si ottiene un debole effetto sulla risoluzione temporale. Questa peggiora molto all'aumentare della soglia quando il guadagno dei tre fotomoltiplicatori non è lo stesso (il MonteCarlo fornisce un peggioramento della risoluzione di circa 20 *ps* per soglie di circa 2 fotoelettroni e di circa 50 *ps* per soglie di 10-12 fotoelettroni).
- La miglior risoluzione temporale la si ottiene accoppiando direttamente i fotomoltiplicatori agli estremi dello scintillatore. Nonostante questo le guide di luce sono necessarie per adattare le differenti superfici di contatto.
- La risoluzione per un contatore lungo 100 *cm* con 3 fotomoltiplicatori per lato è stimata in circa 80 *ps* e dipende leggermente dalla soglia impostata sull'elettronica di Front End e dal punto di impatto della particella.

In conclusione è meglio scegliere tensioni di alimentazione che forniscano il medesimo guadagno dei fotomoltiplicatori e non lavorare a parità di tensione di alimentazione.

È stata, quindi, seguita la seguente procedura di calibrazione:

- Si sono calibrati i soli fotomoltiplicatori per mezzo di un fotodiodo in una cassa a tenuta di luce. In questo modo è stato stimato il guadagno e la tensione di lavoro per ottenere un guadagno di 2×10^6 ;

- successivamente sono stati montati i contatori scegliendo per ogni lato gruppi di 3 fotomoltiplicatori che avessero tensioni di lavoro molto vicine (in questo modo si minimizza anche l'effetto sulla risoluzione dovuto al differente tempo di transito);
- sono state, poi, ricontrollate le equalizzazioni dei fotomoltiplicatori misurandone la risposta dopo il montaggio sullo scintillatore;
- si è verificata la misura del guadagno mediante fotodiodo applicato direttamente al contatore⁶.

Per quello che riguarda questo capitolo, si trattano gli ultimi due punti: equalizzazione e misura del guadagno in configurazione definitiva.

Per l'equalizzazione in risposta si è adottato il seguente metodo: si è acceso un fotomoltiplicatore alla volta e se ne è letto il segnale per circa un migliaio di eventi (utilizzando sempre il telescopio a LST). Successivamente si è aumentata o diminuita la tensione finchè tutti i fotomoltiplicatori fornivano un segnale di circa 300 *mV* di picco, cioè circa 400 canali di ADC (1 canale di ADC, pari a circa 0.25 *pC*, corrisponde a circa 0.8 – 0.9 *mV*, quantità misurata sperimentalmente e che dipende dalla larghezza del segnale integrato e dal carico su cui si chiude il segnale).

I dati ottenuti sono riportati in Appendice 2, dove sono riportate le tensioni di equalizzazione per ogni singolo fotomoltiplicatore di ogni contatore, entrambi identificati con un numero.

3.4.1 Misura del guadagno mediante fotodiodo

Per controllare il funzionamento di ogni singolo fotomoltiplicatore del TOF è stato montato su ogni contatore un fotodiodo che viene impulsato da una sezione dell'elettronica posta sulle schede di alimentazione di alta tensione dei fotomoltiplicatori stessi. Questo modulo può venire pilotato in due modi differenti: mediante *SMC* (un modulo di Slow Control il cui scopo principale è quello di controllare gli alimentatori per i fotomoltiplicatori e che viene controllato direttamente dalla CPU di *AMS*) e mediante un impulso esterno. Dato che il calcolatore centrale di *AMS* non era ancora montato, e quindi il suo sistema di controllo Hardware e Software non era ancora disponibile, si è impulsato il fotodiodo con comando esterno. In figura 3.11 si riporta l'elettronica utilizzata per la calibrazione. Il segnale denominato *Vset Pulse* viene dapprima

⁶Tale fotodiodo è stato inserito su ogni contatore e permette di controllare in ogni momento il corretto funzionamento dei fotomoltiplicatori e di effettuare la calibrazione dei fotomoltiplicatori.

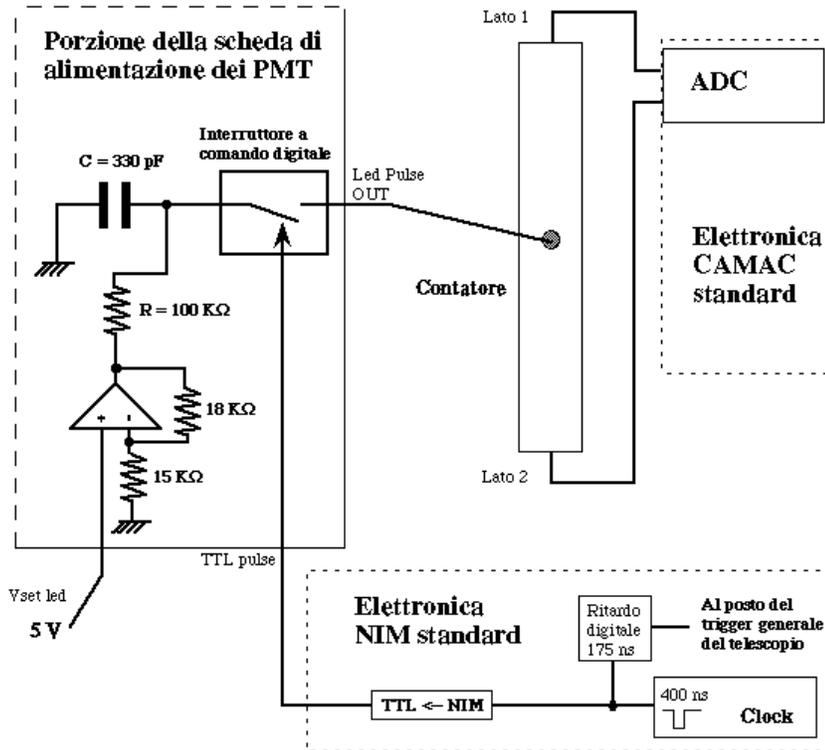


Figura 3.11: Circuito utilizzato per la calibrazione con fotodiiodo. È rappresentata la parte presente sulle schede di alimentazione dei fotomoltiplicatori, la parte NIM e CAMAC esterna utilizzata per il trigger e la lettura dei segnali dei contatori. Il segnale in basso a destra è da inviare al posto del Trigger generale del Telescopio (si veda a pagina 41 per lo schema completo dell'elettronica di readout).

amplificato di circa un fattore 2.2 e poi viene utilizzato per mantenere carico il condensatore C . Questo viene scaricato sul fotodiiodo quando viene inviato un impulso *TTL* attivo alto all'interruttore digitale. Il segnale *Vset Pulse* normalmente arriva dall'*SMC* ma in questo caso veniva fornito dall'esterno mediante un piccolo alimentatore stabilizzato regolabile da 0 V a 5 V.

Per le calibrazioni si è impulsato il fotodiiodo a tensioni differenti, cercando di scegliere valori di tensione che permettessero di ottenere il maggior numero di letture possibili di ADC entro la scala.

Sono state effettuate misure differenti con l'impulsatore, accendendo dapprima un solo fotomoltiplicatore per volta e successivamente accendendoli tut-

ti. In questo ultimo caso è stato misurato anche una sorta di guadagno mediato dei tre fotomoltiplicatori.

Come è possibile vedere in [27], la risposta di un fotomoltiplicatore è data da:

$$R = GN \quad (3.10)$$

dove G è il fattore di moltiplicazione (guadagno) ed N è il numero di fotoelettroni prodotti dal fotocatodo. Per calcolare la varianza di tale risposta, si somma in quadratura il rumore elettronico e l'incertezza statistica:

$$\sigma_R^2 = (G\sqrt{N})^2 + N\sigma_s^2 + \sigma_e^2 \quad (3.11)$$

dove $G\sqrt{N}$ tiene conto della statistica poissoniana di fotoemissione del fotodiodo, $\sqrt{N}\sigma_s$, tiene conto della varianza sulla risposta ad un singolo fotoelettrone e σ_e è il rumore elettronico.

Dalla (3.11), definendo

$$\delta_s = \frac{\sigma_s}{G} \quad (3.12)$$

si ottiene la seguente espressione

$$\sigma_R^2 = G(1 + \delta_s^2)R. \quad (3.13)$$

L'espressione (3.13) indica che il quadrato della deviazione standard della risposta è legato alla risposta stessa per mezzo di un fattore che vale $G(1 + \delta_s^2)$ (il valore di δ_s può essere definito come la risoluzione della risposta di singolo fotoelettrone).

Le calibrazioni sono state effettuate interpolando con una retta il grafico contenente sulle ascisse il valore dei picchi $\mu_{V_{led}}$ ottenuti a differenti valori di tensione del fotodiodo ed in ordinata i corrispondenti valori di $\sigma_{V_{led}}^2$. La pendenza di questa retta fornisce la misura del guadagno misurato del fotomoltiplicatore moltiplicato per il fattore $(1 + \delta_s^2)$.

Il valore di δ^2 , stimato da misure su diversi esemplari di fotomoltiplicatore *R5900*, e usato nel seguito, è 0.9 [28].

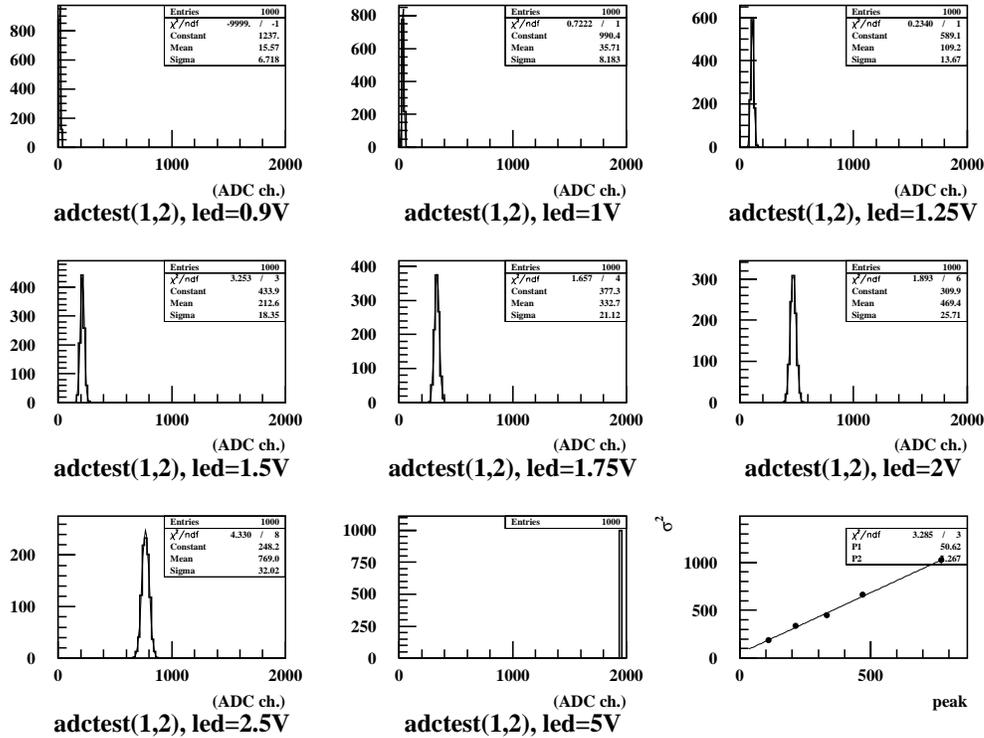
In figura 3.12 si riporta un'esempio di calibrazione eseguita per uno dei fotomoltiplicatori. In questo caso si ottiene un guadagno, alla tensione di equalizzazione di 800 V, di circa $(1.09 \pm 0.03) \times 10^6$ (grafico in basso a destra).

Tutti i guadagni misurati sperimentalmente sono poi stati confrontati con quelli forniti dall'Hamamatsu (opportunamente estrapolati per calcolarne il valore alla tensione di lavoro fornita dall'equalizzazione dato che sono forniti tutti a 800 V). In figura 3.13 si può notare che la pendenza della retta è pari a

29 LED (Posiz. B)

- 3 -

Pulse heights side 1, pm=3



$$\text{Gain (PM = 3)} = (1.09 \pm 0.03) \times 10^6$$

Figura 3.12: Calibrazione di un fotomoltiplicatore mediante fotodiode.

circa 0.5. Tale valore é dovuto al fatto che la casa costruttrice fornisce il valore del guadagno ottenuto come rapporto fra la corrente anodica e la corrente catodica del fotomoltiplicatore e, in questo modo, il guadagno fornito dalla Hamamatsu non é corretto per $(1 + \delta^2)$.

- 5 -

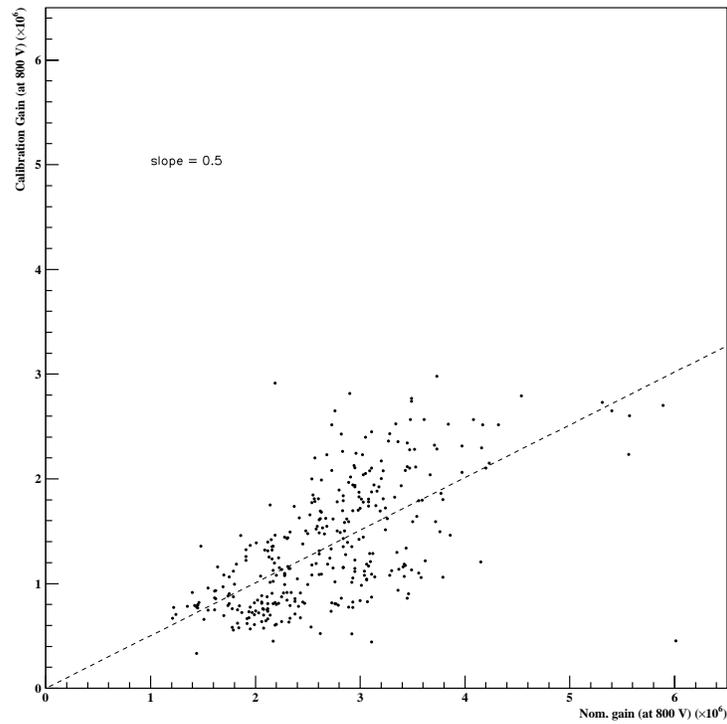


Figura 3.13: Confronto tra il guadagno nominale (fornito dall'Hamamatsu) con quello misurato in fase di calibrazione.

Capitolo 4

Studio della risoluzione temporale dei contatori

In questo capitolo si analizza il problema della misura della risoluzione temporale dei contatori a scintillazione e si mostrano i differenti tipi di correzioni che sono state apportate per ottenere la misura della risoluzione temporale.

4.1 Tecnica del Tempo di Volo

La misura del Tempo di Volo mira all'identificazione delle particelle che colpiscono il rivelatore.

Uno dei metodi che permettono di identificare le particelle cariche è quello dello spettrometro magnetico a Tempo di Volo. Le particelle elettricamente cariche vengono contate da un contatore C_1 (si veda la figura 4.1), analizzate e tracciate dal magnete M e contate di nuovo dal contatore C_2 . Con questo apparato è possibile calcolare due differenti quantità: l'impulso, dato dalla curvatura della traiettoria nel campo magnetico generato dal magnete, e la velocità ottenuta come differenza dei tempi di arrivo dei due contatori ($C_2 - C_1$) nota la distanza tra C_1 e C_2 .

Il momento può essere calcolato nel modo seguente: una particella con carica q , avente impulso \vec{p} immersa in un campo magnetico \vec{B} diretto perpendicolarmente alla velocità \vec{v} , è soggetta alla forza di Lorentz, avente intensità

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

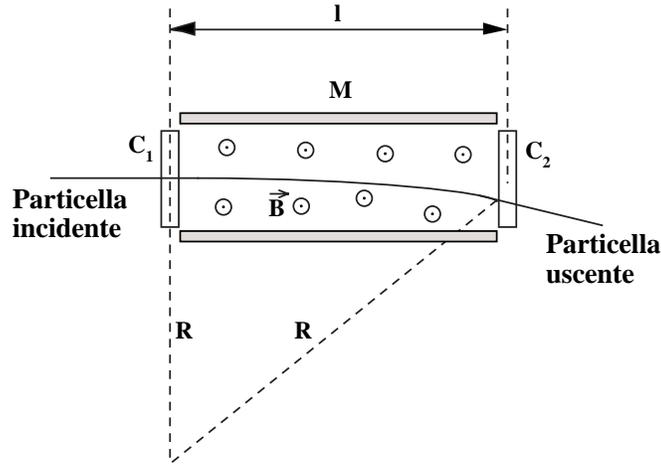


Figura 4.1: Spettrometro a tempo di volo. Il campo magnetico è entrante, e la particella, con carica negativa, incide da sinistra verso destra. R è definito come il raggio di curvatura della traiettoria.

e, pertanto, descrive un arco di circonferenza di raggio R tale che¹:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad (4.2)$$

per \vec{B} perpendicolare a \vec{v} .

Semplificando \vec{v} da ambo i lati e scrivendo $p = mv$ nella 4.2 si ottiene:

$$p = qBR. \quad (4.3)$$

Pertanto, per identificare correttamente la particella occorre conoscerne la velocità v ed il valore assoluto della carica elettrica q .

La misura del valore assoluto della carica elettrica si può effettuare misurando la quantità dE/dx indicante la quantità di energia persa dalla particella nell'interazione con il materiale del rivelatore (che, come visto nel paragrafo 3.1.1 è proporzionale al quadrato della carica elettrica). Tale misura può essere effettuata dai due contatori C_1 e C_2 in figura 4.1, o, come nel caso di *AMS*, dal Tracker al silicio.

La misura della velocità della particella viene effettuata, invece, dal sistema per la misura del Tempo di Volo ed è necessaria per separare particelle aventi lo

¹Questa è, in realtà, una formula classica, valida però anche relativisticamente.

stesso valore assoluto della carica. Nel caso di *AMS*, tale misura é di notevole importanza in quanto occorre separare antiprotoni dall'elevato fondo costituito da elettroni (si stima che per ogni antiprotone rivelato si osserveranno circa 10^3 elettroni).

Analizzando il caso di particelle aventi carica unitaria ($q = 1$) ed introducendo opportuni coefficienti di conversione si può scrivere:

$$p(\text{GeV}/c) = 0.30R(m)B(T). \quad (4.4)$$

Pertanto, noto il raggio di curvatura e l'intensità del campo magnetico si può ottenere la misura dell'impulso.

Noto l'impulso ed il tempo di volo si può scrivere (utilizzando formule relativistiche):

$$\begin{cases} p = mv\gamma \\ t = l/v. \end{cases} \quad (4.5)$$

Dal sistema (4.5) si ottiene:

$$m = p/v\gamma = pt/l\gamma = \frac{pt}{l} \sqrt{1 - \frac{l^2}{t^2 c^2}} \quad (4.6)$$

perciò misurato l'impulso ed il tempo di percorrenza (TOF), nota la distanza l è possibile misurare la massa della particella.

Dalla seconda uguaglianza del sistema (4.5) e scrivendo $v = \beta c$, si ottiene che per separare correttamente due particelle cariche con uguale momento e massa diversa, si può misurare il Tempo di Volo per una lunghezza di volo l , che è data dalla seguente relazione:

$$\Delta t = \frac{l}{\beta_1 c} - \frac{l}{\beta_2 c} = \frac{l}{c} \left(\sqrt{1 + \frac{m_1^2 c^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2 c^2}{p^2}} \right). \quad (4.7)$$

Come si può notare, la (4.7) per $p^2 \gg m^2 c^2$, diventa:

$$\Delta t \approx \frac{lc(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2} \quad (4.8)$$

da cui

$$(m_1^2 - m_2^2) \approx \frac{2p^2}{lc} \Delta t. \quad (4.9)$$

Quest'ultima equazione mostra che fissata la lunghezza l , è possibile distinguere due particelle di massa m_1 ed m_2 aventi uguale momento p , solo se

si riesce a “risolvere” il Tempo di Volo al meglio di Δt . Fissata la lunghezza l (90 cm nel caso di *AMS*) e la risoluzione temporale σ_{TOF} del sistema di misura del Tempo di Volo, è possibile distinguere particelle aventi massa m e momento p da protoni ($M_p = 938 \text{ MeV}$), con un livello di confidenza del 95%, se $(M_p^2 - m^2) \geq \frac{2p^2}{lc} 2 \sigma_{TOF}$. In figura 4.2 è possibile osservare tre differenti limiti di misura, corrispondenti a σ_{TOF} di 100 ps, 120 ps e 150 ps.

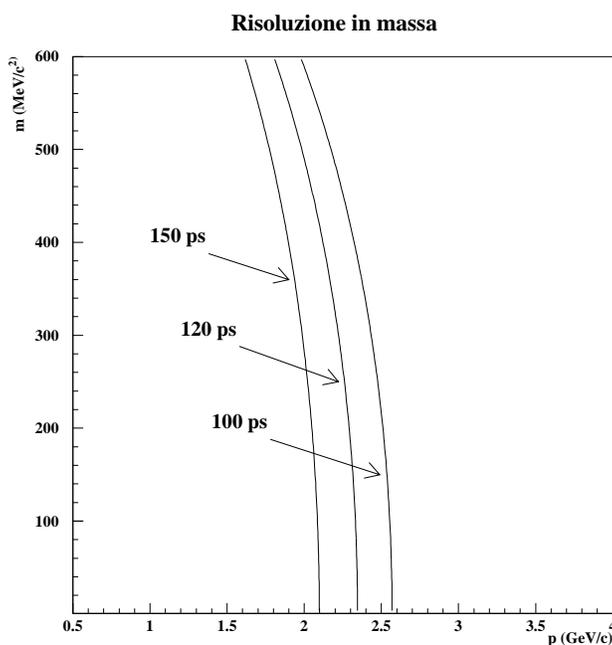


Figura 4.2: Limiti fisici di risoluzione in massa. È possibile distinguere solo particelle con massa m e momento p a sinistra della curva indicante la risoluzione temporale del sistema di misura. Sono riportate sull’asse delle ascisse il momento p (in GeV/c) e sull’asse delle ordinate la massa m (in GeV/c^2) della particella che si vuole distinguere dal protone.

Perciò, utilizzando unicamente il sistema di tempo di volo di *AMS* (avente una risoluzione sul tempo di volo di circa 100 – 110 ps), è possibile separare particelle più leggere da protoni fino a momenti di circa 2 – 2.5 GeV/c .

4.2 Analisi della risoluzione temporale

Per la misura della risoluzione nel tempo di volo sono stati utilizzati, oltre al telescopio per Raggi Cosmici, anche un contatore a scintillazione denominato *contatore di riferimento* (facente parte del telescopio) ed un contatore di test. Sono stati misurati, come già descritto, i tempi di arrivo dei segnali, riferiti al lato 2 del contatore di riferimento, e le pulse height (carica raccolta) di ogni lato del contatore. Il telescopio fornisce le posizioni di impatto e la direzione di attraversamento della particella.

Per la misura del tempo e della carica degli scintillatori è stata utilizzata elettronica standard CAMAC e NIM. Solo in seguito è stato integrato, nell'elettronica di readout, uno dei primi prototipi della scheda *SFET*, la scheda utilizzata su *AMS* per acquisire le ampiezze e i tempi di arrivo dei segnali. In questo modo è stato possibile effettuare un confronto tra l'elettronica CAMAC-NIM standard e l'elettronica spaziale utilizzata per la realizzazione della scheda SFET.

Come già accennato, tutti i tempi sono riferiti al tempo di arrivo del segnale sul lato 2 del contatore di riferimento: questo è dovuto al fatto che il segnale di Trigger è ottenuto eseguendo l'AND dei due lati del contatore di riferimento (che deve essere confermato dalla coincidenza dei due trigger dei piani) e il lato 2 dello stesso è stato opportunamente ritardato di circa 16 ns (superiori al tempo di transito del segnale all'interno dello scintillatore). In questo modo, il segnale del lato 2 del contatore è l'ultimo che giunge all'ingresso della porta AND. Pertanto l'uscita di tale porta diviene attiva solo quando il lato 2 giunge all'ingresso ed è, quindi, sempre correlata al segnale del lato 2 del contatore di riferimento. Tutti i segnali vengono poi ritardati (si veda, per chiarimenti, il paragrafo 2.5) utilizzando una catena di ritardo da 120 ns ed inviati al *TDC* che effettua la misura di tempo.

Il segnale del lato 2 del contatore di riferimento giunge sul TDC sempre nello stesso tempo e la misura del tempo, fornito dal TDC, dovrebbe essere costante, entro il jitter dovuto al rumore dell'elettronica NIM e CAMAC. Perciò interpolando con una funzione gaussiana lo spettro dei tempi misurato sul lato 2 del contatore di riferimento è possibile ottenere una stima della quantità di rumore presente su tale elettronica. Tale stima fissa il rumore sull'elettronica standard NIM-CAMAC a $50 - 60\text{ ps}$.

Il segnale di Start del TDC è correlato con il tempo del lato 2 di tale contatore. Pertanto per ottenere la misura dei tempi di arrivo degli altri segnali, è necessario sottrarre questa quantità a tutti gli altri tempi.

Questa operazione può non sembrare particolarmente utile, dato che tale tempo è costante al meglio di $50 - 60 \text{ ps}$, ma, come si vedrà successivamente, è necessaria.

Definite le seguenti quantità:

t_0 = Tempo arbitrario rispetto al quale sono riferiti tutti i tempi;

Θ = angolo di incidenza della particella riferito alla normale sui piani;

$T_{i,j}$ = Tempo di arrivo (riferito a t_0) del segnale: i indica il contatore (r per riferimento e t per test) mentre j indica il lato (lato 1 o lato 2);

$TDC_{i,j}$ = Tempo misurato dal TDC per il segnale raccolto nel contatore i sul lato j ;

$TS_{i,j}$ = Errore sul tempo per l'Amplitude Walk già descritto nel paragrafo 3.3.4;

v_i = Velocità della luce misurata all'interno del contatore i (test o riferimento);

D = Distanza tra i due contatori (misurata al centro);

L_t, L_r = Lunghezza dei contatori (test e riferimento);

$Track$ = Lunghezza della traccia percorsa dalla particella;

$ADC_{i,j}$ = Carica raccolta sul contatore i dal lato j ;

$Delay$ = Ritardo applicato al segnale prima di giungere all'elettronica di misura;

$Delay_{Trigger}$ = Ritardo dovuto alla formazione del segnale di Trigger.

Il TDC fornisce le misure di $TDC_{r,1}$, $TDC_{r,2}$, $TDC_{t,1}$, $TDC_{t,2}$ mentre l'ADC fornisce le misure di $ADC_{r,1}$, $ADC_{r,2}$, $ADC_{t,1}$, $ADC_{t,2}$.

Definita x_1 la posizione di attraversamento sul contatore di test, come si vede in figura 4.3, si può scrivere:

$$\begin{aligned}
 T_{t,1} &= t_0 + \frac{x_1}{v_t} + TS_{t,1} \\
 T_{t,2} &= t_0 + \frac{L_t - x_1}{v_t} + TS_{t,2} \\
 T_{r,1} &= t_0 + \frac{Track}{\beta c} + \frac{x_2}{v_r} + TS_{r,1} \\
 T_{r,2} &= t_0 + \frac{Track}{\beta c} + \frac{L_r - x_2}{v_r} + TS_{r,2}.
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

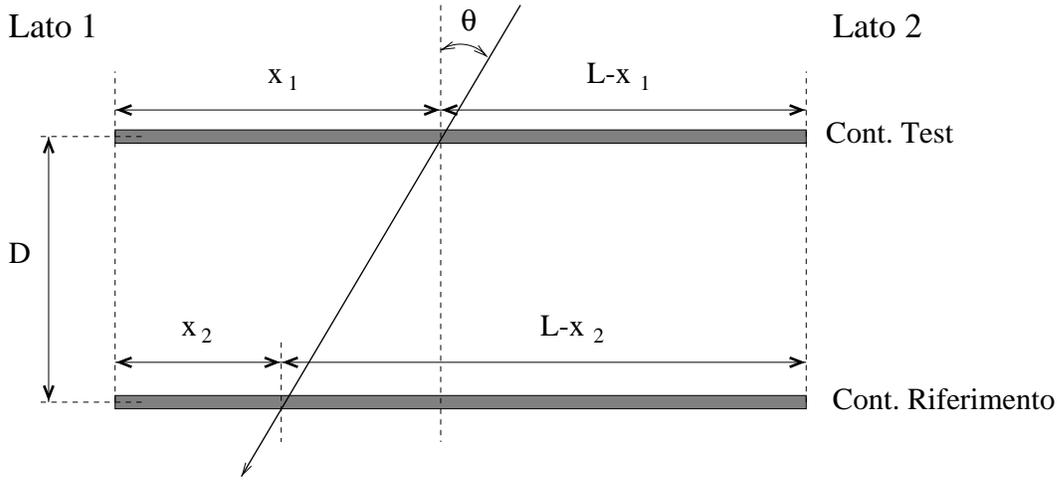


Figura 4.3: Definizione delle variabili per lo studio del tempo di volo.

Il TDC misura i tempi riferiti al tempo di arrivo del lato 2 del contatore di riferimento, pertanto, si ottiene:

$$\begin{aligned}
 TDC_{t,1} &= t_0 + \frac{x_1}{v_t} + Ts_{t,1} + Delay - T_{r,2} \\
 TDC_{t,2} &= t_0 + \frac{L_t - x_1}{v_t} + Ts_{t,2} + Delay - T_{r,2} \\
 TDC_{r,1} &= t_0 + \frac{Track}{\beta c} + \frac{x_2}{v_r} + Ts_{r,1} + Delay - T_{r,2} \\
 TDC_{r,2} &= -Delay_{Trigger} + Delay
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

in quanto il lato 2 del contatore di riferimento fornisce il trigger ed il suo tempo risulta sottratto ad ogni altro tempo che viene misurato con il TDC.

Sostituendo la quantità $T_{r,2}$ nella penultima espressione delle equazioni (4.11), si può scrivere per $TDC_{r,1}$:

$$TDC_{r,1} = 2 \frac{x_2}{v_r} - \frac{L_r}{v_r} + Ts_{r,1} - Ts_{r,2} + Delay \tag{4.12}$$

Eseguendo la semisomma dei tempi dei due lati dello stesso contatore, ed utilizzando per $TDC_{r,1}$ l'espressione appena calcolata, si ottiene:

$$\begin{aligned}
 \frac{TDC_{t,1} + TDC_{t,2}}{2} &= t_0 + \frac{L_t}{2 v_t} + \frac{T s_{t,1} + T s_{t,2}}{2} - \frac{Track}{\beta c} - \frac{L_r}{v_r} + \frac{x_2}{v_r} - T s_{r,2} + K_t \\
 \frac{TDC_{r,1} + TDC_{r,2}}{2} &= \frac{x_2}{v_r} - \frac{L_r}{2 v_r} + \frac{T s_{r,1} - T s_{r,2}}{2} + K_r
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

ove K_r e K_t indicano costanti additive (somma di ritardi).

Come si vede dalle equazioni (4.13) il tempo di volo, cioè la quantità $\frac{Track}{\beta c}$, si ottiene come differenza delle due semisomme (Mean Time), dopo aver corretto tutti i tempi per l'effetto Amplitude Walk (e sottraendo, quindi, ad ogni tempo le quantità $Ts_{i,j}$). Infatti, dopo tale correzione, si può scrivere:

$$\begin{aligned} MeanT_t &= \frac{TDC_{t,1}+TDC_{t,2}}{2} = \frac{L_t}{2 v_t} - \frac{Track}{\beta c} - \frac{L_r}{v_r} + \frac{x_2}{v_r} + K_t \\ MeanT_r &= \frac{TDC_{r,1}+TDC_{r,2}}{2} = \frac{x_2}{v_r} - \frac{L_r}{2 v_r} + K_r \end{aligned} \quad (4.14)$$

e, calcolando il Tempo di Volo, (differenza dei Mean Time):

$$\Delta T_{TOF} = \frac{TDC_{t,1} + TDC_{t,2}}{2} - \frac{TDC_{r,1} + TDC_{r,2}}{2} = \frac{L_t}{2 v_t} - \frac{L_r}{2 v_r} - \frac{Track}{\beta c} + K. \quad (4.15)$$

Dall'equazione 4.15 si vede che la differenza dei Mean Time è pari al tempo di volo più tre costanti (due lunghezze dei contatori divise per il doppio della corrispondente velocità di propagazione e somma dei ritardi).

Il Tempo di Volo è stato calcolato nel modo seguente, partendo dalle quantità fornite dal TDC:

$$\Delta T_{tof} = \frac{TDC_{t,1} + TDC_{t,2}}{2} - \frac{T_{s_{t,1}} + T_{s_{t,2}}}{2} - \frac{TDC_{r,1} + TDC_{r,2}}{2} + \frac{T_{s_{r,1}} + T_{s_{r,2}}}{2}. \quad (4.16)$$

ove $TDC_{i,j}$ sono le quantità fornite dal TDC e $T_{s_{i,j}}$ sono le correzioni per l'effetto Amplitude Walk da effettuare sui tempi.

Per misurare la risoluzione sulla misura del tempo di volo, è necessario correggere anche per la lunghezza della traccia, sottraendo la quantità $\frac{Track}{\beta c}$ alla differenza delle semisomme.

In figura 4.4 è riportata l'interpolazione gaussiana eseguita su uno spettro di tempo di volo ottenuto con il telescopio per Raggi Cosmici. Come si vede la risoluzione temporale vale circa 169 ps.

Tale spettro è ottenuto proiettando il tempo di volo al centro dei due contatori per tracce verticali (con angolo $|\Theta| < 0.2 \text{ rad}$). Alla risoluzione così ottenuta, è necessario sottrarre infine, in quadratura, la risoluzione del contatore di riferimento per ottenere la risoluzione temporale del contatore di riferimento.

4.2.1 La risoluzione sul tempo singolo, sulla semisomma e sulla semidifferenza dei lati

Per una buona calibrazione dei contatori di test, è stata calcolata la risoluzione per i lati singoli, la semisomma e la semidifferenza in funzione della posizione

- 19 -

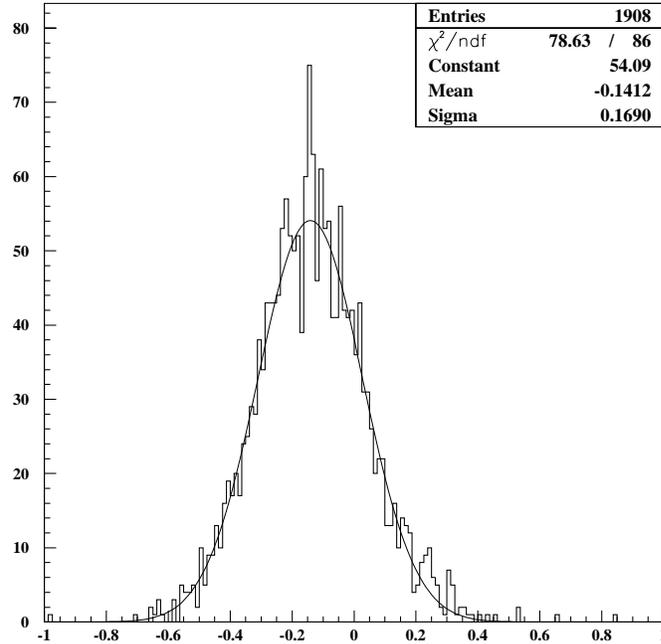
Risoluzione TOF

Figura 4.4: Spettro di tempo di volo interpolato mediante una funzione gaussiana.

di attraversamento. Per fare questo sono state selezionate porzioni di circa 2 cm (utilizzando le informazioni sulla traccia fornite dal telescopio per Raggi Cosmici) sul contatore di test e sono stati interpolati diversi spettri dei tempi, ottenendo risoluzioni differenti per ogni porzione. Infine sono state interpolati i dati ottenuti per le risoluzioni in funzione della posizione di attraversamento, con le apposite funzioni che ne descrivono l'andamento.

Sono state dapprima calcolate le risoluzioni sui tempi singoli in funzione della posizione di attraversamento, ottenute interpolando con funzioni gaussiane, per ogni porzione considerata, gli spettri delle seguenti differenze:

$$\begin{aligned} T_1 &= TDC_{t,1} - T_{s_{t,1}} - T_{s_{r,2}} - MT_{ref} - TDC_{Track} \\ T_2 &= TDC_{t,2} - T_{s_{t,2}} - T_{s_{r,2}} - MT_{ref} - TDC_{Track} \end{aligned} \quad (4.17)$$

opportunamente corretti per la direzione di attraversamento (si veda la figura 4.3) dove al tempo singolo $TDC_{t,i}$ è stato sottratto il contributo dovuto

all'effetto dell'Amplitude Walk sul lato di misura, quello dovuto al lato 2 del contatore di riferimento e la quantità MT_{ref} definita come:

$$MT_{ref} = \frac{TDC_{r,1} - T_{s_{r,2}} + TDC_{r,2} - T_{s_{r,2}}}{2} \quad (4.18)$$

in quanto è necessario eliminare, dai tempi di cui si vuole misurare la risoluzione, la dipendenza dalla posizione di attraversamento.

Per le risoluzioni della semidifferenza in funzione della posizione sono stati interpolati gli spettri delle semidifferenze dei tempi del contatore di test opportunamente corretti, ai quali non è stato sottratto il contributo dovuto all'effetto dell'Amplitude Walk del lato 2 del contatore di riferimento, in quanto:

$$SemiD_t = \frac{TDC_{t,1} - T_{s_{r,2}} - (TDC_{t,2} - T_{s_{r,2}})}{2} = \frac{TDC_{c_{t,1}} - TDC_{c_{t,2}}}{2}. \quad (4.19)$$

Per le risoluzioni della semisomma, infine, sono stati interpolati gli spettri delle semisomme:

$$SemiS_t = \frac{TDC_{t,1} - T_{s_{t,1}} - T_{s_{r,2}} + TDC_{t,2} - T_{s_{t,2}} - T_{s_{r,2}}}{2} \quad (4.20)$$

che, può essere riscritta come:

$$SemiS_t = \frac{TDC_{t,1} - T_{s_{t,1}} + TDC_{t,2} - T_{s_{t,2}}}{2} - T_{s_{r,2}}. \quad (4.21)$$

La risoluzione sulla misura del tempo da un lato del contatore può essere parametrizzata nel modo seguente:

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{\sigma_1^2}{N} + \frac{\sigma_2^2 x^2}{N} + \sigma_3^2} \quad (4.22)$$

dove σ_1 è la risoluzione dovuta alla risposta del fotomoltiplicatore e dell'elettronica di trigger (dipendente dalla fotostatistica), $\sigma_2 x$ è la risoluzione (anch'essa dipendente dalla fotostatistica) dovuta alla dispersione dei cammini ottici, con x = distanza dal fotomoltiplicatore, σ_3 è il rumore elettronico ed N è il numero di fotoelettroni rivelati, proporzionale alla carica misurata con l'ADC attraverso un parametro phe (con $N = phe(ADC)$). È possibile calcolare N in qualsiasi posizione lungo il contatore, utilizzando la curva di attenuazione (si veda il paragrafo 3.3.2).

Effettuando le interpolazioni per ambo i lati del contatore si ottengono $\sigma_{t1}(x)$ e $\sigma_{t2}(x)$. La risoluzione totale per la semisomma si ottiene da:

$$\sigma_t(x) = \sqrt{\frac{\sigma_{t1}^2(x) + \sigma_{t2}^2(x)}{2}}. \quad (4.23)$$

Per calcolare correttamente l'andamento della risoluzione per i lati singoli, la semisomma e la semidifferenza di ogni contatore in funzione della posizione di attraversamento è necessario stimare l'errore introdotto dal contatore di riferimento in tale misura e pertanto occorre conoscere l'andamento della risoluzione sulla semisomma del contatore di riferimento in funzione della posizione. La procedura completa per il calcolo della risoluzione temporale del contatore di riferimento, utilizzata successivamente anche per il calcolo delle risoluzioni temporali dei contatori da calibrare, è riportata nell'Appendice 3.

Per la porzione di 2 cm considerata in figura 4.4, tale risoluzione vale circa 109 ps, che sottratti in quadratura a 169 ps forniscono una risoluzione di circa 129 ps.

In figura 4.5 è possibile osservare i parametri ottenuti per l'analisi della risoluzione temporale per il contatore numero 29. Il grafico in alto a sinistra indica l'andamento della risoluzione per il lato 1 in funzione della posizione (la posizione 0 cm corrisponde al lato 1) e le quantità σ_1 , σ_2 , σ_3 e phe sono i valori ottenuti interpolando le curve con l'equazione (4.22). Il grafico in alto a destra rappresenta la medesima analisi per il lato 2 del contatore. Il grafico in basso contiene, invece, l'interpolazione per la semisomma e la semidifferenza dei tempi del contatore di test. La funzione utilizzata per interpolare i dati è la somma in quadratura delle due funzioni utilizzate per le interpolazioni dei primi due grafici alle quali sono stati sostituiti gli opportuni valori σ_1 , σ_2 e σ_3 appena calcolati.

4.3 Confronto: elettronica standard - elettronica spaziale

L'acquisizione dei dati nello spazio viene effettuata tramite schede di front-end appositamente costruite. Tali schede permettono la misura simultanea di carica e tempo di arrivo, quest ultimo riferito ad un segnale comune a tutta la scheda denominato "Fast Trigger".

Come è possibile osservare in figura 4.6, la scheda *SFET* permette di acquisire la carica ed il tempo di arrivo, con una risoluzione di circa 25 ps, riferito ad

29 Produzione (Posiz. B) - 15 -

Test counter resolutions

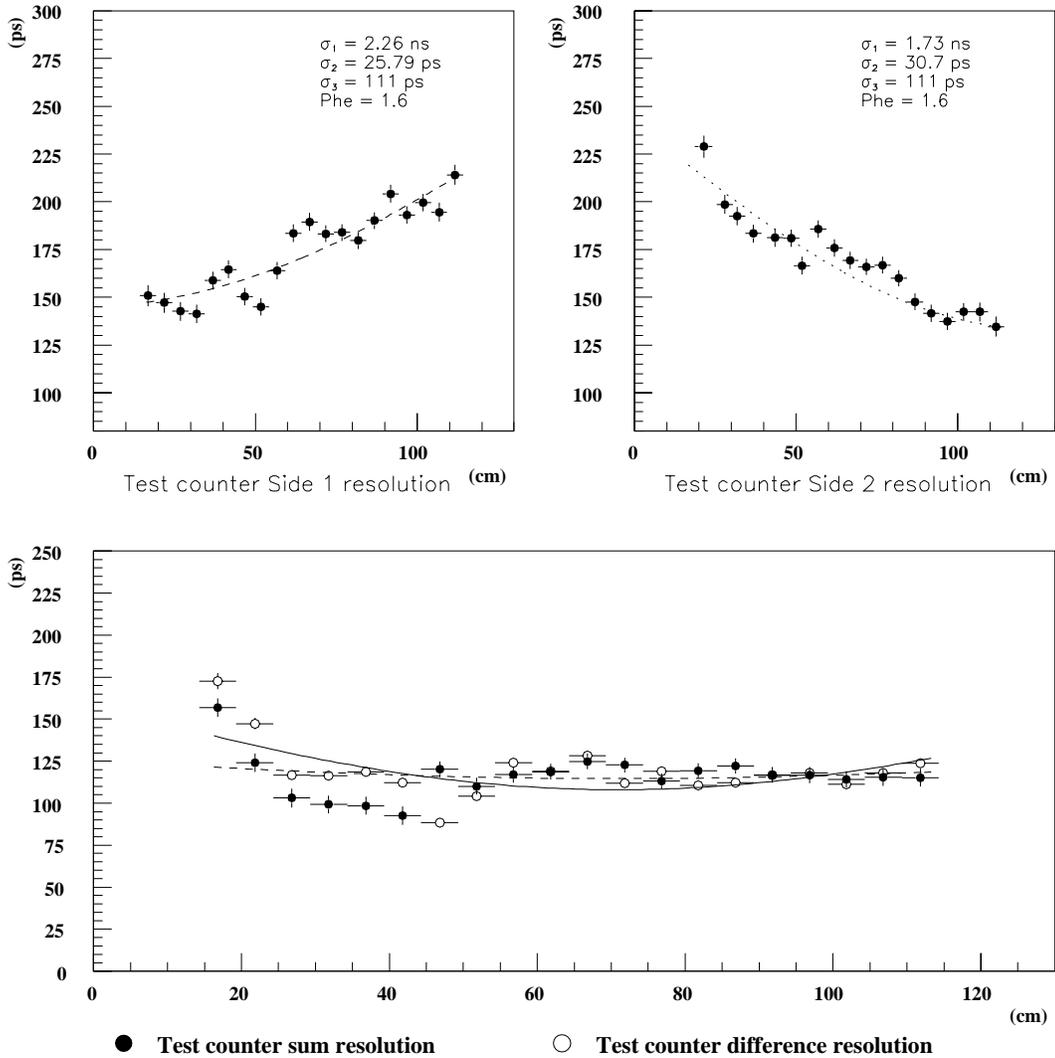


Figura 4.5: Analisi della risoluzione temporale per il contatore numero 29.

un segnale fornito dall'esterno, fornisce i segnali che vengono poi utilizzati dalla logica di Trigger di AMS per formare il segnale di Trigger dell'esperimento; permette, inoltre, di modificare, per mezzo di opportuni comandi software, le

soglie di discriminazione. Ogni segnale (anodo e dinodo) è inviato a 4 logiche

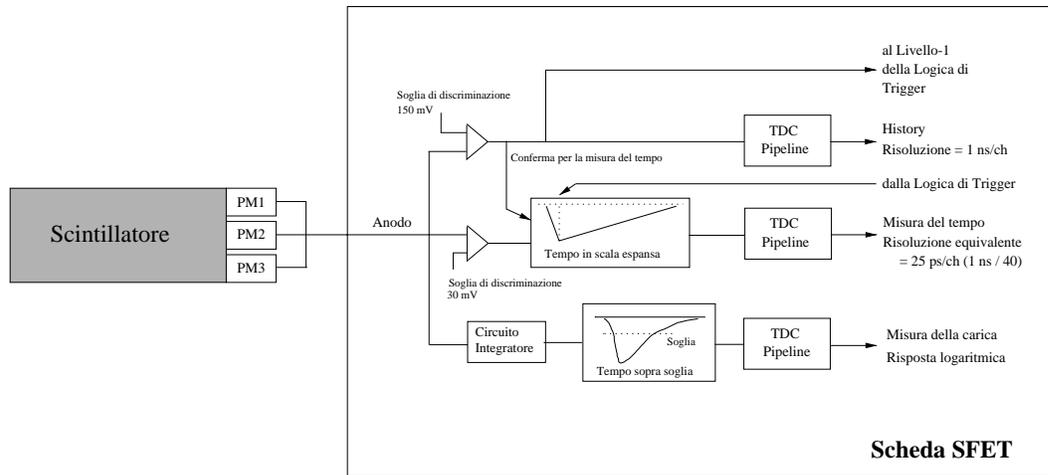


Figura 4.6: Schema a blocchi della scheda SFET di AMS. Tale scheda fornisce: la misura della carica, del tempo di arrivo del segnale riferito ad un segnale ottenuto dalla logica di Trigger ed i segnali necessari a tale logica per formare il Trigger.

differenti le quali generano 4 differenti segnali logici per l’anodo (superamento di una soglia di 150 mV) ed un segnale logico per il dinodo. Uno dei segnali logici generati dal segnale di anodo viene inviato alla logica di Trigger di AMS. Gli altri tre segnali sono inviati ad un TDC (appositamente costruito dalla LECROY per AMS) dotato di una propria “pipeline” che permette di raccogliere e misurare in sequenza il tempo di arrivo dei fronti di tutti i segnali. Per ognuno dei fronti dei segnali digitali, il TDC fornisce un valore di 16 bit (valore del tempo per il canale) ed un byte di stato che indica, oltre al tipo di fronte (transizione alto-basso o basso-alto), il numero del canale che ha ricevuto il segnale.

Ciascuna scheda SFET contiene 2 TDC ciascuno dei quali è dotato di 8 sezioni indipendenti (chiamati “canali”) e può quindi trattare i segnali provenienti da 2 ingressi indipendenti.

Su 4 canali di TDC giungono i seguenti segnali:

- Il *Tempo su scala espansa*. Il circuito, che produce questo segnale, moltiplica per un fattore 40 (circa) la differenza di tempo presente tra l’arrivo sull’ingresso del segnale analogico e l’arrivo del segnale di “Fast Trigger” (segnale di ritorno dalla logica di Trigger). Successivamente crea un segnale logico composto di 4 fronti (salita-discesa-salita-discesa): il primo è

correlato con l'arrivo del segnale sugli ingressi (superamento della soglia Low pari a 30 mV), il secondo è il segnale di Fast Trigger, il terzo è generato circa 10 ns dopo il Fast Trigger ed il quarto è generato dopo un tempo pari a circa 40 volte la differenza tra il Segnale ed il Fast Trigger.

- Il *Integratore*. Tale circuito fornisce un segnale logico la cui differenza di tempo tra i 2 fronti (salita-discesa) è pari all'integrale del segnale analogico di ingresso (in quanto è ottenuto come tempo sopra soglia dell'uscita di un integratore che esegue, per l'appunto, l'integrale del segnale analogico di ingresso). Se ne generano due: uno per l'anodo ed uno per il dinodo.
- La *History*. Tale circuito elettronico conserva i tempi assoluti di arrivo dei segnali sopra soglia (150 mV) degli ingressi analogici, su tutta la scala dei tempi. Questa informazione è molto utile dato che durante la conversione possono giungere altri segnali sugli ingressi e la misura della carica (non quella dei tempi) può risultare errata. Utilizzando le informazioni fornite dalla History è possibile eliminare gli eventi che presentano più di un hit sugli ingressi.

4.3.1 Il primo prototipo della scheda SFET

Per verificare il corretto funzionamento del primo prototipo di scheda SFET è stata modificata l'elettronica di lettura del Telescopio per Raggi Cosmici, per leggere, oltre alle quantità già descritte, anche i dati forniti dalla scheda stessa.

Per fare questo è stata costruita una piccola scheda di interfaccia dotata di un proprio semplice microprocessore in grado di gestire il protocollo di comunicazione con l'elettronica del BUS della scheda SFET e, tramite un linea seriale RS232 standard, con il computer collegato al CAMAC per il readout del telescopio.

Agli ingressi della scheda SFET sono stati collegati due segnali provenienti dai due lati del contatore di test opportunamente ritardati di circa 320 ns . Dopo circa 400 ns viene inviato alla scheda un segnale di "Fast Trigger" ottenuto dal segnale di Trigger del Telescopio.

Quando un evento viene segnalato dal telescopio il computer viene immediatamente informato e la procedura di lettura del CAMAC ha inizio, terminata la quale il computer chiede al microprocessore lo stato della scheda SFET e se sono presenti dati, questi vengono trasferiti sul computer, aggiunti ai dati letti per mezzo del CAMAC e salvati su disco.

Utilizzando il primo prototipo di scheda SFET sono state effettuate le calibrazioni dei canali utilizzando un PC portatile e la scheda di interfaccia. Tali calibrazioni hanno permesso di calcolare, partendo da canali TDC, le quantità misurate in *ns* per i tempi e la history e in *mV* per le ampiezze dei segnali di ingresso.

Una volta ricostruite le quantità fisiche misurate è stata effettuata una prima analisi dei dati. Tale analisi ha permesso di scoprire qualche problema di elettronica: rumore sulle pASIC di front-end (dovuto, probabilmente, al clock presente in tale dispositivo), rumore sul circuito del Fast Trigger ed Integratore instabile.

In figura 4.7 è riportato il grafico della semidifferenza dei tempi misurata, utilizzando le quantità misurate con la scheda SFET, al centro del contatore (in una regione di circa 2 *cm*). La calibrazione della scheda fornisce le costanti di espansione della scala dei tempi e le costanti da applicare alla procedura di ricostruzione dell'integrale dell'impulso del segnale di ingresso. Si è calcolata, poi, un'unica costante per le correzioni di Slewing, in funzione della differenza $IntAN1 - IntAN2$ delle uscite degli integratori dell'impulso.

4.3.2 Il prototipo finale della scheda SFET: nuovo metodo di lettura

Dopo aver corretto, sul secondo prototipo di scheda SFET, i problemi riscontrati sul primo prototipo, è stata migliorata l'integrazione delle due parti (Telescopio e SFET). A tal fine è stata leggermente modificata l'elettronica di readout del Telescopio per permettere di leggere direttamente, utilizzando il CAMAC, la scheda SFET, gestendo anche, via software di lettura, il setting delle soglie di discriminazione.

In figura 4.8 è possibile osservare il nuovo schema utilizzato per il readout del Telescopio e della scheda SFET.

Per leggere i dati della scheda SFET è stato utilizzato un modulo CAMAC (visibile in figura sulla destra, collegato alla scheda TOF), chiamato CAMAC I/O Register, che fornisce 16 linee di input e 16 di output indipendentemente programmabili. È stato scritto, in Fortran 77, un opportuno software di readout (per gestire il protocollo di comunicazione con la scheda SFET) che permettesse di acquisire lo stato, ed eventualmente i dati, della scheda SFET dopo circa 10 μsec dall'inizio della procedura di readout del crate CAMAC (operazione che richiede, in genere, circa 50 μsec). Il programma di lettura è in grado di leggere direttamente, ed in maniera sincrona, lo stato della scheda SFET che necessita di circa 6 μsec per effettuare le conversioni.

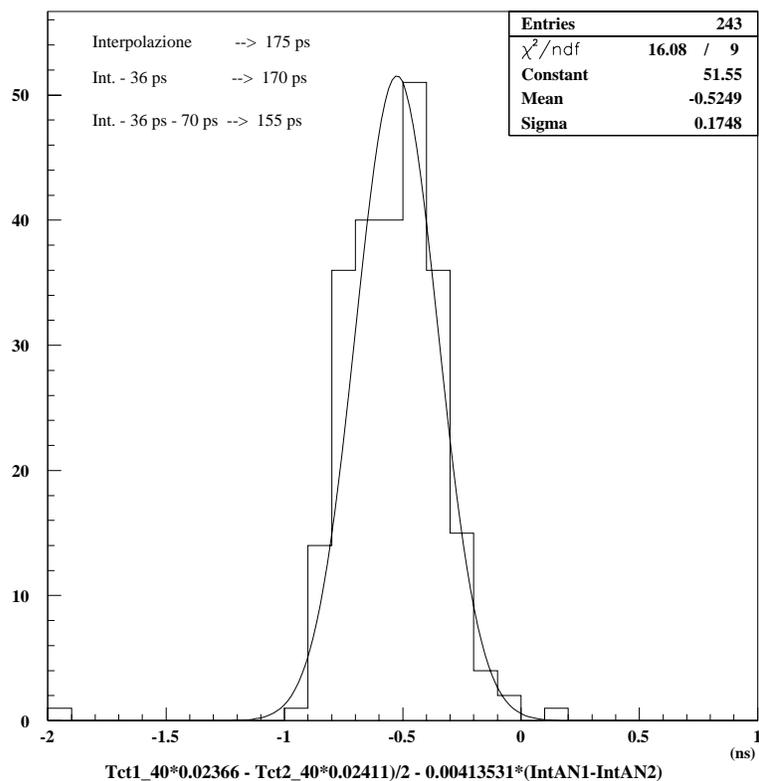


Figura 4.7: Calcolo della risoluzione al centro del contatore di test ottenuta utilizzando il primo prototipo di scheda SFET testato. Come si può notare, l'interpolazione fornisce una risoluzione di circa 175 ps ai quali è necessario sottrarre, in quadratura, 36 ps (dovuti al fatto che si seleziona una porzione di 2 cm sul contatore), e 70 ps (dovuti al rumore stimato dovuto alla presenza del clock sull'elettronica di front-end della scheda).

I segnali provenienti dal contatore di riferimento e dal contatore di test sono stati inviati ad un modulo NIM chiamato *Linear Fan IN - Fan OUT* che fornisce in uscita 4 copie identiche del segnale di ingresso. L'uscita di tale modulo è stata inviata alla scheda SFET ed all'elettronica NIM-CAMAC (per poter effettuare la calibrazione degli integratori). Il dinodo è stato, invece, inviato ad un primo modulo Fan IN/OUT; l'uscita di questo è stata inviata alla scheda SFET mentre l'uscita complementata, di tale modulo, è stata inviata all'elettronica NIM-CAMAC standard (il dinodo è stato invertito dato che i moduli NIM-CAMAC accettano in ingresso segnali negativi).

In figura 4.9 è possibile osservare il diagramma temporale dei segnali presenti nell'elettronica di Readout.

I dati così acquisiti, sono stati accuratamente analizzati utilizzando le stesse procedure già discusse nel capitolo 3. Dopo aver ricostruito le quantità fisiche partendo dalle informazioni acquisite con la scheda SFET, sono stati confrontati i risultati ottenuti misurando le quantità con elettronica CAMAC e con elettronica spaziale.

Tale confronto ha permesso di trovare alcuni piccoli problemi, presenti sui primi prototipi, che sono stati successivamente risolti nei successivi modelli della scheda SFET. In figura 4.10 è possibile osservare l'analisi dei dati che fornisce l'andamento delle risoluzioni dei lati singoli, della semidifferenza e della semisomma dei tempi di un contatore di test, effettuata utilizzando le quantità misurate con elettronica CAMAC standard.

Come si vede, la risoluzione al centro, ottenuta con elettronica NIM-CAMAC, è di circa 136 ps per la semisomma e 114 ps per la semidifferenza dei tempi.

Utilizzando l'elettronica spaziale di *AMS* la risoluzione viene misurata in circa 117 ps per la semisomma e 128 ps per la semidifferenza dei tempi (si veda in figura 4.11). Tali risoluzioni temporali sono ottime, se si pensa che una scheda SFET effettua la misura della carica di 4 segnali di anodo e di 4 segnali di dinodo, la misura del tempo di arrivo dei 4 segnali di anodo riferito ad un segnale comune, memorizza lo stato degli ingressi per circa 4 μsec , possiede 3 differenti soglie di discriminazione, programmabili via software, per ognuno dei 4 ingressi, il tutto consumando solo 5 W e possedendo elementi di protezione contro i sovraccarichi ed i latch-up (fenomeno accentuato a causa dell'elevata dose di radiazione prevista nello spazio).

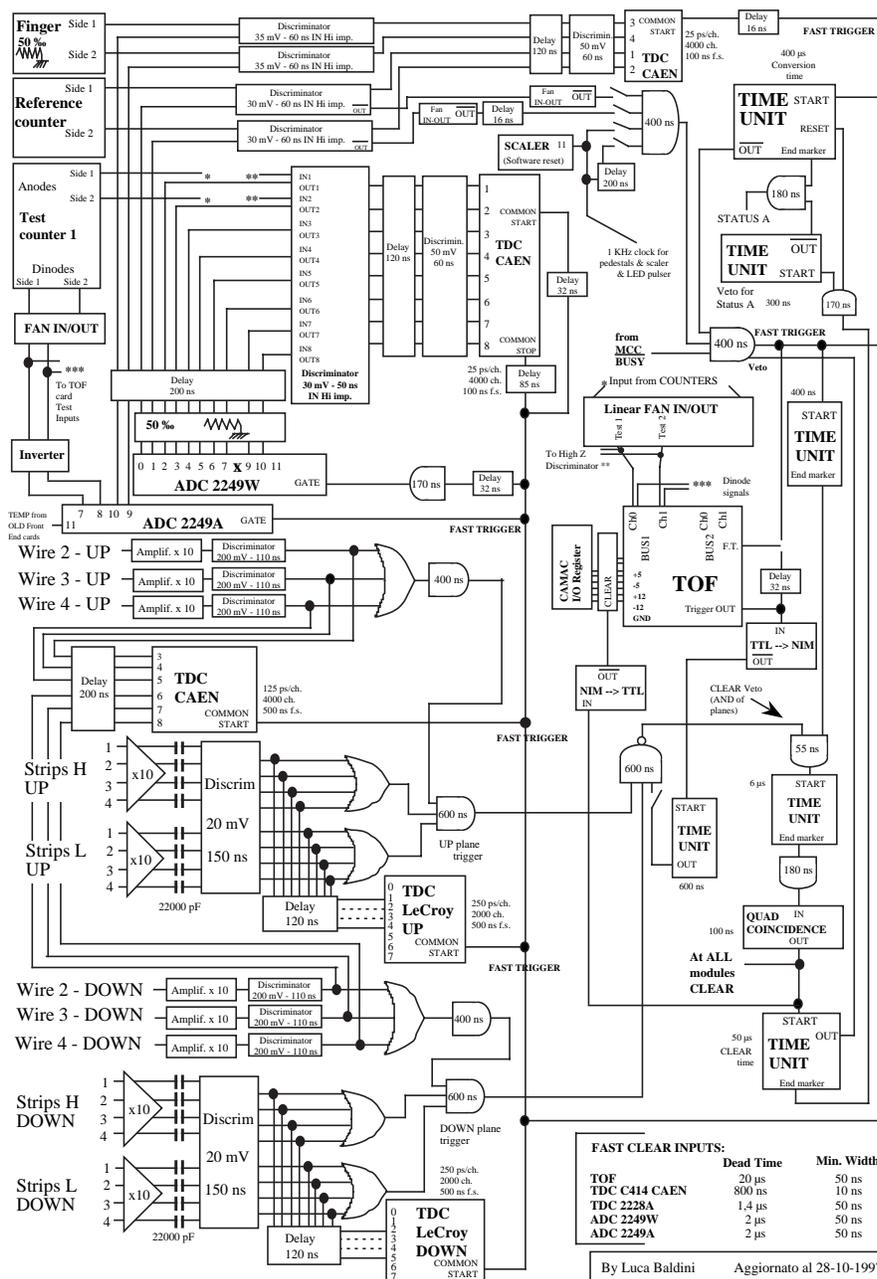


Figura 4.8: Schema completo dell'elettronica definitiva utilizzata per il telescopio per Raggi Cosmici. È possibile osservare in basso la parte relativa agli LST (strips e fili) ed in alto la parte relativa agli scintillatori (di riferimento e di test).

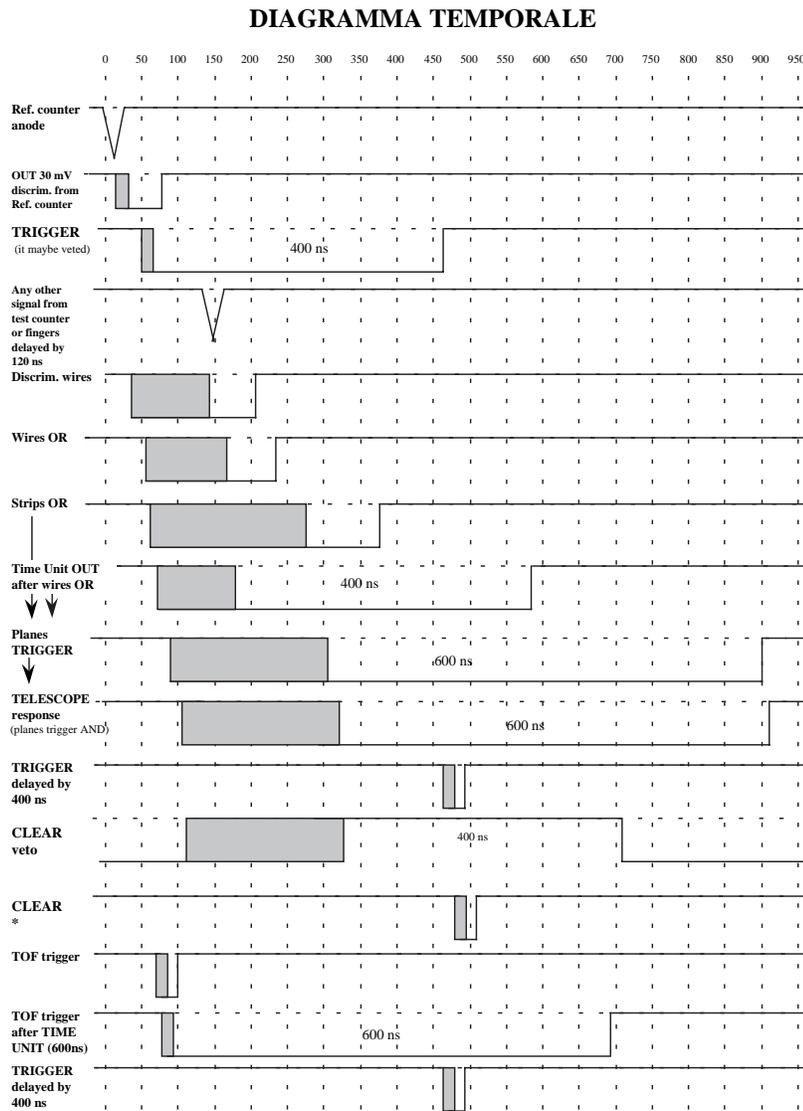


Figura 4.9: Diagramma temporale dei principali segnali digitali dell'elettronica di readout del telescopio. Le zone ombreggiate rappresentano la fluttuazione in tempo che può avere il segnale digitale a causa dello slewing (si veda per lo slewing il paragrafo 3.3.4) per il contatore di riferimento, del drift degli ioni nel gas per il filo e del tempo di percorrenza per le strips.

Test counter resolutions

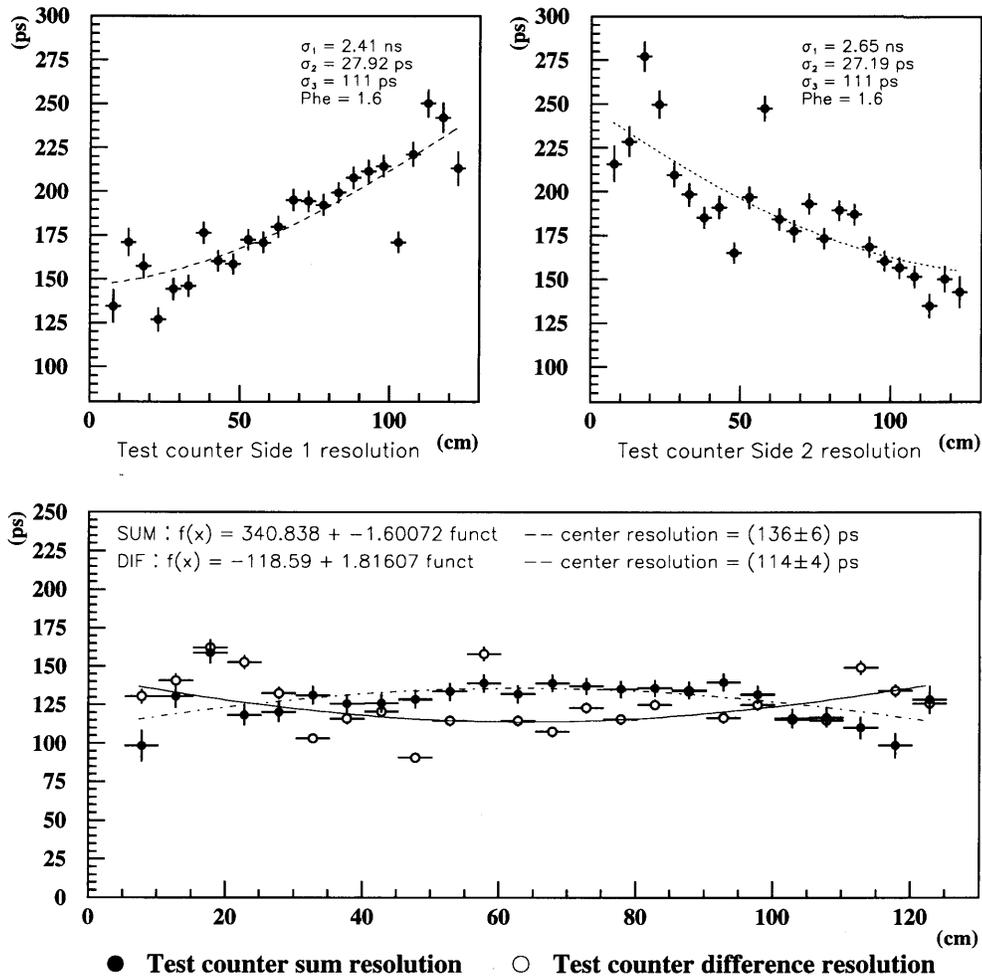


Figura 4.10: Analisi della risoluzione temporale utilizzando elettronica CAMAC standard.

Test counter resolutions

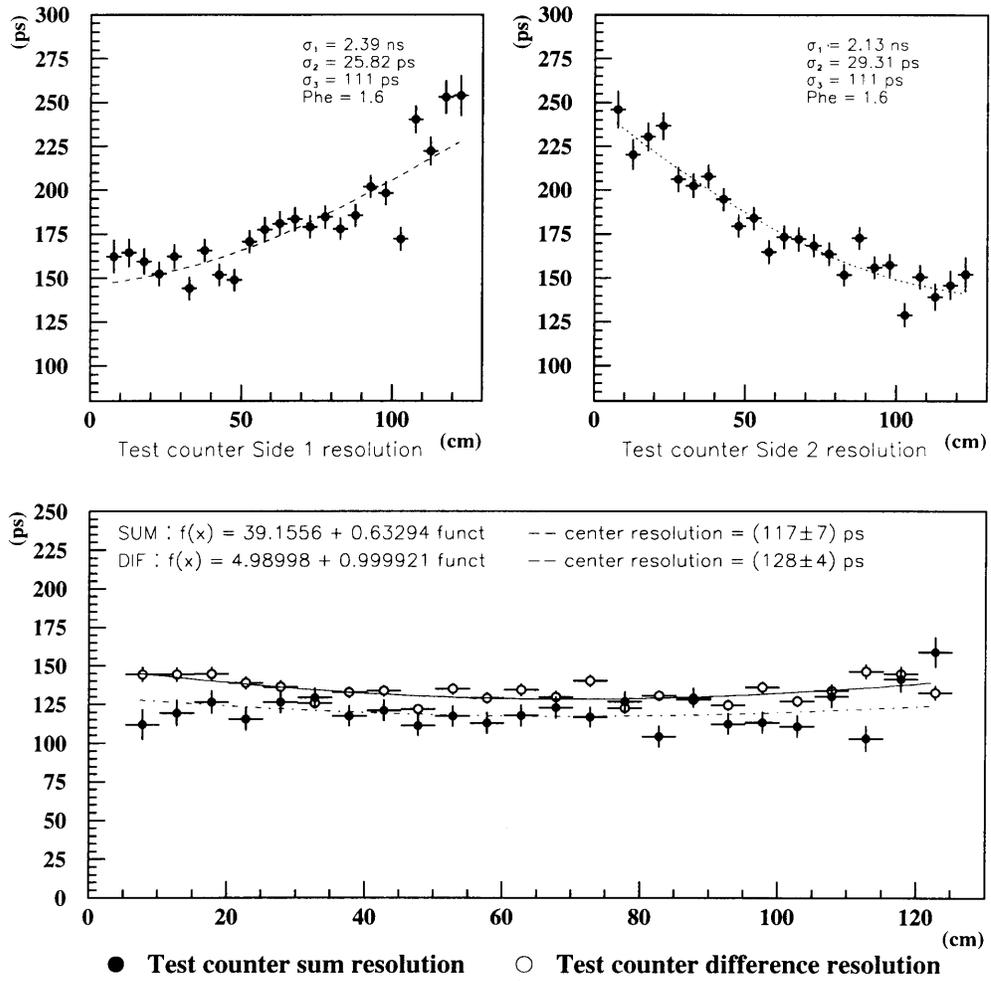


Figura 4.11: Analisi della risoluzione temporale utilizzando il primo prototipo di scheda SFET.

Conclusioni

Il contenuto di questo lavoro sperimentale è la caratterizzazione dei contatori a scintillazione, necessari al sistema per la misura del Tempo di Volo dello spettrometro *AMS*. Ogni contatore è stato calibrato in due modi differenti:

- calibrazione a parità di fotomoltiplicatori, utilizzando una cassa a tenuta di luce, utile per verificare eventuali imperfezioni del materiale scintillante. È stato, così, possibile selezionare gli scintillatori che presentano le migliori caratteristiche;
- calibrazione dei contatori in versione definitiva. Tale calibrazione ha permesso di misurare diverse quantità utili in fase di analisi Offline dei dati sperimentali, acquisiti durante il volo dello spettrometro sulla navetta *Discovery*.

Inoltre ogni fotomoltiplicatore è stato accuratamente ricalibrato utilizzando un fotodiode, fissato stabilmente sullo scintillatore. Tale analisi ha permesso di calcolare le corrette tensioni di alimentazione di ogni fotomoltiplicatore, necessarie per assicurare un guadagno omogeneo degli stessi. Occorre infatti ricordare che la necessità di lavorare a parità di guadagno deriva dal fatto che in tali condizioni i contatori presentano una risoluzione temporale migliore.

L'analisi dei dati raccolti in laboratorio, utilizzando il telescopio per Raggi Cosmici realizzato durante questo lavoro sperimentale e descritto nel secondo capitolo, ha messo in evidenza le interessanti prestazioni dei contatori:

- Ottima risoluzione temporale per la semidifferenza e la semisomma dei tempi di arrivo dei segnali ai due lati dei contatori; tale risoluzione è compresa tra 110 – 130 *ps* per quasi tutti i contatori.
- Elevata lunghezza di attenuazione che garantisce una buona efficienza di raccolta ai lati del contatore (infatti una grande lunghezza di attenuazione riduce l'attenuazione del segnale lungo il contatore). La lunghezza di

attenuazione misurata varia da 180 *cm* a circa 230 *cm* (superiore alla lunghezza fisica dei contatori utilizzati).

- Elevata velocità di propagazione del segnale. Tale quantità, indicativa della velocità di risposta del contatore, varia da 16.5 *cm* a 17.0 *cm*.

Da ultimo, durante questo lavoro sperimentale, è stato effettuato un test sul primo prototipo della scheda di Front End utilizzata sullo spettrometro AMS (scheda SFET). Tale test ha permesso di verificare il corretto funzionamento della scheda SFET e di confrontarne le prestazioni con l'elettronica NIM-CAMAC standard, ottenendo, spesso, risoluzioni temporali migliori.

A partire dal mese di Ottobre é iniziata l'integrazione delle varie componenti di AMS, prima presso l'ETH di Zurigo, Svizzera e quindi al Kennedy Space Center, Florida, USA. Durante questa fase ho contribuito attivamente al controllo del funzionamento dell'elettronica e allo sviluppo dei programmi software per la lettura dei dati dal rivelatore.

Vorrei perciò concludere la tesi mostrando alcuni dei primi risultati di AMS in generale, e del sistema TOF in particolare, ottenuti al Kennedy Space Center utilizzando i raggi cosmici.

Nella figura 5.1 é mostrata la risoluzione temporale di un piano del TOF (il terzo), calcolata seguendo due procedimenti diversi. In alto si vede la differenza fra la posizione lungo il contatore misurata con la semidifferenza dei tempi dei due lati, e quella ottenuta estrapolando la traccia ricostruita dal tracker. Dividendo la deviazione standard della distribuzione (circa 2 *cm*) per la velocità efficace della luce nello scintillatore (circa 16.5 *cm*), si ottiene una risoluzione temporale di 121 *ps*. In basso é mostrata la risoluzione sul tempo di volo fra il terzo e il quarto piano. Dividendo la deviazione standard per $\sqrt{2}$ si ottiene la risoluzione temporale media di ciascun piano, che risulta di 125 *ps*, compatibile con quella misurata tramite la semidifferenza dei tempi. In conclusione quindi, il sistema di TOF ha globalmente una risoluzione molto vicina a quella dei contatori più lunghi, che ne costituiscono la parte più importante, essendo in posizione centrale.

Il grafico in figura 5.2, anche se molto preliminare in quanto il lavoro di calibrazione del sistema di TOF non é ancora terminato, mostra che il potere di identificazione delle particelle di AMS é soddisfacente: combinando le misure del TOF e del tracker é infatti possibile distinguere i protoni dal fondo di muoni fino a $1.5 \div 2$ *GeV*.

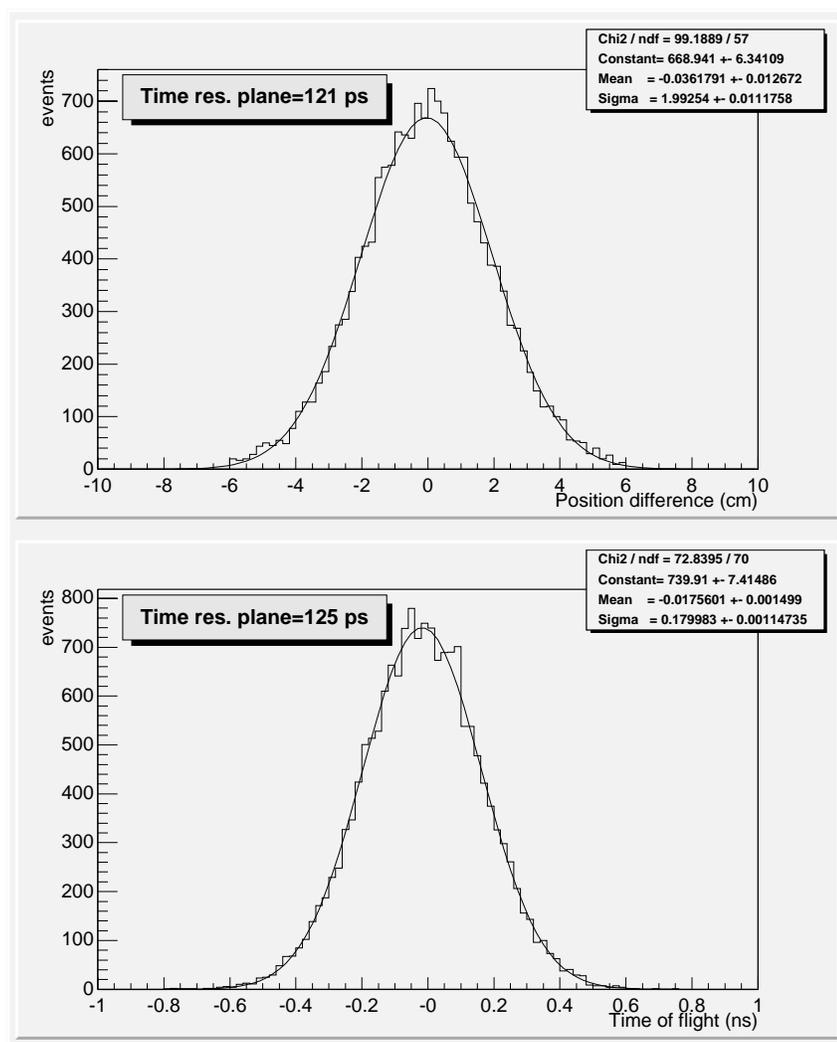


Figura 5.1: Risoluzione temporale del sistema del tempo di volo.

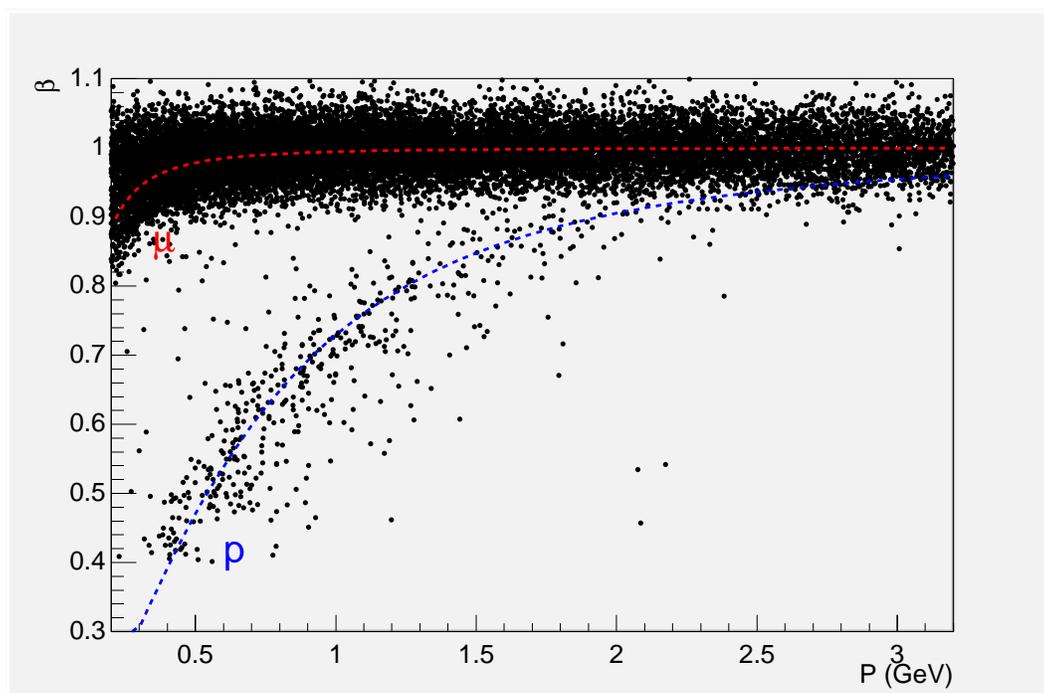


Figura 5.2: Andamento di β in funzione dell'impulso per i dati sperimentali, confrontato con le curve aspettate.

Ringraziamenti

Per concludere desidero ringraziare tutti quelli che ho avuto modo di conoscere, e dai quali ho imparato davvero tanto, durante questo lavoro di tesi. Primo fra tutti il Prof. Federico Palmonari che con cordialità e disponibilità ha seguito tutto il mio lavoro svolto a Bologna. Inoltre desidero ringraziare il Prof. Andrea Contin per la pazienza ed il sostegno, il Prof. Guido Castellini del CNR di Firenze per la fiducia nelle mie conoscenze di elettronica, l'Ing. Giuliano Laurenti per il supporto tecnico (e logistico), il Dott. Giuseppe Levi dal quale ho imparato molto. Vorrei ringraziare, inoltre, tutto il personale dell'INFN di Bologna che, in un modo o nell'altro, mi ha permesso di portare a termine questo lavoro: Anselmo Margotti, Angelo Cotta Ramusino, Mauro Lolli, Fiorenzo Degli Esposti, Giovanni Torromeo e poi Moligio, Renato, Massera, Cavalletti, Giulio e Chiarini.

Vorrei, inoltre, ringraziare Cinzia Caroli che ha avuto il coraggio e la pazienza di sopportarmi ed accompagnarmi durante tutti i 19 mesi di tesi, i miei compagni d'appartamento Benny, Greg, Jean, Ciro e Giulio e, per finire, Mondo, Giulio, Paolo Pacciani, Gigi, Brio, Lucia, Sara, Daniela, Pirulini, Elena, Francesca, la Spaccioli, Scerra, Rudi, Manu, Silvia ed il resto della comunità cristiana di Bologna.

Da ultimo vorrei ringraziare i miei genitori che, non solo mi hanno concesso un solido finanziamento per completare gli studi, ma mi hanno accompagnato, con pazienza, fino alla fine di questo lavoro di tesi accettando, soprattutto, gli orari impossibili.

Appendice 1: Risultati sperimentali delle due calibrazioni

Segue la prima delle due tabelle, presenti in questa appendice, contenente i risultati sperimentali della calibrazione degli scintillatori a parità di fotomoltiplicatori (si veda il capitolo 3).

La colonna *Luce* contiene la somma delle ampiezze degli impulsi raccolti ai due estremi dello scintillatore per particelle che incidono in una porzione di 2 *cm* al centro dello stesso. L'errore associato equivale alla somma delle deviazioni standard fornite dall'interpolazione, effettuata con una funzione gaussiana, a sinistra del grafico contenente lo spettro delle ampiezze.

Numero contatore	Lungh. (cm)	λ_1 (cm)	λ_2 (cm)	Luce (ch.ADC)	Lungh. (ns)	v (cm/ns)	SUM (ps)	DIFF (ps)
1	72	173 ± 5	195 ± 8	735 ± 60	3.38	15.96 ± 0.06	92 ± 6	96 ± 3
2		166 ± 8	161 ± 6	722 ± 53	3.34	15.77 ± 0.06	89 ± 9	94 ± 5
3		162 ± 6	171 ± 6	734 ± 54	3.41	15.84 ± 0.07	95 ± 6	94 ± 3
4		169 ± 7	197 ± 5	738 ± 51	3.40	15.82 ± 0.07	94 ± 6	94 ± 3
5		175 ± 6	201 ± 8	767 ± 56	3.41	15.97 ± 0.06	93 ± 6	91 ± 3
6		177 ± 5	203 ± 7	733 ± 58	3.41	15.87 ± 0.06	90 ± 6	92 ± 3
7		163 ± 3	204 ± 13	755 ± 59	3.38	15.90 ± 0.07	94 ± 7	93 ± 4
8		187 ± 7	187 ± 7	742 ± 57	3.43	15.80 ± 0.05	93 ± 6	98 ± 3
9		181 ± 6	227 ± 11	709 ± 47	3.36	15.83 ± 0.06	96 ± 7	92 ± 4
10		182 ± 11	216 ± 6	770 ± 56	3.38	15.96 ± 0.06	87 ± 7	91 ± 4
11	99	156 ± 3	189 ± 7	663 ± 55	5.06	16.16 ± 0.05	100 ± 6	103 ± 3
12		177 ± 4	197 ± 7	674 ± 51	5.06	16.16 ± 0.05	98 ± 6	102 ± 3
13		189 ± 4	224 ± 7	651 ± 55	5.03	16.23 ± 0.05	107 ± 5	107 ± 3
14		191 ± 5	196 ± 5	683 ± 53	5.06	16.13 ± 0.06	101 ± 6	102 ± 3
15		207 ± 5	237 ± 8	679 ± 51	5.03	16.14 ± 0.05	94 ± 6	104 ± 3
16		196 ± 6	221 ± 8	709 ± 53	5.04	16.19 ± 0.05	95 ± 6	100 ± 3
17		191 ± 5	207 ± 7	700 ± 53	5.09	16.14 ± 0.05	94 ± 6	102 ± 3
18		190 ± 3	213 ± 10	722 ± 54	5.05	16.15 ± 0.05	93 ± 6	101 ± 3

Segue nella pagina successiva...

APPENDICE 1

Continua dalla pagina precedente...								
Numero contatore	Lungh. (cm)	λ_1 (cm)	λ_2 (cm)	Luce (ch.ADC)	Lunghezza (ns)	v (cm/ns)	SUM (ps)	DIFF (ps)
19	118	197 ± 6	205 ± 8	725 ± 54	5.04	16.20 ± 0.06	91 ± 6	101 ± 3
20		188 ± 5	216 ± 8	690 ± 50	5.01	16.21 ± 0.06	96 ± 6	100 ± 3
21		205 ± 8	242 ± 9	656 ± 47	6.03	16.25 ± 0.04	104 ± 6	103 ± 3
22		222 ± 6	263 ± 11	696 ± 52	5.99	16.22 ± 0.05	100 ± 7	100 ± 4
23		193 ± 7	210 ± 7	657 ± 48	6.01	16.31 ± 0.04	104 ± 6	103 ± 3
24		236 ± 6	252 ± 10	701 ± 49	6.05	16.26 ± 0.04	103 ± 5	103 ± 2
25		223 ± 7	247 ± 4	692 ± 54	6.04	16.17 ± 0.04	103 ± 7	102 ± 4
26		205 ± 6	246 ± 9	666 ± 49	6.01	16.26 ± 0.04	102 ± 5	105 ± 3
27		217 ± 9	242 ± 10	646 ± 53	6.05	16.21 ± 0.04	105 ± 5	111 ± 3
28		213 ± 4	245 ± 9	724 ± 55	6.06	16.26 ± 0.04	97 ± 6	104 ± 3
29	199 ± 5	229 ± 6	718 ± 56	5.93	16.27 ± 0.05	99 ± 6	103 ± 4	
30	194 ± 6	223 ± 6	673 ± 49	5.98	16.27 ± 0.04	98 ± 6	100 ± 3	
31	130	225 ± 6	260 ± 8	634 ± 50	6.47	16.38 ± 0.02	106 ± 6	110 ± 4
32		210 ± 5	235 ± 8	613 ± 46	6.49	16.33 ± 0.03	109 ± 5	112 ± 3
33		205 ± 4	228 ± 8	674 ± 52	6.56	16.31 ± 0.03	98 ± 9	99 ± 5
34		206 ± 6	225 ± 5	595 ± 39	6.64	16.28 ± 0.03	118 ± 5	117 ± 3
35		199 ± 6	237 ± 5	602 ± 47	6.58	16.23 ± 0.03	114 ± 5	112 ± 3
36		208 ± 5	220 ± 8	610 ± 46	6.40	16.33 ± 0.03	107 ± 5	110 ± 3
37		212 ± 6	259 ± 6	620 ± 55	6.52	16.29 ± 0.03	108 ± 5	114 ± 3
38		218 ± 6	238 ± 7	599 ± 50	6.56	16.30 ± 0.03	109 ± 5	111 ± 3
39		239 ± 6	253 ± 7	578 ± 45	6.60	16.22 ± 0.03	111 ± 5	114 ± 3
40		212 ± 5	251 ± 7	641 ± 50	6.56	16.29 ± 0.02	107 ± 5	110 ± 2
41	136	212 ± 7	261 ± 8	598 ± 48	6.91	16.39 ± 0.05	110 ± 6	114 ± 3
42		208 ± 4	224 ± 6	627 ± 47	6.84	16.34 ± 0.04	102 ± 5	111 ± 3
43		228 ± 6	263 ± 7	652 ± 53	6.82	16.36 ± 0.04	114 ± 5	114 ± 3
44		221 ± 3	260 ± 9	664 ± 54	6.89	16.33 ± 0.04	104 ± 6	106 ± 3
45		213 ± 6	229 ± 8	602 ± 49	6.77	16.36 ± 0.05	106 ± 5	111 ± 3
46		219 ± 5	262 ± 10	677 ± 50	6.88	16.40 ± 0.04	103 ± 6	106 ± 3
47		216 ± 6	246 ± 7	650 ± 49	6.84	16.33 ± 0.05	107 ± 5	112 ± 3
48		204 ± 4	244 ± 7	631 ± 48	6.88	16.32 ± 0.05	105 ± 5	110 ± 3
49		221 ± 6	237 ± 7	670 ± 52	6.82	16.39 ± 0.05	101 ± 5	109 ± 3
50		209 ± 4	250 ± 10	599 ± 48	6.80	16.36 ± 0.05	108 ± 5	111 ± 3
51		209 ± 5	259 ± 8	610 ± 47	6.87	16.40 ± 0.05	112 ± 5	113 ± 3
52		203 ± 4	253 ± 5	633 ± 47	6.74	16.34 ± 0.05	103 ± 6	114 ± 3
53		204 ± 6	222 ± 6	611 ± 44	6.86	16.36 ± 0.04	107 ± 5	114 ± 3
54		210 ± 5	259 ± 9	645 ± 49	6.88	16.31 ± 0.05	100 ± 6	111 ± 4
55		231 ± 5	236 ± 6	627 ± 44	6.87	16.36 ± 0.04	115 ± 6	117 ± 4
56	193 ± 3	222 ± 10	589 ± 47	6.83	16.38 ± 0.04	109 ± 5	113 ± 3	
57	226 ± 6	255 ± 10	618 ± 47	6.96	16.30 ± 0.04	111 ± 5	113 ± 3	
58	224 ± 6	239 ± 8	586 ± 47	6.87	16.34 ± 0.05	111 ± 5	116 ± 3	
59	210 ± 4	239 ± 6	616 ± 46	6.91	16.31 ± 0.04	109 ± 5	110 ± 3	
60	198 ± 5	254 ± 7	567 ± 45	6.78	16.39 ± 0.05	110 ± 5	113 ± 3	
61	204 ± 4	233 ± 7	618 ± 45	6.86	16.36 ± 0.04	108 ± 5	110 ± 3	
62	205 ± 5	244 ± 6	651 ± 52	6.80	16.38 ± 0.05	105 ± 5	109 ± 3	
63	222 ± 5	244 ± 8	599 ± 50	6.90	16.34 ± 0.05	113 ± 5	113 ± 3	
64	201 ± 5	222 ± 4	650 ± 52	6.82	16.38 ± 0.04	103 ± 6	108 ± 3	
65	210 ± 4	241 ± 7	636 ± 50	6.79	16.36 ± 0.05	105 ± 5	108 ± 3	

Segue nella pagina successiva...

APPENDICE 1

Continua dalla pagina precedente. . .								
Numero contatore	Lungh. (cm)	λ_1 (cm)	λ_2 (cm)	Luce (ch.ADC)	Lunghezza (ns)	v (cm/ns)	SUM (ps)	DIFF (ps)
66		228 ± 6	267 ± 10	698 ± 54	6.92	16.39 ± 0.04	102 ± 5	108 ± 3

Tabella riassuntiva contenente i parametri calcolati per ognuno dei 66 scintillatori. Tali misure sono state effettuate utilizzando gli stessi fotomoltiplicatori ed una cassa a tenuta di luce.

APPENDICE 1

Segue, infine, la seconda tabella contenente i risultati sperimentali della calibrazione dei contatori in versione definitiva. Con alcuni di questi dati (ed altri che per necessità non sono stati riportati) si effettuerà l'analisi off-line dei dati dopo la missione sulla navetta Discovery.

Numero contatore	λ_1 (<i>cm</i>)	λ_2 (<i>cm</i>)	Lungh. (<i>cm</i>)	Lungh. (<i>ns</i>)	v (<i>cm/ns</i>)	SUM (<i>ps</i>)	DIFF (<i>ps</i>)	
1	169 ± 5	170 ± 6	72	3.47	15.48 ± 0.09	120 ± 6	94 ± 3	
4	168 ± 6	174 ± 7		3.54	15.07 ± 0.06	115 ± 6	99 ± 3	
5	168 ± 5	178 ± 5		3.50	15.21 ± 0.05	115 ± 6	99 ± 3	
6	163 ± 5	188 ± 9		3.45	15.40 ± 0.07	112 ± 8	93 ± 4	
7	170 ± 5	192 ± 8		3.33	16.24 ± 0.07	112 ± 7	94 ± 4	
8	188 ± 6	175 ± 5		3.51	15.06 ± 0.06	112 ± 5	93 ± 3	
9	177 ± 5	188 ± 7		3.56	15.12 ± 0.05	112 ± 6	101 ± 3	
10	174 ± 6	184 ± 7		3.39	15.83 ± 0.07	110 ± 7	90 ± 4	
11	158 ± 3	187 ± 5		99	5.20	15.61 ± 0.04	118 ± 4	117 ± 2
14	186 ± 8	181 ± 4			5.30	15.43 ± 0.05	117 ± 7	103 ± 4
15	193 ± 4	210 ± 6	5.18		15.52 ± 0.06	122 ± 7	100 ± 4	
16	200 ± 6	195 ± 6	5.24		15.59 ± 0.04	125 ± 5	109 ± 3	
17	198 ± 5	192 ± 6	5.29		15.44 ± 0.04	113 ± 7	107 ± 4	
18	192 ± 4	207 ± 8	5.23		15.51 ± 0.04	121 ± 6	118 ± 4	
19	207 ± 7	199 ± 7	5.24		15.49 ± 0.06	119 ± 7	116 ± 4	
20	192 ± 6	208 ± 5	5.21		15.43 ± 0.03	119 ± 5	116 ± 3	
22	237 ± 6	248 ± 10	118		6.30	15.48 ± 0.04	126 ± 4	123 ± 2
23	195 ± 7	206 ± 5			6.24	15.50 ± 0.05	127 ± 4	114 ± 2
25	232 ± 9	218 ± 5		6.29	15.63 ± 0.06	129 ± 5	106 ± 3	
26	213 ± 6	232 ± 7		6.29	15.53 ± 0.05	121 ± 6	122 ± 4	
27	220 ± 8	216 ± 7		6.38	15.38 ± 0.04	126 ± 5	121 ± 3	
28	226 ± 6	238 ± 8		6.29	15.49 ± 0.06	119 ± 6	119 ± 3	
29	204 ± 4	216 ± 5		6.35	15.47 ± 0.05	115 ± 5	108 ± 3	
30	207 ± 7	212 ± 5		6.35	15.50 ± 0.05	122 ± 6	117 ± 4	
31	212 ± 4	220 ± 4		130	6.74	15.51 ± 0.04	131 ± 6	115 ± 4
32	219 ± 7	226 ± 7			6.79	15.54 ± 0.04	132 ± 5	118 ± 2
33	219 ± 4	223 ± 6	6.87		15.52 ± 0.02	129 ± 5	120 ± 3	
34	189 ± 5	190 ± 4	6.90		15.58 ± 0.07	117 ± 6	119 ± 4	
35	200 ± 6	213 ± 4	6.67		15.90 ± 0.04	120 ± 5	121 ± 3	
36	217 ± 4	207 ± 7	6.83		15.58 ± 0.02	121 ± 5	119 ± 3	
37	214 ± 6	225 ± 5	6.78		15.66 ± 0.02	122 ± 6	126 ± 4	
40	223 ± 5	229 ± 5	6.79		15.51 ± 0.03	121 ± 6	119 ± 3	
41	217 ± 5	238 ± 7	136		7.19	15.63 ± 0.03	121 ± 5	114 ± 2
42	211 ± 5	213 ± 6			7.24	15.54 ± 0.03	124 ± 5	113 ± 2
43	244 ± 8	246 ± 6		7.26	15.48 ± 0.03	138 ± 5	133 ± 3	
45	226 ± 6	206 ± 6		7.29	15.58 ± 0.03	124 ± 5	120 ± 3	

Segue nella pagina successiva. . .

APPENDICE 1

Continua dalla pagina precedente...							
Numero contatore	λ_1 (<i>cm</i>)	λ_2 (<i>cm</i>)	Lungh. (<i>cm</i>)	Lungh. (<i>ns</i>)	v (<i>cm/ns</i>)	SUM (<i>ps</i>)	DIFF (<i>ps</i>)
46	234 ± 4	257 ± 9		7.22	15.54 ± 0.02	124 ± 4	118 ± 2
47	224 ± 6	240 ± 6		7.21	15.66 ± 0.03	127 ± 5	117 ± 2
48	215 ± 6	235 ± 5		7.07	15.74 ± 0.04	120 ± 6	116 ± 4
50	212 ± 4	229 ± 8		7.11	15.62 ± 0.04	141 ± 5	123 ± 3
51	219 ± 6	236 ± 7		7.19	15.76 ± 0.05	122 ± 6	117 ± 3
52	225 ± 6	233 ± 4		7.27	15.63 ± 0.03	120 ± 5	112 ± 3
53	215 ± 6	214 ± 5		7.24	15.62 ± 0.03	125 ± 5	116 ± 2
54	213 ± 5	245 ± 7		7.16	15.54 ± 0.04	124 ± 6	120 ± 3
55	238 ± 5	219 ± 5		7.20	15.52 ± 0.03	123 ± 5	121 ± 3
56	201 ± 3	211 ± 8		7.09	15.59 ± 0.04	129 ± 6	129 ± 4
57	241 ± 7	242 ± 8		6.88	15.86 ± 0.08	142 ± 7	110 ± 4
58	226 ± 5	225 ± 5		7.05	15.55 ± 0.03	138 ± 6	118 ± 4
59	213 ± 5	221 ± 5		7.23	15.61 ± 0.03	128 ± 4	118 ± 2
60	203 ± 6	233 ± 6		7.05	15.63 ± 0.04	128 ± 4	122 ± 2
61	206 ± 4	223 ± 6		6.94	15.68 ± 0.07	138 ± 5	115 ± 3
62	219 ± 6	235 ± 6		7.12	15.57 ± 0.04	136 ± 6	115 ± 4
63	223 ± 6	226 ± 4		7.24	15.65 ± 0.06	123 ± 6	125 ± 3
64	209 ± 6	213 ± 4		7.34	15.59 ± 0.03	121 ± 5	116 ± 3
65	210 ± 5	228 ± 5		7.02	15.74 ± 0.04	119 ± 6	118 ± 3
66	245 ± 6	251 ± 8		7.16	15.48 ± 0.04	121 ± 6	129 ± 3

Tabella riassuntiva contenente i parametri calcolati per ognuno dei 56 contatori (opportunamente scelti fra i 66 della precedente tabella) prima di essere montati sui due piani del TOF. Per il significato dei campi si rimanda al Capitolo 3.

Appendice 2: Equalizzazione dei fotomoltiplicatori e misura del guadagno con fotodiode

Segue, infine, la tabella contenente tutti i risultati sperimentali riguardanti l'equalizzazione dei fotomoltiplicatori e la misura del guadagno mediante fotodiode.

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
1	105	740	1.17
	247	765	1.33
	359	755	1.13
	286	720	1.06
	143	730	0.92
	138	765	1.07
4	352	800	1.13
	248	800	1.12
	249	815	1.29
	227	775	1.16
	503	830	1.23
	260	793	1.10
5	236	790	1.28
	104	685	0.88
	204	709	0.96
	316	750	1.22
	182	730	0.94
	502	790	1.31

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
6	396	740	1.10
	133	730	1.11
	467	750	1.21
	422	749	1.24
	333	753	1.20
	121	753	0.91
7	362	766	1.10
	151	736	1.11
	186	745	1.21
	425	741	1.24
	234	743	1.20
	235	794	0.91
8	520	750	1.07
	427	740	0.90
	238	760	1.12
	466	750	1.17
	147	750	0.94
	408	778	1.16

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (segue nella prossime pagine).

APPENDICE 2

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
9	128	787	1.43
	338	770	1.17
	483	787	1.19
	148	760	1.02
	441	789	1.06
	430	789	1.39
10	265	779	1.10
	116	799	1.11
	393	800	1.21
	445	795	1.24
	245	787	1.20
	458	779	0.91
11	496	815	1.42
	508	796	1.04
	488	798	1.17
	298	822	1.38
	295	821	1.25
	219	829	1.29
14	246	798	1.46
	376	752	1.14
	281	777	1.12
	456	766	1.26
	472	771	1.15
	93	781	1.32
15	191	757	1.31
	407	755	1.07
	459	740	1.03
	156	759	1.26
	400	755	1.07
	380	759	1.04
16	361	730	1.11
	167	720	0.92
	364	741	1.08
	336	740	0.97
	188	725	1.08
	334	747	1.38

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
17	358	791	1.37
	262	790	1.27
	460	789	1.12
	130	783	1.18
	292	812	0.94
	324	777	1.19
18	426	809	1.19
	500	797	1.16
	454	788	1.13
	424	774	1.11
	487	797	1.05
	385	774	1.07
19	162	736	1.19
	337	767	1.16
	522	757	1.13
	391	758	1.11
	420	749	1.05
	270	750	1.07
20	404	765	1.38
	213	795	1.36
	491	760	1.19
	131	815	1.32
	510	779	1.21
	442	800	1.44
22	419	800	2.06
	374	752	0.97
	254	745	1.26
	171	765	1.11
	150	735	0.98
	142	759	1.09
23	170	793	1.35
	497	763	1.15
	291	804	1.16
	311	800	1.16
	279	801	1.07
	276	811	0.97

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (continua dalle pagine precedenti e segue nelle prossime pagine).

APPENDICE 2

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
25	406	745	1.07
	464	740	0.96
	203	740	1.07
	418	780	1.42
	169	730	1.04
	174	765	1.31
26	363	758	1.41
	287	758	1.23
	282	758	1.37
	268	771	1.36
	457	780	1.23
	226	771	1.29
27	179	756	1.05
	154	760	1.10
	136	765	1.18
	504	786	1.27
	237	810	1.33
	480	780	1.12
28	379	804	1.13
	224	799	1.22
	435	825	1.26
	383	763	0.78
	266	812	1.11
	481	782	0.83
29	229	792	1.34
	390	794	1.26
	453	800	1.09
	217	810	1.30
	482	760	1.94
	463	780	1.12
30	411	742	1.41
	351	771	1.23
	438	771	1.37
	444	744	1.36
	501	785	1.23
	323	764	1.29

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
31	314	833	1.24
	370	803	1.22
	511	821	1.18
	433	828	1.08
	305	828	1.13
	312	850	1.30
	312	850	1.30
32	241	715	1.19
	195	709	1.10
	200	730	1.34
	339	770	1.30
	386	735	1.11
	145	750	1.37
33	499	771	1.35
	243	750	1.31
	209	761	1.13
	303	804	1.35
	205	754	1.21
	519	770	1.37
34	328	766	1.53
	189	768	1.28
	256	768	1.04
	187	754	1.16
	509	764	1.19
	498	764	1.45
35	462	800	1.34
	465	775	1.16
	476	800	1.22
	344	792	1.27
	360	795	1.12
	252	793	1.31
	252	793	1.31
36	194	751	1.26
	321	735	1.01
	372	740	1.24
	114	760	1.39
	332	735	1.14
	125	730	1.15

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (continua dalle pagine precedenti e segue nelle prossime pagine).

APPENDICE 2

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
37	452	756	1.02
	388	756	1.00
	366	775	1.23
	348	783	1.20
	475	788	1.10
	86	773	1.14
40	135	775	1.14
	461	795	1.13
	429	820	1.39
	347	840	1.57
	382	804	1.03
	329	780	1.12
41	345	770	1.43
	288	745	1.23
	289	760	1.37
	223	757	1.41
	340	745	1.20
	161	726	1.32
42	402	725	1.13
	417	750	1.44
	485	724	1.13
	484	735	1.27
	240	750	1.18
	318	744	1.35
43	342	727	1.16
	405	745	1.21
	152	740	1.27
	517	742	1.22
	183	735	1.12
	259	745	1.35
45	387	745	1.31
	267	753	1.49
	285	760	1.37
	173	752	1.36
	199	735	1.05
	354	760	1.16

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
46	325	790	1.28
	168	720	1.03
	164	760	1.69
	423	755	1.29
	518	760	1.23
	320	730	1.11
47	284	820	1.36
	451	796	1.20
	436	800	1.18
	274	840	1.41
	129	817	1.02
	296	825	1.10
48	494	777	1.15
	469	797	1.16
	471	781	1.23
	215	805	1.09
	357	796	1.36
	264	806	1.24
51	95	767	1.41
	301	786	1.23
	132	765	1.37
	371	767	1.36
	206	778	1.23
	389	766	1.29
52	220	735	1.16
	212	720	1.05
	335	740	1.49
	513	770	1.32
	106	760	1.24
	76	742	1.21
53	489	803	1.16
	297	810	1.19
	294	785	1.12
	395	765	1.32
	309	768	1.15
	355	792	1.19

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (continua dalle pagine precedenti e segue nelle prossime pagine).

APPENDICE 2

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
50	505	810	1.62
	413	776	1.53
	124	777	1.36
	392	805	1.32
	218	770	1.13
	493	770	1.15
54	377	779	1.53
	331	769	1.28
	94	780	1.04
	233	789	1.16
	450	730	1.19
	307	749	1.45
55	253	805	1.33
	490	770	1.20
	375	805	1.32
	74	810	1.35
	449	760	0.99
	477	780	1.09
56	356	778	1.23
	399	783	1.60
	448	753	1.15
	410	777	1.26
	202	753	1.13
	244	783	1.32
57	300	823	1.26
	85	792	1.28
	115	843	1.55
	515	816	1.32
	447	807	1.26
	70	797	1.09
58	397	766	1.22
	473	755	1.23
	415	755	1.18
	180	761	1.33
	368	770	1.29
	153	755	1.43

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
59	216	760	1.15
	443	750	1.22
	394	790	1.64
	96	790	1.41
	255	800	1.52
	201	760	1.26
60	474	809	1.08
	306	804	1.45
	431	859	1.96
	177	831	1.39
	384	811	1.23
	290	831	1.20
61	293	780	1.22
	478	765	1.23
	521	785	1.27
	269	777	1.37
	155	770	1.36
	230	795	1.67
62	231	826	1.35
	437	818	1.20
	225	818	1.58
	327	812	1.10
	439	803	1.32
	434	821	1.24
63	257	760	1.53
	398	780	1.28
	83	741	1.04
	280	783	1.16
	239	752	1.19
	166	754	1.45
64	428	795	1.18
	341	815	1.28
	468	780	1.19
	514	770	1.37
	455	786	1.21
	221	780	1.20

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (continua dalle pagine precedenti e segue nelle prossime pagine).

Numero Contatore	Numero PMT	HV (V)	Gain $\times 10^6$
65	310	773	1.23
	495	790	1.19
	512	774	1.44
	271	810	1.47
	369	770	1.29
	330	800	1.21
66	232	815	1.11
	350	800	1.19
	273	800	1.07
	326	814	1.16
	277	801	0.96
	140	933	1.24

Tabella contenente tutte le tensioni di alimentazione per ogni singolo fotomoltiplicatore (identificato dal numero di PMT) ed il guadagno misurato alla tensione di alimentazione stessa (continua dalle pagine precedenti).

Appendice 3: Calcolo della risoluzione temporale del contatore di riferimento

Per calcolare la risoluzione del contatore di riferimento è necessario dapprima correggere per l'effetto Amplitude Walk, i tempi del contatore stesso. Per questo è stato temporaneamente cambiata l'elettronica del Telescopio generando il trigger come coincidenza dei due lati del contatore di test. In questo modo i due lati del contatore di riferimento non sono vincolati ed è possibile calcolare le costanti necessarie. Inoltre, in questo modo, è possibile calcolare la risoluzione sulla semisomma per il contatore di riferimento, misurando la risoluzione sulla semidifferenza dei tempi del contatore di riferimento (in questa configurazione). Dopo la calibrazione del contatore di riferimento il trigger è stato ricollegato nel modo corretto riportandolo sul contatore di riferimento (come già visto nel paragrafo 2.5).

Per calcolare la risoluzione del contatore di riferimento si procede nel modo seguente: si selezionano 26 differenti porzioni di 2 cm ciascuna sul contatore di riferimento e si interpola lo spettro della della semidifferenza dei tempi ottenendo, così, 26 differenti valori di risoluzione temporale (uno per ogni porzione selezionata).

Infine, si interpola il grafico della risoluzione temporale della semidifferenza dei tempi del contatore di riferimento in funzione della posizione utilizzando la seguente funzione:

```
function fitrefer(x)
common/pawpar/par(2)
vector polin1(3),polin2(3),L(1)
real s1,s2,s3,phe,Nx1,Nx2,x1,sigma1,sigma2,x,OS
s1=par(1)
s2=par(2)
```

```

s3=111.
phe=1.6
x1=x-64.8
Nx1=phe*(polin1(1)+polin1(2)*x1+polin1(3)*x1**2)
Nx2=phe*(polin2(1)+polin2(2)*x1+polin2(3)*x1**2)
if ((Nx1.gt.0).and.(Nx2.gt.0)) then
    sigma1=sqrt(s1**2/Nx1+s2**2*x**2/Nx1+s3**2)
    sigma2=sqrt(s1**2/Nx2+s2**2*(130.-x)**2/Nx2+s3**2)
else
    sigma1=0
    sigma2=0
endif
fitrefer=sqrt((sigma1**2+sigma2**2)/4)
return
end

```

che necessita dei 3 coefficienti di ciascuna dei 2 polinomi di secondo grado ottenuti dalla curva di attenuazione e fornisce, in uscita, il valore di σ_1 e σ_2 .

Sostituendo alla precedente funzione i valori dei 3 coefficienti delle 2 polinomiali e i due valori di σ ottenuti, si ottiene la seguente funzione:

```

Real function refres12(x)
real s1,s2,s3,phe,Nx1,Nx2,x1,sigma1,sigma2,x
s1=1090
s2=34.59
s3=111
phe=1.6
x1=x-64.8
Nx1=phe*(346.74-2.016*x1+0.014*x1**2)
Nx2=phe*(339.849+2.036*x1+0.012*x1**2)
if ((Nx1.gt.0).and.(Nx2.gt.0)) then
    sigma1=sqrt(s1**2/Nx1+s2**2*x**2/Nx1+s3**2)
    sigma2=sqrt(s1**2/Nx2+s2**2*(130.-x)**2/Nx2+s3**2)
else
    sigma1=0
    sigma2=0
endif
refres12=sqrt((sigma1**2+sigma2**2)/4)
return
end

```

Le quantità s_1 , s_2 ed s_3 corrispondono alle quantità σ_1 , σ_2 , σ_3 dell'equazione 4.22. La quantità phe è, invece, una costante moltiplicativa che tiene conto del fatto che ci si aspettano circa 450 – 500 fotoelettroni al centro del contatore per una MIP.

Le due quantità $Nx1$ e $Nx2$ indicano il numero di fotoelettroni visti dai due lati del contatore quando la particella incide nella posizione x . Tali quantità sono calcolate partendo dai 450 – 500 fotoelettroni al centro ed utilizzando le curve di attenuazione per ottenerne il numero alla posizione x . Si calcolano, poi, le due quantità $sigma1$ e $sigma2$ che sono le risoluzioni di entrambi i lati del contatore di riferimento (si veda per $sigma1$ che la posizione è calcolata come x =distanza dal fotomoltiplicatore del lato 1, mentre per $sigma2$ è calcolata come $(130. - x)$) utilizzando sempre la (4.22). La risoluzione $refres12$, infine, è la somma in quadratura delle due quantità $sigma1$ e $sigma2$.

Per quel che riguarda il calcolo della risoluzione del contatore di test si procede nel modo seguente: si selezionano 26 porzioni di 2 *cm* ciascuna lungo tutto il contatore di test. Per ogni porzione si effettuano le interpolazioni delle quantità delle quali si devono calcolare le risoluzioni temporali (tempi singoli, semisomma e semidifferenza dei tempi) e si calcola il contributo, a tale risoluzione, dovuto al contatore di riferimento. Per fare questo si selezionano, per ogni porzione sul contatore di test, 26 porzioni di 5 *cm* ciascuna, sul contatore di riferimento e si calcola la risoluzione al centro della porzione, utilizzando la funzione $refres12$ già descritta. In questo modo si ottengono, per ogni porzione di 2 *cm* sul contatore di test, 26 valori di risoluzione temporale dei quali viene effettuata la media pesata. Il peso di ogni termine corrisponde al rapporto:

$$Peso_i = \frac{NumRef_i}{NumTest} \quad (5.24)$$

dove $NumTest$ indica il numero di eventi che hanno attraversato la porzione di 2 *cm* selezionata e $NumRef_i$ indica il numero di eventi che hanno attraversato la stessa porzione sul contatore di test ed hanno attraversato la porzione i – *esima* del contatore di riferimento.

Il valore ottenuto come media pesata delle risoluzioni per ognuna delle 26 porzioni sul contatore di riferimento viene, infine, sottratto in quadratura alla risoluzione calcolata per la porzione di 2 *cm* sul contatore di test.

Bibliografia

- [1] *ALPHA MAGNETIC SPECTROMETER* (AMS) Proposal (1995)
- [2] G.L. Schroeder, *Genesis and the Big Bang*, Bantam Doubleday Dell Publishing Group, Inc., 1990.
- [3] M.H. Salamon, et al., *Ap. J.* **349**, 78 (1990).
- [4] R.E. Steitmatter, et al., *Proc. 21st International Cosmic Ray Conference* (3), 277 (1990).
- [5] P. Chardonnet, J. Orloff and P. Salati, *The Production of Anti-Matter in our Galaxy*, CERN preprint, 15 May 1997, disponibile presso <http://preprints.cern.ch/archive/electronic/astro-ph/9705/9705110.ps.gz>.
- [6] G. Steigman, *Annual Review of Astronom Astrophysics* (14), 339 (1976).
- [7] BESS collaboration, *Search for Antihelium of Cosmic Origin*, KEK Report 96-12, August 1996, CERN libraries, Geneva, disponibile presso <http://preprints.cern.ch/archive/electronic/astro-ph/9611/9611048.ps.gz>.
- [8] V. Shoutko, *AMS on Shuttle*, Internal Report, disponibile presso <http://hpl3itp1.cern.ch:8081/amsshpr.ps>.
- [9] S. Hawking, *Dal Big Bang ai buchi neri*, Rizzoli, 1988.
- [10] J. Ellis, et al., *Physics Letter* **B214**, p. 403, 1988.
- [11] R. Battiston, *Astro-particle Physics with the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)*, Internal Report, 1997, disponibile presso <http://preprints.cern.ch/archive/electronic/astro-ph/9705/9705029.ps.gz>.
- [12] Yu. Galaktionov and V. Shoutko, "Proton and antiproton spectra and rates during Shuttle Flight". AMS Note, 10/5/1997

- [13] G. Charpak et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25 (1978), pag. 122.
- [14] C. Rubbia, et al., *The electronics and parallel readout system for the UA1 Limited-Streamer Tubes muon detector*, *Nucl. Instr. and Meth.* A253 (1987), pagg. 189-202.
- [15] Charm II Collaboration, *Test results of the Streamer-Tube system of the CHARM II neutrino detector*, *Nucl. Instr. and Meth.* A252 (1986), pagg. 443-449.
- [16] E. Iarocci, *Plastic streamer tubes and their applications in High Energy Physics*, *Nucl. Instr. and Meth.* A217 (1983), pagg. 30-42.
- [17] Y. Tie-Jian et al., *Self-quenching streamer discharge under extremely large amounts of quenching gas*, *Nucl. Instr. and Meth.* A252 (1986), pagg. 61-64.
- [18] E.P. De Lima, et al., *The charge distribution of self-quenching streamers*, *Nucl. Instr. and Meth.* A267 (1988), pagg. 93-100.
- [19] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Physics experiment*, Springer-Verlag, 1987.
- [20] W.R. Leo, op. cit.
- [21] F. Gasparini, et al., *Drift time measurements in limited streamer tubes*, *Nucl. Instr. and Meth.* A267 (1988), pagg. 87-92.
- [22] Hamamatsu Photonics, *R5900 technical note (preliminary)*, November 1995.
- [23] A. Contin, *Results of a simulation of the AMS TOF counters*, AMS Note, 01/12/1996.
- [24] E. Choumilov, Yu. Galaktinov, *Monte-Carlo study of AMS Time-of-Flight system*, AMS Note, 14/10/1995.
- [25] M. Ambriola, *La tecnica del tempo di volo: analisi e test della migliore risoluzione*, Tesi di Laurea, Corso di Laurea in Fisica dell'Università di Bari, Anno Accademico 1994-95, pag. 58-64.
- [26] D. Alvisi, *Calibrazione dei fotomoltiplicatori di AMS, esperimento spaziale per la ricerca dell'antimateria*, Tesi di Laurea, gruppo AMS, Corso di Laurea in Fisica dell'Università di Bologna, Anno Accademico 1996-97, pag. 23-28.

BIBLIOGRAFIA

[27] D. Alvisi, op. cit., pagg. 35-36.

[28] B. Bencheikh et al., Nucl. Instr. and Meth., A315 (1992), pag. 352.