

Università degli Studi di Genova  
Scuola di Scienze M.F.N.  
Corso di Laurea in Fisica



Anno Accademico 2011-2012

Studio della Risposta del  
Prototipo di un Calorimetro  
In PbWO per CLAS12

di

Francesco Cipro

**Relatori:**

Prof. Mauro Taiuti

Dr. Marco Battaglieri

**Correlatore:**

Prof. Fabrizio Parodi

*Ai Miei Nonni*  
*e*  
*Alle Mie Nonne*

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 L'esperimento MesonEx</b>	<b>4</b>
1.1 Introduzione . . . . .	4
1.2 I mesoni ordinari nel modello a quark e i mesoni ibridi . . . . .	6
1.3 Fotoproduzione di mesoni esotici . . . . .	8
1.4 Il rivelatore CLAS12 . . . . .	9
1.5 Forward Tagger . . . . .	16
1.5.1 FT-Cal . . . . .	19
1.5.2 FT-Hodo . . . . .	20
1.5.3 FT-Trck . . . . .	21
1.6 Conclusioni . . . . .	23
<b>2 Il calorimetro elettromagnetico FT-Cal</b>	<b>24</b>
2.1 Calorimetri elettromagnetici . . . . .	24
2.1.1 Calorimetri omogenei . . . . .	27
2.2 Il cristallo di PbWO . . . . .	28
2.2.1 Geometria dei cristalli . . . . .	30
2.2.2 Light Yield assoluto . . . . .	32
2.3 Fotorivelazione del segnale . . . . .	34
2.3.1 APD . . . . .	34
2.4 Componenti Elettroniche . . . . .	36
2.4.1 Lettura del segnale . . . . .	36
2.5 Design del FT-Cal . . . . .	38
2.5.1 Assemblaggio dei cristalli . . . . .	39
2.5.2 Raffreddamento . . . . .	40
2.6 Monitoraggio del FT-Cal . . . . .	41

## INDICE

<b>3</b>	<b>Il Prototipo del FT-Cal</b>	<b>43</b>
3.1	Proto-16 . . . . .	43
3.1.1	Descrizione componenti ed assemblaggio . . . . .	43
3.1.2	Simulazioni . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Il trattamento del segnale</b>	<b>51</b>
4.1	L'algoritmo di analisi . . . . .	51
4.2	Procedura di calibrazione . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Test alla Beam Test Facility</b>	<b>63</b>
5.1	La Beam Test Facility . . . . .	63
5.2	Setup Sperimentale alla BTF . . . . .	67
5.3	Configurazione di lavoro del Proto-16 . . . . .	68
5.4	Risultati . . . . .	77
	<b>Bibliografia</b>	<b>83</b>

# Introduzione

La fenomenologia degli adroni ed in particolare lo studio del loro spettro portò più di quarant'anni fa allo sviluppo del modello a quark, in cui barioni e mesoni sono rispettivamente descritti come stati legati di tre quark e di coppie quark-antiquark. Benché questa descrizione sia ancora valida e sia in effetti in grado di riprodurre molte delle caratteristiche dello spettro adronico, è ora un fatto accertato che la massa degli adroni non può essere spiegata solo sulla base delle masse dei quark costituenti, ma è nella maggior parte dovuta alla dinamica dei gluoni che li legano. Lo studio dello spettro degli adroni, la misura delle loro proprietà e della loro struttura interna è quindi un passo cruciale per raggiungere una comprensione approfondita dell'interazione forte. I mesoni, essendo formati da una sola coppia quark-antiquark, sono il sistema adronico più semplice e quindi l'ambiente ideale dove studiare l'interazione fra quark, comprendere il ruolo dei gluoni ed indagare l'origine del confinamento. Il programma sperimentale, avviato presso il Jefferson Laboratory di Newport News in Virginia, si propone lo studio della spettroscopia mesonica e la ricerca di stati non convenzionali quali i mesoni ibridi con struttura  $q\bar{q}g$ . Questo studio sarà sviluppato sfruttando la diffusione a piccoli angoli di elettroni di alta energia su un bersaglio di idrogeno e la successiva produzione di fotoni quasi reali. Il Jefferson Laboratory dispone di un acceleratore di elettroni (CEBAF) che sarà in grado di produrre fasci di energia fino a 12 GeV. Le misure verranno effettuate presso la Sala B del complesso sperimentale, utilizzando il rivelatore a grande accettazione CLAS12 insieme al nuovo strumento *Forward Tagger* per la rivelazione degli elettroni diffusi ad angoli compresi tra  $2.5^\circ$  e  $4.5^\circ$ . Questo rivelatore verrà utilizzato per determinare l'energia e gli angoli dell'elettrone diffuso, per una completa ricostruzione dello stato finale.

Il *Forward Tagger* sarà composto da tre parti: un calorimetro elettromagnetico (FT-Cal) per la misura dell'energia dell'elettrone diffuso, un tracciatore (FT-Trck) per la misura degli angoli di diffusione ed un odoscopio (FT-Hodo)

## *Introduzione*

per la separazione di elettroni e fotoni.

Questo lavoro di tesi ha come scopo lo studio della componente chiave del Forward Tagger, cioè del calorimetro elettromagnetico. Questo sarà un calorimetro omogeneo che dovrà soddisfare numerosi requisiti, tra cui alta resistenza alle radiazioni, dimensioni ridotte ed elevata risoluzione energetica. Il rivelatore sarà composto da 332 cristalli di *Tungstato di Piombo* (PbWO), accoppiati a fotosensori di tipo *Avalanche PhotoDiode* (APD). Il sistema di lettura del segnale sarà basato su dispositivi digitalizzatori, *flash Analog to Digital Converter* (fADC), sviluppati presso il Jefferson Laboratory.

Il mio lavoro di tesi si è quindi concentrato sullo studio della risposta di un prototipo del calorimetro del Forward Tagger, realizzato presso il Gruppo III dell'INFN della Sezione di Genova, ed in particolare sullo sviluppo di un algoritmo per la ricostruzione del segnale e la calibrazione in energia dei cristalli. Ho inoltre valutato le prestazioni del sistema durante test su fascio, verificando la linearità della risposta del prototipo e determinando la sua risoluzione energetica.

La struttura della tesi è articolata nel seguente modo. Il primo capitolo è suddiviso in due parti: nella prima illustrerò le motivazioni fisiche alla base del programma scientifico nel quale rientra questo progetto, mentre nella seconda presenterò una panoramica sul nuovo rivelatore CLAS12 e sul Forward Tagger. Nel secondo capitolo presenterò brevemente i principi di funzionamento dei calorimetri elettromagnetici e descriverò i componenti principali del calorimetro elettromagnetico del rivelatore Forward Tagger (FT-Cal), tra cui i cristalli di tungstato di piombo, i fotosensori e la catena elettronica. Nel terzo capitolo illustrerò la struttura del prototipo del FT-Cal, descrivendo le proprietà dei diversi elementi, la struttura meccanica e la procedura d'assemblaggio. Nel quarto capitolo presenterò l'algoritmo di trattamento del segnale e la procedura di calibrazione dei cristalli. Nel quinto capitolo descriverò infine la Beam Test Facility dei Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, dove il prototipo è stato sottoposto a test su fascio. Illustrerò quindi il setup sperimentale e le misure effettuate per determinare la configurazione di lavoro ottimale del calorimetro, presentando i risultati ottenuti nelle diverse configurazioni e confrontandoli con le prestazioni attese sulla base di simulazioni Monte Carlo.



# Capitolo 1

## L'esperimento MesonEx

### 1.1 Introduzione

La teoria che descrive l'interazione tra quark è la Cromodinamica Quantistica (QCD), sviluppata a partire dal 1963, anno in cui Gell-Mann [1] e Zweig [2] proposero l'idea che gli adroni fossero formati combinando particelle costituenti, chiamati *quark*. Un altro passo fondamentale fu fatto quando, nel 1965, Han e Nambu [3] [4] avanzarono l'ipotesi che i quark possedessero un ulteriore numero quantico, chiamato *colore*, e che interagissero tramite un nuovo tipo di bosone, detto gluone, la cui esistenza venne verificata negli anni successivi con gli esperimenti presso il laboratorio DESY di Amburgo. Oggi sappiamo che quark e gluoni si legano a formare sistemi con colore complessivo nullo, con configurazione del tipo  $qqq$  (barioni) o del tipo  $q\bar{q}$  (mesoni).

Nonostante i grandi progressi ottenuti a partire da quegli anni, l'interazione forte e la dinamica dei sistemi composti da quark e gluoni presentano ancora molti interrogativi non risposti. Per esempio, c'è ormai chiara evidenza che la massa degli adroni non possa essere spiegata attraverso le masse dei costituenti fondamentali, i quark, da cui essi sono formati, ma sia per la maggior parte dovuta alla forza che li lega, cioè ai gluoni. Al contrario lo spettro adronico sembra poter essere spiegato per la maggior parte con i soli quark che determinano la configurazione microscopica di base. Inoltre, per quanto gli adroni noti possano essere ricondotti alle due configurazioni a quark sopra citate, cioè barioni o mesoni, la QCD in principio non proibisce l'esistenza di stati con configurazione differente e non c'è ancora una spiegazione chiara del perché configurazioni del tipo  $qqq$  o del tipo  $q\bar{q}$  siano le più diffuse.

Uno dei campi di ricerca che si rivelarono cruciali per lo sviluppo della Cro-

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

modinamica Quantistica, sia nelle fase iniziale che nei tempi successivi, è rappresentato dalla spettroscopia adronica. Infatti, nel corso degli anni cinquanta e sessanta, fu la scoperta di un grande numero di adroni a portare i fisici ad ipotizzare che questi non fossero particelle elementari ma che avessero una struttura interna e che fossero formati da quark. Successivamente la misura accurata delle proprietà degli adroni, quali le masse e lo spin, permise lo sviluppo del modello a quark e la classificazione degli adroni come barioni o mesoni. Oggi si ritiene che la spettroscopia possa ancora rappresentare uno strumento fondamentale per rispondere alle problematiche ancora aperte, fornendo risposte a domande quali ad esempio qual è l'origine della massa adronica, qual è l'origine del confinamento dei quark e qual è il ruolo dei gluoni nel determinare le proprietà della materia adronica.

In questo ambito di ricerca, la spettroscopia mesonica ha attualmente un ruolo molto importante. Il mesone, costituito da un quark e da un antiquark, è il sistema adronico più semplice ed è quindi il candidato ideale per studiare l'interazione fra quark e capire il ruolo dei gluoni nel determinare le proprietà della materia adronica. In questo campo gli obiettivi proposti dai fisici sono lo studio dello spettro mesonico, con misure ad elevata precisione delle loro proprietà, e la ricerca di nuovi stati che possano essere ricondotti a configurazioni microscopiche non convenzionali. Modelli fenomenologici e calcoli eseguiti tramite la tecnica della QCD su reticolo suggeriscono infatti l'esistenza anche di stati non convenzionali [5] [6] quali ibridi  $q\bar{q}g$ , in cui c'è un ruolo attivo da parte di un gluone che contribuisce a determinare i numeri quantici del sistema, tetraquarks  $q\bar{q}q\bar{q}$  [7], che sono formati da due quark e due antiquark, e glueballs [8], che corrispondono a stati formati solo dall'accoppiamento di gluoni. In Figura 1.1 sono rappresentate schematicamente questi stati mesonici non convenzionali.

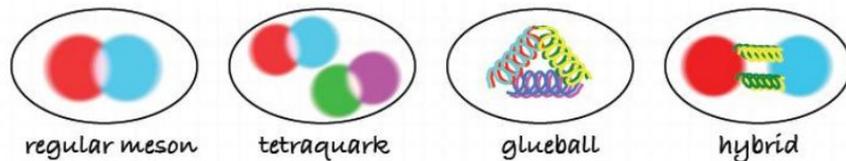


Figura 1.1: Configurazioni di stati mesonici convenzionali e non

Questi stati non convenzionali possono essere distinti dai mesoni ordinari nel caso essi abbiano numeri quantici esotici, cioè combinazioni di spin, parità

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

e momento angolare totale che non sono permesse per stati  $q\bar{q}$ . Questo è atteso per esempio nel caso dei mesoni ibridi, per i quali modelli fenomenologici predicono l'esistenza di multipletti di stati con numeri quantici esotici e diversa combinazione di sapore.

In quest'ambito il programma MesonEx, che verrà sviluppato presso il Jefferson Lab in Virginia, si propone di studiare lo spettro mesonico entro un intervallo di masse compreso tra 1.5 GeV e 2.5 GeV [9]. L'esperimento si svolgerà all'interno della sala sperimentale B, utilizzando il rivelatore CLAS12 ed un nuovo componente che ne estenderà l'accettanza angolare a piccoli angoli, il *Forward Tagger*.

### 1.2 I mesoni ordinari nel modello a quark e i mesoni ibridi

Intorno agli anni 60 vennero scoperte un grande numero di particelle ( $\pi$ ,  $\rho$ ,  $K$ ,  $\omega$ ,  $\eta$ , etc.) con masse, carica elettrica e vita media differenti. Venne quindi proposto il modello a quark, in cui la classificazione di queste particelle (dette adroni) dipende dalla configurazione dei quark e degli antiquark che li compongono. Si ipotizza che esistano tre tipi di quark (up, down, strange) e che questi siano oggetti elementari, privi di struttura interna ed interagenti tra loro.

Il modello a quark, applicato al settore dei quark leggeri u, d ed s è basato sulla simmetria dell'interazione forte rispetto al gruppo SU(3) di sapore ed afferma che quark ed antiquark costituenti si organizzino in tripletti che formano la rappresentazione fondamentale di SU(3) (e del suo coniugato). Gli adroni vengono perciò costruiti attraverso il prodotto di queste rappresentazioni: i mesoni, che sono stati  $q\bar{q}$ , sono quindi costituiti dal prodotto  $3 \otimes \bar{3}$ , che equivale ad uno stato di singoletto ed uno stato di ottetto ( $1 \oplus 8$ ) e formano quindi un *nonetto*. I barioni invece, essendo stati  $qqq$ , sono formati dal prodotto  $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$ . La Figura 1.2 mostra la rappresentazione di un nonetto mesonico.

I numeri quantici dei mesoni nel modello quark dipendono dallo spin complessivo della coppia quark-antiquark, S, e dal loro momento angolare relativo, L. Dal momento che sia quark che antiquark hanno spin 1/2, lo spin totale del sistema  $q\bar{q}$  potrà essere pari a S=0 oppure a S=1; utilizzando le definizioni di momento angolare totale  $J = L \oplus S$ , di parità  $P=(-1)^{L+1}$  e di coniugazione di

CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

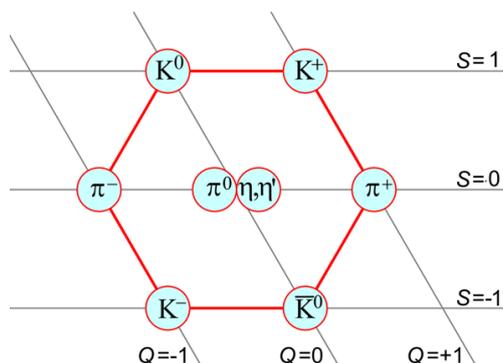


Figura 1.2: Rappresentazione di un nonetto mesonico.

carica  $C=(-1)^{L+S}$ , si deduce che non tutti valori di  $J^{PC}$  sono accessibili e che combinazioni possibili sono per esempio  $0^{-+}$ ,  $0^{++}$ ,  $1^{--}$ . Per ogni combinazione possibile di  $J^{PC}$ , ci si attende l'esistenza di un nonetto di mesoni con diverse combinazioni di sapore e masse degeneri nel limite di validità di  $SU(3)$ . Negli ultimi decenni, in alternativa al modello a quark, sono stati proposti altri approcci che prevedono l'esistenza di adroni non convenzionali [10] [11] [12] [13]. Tra questi il modello fenomenologico a tubo di flusso [14] che parte dalla considerazione che il gluone che lega ogni coppia  $q\bar{q}$  si concentra all'interno di una struttura a tubo (o stringa) che ruota, mantenendo una densità di massa uniforme. In questo modello, gli stati legati eccitati del tubo di flusso corrispondono a stati mesonici ibridi, dal momento che le eccitazioni di questa stringa portano un momento angolare non nullo che si somma al momento angolare della coppia  $q\bar{q}$  per determinare i nuovi numeri quantici del sistema. In particolare nel caso in cui il tubo di flusso possieda momento angolare  $L=0$ , il suo contributo ai numeri quantici è previsto essere  $J^{PC} = 1^{+-}$  oppure  $J^{PC} = 1^{-+}$ . Questo andrà sommato ai numeri quantici del sistema  $q\bar{q}$ , dando luogo a nuove combinazioni di valori per  $J^{PC}$ . Per esempio se si considerano i nonetti mesonici con momento angolare relativo  $L=0$ , l'aggiunta del contributo dovuto al tubo di flusso eccitato porta a  $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{+-}, 1^{-+}, 1^{+-}, 1^{++}, 1^{--}, 2^{-+}, 2^{+-}$ , cioè a ben 8 combinazioni differenti, ciascuna delle quali corrisponde ad un nonetto di mesoni ibridi. Fra questi valori di  $J^{PC}$ ,  $0^{+-}$ ,  $1^{-+}$  e  $2^{+-}$  sono combinazioni esotiche. L'evidenza sperimentale di stati con tali combinazioni di numeri quantici provverebbe l'esistenza di sistemi mesonici diversi da  $q\bar{q}$ .

### 1.3 Fotoproduzione di mesoni esotici

La produzione di mesoni ibridi può essere realizzata attraverso vari tipi di reazioni, quali ad esempio la produzione periferica  $\pi p$ , l'annichilazione  $e^- - e^+$  o  $p - \bar{p}$ , lo scattering  $p - p$  o la fotoproduzione.

Studi fenomenologici indicano che l'utilizzo di fasci di pioni per la produzione di mesoni esotici sia sconveniente, in quanto lo stato iniziale con  $S=0$  per la coppia  $q\bar{q}$  tende a sfavorire la produzione di mesoni ibridi con numeri quantici esotici. Altri studi invece suggeriscono che la produzione di mesoni esotici tramite fotoproduzione sia favorita, poiché presenta una sezione d'urto comparabile con quella per la produzione dei mesoni regolari [15] [16].

La soluzione adottata all'interno dell'esperimento MesonEx è quella di utilizzare la fotoproduzione quasi reale, in cui vengono prodotti fotoni quasi-reali a partire da elettroni diffusi a piccoli angoli. Questa soluzione sembra essere una valida alternativa alla reazione di fotoproduzione [17], poiché è già stata utilizzata in passato per la produzione di fasci di fotoni di alta energia ( $\sim 100$  GeV) presso il CERN [18] [19] ed il centro di ricerca DESY [20] [21].

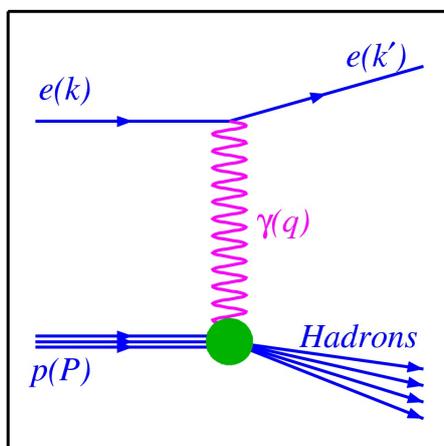


Figura 1.3: Diagramma di un processo di scattering profondamente anelastico.

Nei processi di fotoproduzione, quale ad esempio quello di Figura 1.3, il quadri-momento trasferito  $Q^2$  corrisponde alla massa virtuale del fotone. In questi processi un elettrone viene diffuso da un protone bersaglio e la dipendenza del quadri-momento trasferito  $Q^2$  dall'angolo di scattering è sempre espressa dalla relazione  $Q^2 = -q^2 = 4E_0E' \sin^2(\theta/2) = -m_\gamma(\text{virtuale})$ , dove  $E_0$  ed  $E'$

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

sono rispettivamente l'energia iniziale e finale dell'elettrone e  $\theta$  è l'angolo di diffusione dell'elettrone rispetto alla sua direzione iniziale. Di conseguenza, per angoli di diffusione inferiori a  $5^\circ$  (che è consistente con i parametri che verranno utilizzati nell'ambito dell'esperimento MesonEx), il valore di  $Q^2$  risulta essere di  $10^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ .

Il vantaggio nell'utilizzo di questa tecnica sta nel fatto che misurando l'elettrone diffuso si può determinare, evento per evento, l'energia e la polarizzazione dei fotoni. Quest'ultima può essere utilizzata nell'analisi in onde parziali dello stato adronico prodotto per ridurre il numero di ampiezze necessarie a descrivere il processo, semplificando fortemente il problema matematico. Si ha infatti:

$$\epsilon = \left[ 1 + 2 \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \tan^2(\theta/2) \right]^{-1}$$

dove  $\nu$  è l'energia del fotone quasi reale.

Alcuni test preliminari sono stati eseguiti utilizzando questa tecnica di produzione di fotoni quasi-reali, in cui sono stati misurati gli stati adronici senza però rivelare l'elettrone nello stato finale (in modo da verificare l'effettivo funzionamento della tecnica). Sono stati selezionati solo gli eventi in cui l'angolo di diffusione dell'elettrone era  $\sim 0^\circ$  ed in cui i quattro fotoni misurati sono compatibili col decadimento  $\pi^0\pi^0$  o  $\pi^0\nu$ : osservando lo spettro di massa si vedono picchi in presenza di alcune risonanze mesoniche già conosciute, come mostrato in Figura 1.4.

### 1.4 Il rivelatore CLAS12

Il Thomas Jefferson National Laboratory (JLAB) di Newport News, in Virginia, è operativo dal 1997 ed ha realizzato un vasto programma di esperimenti nell'ambito della fisica nucleare e subnucleare ad energie intermedie, utilizzando un fascio di elettroni di 6 GeV. Il cuore del laboratorio è l'acceleratore CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) [22][23][24], composto da due acceleratori lineari collegati da archi di ricircolazione. Il fascio di elettroni viene iniettato all'interno dell'acceleratore ad energie di poche decine di MeV e fatto ricircolare fino ad un massimo di 5 volte; l'energia del fascio incidente può variare da 0.8 GeV fino a 6 GeV, con un ciclo di lavoro utile del 100%, una corrente massima di  $200 \mu\text{A}$  ed una polarizzazione del 75%.

Nel 2001 è iniziato l'upgrade dell'intero laboratorio che permetterà l'aumento

CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

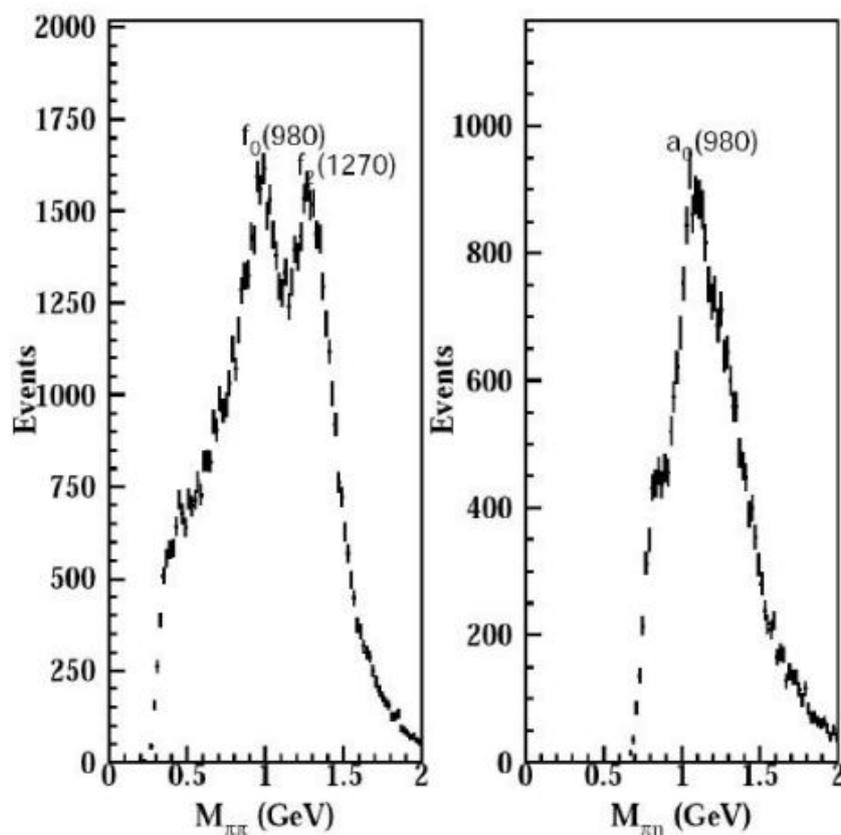


Figura 1.4: Distribuzione della massa invariante per  $\pi^0\pi^0$  (sinistra) e  $\pi^0\eta$  (destra) per la reazione  $ep \rightarrow p\pi^0\pi^0(e)$  e  $ep \rightarrow p\pi^0\eta(e)$  rispettivamente. In entrambi i casi, solo i protoni e i 4 fotoni emessi dal decadimento mesonico vengono rivelati.

dell'energia del fascio fino a 12 GeV, grazie ad un aumento della potenza degli acceleratori lineari. Verrà inoltre rinnovata la strumentazione delle tre sale sperimentali già esistenti (Hall A,B e C) e ne verrà costruita una quarta (Hall D); in particolare il CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS) all'interno della Hall B verrà potenziato e trasformato in CLAS12, pensato per operare ad energie maggiori ed alla luminosità di  $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , dieci volte superiore rispetto alla luminosità di CLAS.

Il rivelatore di nuova progettazione CLAS12 è uno spettrometro a grande accettazione angolare, formato da due parti: il Forward Detector (FD) per la rivelazione di particelle cariche e neutre emesse ad angoli compresi tra  $5^\circ$  e  $35^\circ$  ed il Central Detector (CD), con un'accettazione angolare che andrà da  $35^\circ$  fino a  $135^\circ$ . Il bersaglio di Idrogeno liquido ( $\text{LH}_2$ ) sarà collocato al centro del CD.

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

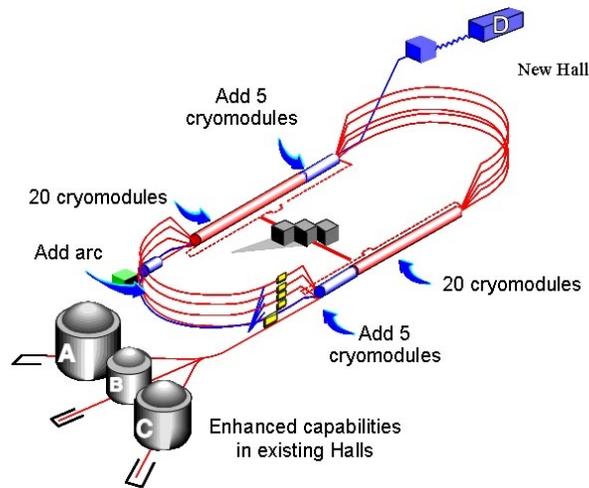


Figura 1.5: Schema dell'acceleratore CEBAF presso il Jefferson Lab: in blu sono indicate le integrazioni che verranno eseguite per l'upgrade a 12 GeV del fascio.

Il FD utilizzerà alcuni dei componenti di CLAS e le infrastrutture della Hall B. La rivelazione delle particelle avverrà tramite i sei spettrometri che verranno installati fra le bobine di un magnete toroidale e copriranno l'intero angolo azimutale. Ognuno di questi spettrometri corrisponde ad un diverso settore del Forward Detector, su cui verranno montati il tracciatore (FVT), un contatore Cherenkov ad alta soglia (HTCC), delle camere a deriva (FDC), un contatore Cherenkov a bassa soglia (LTCC), tre piani di contatori a scintillazione (FTOF) ed un calorimetro elettromagnetico (FEC).

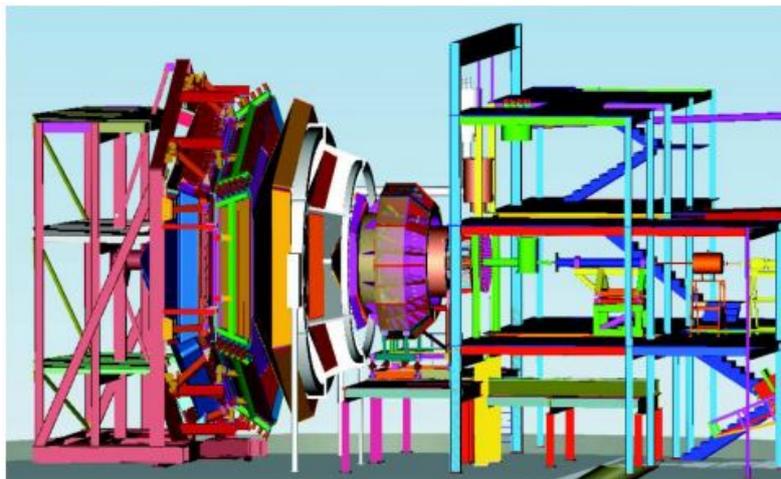


Figura 1.6: Il rivelatore CLAS12 della Hall B

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

Per la misura della traiettoria delle particelle cariche verranno utilizzati il tracciatore di vertice e le camere a deriva: ognuna di queste è composta da tre differenti zone. La prima zona del FDC sarà collocata di fronte al magnete toroidale, al di fuori della regione di campo; la seconda zona verrà installata tra le bobine del magnete, nella zona ad alto campo magnetico, mentre si installerà la terza zona al di fuori delle bobine del magnete.

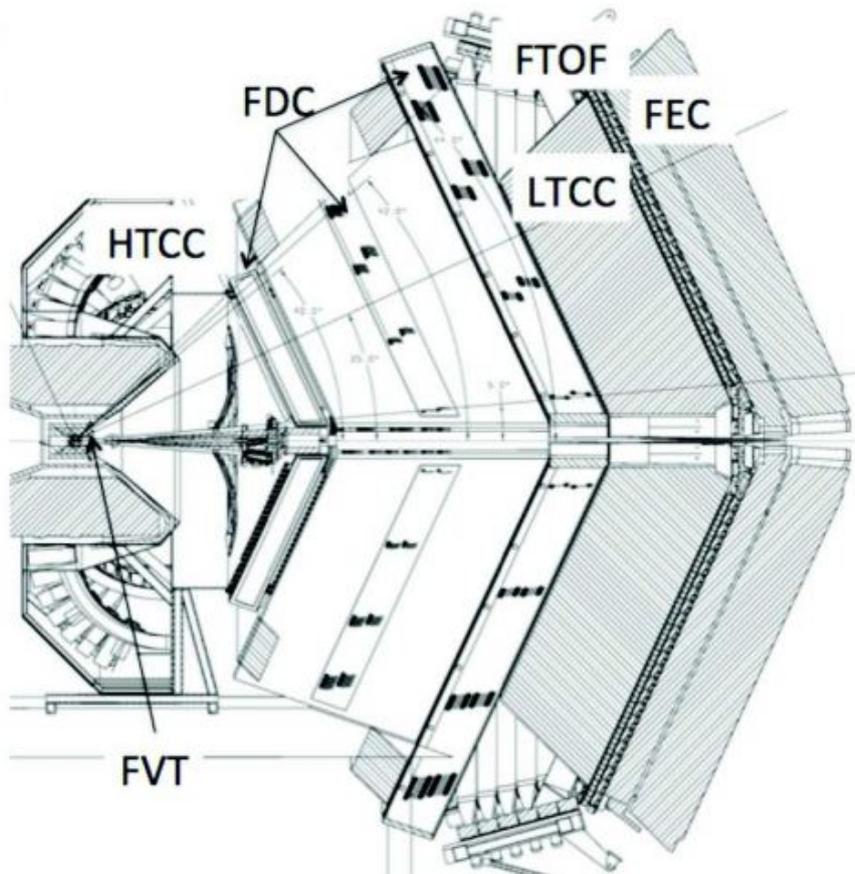


Figura 1.7: Schema dell'acceleratore CEBAF presso il Jefferson Lab, in cui sono indicate le integrazioni che verranno fatte per l'aggiornamento a 12 GeV del fascio.

Il tracciatore (FVT) fornirà un'accurata ricostruzione dei parametri del vertice di scattering; questo componente si basa su rivelatori a strip di Silicio, montati a  $\sim 25$  cm dal bersaglio, lungo l'asse del fascio. I tre strati di scintillatore (FTOF), con risoluzione temporale di  $\sim 80$  ps, sono utilizzati per la misura del tempo di volo; questa informazione, insieme alla lunghezza di cammino ed all'impulso, misurate nel FDC, verrà utilizzata nell'identificazione

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

degli adroni carichi. I due contatori Cherenkov LTCC, con una soglia per l'impulso di 2.7 GeV/c, e HTCC, con una soglia per l'impulso di 4.9 GeV/c, saranno utilizzati per l'identificazione degli elettroni e dei pioni carichi: il primo utilizzerà come radiatore  $CO_2$  e consentirà di distinguere la luce Cherenkov prodotta dagli elettroni da quella prodotta dai pioni. Il secondo, utilizzando il gas di  $C_4F_{10}$ , servirà per la discriminazione dei pioni carichi da altri adroni quali kaoni e protoni.

In ultimo, il calorimetro elettromagnetico (FEC) misurerà l'energia degli sciami elettromagnetici (quindi  $e^-$ ,  $e^+$  e  $\gamma$ ) ed il tempo di interazione, tramite un sistema di lettura stereoscopico nel piano trasverso, con una segmentazione tale che permetterà di determinare la posizione della particella con un'accuratezza di  $\sim 1$  cm e di distinguere gli sciami elettromagnetici da quelli prodotti, ad esempio, da pioni di alta energia. Allo stesso scopo, il FEC è segmentato anche nella direzione longitudinale. Il calorimetro, tra i componenti del Forward Detector, è inoltre il principale strumento per la rivelazione dei neutroni, possibile grazie a misure di tempo di volo.

Parametri	Forward Detector
Tracce cariche: range angolo polare ( $\theta$ ) risoluzione angolo polare ( $\delta\theta$ ) risoluzione angolo azimutale ( $\delta\phi$ ) risoluzione impulso	$5^\circ \div 35^\circ$ < 10 mr fino a 20 mr < 5 mr < 5% @ 1.5 GeV/c
Particelle neutre: range angolo polare ( $\theta$ ) risoluzione angolo polare ( $\delta\theta$ ) risoluzione impulso	$40^\circ \div 125^\circ$ (neutroni) < 10 mr < 5%
Rilevazione particelle: e / $\pi$ $\pi$ / p K / $\pi$ K / p	ND < 1.25 GeV/c < 0.65 GeV/c < 1 GeV/c

Tabella 1.1: Le caratteristiche del Forward Detector

L'altro componente di CLAS12, il Central Detector, sarà impiegato per la rivelazione di adroni carichi e neutroni, in un range angolare che va da un minimo di  $35^\circ$  fino ad un massimo di  $135^\circ$  e per impulsi inferiori a 1.5 GeV/c. Il rivelatore è basato su un magnete superconduttore solenoidale che produce

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

un campo fino a 5T utilizzato anche come schermo magnetico per il Forward Detector contro gli elettroni diffusi per scattering Moller e contro l'alone del fascio.

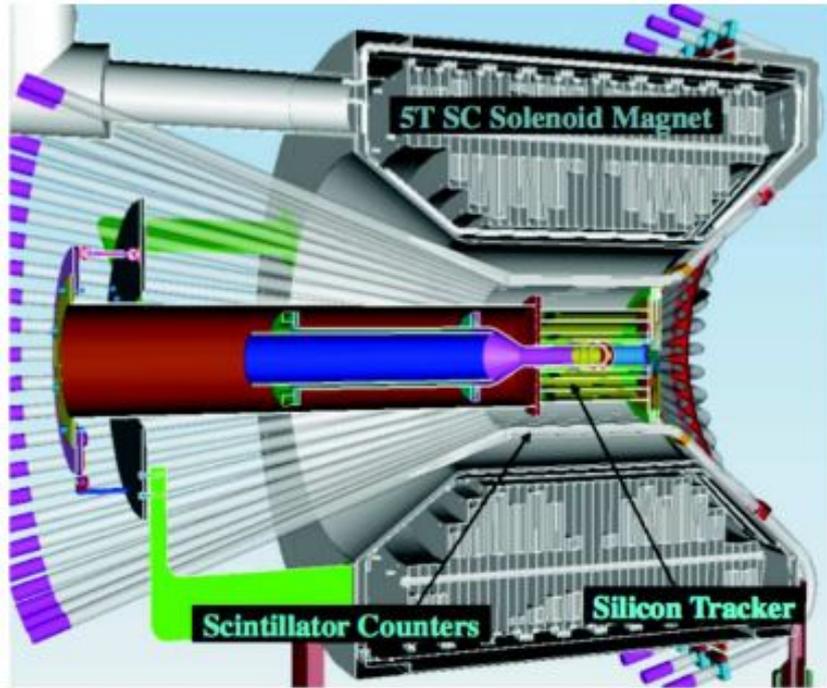


Figura 1.8: Sezione del Central Detector

Al suo interno saranno installati quattro rivelatori cilindrici al silicio (BST) per la misura delle tracce cariche. Sempre all'interno del solenoide verrà collocato un contatore (CTOF), che consiste di 50 scintillatori, per la misura del tempo di volo delle particelle cariche, con risoluzione temporale di 60 ps. Entrambi questi rivelatori saranno disposti in modo da coprire l'intero angolo azimutale. Inoltre, tra il CTOF ed il criostato del solenoide sarà posizionato un rivelatore di neutroni, basato su scintillatori plastici, con efficienza del 10% e risoluzione energetica di  $\sim 5\%$ .

Con i rivelatori appena descritti, si potranno identificare: elettroni, adroni carichi ( $p$ ,  $\pi^\pm$  e  $K^\pm$ ) e particelle neutre ( $n$  e  $\gamma$ ). Gli elettroni verranno rivelati nel Forward Detector, mentre fotoni, adroni carichi e neutroni in entrambi i Detector.

La misura degli elettroni è la parte più importante del sistema di identificazione delle particelle, in quanto i dati ricavati non verranno utilizzati solo per l'analisi

CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

Parametri	Central Detector
Tracce cariche: range angolo polare ( $\theta$ ) risoluzione angolo polare ( $\delta\theta$ ) risoluzione angolo azimutale ( $\delta\phi$ ) risoluzione impulso	$5^\circ \div 35^\circ$ < 1 mr < 4 mr < 1% @ 5 GeV/c
Particelle neutre: range angolo polare ( $\theta$ ) risoluzione angolo polare ( $\delta\theta$ ) risoluzione impulso	$5^\circ \div 40^\circ$ < 4 mr < $0.1/\sqrt{E}$
Rilevazione particelle: e / $\pi$ $\pi$ / p K / $\pi$ K / p	per ogni energia per ogni energia < 3 GeV/c < 4 GeV/c

Tabella 1.2: Le caratteristiche del Central Detector

della reazione prodotta, ma saranno anche utilizzati per il trigger, richiedendo la soppressione degli eventi dovuti ai pioni carichi di un fattore almeno  $10^{-3}$ . Fino ad impulsi di 4.7 GeV/c, gli elettroni saranno identificati utilizzando il segnale del HTCC e valutando l'energia depositata nel FEC; per energie superiori ci si baserà solo sull'energia rilasciata nel FEC. La richiesta della coincidenza tra HTCC e FEC permetterà quindi la soppressione dei pioni di almeno tre ordini di grandezza. Inoltre, durante l'analisi dei dati, utilizzando le informazioni sui profili trasversali e longitudinali dello sciame nel FEC, si potrà ridurre la rivelazione dei pioni di un altro fattore  $10 \div 100$ , come evidenziato nella linea nera inferiore di Figura 1.9(a).

L'identificazione degli adroni carichi si baserà su misure di energia e di tempo di volo, richiedendo un livello di confidenza di  $5\sigma$ , come schematizzato in Figura 1.9(b). Il FTOF, con una risoluzione temporale di  $\sim 80$  ps ed un cammino medio di  $\sim 650$  cm dal bersaglio agli strati di scintillatore, permetterà la distinzione della coppia K/ $\pi$  fino ad energie di 2.6 GeV/c, della coppia p/K fino a 4 GeV/c e della coppia p/ $\pi$  non oltre i 5 GeV/c. Il CTOF invece ha una risoluzione temporale di 60 ps si avrà una separazione K/ $\pi$  fino a  $0.6 \div 0.7$  GeV/c e fino a 1.2 GeV/c per p/K.

Oltre al metodo del calcolo del tempo di volo, i due contatori Cherenkov nel FD verranno utilizzati per l'identificazione dei pioni: il LTCC per  $\pi$  con energie

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

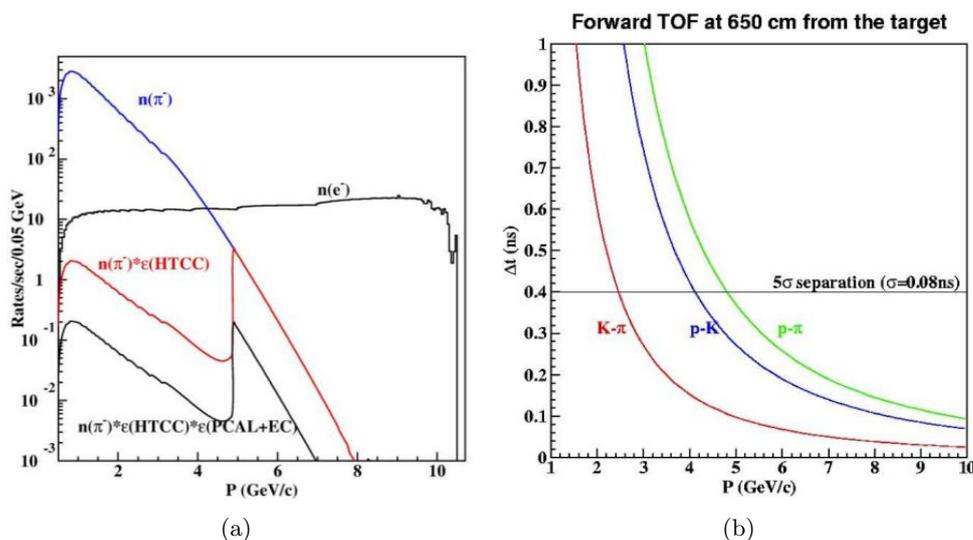


Figura 1.9: **Sinistra.** Identificazione degli elettroni nel FD: rate di elettroni (nero) e rate di pioni (blu) attesi ad energia di fascio di 11 GeV; soppressione dei pioni a livello del trigger (rosso) e rate di pioni atteso a seguito dell'analisi dati (nero basso). **Destra.** Differenza nel tempo di volo in funzione dell'impulso per le coppie K- $\pi$  (rossa), K-p (blu) e  $\pi$ -p (verde).

superiori a 2.7 GeV/c e il HTCC per  $\pi$  di energie  $> 4.9$  GeV/c.

Neutroni e fotoni del FD verranno rivelati dal calorimetro elettromagnetico FEC, richiedendo la presenza di cluster isolati non correlati con le tracce delle camere a deriva FDC. La risoluzione temporale del FEC di  $\sim 300$  ps ed il cammino medio di  $\sim 700$  cm permetteranno di distinguere i neutroni dai fotoni, fino ad energie di 2.5 GeV/c ad un livello di 5 $\sigma$ .

Il rivelatore di neutroni all'interno del Central Detector sar  basato su tre strati di scintillatori per uno spessore complessivo di 10 cm. Il basso rate di fotoni a grandi angoli ed una bassa efficienza di rivelazione delle barre per i  $\gamma$ , permetterà una rivelazione pi  efficace per i neutroni all'interno del CD, che saranno identificati grazie alla misura del tempo di volo, in anticoincidenza con una traccia nel BST.

### 1.5 Forward Tagger

Lo studio di mesoni ibridi nell'ambito della spettroscopia mesonica richiede una misura dello stato finale, in modo da rafforzare possibili evidenze di risonanze e di diversi modi di decadimento dei candidati ibridi sino ad ora osservati.

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

Le caratteristiche del rivelatore, insieme alle condizioni sulle coincidenze che verranno imposte, permetteranno misure simultanee di più stati finali. Mentre gli adroni verranno rivelati all'interno di CLAS12, gli elettroni diffusi a piccoli angoli (quindi con basso valore di  $Q^2$ ), verranno identificati all'interno del rivelatore di nuova progettazione *Forward Tagger* [9], integrato all'interno di CLAS12. Questo avrà il compito di rivelare l'elettrone diffuso per piccoli angoli, al di fuori del range di accettazione angolare di CLAS12. Per la ricostruzione dell'energia dei fotoni quasi-reali, occorrerà quindi misurare l'impulso dell'elettrone diffuso.

Le quantità da misurare saranno:

1. l'energia dell'elettrone diffuso  $E_{e'}$ , poiché questa è legata sia all'energia del fotone, data da  $E_\gamma = \nu = E_{\text{beam}} - E_{e'}$ , sia alla polarizzazione lineare del fotone che è  $P_\gamma = \epsilon^{-1} = 1 + \frac{\nu^2}{2E_{\text{beam}}E_{e'}}$ .
2. l'angolo polare  $\phi_{e'}$  per determinare il piano di polarizzazione.
3. l'angolo azimutale  $\theta_{e'}$  per una ricostruzione completa dello stato finale.

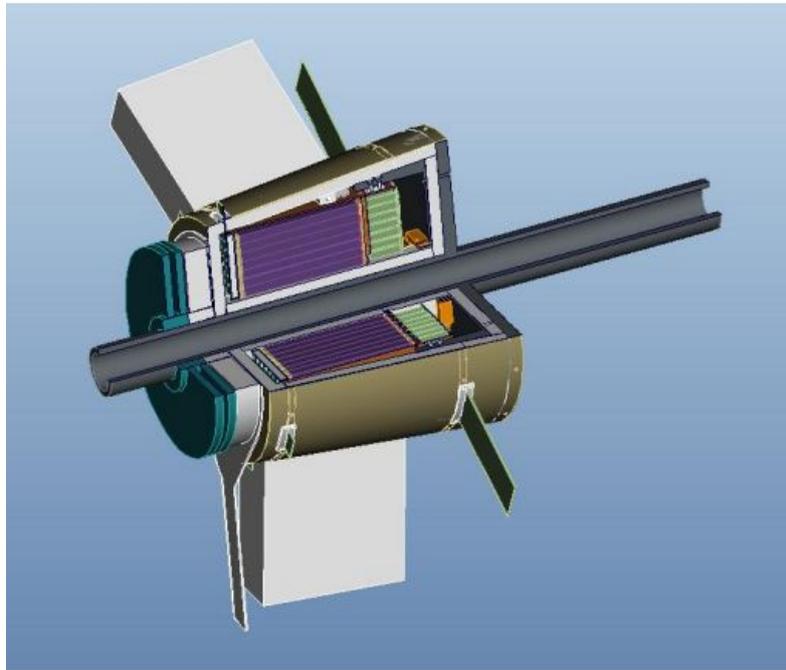


Figura 1.10: Sezione tridimensionale del Forward Tagger: in viola sono evidenziati i cristalli del calorimetro, in blu vi sono i pannelli che compongono l'odoscopio ed in bianco i componenti del tracker.

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

Il Forward Tagger sarà composto da tre parti:

- un calorimetro elettromagnetico (FT-Cal) per la rivelazione dell'elettrone, la misura dell'energia dello sciame e per fornire un segnale di trigger veloce al sistema;
- un tracciatore (FT-Trck) per la misura degli angoli di scattering ( $\phi_{e'}$  e  $\theta_{e'}$ );
- un contatore a scintillazione (FT-Hodo) per la separazione  $e/\gamma$ .

Un sistema di trigger dedicato sarà sviluppato per fornire un segnale veloce in coincidenza con l'acquisizione dei segnali di CLAS12. Tutto il Forward Tagger sarà posizionato tra il contatore Cherenkov ad alta soglia HTCC ed i supporti del magnete toroidale, ad una posizione nominale dal bersaglio di  $\sim 190$  cm, lungo la direzione del fascio. La richiesta di piccoli angoli ( $2.5^\circ$  corrispondono a  $\sim 8$  cm) ed il poco spazio disponibile (un massimo di 40 cm di lunghezza) richiedono un calorimetro compatto, lunghezza di radiazione molto piccola e con alta resistenza alle radiazioni e lunghezza di radiazione molto piccola. Il FT-Hodo sarà composto da mattonelle di scintillatore, collegati a fotomoltiplicatori al silicio tramite delle fibre *wavelength shifter* e verrà installato di fronte al calorimetro. Il pannello del tracciatore FT-Trck sarà collocato di fronte al FT-Hodo, in modo da estendere la tracciatura del Forward Detector fino a  $2.5^\circ$ .

Questi tre componenti saranno assemblati in modo da coprire l'intero angolo di vertice  $\phi'_e$  e l'intervallo  $2.5^\circ \div 4.5^\circ$  per l'angolo polare  $\theta'_e$  intorno all'asse del fascio.

Di seguito sono elencate le specifiche cinematiche del nuovo rivelatore Forward Tagger:

	<b>range</b>
Energia dell'elettrone $E'_e$	0.5 - 4.5 GeV
Angolo polare $\theta'_e$	$2.5^\circ - 4.5^\circ$
Angolo di vertice $\phi'_e$	$0^\circ - 360^\circ$
Energia del fotone $E_\gamma$	6.5 - 10.5 GeV
$Q^2$	0.01 - 0.3 GeV <sup>2</sup> ( $\langle Q^2 \rangle > 0.1$ GeV <sup>2</sup> )

Tabella 1.3: Le specifiche richieste per il Forward Tagger

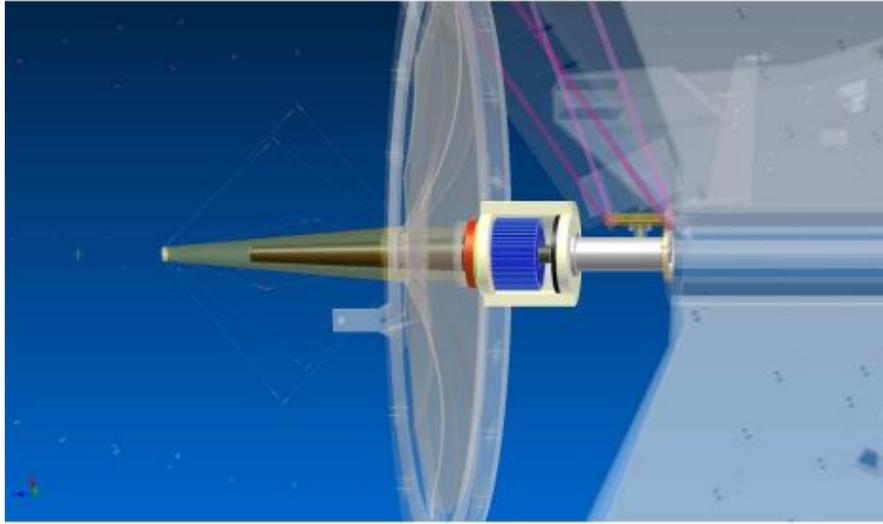


Figura 1.11: Schema di integrazione in CLAS12 per il Forward Tagger.

### 1.5.1 FT-Cal

Il calorimetro elettromagnetico del Forward Tagger deve soddisfare le seguenti specifiche:

- elevata resistenza alle radiazioni ionizzanti;
- alto valore di light yield
- lunghezza di radiazione e raggio di Moliere ridotti
- brevi tempi di recupero
- ottima risoluzione per tempo ed energia

Il fattore fondamentale per la progettazione del FT-Cal è la richiesta di un'ottima risoluzione energetica che permette così di determinare in maniera precisa l'energia del fotone.

La richiesta di uno scintillatore veloce ( $\tau \sim 10$  ns) è necessaria affinché le acquisizioni non si sovrappongano; inoltre il FT dovrà misurare il tempo dell'interazione dell'elettrone diffuso con buona precisione ( $< 1$  ns) per poter rigettare il fondo ed identificare il segnale grazie a coincidenze con CLAS12. A causa dell'alto rate di segnali legati al fondo elettromagnetico, il calorimetro dovrà essere suddiviso nella direzione trasversa, in modo da mantenere ogni canale ad un rate di lettura del segnale sostenibile dall'elettronica; questo

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

implica che ogni singolo pixel del calorimetro dovrà avere dimensioni trasverse confrontabili col raggio di Moliere del materiale, che corrisponde ad una misura dello sviluppo trasversale dello sciame.

In ultimo i fotosensori per misurare la quantità di luce raccolta saranno posizionati all'interno di un campo magnetico e dovranno essere di piccole dimensioni, in modo da adattarsi al poco spazio disponibile; per questo motivo è stato scartato un sistema di lettura tramite PMT, mentre sono stati scelti rivelatori a semiconduttore ed un particolare APD.

Per ottimizzare la risoluzione si è optato per un calorimetro omogeneo e ad alta densità: riuscendo a contenere lo sciame in direzione trasversa ed in direzione longitudinale, l'unico contributo alla risoluzione in tempo ed in energia sarà dovuto alle fluttuazioni dei fotoelettroni. Occorrerà perciò selezionare un materiale che sia in accordo con queste specifiche. Negli ultimi anni materiali come il  $\text{PbWO}_4$  sono stati ampiamente studiati poichè si sono dimostrati molto resistenti ai danni dovuti a radiazioni ionizzanti. Al giorno d'oggi questi cristalli risultano molto utilizzati in rivelatori di grandi dimensioni che prevedono l'utilizzo di centinaia di cristalli, come PANDA [25] e CMS-ECal [26]. Benchè il  $\text{PbWO}_4$  abbia un tempo di scintillazione molto veloce (6.5 ns), una lunghezza di radiazione molto piccola (0.9 cm) ed uno dei più piccoli raggi di Moliere tra i cristalli noti (2.1 cm), il più grande svantaggio del  $\text{PbWO}_4$  è il basso valore di light yield (solo dello 0.3% rispetto al  $\text{NaI(Tl)}$ ). Nonostante l'esperienza CLAS-IC abbia raggiunto una risoluzione del 5% a 1 GeV per il  $\text{PbWO}$ , in base agli studi fatti dalla collaborazione PANDA, nuove modalità di produzione ( $\text{PbWO-typeII}$ ) e la possibilità di operare a temperature al di sotto di  $0^\circ$ , dovrebbero assicurare migliori prestazioni, con un guadagno di un fattore 3 o 4 nella luce prodotta. In base a queste caratteristiche la risoluzione energetica attesa è di  $2\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ .

### 1.5.2 FT-Hodo

Lo scopo principale dell'odoscopio FT-Hodo è la distinzione dei segnali dovuti a fotoni o ad elettroni, prodotti dallo sciame elettromagnetico, per cui è prevista una matrice di tasselli di scintillatore plastico. L'alta segmentazione degli elementi del Forward Tagger e lo spazio ridotto impediscono l'utilizzo di normali guide di luce per la raccolta del segnale; la scelta migliore sembra essere l'utilizzo di fibre WLS fissate ai pannelli di scintillatore.

Il fattore più importante per discriminare i due segnali, originati rispettivamente

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

da elettroni e da fotoni, all'interno dell'odoscopio sarà quindi la risoluzione temporale; questa dovrà essere sufficientemente buona per permettere di selezionare gli eventi in coincidenza di odoscopio e calorimetro, con un basso valore di eventi accidentali. La risoluzione temporale attesa nel FT-Cal è  $< 1$  ns, di conseguenza nell'odoscopio si dovrà raggiungere una risoluzione simile, per una buona selezione delle coincidenze. Questi risultati sono già stati ottenuti con rivelatori simili [27], utilizzando combinazioni di fibre WLS. L'odoscopio sviluppato dalla collaborazione CLAS-IC produce 15 fotoelettroni per particelle al minimo di ionizzazione per ad ogni evento, utilizzando uno pannelli scintillatori spessi 1 cm, collegati a fibre WLS e ad un sistema di lettura basato su rivelatori al Silicio di  $1 \text{ mm}^2$ .

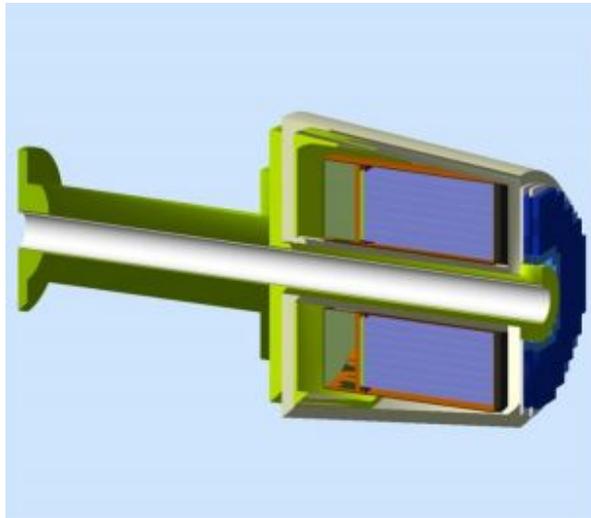


Figura 1.12: Design del FT-Hodoscope evidenziato in blu.

### 1.5.3 FT-Trck

Il Forward Tracker FT-Trck servirà per la determinazione dell'angolo e del piano di diffusione dell'elettrone, con angoli polari compresi tra  $2.5^\circ$  e  $4.5^\circ$ . Queste saranno ottenute misurando la posizione d'urto della particella grazie ad un pannello posto anteriormente al FT-Cal, a pochi cm dai cristalli. L'angolo di vertice sarà quindi ricostruito considerando la rotazione della particella indotta dal campo solenoidale di 5T del CD; la correzione dovuta alla rotazione nel campo solenoidale dipenderà dall'impulso della particella e sarà stimata a partire dall'energia ricostruita dal FT-Cal e dalla conoscenza precisa delle

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

linee di campo del solenoide. Le risoluzioni spaziali ed angolari attese sono rispettivamente di  $\pm 200\mu\text{s}$  e di  $\sim 1.7\%$  e  $2.8^\circ$  per gli angoli  $\theta$  e  $\phi$ .

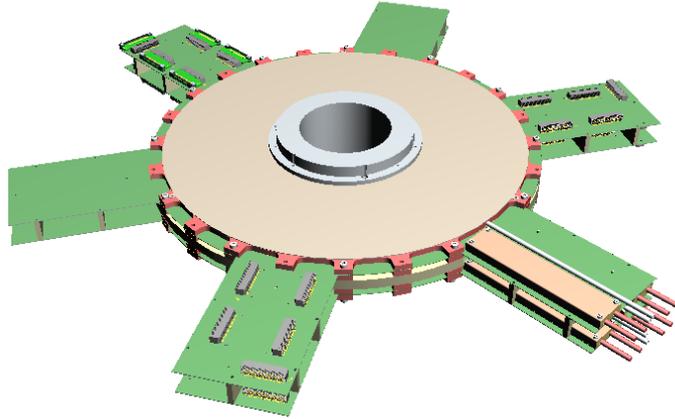


Figura 1.13: Design del FT-Tracker

Il tracciatore consiste di due rivelatori da due layer di Micromegas (Micro-MESH Gaseous Structure) [28]. Ciascun layer prevede un primo elettrodo, posto ad un potenziale di  $\sim 800\text{ V}$ , per la raccolta degli ioni positivi che si formano durante il passaggio della particella. Questa attraversa la prima zona della camera a gas, detta *di conversione* e spessa  $3\text{ mm}$ , in cui il guadagno di potenziale è di  $\sim 1\text{ kV/cm}$ , ed entra nella zona *di amplificazione* oltrepassando una maglia metallica di spessore di  $\sim 50\ \mu\text{m}$  (*micro-mesh*), in cui il guadagno del potenziale è di  $\sim 40\text{ kV/cm}$ , dove viene raccolta la carica tramite delle strip che fungono da anodo, poste su uno strato di PCB.

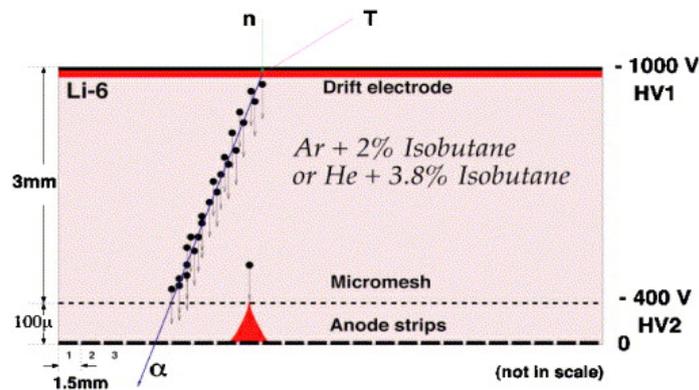


Figura 1.14: Schema del funzionamento di un layer Micromegas

## CAPITOLO 1. L'ESPERIMENTO MESONEX

I due layer del FT-Trck saranno posti in modo che le strip siano orientate perpendicolarmente l'una con l'altra, in modo da ottenere una misura delle coordinate della traccia. La Figura 1.14 mostra una schematizzazione del funzionamento di un layer Micromegas.

### 1.6 Conclusioni

Lo scopo dell'esperimento MesonEx è lo studio della spettroscopia mesonica utilizzando la fotoproduzione quasi reale. Lo stato finale adronico sarà rivelato in CLAS12, mentre l'elettrone diffuso a piccoli angoli (fotoproduzione quasi reale) sarà misurata nel Forward Tagger. Complessivamente si avrà:

- fasci di fotoni di alta energia, fino ad un massimo di 10.5 GeV
- calcolo dei quadri impulsi dello stato iniziale e finale
- alta accettazione e buona risoluzione di misura per i prodotti del decadimento
- identificazione dei kaoni per lo studio sulla produzione di stranezza

Di seguito sono riportate le caratteristiche del Forward Tagger:

	<b>Specifiche richieste</b>
Range di energia	0.5 - 8.0 GeV
Risoluzione energetica	$\leq 2\%/\sqrt{E(GeV)} \oplus 1\%$
Energia di soglia	10 MeV
RMS fondo (MeV)	3 MeV
Risoluzione angolare $\sigma_\theta/\theta$	1.5%
Risoluzione angolare $\sigma_\phi$	2°
Risoluzione temporale $\sigma_T/T$	$\leq 300$ ps
Tempo di recupero	$\leq 10$ ns
Rate di lavoro massimo (per cristallo)	10 MHz
Rate massimo di dose (per cristallo)	10 rad/h
Dose equivalente massima (per cristallo)	5000 rad

Tabella 1.4: Le specifiche richieste per il Forward Tagger

## Capitolo 2

# Il calorimetro elettromagnetico FT-Cal

### 2.1 Calorimetri elettromagnetici

Al loro passaggio nella materia elettroni e fotoni interagiscono in maniera diversa a seconda della loro energia. Ad energia maggiore di 100 MeV essi interagiscono principalmente attraverso i processi di bremsstrahlung (Fig. 2.1) per l'elettrone e di produzione di coppie per il fotone. Le particelle secondarie così prodotte, se hanno sufficiente energia, interagiscono secondo gli stessi processi, dando luogo ad una serie di reazioni in cascata, il cosiddetto *sciame elettromagnetico* che si fermeranno quando l'energia delle particelle prodotte non sarà più sufficiente per interagire tramite i due processi sopra descritti. Per l'elettrone questa soglia è definita come l'energia alla quale le perdite radiative e quelle per ionizzazione si equivalgono e viene detta *energia critica*  $E_C$ , definita come:

$$E_C(\text{MeV}) \approx \frac{800}{Z + 1.2}$$

Per un elettrone di energia  $E$  la perdita di energia media legata al processo di bremsstrahlung è  $dE/dx = -E/X_0$ , dove  $X_0$  è detta *lunghezza di radiazione*, definita come la distanza corrispondente ad un'energia media residua dell'elettrone pari a  $E' = E/e$ , dove  $e$  è il numero di Nepero. La lunghezza di radiazione viene utilizzata come unità di lunghezza per descrivere gli sciami elettromagnetici. È stata calcolata e tabulata da Y.S. Tsai [29]:

CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

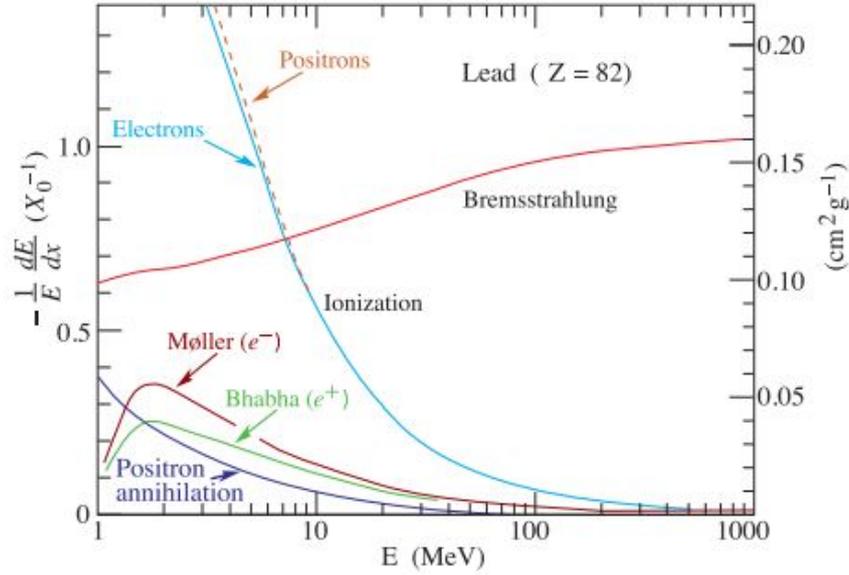


Figura 2.1: Frazione di energia persa per unità di lunghezza di radiazione per un elettrone nel Pb

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{Z^2[L_{rad} - f(Z)] + ZL'_{rad}\}. \quad (2.1)$$

dove  $L_{rad}$  e  $L'_{rad}$  sono i parametri elencati in Tabella 2.1, mentre la funzione  $f(Z)$  rappresenta una correzione all'approssimazione di Born, che tiene conto dell'interazione coulombiana dell'elettrone nel campo elettrico del nucleo. Analiticamente è una somma infinita di termini, ma per gli elementi con  $Z < 82$  viene approssimato al quarto ordine:

$$f(Z) = a^2 \left[ (1 + a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6 \right],$$

dove  $a = Z\alpha$ .

Elements	Z	$L_{rad}$	$L'_{rad}$
H	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.74	5.805
Be	4	4.71	5.924
Others	>4	$\ln(184.15Z^{-1/3})$	$\ln(1194Z^{-2/3})$

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

Un'utile approssimazione per la lunghezza di radiazione è data da [30]:

$$X_0 = \frac{(716.4 \text{ g cm}^{-2})A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}$$

In modo analogo, è possibile definire per un fotone incidente il suo libero cammino medio  $X_\gamma$  come la distanza media compiuta da un fotone prima che una coppia  $e^+ - e^-$  venga prodotta; la lunghezza di radiazione ed il cammino libero medio di un fotone sono legate dalla relazione  $X_\gamma = 9/7X_0$ .

Il *raggio di Moliere* è invece il parametro utilizzato per caratterizzare la distribuzione laterale dello sciame: corrisponde ad una misura del livello di diffusione medio, causato dallo scattering coulombiano multiplo, subito da un elettrone con energia pari all'energia critica. Mediamente circa il 95% dello sciame è contenuto in un cilindro di raggio  $2\rho_M$  lungo l'asse dello sciame ed è definito come [31] [32]:

$$\rho_M = X_0 \frac{E_S}{E_C} \simeq \frac{21.2\text{MeV}}{E_C}$$

Questi due parametri permettono quindi una caratterizzazione completa dello sciame elettromagnetico. La misura dell'energia delle particelle prodotte dallo sciame, avviene attraverso strumento detti *calorimetri* che, inducendo lo sciame, ne assorbono l'energia rilasciata. In fisica delle particelle si definisce calorimetro un blocco di materiale che intercetta la particella primaria (elettroni o fotoni) e la assorbe interamente, a seguito di processi quali lo sciame elettromagnetico. Il calorimetro quindi è principalmente uno strumento per la misura di energia, ma può anche dare informazioni sulla posizione e sul tipo di particella, grazie alle differenze nelle risposte di elettroni, muoni e adroni. È possibile individuare alcune caratteristiche principali di un calorimetro:

1. All'aumentare dell'energia della particella primaria, la risoluzione del calorimetro migliora; in particolare la risoluzione di un calorimetro ideale migliora secondo la formula:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a^2}{E} + b^2\right)} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

dove il parametro  $a$  rappresenta le fluttuazioni nell'energia depositata nel calorimetro, mentre  $b$  tiene conto di effetti sistematici o di calibrazione. Una parametrizzazione reale della risoluzione di un calorimetro deve però

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

tenere conto anche del rumore dovuto all'elettronica e degli effetti di sovrapposizione dei segnali, quindi va riscritta come

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2 + \frac{c^2}{E^2}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}$$

2. La lunghezza del detector richiesta per contenere lo sciame scala logicamente con l'energia; questo permette una riduzione dei costi per la progettazione di rivelatori di grandi dimensioni.
3. Molti esperimenti di fisica delle alte energie cercano di misurare le proprietà globali per ogni singolo evento, preferendo utilizzare fasci di particelle, piuttosto di eventi a singola particella. Perciò, essendo i calorimetri sensibili sia alle particelle cariche che a quelle neutre, sono i rivelatori migliori per misurare le caratteristiche generali di un flusso di energia.

I calorimetri possono essere divisi in due categorie a seconda della composizione: vengono detti *omogenei* se la parte di rivelatore sensibile è la stessa che provoca lo sciame; esempi di calorimetri omogenei sono il  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (detto comunemente BGO), il  $\text{NaI}(\text{Tl})$  o il vetro al piombo. I calorimetri *a sampling* invece sono composti da strati di materiale *passivo* con lo scopo di propagare lo sciame, intervallati con strati di rivelatore (materiale *attivo*): per provocare lo sciame si utilizzano solitamente materiali pesanti come piombo o rame, mentre per la rivelazione vengono usati materiali a basso Z come ad esempio fogli di materiale scintillatore. Di seguito verranno descritte le caratteristiche dei calorimetri omogenei ed i vantaggi, nell'ambito dell'esperimento MesonEx, rispetto all'utilizzo del calorimetro a sampling.

### 2.1.1 Calorimetri omogenei

Un calorimetro omogeneo, come precedentemente descritto, consiste di un unico blocco di materiale sensibile alle tracce cariche dovute ad elettroni e positroni, prodotti dallo sciame. Rispetto al calorimetro a campionamento, il calorimetro omogeneo presenta il vantaggio di avere una risoluzione energetica migliore. Questo è dovuto al fatto che la risoluzione dovuta alle fluttuazioni sull'energia depositata dipende dall'inverso del rapporto tra materiale attivo e passivo, infatti si ha [30] [33]:

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{samp} = \sqrt{\frac{a^2}{E}} \sqrt{\frac{d}{f_{samp}}},$$

in cui  $f_{samp}$  è il rapporto tra materiale attivo e passivo e  $d$  è lo spessore dello strato attivo. Maggiore è  $f_{samp}$ , cioè migliore è la risoluzione, più si va verso un calorimetro di tipo omogeneo. Di contro il calorimetro a sampling, avendo una granularità più alta, possiede una migliore risoluzione spaziale, requisito non necessario per il FT-Cal, in quanto la rivelazione della traccia delle particelle verrà eseguita all'interno del tracciatore FT-Trck. Vista la richiesta di una risoluzione ottimale per il calorimetro del Forward Tagger, si è optato per un calorimetro omogeneo basato su cristalli di materiale scintillatore.

### 2.2 Il cristallo di PbWO<sub>4</sub>

Per la progettazione del FT-Cal si è cercato un materiale con caratteristiche quali un'ottimo tempo di decadimento, una resistenza molto alta alle radiazioni ionizzanti, un'ottima risoluzione energetica e, al contempo, valori ridotto di  $X_0$  e di  $\rho_M$ . Nel corso degli ultimi anni altre collaborazioni hanno ricercato materiali con caratteristiche simili, su cui basare i rispettivi calorimetri elettromagnetici, quali ad esempio CMS (EM-Cal) [34] ed ALICE (PHOS) [35] presso il CERN.

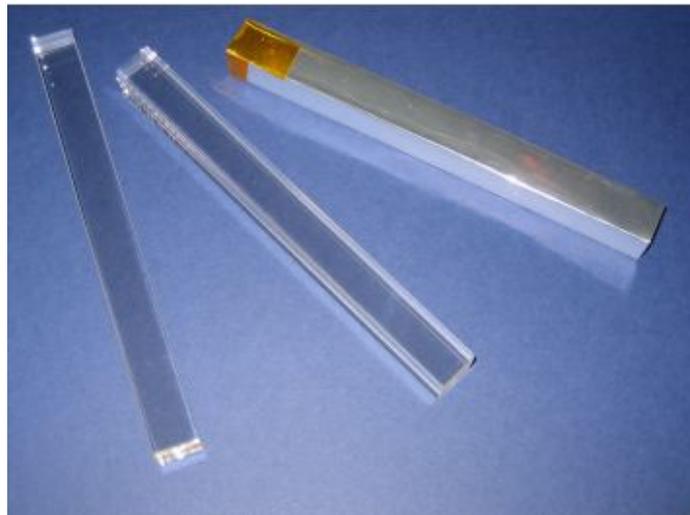


Figura 2.2: Cristalli di PbWO<sub>4</sub>.

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

Sono quindi stati fatti molti studi per l'utilizzo del cristallo di  $\text{PbWO}_4$  per un suo possibile utilizzo in calorimetria. Il tungstato di piombo è un cristallo a struttura tetragonale, cresciuto a partire da una miscela composta al 50% di Ossido di Piombo ( $\text{PbO}$ ) ed al 50% di Triossido di Tungsteno ( $\text{WO}_3$ ). Nonostante sia un materiale ad alta densità, una lunghezza di radiazione piccola, un tempo di decadimento molto veloce ed un'alta resistenza alle radiazioni ionizzanti, il tungstato di piombo presenta una produzione di luce piuttosto bassa se confrontato con quello di un cristallo di  $\text{NaI(Tl)}$  (frazioni del %). Questo fattore rappresenta un problema all'utilizzo dei cristalli di  $\text{PbWO}_4$  in calorimetria. Per questo motivo, in questi ultimi anni, la collaborazione per l'esperimento PANDA [25] si è dedicata alla ricerca per un aumento delle prestazioni per il  $\text{PbWO}_4$  in termini di emissione di luce, in collaborazione con il Bogoroditsk Techno-Chemical Plant a Tula, Russia (BTCP - Russia): questo ha portato alla versione migliorata del  $\text{PbWO}_4$ , detta *Tipo-II*; la Tabella 2.1 riporta le caratteristiche principali del  $\text{PbWO}_4$ , del  $\text{PbWO}_4\text{-II}$  e di altri tipi di scintillatori.

Caratteristiche	$\text{PbWO}_4$	$\text{PbWO}_4$	$\text{NaI(Tl)}$	BGO	$\text{BaF}_2$
Densità $\rho$ ( $\text{g/cm}^{-3}$ )	8.28	8.28	3.67	7.13	4.89
Temperatura di fusione ( $^{\circ}\text{C}$ )	1123	1123	651	1050	1280
Lunghezza di radiazione (cm)	0.89	0.89	2.59	1.12	2.06
Raggio di Molière (cm)	2.00	2.00	4.8	2.3	3.4
Tempo di decadimento [short] (ns)	6.5 (97%)	6.5 (97%)	230	300	630
Tempo di decadimento [long] (ns)	30.4 (3%)	30.4 (3%)			0.9
Light Yield [ $T_{\text{amb}}$ ] (% NaI)	0.3	0.6	100	9	21
Light Yield [ $-25^{\circ}\text{C}$ ] (% NaI)	0.8	2.5			2.7
$d\text{LY}/dT_{\text{RT}}$ (% $^{\circ}\text{C}$ )	-2.7	-3.0	$\sim 0$	-1.6	-2

Tabella 2.1: Caratteristiche principali di alcuni tipi di cristalli inorganici utilizzati come scintillatori

Come si può osservare dalla Tabella 2.1 e dalla Figura 2.3, l'emissione di luce del  $\text{PbWO}_4\text{-II}$  aumenta di  $\sim 3\%$  al diminuire della temperatura per ogni grado centigrado in meno, in un ampio range di temperature. Questo quindi richiederà una stabilità in temperatura per tutto il volume del FT-Cal fino a  $0.1^{\circ}\text{C}$ ; per questo motivo verrà approntato al calorimetro un sistema di raffreddamento dedicato, in modo da ottenere la stabilità richiesta.

Inoltre, lavorando a bassa temperatura, anziché a temperatura ambiente ( $T = +20^{\circ}$ ), si potrà ottenere un aumento nell'emissione di luce di un

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

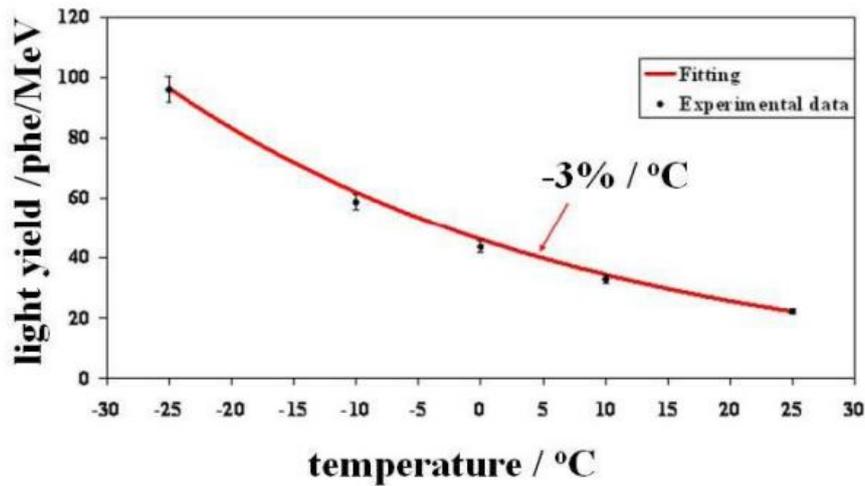


Figura 2.3: dipendenza del Light Yield dalla temperatura del cristallo di  $\text{PbWO}_4\text{-II}$  nel range  $T = +25^\circ\text{C} - T = -25^\circ\text{C}$  [25]

fattore  $\sim 3\text{-}4$ . D'altra parte, però, lavorare a basse temperature può comportare alcuni svantaggi:

- viene richiesto un sistema di raffreddamento molto sofisticato ed un isolamento termico migliore. Questo, visto lo spazio ristretto in cui ci si trova ad operare per l'installazione del Forward Tagger, può non essere di facile realizzazione.
- si ha una resistenza minore alle radiazioni ionizzanti, come mostrato in Figura 2.4, del cristallo di  $\text{PbWO}_4\text{-II}$ .
- si osservano tempi di decadimento più lunghi. Per la raccolta del 90% del segnale a temperatura si impiegano 35 ns, mentre a  $T = -25^\circ\text{C}$  il tempo richiesto sale fino a 50 ns [36].

Per queste ragioni si è scelto, per il Forward Tagger Calorimeter, di non operare a basse temperature ( $T = -25^\circ\text{C}$ ), ma di considerare come opzione principale la temperatura di lavoro di  $T = 0^\circ\text{C}$ .

### 2.2.1 Geometria dei cristalli

Per la scelta delle dimensioni dei cristalli ed in particolare per la lunghezza si sono eseguiti vari test e simulazioni, basati sullo studio dello sviluppo

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

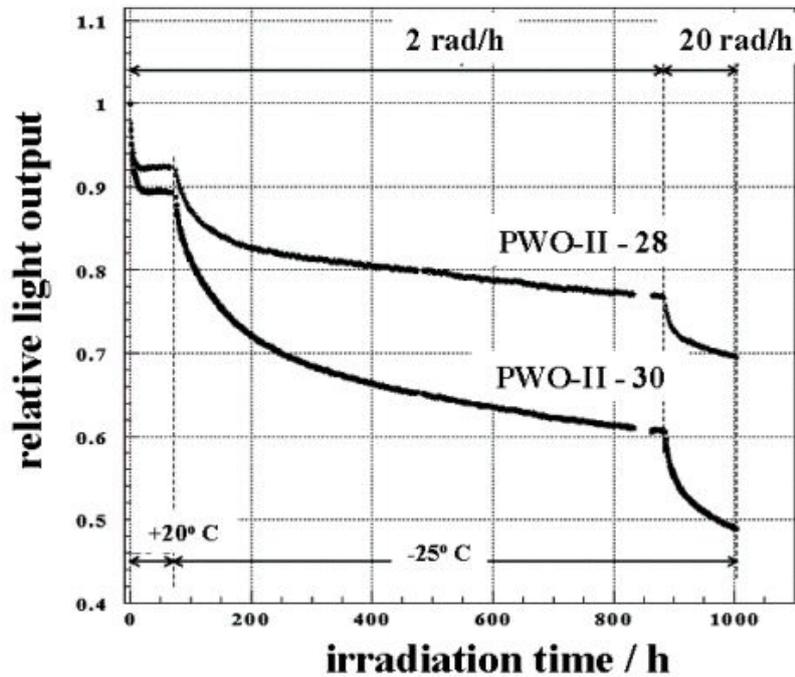


Figura 2.4: Variazione dell'emissione di luce in funzione della dose assorbita per due cristalli campione di  $\text{PbWO}_4\text{-II}$ , a due diverse temperature [25].

longitudinale dello sciame elettromagnetico e sullo spazio disponibile per l'integrazione del Forward Tagger in CLAS12. Sono state simulate le risposte del calorimetro con cristalli di lunghezza variabile da 12 cm fino ad un massimo di 26 cm, utilizzando elettroni di energia fino a 5 GeV. I risultati in Figura 2.5 mostrano che per cristalli di lunghezza maggiore di 18 cm non c'è una perdita significativa per la risoluzione energetica; di conseguenza si è deciso di fissare la dimensione longitudinale dei cristalli a 20 cm.

Per la scelta della dimensione trasversa si è dovuto tenere conto di due fattori:

- la sezione d'urto dei cristalli deve essere sufficientemente piccola da distribuire l'energia su più di un cristallo (questo per riuscire a distinguere la presenza di uno sciame elettromagnetico), ottimizzando le coincidenze tramite l'utilizzo di sensori fotosensibili.
- la dimensione minima dei cristalli, a causa della dispersione radiale intrinseca allo sciame elettromagnetico, deve essere comparabile col raggio di Molière.

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

Dopo aver eseguite diverse misure (anche per testare diverse forme dei cristalli), si è scelto di adottare la forma più semplice possibile: un parallelepipedo avente base quadrata. La dimensione della base,  $15 \times 15 \text{ mm}^2$ , è stata scelta cercando la massima copertura possibile da parte del sistema di lettura.

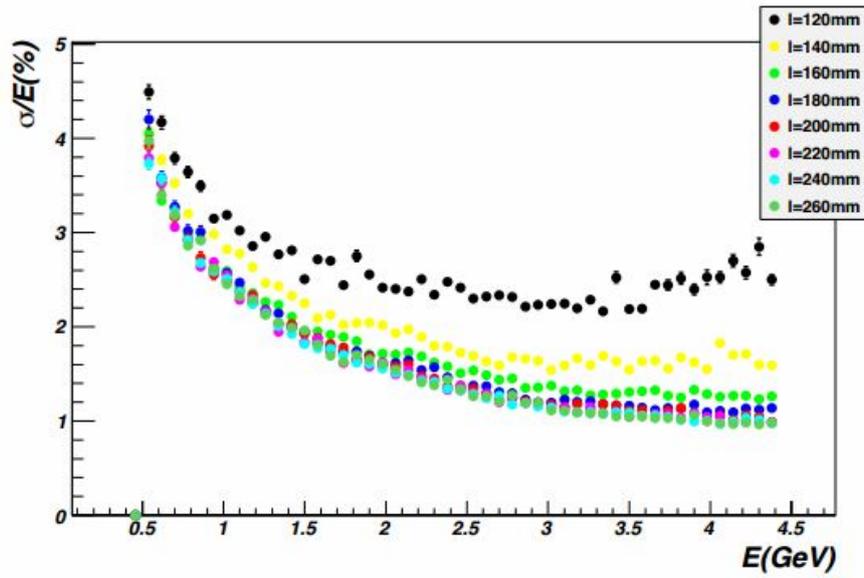


Figura 2.5: Risoluzione energetica del calorimetro in funzione di diversi valori di lunghezza del cristallo di  $\text{PbWO}_4$ .

### 2.2.2 Light Yield assoluto

Misure sulla produzione di luce, non riferite ad altri tipi di scintillatore, sono state eseguite sia presso la ACCOS facility all'interno del CERN [37], sia presso i laboratori del INFN di Genova, in cui si sono condotte misure per valutare la produzione di luce di un cristallo di  $\text{PbWO}_4$  alle diverse temperature ( $T = +20^\circ\text{C}$  e  $T = -20^\circ\text{C}$ ), utilizzando sorgenti radioattive ( $^{60}\text{Co}$  e  $^{22}\text{Na}$ ) e muoni cosmici. La lettura dei segnali è stata effettuata con due diversi sensori fotosensibili: un tubo fotomoltiplicatore Photonis XP2262B ed un LAAPD Hamamatsu S8664-1010, accoppiati rispettivamente tramite grasso ottico e colla ottica. Durante la misura la temperatura è stata fatta variare con un  $\Delta T$  massimo di  $0.5^\circ\text{C}$ . Il cristallo è stato quindi ricoperto con fogli di VM2000 sulle 5 facce rimanenti.

Il numero di fotoelettroni per MeV, utilizzando le sorgenti radioattive ed il tubo fotomoltiplicatore come sistema di lettura, è stato:

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

- $N_{pe}/MeV = 37 \pm 4$  a  $-23^\circ C$
- $N_{pe}/MeV = 11 \pm 1$  a  $+18^\circ C$

Utilizzando sempre il tubo fotomoltiplicatore, è stata misurata anche la risposta ai raggi cosmici di un cristallo di  $PbWO_4$ -Tipo II in funzione della temperatura, a partire da  $T=+18^\circ C$ , fino ad un minimo di  $T=-25^\circ C$ . Una volta estratto il numero di fotoelettroni prodotti, lo si è diviso per il valore più probabile di energia depositata per un raggio cosmico, ricavato grazie alle simulazioni col programma GEANT4 e si è quindi ottenuto il valore della produzione di luce. Il LY estratto a  $18^\circ C$  è  $\sim$  il 20% più alto rispetto al valore ricavato con l'uso delle sorgenti, mentre per  $T=-25^\circ$  si è ottenuto un risultato comparabile col precedente; quindi il guadagno di luce emessa, passando da  $+18^\circ C$  a  $-25^\circ C$ , è dell'ordine di 2.5.

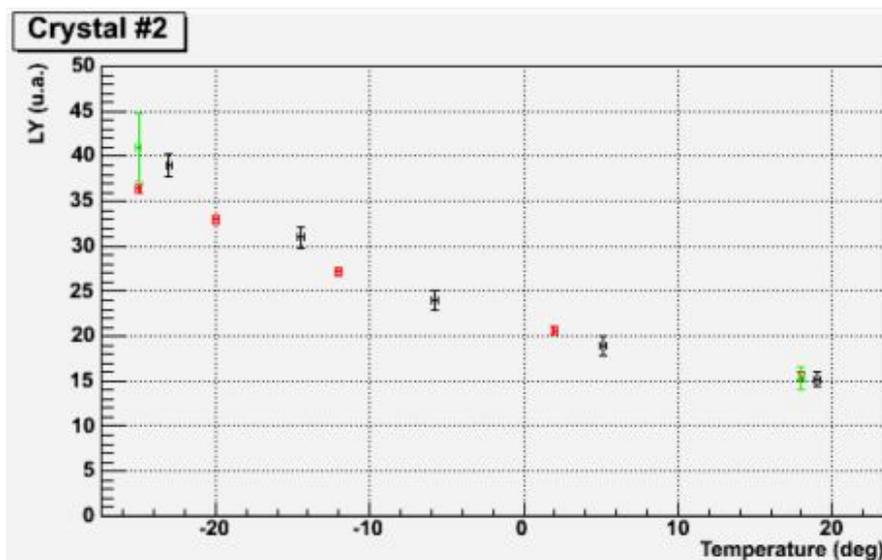


Figura 2.6: Light Yield in unità arbitrarie, in funzione della temperatura: i colori rappresentano diversi tipi di misure eseguite. Si nota che, per ciascuno dei diversi tipi di misura, la produzione di luce assoluta aumenta al diminuire della temperatura.

Le misure con i raggi cosmici sono state quindi ripetute, accoppiando il cristallo ad un lettore LAAPD, il cui guadagno è stato impostato ad un valore di 150 e mantenuto costante durante tutta la misura, cambiando i valori di alto voltaggio da 365 V a  $T=+18^\circ C$  fino a 355.4 V a  $T=-25^\circ C$ . Il guadagno di luce prodotta, variando la temperatura, è stato di  $\sim$  2.7 volte, quindi più alto

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

di  $\sim$  il 10% rispetto alla misura col fototubo; dalle misure, il numero di fotoni prodotti è stato:

- $N_{\text{photons}}/\text{MeV} = 121 \pm 10$  a  $+18^\circ\text{C}$   
( $N_{\text{photons}}/\text{MeV}/\text{mm}^2 = 0.54$ );
- $N_{\text{photons}}/\text{MeV} = 325 \pm 30$  a  $-25^\circ\text{C}$   
( $N_{\text{photons}}/\text{MeV}/\text{mm}^2 = 1.45$ );

da comparare con i  $0.7$  fotoni/MeV/mm<sup>2</sup>, ottenuti dalla collaborazione PANDA a  $T=-25^\circ\text{C}$ , utilizzando un tubo fotomoltiplicatore [25].

### 2.3 Fotorivelazione del segnale

#### 2.3.1 APD

Gli Avalanche Photodiodes (APD) sono diodi a polarizzazione inversa, con alto campo elettrico interno, utilizzato per moltiplicare i portatori carichi, attraverso un meccanismo a valanga. I vantaggi nell'utilizzo dell'APD sono molteplici:

- dimensioni ridotte;
- un'alta efficienza di conversione della luce, che arriva fino al  $\sim 70\%$  nella regione di emissione del  $\text{PbWO}_4$ ;
- insensibilità al campo magnetico.

Il principale svantaggio è legato invece al basso guadagno: in questo modo il segnale di uscita è troppo piccolo per poter essere acquisito in modo diretto e necessita quindi di un'ulteriore stadio di amplificazione. L'APD inoltre deve essere costantemente controllato in temperatura, in modo da mantenere il livello di guadagno e di rumore costanti. La ditta Hamamatsu Photonics ha da tempo messo in commercio APD con area attiva di  $10 \times 10$  mm<sup>2</sup>, come si può vedere in Figura 2.7(a), che vanno incontro alle richieste per il FT-Cal. La Figura 2.7(b) mostra il funzionamento dell'APD: il fotone incidente attraversa prima lo strato  $N$  e, muovendosi attraverso lo strato  $P$ , produce una coppia elettrone-lacuna nella zona di deplezione; se all'APD viene applicata una tensione di bias inversa, il forte campo elettrico nella zona di deplezione moltiplica i portatori tramite ionizzazione, dando quindi un effetto a valanga.

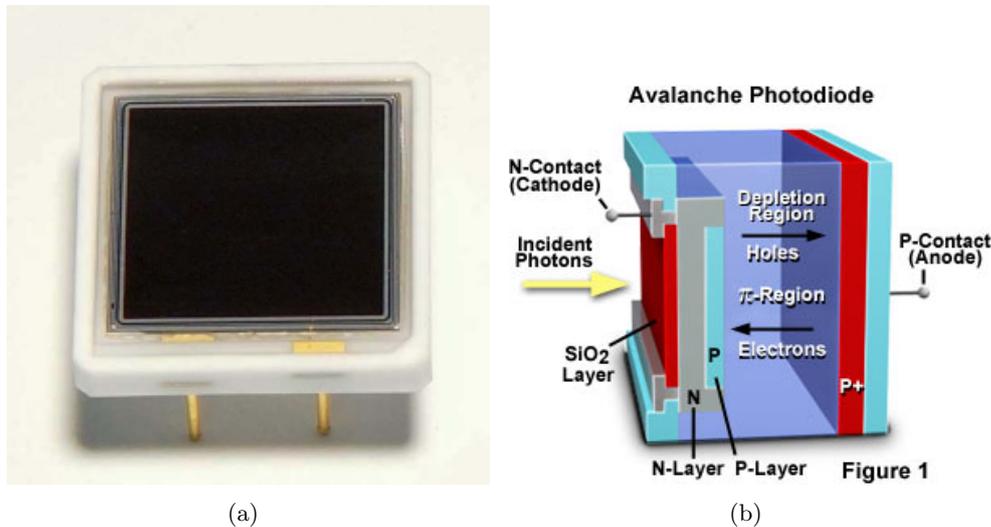


Figura 2.7: Sinistra: APD a grande area attiva (LAAPD) della ditta Hamamatsu Photonics S8664-1010. Destra: schema di funzionamento di un fotodiiodo a valanga.

Gli elettroni vengono raccolti nello strato N, mentre le lacune vengono raccolte nello strato P: una corrente proporzionale all'intensità della luce incidente attraversa un circuito esterno, che connette le due giunzioni. Per il calcolo del guadagno dell'APD, occorre valutare sia la corrente di buio, sia il guadagno intrinseco dell'APD: entrambi dipendono fortemente dalla temperatura, a causa dell'interazione dei portatori con i fononi. Ad un aumento della temperatura infatti corrisponde un minor guadagno intrinseco. Per misurare il guadagno interno  $G$ , a temperatura fissata, come funzione della tensione di bias, si è andati a misurare la corrente di buio  $I_{off}$  e la corrente dovuta ad una continua illuminazione  $I_{on}$ , per diversi valori della tensione di bias  $V_B$ . La sorgente di luce utilizzata è stata un LED blu, che possiede un'emissione di picco simile al massimo della lunghezza d'onda del  $PbWO_4$  (420 nm); il guadagno è stato calcolato, a temperatura fissata, con la seguente relazione:

$$G(V_B) = \frac{I_{on}(V_B) - I_{off}(V_B)}{I_{on}(G = 1) - I_{off}(G = 1)}$$

dove  $I_{on}(G = 1)$  e  $I_{off}(G = 1)$  sono rispettivamente i valori della corrente dovuta alla luce incidente ed il valore della corrente di buio, quando il guadagno interno dell'APD è uguale a 1.

In prima approssimazione è possibile parametrizzare la dipendenza del guada-

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

gno dalla temperatura e dalla tensione di bias tramite una funzione lineare:

$$G(V_B, T) = G(\alpha V_B - \beta T).$$

Di conseguenza le relative dipendenze possono essere ricavate dalle semplici relazioni:

$$\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial V_B} = \alpha ,$$
$$\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial T} = -\beta .$$

A temperatura ambiente ( $T = 18.5^\circ\text{C}$ ), è stato misurato  $\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial V_B} = 3.9\%$  per  $G = 50$ , in accordo con i dati già ricavati dalle collaborazioni PANDA [25] e CMS [38]. Per quanto riguarda la dipendenza del guadagno dalla temperatura è stato trovato un valore di  $\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial T} = 3.3\%$ .

## 2.4 Componenti Elettroniche

### 2.4.1 Lettura del segnale

Il segnale in corrente prodotto dall'APD viene convertito in un impulso di tensione, tramite un amplificatore a transimpedenza, che converte il segnale di corrente in tensione senza compiere alcuna integrazione sul tempo; l'amplificatore che verrà utilizzato è stato sviluppato da una collaborazione tra "Institut de Physique Nucleaire" (INP) di Orsay ed il "Service d'Electronique Physique" (SEP). A seguito dello stadio di amplificazione, è stato inserito un sistema di acquisizione del segnale, di modo da riuscire ad estrarre le informazioni fisiche necessarie, ovvero l'energia depositata nel singolo cristallo di  $\text{PbWO}_4$  ed il tempo occorso per l'interazione.

Il sistema di acquisizione dati di CLAS12 fa uso di dispositivi digitalizzatori, noti come flash ADC (fADC): il segnale analogico viene digitalizzato con frequenza di campionamento elevata grazie ad un convertitore analogico e, se la condizione sul trigger è soddisfatta, il segnale viene acquisito.

I principali vantaggi per l'utilizzo di questa soluzione sono:

- oltre ad acquisire informazioni solo sulla carica immagazzinata, il fADC permette l'acquisizione dell'intera forma d'onda, sotto forma di sequenza di punti campionati. Questo permette un'analisi più elaborata, come ad esempio la possibilità di applicare dei filtri digitali per filtrare il segnale dal rumore, prima di calcolare la carica raccolta.

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL



Figura 2.8: Il flash ADC sviluppato dal JLab

- la digitalizzazione del segnale avviene in modo continuo, conservando i singoli campioni in un buffer circolare interno al fADC; quando il segnale di trigger viene inviato alla scheda, il buffer viene considerato pronto per la lettura, mentre l'acquisizione continua grazie ad un altro buffer circolare, permettendo quindi di ridurre i tempi morti del sistema.
- non occorre utilizzare cavi di ritardo per la lettura del segnale in quanto

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

il tempo di latenza tra la forma d'onda digitalizzata ed il segnale di trigger è programmabile fino ad un massimo di  $8\mu\text{s}$ .

Parametri	Valori
Segnali di input	16
Range per il segnale di input	Selezionabile (0.5 V, 1 V, 2 V)
Frequenza di campionamento	250 MHz
Risoluzione	12 bit (8 bit disponibili rimpiazzando il chip)
Regolazione offset	$\pm 10\%$ FS, canale per canale
Tempo di latenza del trigger	fino a $8\mu\text{s}$
Tempo di memoria	$8\mu\text{s}$

Tabella 2.2: Caratteristiche del fADC.

Il Jefferson Lab ha sviluppato un fADC standard che verrà utilizzato da ciascuno degli esperimenti che lavoreranno a 12 GeV (Hall A, B e C). Questa scheda di acquisizione, basata sullo standard VME64x, è stata progettata per arrivare ad una frequenza di campionamento di 250 MHz, con un segnale di input fino a 2V. Le caratteristiche della scheda sono riportate in Tabella 2.2. Al flash ADC sviluppato dal JLab, sarà inoltre aggiunto una Switched Serial Extension (VXS) allo standard VME; questo permetterà di trasmettere le informazioni acquisite attraverso un collegamento ad alta velocità ( $\simeq 4\text{ Gb/s}$ ) verso una scheda dedicata, che sarà installata in un apposito spazio all'interno del crate.

### 2.5 Design del FT-Cal

Il FT-Cal richiederà 332 cristalli di  $\text{PbWO}_4\text{-II}$ , più il 10% di scorta, per un totale di 370 cristalli. È stato quindi progettato in base alle seguenti considerazioni:

- minimizzazione degli spazi vuoti tra i cristalli;
- raffreddamento a  $0^\circ\text{C}$ ;
- miglior copertura possibile dell'accettanza richiesta, interferendo il meno possibile con CLAS12.

### 2.5.1 Assemblaggio dei cristalli

Il componente principale per il FT-Cal è, come detto, il cristallo di  $\text{PbWO}_4$ . Ogni cristallo avrà dimensioni  $15 \times 15 \times 200 \text{ mm}^3$ , per un peso di  $\sim 370\text{g}$ ; ciascuno di questi dovrà essere accoppiato otticamente ad un APD a grande area attiva ed ad una sorgente di luce pulsata (LED), che verrà utilizzata per le calibrazioni. Per raggiungere l'efficienza massima nella raccolta di luce, l'APD dovrà coprire almeno l'intera area sul lato posteriore del cristallo, mentre la sorgente a LED sarà inserita nel lato anteriore.



Figura 2.9: Assemblaggio per il singolo cristallo. Questo comprende il blocco di PEEK, sul lato anteriore, il cristallo avvolto dal film 3M Virkuti, il LAAPD fissato nell'incavo di PEEK sul lato posteriore del cristallo e la connessione con l'amplificatore FT-Orsay.

Al fine di evitare spazi vuoti nel rivelatore, il supporto meccanico per ogni cristallo sarà fornito da un materiale sottile: si è scelto di utilizzare un film riflettente 3M Virkuti incollato a due supporti in plastica PEEK. Il film è un materiale isolante di spessore pari a  $65 \mu\text{m}$ , con una riflettività più alta del Mylar alluminato e, deformandolo a caldo in maniera corretta, può sostenere il peso del singolo cristallo. Ciascuno dei cristalli sarà quindi preparato nel seguente modo: la prima operazione sarà quella di deformare la pellicola di 3M Virkuti, per adattarsi alle dimensioni del cristallo; nel contempo l'APD verrà quindi incollato, con una speciale colla ottica, ad una delle estremità del cristallo. Dopodiché l'APD e due blocchi di PEEK, opportunamente modellati, saranno posizionati all'interno del film e solamente i due blocchi di PEEK saranno incollati ad esso. Il risultato finale dell'assemblaggio prevederà due spinotti ad entrambe le estremità, che saranno fissati su piastre metalliche che fanno parte dell'involucro del calorimetro e fungono da schermo termico. La

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

Figura 2.9 mostra il risultato finale dell'assemblaggio per il singolo cristallo, dal blocco di PEEK nell'estremità anteriore del cristallo, fino alla connessione col preamplificatore FT-Orsay.

### 2.5.2 Raffreddamento

Il FT-Cal è stato progettato per operare ad una temperatura compresa tra  $+18^{\circ}\text{C}$  e  $0^{\circ}\text{C}$ . Quest'ultima temperatura potrà essere raggiunta progettando un circuito di raffreddamento, saldato ad una delle piastre di rame descritte in precedenza, sul lato posteriore e sui lati interno ed esterno dell'incavo di rame. Il sistema di raffreddamento è stato pensato per compensare l'eccesso di calore proveniente dall'ambiente esterno, essendo già presente uno strato di 20 mm di schiuma isolante (poliisocianurato di conduttività termica dichiarata pari a  $0.024 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ ), e dagli amplificatori, considerando una dissipazione totale di  $\sim 150 \text{ W}$ .

Per valutare con quale potenza di raffreddamento sia necessario operare, è stato eseguito un calcolo agli elementi finiti e si è osservato che è possibile ottenere la temperatura richiesta con ottima uniformità. La Figura 2.10(b) mostra la distribuzione della temperatura nel FT-Cal.

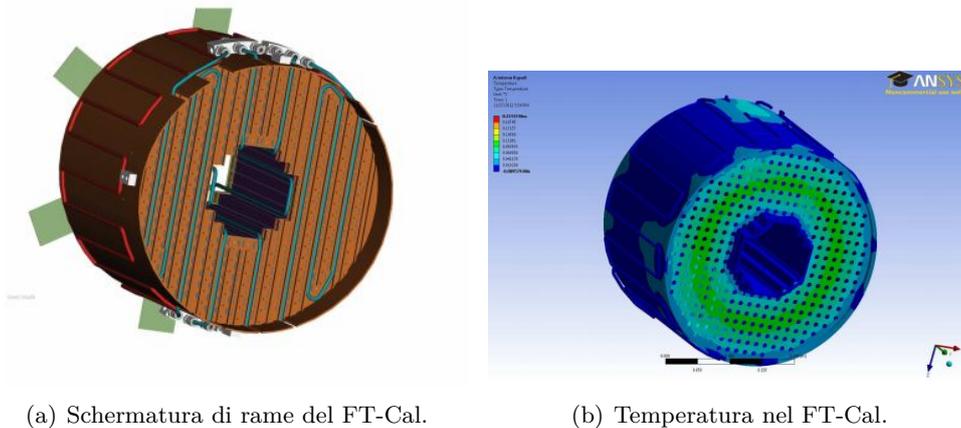


Figura 2.10: Design del Forward Tagger Calorimeter.

## 2.6 Monitoraggio del FT-Cal

Come precedentemente descritto, i cristalli di  $\text{PbWO}_4$  sono materiali largamente utilizzati nella progettazione dei calorimetri elettromagnetici. Benché siano estremamente tolleranti alle radiazioni ionizzanti, si è osservato che, quando sono esposti ad una sorgente ionizzante, la produzione di luce ne risente diminuendo, mentre si ristabilisce quando la sorgente viene rimossa. Misure dedicate hanno dimostrato che il degradamento della luce prodotta da un cristallo di  $\text{PbWO}_4$ , sotto irradiazione di un fascio di pioni fino ad un massimo di dose pari a 20 rad/h, è causato non tanto da un cambiamento nel meccanismo di scintillazione, quanto ad un abbattimento nella trasmissione della luce [39]. Inoltre possono nascere altre complicazioni, dovute al fatto che questo abbattimento può variare da cristallo a cristallo.

Per questi motivi i cristalli necessitano di un monitoraggio continuo, che dovrà essere in grado di testare la risposta dell'intera catena elettronica utilizzata: cristalli, APD ed elettronica di lettura. Inoltre dal momento che la produzione di luce del  $\text{PbWO}_4$  ed il guadagno dell'APD dipendono dalla temperatura, tutto il sistema dovrà essere stabilizzato con un  $\Delta T$  pari a  $0.1^\circ\text{C}$ .

Sono possibili diverse opzioni per il sistema di monitoraggio:

- utilizzo di una sorgente radioattiva: un esempio potrebbe essere l'uso di uno scintillatore veloce come lo YAP [40], con una sorgente emettente particelle  $\alpha$  posta in cima ed accoppiata ad ogni canale. Nonostante una stabilità nella luce emessa molto buona, questo metodo però presenta alcuni svantaggi: non è possibile variare l'intensità della sorgente per testare la linearità del sistema; non è possibile eseguire misure di tempo, poiché non è possibile applicare un segnale di trigger ad una sorgente radioattiva che è indipendente da qualunque segnale esterno;
- utilizzo di laser: in questo caso l'intensità luminosa può essere variata ed il segnale può essere controllato tramite un segnale esterno di trigger. Nonostante sia un sistema di monitoraggio molto diffuso, il laser però è estremamente sensibile a qualunque cambiamento delle condizioni ambientali;
- utilizzo di un sistema a LED: questo tipo di monitoraggio offre numerosi vantaggi. L'accoppiamento coi cristalli è più semplice rispetto ai laser, dal momento che ognuno dei cristalli ha la possibilità di avere un LED

## CAPITOLO 2. IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO FT-CAL

posto avanti e la gestione di cavi elettrici è più semplice rispetto a quella con fibre ottiche. Il principale svantaggio sta nella complessità della circuiteria: ogni LED necessiterà di un circuito di monitoraggio a se stante, portando così ad un aumento delle dimensioni totali del calorimetro;

Numerosi calorimetri elettromagnetici utilizzano un sistema di monitoraggio: CMS-EC ha optato per il sistema a laser, PANDA-EMC ha sviluppato un sistema di blocchi di LED, mentre per il calorimetro di ALICE-PHOS si è scelto di monitorare i cristalli utilizzando un LED per ciascuno dei cristalli. Per il FT-Cal si è scelto di sviluppare il sistema di monitoraggio a LED, che dovrà possedere le seguenti caratteristiche:

- il fattore di calibrazione per ciascun cristallo dovrà essere determinato con un'accuratezza migliore di  $5 \cdot 10^{-3}$  per ottenere la migliore risoluzione possibile.
- i LED dovranno essere collocati all'estremità opposta rispetto ai sensori di luce ed all'elettronica.
- l'intensità dei LED dovrà poter essere regolabile in un range variabile da 500 fino a 100000 fotoni.
- il tempo di salita per l'impulso dovrà essere compreso nell'intervallo 500 ps - 2 ns.
- il tempo di jitter per ogni canale dovrà essere minore di 200 ps.
- la frequenza dell'impulso dovrà essere nel range  $10 \div 100$  Hz.
- la lunghezza d'onda del LED dovrà essere di circa 450 nm.
- la temperatura di lavoro dovrà essere compresa tra  $+15^{\circ}\text{C}$  e  $-25^{\circ}\text{C}$ .
- la larghezza del picco di emissione del LED (per ogni canale) dovrà stare entro il 10% del picco.

Nel prossimo capitolo presenterò una descrizione del prototipo del FT-Cal, progettato per testarne le proprietà e le prestazioni.

## Capitolo 3

# Il Prototipo del FT-Cal

Dopo aver descritto le proprietà e le caratteristiche delle componenti per la realizzazione del calorimetro del Forward Tagger, è risultato necessario progettare un prototipo per verificare la funzionalità della struttura meccanica scelta, per testare le prestazioni a livello termico, la catena elettronica di lettura ed analisi del segnale e per determinare le prestazioni del sistema in termini di risoluzione energetica.

I principali obiettivi di questi test, tramite l'utilizzo dei prototipi del FT-Cal, sono stati:

- la misura della risoluzione energetica come funzione dell'energia di soglia per ogni cristallo;
- la misura della risoluzione energetica a differenti temperature;
- la verifica della linearità del sistema;
- la conferma delle simulazioni eseguite con GEMC.

### 3.1 Proto-16

È stato quindi realizzato un prototipo del FT-Cal, composto da una matrice 4x4 di cristalli di PbWO-II, per una risoluzione ottimale, ottenuta grazie al contenimento dello sciame elettromagnetico.

#### 3.1.1 Descrizione componenti ed assemblaggio

Per la realizzazione del proto-16 sono stati utilizzati otto cristalli forniti dalla compagnia BTCP ed otto forniti invece dalla ditta RIINC. Per la lettura del

### CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

segnale, come previsto nel caso del calorimetro elettromagnetico del Forward Tagger FT-Cal, sono stati utilizzati gli APD S8664-1010 di area  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ , forniti dalla ditta Hamamatsu Photonics, ed i preamplificatori forniti dall'IPN di Orsay. I cristalli, prima dell'installazione all'interno del prototipo, sono stati spediti al CERN per i test con le macchine ACCOS, per la misura delle caratteristiche, quali dimensioni, trasmissione di luce e produzione di luce. L'assemblaggio del prototipo è stato quindi eseguito presso i laboratori del dipartimento di fisica dell'Università di Genova, utilizzando le stesse procedure pensate per il FT-Cal. I cristalli sono stati avvolti (*wrapping*) da fogli di 3M Vikuiti, materiale plastico ad altissima riflettività ( $> 98\%$  per le lunghezze d'onda comprese tra  $400$  e  $700 \mu\text{m}$ ), dello spessore di  $65 \mu\text{m}$ , che ha la funzione di riflettere i fotoni ottici fuoriusciti dai lati del cristallo verso l'interno.

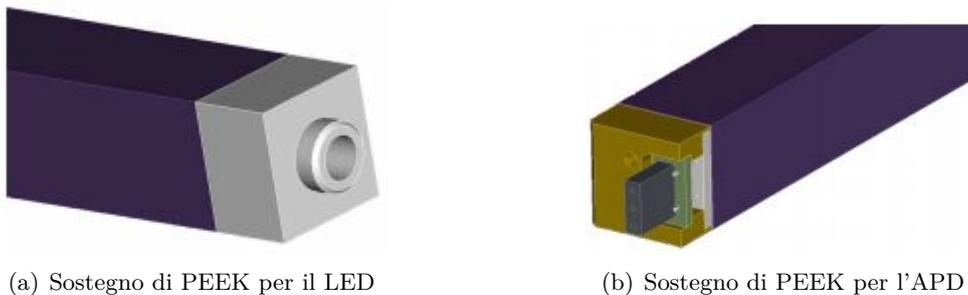


Figura 3.1: Sostegni di PEEK per i due lati del cristallo.

Su una base delle basi l'APD è incollato al cristallo utilizzando del silicone ottico: sull'APD è stato successivamente incollato un supporto plastico di PEEK. Sull'altra base il supporto in PEEK è invece incollato direttamente sul foglio riflettente di 3M Vikuiti. Sul lato anteriore il supporto è di dimensioni  $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$ , con un foro al centro di  $5 \text{ mm}$  di diametro per contenere il LED per il monitoraggio delle risposte del fotosensore 3.1(a); sul lato posteriore è stato inserito per sostenere l'APD ed il relativo connettore su PCB, che consiste di 3 pin, per l'inserimento del preamplificatore 3.1(b). In Figura 3.2 viene mostrato l'assemblaggio completo del singolo cristallo.

Quindi sono stati eseguiti dei controlli di qualità per verificare il corretto utilizzo della colla ottica e la presenza di bolle d'aria o imperfezioni nell'accoppiamento ottico tra APD e cristallo, come mostrato in Figura 3.3.

I cristalli così assemblati (cristalli+PEEK+APD) sono stati inseriti all'interno di una struttura di rame, che prevede l'utilizzo di quattro piastre,

### CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

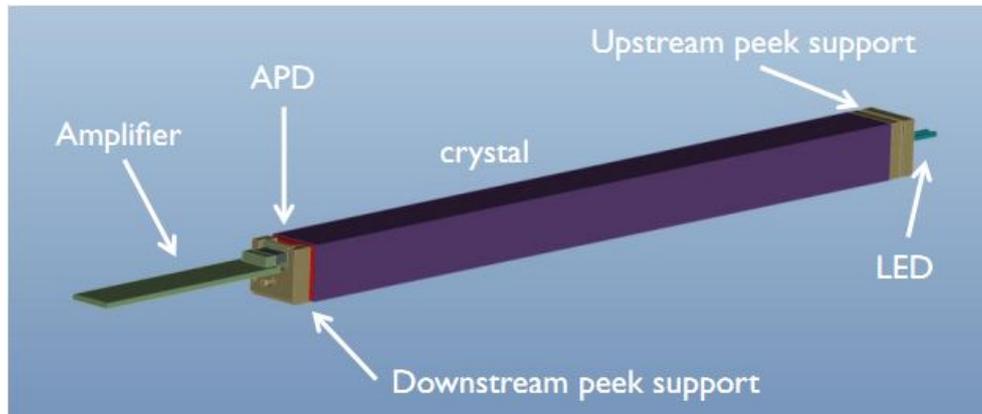


Figura 3.2: Assemblaggio completo del singolo cristallo del proto-16

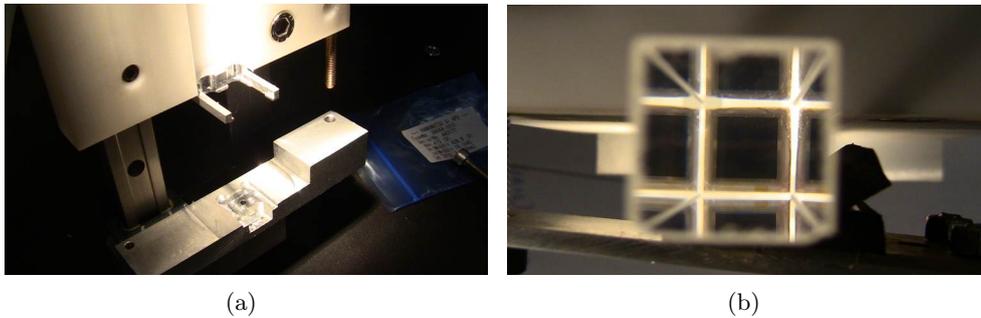


Figura 3.3: Strumenti per i controlli di qualità per l'assemblaggio dei cristalli.

due sui lati superiore e inferiore e due sui lati anteriore e posteriore. Alle piastre superiore, inferiore e anteriore sono fissati i tubi per il raffreddamento dell'intero prototipo che ha quindi il compito di agevolare il raffreddamento. Le piastre posteriore ed anteriore formano il supporto meccanico per i cristalli. Sul lato anteriore è stato montato il sistema a LED per il monitoraggio dei cristalli che prevede un sostegno in plastica per i LED, che poggia sullo schermo di rame anteriore, come mostrato in Figura 3.4.

Il raffreddamento dei cristalli e la relativa stabilità in temperatura è garantita da un sistema di tubi di rame in cui scorre un fluido mantenuto a temperatura costante da un termostato LAUDA RTK20 (Figura 3.5) che circola sulle piastre superiore ed inferiore del prototipo e sulla piastra posteriore. Questo sistema di raffreddamento è necessario per mantenere i cristalli ad una temperatura uniforme e costante.

Inoltre la piastra posteriore permette di isolare termicamente i cristalli dalla

### CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

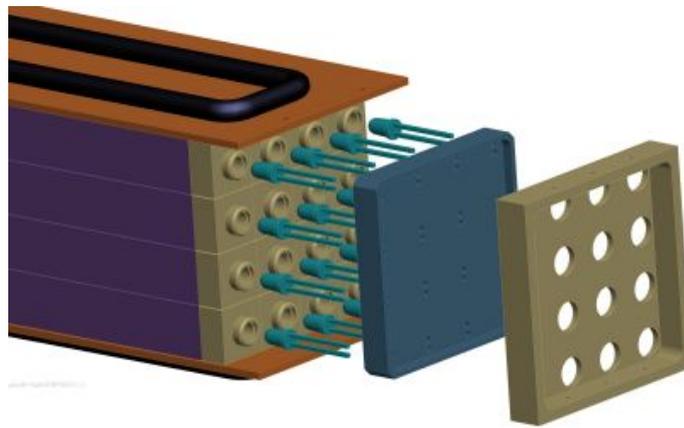


Figura 3.4: Componenti della parte frontale del Proto-16: in viola i cristalli, avvolti dal film di VM2000, in grigio i sostegni di PEEK, in azzurro i LED per il monitoraggio, in blu il sostegno in plastica per i LED ed in grigio lo schermo termico in rame.

zona dei preamplificatori, da cui proviene la maggior parte del calore ( $\sim 450$  mW a canale).



Figura 3.5: Il termostato LAUDA RTK20 utilizzato per il raffreddamento del prototipo.

Il segnale in uscita dagli APD è troppo piccolo per essere direttamente acquisito e deve quindi essere amplificato. Ciascun APD è quindi letto da un

### CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

amplificatore, che converte linearmente il segnale di ingresso in corrente in un segnale d'uscita in tensione. A questo proposito dietro la piastra posteriore del prototipo è stata quindi fissata un'apposita struttura a piani in rame, che presenta delle fenditure per l'inserimento dell'elettronica di preamplificazione e che agisce da messa a terra per questo stadio di elettronica, come mostrato in Figura 3.6.

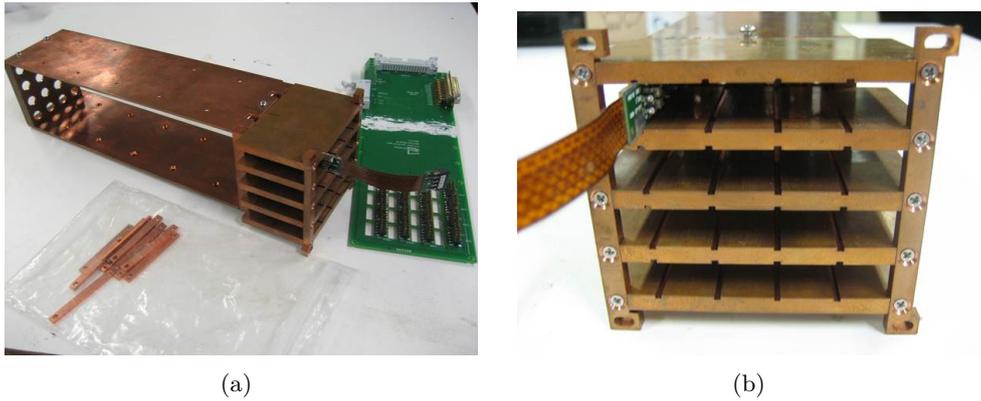


Figura 3.6: Piani di rame che ospitano i preamplificatori.

Tutto il prototipo è stato quindi circondato da uno strato di materiale isolante di densità  $35 \text{ kg/m}^3$ , conducibilità termica pari a  $27 \text{ W/K}$  e spesso  $5 \text{ cm}$ . Questa struttura viene così inserita in una scatola di plastica rigida, sigillata con del silicone, in cui viene flussato dell'azoto per impedire la formazione di gocce di condensa quando il prototipo viene raffreddato. In Figura 3.7 viene mostrato il sistema composto da prototipo, strato di materiale isolante e scatola.



Figura 3.7: Fotografia della struttura completa del proto-16.

### CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

I preamplificatori sono collegati ad una scheda madre, stampata su PCB, che gestisce la raccolta di segnali dall'APD e la distribuzione dell'alta e bassa tensione rispettivamente per APD e preamplificatori. Lo schema utilizzato per l'acquisizione dei dati è simile alla configurazione che sarà utilizzata per CLAS12:

- per ogni canale il segnale viene diviso in due parti uguali: una viene inviata ad una scheda fADC (250 Msamples/s, risoluzione di 12 bit e segnale massimo di input di 2V) per la misura dell'energia depositata ed una parte ad un dispositivo TDC (CAEN VX1290A con 32 canali e risoluzione temporale di 25 ps).
- l'acquisizione dei dati è basata sul software CODA [41], sviluppato all'interno del JLab, che utilizza una scheda di controllo (ROC) col sistema operativo VXWorks per il controllo dei dati trasferiti tramite bus VME.
- i dati acquisiti dal software CODA vengono salvati in formato binario EVIO [42].

La Figura 3.8 presenta un disegno in CAD di tutto il proto-16.

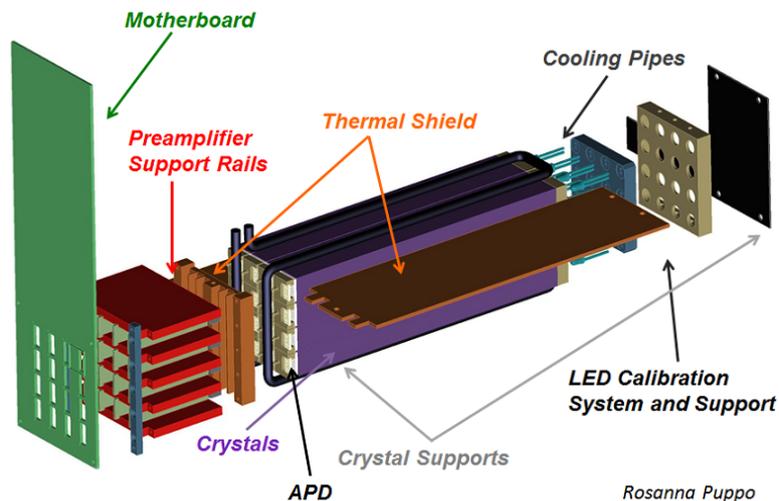


Figura 3.8: Schema del prototipo a 16 cristalli, in cui vengono evidenziati i diversi componenti.

### 3.1.2 Simulazioni

Per una caratterizzazione completa del prototipo, sono state portate avanti simulazioni con l'utilizzo del codice GEMC [43], basato sul software GEANT4. Le simulazioni sono state condotte con la prospettiva di condurre dei test sul Proto-16 presso la Beam Test Facility, all'interno dei Laboratori Nazionali di Frascati, in cui viene utilizzato un fascio di elettroni o positroni di energia pari a 500 MeV. Dalle simulazioni ci si attende che l'energia depositata all'interno del prototipo, per un elettrone da 500 MeV incidente nel centro della matrice, sia depositata per la maggior parte nei quattro cristalli centrali, come evidenziato in Figura 3.9.

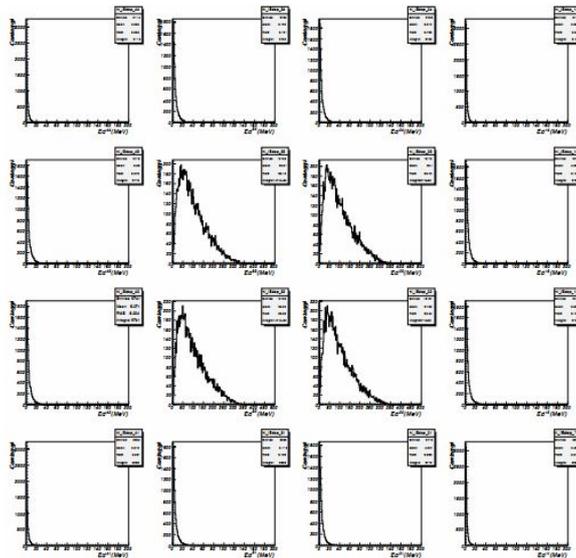


Figura 3.9: Simulazioni per l'energia depositata all'interno della matrice di cristalli del proto-16.

La risoluzione in energia è stata stimata a partire dalle simulazioni di GEMC, assumendo differenti valori dell'energia di soglia. L'istogramma della differenza tra l'energia ricostruita e l'energia ottenuta dalle simulazioni, per un elettrone di energia fissata, è stata fittata con una funzione gaussiana, da cui è stata estratta la  $\sigma$ , per determinarne la risoluzione  $\sigma(E)/E$ . La Figura 3.10 mostra i valori di risoluzione energetica simulati per l'intero FT-Cal (punti rossi, neri e bianchi) ottenuti per elettroni di energia compresa tra 0.5 e 4.5 GeV ed alcuni valori di risoluzione simulati per il Proto-16 (punti verdi), fino all'energia di 2 GeV.

CAPITOLO 3. IL PROTOTIPO DEL FT-CAL

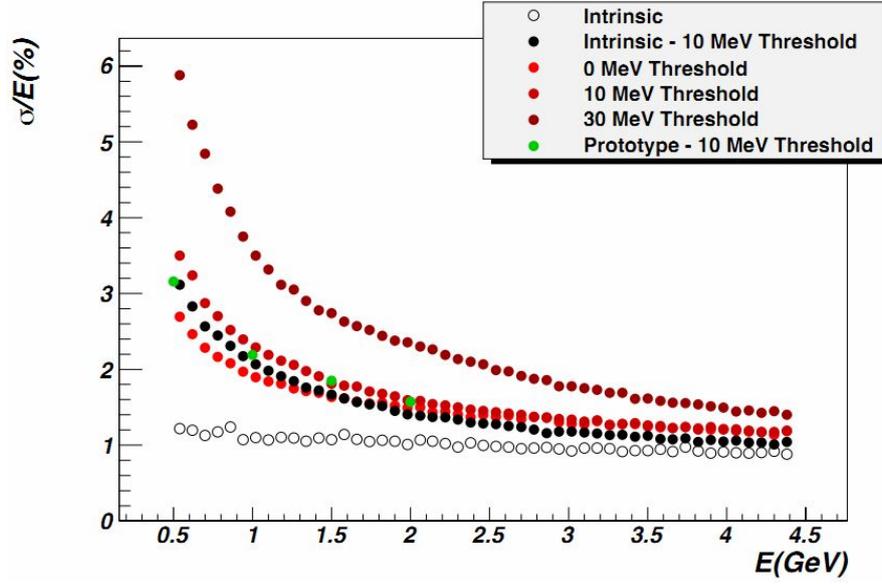


Figura 3.10: Risoluzione energetica attesa per l'intero calorimetro del Forward Tagger (punti rossi, neri e bianchi) e per la matrice di cristalli del proto-16 (punti verdi).

Quindi l'andamento della risoluzione energetica attesa per il Forward Tagger Calorimeter è:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left( \frac{2.3}{\sqrt{E}} \oplus 0.5 \right) \%. \quad (3.1)$$

Questo andamento andrà preso come riferimento per i test di risoluzione energetica del Proto-16.

## Capitolo 4

# Il trattamento del segnale

Scopo del mio lavoro di tesi è stato realizzare un algoritmo per la calibrazione energetica dei cristalli, tramite la ricostruzione dell'energia depositata in ciascun cristallo. Ho inoltre realizzato un algoritmo per misurare la risoluzione energetica, attraverso il calcolo dell'energia depositata nell'intero Proto-16. Per l'analisi dei segnali raccolti dal proto-16 in formato EVIO è stato necessario per prima cosa utilizzare un programma di conversione da questo formato in un formato adatto per l'analisi dati. Si è scelto di convertire questi dati in formato ROOT.

### 4.1 L'algoritmo di analisi

Per la calibrazione e la ricostruzione dell'energia depositata nel del cristallo sono partito dall'analisi dei segnali registrati dal fADC. La Figura 4.1 mostra la risposta dei sedici cristalli quando il fascio incide al centro della matrice.

Il segnale da analizzare è negativo e presenta un piedistallo che, nel calcolo dell'energia depositata, dovrà essere sottratto, in quanto rappresenta il rumore elettronico legato alla scheda di acquisizione.

La scheda fADC utilizzata è prodotta dalla ditta CAEN, con frequenza di campionamento di 250 MHz, risoluzione di 12 bit ed un range per i segnali di input di  $0 \div 2$  V. Il campionatore utilizza il bus VXS, estensione del VME, per il trasferimento dei dati sul backplane ed ha la possibilità di impostare un trigger per un campionamento ottimale del segnale. L'impedenza di ingresso del fADC è pari a  $50\Omega$ , mentre il fattore di conversione, dato dal bit con peso minore (*Least Significant Bit*), è pari a 0.4884 mV.

L'informazione che ci occorre ottenere da questo segnale è l'energia ad esso

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

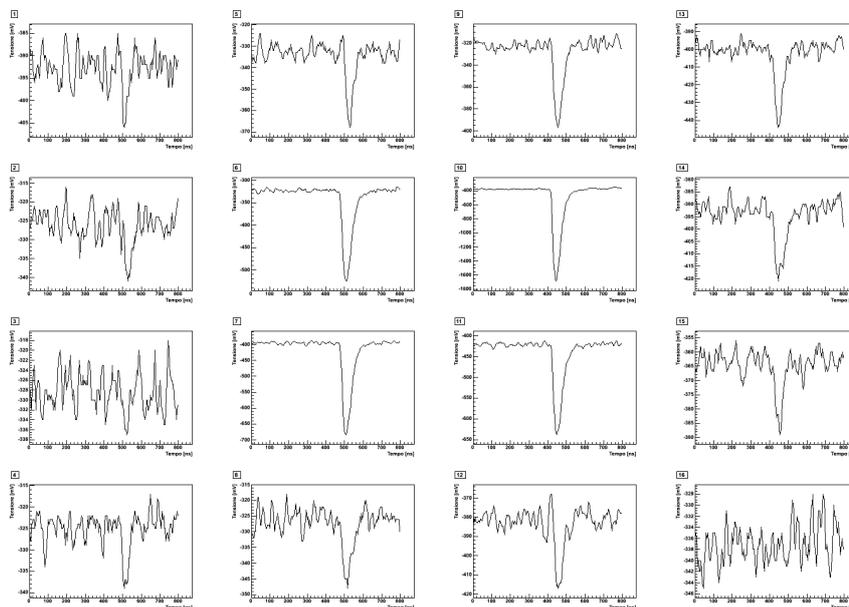


Figura 4.1: Segnale campionato dal fADC per un fascio posizionato al centro della matrice dei 16 cristalli del Proto-16.

associata: quest'informazione ci permette di eseguire le calibrazioni dei cristalli e di poter calcolare la risoluzione energetica del Proto-16. L'energia depositata nel cristallo viene convertita in luce di scintillazione e raccolta dal fotosensore ad esso connesso. Il segnale elettrico prodotto viene poi amplificato e campionato con il fADC. Assumendo che in ciascun passaggio la relazione tra ingresso ed uscita sia lineare, l'integrale del segnale  $V(t)/Z_{fADC}$  corrispondente alla carica, è proporzionale all'energia originariamente depositata.

In pratica, occorre quindi estrarre l'area effettiva del segnale da ciascuno degli eventi, definendo i limiti di integrazione e sottraendo il contributo dovuto al piedistallo. La Figura 4.2 mostra la procedura di sottrazione ed integrazione appena descritta.

Per ciascuna misura il fADC registra fino ad un massimo di 200 campioni corrispondenti ad un intervallo di 800 ns. Il trigger interno alla scheda fADC è stato impostato in modo tale che il segnale sia posizionato a 300 ns dall'inizio del campionamento. Di conseguenza, volendo valutare il valore medio di piedistallo come intervallo temporale di calcolo, i primi 240 ns.

Ho quindi sviluppato, all'interno dell'algoritmo di analisi, diversi metodi per la ricostruzione dell'energia depositata all'interno del Proto-16. Questi si distinguono per la scelta della finestra temporale su cui eseguire il calcolo

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

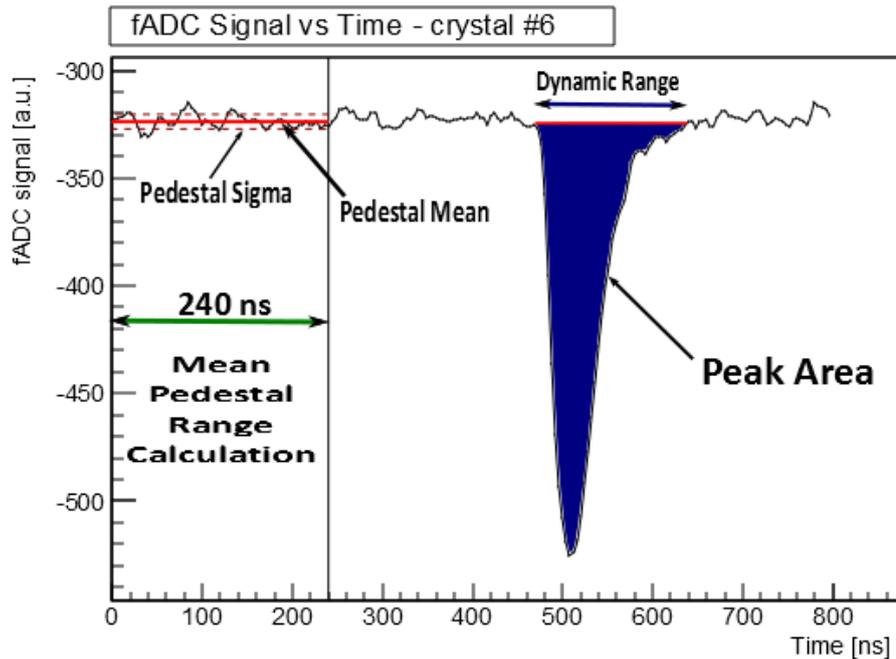


Figura 4.2: Trattamento di un evento in arrivo dal fADC per un singolo cristallo. In verde la finestra temporale per il calcolo del piedistallo. In blu l'area del segnale che corrisponde all'energia depositata nel cristallo.

dell'area del segnale e per il differente metodo di integrazione del segnale utilizzato. I metodi per l'integrazione numerica sviluppati sono stati i seguenti:

1. calcolo dell'area tramite metodo del rettangolo con finestra di integrazione fissa.

Nell'algoritmo l'area sottesa da due campionamenti successivi all'interno dell'intervallo di integrazione (fissato) viene approssimata ad un rettangolo. Date le impostazioni del trigger del fADC, ho scelto di fissare la finestra temporale per l'integrazione tra 440 ns e 600 ns.

2. calcolo dell'area tramite metodo del rettangolo con finestra di integrazione dinamica.

Questo metodo applica il metodo di integrazione descritto nel precedente punto, in una finestra temporale non fissata. Il calcolo di questa finestra parte dal punto più basso del segnale (picco). Viene quindi imposta la condizione che il punto precedente (successivo) al picco abbia un valore inferiore rispetto al piedistallo medio, calcolato in precedenza. Iterando

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

questa procedura si ottiene il punto di inizio (fine) della finestra temporale su cui eseguire il calcolo dell'area.

3. calcolo dell'area tramite la formula dell'area di Gauss con finestra di integrazione fissa.

Il metodo di integrazione numerica tramite la formula di Gauss è un algoritmo matematico utilizzato per determinare l'area di un poligono, moltiplicando in croce le coordinate corrispondenti. L'area risulta quindi:

$$A = \frac{1}{2} \left| \sum_{i=1}^n (x_i y_{i+1} - x_{i+1} y_i) \right|$$

Ho implementato questo metodo utilizzando la funzione `Integral` all'interno del software di analisi `ROOT` [44]. La finestra di integrazione è fissata tra 440 ns e 600 ns.

4. calcolo dell'area tramite metodo di Gauss con finestra di integrazione dinamica.

Quest'ultimo metodo di calcolo che ho implementato sfrutta sia il calcolo dinamico per determinare l'intervallo di integrazione, sia la formula dell'area di Gauss per il calcolo dell'integrazione numerica.

Confrontando i risultati ottenuti con i vari metodi ho potuto valutare quale tra questi fosse il metodo migliore per la ricostruzione ottimale dell'energia depositata all'interno del Proto-16. Per questo motivo all'interno dell'algoritmo, dopo aver eseguito la procedura di calibrazione che verrà descritta nella sezione successiva, ho sviluppato un istogramma dell'energia depositata all'interno di un singolo cristallo, per ciascuno dei metodi in analisi. Le Figure 4.3 e 4.4 mostrano gli istogrammi per l'energia depositata all'interno dei quattro cristalli centrali del Proto-16, ricostruita attraverso i quattro diversi metodi di integrazione numerica. Si osservano differenze tra il metodo (1), rappresentato dall'istogramma nero, il metodo (3), rappresentato dall'istogramma verde, ed i metodi (2) e (4). Questi ultimi, a causa della larghezza di ciascun bin e dell'alto numero di conteggi, risultano sovrapposti.

Questo confronto non permette però di determinare quale sia il metodo di integrazione ottimale: i picchi degli istogrammi, legati all'energia depositata nel passaggio di un elettrone, sono discostati solo di pochi bin, ma hanno un andamento analogo. Ciò significa che per valutare in maniera efficace quale sia il metodo migliore di integrazione del segnale occorre considerare

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

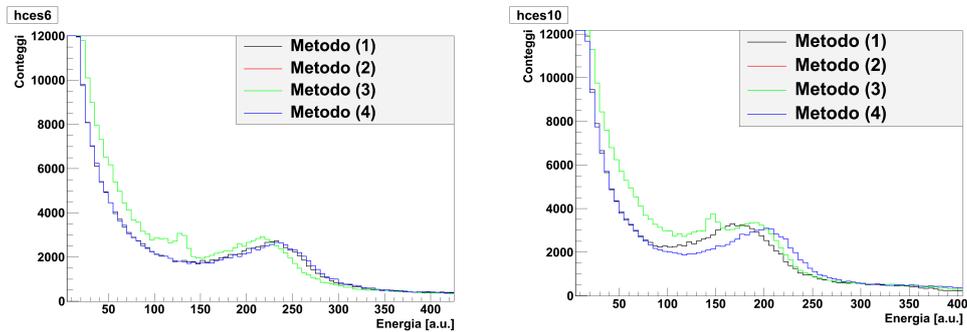


Figura 4.3: Confronto tra i metodi di ricostruzione per l'energia depositata per i due cristalli superiori del quadrante centrale del Proto-16.

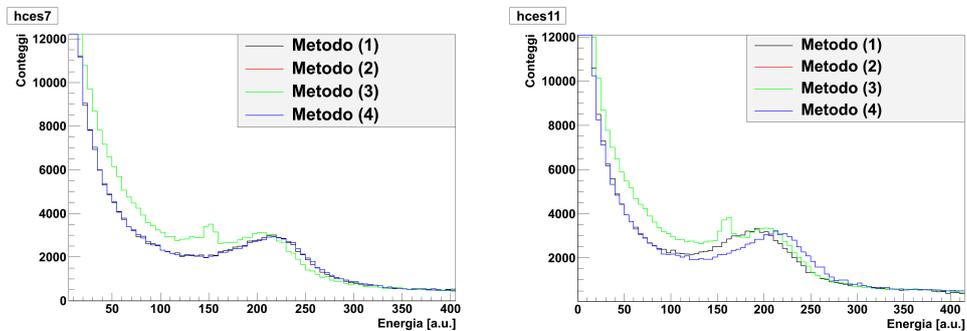


Figura 4.4: Confronto tra i metodi di ricostruzione per l'energia depositata per i due cristalli inferiori del quadrante centrale del Proto-16.

l'intero Proto-16 e basarsi non sull'energia depositata, bensì direttamente sulla risoluzione energetica. A questo scopo è stato realizzato il grafico di Figura 4.5.

Come si può osservare dalla Figura 4.5, i metodi di integrazione numerica che forniscono la risoluzione energetica ottimale sono il metodo (2) ed il metodo (4). Per la procedura di calibrazione e per le misure col Proto-16 abbiamo deciso di adottare il metodo (2) per i seguenti motivi:

- l'utilizzo del calcolo dinamico della finestra di integrazione ci permetterà in futuro di analizzare anche segnali non sincroni con il trigger;
- l'utilizzo del metodo del rettangolo per l'integrazione numerica poiché questo potrà essere implementato nella FPGA che sarà utilizzata al JLab, prodotta dalla ditta Xilinx, modello Virtex-4 FX20 [45].

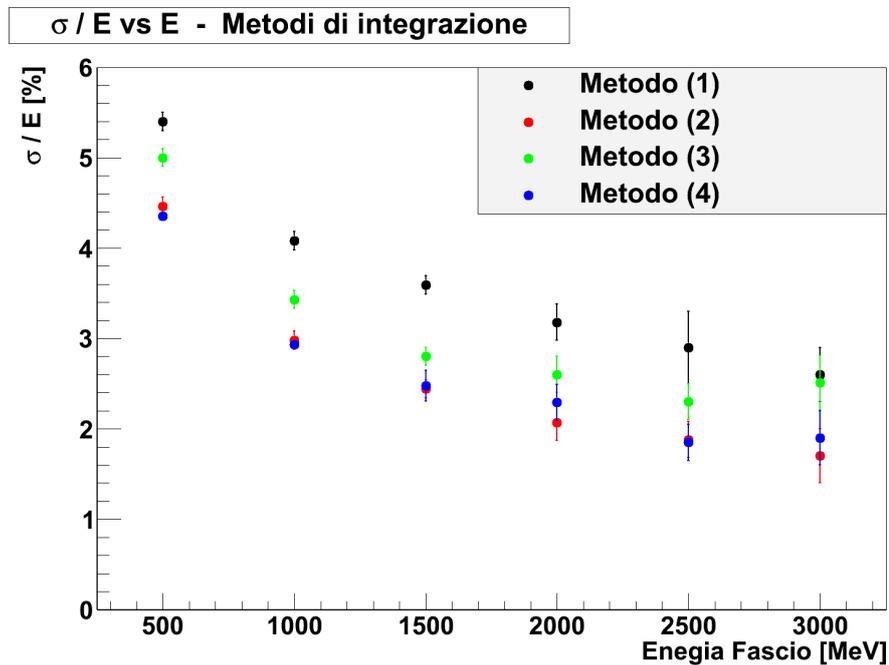


Figura 4.5: Confronto tra i metodi di integrazione numerica per la risoluzione energetica.

L'energia così calcolata deve quindi essere calibrata, in accordo con le simulazioni eseguite col software GEMC: il valore di energia ricostruita per ogni cristallo deve perciò essere moltiplicato per un fattore correttivo. Per ciascun cristallo occorre trovare il corrispondente fattore correttivo visto che la catena elettronica legata a ciascun cristallo presenta delle piccole, ma non trascurabili, differenze.

La realizzazione dell'intera procedura di calibrazione è stata eseguita durante il mese di Ottobre 2012, presso la Beam Test Facility, che verrà descritta nel Capitolo successivo.

## 4.2 Procedura di calibrazione

Una prima determinazione delle costanti di calibrazione è stata eseguita presso i laboratori del Gruppo 3 dell'INFN di Genova utilizzando raggi cosmici. Il setup sperimentale, mostrato in Figura 4.6, era composto da:

- tre barre di scintillatore, parallele l'una all'altra, dotate di tubi fotomoltiplicatori ad entrambe le estremità.

#### CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

- il Proto-16, collocato tra la barra di scintillatore superiore e quella di mezzo, disposto in modo che i cristalli risultassero allineati con le tre barre.
- un segnale di trigger per l'attraversamento di un muone cosmico, realizzato con la coincidenza di tutte e tre le barre di scintillatore.

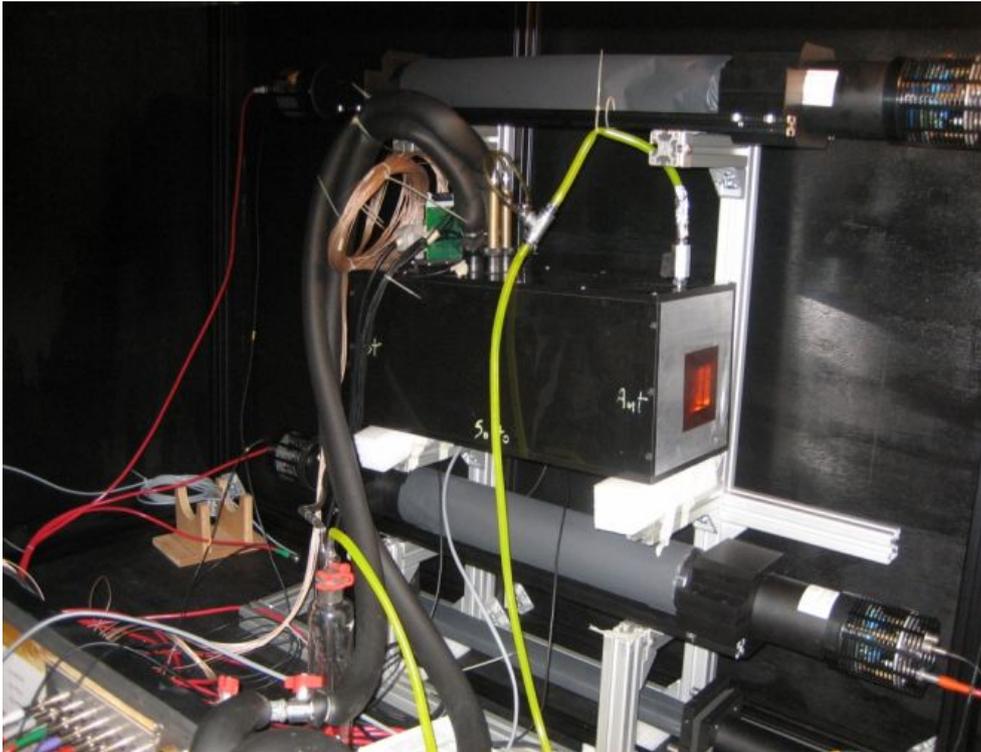


Figura 4.6: Setup sperimentale per la determinazione delle costanti di calibrazione tramite raggi cosmici.

Durante questi test la temperatura è stata mantenuta a  $+18^{\circ}\text{C}$  ed il guadagno dell'APD a 150; il sistema di acquisizione era lo stesso di quello descritto nel Capitolo 3.

L'energia depositata dal passaggio di un cosmico all'interno di un cristallo avviene secondo il processo di ionizzazione ed in base alle simulazioni il picco della distribuzione è intorno a  $\sim 16$  MeV, con un andamento in accordo con la curva di Landau. Si sono quindi allineati i picchi con il valore previsto dalle simulazioni, per ricavare un primo set di costanti di calibrazione.

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

In Figura 4.7 si possono osservare (istogramma verde) i segnali dell'energia depositata all'interno del Proto-16, da parte di un muone cosmico.

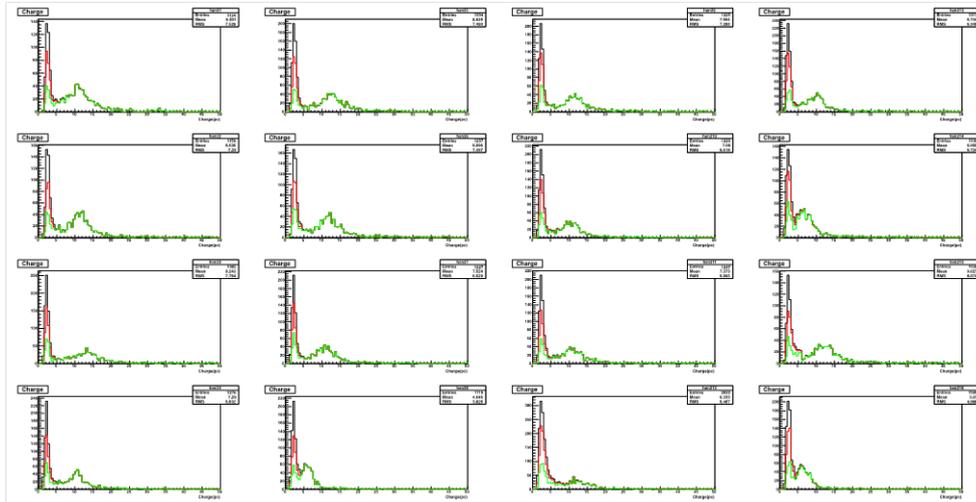


Figura 4.7: Ricostruzione dell'energia depositata da un raggio cosmico nella matrice di cristalli del Proto-16.

Utilizzando queste misure come punto di partenza, l'ottimizzazione delle costanti di calibrazione è stata eseguita utilizzando il fascio di elettroni e positroni da 500 MeV della Beam Test Facility, presso i Laboratori Nazionali di Frascati, come verrà discusso nel Capitolo che segue.

Sono state quindi eseguite diverse misure in cui il fascio è stato posizionato al centro di ciascuno dei cristalli del Proto-16. L'algoritmo di calibrazione che ho implementato ha permesso di selezionare eventi in cui il cristallo era colpito da un solo elettrone: imporre questa condizione è stato necessario dal momento che le simulazioni eseguite per valutare l'energia depositata in ciascun cristallo sono state fatte in questa ipotesi. Per selezionare gli eventi di singolo elettrone, ho imposto che l'energia totale depositata nell'intero calorimetro fosse compresa tra 260 MeV e 600 MeV. Inoltre, per selezionare gli eventi riguardanti il cristallo da calibrare, ho implementato la condizione per cui l'energia totale depositata negli altri cristalli fosse minore di 200 MeV.

Il grafico di Figura 4.8 mostra lo spettro energetico di un singolo cristallo, colpito da un elettrone: l'istogramma nero rappresenta lo spettro senza alcun taglio energetico, mentre l'istogramma blu rappresenta lo spettro a cui sono stati applicati i tagli sopra descritti.

#### CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

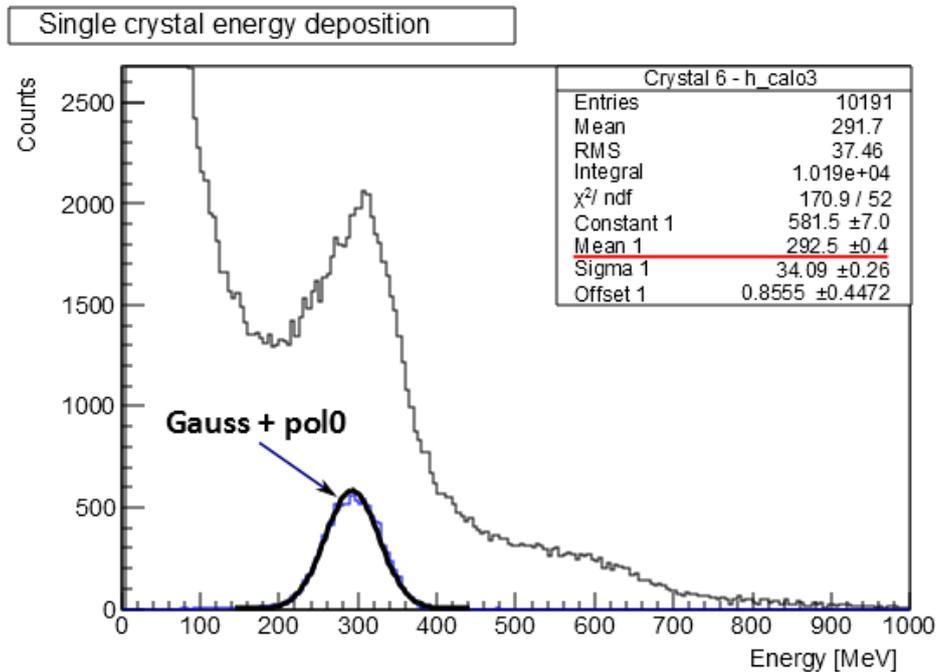


Figura 4.8: Spettro energetico di un singolo cristallo per eventi con un elettrone da 500 MeV che colpisce il prototipo. L'istogramma nero include tutti gli eventi, mentre l'istogramma blu comprende i tagli precedentemente descritti.

Il valore di picco del segnale è stato quindi ricavato tramite fit gaussiano a cui è stato aggiunta una costante per descrivere l'eventuale fondo residuo. Questa procedura è stata applicata a ciascuno dei 16 cristalli del Proto-16, allineando quindi la posizione del picco (in Figura 4.8 l'istogramma blu) con il valore previsto dalle simulazioni. Per un evento in cui un elettrone da 500 MeV urta un cristallo, queste forniscono un valore di energia depositata all'interno del cristallo stesso di  $\sim 300$  MeV (principalmente a causa del parziale contenimento trasversale dello sciame). In questo modo si è quindi riusciti a ricavare il fattore correttivo da applicare a ciascun cristallo per ottenere la conversione da carica ad energia. La procedura di calibrazione sopra descritta è stata ripetuta per ogni variazione delle condizioni di misura dei test alla BTF.

A seguito delle calibrazioni è stato quindi possibile calcolare l'energia totale depositata all'interno del Proto-16, necessaria per verificare la linearità delle calibrazioni e per il calcolo della risoluzione energetica. Posizionando il fascio di elettroni nel centro del prototipo, in modo da ottenere un contenimento

#### CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

dello sciame migliore, si è ricavato l'istogramma di Figura 4.9 in cui ogni picco corrisponde ad un differente valore di molteplicità del pacchetto di elettroni del fascio. Ciascun picco è stato fittato con una funzione gaussiana, in modo da determinare la posizione (corrispondente all'energia totale depositata all'interno del Proto-16) e la deviazione standard della gaussiana, necessaria per stabilire la risoluzione energetica a quella data energia.

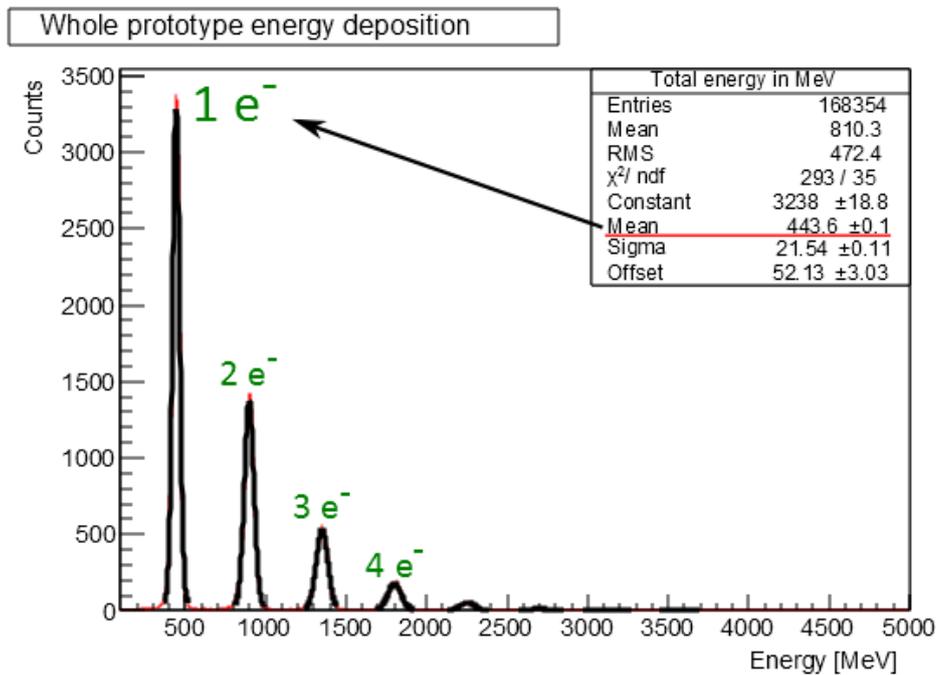


Figura 4.9: Energia totale depositata all'interno del Proto-16, ottenuta in seguito alle calibrazioni. I picchi ben distinti corrispondono a diverse molteplicità di pacchetto e sono stati fittati con una funzione gaussiana.

La posizione del picco ed il valore della deviazione standard ricavati da questi fit sono stati utilizzate anche per valutare l'errore sistematico. Il fit per il calcolo della risoluzione è stato eseguito su un range di energia di  $\pm 3\sigma$ . Il contributo all'errore sistematico legato all'analisi è stato stimato eseguendo fit su range diversi di energia rispetto a quello scelto per il calcolo della risoluzione (da  $\pm 4\sigma$  fino a  $\pm 2\sigma$ ): una volta ricostruita l'energia totale depositata nel cristallo, ho calcolato, per ciascun range di fit, la risoluzione energetica e sono andato a valutare la differenza per i diversi intervalli. Questa procedura è stata eseguita per ognuna delle energie del pacchetto di elettroni fino all'energia di 2 GeV e si è osservato che l'errore sistematico diminuisce all'aumentare

## CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE

dell'energia. Si ha infatti:

$$\Delta \left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sist}} = \pm 0.3\% \quad @ \quad 0.5 - 1\text{GeV}$$

$$\Delta \left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sist}} = \pm 0.2\% \quad @ \quad 1.5 - 2\text{GeV}$$

$$\Delta \left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sist}} = \pm 0.1\% \quad @ \quad 2.5 - 3\text{GeV}$$

Come verifica della bontà delle calibrazioni si è andati a confrontare un set ottenuto durante la sessione di misura presso la BTF con un set di costanti derivanti da misure sulla risposta del Proto-16 ai raggi cosmici.

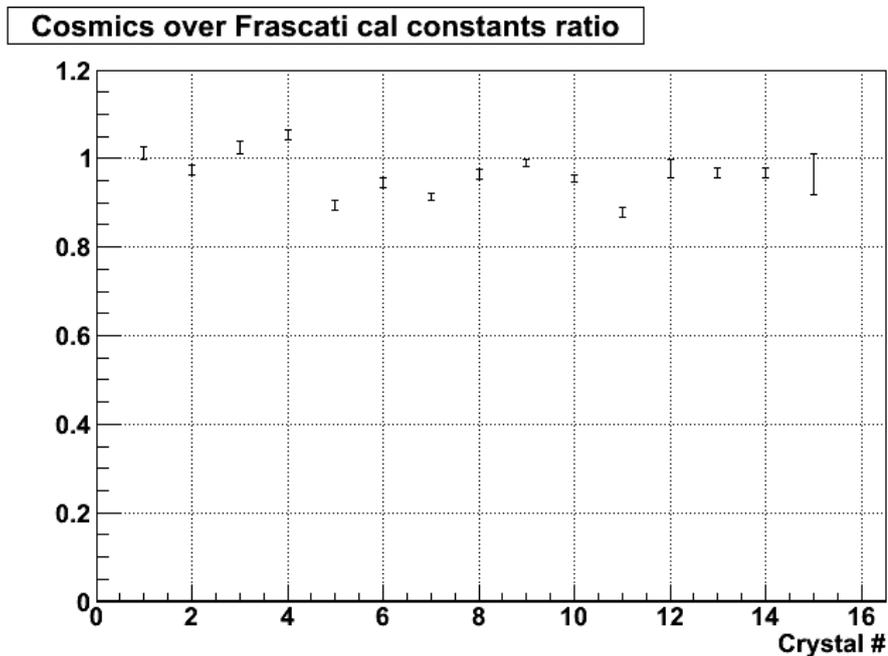


Figura 4.10: Rapporto tra i set di costanti di calibrazione ottenuti durante la sessione di misure presso la BTF ed il set ottenuto da misure sulla risposta del prototipo ai raggi cosmici.

Questo confronto è stato eseguito andando a considerare set di costanti ricavate in identiche condizioni di lavoro per quanto riguarda temperatura e guadagno degli APD.

Al momento delle misure all'interno del JLab, non sarà possibile ottenere sessioni di fascio dedicato allo scopo di calibrare l'intero FT-Cal. Questa comparazione ha quindi lo scopo di verificare se per i 332 cristalli del FT-Cal

#### *CAPITOLO 4. IL TRATTAMENTO DEL SEGNALE*

sarà possibile utilizzare le costanti di calibrazione misurate a partire dall'energia depositata dal passaggio di un cosmico. Benchè i processi di perdita di energia siano differenti (ionizzazione per il cosmico e sciame elettromagnetico per il fascio di elettroni di alta energia), dal grafico di Figura 4.10 si osserva che il set di costanti legate ai raggi cosmici è in buon accordo con le costanti di calibrazione ottenute durante la sessione di misura presso la BTF. Infatti il rapporto cristallo per cristallo, tra le costanti ottenute dai cosmici e le costanti ottenute con fascio, non si discosta di oltre il 5 – 10 % rispetto al set di costanti ottenuto in presenza di fascio. Occorre precisare che non è stato possibile eseguire questa misura per uno dei cristalli esterni del Proto-16, a causa di un rapporto segnale/rumore troppo basso, dovuto ad un errato collegamento tra l'APD ed il dispositivo di preamplificazione.

## Capitolo 5

# Test alla Beam Test Facility

Il Proto-16 è stato testato alla Beam Test Facility, presso i Laboratori Nazionali INFN di Frascati, utilizzando un fascio di elettroni e positroni da 500 MeV: sono state effettuate due sessioni di misura, una a Maggio 2012 ed una ad Ottobre 2012. Di seguito sono riportati i risultati del secondo test, in cui si è studiata la risoluzione energetica del prototipo in funzione dell'energia e della temperatura.

### 5.1 La Beam Test Facility

La Beam Test Facility (BTF) di Frascati è un'area attrezzata per il test di rivelatori, attraverso la produzione di elettroni, positroni e fotoni di energia e caratteristiche note. La Facility è parte dell'acceleratore DAΦNE (Double Annular ring for Nice Experiments) [46], presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN. L'impianto è composto da un LINAC che è in grado di produrre pacchetti di elettroni e positroni con un'intensità che può essere modulata. Questa infatti può essere regolata a partire da pacchetti di  $10^7$  elettroni fino a  $10^{10}$  particelle per impulso (che corrisponde ad una corrente di  $\sim 500$  mA/impulso), in un range di energia di  $300 \div 750$  MeV per gli elettroni e di  $300 \div 550$  MeV per i positroni. La durata tipica di un impulso è di 10 ns, con un rate massimo di produzione di pacchetti di 50 Hz.

La Figura 5.1 mostra uno schema dettagliato dell'intero complesso, in cui, oltre al LINAC ed alla BTF è evidenziato l'anello di accumulazione in cui i pacchetti vengono depositati e da cui vengono estratti ed iniettati nell'anello principale per le misure degli esperimenti KLOE e FINUDA.

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

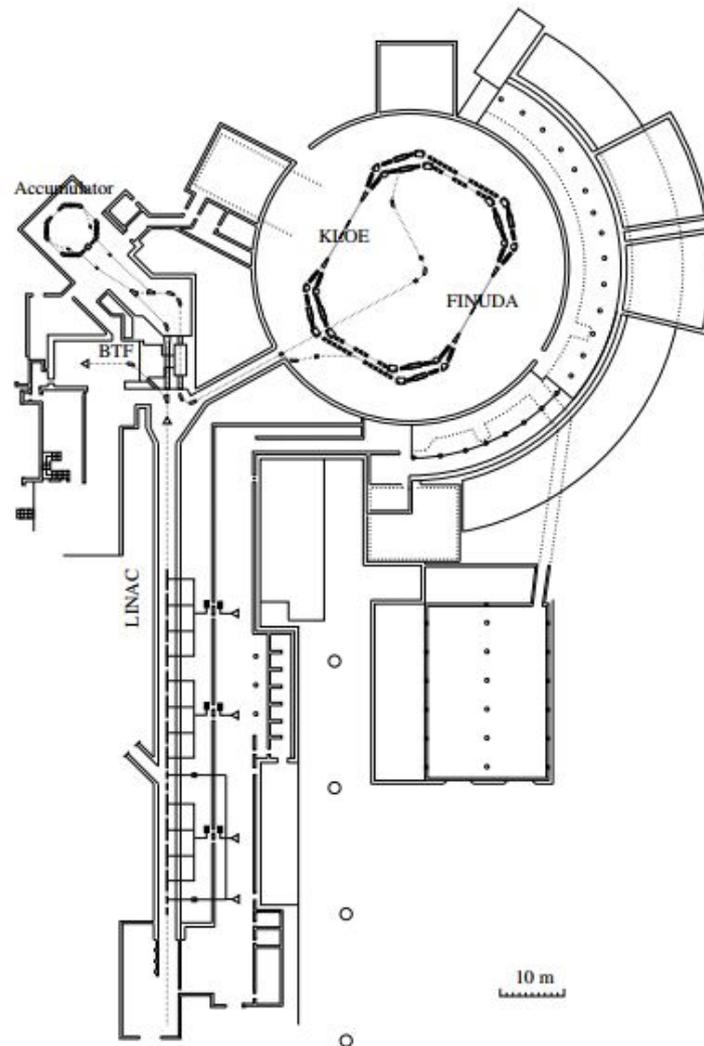


Figura 5.1: Schema dell'intero complesso di DAΦNE, in cui sono evidenziati il LINAC, l'anello di accumulazione, gli anelli principali presso cui vengono svolte le misure per gli esperimenti KLOE e FINUDA, e la Beam Test Facility (BTF).

Quando il sistema di iniezione non trasferisce pacchetti all'anello di accumulazione, il fascio prodotto dal LINAC può essere deviato, tramite una linea apposita, nella zona della BTF.

Gli elementi principali del sistema di iniezione nella BTF sono evidenziati in Figura 5.2:

- un bersaglio (TARGET) di tungsteno, posto all'inizio della linea della

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

BTF, permette di attenuare il fascio prodotto dal LINAC. Il bersaglio è fatto in modo da poter selezionare tre diverse lunghezze, corrispondenti a tre diversi valori di lunghezza di radiazione: 1.7, 2.0, 2.3  $X_0$ .

- un primo magnete (DHSTB001), posto dopo il bersaglio di tungsteno, consente di deviare il fascio del LINAC di  $45^\circ$  e di inviarlo verso la sala sperimentale della BTF. Dopo questo dipolo sono inoltre installate delle slitte che permettono di selezionare l'impulso delle particelle emergenti.
- un secondo dipolo (DHSTB002) nell'area sperimentale curva definitivamente il fascio verso la sala sperimentale della BTF. In caso questo magnete non venga utilizzato il fascio prosegue lungo la FLAG03 per una linea di *dumping*, in cui viene assorbito.

I magneti, le slitte ed il bersaglio sono controllati in remoto dalla sala di controllo di DAΦNE.

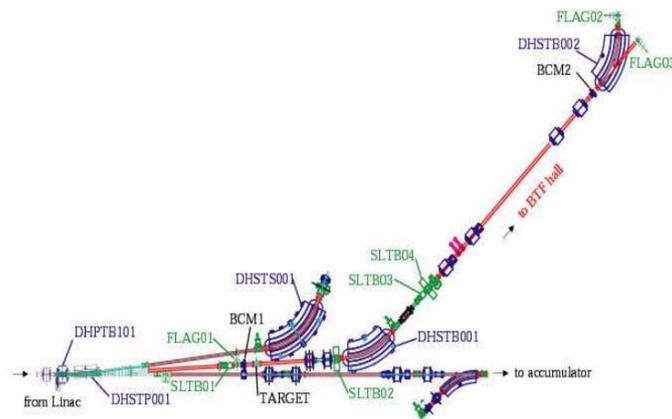


Figura 5.2: Schema della linea di trasferimento del fascio dal LINAC alla sala sperimentale della Beam Test Facility.

Il fascio così attenuato permette quindi di avere a disposizione impulsi di intensità ed energia variabile. C'è inoltre la possibilità di lavorare in due modalità: la prima prevede un'utilizzo condiviso del fascio da parte della BTF e dell'anello principale di DAΦNE, mentre la seconda permette l'utilizzo *dedicato* del fascio per i soli esperimenti della BTF.

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

La Tabella 5.1 mostra le caratteristiche del fascio in queste due modalità:

Caratteristiche	Fascio condiviso	Fascio dedicato
Molteplicità (N° particelle/impulso)	$1 \div 10^5$	$1 \div 10^{10}$
Energia (MeV)	$25 \div 500$	$25 \div 750$
Frequenza di pacchetto (Hz)	$1 \div 25$	50
Durata impulso (ns)	10	3 / 10
Risoluzione impulso	1%	1%
Dimensione fascio $\sigma_x \cdot \sigma_y$ (mm <sup>2</sup> )	$\sim 2 \times 2$	$\sim 5.5 \times 5.5$
Divergenza (mrad)	$\sim 1 \div 1.7$	$\sim 1 \div 1.7$

Tabella 5.1: Caratteristiche del fascio della Beam Test Facility.

L'area sperimentale della BTF (Figura 5.3) si estende su un'area di oltre 100 m<sup>2</sup>, circondata da un muro composto da blocchi di calcestruzzo che fungono da schermo per le radiazioni ionizzanti. Accanto all'area sperimentale c'è una sala controllo, dedicata per gli esperimenti della BTF, equipaggiata di rete, cavi di collegamento con la sala sperimentale, consolle di controllo e terminali, a disposizione degli utenti.

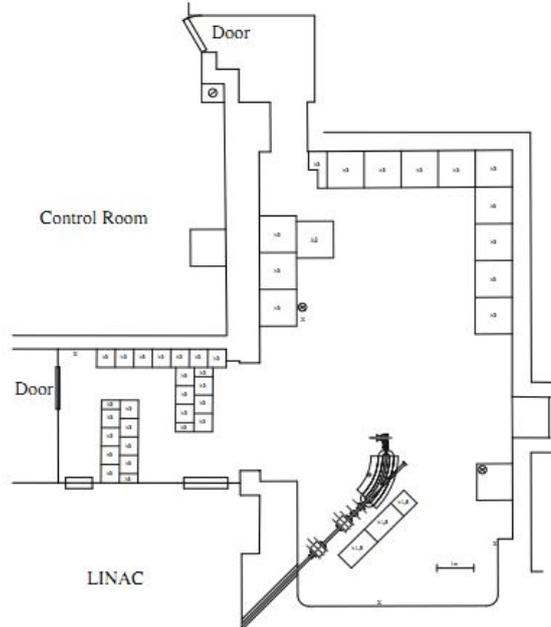


Figura 5.3: Schematizzazione dall'alto della sala sperimentale della Beam Test Facility, in cui vengono evidenziati il dipolo DHSTB002 ed i blocchi di calcestruzzo, per la schermatura dalle radiazioni ionizzanti.

## 5.2 Setup Sperimentale alla BTF

Nella prima fase del test il prototipo è stato installato all'interno della sala in corrispondenza della linea del fascio (Figura 5.4).



Figura 5.4: Sala sperimentale della BTF in cui è stata installata la strumentazione per i test sul Proto-16.

Il Proto-16 è stato posizionato sopra una piattaforma mobile, con la possibilità di visualizzare in sala di controllo, la posizione  $x$  e  $y$ , con un'accuratezza di 0.1 mm. Questa funzione della piattaforma ha permesso di allineare il centro di ogni cristallo al punto di impatto del fascio, di modo da poter eseguire la calibrazione in energia del Proto-16 nel modo più preciso possibile, oppure di allineare il centro del calorimetro al punto di impatto del fascio per le misure di risoluzione.

Una barra di scintillatore plastico, letta da una coppia di fotomoltiplicatori posti ai due lati, è stata collocata di fronte al beam-pipe di uscita del fascio ed è stata utilizzata per determinare il tempo di arrivo dell'elettrone (positrone) interagente entro i 10 ns di durata del singolo impulso.

Come già descritto nel Capitolo 3, il Proto-16 è stato regolato in temperatura mediante l'utilizzo di un termostato, che ha permesso di mantenere una temperatura uniforme su tutti i cristalli per la durata delle misure. Si è inoltre flussato del gas di azoto secco per evitare il verificarsi di condensa sui componenti elettronici a causa dell'umidità.

L'acquisizione dei dati è stata fatta basandosi sullo standard CODA, sviluppato dal JLab e descritto nel Capitolo 3, triggerato sulla frequenza del segnale prodotto dal LINAC. Per ogni intervallo del trigger i segnali provenienti dai canali della matrice di 16 cristalli del Proto-16 e dai fotomoltiplicatori della barra di scintillatore, sono stati registrati utilizzando una scheda con bus VME,

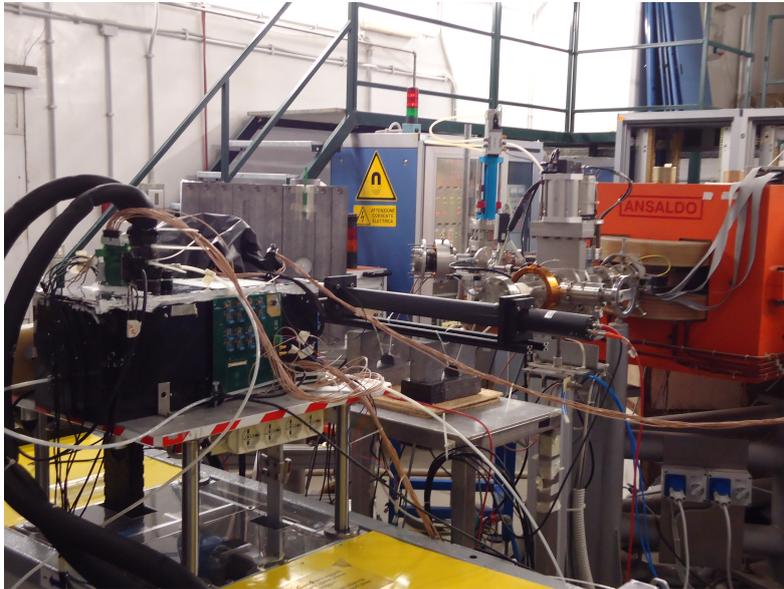


Figura 5.5: Setup sperimentale per i test di Ottobre 2012 del Proto-16.

della ditta CAEN, con caratteristiche analoghe a quella che sarà utilizzata per il FT-Cal. Entrambi i segnali vengono inviati ad un dispositivo passivo (*splitter*) che divide il segnale in due uscite: la prima è diretta verso la scheda flashADC che lavora ad una frequenza di 250 MHz, mentre la seconda viene inviata ad un dispositivo discriminatore ed in seguito al TDC. L'intera catena elettronica, benché non si faccia uso dei dispositivi fADC e TDC sviluppati dal JLab, è del tutto analoga al sistema di lettura ed analisi dati che verrà utilizzato in CLAS12.

### 5.3 Configurazione di lavoro del Proto-16

Innanzitutto si è studiata la linearità della risposta del Proto-16 ad elettroni di energia crescente. A questo scopo si è reso necessario aumentare la molteplicità del pacchetto di elettroni fino ad un massimo di 4 GeV (quindi 8 elettroni per pacchetto), ottenendo l'istogramma di Figura 5.6.

La risposta del proto-16 è stata studiata sino ad energie di 4 GeV, coprendo un intervallo molto simile a quello atteso nelle operazioni su fascio del FT-Cal. Per energie superiori l'equivalenza tra  $n$  elettroni di data energia ed un singolo elettrone di energia  $n$  volte maggiore viene meno.

CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

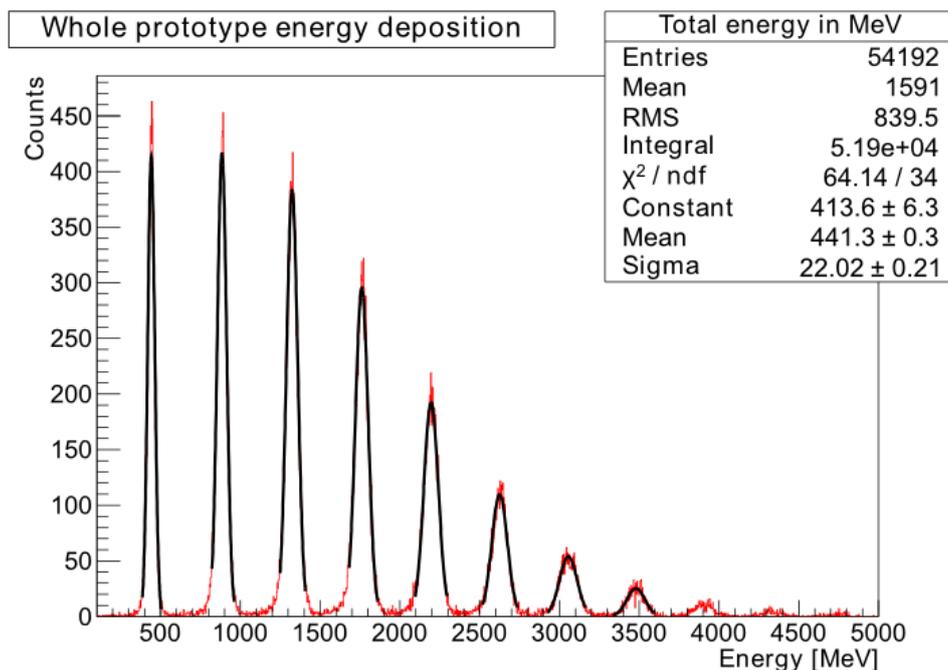


Figura 5.6: Energia totale depositata all'interno del Proto-16 ricostruita fino all'energia di fascio di 4 GeV.

Il grafico di Figura 5.7, fittato con un polinomio di primo grado, dato l'ottimo valore di  $\chi^2$ , dimostra che, dato un set di costanti di calibrazione, il valore di energia depositata misurata dal Proto-16 mantiene la proporzionalità richiesta per valori crescenti dell'energia del fascio. Inoltre il fatto che il parametro di offset sia compatibile con 0 entro l'errore statistico permette di escludere eventuali contributi esterni all'energia depositata.

A questo punto per comprendere quali siano le migliori condizioni per il Calorimetro del Forward Tagger, si è quindi scelto di testare il prototipo in diverse configurazioni, sia variando la temperatura dei cristalli che la configurazione della catena elettronica. I calcoli per la risoluzione energetica sono state eseguiti a partire dai fit dei picchi di istogrammi come quello di Figura 5.6, che rappresenta l'energia totale depositata nel prototipo per diversi valori di molteplicità di pacchetto. Eseguendo un fit gaussiano per ognuno di questi picchi, si sono ricavate media e deviazione standard per ciascuno di questi, e si è quindi determinata la risoluzione energetica per le diverse energie del fascio. In tutti i test si è deciso di scartare il segnale proveniente da uno dei cristalli, posto nello spigolo in basso a destra, poiché è risultato essere pari ad un

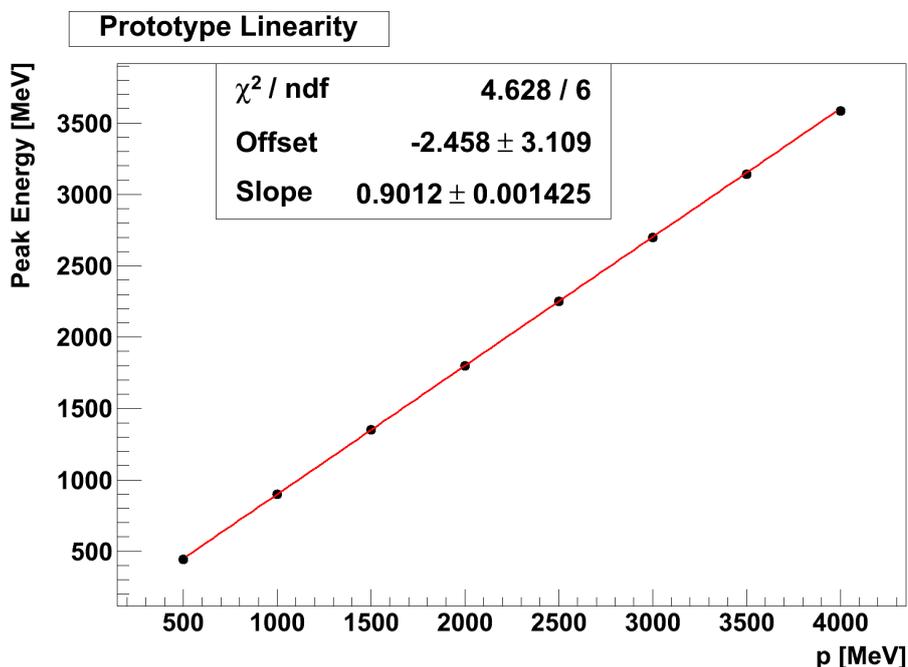


Figura 5.7: Energia depositata ricostruita dall'algoritmo di analisi in funzione dell'energia del fascio. Il plot di punti neri è stato ottenuto alla temperatura di  $+18^\circ\text{C}$  e con un guadagno degli APD pari a 150. Il fit, in rosso, dimostra che i punti non si discostano dalla linearità.

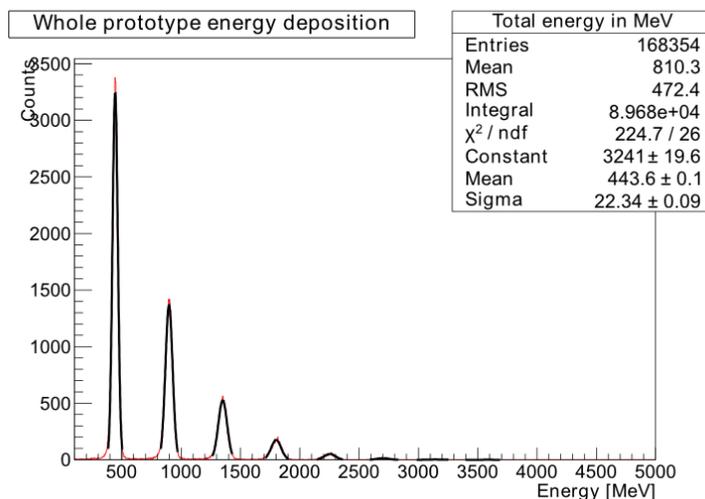
quinto del segnale degli altri cristalli a causa di un malfunzionamento del preamplificatore.

Le misure sono state fatte al variare dei seguenti parametri:

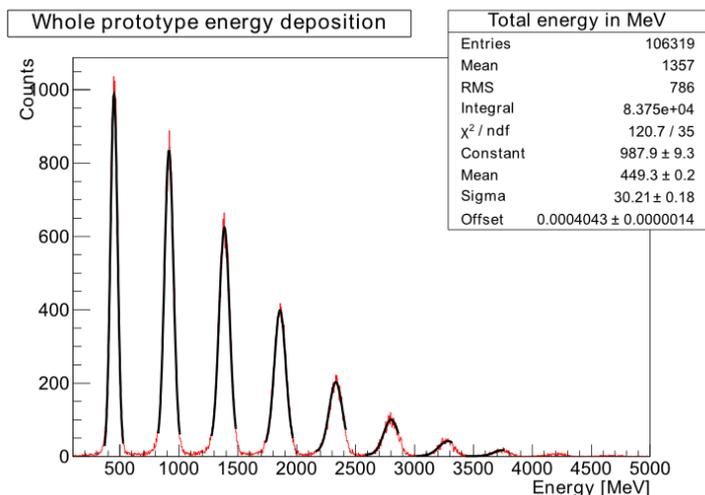
- **Guadagno APD**

Durante la sessione di misura presso la BTF abbiamo avuto la possibilità di impostare il guadagno degli APD direttamente dalla sala di controllo. Il guadagno nominale dell'APD è pari a  $G=50$  ed all'aumentare di questo valore il rapporto segnale/rumore può peggiorare: abbiamo quindi confrontato la risoluzione energetica per due valori di guadagno ( $G_{\text{APD}}=150$  e  $G_{\text{APD}}=75$ ) per cercare di capire se il contributo dominante al rumore elettronico fosse dovuto al fotodiodo o alla catena di preamplificazione. Inoltre un guadagno troppo alto può portare a saturazione il fADC. Le Figure 5.8(a) e 5.8(b) mostrano rispettivamente l'energia totale depositata per  $G=150$  e  $G=75$ , fino all'energia di 4 GeV.

CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY



(a) Energia totale depositata per G=150



(b) Energia totale depositata per G=75

Figura 5.8: Energia totale depositata per i due valori di guadagno dell'APD.

Il grafico di Figura 5.9 mostra un confronto tra le risoluzioni energetiche per  $G_{\text{APD}} = 150$  e  $G_{\text{APD}} = 75$ , alla temperatura di  $+18^\circ\text{C}$ .

Si osserva che la risoluzione a  $G_{\text{APD}} = 150$  è migliore rispetto a quella a  $G_{\text{APD}} = 75$ , per qualunque valore di energia. All'energia di 1 GeV si ha infatti  $(3.03 \pm 0.32)\%$  e  $(3.81 \pm 0.32)\%$  rispettivamente per  $G_{\text{APD}} = 150$  e per  $G_{\text{APD}} = 75$ .

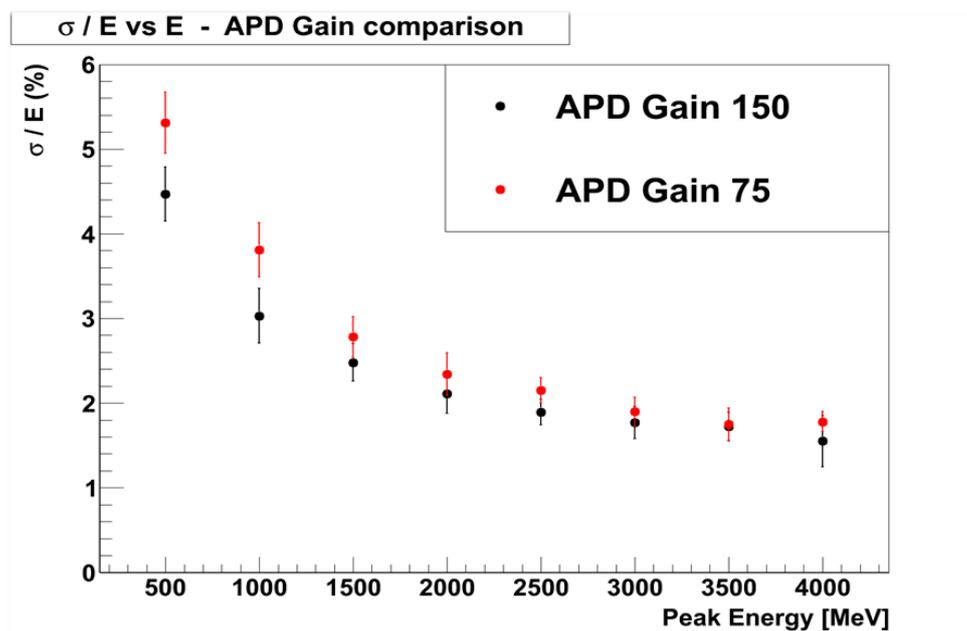


Figura 5.9: Confronto tra le risoluzioni in energia per  $G_{APD} = 150$  e  $G_{APD} = 75$ , a temperatura fissata.

Questo risultato è consistente con la dominanza del rumore dell'amplificatore nella risoluzione; inoltre ad alte energie, non sono stati rilevati problemi di saturazione del segnale. Per questi motivi si è concluso che la configurazione di lavoro del FT-Cal a guadagno degli APD maggiore è migliore rispetto a quella con guadagno minore degli APD.

- **Temperatura**

Il vantaggio di scendere in temperatura è una maggiore produzione di luce da parte dei cristalli pari a +3% per ogni grado in meno (Figura 2.3). La difficoltà sta nel fatto che occorre mantenere una temperatura uniforme (con un  $\Delta T$  massimo di  $0.1^\circ\text{C}$ ), di modo che la luce prodotta non vari sensibilmente lungo il singolo cristallo.

Durante la sessione di misura presso la BTF si sono testate le prestazioni del prototipo a  $+18^\circ\text{C}$ , a  $0^\circ\text{C}$  ed a  $-20^\circ\text{C}$ . I tre grafici di Figura 5.10, 5.11 e 5.12 mostrano l'energia totale depositata ricostruita per ciascuna di queste temperature, fino a 4 GeV.

CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

Da questi si può ricavare il confronto tra le risoluzioni energetiche ottenute per queste diverse temperature, come mostrato nel grafico di Figura 5.13.

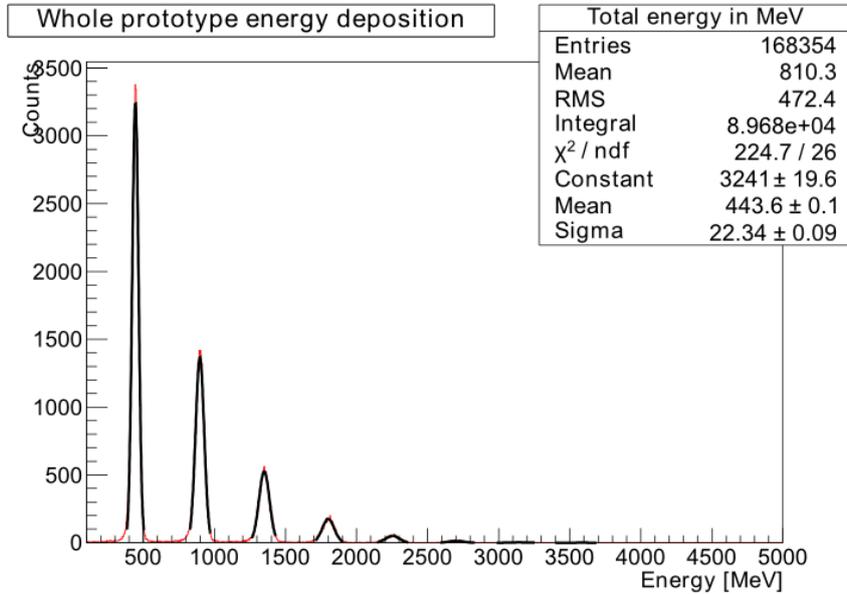


Figura 5.10: Energia totale depositata per T= +18°C.

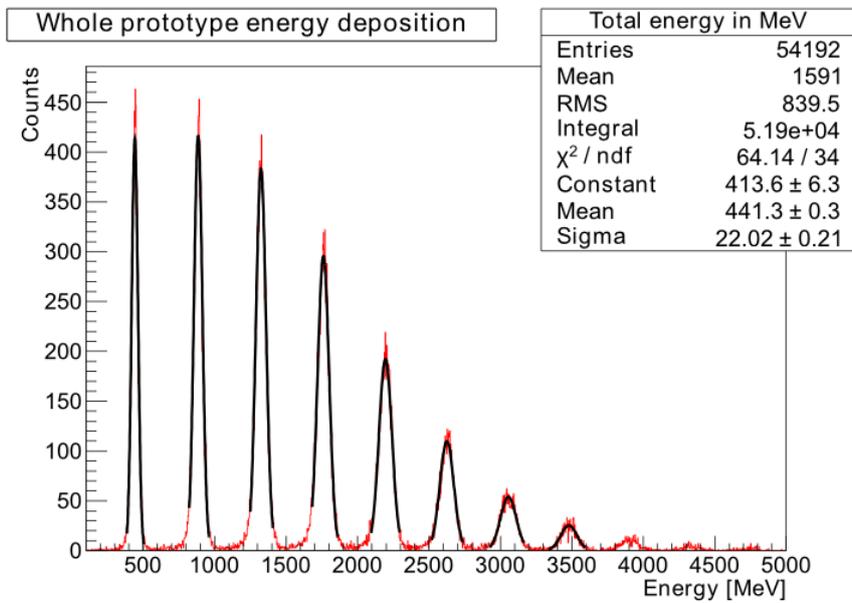


Figura 5.11: Energia totale depositata per T= 0°C.

CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

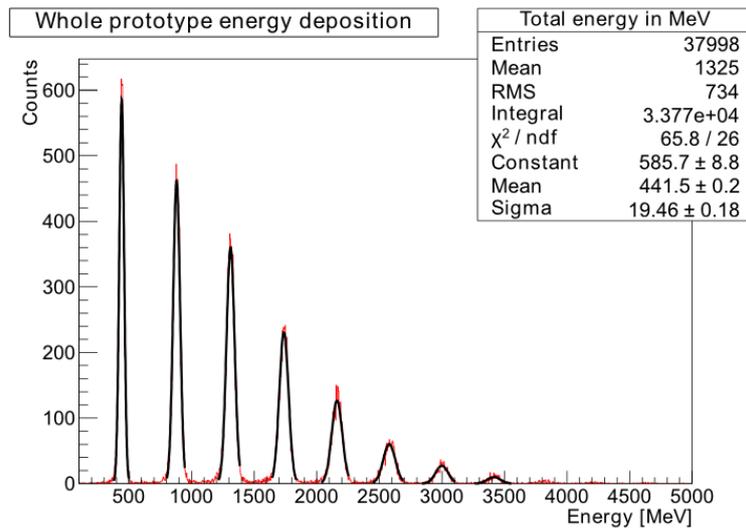


Figura 5.12: Energia totale depositata per T= -20°C

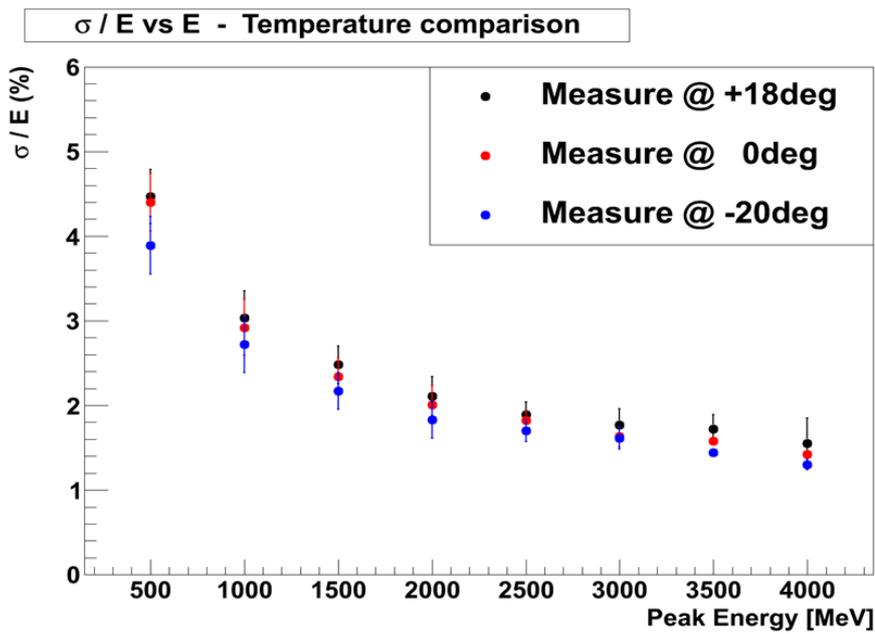


Figura 5.13: Confronto tra le risoluzioni in energia per diversi valori di temperatura dei cristalli.

Ad energia di 1 GeV si ottengono le seguenti risoluzioni:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right) = (3.0 \pm 0.3)\% \text{ @ } +18^\circ\text{C}$$

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right) = (2.8 \pm 0.3)\% \text{ @ } 0^\circ\text{C}$$

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right) = (2.7 \pm 0.3)\% \text{ @ } -20^\circ\text{C}$$

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

I risultati mostrano che la risoluzione è migliore quando il calorimetro è operato a bassa temperatura, come ci si aspettava. Tuttavia la differenza tra la risoluzione energetica misurata alle diverse temperature, diminuisce con l'energia indicando che il miglioramento ottenibile non giustifica le complicazioni pratiche per operare il calorimetro a  $-20^{\circ}\text{C}$ . Una temperatura di esercizio di  $0^{\circ}\text{C}$  rappresenta quindi un buon compromesso.

### • Splitter

Il dispositivo passivo, posto dopo l'intera catena elettronica di preamplificazione del segnale, è stato utilizzato durante la sessione di misura presso la BTF per dividere il segnale in due parti: una verso il fADC per la misura di energia depositata, l'altra verso il discriminatore ed in seguito verso il TDC per le misure temporali.

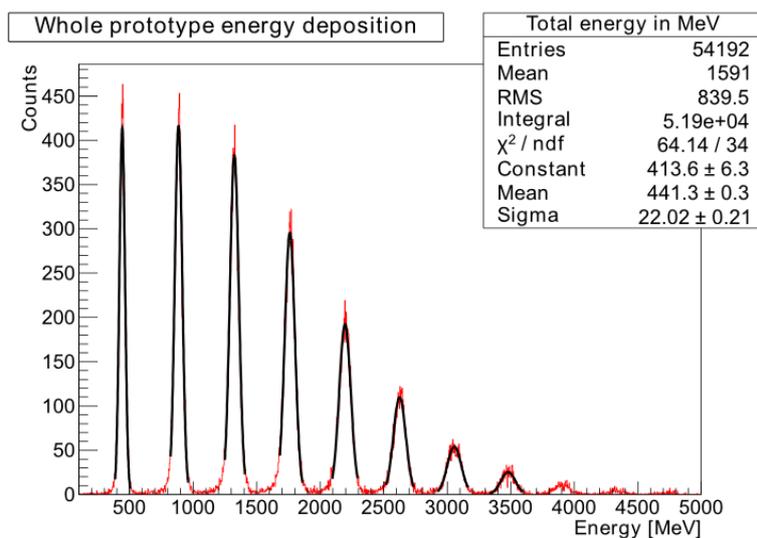


Figura 5.14: Energia totale depositata con splitter attivo.

Nei test abbiamo verificato se la presenza dello splitter peggiorasse il rapporto S/N rispetto ad una acquisizione senza. Le Figure 5.14 e 5.15 mostrano, alla temperatura di  $0^{\circ}\text{C}$ , l'energia i diversi picchi di energia totale depositata per le diverse energie del fascio, rispettivamente con lo splitter in funzione o disattivato. Abbiamo quindi confrontato le risoluzioni energetiche, ottenute dai fit di questi istogrammi, che abbiamo graficato in Figura 5.16:

CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

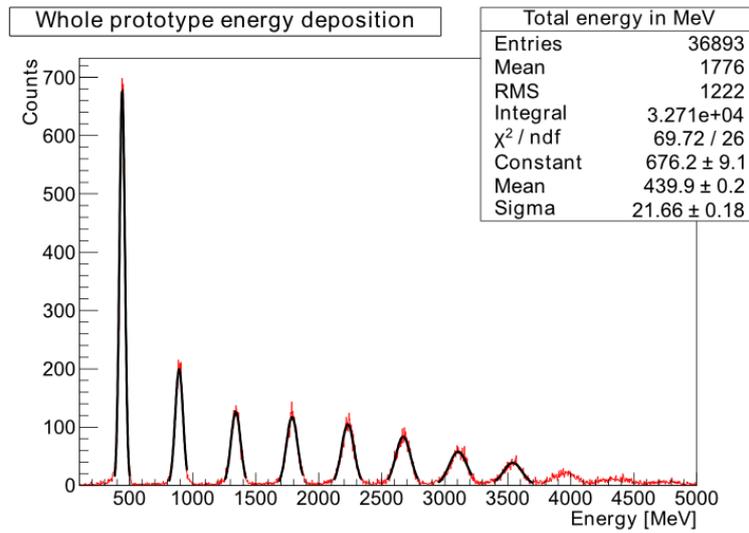


Figura 5.15: Energia totale depositata con splitter non attivo.

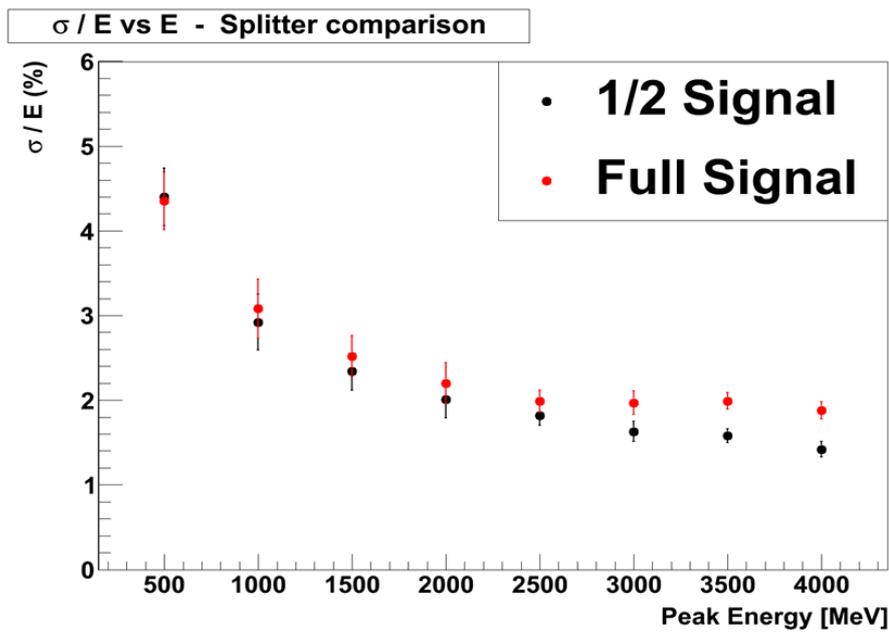


Figura 5.16: Confronto tra le risoluzioni in energia con dispositivo splitter in funzione o disattivato.

Come si può osservare dal grafico di Figura 5.16 a basse energie l'utilizzo o meno dello splitter non determina una perdita in termini di risoluzione energetica. Ad alte energie invece si osserva un chiaro andamento della

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

risoluzione dovuto alla saturazione del segnale del fADC.

Energia fascio	Splitter	No Splitter
1 GeV	$(2.8 \pm 0.4)\%$	$(3.1 \pm 0.4)\%$
2 GeV	$(1.9 \pm 0.3)\%$	$(2.2 \pm 0.2)\%$
3 GeV	$(1.5 \pm 0.2)\%$	$(2.0 \pm 0.1)\%$
4 GeV	$(1.3 \pm 0.1)\%$	$(1.9 \pm 0.1)\%$

Tabella 5.2: Risoluzioni energetiche a diversi valori di energia con splitter aperto o chiuso.

Lo splitter può quindi essere utilizzato senza perdita di risoluzione energetica. Nel caso si decidesse di eliminarlo occorrerà diminuire il guadagno dello stadio di preamplificazione in modo da evitare la saturazione del fADC.

### 5.4 Risultati

In conclusione è stato deciso che la configurazione di lavoro migliore per il prototipo e, conseguentemente per il FT-Cal, preveda:

- **Guadagno APD:** 150.
- **Temperatura:** 0°C.
- **Splitter:** irrilevante.

La risoluzione energetica del Proto-16 ottenuta per questa configurazione è riportata nella Tabella 5.3:

Energia	Risoluzione
0.5 GeV	$(4.1 \pm 0.4)\%$
1.0 GeV	$(2.8 \pm 0.4)\%$
1.5 GeV	$(2.1 \pm 0.3)\%$
2.0 GeV	$(1.9 \pm 0.3)\%$
2.5 GeV	$(1.6 \pm 0.2)\%$
3.0 GeV	$(1.5 \pm 0.2)\%$
3.5 GeV	$(1.5 \pm 0.1)\%$
4.0 GeV	$(1.3 \pm 0.1)\%$

Tabella 5.3: Valori di risoluzione energetica per le diverse energie del fascio.

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

A questo punto possiamo comparare la risoluzione energetica ottenuta nella configurazione di lavoro scelta per il Proto-16 con la risoluzione ottenuta per lo stesso prototipo, tramite simulazioni con il software GEMC. Il risultato ottenuto è riportato nel grafico di Figura 5.17:

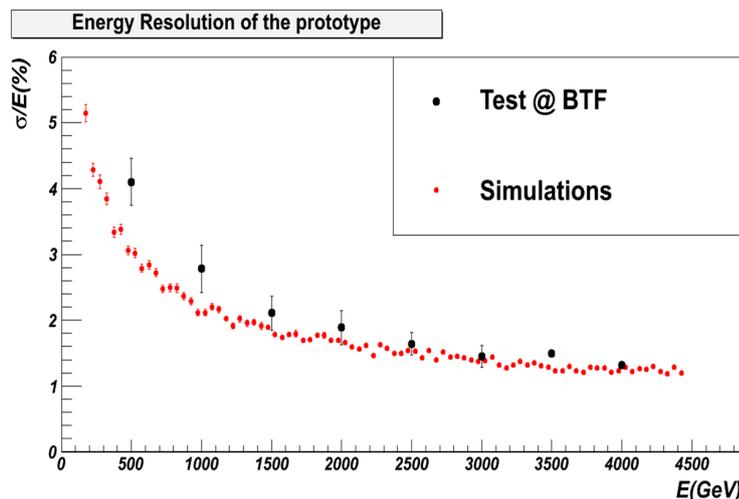


Figura 5.17: Confronto tra la risoluzione energetica ottenuta per il Proto-16 e la risoluzione attesa dalle simulazioni.

Dal confronto con la formula 3.1 si osserva che a basse energie i dati ricavati per la configurazione di lavoro scelta per il prototipo non risultano compatibili con le simulazioni, risultando fino a 1.5 GeV costantemente maggiori rispetto alle simulazioni. All'aumentare dell'energia invece, la differenza tra misura e simulazione diminuisce. Considerando ad esempio l'energia di 2 GeV, la risoluzione energetica simulata risulta:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{2.3^2}{2} + 0.5^2} \approx 1.7\%$$

compatibile con il valore ottenuto per il Proto-16 di  $(1.9 \pm 0.3)\%$ .

# Conclusioni

Lo scopo del mio lavoro di tesi è stato lo studio della risposta di un prototipo di un calorimetro elettromagnetico a tungstato di piombo e, in particolare, lo sviluppo degli algoritmi di ricostruzione e calibrazione ed infine la valutazione delle sue prestazioni.

Questo lavoro rientra nell'ambito della realizzazione di un nuovo rivelatore, il *Forward Tagger* (FT), che, insieme al rivelatore CLAS12, verrà installato nel 2015 all'interno della Sala B del Jefferson Laboratory di Newport News, in Virginia. Il rivelatore Forward Tagger verrà realizzato da una collaborazione internazionale che comprende varie università ed istituti di ricerca con il coordinamento e la supervisione del Gruppo III INFN della Sezione di Genova.

Il sistema, costituito da Forward Tagger e rivelatore CLAS12, ha come obiettivo lo studio dello spettro mesonico e la ricerca di stati non convenzionali con numeri quantici esotici, utilizzando la diffusione a piccolo angolo di elettroni di alta energia su bersagli di idrogeno. Il calorimetro del Forward Tagger dovrà quindi rivelare elettroni da 0.5 GeV fino a 4.5 GeV, diffusi ad angoli compresi tra  $2.5^\circ$  e  $4.5^\circ$ , con la migliore risoluzione energetica possibile. In queste condizioni cinematiche la reazione di diffusione avviene grazie allo scambio di un fotone quasi-reale, sonda ottimale per la produzione di stati mesonici.

Il Forward Tagger verrà installato all'interno di CLAS12, in prossimità della linea del fascio, in una regione caratterizzata da alti campi magnetici, elevati livelli di radiazioni ionizzanti ed uno spazio limitato. Si è quindi scelto di utilizzare cristalli di tungstato di piombo, accoppiato a fotodiodi con meccanismo a valanga APD. Questi cristalli possiedono un'elevata resistenza alle radiazioni ionizzanti, una lunghezza di radiazione ed un raggio di Molière molto piccoli, mentre i fotosensori scelti risultano insensibili al campo magnetico. Per l'acquisizione dei dati sono stati scelti digitalizzatori flash ADC (fADC).

Per verificare l'efficacia delle scelte progettuali, ottimizzare le condizioni di lavoro e determinare le prestazioni del calorimetro del Forward Tagger è stato

## CAPITOLO 5. TEST ALLA BEAM TEST FACILITY

realizzato un prototipo del rivelatore composto da una matrice di 4x4 cristalli di tungstato di piombo.

Il presente lavoro di tesi riguarda lo studio della risposta del prototipo ed in particolare lo sviluppo degli algoritmi di ricostruzione dei segnali e di calibrazione dei cristalli volti a determinare le prestazioni del sistema in termini di risoluzione energetica. In una prima fase ho sviluppato differenti metodi per l'integrazione numerica del segnale proveniente dal fADC e la ricostruzione dell'energia depositata nei singoli cristalli. Confrontandoli, ho quindi stabilito quale fosse il metodo di calcolo ottimale ed ho implementato un algoritmo che mi ha permesso di determinare le costanti di calibrazione energetica dei cristalli del prototipo, equalizzando i valori ricostruiti dai dati sperimentali con quelli attesi sulla base di simulazioni Monte Carlo. Ho quindi partecipato ai test presso la Beam Test Facility dei Laboratori Nazionali di Frascati, dove si è utilizzato un fascio di elettroni da 500 MeV per studiare la risposta del prototipo, eseguendo misure in varie configurazioni di lavoro caratterizzate da diverse condizioni di temperatura dei cristalli e di guadagno dei fotosensori APD. Ho infine eseguito un'analisi approfondita dei dati ottenuti durante i test, grazie alla quale ho determinato la configurazione di lavoro ottimale del prototipo, ho verificato la linearità della risposta energetica del sistema nell'intervallo di energia di interesse e ho determinato la risoluzione energetica. Questa è risultata essere pari a  $\sigma(E)/E = (2.8 \pm 0.4)$  per  $E = 1$  GeV, in buon'accordo con quanto atteso sulla base delle simulazioni Monte Carlo.



# Ringraziamenti

# Bibliografia

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett., **8** (3), (1964), 214 - 215.
- [2] G. Zweig, *An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, CERN-8419-TH-412, (1964)
- [3] M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev. **139**, (1965), B1006 - B1010.
- [4] Y. Nambu, *A Systematics of Hadrons in Subnuclear Physics in Preludes in Theoretical Physics*, ed. A. de Shalit, H. Feshbach and L. Van Hove, (1966).
- [5] R.L. Jaffe and K. Johnson, Phys. Lett. **B60**, (1976), 201 - 204.
- [6] D. Horn and J. Mandula, Phys. Rev. **D17**, (1978), 898.
- [7] A. Ali *et al.*, Phys. Rev. Lett., **104**, 162001 (2010).
- [8] Crede and Meyer, Prog. Part. Nucl. Phys., **63**, (2009), 74 - 116.
- [9] M. Battaglieri *et al.* (CLAS Collaboration), *Meson Spectroscopy with low  $Q^2$  electron scattering in CLAS12*, (2008).
- [10] R.L. Jaffe and K. Johnson, Phys. Lett. **B60**, 201 (1976).
- [11] D. Horn and J. Mandula, Phys. Rev. D **17**, 898 (1978).
- [12] P. Guo, A.P. Szczepaniak, G. Galatà, A. Vassallo, E. Santopinto, Phys Rev. D **78**, 056003 (2008).
- [13] G. Bali *et al.* (SESAM Collaboration) Nucl. Phys. Proc. Suppl. **63**, (1998) 209-211.
- [14] N. Isgur, R. Kokoski, J.E. Paton, Phys. Rev. Lett. **54**, 869 (1985).

## BIBLIOGRAFIA

- [15] A. Afanasev and P.R. Page, Phys. Rev. **A57**, 6771 (1998).
- [16] A. Szczepaniak and M. Swat, Phys. Lett. **B516**, 72 (2001).
- [17] N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41**, 236 (1969).
- [18] M. Atkinson *et al.*, Z. Phys. **C27**, 233 (1985).
- [19] E.S. Ageev *et al.* (COMPASS Collaboration), Phys. Lett. **B**, 633 (2005).
- [20] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration), Nucl. Phys. B **627**, 3 (2002)
- [21] B. Andrieu *et al.*, *Test beam results of the tungsten/quartz-fibre calorimeter for the luminosity measurement in H1, Proc. of the IX Int. Conf. on Calorimetry in Particle Physics*, CALOR2000, Annecy Oct. 2000, Frascati Physics Series (2001).
- [22] H.A. Grunder *et al.*, Nucl. Phys. A, **478**, (1988) 831 - 846.
- [23] C. Leemann, CEBAF-PR-88-001, CEBAF: design overview and project status, (1988).
- [24] J. Benesch *et al.*, **Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference**, 1482 - 1484.
- [25] PANDA Collaboration, *Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*, arXiv:0810.1216.
- [26] CMS Collaboration, CERN-LHCC-2006-001, *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*, (2006).
- [27] S. Stepanyan *et al.*, CLAS Note 2009-019; S. Stepanyan *et al.*, 2008 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference.
- [28] Y. Giomataris, Ph. Rebourgead, J.P. Robert, G. Charpak, Nucl. Instr. and Meth. A **376**, 29 (1996).
- [29] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **46**, 815, (1974).
- [30] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [31] W.R. Nelson, T.M. Jenkins, R.C. McCall and J.K. Cobb, Phys. Rev. **149**, 201 (1966).

## BIBLIOGRAFIA

- [32] G. Bathow *et al.*, Nucl. Phys. **B20**, 592 (1970).
- [33] R. Wigmans, *Calorimetry: Energy Measurements in Particle Physics*, Inter. Series of Monograph on Phys. **107**, Clarendon, Oxford (2000)
- [34] CMS Collaboration, CERN-LHCC-97-033, *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report*, (1997).
- [35] D.C. Zhou *et al.* (ALICE Collaboration), J. Phys. G **34**, (2007), 719.
- [36] R. Djilkibaev *et al.*, Lead Tungstate Scintillator Studies for a Fast Low-Energy Calorimeter, JINST 5 P01003, (2010).
- [37] E. Auffray *et al.*, *Performance of ACCOS, an Automatic Crystal Quality Control System for the PbWO crystals of the CMS Calorimeter*, A 456 (2011), 325-341.
- [38] D. Renker, *Status of the avalanche photodiodes for the CMS Electromagnetic Calorimeter*, Annecy, Prepared for the 9th International Conference on Calorimetry in Particle Physics, (2000).
- [39] V.A. Batarin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **540**, 131 (2005).
- [40] V. G. Baryshevsky *et al.* *YAlO<sub>3</sub>-Ce-Fast-Acting Scintillators for Detection of Ionizing-Radiation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms, **58** (1991), 291-293.
- [41] D.J. Abbott *et al.*, The CODA System and Its Performance in the First Online Experiments at CEBAF,  
[ftp://ftp.jlab.org/pub/coda/docs/pdf/papers/RT95\\_CODA.pdf](ftp://ftp.jlab.org/pub/coda/docs/pdf/papers/RT95_CODA.pdf) (1996).
- [42] E. Wolin, C. Timmer [JLab Data Acquisition Group] *EVIO User's Guide*,  
[https://coda.jlab.org/wiki/Downloads/evio-4.0/evio\\_Users\\_Guide.pdf](https://coda.jlab.org/wiki/Downloads/evio-4.0/evio_Users_Guide.pdf), (2012).
- [43] M. Ungaro, CLAS12 GEANT-4 simulation package GEMC,  
[http://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/CLAS12\\_Software](http://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/CLAS12_Software).
- [44] Rene Brun and Fons Rademakers, <http://root.cern.ch/root/html/TH1.h> (1994).

## BIBLIOGRAFIA

- [45] H. Dong *et al.*, Integrated Tests of a High Speed VXS Switch Card and 250 MSPS Flash ADCs, 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- [46] G. Mazzitelli and P. Valente, *Commissioning of the DAΦNE Beam Test Facility*, LNF-03-3(P), 2003