

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**Sviluppo di un sistema di rivelazione per  
l'esperimento FAMU (Fisica degli Atomi  
Muonici) basato su scintillatore LaBr<sub>3</sub> con  
fotomoltiplicatore UQE e sistema  
spettrometrico DSP.**

**Relatore:**  
Prof. Baldazzi Giuseppe

**Presentata da:**  
Luigi Pio Rignanese

**Correlatore:**  
Dott. Ing. D'antone Ignazio

**Sessione III**  
**Anno Accademico 2014/2015**

## **Indice**

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>3</b>
<b>Background teorico sperimentale</b>	
<b>Il muone</b>	<b>4</b>
<b>Esperimento al PSI</b>	<b>5</b>
<b>Hyperfine Splitting (<math>\Delta E_{hfs}</math>) nell'idrogeno muonico.</b>	<b>10</b>
<b>Misura del <math>\Delta E_{hfs}</math> e necessità sperimentali.</b>	<b>12</b>
<b>Materiali e metodi</b>	
<b>Il setup sperimentale.</b>	<b>13</b>
<b>Lo scintillatore <math>\text{LaBr}_3</math></b>	<b>16</b>
<b>Il fotomoltiplicatore</b>	<b>24</b>
<b>Elettronica digitale – Catena di acquisizione <i>DSP</i></b>	<b>34</b>
<b>Risultati</b>	<b>50</b>
<b>Conclusioni</b>	<b>64</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>65</b>

## Introduzione

L'esperimento svolto al PSI *laboratory* sull'effetto Lamb ha mostrato un disaccordo di  $7.9\sigma$  tra il valore sperimentale del raggio di carica del protone *rms* estratto dallo *scattering* e-p e quello ottenuto da spettroscopia dell'atomo d'idrogeno muonico. Questa discrepanza non è ancora stata spiegata: non sappiamo neanche se è da ascrivere ai differenti metodi sperimentali o riflette una qualche caratteristica fondamentale del muone. La seconda ipotesi può essere indagata per comparazione tra il valore di un'altra caratteristica del protone, il raggio Zemach ( $r_z$ ), ottenibile da misure sulla struttura iperfine dell'atomo di idrogeno ordinario e muonico. Per ora questi *splitting* sono stati misurati nel *ground state* dell'idrogeno ordinario e nello stato 2S di quello muonico; quest'ultima misura ha un'accuratezza di svariati punti percentuale, insufficiente per essere paragonata con la prima. Risolvere il "puzzle del protone" quindi richiede nuove misure con accuratezza migliorata, usando quindi metodi alternativi. In questo contesto si colloca l'esperimento del gruppo 3 dell'INFN chiamato FAMU (Fisica degli Atomi Muonici).

Il metodo sperimentale sviluppato nell'ambito dell'esperimento per la misura dello *splitting* energetico iperfino nel *ground state*, prevede di misurare il rateo di idrogeno muonico nello stato di tripletto prodotto dall'eccitazione di un opportuno impulso di luce laser (banda IR). L'energia dell'impulso che permette la produzione di questa eccitazione, ovvero che massimizza il rateo di idrogeno muonico nello stato di tripletto, rappresenta l'energia dello *splitting* iperfino del *ground state*. A questo sono legate le grandezze che caratterizzano la struttura magnetica ed elettrica del protone e quindi del raggio di Zemach ( $r_z$ ).

La misura di questo rateo di produzione si basa sulla spettrometria di fotoni x risolta nel tempo. Per far questo è stato necessario sviluppare dei rivelatori ad alta risoluzione energetica e temporale ed ottimizzare il più possibile tutto l'apparato di acquisizione e formazione del segnale. In questa tesi si sono prese in considerazione e sviluppate soluzioni che rappresentano lo stato dell'arte nell'ambito dei rivelatori di fotoni e relativa analisi del segnale:

- Studio ed utilizzo di scintillatori  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  accoppiati con fotomoltiplicatori ad alta efficienza quantica;

- Sviluppo ed implementazione di algoritmi digitali per la formatura del segnale tramite tecniche di *Digital Signal Processing* (DSP) ad alto campionamento attuate da FPGA.

## **Ringraziamenti**

Desidero ringraziare innanzitutto la mia famiglia e Sophi che mi hanno supportato e sopportato con amore durante tutti questi anni ricordando che senza di loro non avrei potuto scrivere questa tesi. Ringrazio il mio Relatore per avermi trasmesso interessi ed esperienze utilissime sia nella vita di laboratorio sia in quella al di fuori. Ringrazio il laboratorio di elettronica dell'INFN ed in particolare il mio correlatore Ignazio D'Antone e Stefano Meneghini per il pieno supporto assicuratomi. Ringrazio Fabio che con la sua fermezza mi ha aiutato a debuggare con successo il firmware. Ringrazio infine gli amici, fonte di allegria e felicità anche nei momenti più difficili. Grazie.

## Background teorico e necessità sperimentali

### Il Muone

Il muone è una particella elementare con carica unitaria negativa -1 e spin  $\frac{1}{2}$  come l'elettrone ma con massa circa 200 volte superiore e (105.7 MeV/c<sup>2</sup> contro i 0.511 MeV/c<sup>2</sup>). Storicamente fu osservato da Carl D. Anderson e Seth Neddermeyer nel 1936 e classificato come il mesone teorizzato da Yukawa. In realtà non essendo mediato da forza forte, ovvero non scomponibile in quark e gluoni, il muone è un leptone come l'elettrone il tau ed i rispettivi neutrini. È una particella instabile con un tempo di vita medio di 2.2 us, il secondo per lunghezza tra le particelle instabili dopo il neutrone, secondo anche per massa più piccola dopo l'elettrone [1]. Il suo decadimento è espresso nell'equazione 1.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1)$$

*Equazione 1 Decadimento muone*

“Il muone è stata la prima particella elementare scoperta che non appaia nella materia ordinaria” [2], ma può formare atomi muonici sostituendosi agli elettroni. Ad esempio l'idrogeno muonico è molto più piccolo data la massa 200 volte superiore all'elettrone e la funzione d'onda del *ground state* risulta molto più localizzata attorno al protone. Negli atomi a molti elettroni, se solo uno di questi viene sostituito la dimensione dello stesso continua a dipendere dagli elettroni ma l'“orbita” muonica continua ad essere più piccola. Un altro modo di creare materia esotica è quello di usare l'antiparticella muonica il mu+ che interagendo con la materia ordinaria può legarsi a degli elettroni creando il cosiddetto muonio.

I muoni sono prodotti a partire dai pioni negativi ( $\pi^-$ ), mesoni di massa 136 MeV/c<sup>2</sup> e dalla vita media di 26ns. Questi con probabilità pari al 99.9877% seguono il decadimento:

$$\pi^- = \mu^- + \nu_\mu \quad (2)$$

*Equazione 2 Decadimento del pione  $\pi^-$*

Le caratteristiche del muone (massa, carica elettrica e spin) e la sua “lunga” vita media lo rendono altamente impiegato negli esperimenti di fisica nucleare.

## Esperimento al PSI

Nel 2009 al Paul Scherrer Institute (PSI) in Svizzera, il gruppo guidato dai fisici Randolph Pohl ed Aldo Antognini, ottenne le prime misure sull’effetto Lamb per l’atomo di idrogeno a cui era stato sostituito l’elettrone con un muone. Da queste venne ricavato il raggio di carica del protone e, confrontato con quello misurato tramite scattering  $e^-p$ , trovarono una discrepanza di circa  $7\sigma$ . Nel 2010 venne pubblicato questo studio sulla rivista Nature dando inizio al “puzzle del raggio del protone”. Grazie ad ulteriori studi sperimentali e teorici la misura è stata migliorata e la discrepanza è salita a  $7.9\sigma$ . In questa sezione verranno illustrate le principali tappe teorico-sperimentali per la comprensione dell’esperimento.

L’idea di fondo dell’esperimento svoltosi al PSI è quella di misurare tramite spettroscopia laser dell’atomo di idrogeno muonico ( $\mu p$ ) lo spostamento di Lamb e da questo ricavare la distribuzione di carica rms del protone.

Lo spostamento di Lamb è una piccola differenza tra i due livelli energetici  $2S$  e  $2P$  dell’atomo di idrogeno, non previsto dell’equazione di Dirac [3]. Questo spostamento in energia di circa 1 GHz/h (figura 1) è causato da correzioni radiative di ordine superiore e dal raggio di carica del protone.

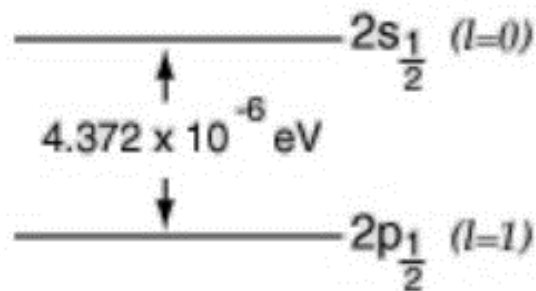


Figura 1 Splitting energetico dovuto ad effetto Lamb [4]

In tabella 1 è tabulato il valore di questo spostamento per l'atomo di idrogeno "classico"; per quello muonico lo shift definito dalla transizione dominante  $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ .

$^2S_{1/2}-^2P_{1/2}$ e-p $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ $\mu$ -p	Self-energia	Polarizzazione del vuoto	Raggio del Protone	Totale
e-p	1084.1 MHz/h	-26.9 MHz/h	0.146 MHz/h	1057.8 MHz/h
$\mu$ -p	0.17 THz/h	-50.94 THz/h	0.96 THz/h	? THz/h

Tabella 1 Spostamento Lamb = Self-energia + Polarizzazione del vuoto + Raggio del Protone [5]

L'ultima relazione può essere parametrizzata rispetto a  $r_p$  raggio del protone dell'atomo di idrogeno (equazione 3)

$$\Delta E(2P - 2S) = 50.7724(12) - 1.2637r_p^2 - 0.0084r_p^3 = 49.8083 (149)THz/h \quad (3)$$

Equazione 3 Spostamento Lamb parametrizzato ( $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ ) [5].

Misurando quindi lo spostamento di Lamb si ottiene il valore  $r_p$ .

Per ottenere l'idrogeno muonico al PSI hanno fatto interagire un fascio di muoni intenso ed a bassa energia su un target di idrogeno mantenuto alla pressione di 1 mbar. Questi muoni legati ad atomi di idrogeno si presentano a livelli energetici elevati da cui decadono fino al *ground state* 1S emettendo raggi x caratteristici. Solo l'1% dei muoni decade sul livello energetico 2S che, tramite un opportuno impulso laser viene eccitato al  $^2P_{3/2}$  per poi diseccitarsi ed emettere fotoni all'energia caratteristica di 2 keV (figura 2).

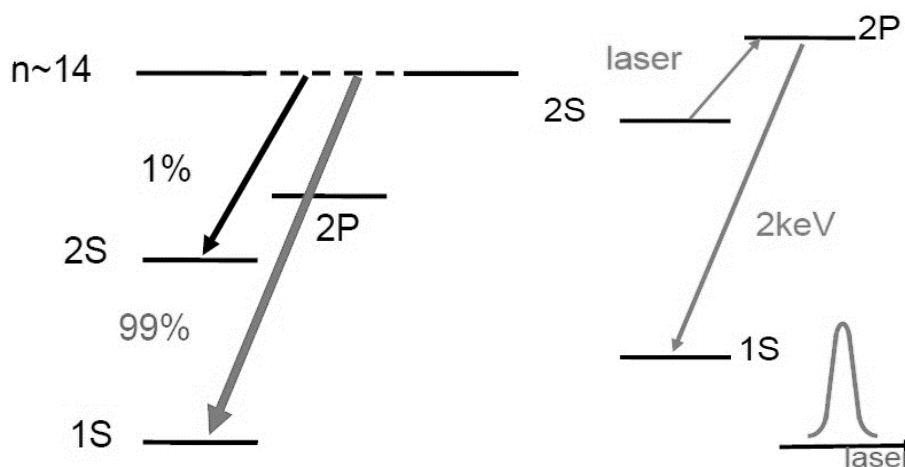


Figura 2 Schema dei livelli energetici dell'idrogeno muonico.[5]



Facendo quindi uno *scanning* su svariate lunghezze d'onda, quella che massimizzava l'emissione a 2 keV fu quella di circa  $6\mu\text{m}$  ( $49.88188(76)$  THz/h) [6] diversa da quella teorizzata di  $49.8083(149)$  THz/h (figura 3).

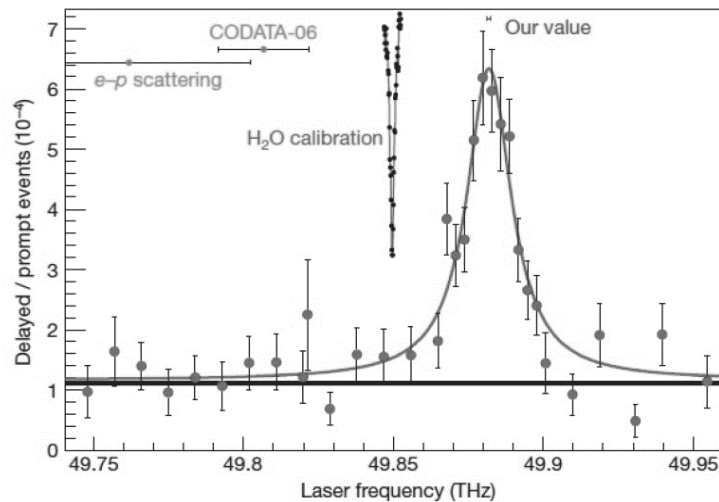


Figura 3 Frequenza laser e valori nel CODATA da scattering *e-p* [5]

Sostituito questo valore nell'equazione 2 si ottiene un raggio del protone  $r_p$  di  $0.84184(36)$  fm in disaccordo con quello misurato e presente nel CODATA ottenuto tramite *scattering e-p* di  $0.8775(51)$  fm di ben  $7\sigma$  (figura 4).

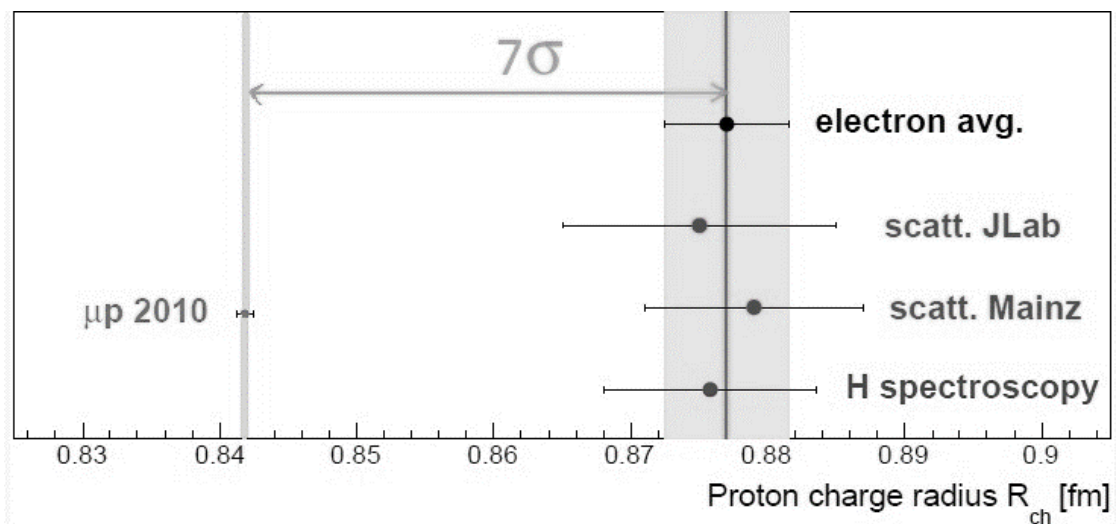


Figura 4 Relazione tra il raggio di carica del protone ottenuto al PSI e quello presente nel CODATA [7]

Dato il successo dell'esperimento, il gruppo ha continuato ad indagare sul "proton radius puzzle" e, nel 2013 in un articolo sulla rivista Science [8] sono comparsi i primi risultati della misura della distribuzione di carica del protone tenendo conto della struttura iperfine dei livelli energetici atomici. "L'interazione iperfine è la debole interazione magnetica tra gli elettroni e il nucleo dell'atomo. Questa interazione è causa della separazione dei livelli energetici atomici o molecolari in sotto-livelli, che formano la cosiddetta struttura iperfine dello spettro atomico o molecolare." [9] I livelli energetici di interesse,  $^2S_{1/2}$ ,  $^2P_{1/2}$  e  $^2P_{3/2}$ , presentano un'ulteriore *splitting* (figura 5) che viene utilizzato per indagare la struttura del protone.

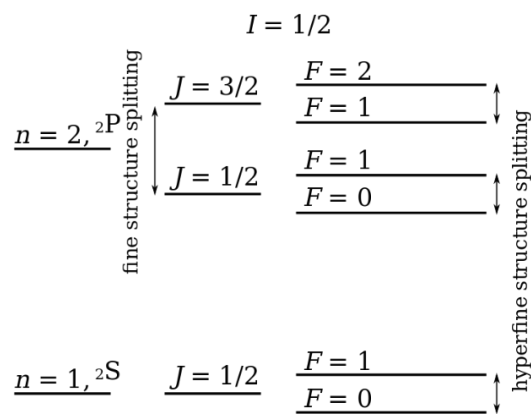


Figura 5 Splitting fine ed iperfine degli orbitali atomici.[10]

Infatti ora, tramite opportuni impulsi laser, è possibile innescare due transizioni energetiche: quella dallo stato  $^2S_{1/2}F0$  a  $^2P_{3/2}F1$  ( $\nu_s$ ) e quella da  $^2S_{1/2}F1$  a  $^2P_{3/2}F2$  ( $\nu_t$ ) (figura 6)

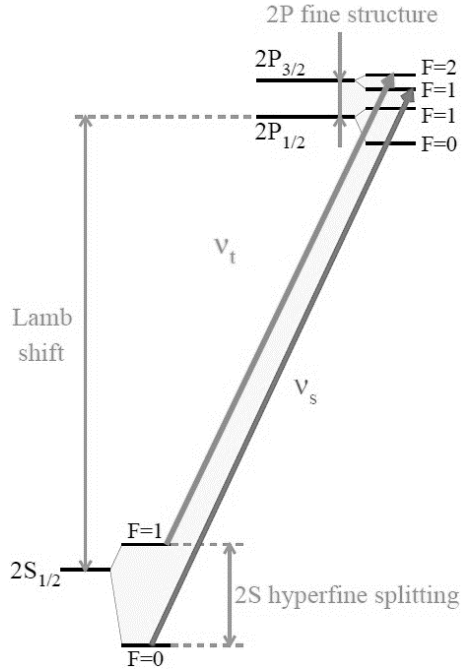


Figura 6 Transizioni con splitting iperfine [7]

Grazie a queste nuove misure è stato possibile migliorare la precisione dell'esperimento e ciò ha aumentato la discrepanza della misura della distribuzione di carica rms del protone rispetto alle misure nel CODATA di  $7.9\sigma$  [7].

La differenza tra l'energia di transizione dei due stati è legata alla misura del raggio di Zemach ( $r_z$ ) secondo la relazione:

$$v_s - v_t = \Delta E_{HFS}(r_z) - 3.2480 \text{ meV} \quad (4)$$

Equazione 4

con:

$$r_z = \int d^3 r_1 d^3 r_2 \rho_E(r_1) \rho_M(r_2) |r_1 - r_2| \quad (5)$$

Equazione 5 Definizione del raggio di Zemach [11]

Dove  $\rho_E$  rappresenta la distribuzione di carica elettrica del protone e  $\rho_M$  quella magnetica [11].

Il valore di  $r_z$  trovato è di 1.082(37) fm. La deviazione è così alta però da renderlo difficilmente confrontabile con le altre misure/previsioni (figura 7).

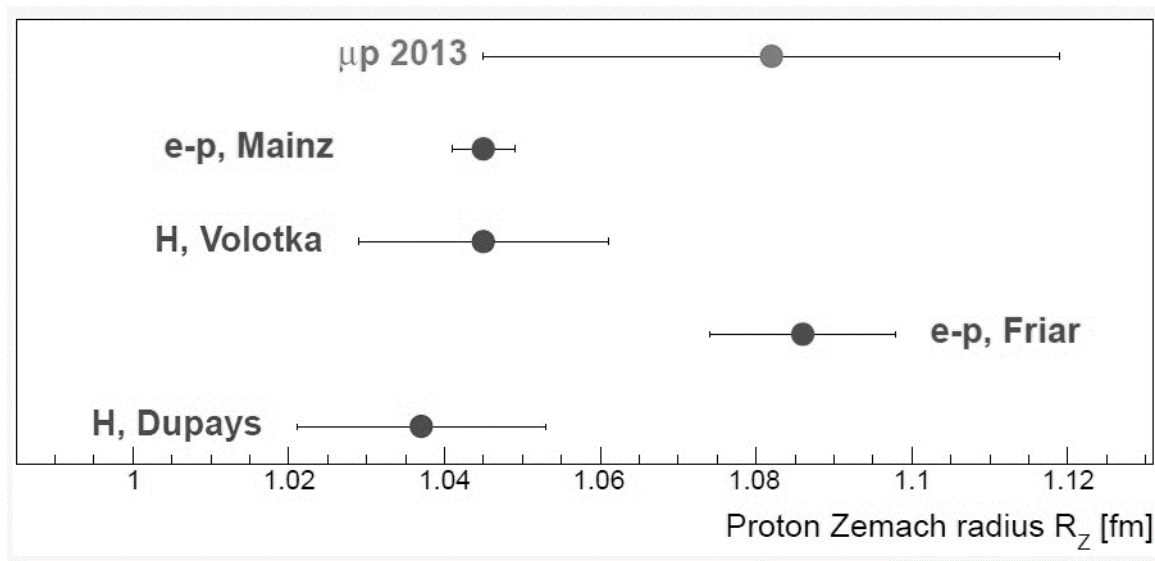


Figura 7 Misure del raggio di Zemach [7]

L'eventuale differenza sul raggio di Zemach potrebbe essere un'ulteriore prova del cambiamento di comportamento nel raggio del protone accoppiato con un muone anziché con un elettrone.

### Hyperfine Splitting ( $\Delta E_{\text{hfs}}$ ) nell'idrogeno muonico

La proposta dell'esperimento FAMU è quella di misurare la differenza di energia ( $\Delta E_{\text{hfs}}$ ) nella struttura iperfina dello stato  $1S$  dell'atomo di idrogeno muonico (figura 8). Questa dipende dalla struttura magnetica e dalla polarizzabilità del protone (equazione 6). Data questa misura è possibile ricavare il raggio di Zemach ( $r_z$ ).

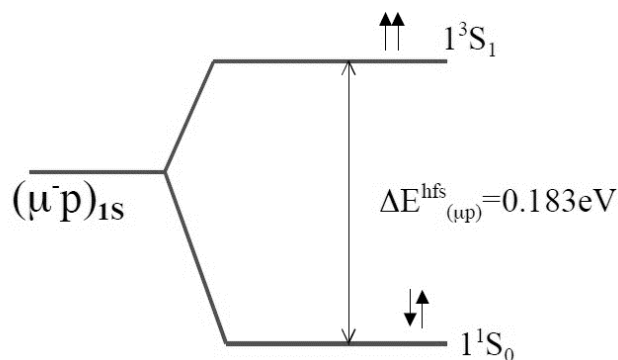


Figura 8 Differenza energetica tra lo stato  $1S_0$  ed  $1S_1$  data dallo splitting iperfino

$$\Delta E_{hfs} = \Delta E^F * (1 + \delta^{QED} + \delta^{FF} + \delta^{POL} + \delta^Z) \quad (6)$$

Equazione 6 Dipendenza dello splitting energetico iperfine [12]

Con

$$\Delta E^F = \frac{8}{3} \alpha^4 c^2 \frac{\mu_p M_p^2 M_l^2}{(M_p + M_l)} \quad (7)$$

Equazione 7 Termine di Fermi [12]

e

$$\delta^Z = -2\alpha Z \frac{M_p + M_l}{M_p + M_l} r_z \quad (8)$$

Equazione 8 Termine di Zemach [12]

Dove:

- $\alpha$ =costante di struttura fine;
- $c$ =velocità della luce;
- $Z$ =numero atomico;
- $r_z$ =Raggio di Zemach (equazione 5);
- $\Delta E^F$  = termine di Fermi, per  $\mu_p = 44.114$  THz;
- $M_{p,l}$ = masse del protone e dell'elettrone/muone;
- $\mu_p$ = momento magnetico del protone;
- $\delta^{QED}$ =termine correttivo che tiene in considerazione effetti relativistici e radiativi;
- $\delta^{FF}, \delta^{POL}$ = termini correttivi che tengono in considerazione la struttura del protone;
- $\delta^Z$ = fattore di correzione legato al raggio di Zemach

Si può dimostrare che una misura di  $(\Delta E_{hfs})$  con un'accuratezza migliore di  $8 \times 10^{-4}$  permetta di stabilire una relazione tra  $\delta^{FF}$  e  $\delta^{POL}$  e quindi di aumentare la conoscenza sul fattore di forma e sulle caratteristiche del protone [12,14].

Questa misura porta anche a stimare il valore del raggio di Zemach ( $r_z$ ) grazie alla relazione (con l'1% di errore) [12]:

$$\Delta E_{hfs} = 184.087(15) - 1.281(10)r_z \quad (9)$$

Equazione 9 Dipendenza dello splitting energetico dal raggio Zemach

## Misura del $\Delta E_{hfs}$ e necessità sperimentali

Per misurare questo *splitting* energetico viene sfruttato un metodo basato su due *step*:

1. Dopo la creazione dell'idrogeno muonico  $\mu\bar{p}(\uparrow\downarrow)$  questo viene investito da una radiazione infrarossa ( $\Delta E_{hfs}$ ), prodotta da un raggio laser, che permette il passaggio dell'atomo da uno stato di singoletto ad uno di tripletto  $\mu\bar{p}(\uparrow\uparrow)$ .
2.  $\mu\bar{p}(\uparrow\uparrow)$  colpisce un atomo di idrogeno e ritorna nello stato di singoletto  $\mu\bar{p}(\uparrow\downarrow)$  conservando parte dell'energia sotto forma di energia cinetica di circa 0.12 eV.

La lunghezza d'onda del laser che massimizza il rateo di atomi  $\mu\bar{p}$  accelerati  $\lambda(t)$  prodotti dà una misura del  $\Delta E_{hfs}$ .

Per visualizzare, e quindi misurare il rateo di produzione di  $\mu\bar{p}$  accelerati, si sfrutta l'interazione di questi con dei gas più pesanti che ospitano l'idrogeno in un contenitore ad alta pressione e bassa temperatura. In determinate condizioni (concentrazione e temperatura) è possibile che il muone venga trasferito dall'idrogeno ad un atomo del gas ospitante con una probabilità che dipende dall'energia media di quest'ultimo[13]. Quando il muone decade, il riassetto elettronico produce una serie di fotoni caratteristici dell'atomo del gas.

È necessario quindi trovare la miscela giusta di gas e le condizioni affinché questo trasferimento di muoni  $\lambda(t)$  sia il più alto possibile. Esistono modelli per l'atomo di ossigeno che simulano questi fenomeni che necessitano di conferme sperimentali [15].

Nelle prime fasi sperimentali si ritiene necessario indagare al fine di trovare la migliore miscela di gas e le migliori condizioni di temperatura e pressione per massimizzare  $\lambda(t)$ . I principali candidati sono:  $H_2$ ,  $H_2+O_2$ ,  $H_2+CO_2$ ,  $H_2+Ar$  nel *range* di temperatura tra i 70 ed i 400 K.

L'apparato di rivelazione deve essere sviluppato per rivelare fotoni nel *range* tra i 50 keV e gli 800 keV con **risoluzione energetica** ottimale, in grado di risolvere anche l'istante di tempo in cui arrivano con ottima **risoluzione temporale** minimizzando quindi il più possibile fenomeni di **pile-up**.

## Materiali e metodi

### Il setup sperimentale

L'esperimento si svolgerà nel 2016 presso i laboratori di Riken in Giappone la cui sorgente di muoni è ancora in fase di costruzione.

Le prime prove sono già state svolte nel 2014 e continueranno in estate 2015 presso la *muon facility* ISIS al Rutherford Appleton Laboratory (RAL) partner del giapponese Riken (figura 9).

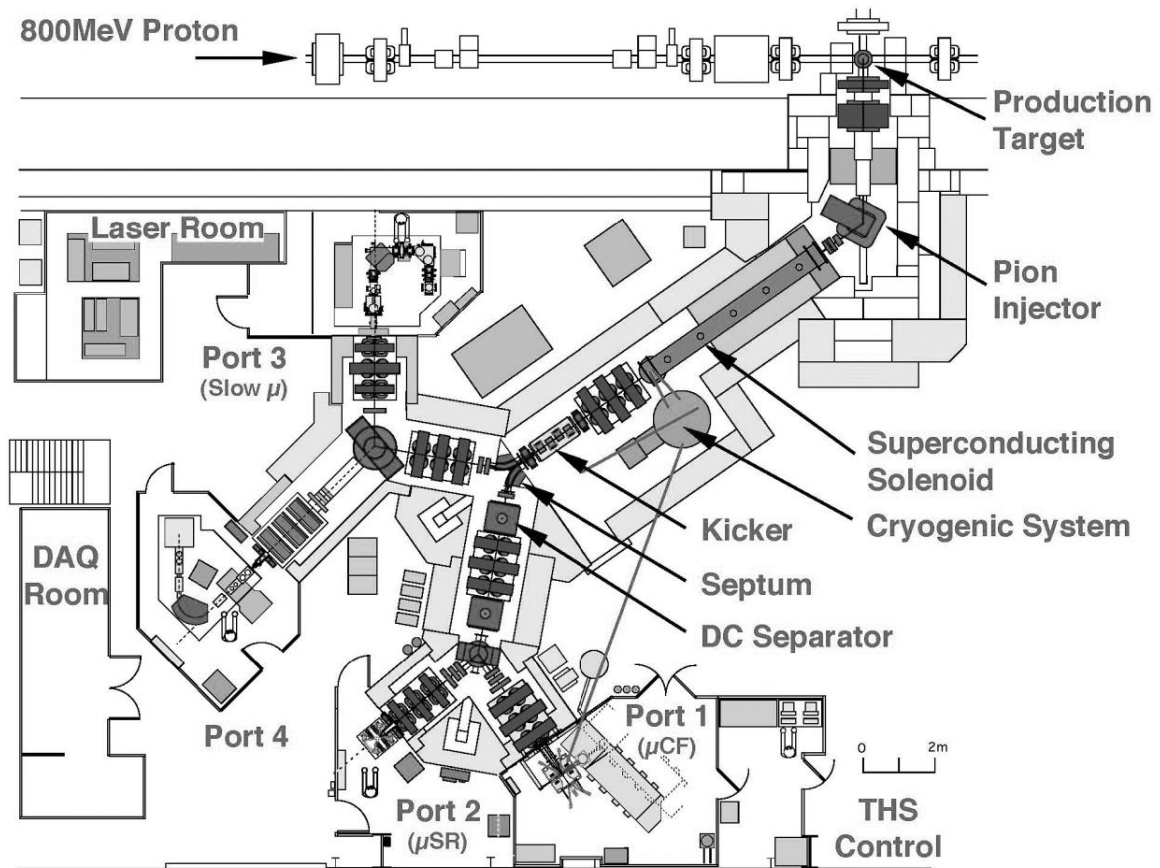


Figura 9 ISIS muon facility al RAL [16]

Il fascio di muoni emessi dalla “port 4” ha la forma rappresentata in figura 10: ripetizioni ogni 2ms (50 Hz) di due impulsi della durata di 70 ns intervallati da 320ns (figura 10). Le dimensioni del fascio sono di 1.6 cm per lato ed ha un’intensità di 80000  $\mu^-/s$  a 60 MeV/c.

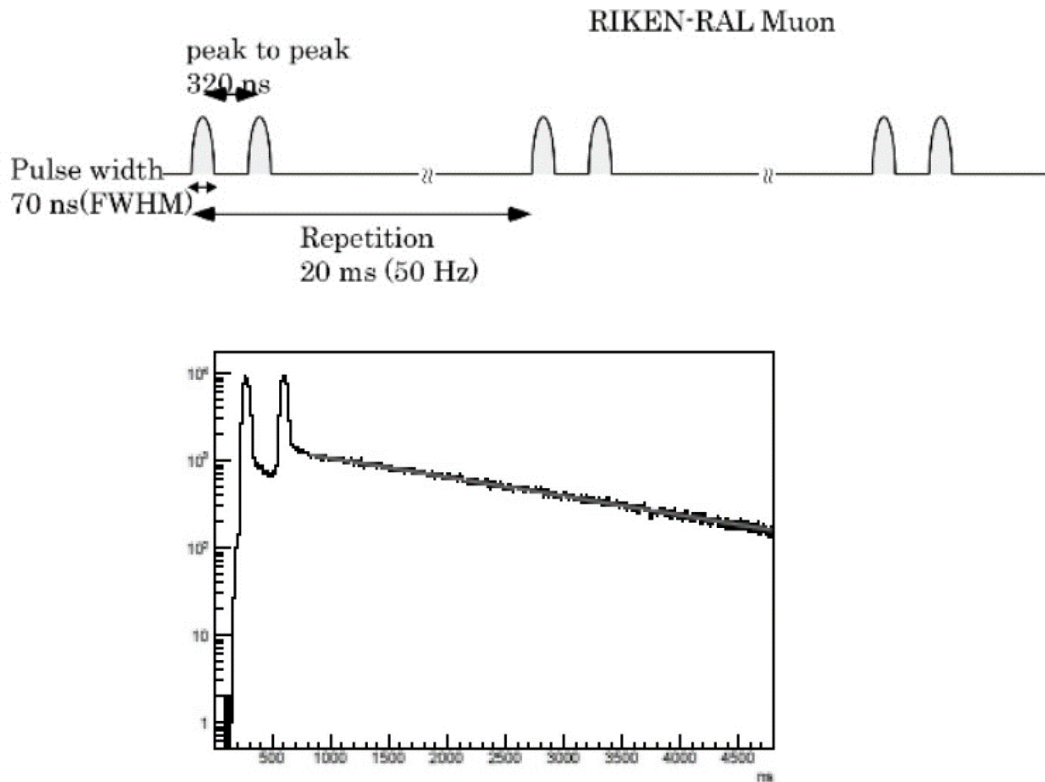


Figura 10 Schema e misura del timing del fascio di muoni

Le geometrie dell’esperimento sono rappresentate in figura 11 dove il fascio di muoni è rappresentato da una linea gialla e quello laser da una rossa. I rivelatori sviluppati dal gruppo di Bologna e quindi presi in esame in questa tesi sono in azzurro.



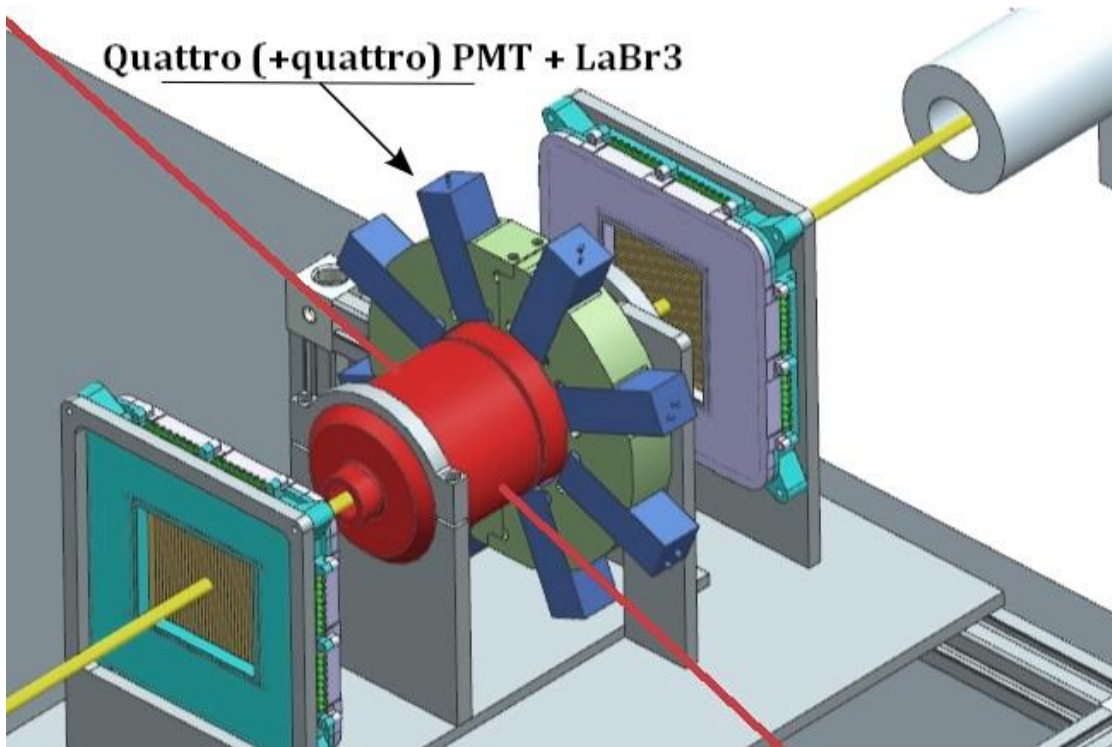


Figura 11 Geometria dell'esperimento

La sorgente laser è ancora in fase di sviluppo. Sono allo studio due soluzioni una DFG (*difference frequency generation*) l'altra DPS (*double pass scheme*) (figura 12 a,b).

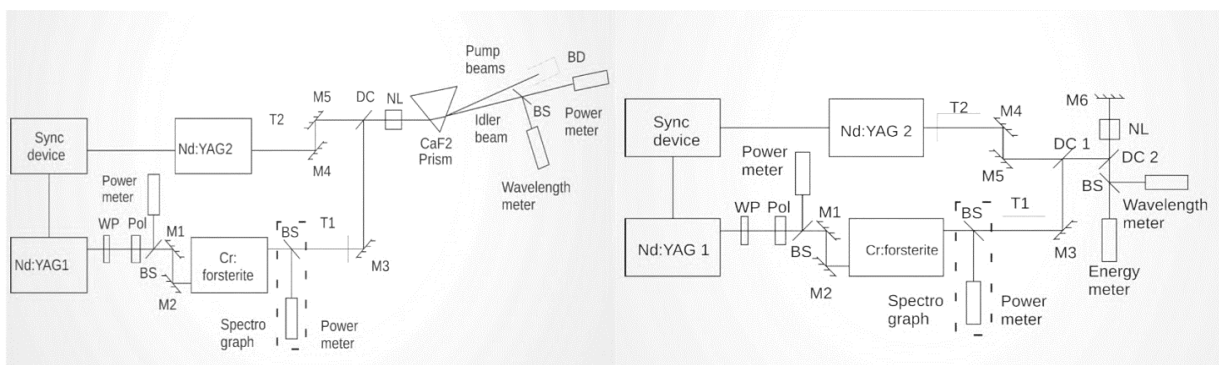


Figura 12 a DFG, b DPS

## **Lo scintillatore LaBr<sub>3</sub>**

### **Meccanismo di scintillazione e caratteristiche salienti**

“La rivelazione della radiazione ionizzante attraverso la luce di scintillazione prodotta in certi materiali è il più vecchio dei metodi” [17] nella sperimentazione fisica. “Il processo di scintillazione rimane tutt’ora uno dei metodi disponibili più utili per la rivelazione e la spettroscopia di un vasto assortimento di radiazioni” [17]. Lo scintillatore ideale dovrebbe avere le seguenti caratteristiche:

1. Alta efficienza di conversione dell’energia della radiazione incidente in luce;
2. Alta linearità di risposta;
3. Trasparenza alla luce prodotta;
4. Il tempo di decadimento della luce prodotta più breve possibile;
5. Maneggevolezza e possibilità di essere modellato per combinarsi al meglio con il rivelatore di luce;
6. Il suo indice di rifrazione il più vicino possibile a quello del vetro per permettere il miglior accoppiamento ottico possibile con fotomoltiplicatori o rivelatori a stato solido.

Nessun materiale ad oggi ha tutte queste caratteristiche. La scelta dello scintillatore implica un compromesso tra queste.

Esistono svariati tipi di scintillatori:

1. Cristalli inorganici;
2. Organici;
3. Plastici;
4. Vetrosi;
5. A gas.

I primi sono composti in genere da elementi ad alto numero atomico a cui conferiscono un alto potere d'arresto (proporzionale al numero atomico stesso) che li rende particolarmente adatti a rivelare fotoni ad alta energia come quelli relativi nell'esperimento FAMU.

Il meccanismo di scintillazione nei materiali inorganici dipende dagli stati energetici determinati dal reticolo cristallino del materiale [17]. I materiali isolanti e semiconduttori sono costituiti da due bande energetiche in cui gli elettroni possono trovarsi: quella a più bassa energia chiamata banda di valenza e quella a più alta, chiamata banda di conduzione in cui gli elettroni sono liberi di muoversi all'interno del cristallo. Queste due bande sono separate (energeticamente) da una banda proibita in cui gli elettroni non possono trovarsi. Quando viene ceduta energia da una radiazione incidente ad un elettrone della banda di valenza, questo si eleva alla banda di conduzione lasciando in quella di valenza una lacuna. "In un cristallo puro, il ritorno alla banda energetica più bassa con emissione di fotoni è un processo inefficiente." [17] Inoltre il salto energetico sarebbe tale da produrre un fotone non visibile (ultravioletto) che sarebbe riassorbito dal cristallo stesso con altissima probabilità.

"Per incrementare la probabilità di emissione di un fotone visibile durante il processo di diseccitazione, vengono aggiunte piccole quantità di impurità all'interno dello scintillatore inorganico" [17]. Queste impurità modificano la struttura cristallina del materiale creando all'interno della banda proibita dei livelli intermedi che possono essere occupati da elettroni eccitati da un'opportuna radiazione ionizzante, la cui successiva diseccitazione può produrre fotoni visibili e difficilmente riassorbibili (poiché questi livelli energetici sono spesso degeneri). In dettaglio quando una radiazione ionizzante passa attraverso questo materiale, forma una grande quantità di coppie lacuna-elettrone derivanti dall'elevazione di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione. Le lacune positive andranno a ionizzare dei siti di attivazione (livelli intermedi nella parte bassa della banda proibita). Nel frattempo gli elettroni, liberi di muoversi nel cristallo, possono incontrare questi siti di attivazione e, se possibile decadere radiativamente da questi fino al *ground state* emettendo fotoni visibili detti di fluorescenza (figura 13) Questo tipo di emissione, nei cristalli inorganici ha una durata dell'ordine dei 10-500ns.

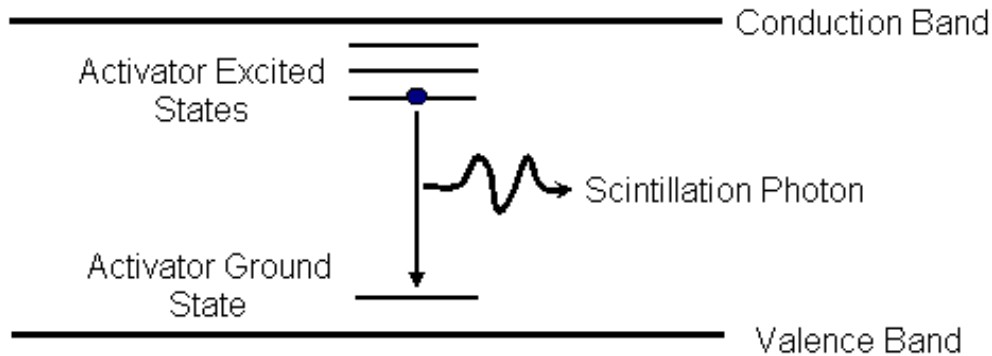


Figura 13 Modello a bande dello scintillatore [18]

Ci sono altri processi che competono con quello appena descritto. Ad esempio gli elettroni prima di arrivare ai siti di attivazione delle impurità possono creare degli stati eccitati la cui transizione verso il *ground state* è proibita. Alcuni altri stati elettronici intermedi hanno bisogno di energia aggiuntiva prima di poter raggiungere dei livelli in cui il decadimento sia consentito. Una possibile sorgente di questa energia è l'eccitazione termica. L'effetto di questa combinazione di fenomeni è un'emissione di luce secondaria di fosforescenza molto più lenta della prima. Per questo motivo l'intensità di luce emessa da uno scintillatore è rappresentata da un rapido picco seguito da un decadimento esponenziale con due componenti temporali: una veloce (fast) ed una lenta (slow) (equazione 10 e figura 14).

$$N = Ae^{-t/\tau_f} + Be^{-t/\tau_s} \quad (10)$$

Equazione 10 Andamento esponenziale della luce di scintillazione

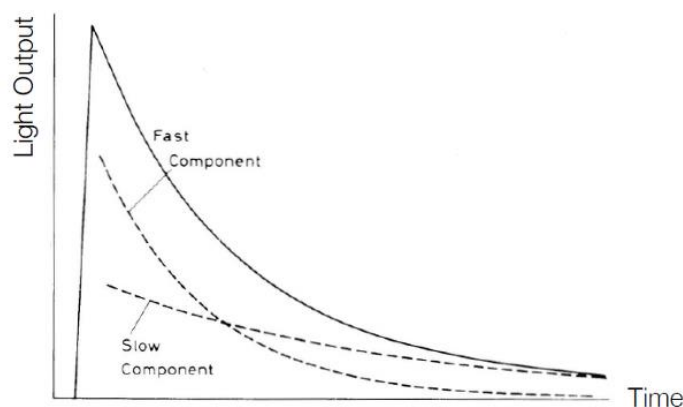


Figura 14 Andamento esponenziale del decadimento della luce di scintillazione [19]

Queste componenti dipendono dalla natura e alla quantità delle impurità nel cristallo (figura 15).

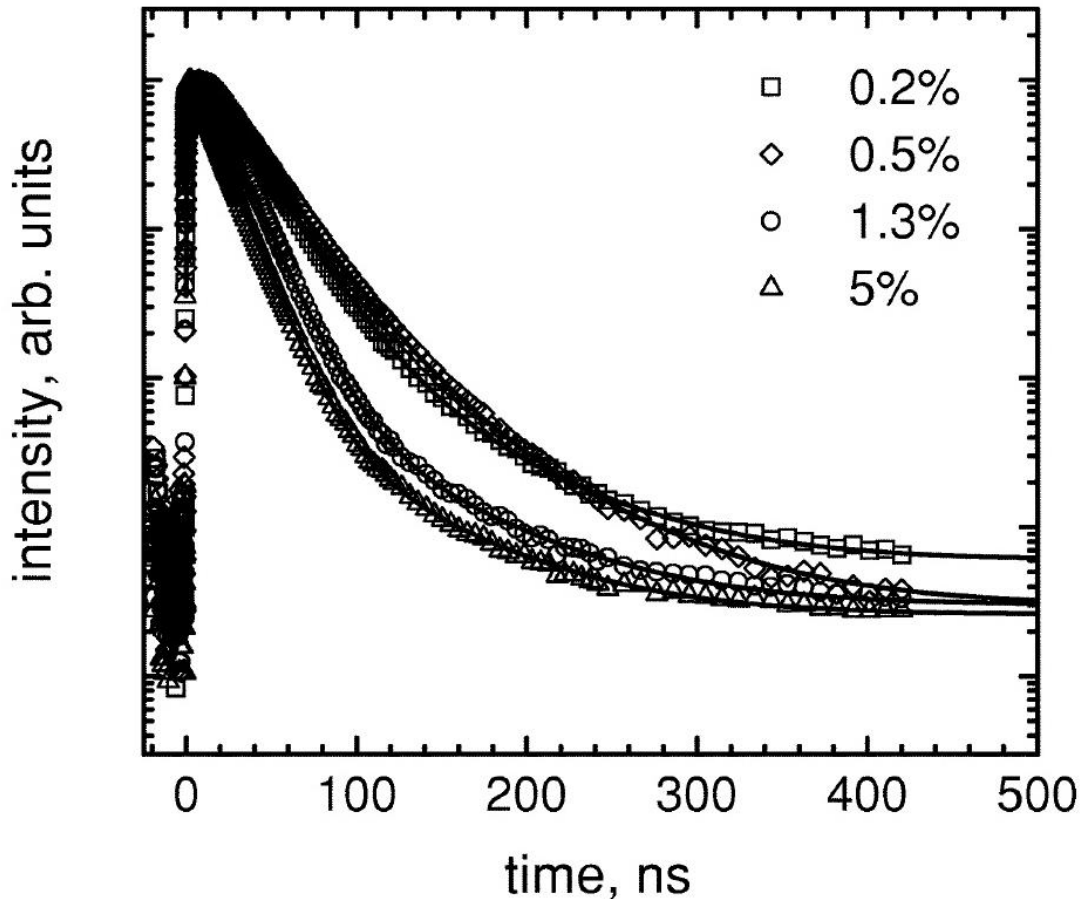


Figura 15 Andamento del decadimento della luce prodotta da un cristallo scintillatore LaBr3 con concentrazione di drogante Ce3+ di 0.2%, 0.5%, 1.3%, 5% [20]

Per dare una misura indicativa dell'efficienza del processo di scintillazione si usa una formula empirica (equazione 11). Questa indica che per creare una coppia lacuna elettrone ( $n_{coppie}$ ) la radiazione incidente ( $E_{in}$ ) deve avere circa tre volte l'energia del band-gap ( $E_{gap}$ ) [17].

$$n_{coppie} = \frac{E_{in}}{E_{gap}} \quad (11)$$

Equazione 11 Equazione empirica per stimare numero di coppie lacuna-elettrone

Lo spettro dei fotoni emessi dipende dalla struttura degli stati di attivazione delle impurità nel cristallo ed ha una forma gaussianoide (figura 16). Come detto prima è necessario che questo spettro sia il più possibile sovrapponibile a quello di trasmissione delle finestre d'ingresso dei rivelatori.

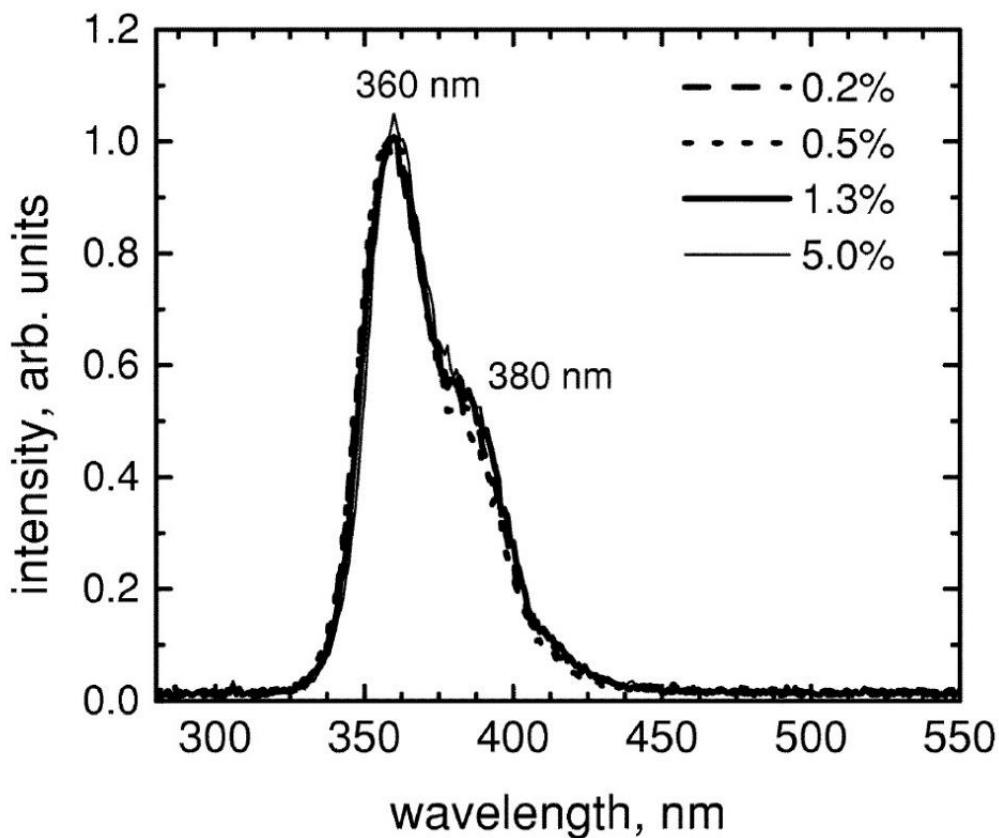


Figura 16 Spettro di emissione del cristallo scintillatore  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  con quattro differenti concentrazioni di cerio [21]

### **Bromuro di lantanio attivato al cerio $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$**

Per l'esperimento FAMU si è pensato di utilizzare come materiale scintillante il bromuro di lantanio attivato al cerio per le sue eccellenti qualità in efficienza di conversione, alto numero atomico effettivo, ottima linearità e spettro di emissione facilmente accoppiabile con i fotomoltiplicatori più comuni (figura 17). Inoltre il suo brevissimo tempo di decadimento (tra 14ns e 60ns dipendentemente dalla concentrazione di cerio) è fondamentale per contesti in cui il rateo di eventi da misurare è estremamente elevato ed è necessaria un'ottima risoluzione temporale oltre che energetica.

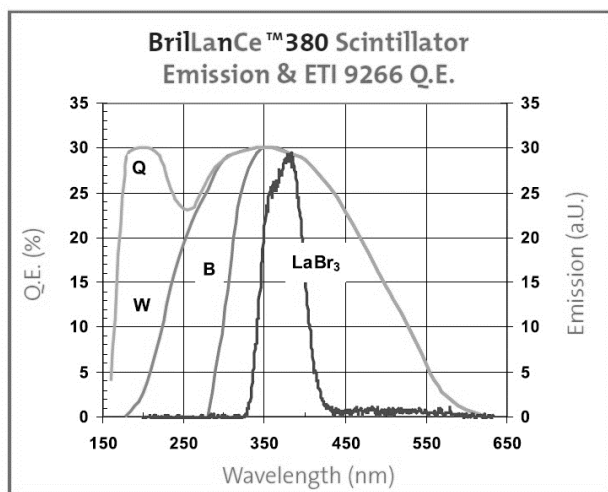


Figura 17 Spettro di emissione dello scintillatore ed efficienza quantica di PMT bialkali con finestra (B) borosilicata, (W) vetro UV, (Q) di quarzo [22]

Storicamente il  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  è stato il primo scintillatore a superare per emissione di luce il più comune ed usato  $\text{NaI}(\text{Tl})$  (tabella 2) ad una lunghezza d'onda utilizzabile con i fotomoltiplicatori (escludendo quindi lo  $\text{CsI}(\text{Tl})$  che ha una lunghezza d'onda di circa 540nm) [41]. Inoltre il tempo di scintillazione è dell'ordine della decina di ns, secondo quindi solo ai più veloci ma meno densi ed efficienti scintillatori organici.

Parametri	$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	$\text{NaI}(\text{Tl})$
Densità del cristallo ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	5.29	3.67
Spessore per attenuare il 50% di gamma a 662 keV (cm)	1.8	2.5
Efficienza di conversione (fotoni/MeV)	63000	39000
Tempo di decadimento (ns)	26	250
Coefficiente di temperatura per l'output di luce ( $\%/^{\circ}\text{C}$ )	<0.02	-0.3
Risoluzione	3-4%	6-7%

Tabella 2 Confronto delle caratteristiche salienti tra  $\text{NaI}$  e  $\text{LaBr}$  [23]

Questo tipo di materiale scintillante presenta però alcuni svantaggi. Il primo ed il più importante sta nella sua radioattività intrinseca data dall'isotopo del lantanio il  $^{138}\text{La}$  (0.09% di abbondanza) il cui schema di decadimento è raffigurato in figura 18.

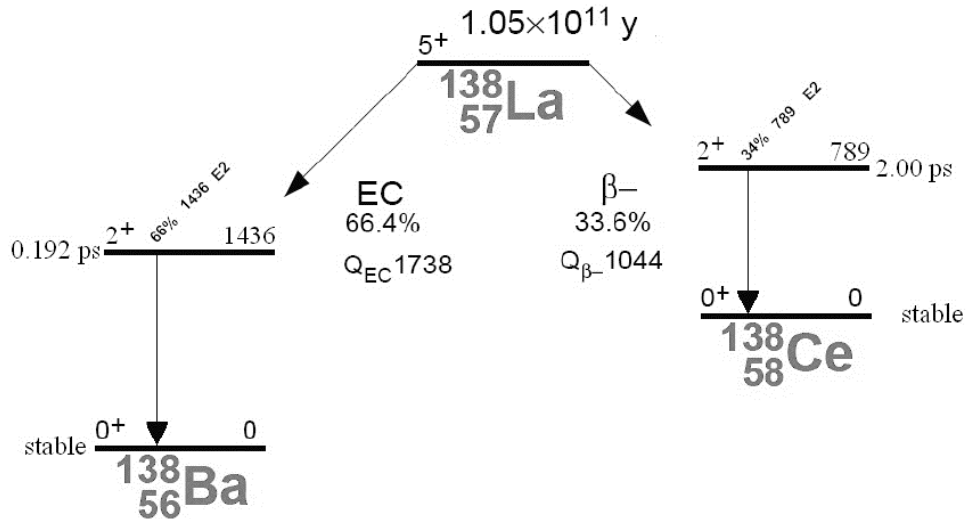


Figura 18 Schema di decadimento del  $^{138}\text{La}$  [24]

Un'altra fonte di radioattività è data dall'attinio ( $^{237}\text{Ac}$ ) che è chimicamente analogo al lantanio la cui contaminazione è stata enormemente ridotta nelle più recenti produzioni del cristallo. I contributi di questi due decadimenti ammonta a circa  $0.4 \text{ conteggi}/(\text{s} \cdot \text{cm}^3)$ . La spettrometria dei decadimenti è stata valutata con un rivelatore al germanio iper-puro con l'ausilio del servizio di radioprotezione dell'università di Bologna ed è presentato in figura 19.

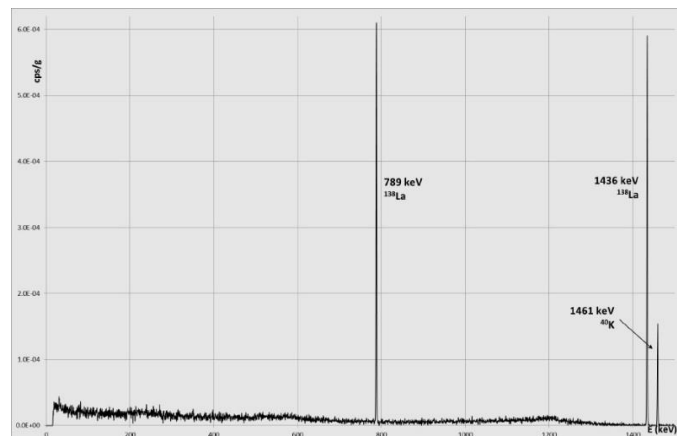


Figura 19 Spettro di emissione degli scintillatori ottenuto con HPGE detector grazie al contributo del servizio di radioprotezione UNIBO



Tra gli altri svantaggi troviamo il suo alto costo per unità rispetto agli scintillatori più classici e la sua alta igroscopicità.

Per le misure preliminari si sono usati cristalli cilindrici di  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  da 0.5”x0.5” (diametro x spessore) prodotti dalla francese “Saint-Gobain Ceramics & Plastics” e commercializzati sotto il nome di Brillance™380. La scelta dello spessore del cristallo è critica in quanto incide sull’efficienza di assorbimento alle varie energie (figura 20) e sul costo per unità del cristallo.

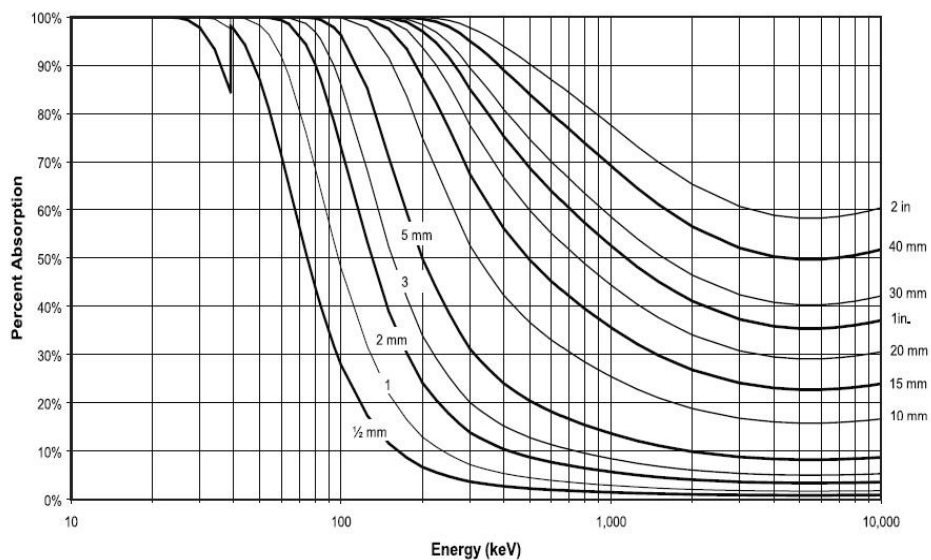


Figura 20 Indice di assorbimento dello scintillatore in dipendenza dello spessore e dell'energia della radiazione incidente. [22]

Per le prossime misure e verifiche sono stati acquistati cristalli da un pollice di spessore ed un pollice di diametro da diverse aziende (Saint-Gobain, Roxon, Scitilion).

## Il fotomoltiplicatore

L'uso degli scintillatori nei rivelatori di radiazione sarebbe impossibile senza l'utilizzo di dispositivi atti a convertire poche centinaia di fotoni in un segnale elettrico utilizzabile. Il fotomoltiplicatore è uno di questi insieme ai rivelatori a stato solido. Il fotomoltiplicatore (figura 21) è costituito da una struttura esterna in vetro che funge da involucro per gli elementi interni e per resistere alle pressioni negative imposte dal vuoto al suo interno. Gli elementi interni sono essenzialmente due: il fotocatodo ed un apparato di dinodi volto alla moltiplicazione degli elettroni. I fotoni prodotti dallo scintillatore passando per la finestra in vetro dell'involucro impattano sul fotocatodo producendo per effetto fotoelettrico una piccola quantità di elettroni a bassa energia. Questi ultimi vengono accelerati e focalizzati verso lo stato di moltiplicazione da un potenziale generato esternamente che, in passi successivi, moltiplica il numero di questi elettroni fino a produrre un segnale elettrico sull'anodo facilmente utilizzabile ( $10^6$ - $10^8$  e<sup>-</sup>). “La maggior parte dei fotomoltiplicatori attuano questa moltiplicazione di carica in maniera molto lineare, producendo un impulso di output sull'anodo che rimane proporzionale col numero originale di foto-elettroni su un vasto *range* di ampiezze” [17].

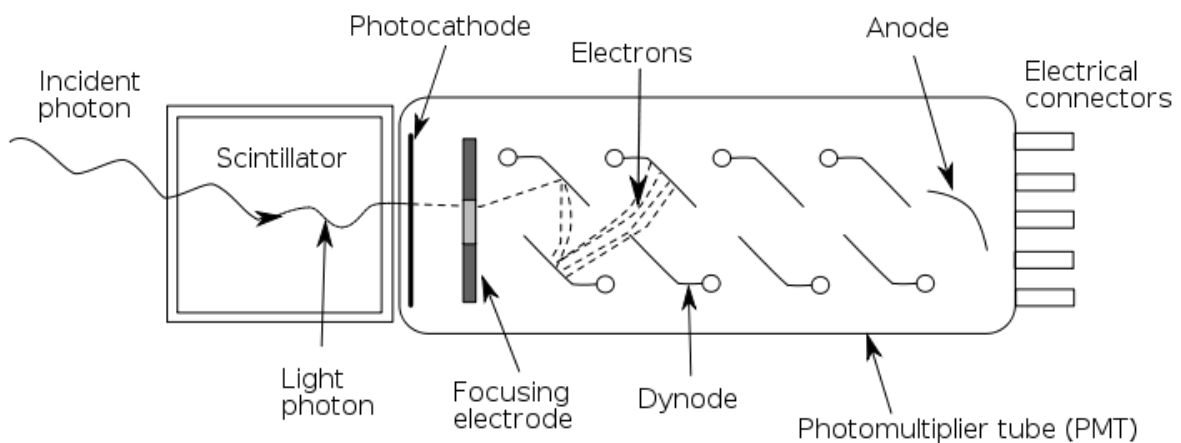


Figura 21 Schema di funzionamento del fotomoltiplicatore [26]

## Il fotocatodo

Sul fotocatodo avviene la conversione di luce in elettroni. Questo processo può essere semplificato come la successione di tre passaggi:

1. per effetto fotoelettrico, il fotone incidente viene assorbito da un elettrone che ora ha abbastanza energia
2. per migrare verso la superficie del materiale
3. sfuggire dalla superficie del fotocatodo.

L'energia necessaria al fotone ( $h\nu$ ) per eccitare l'elettrone nel primo passaggio deve essere almeno uguale all'energia di legame tipica del materiale irraggiato. Nel secondo passaggio l'elettrone perde un certo quantitativo di energia in processi di collisione elettrone-elettrone e, se l'energia rimastagli è maggiore del potenziale di barriera tra mezzo e vuoto, può sfuggire dalla superficie del fotocatodo. I materiali che hanno caratteristiche migliori per favorire questi processi sono i semiconduttori. Questi hanno un'energia di legame maggiore rispetto ai metalli ma compensano questo svantaggio nei processi successivi (meno perdite energetiche per collisioni  $e^-e^-$  e più basso potenziale di barriera). Il semiconduttore utilizzato nella costruzione del fotocatodo incide sulla sensibilità energetica del fotomoltiplicatore soprattutto alle basse energie dove è limitata dal contributo dell'energia di legame.

Per questa tesi si è utilizzato un fototubo con fotocatodo di tipo bialcali “prodotto facendo interagire uno strato di Sb (antimonio) con K (potassio) e Cs (cesio)” [27]. Il meccanismo di produzione di elettroni può essere visto tramite il modello a bande dei semiconduttori (figura 22) con  $E_g$  gap energetico,  $E_a$  affinità elettronica,  $E_f$  energia di Fermi e  $\phi$  funzione di lavoro.

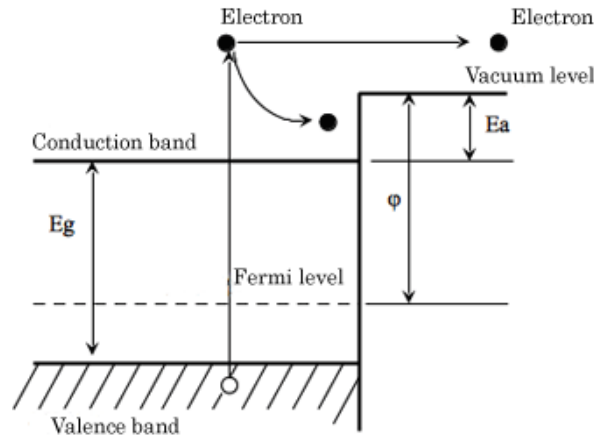


Figura 22 Modello a bande del fotocatodo semiconduttore [27]

L'intero processo di produzione di elettroni può essere visto in termini probabilistici definendo  $\eta(\nu)$  efficienza quantica come rapporto tra fotoni incidenti ed elettroni prodotti.

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P\nu}{k} \left( \frac{1}{1 + 1/kL} \right) P_s \quad (12)$$

Equazione 12 Efficienza quantica dell'anodo

Dove:

R: coefficiente di riflessione,

k : coefficiente di assorbimento totale dei fotoni,

Pv: probabilità che l'assorbimento di luce possa eccitare elettroni ad un livello superiore a quello di vuoto,

L: lunghezza media di fuga degli elettroni,

Ps: probabilità che gli elettroni che hanno raggiunto la superficie del fotocatodo possano sfuggirne,

$\nu$ : frequenza del fotone incidente.

Se viene scelto "il materiale appropriato che determina i parametri R, k e Pv, i fattori che dominano l'efficienza quantica sono L e Ps. L aumenta con la qualità del cristallo e Ps dipende fortemente dall'affinità elettronica  $E_a$ ." [27]

Il catodo del fototubo utilizzato per questa tesi è di tipo ultra bialcali (UBA) prodotto dalla giapponese Hamamatsu Photonics che si distingue dai catodi tradizionali di tipo bialcali (BA) per efficienza quantica (QE) in quanto promette un incremento di circa due volte nella stessa a 350nm di lunghezza d'onda della luce incidente. Questi risultati sono stati ottenuti migliorando la cristallinità dell'antimonio del fotocatodo [28] (figura 23)

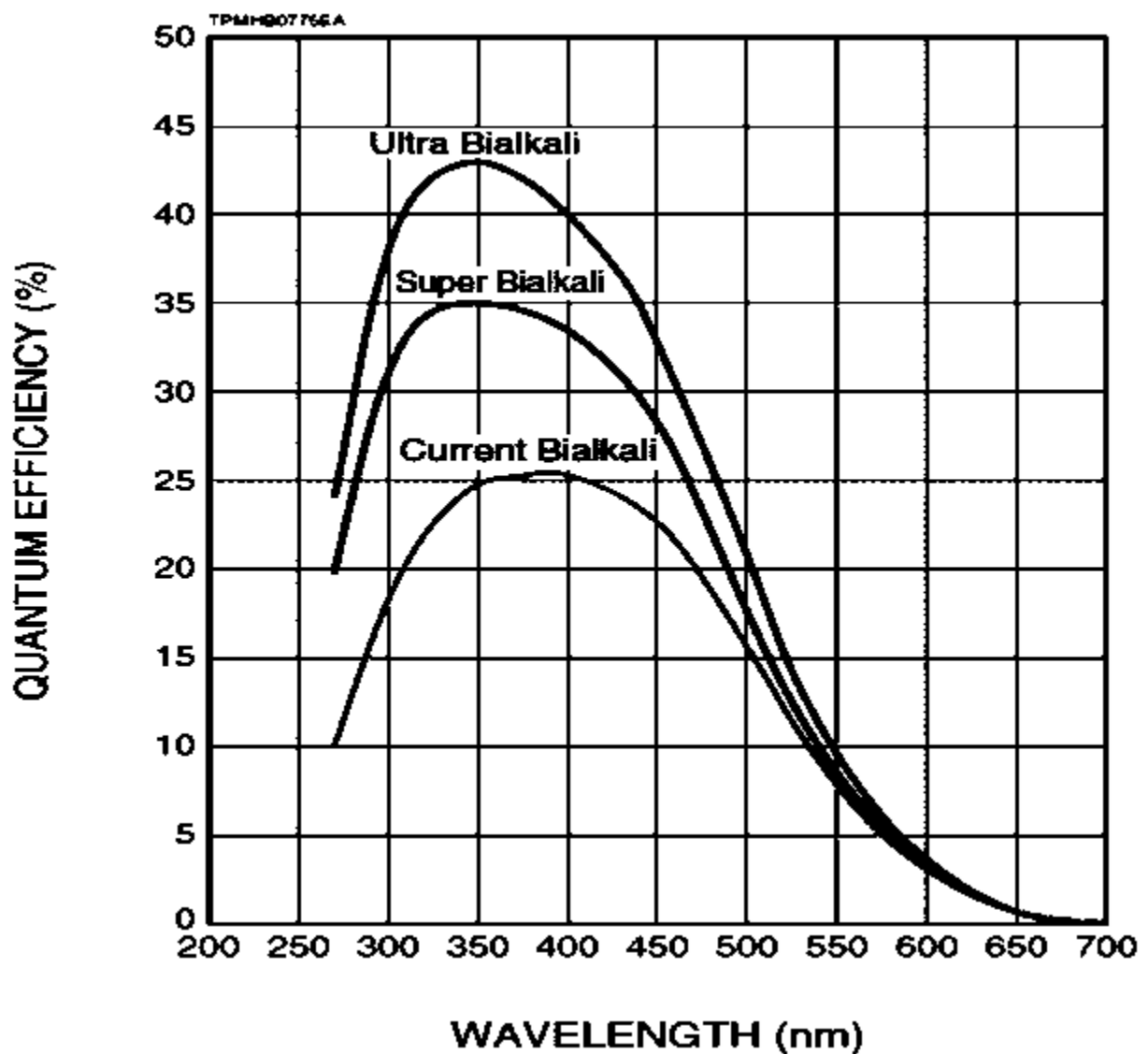


Figura 23 Efficienza quantica di tre diversi anodi appartenenti alla famiglia dei bialcali [28]

## Moltiplicazione elettronica

La parte deputata alla moltiplicazione dei fotoelettroni è costituita da una serie di dinodi e si basa sul fenomeno dell'emissione secondaria di elettroni. Quando una particella carica impatta con un materiale, la sua energia cinetica viene dissipata ed acquisita dagli elettroni del materiale stesso. Se l'energia rilasciata è superiore all'energia di legame degli elettroni del target questi possono fuoriuscire ed accelerati da un opportuno campo elettrico. Il materiale di target deve avere una bassa affinità elettronica, bassa energia di legame con i suoi elettroni che invece devono avere una alta lunghezza di fuga. Il dinodo si comporta inizialmente come anodo accettando elettroni e successivamente come catodo di elettroni secondari.

Il fattore di moltiplicazione ( $G$ ) attuato da questo stadio dipende quindi dal numero di dinodi ( $N$ ) e dall'efficienza ( $\eta$ ) che questi hanno nell'emissione secondaria:

$$G = \alpha \eta^N \quad (13)$$

*Equazione 13 Guadagno*

dove  $\alpha$  rappresenta la frazione di tutti i fotoelettroni raccolti. Dinodi convenzionali “sono caratterizzati da un valore tipico di  $\delta = 5$  ed  $\alpha$  è vicino all'unità per tubi ben progettati”. [17] Il valore di delta definisce anche la variabilità dell'altezza del picco osservato sull'anodo (numero di elettroni alla fine della catena di moltiplicazione), infatti immaginando la moltiplicazione elettronica come un processo di Poisson si definisce:

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{\delta - 1} \quad (14)$$

*Equazione 14 Errore sull'altezza del picco*

Esistono svariate forme e disegni che i costruttori hanno utilizzato per organizzare la distribuzione dei dinodi nello stadio di moltiplicazione (figura 24), ognuno con i suoi pregi e difetti.

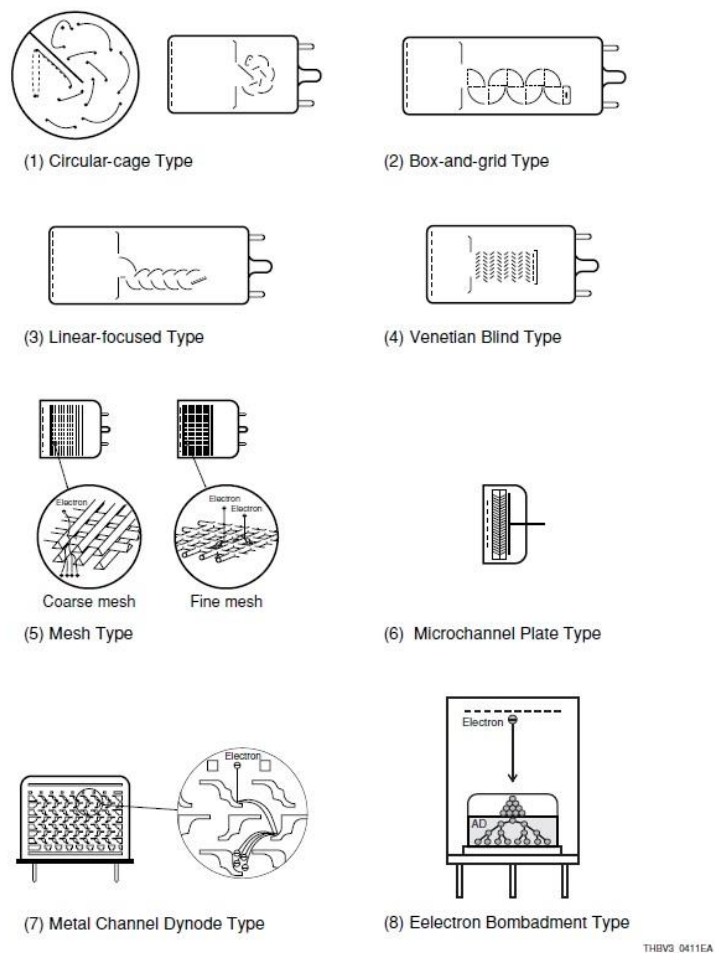


Figura 24 Diversi design per lo stato di moltiplicazione [29]

Per questa tesi si è utilizzato un fotomoltiplicatore con disegno di tipo *Metal Channel Dynode*. “Questa struttura di dinodi consiste in elettrodi estremamente sottili” “poiché ogni dinodo è in estrema attiguità con gli altri, la lunghezza dei percorsi degli elettroni è molto breve garantendo eccellenti caratteristiche di timing e stabilità del gain” [29]

## Il partitore resistivo

Per far sì che il fotocatodo ed ogni stadio di moltiplicazione successivo abbiano un *bias* corretto è necessaria una sorgente esterna di potenziale. Per estrarre elettroni dal fotocatodo ed accelerarli

verso il primo dinodo è necessaria una differenza di potenziale positiva ed ogni stadio successivo della moltiplicazione deve essere mantenuto ad un voltaggio via via più positivo. Per garantire un'efficiente raccolta di fotoelettroni, la differenza di potenziale necessaria tra fotocatodo e primo dinodo è spesso svariate volte superiore a quella tra dinodi a causa della grande distanza tra questi due. L'elemento che garantisce questo gradiente di potenziale è solitamente un partitore resistivo connesso ad un alimentatore di alta tensione (migliaia di Volt). Per garantire linearità alla moltiplicazione, sul partitore deve scorrere una corrente molto superiore rispetto a quella rappresentata dall'impulso degli elettroni che scorrono tra dinodo e dinodo. Quando questa condizione non viene rispettata, soprattutto negli ultimi stadi della moltiplicazione si ha una perdita di linearità nella risposta del fotomoltiplicatore (figura 25). Per questo motivo si usa aggiungere in parallelo alle ultime resistenze del partitore, dei condensatori che garantiscano una stabilizzazione del voltaggio ai capi delle stesse.

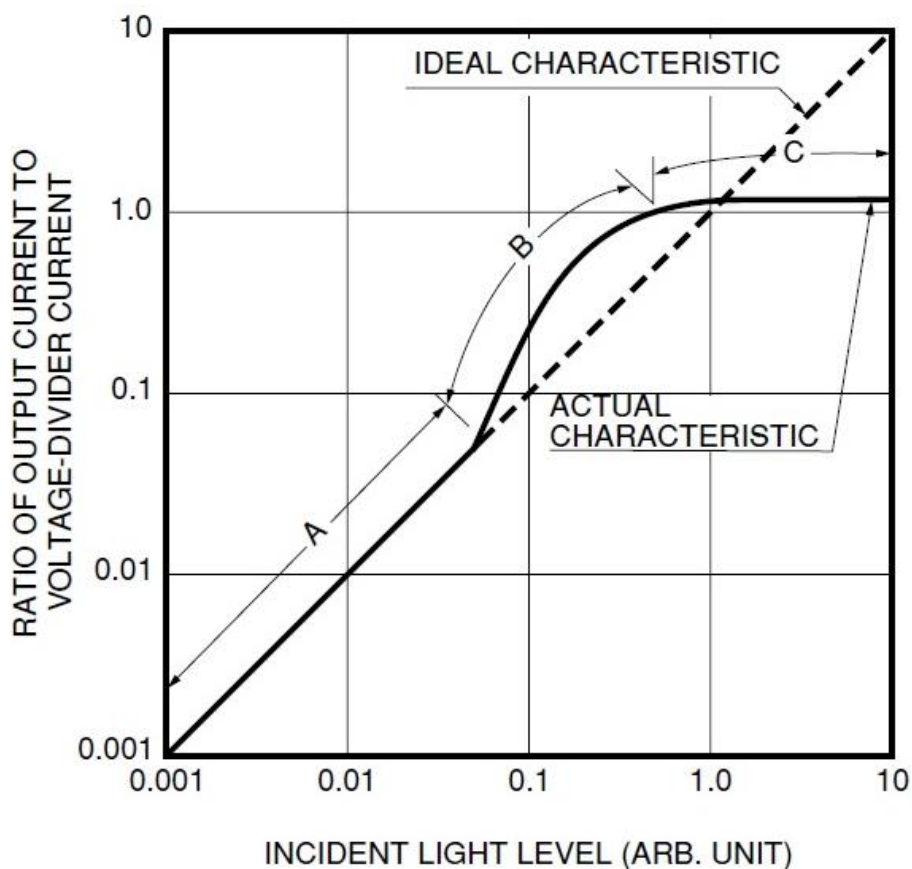


Figura 25 Curva di risposta della corrente in base alla quantità di luce incidente [29]



Esistono due tipi di partitori resistivi: quello lineare e quello *tapered* (figura 26).

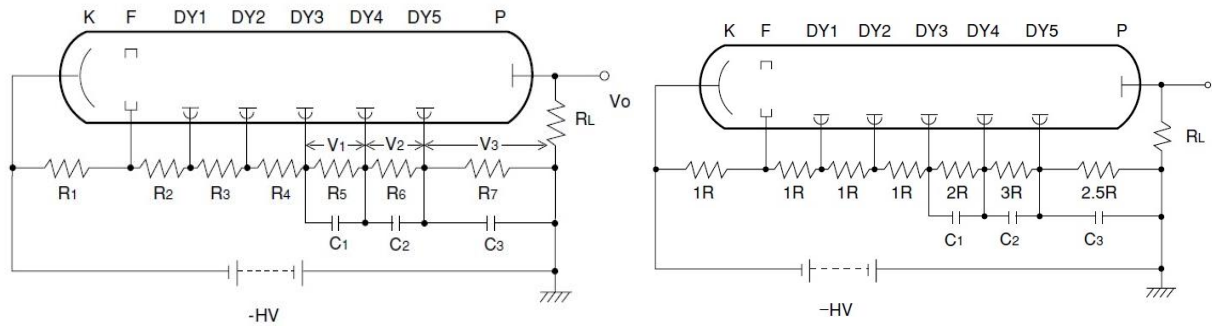


Figura 26 Partitore lineare a sinistra e tapered a destra [29]

Nel primo, il rapporto tra il voltaggio di un dinodo e del successivo è fisso, questo è utile in tutti quei casi in cui non si abbiano degli impulsi di segnale troppo ampi e/o con un rateo troppo elevato, in modo da mantenere la corrente dinodica inferiore all'1% rispetto a quella che scorre nel partitore. Quando le correnti dell'impulso sono elevate invece, è conveniente aumentare il potenziale tra gli ultimi stadi di moltiplicazione, con opportune resistenze per diminuire l'effetto dell'accumulo di carica spaziale su questi che attua una sorta di saturazione, diminuendo nel contempo il guadagno degli altri stati di moltiplicazione. Il risultato è aumentare il range di corrente in cui il fototubo ha un comportamento lineare (figura 27), diminuendo però di un fattore 10 il guadagno complessivo.

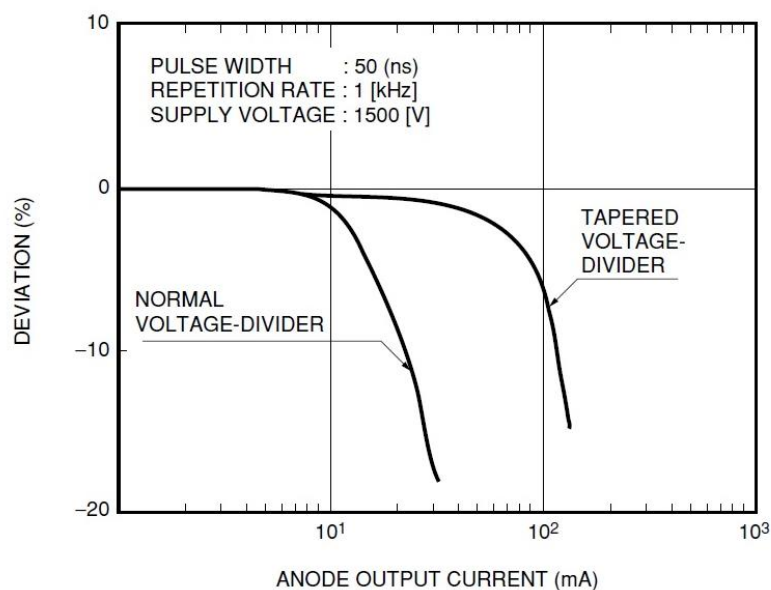


Figura 27 Deviazione dalla linearità di un partitore lineare ed uno tapered [29]

Quando ci si aspetta che la corrente del segnale non sia trascurabile rispetto alla corrente che passa sul partitore si fa ricorso al partitore di tensione *tapered* attivo tramite l'uso di transistor ad alto beta. La corrente viene fornita dai transistor e non dalle resistenze, questo impedisce la caduta di potenziale e l'accumulo di carica spaziale, ciò aumenta la stabilità del voltaggio sugli ultimi stadi del fotomoltiplicatore. (figura 28)

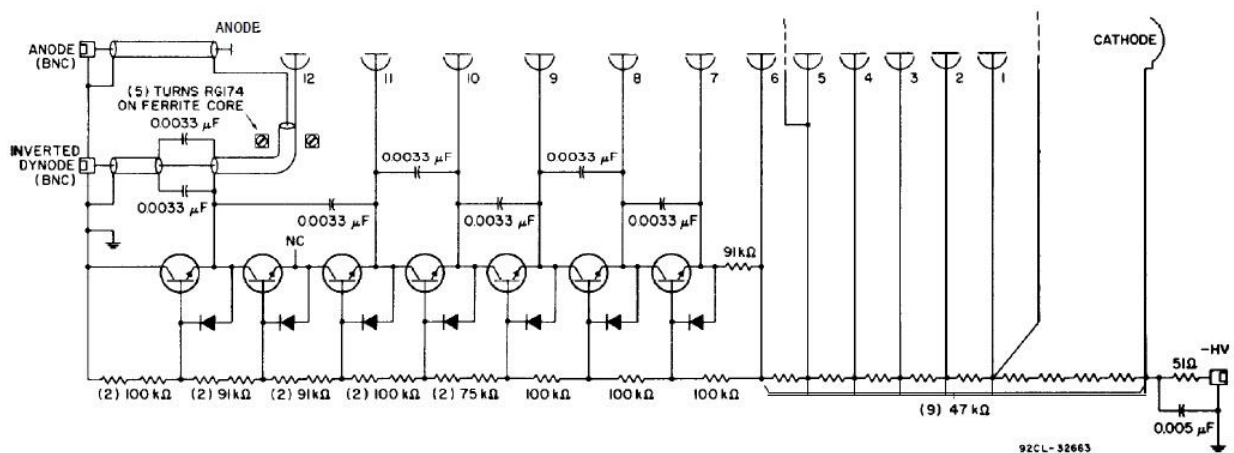


Figura 28 Esempio di partitore con ultimi stadi attivi[30]

Nel caso in cui il segnale sia molto rapido (tempo di salita inferiore a 10 ns) si nota spesso durante il decadimento esponenziale dello stesso un'oscillazione chiamata *ringing*. Questa è da attribuire al disadattamento di impedenza tra gli stadi finali del fototubo (che varia in funzione delle componenti di frequenza del segnale) ed il readout. Per ovviare a questo fenomeno si usa mettere in serie agli ultimi dinodi delle resistenze opportune (si crea un integratore RC) che renda più regolare il decadimento del segnale adattandone l'impedenza (figura 29).

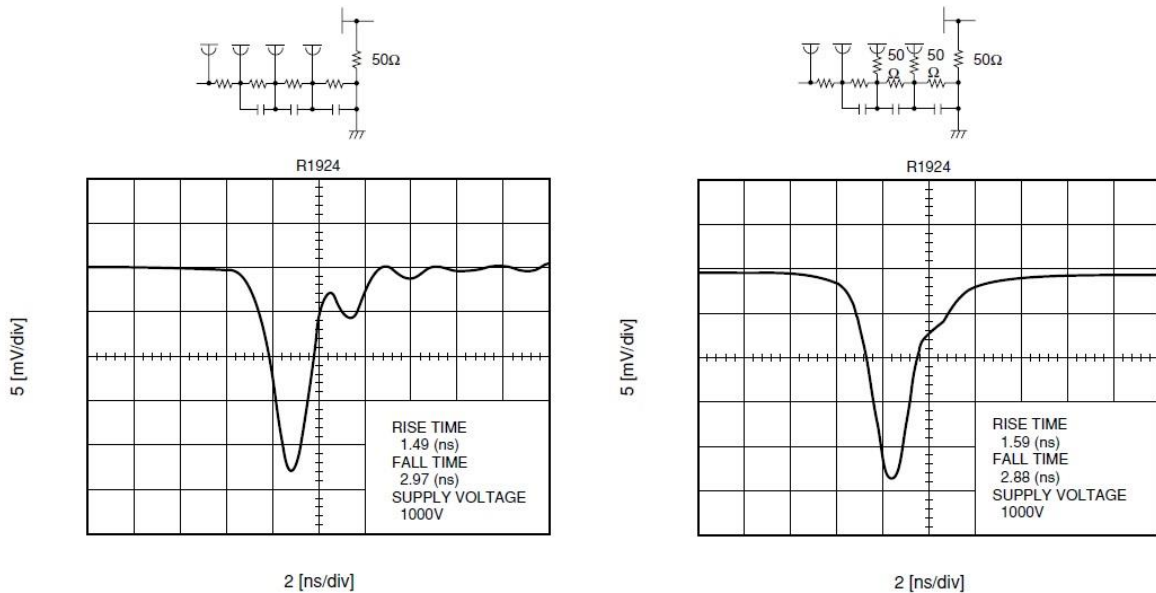


Figura 29 Ringing dovuto alla velocità del fronte di salita del segnale (sinistra) e possibile soluzione (destra) [29]

I fotomoltiplicatori utilizzati nel presente studio sono degli Hamamatsu R11265-200 con fotocatodo UBA e struttura di dinodi *metal channel*. Si è scelto questo fotomoltiplicatore per le ottime caratteristiche di efficienza (soprattutto accoppiato allo scintillatore  $\text{LaBr}_3$ ), stabilità del guadagno e performance nel timing. I suoi punti di forza sono nell'efficienza quantica 43% a 400nm e nel rise time del segnale di soli 1.3ns [42]. La risoluzione dichiarata sul picco del cesio 137 accoppiato con lo scintillatore in oggetto è dichiarata al 3.1% (figura 30).

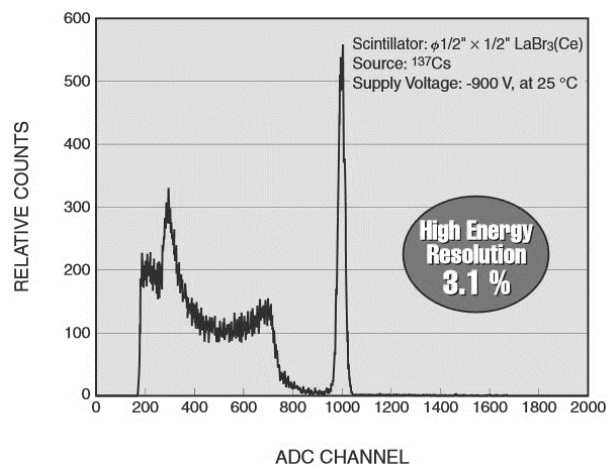


Figura 30 Spettro del  $\text{Cs}^{137}$  [42]

## Electronica digitale – Catena di acquisizione *DSP*

Dall'inizio degli anni '90 lo sviluppo di ADC sempre più veloci e precisi ha aperto nuove possibilità all'elaborazione digitale dei segnali prodotti dai rivelatori. Questo tipo di acquisizione ha dimostrato avere svariati vantaggi rispetto allo *shaping* analogico soprattutto nel caso si cerchi un compromesso tra alto numero di impulsi raccolti e buona risoluzione energetica [17]. La formatura digitale offre un'elevata flessibilità nella scelta dei parametri per la formatura dell'impulso. Si possono ricreare facilmente forme triangolari, trapezoidali e cuspidali di difficile realizzazione in maniera analogica. Data l'intrinseca resistenza del segnale digitale al rumore, questo tipo di elaborazione è particolarmente indicato in ambienti elettricamente "rumorosi". Grazie all'uso di circuiti integrati adibiti alla formatura ed all'analisi si riduce inoltre la mole di dati trasferiti alle unità di post elaborazione e *storage*.

### ADC

Il convertitore analogico-digitale è il componente circuitale atto alla conversione di un voltaggio in un codice digitale. Gli ADC convertono quindi segnali continui analogici in una serie di numeri campionando e quantizzando il segnale in input. Di solito il campionamento avviene ad una frequenza fissa e la quantizzazione indica la precisione con cui il segnale analogico viene discretizzato[31]. La risposta tipica di un ADC è lineare ma ogni conversione è soggetta ad errore. Il più comune ed impattante nelle prestazioni è il cosiddetto errore di quantizzazione. Questo dipende dal fatto che si usa un sistema discreto per convertire un segnale continuo ed è indicato solitamente in unità di LSB (*less significant bit*) o decibel. (Equazione 15)

$$SQNR = 20 \log_{10} 2^Q \quad (15)$$

*Equazione 15 Errore di quantizzazione. Q=numero di bit*

Storicamente i primi ADC veloci sono stati i FLASH ADC (Figura 31). Questi si compongono in una serie di comparatori posti ad un voltaggio progressivamente crescente (impostato da un partitore resistivo) le cui uscite logiche sono poi affidate ad un registro che le converte in un codice

binario. La frequenza di *readout* è controllata da un clock esterno ( $10^2 - 10^3$  MHz). I principali svantaggi di questa tecnologia sono 2:

1. Alto numero di comparatori  $2^n$  con n numero di bit con cui è rappresentato il dato in uscita;
2. Instabilità dei comparatori analogici derivante da deriva termica o imperfezioni costruttive sul partitore resistivo.

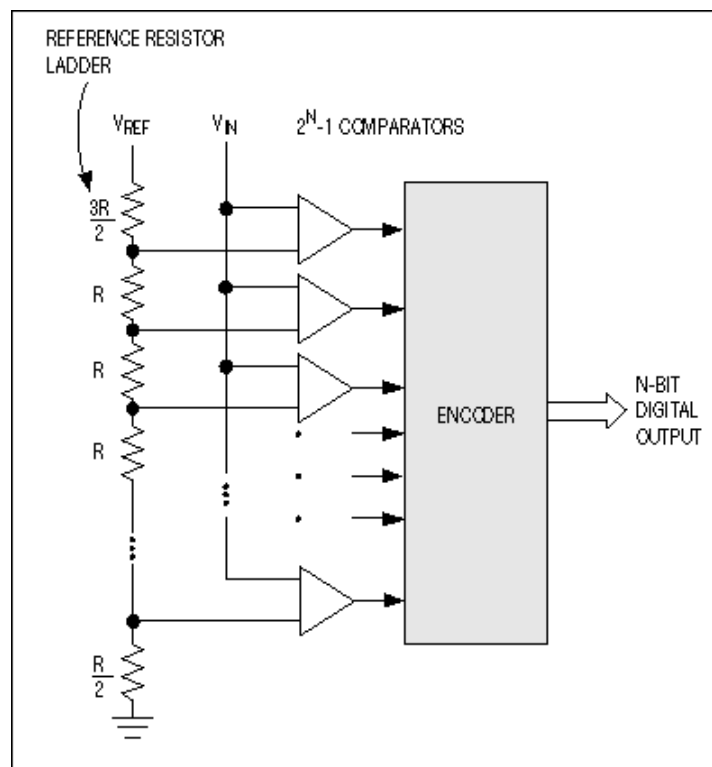


Figura 31 Flash ADC[32]

L'architettura alternativa nata per risolvere i problemi legati ai FLASH ADC è quella del convertitore a *pipeline* anche conosciuto come *subranging* ADC. È composto da più stadi disposti a cascata. Ogni stadio è costituito da coppie di flash ADC a bassa risoluzione e DAC, un sottrattore ed un amplificatore (Figura 32). L'ADC converte il segnale analogico in uno digitale con soli pochi bit, questo viene subito riconvertito da un DAC e la differenza tra questo dato ed il segnale analogico in input (l'errore di quantizzazione) viene amplificato (si estende la gamma dinamica del segnale) e passato al successivo stadio. L'uscita degli ADC di ogni stadio fornisce la rappresentazione del dato digitale dal MSB (*most significant bit*) al LSB. Naturalmente il dato in

uscita impiega un certo tempo per essere disponibile, infatti gli ADC a pipeline sono naturalmente più lenti dei flash ADC di cui sono composti.

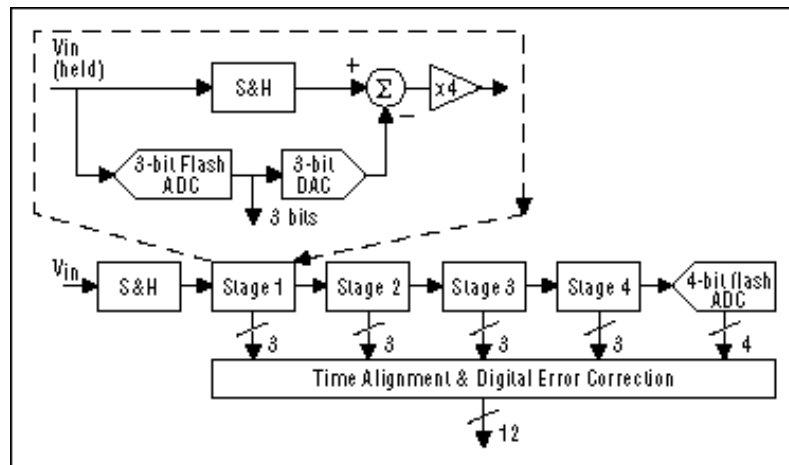


Figura 32 Subranging ADC [32]

Grazie a questa architettura il numero di comparatori e resistenze si riduce (Tabella 3) e quindi anche le possibili fonti di errore[25].

Tipo di ADC n bit	Numero di comparatori	Numero di resistori
Flash ADC	$2^n - 1$	$2^n$
Subranging ADC	$(2^m - 1) * p$	$2^m$

Tabella 3 Differenza di risorse necessarie tra ADC di tipo flash o a pipeline. n=numero di bit p=numero di pipeline=n/m

Per questa tesi si è utilizzato un ADC a pipeline integrato della *Analog Device*® AD9434. Ha una frequenza di campionamento fino a 500 MSPS ed una risoluzione di 12 bit, integra il circuito di *sample-and-hold* ed è garantito per un SNR di 65 dBFS a 500 MSPS con un input di 250 MHz. Accetta segnali differenziali ed il segnale digitale è trasmesso con standard LVDS[33].

## FPGA

Per la gestione dell'ADC, del *readout* e la formatura del segnale ci si affida sempre più a delle FPGA (*Field Programmable Gate Array*), ovvero dei circuiti integrati contenenti componenti logici programmabili (spesso includono memorie *on chip*) che possono essere interconnessi in

svariate configurazioni. La configurazione avviene grazie all'uso di linguaggi di descrizione hardware (VHDL e Verilog) e approcci di tipo schematico.

Le FPGA contengono migliaia di blocchi logici programmabili (CLP) costituiti da LUT che implementano le funzioni booleane fondamentali e da registri, blocchi deputati all'I/O e linee di interconnessione. Nelle più moderne FPGA troviamo anche *multiplexers*, blocchi DSP, blocchi di memoria on chip e PLL (*phase lock loop*) per la sintesi dei clock necessari.

L' FPGA utilizzata per il lavoro di tesi e per lo sviluppo dell'algoritmo di formatura del segnale è un' ALTERA® EP4CGX30CF23C7 le cui caratteristiche salienti sono illustrate in Tabella 4.

Famiglia	Cyclone IV GX
Numero di elementi logici	29440
Memoria totale	1080 kbit
Tensione di alimentazione di lavoro	1 V fino a 1.2 V
Package	FBGA-484
Frequenza di lavoro massima	200 MHz

Tabella 4 Caratteristiche salienti dell'FPGA ALTERA® Cyclone IV [34]

### Algoritmo di formatura del segnale ed implementazione

Tradizionalmente il sistema di *readout* elettronico per i rivelatori di particelle è composto perlopiù da una catena quasi del tutto analogica. Nella maggior parte dei casi la prima parte del processo di acquisizione è costituita dal preamplificatore, posto nelle immediate prossimità del rivelatore, che produce un segnale in output adatto alla trasmissione attraverso cavo verso l'elettronica di *readout*. Questo elemento non è necessario se si usa come rivelatore un fotomoltiplicatore il cui segnale è sufficientemente forte per essere elaborato immediatamente. Nella spettrometria ad alta risoluzione, la carica rilasciata nel rivelatore deve essere misurata con la massima accuratezza possibile. Una delle maggiori cause di inaccuratezza in queste misure è il rumore elettronico introdotto dal set-up[35]; la formatura del segnale è indispensabile per ridurre il rumore elettronico

in quanto attua un filtraggio dello stesso selezionando solo l'informazione veicolata dall'impulso riducendo al minimo i contributi del rumore.

Nell'acquisizione digitale quest'ultima parte viene svolta da un algoritmo sviluppato appositamente che forma il segnale e tipicamente calcola l'altezza dell'impulso formato che è proporzionale all'energia depositata sul rivelatore. La scelta della forma del segnale in uscita determina la precisione della ricostruzione delle informazioni (legata alla soppressione del rumore) ed il rateo massimo di misure prima di incorrere nel fenomeno di pile-up.

Per misurare la qualità della formatura del filtro si usa misurare l'ENC (*Equivalent Noise Charge*), un valore che indica il rumore della misura del segnale formato espresso in unità di carica in ingresso definito in Equazione 16.

$$ENC^2 = C_T a \frac{A_1}{\tau} + kA_2 + bA_3\tau \quad (16)$$

*Equazione 16 Equivalent Noise Charge [36]*

Con  $C_T$  capacità totale vista dall'amplificatore formatore dipendente dagli elementi della catena a monte dello stesso;  $a$  è un parametro che dipende dal rumore bianco serie,  $k$  da quello 1/f e  $b$  da quello bianco parallelo.  $\tau$  rappresenta il tempo di picco all'uscita del formatore (in figure simmetriche il centro della figura stessa) ed i parametri  $A_1$ ,  $A_2$ , ed  $A_3$  sono dei coefficienti dipendenti dalla natura del filtro (figura 33).

Si può dimostrare che la migliore forma per rapporto segnale/rumore è quella a cuspidale ma data la sua durata infinita risulta di difficile applicazione e naturalmente affetta da fenomeni di pile-up [37]. È utile quindi riferirsi a questa forma ottimale di *shaping* per valutare le prestazioni delle altre (Equazione 17).

$$\frac{ENC^2(\text{subottimale})}{ENC^2(\text{cuspidale})} = \sqrt{A_1 A_3} \quad (17)$$

*Equazione 17 Misura del rapporto tra forma subottimale e cuspidale trascurando il rumore 1/f.*



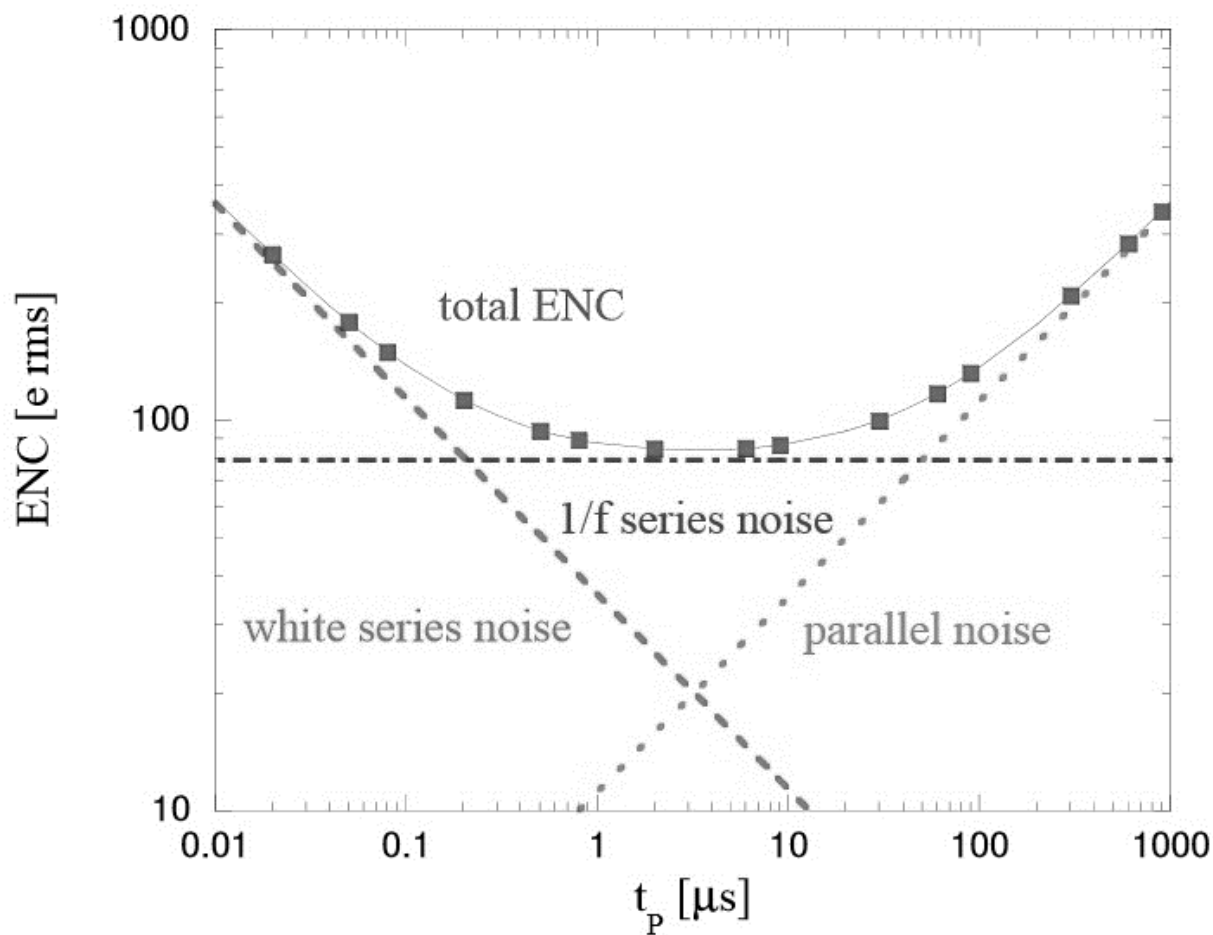


Figura 33 Andamento dell'ENC [36].

I valori di  $A_1$ ,  $A_2$ , ed  $A_3$  per le principali forme di formatura sono tabulate in tabella 4.

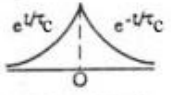

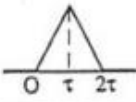
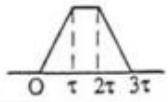
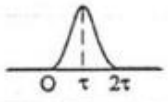
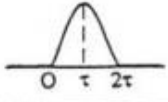
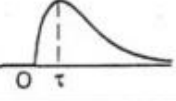
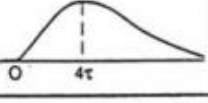
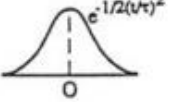
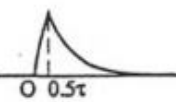
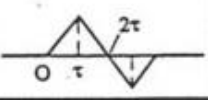
Shaping	$h(t)$ Function	$A_2$	$\sqrt{A_1 A_3}$	$\frac{A_2}{\sqrt{A_1 A_3}}$	$A_1$	$A_3$	$\sqrt{\frac{A_1}{A_3}}$		
1	indefinite cusp 	0.64 $\left(\frac{2}{\pi}\right)$	1	0.64	1	1	1		
2	truncated cusp 	$k = \tau/\tau_c$	$k=1$	0.77	1.04	0.74	2.16	0.51	2.06
			$k=2$	0.70	1.01	0.69	1.31	0.78	1.30
			$k=3$	0.67	1	0.67	1.10	0.91	1.10
3	triangular 	0.88 $\left(\frac{4}{\pi} \ln 2\right)$	1.15 $\left(\frac{2}{\sqrt{3}}\right)$	0.76	2	0.67 $\left(\frac{2}{3}\right)$	1.73		
4	trapezoidal 	1.38	1.83	0.76	2	1.67	1.09		
5	piecewise parabolic 	1.15	1.43	0.80	2.67	0.77	1.86		
6	sinusoidal lobe 	1.22	1.57	0.78	2.47	1	1.57		
7	RC-CR 	1.18	1.85	0.64	1.85	1.85	1		
8	semigaussian (n = 4) 	1.04	1.35	0.77	0.51	3.58	0.38		
9	gaussian 	1	1.26	0.79	0.89	1.77	0.71		
10	clipped approximate integrator 	0.85	1.34	0.63	2.54	0.71	1.89		
11	bipolar triangular 	2	2.31	0.87	4	1.33	1.73		

Tabella 5 Parametri  $A$  per le principali formature, da notare  $\tau$  tempo di picco [35].

Si può notare come la forma migliore dopo le cuspidi sia quella triangolare che a spese di un 15% sull'ENC garantisce una migliore resistenza al pile up. Si può dimostrare che nel caso di rivelatori con deficit balistico la forma migliore, a spese di una minore resistenza al pile-up è quella trapezoidale [37]. Queste due forme si prestano all'implementazione tramite algoritmi ricorsivi e tramite l'uso di filtri FIR/IIR.

Un approccio relativamente semplice a questo tipo di algoritmo si può ottenere grazie all'uso della trasformata Z. In matematica e nel *signal processing* la trasformata Z converte un segnale discreto nel dominio del tempo, in una rappresentazione complessa nel dominio della trasformata Z[38]. È definita, nella sua forma bilatera dall'equazione 18

$$X(z) = Z\{x[n]\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n]z^{-n} \quad (18)$$

*Equazione 18 Trasformata Z bilatera con x[n] segnale discreto nel dominio del tempo e z numero complesso*

E la sua trasformata inversa:

$$x[n] = Z^{-1}\{X[n]\} = \frac{1}{2\pi j} \oint_C X(z)z^{n-1}dz \quad (19)$$

*Equazione 39 Trasformata Z inversa con C regione di convergenza*

Per la trasformata Z, così come in quella di Fourier (quest'ultima può essere vista come un caso specifico della prima con C circonferenza di raggio unitario) vale il teorema della convoluzione [38]:

$$x_1[n] * x_2[n] \stackrel{Z}{\Leftrightarrow} X_1(z)X_2(z) \quad (20)$$

*Equazione 4 Teorema di convoluzione per la trasformata Z.*

Lo studio dell'algoritmo ricorsivo per la formatura triangolare trapezoidale si basa sullo studio dell'articolo in bibliografia 39

La forma trapezoidale/triangolare può essere vista come la convoluzione tra il segnale in ingresso campionato (discreto) ed una certa funzione di trasferimento:

$$f_{in}(t) * h_{trasf}(t) = f_{tpz}(t) \quad (21)$$

*Equazione 21 Prodotto di convoluzione nello spazio del tempo*

Usando la trasformata Z delle rispettive funzioni ed applicando il teorema di convoluzione (20) di ottiene:

$$F_{tpz}(z) = F_{in}(z)H_{trasf}(z)$$

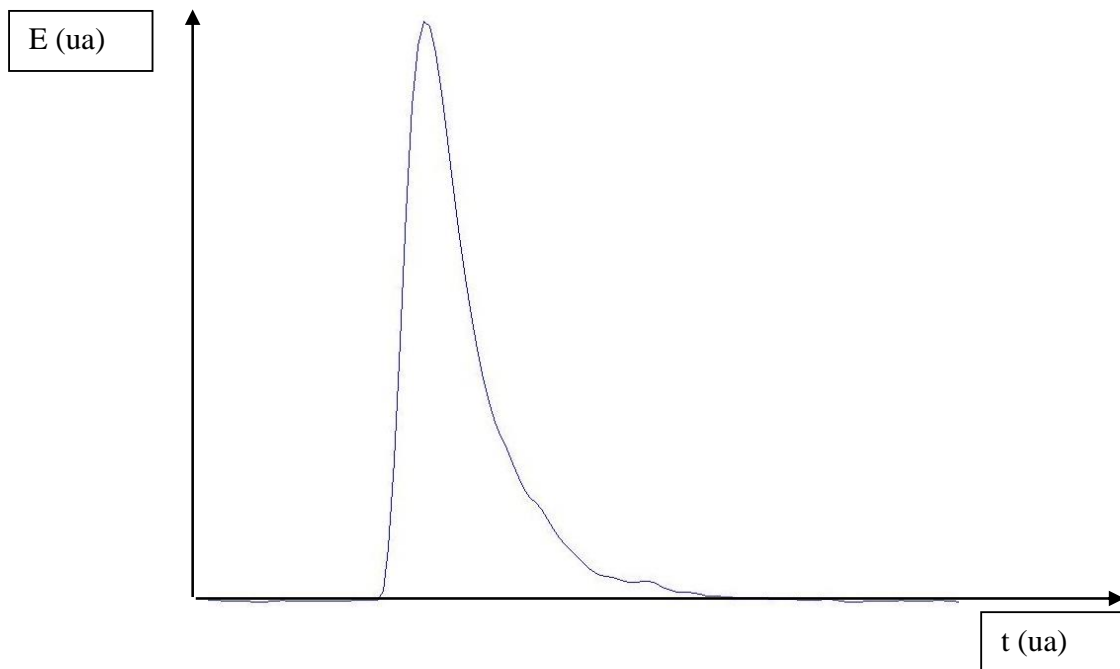
$$H_{trasf}(z) = \frac{F_{tpz}(z)}{F_{in}(z)} \quad (22)$$

*Equazione 5 Trasformata Z della (21)*

Il segnale in ingresso campionato  $f_{in}(t)$  dell'equazione 21 nel caso analizzato è rappresentato da una rapida salita ed un decadimento esponenziale (Equazione 23 e Figura 34)

$$f_{in}(t) = E \begin{cases} e^{-t/T}, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad (23)$$

*Equazione 23 Rappresentazione del segnale in ingresso con E energia del picco,*



*Figura 34 Forma dell'impulso analizzato*

La cui trasformata Z per  $t \geq 0$  è:

$$F_{in}(z) = E \frac{z}{z - \beta} = E \frac{1}{1 - \beta^{-z}}$$

Con:

(24)

$$\beta = e^{-\Delta t/T}$$

Equazione 24 Trasformata Z del segnale in ingresso con  $T$  tempo di decadimento come nella 23 e  $\Delta t$  tempo di campionamento.

A questo punto si può disegnare la forma trapezoidale nello spazio dei tempi (figura 35) ed, estratte le equazioni caratteristiche, applicare la trasformata Z ed il teorema di convoluzione per ricavare secondo la 8 la funzione di trasferimento e quindi l'algoritmo di formatura.

$$f_{tpz}(t) = f_A(t) + f_B(t) + f_C(t) + f_D(t)$$

(25)

Equazione 25 Forma trapezoidale.

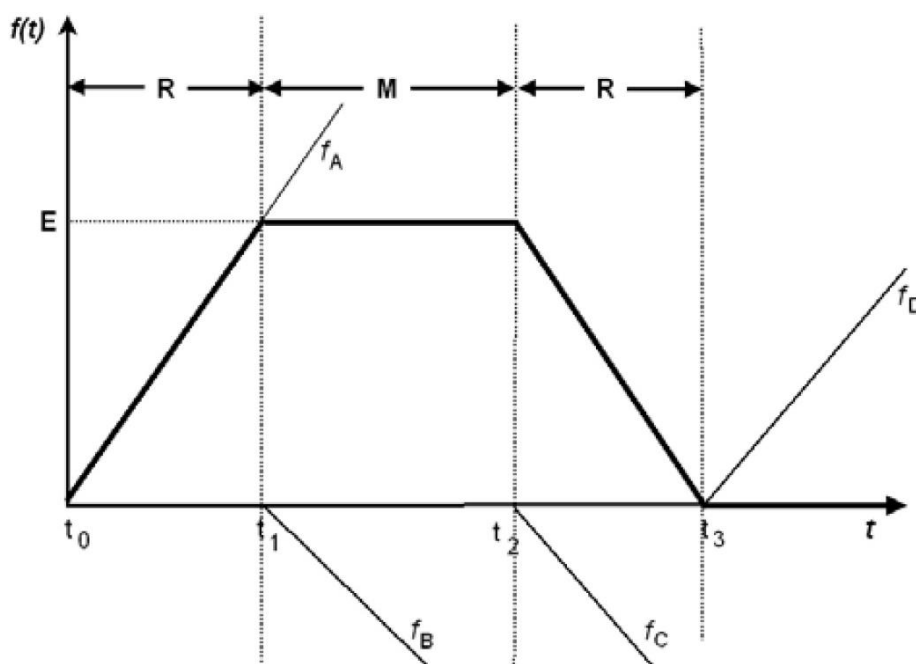


Figura 35 Composizione di funzioni per la formatura trapezoidale [39]

L'impulso lineare  $f_A(t)$  può essere scritto nel dominio della trasformata  $Z$  come:

$$f_A(t) = \frac{E}{t^1} t \Rightarrow F_A(z) = \frac{E}{R} \frac{z}{(z-1)^2} \quad (26)$$

*Equazione 26 Andamento lineare di  $f_A$  e corrispettivo nello spazio  $Z$ .*

Assumendo il trapezio simmetrico  $t_1$ ,  $t_2$  e  $t_3$  sono definiti da:

$$t_1 = R\Delta T, \quad t_2 = (R+M)\Delta T, \quad t_3 = (R+M+R)\Delta T \quad (27)$$

*Equazione 27 Step temporali.*

Dove  $R$  determina l'inclinazione del lato obliquo del trapezio ed  $M$  la larghezza della base minore. Nel caso in cui  $M$  sia 0 si ottiene la forma triangolare. Le trasformate di  $f_B(t)$ ,  $f_C(t)$ , e  $f_D(t)$  possono essere scritte in funzione di  $F_A(z)$ :

$$\begin{aligned} F_B(z) &= -F_A z^{-R} \\ F_C(z) &= -F_A z^{-(R+M)} \\ F_D(z) &= F_A z^{-(R+M+R)} \end{aligned} \quad (28)$$

*Equazione 28 Funzioni  $F$  nel dominio della trasformata  $Z$ .*

La cui somma che rappresenta  $F_{tpz}(z)$  (25) è:

$$F_{tpz}(z) = \frac{E}{R} (1 - z^{-R} - z^{-(R+M)} + z^{-(R+M+R)}) \frac{z}{(z-1)^2} \quad (29)$$

*Equazione 29 Funzione trapezoidale nel dominio  $Z$ .*

Usando ora la 22, 26 e 29 si può scrivere la funzione di trasferimento del formatore trapezoidale:

$$H_{tpz}(z) = (1 - z^{-R})(1 - z^{-(R+M)}) \frac{(1 - \beta z^{-1})}{1 - z^{-1}} \frac{z^{-1}}{1 - z^{-1}} \varphi \quad (30)$$

*Equazione 306 Funzione di trasferimento della formatura trapezoidale con  $\varphi = 1/R$ .*

I vari elementi della 16 anti trasformati secondo le regole della tabella 5 ed applicati al segnale d'ingresso secondo l'equazione 22 tramite un algoritmo sequenziale portano alla formatura del segnale stesso (figura 36). Si notano 3 sottrattori di ritardo (i termini al numeratore tra parentesi tonde della 30) due accumulatori (i denominatori) ed un moltiplicatore per il valore  $\varphi$ .

Operazione	Dominio temporale	Domino Z
Accumulazione	$\sum_{k=0}^n x(k)$	$\frac{1}{1-z^{-1}}X(z)$
Transizione temporale	$x(n-k)$	$z^{-k}X(z)$
Prima differenza	$x(n) - x(n-1)$	$(1-z^{-1})X(z)$
Moltiplicazione per una costante	$c * x(n)$	$c * X(z)$

Tabella 6 Proprietà della trasformata Z degli elementi dell'equazione 16.

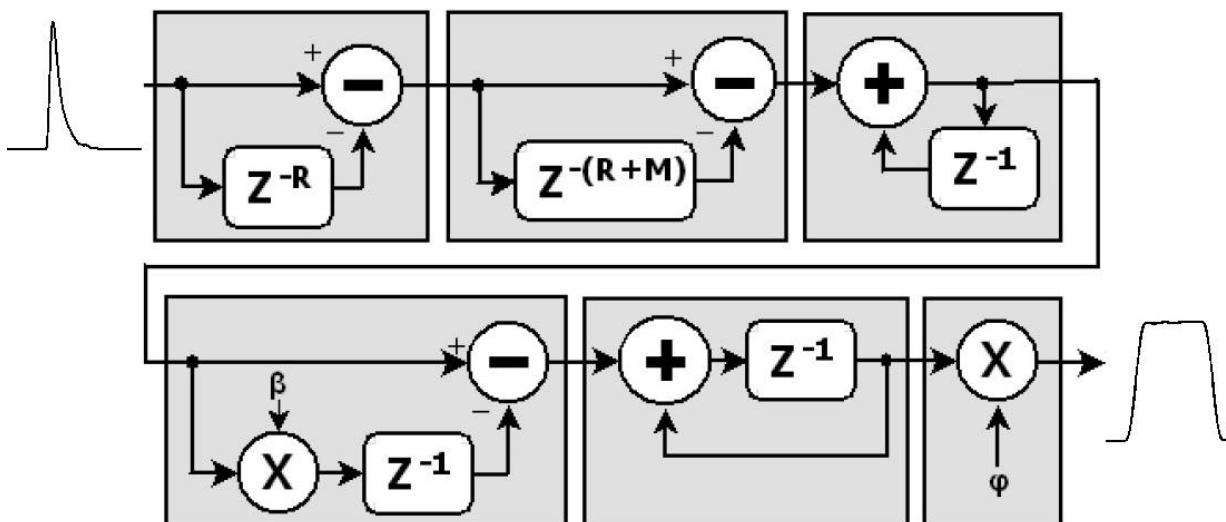


Figura 36 Schema a blocchi dell'algoritmo in forma ricorsiva. Gli z sono dei delay il cui valore è indicato dall'esponente [39].

Un'altra possibile implementazione si ottiene riscrivendo l'equazione 30 nella seguente forma:

$$H_{tpz}(z) = \frac{[1 - z^{-R} - z^{-(R+M)} + z^{-(R+M+R)}] * [1 - \beta z^{-1}]}{(1 - z^{-1})(1 - z^{-1})} z^{-1} \varphi \quad (31)$$

Equazione 30 Riscrittura della 31.

e notando che i termini al numeratore tra parentesi quadre sono due filtri di tipo FIR (*Finite Impulse Response*) con coefficienti descritti in 32, due accumulatori (il denominatore) ed un moltiplicatore come illustrato in figura 37.

FIR <sub>1</sub>	FIR <sub>2</sub>
$b(n) = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ -1, & n = R \\ -1, & n = R + M \\ 1, & n = 2R + M \end{cases}$	$c(n) \begin{cases} 1, & n = 0 \\ -\beta, & n = 1 \end{cases}$

(32)

Equazione 32 Parametri del filtro FIR



Figura 37 Schema a blocchi per implementazione con filtri FIR.

Entrambi questi algoritmi si prestano ad essere implementati con successo su FPGA.

### Algoritmo per il timing

Quando il numero di campionamenti al secondo è elevato (sopra le decine di Msps) risulta difficile trasmettere l'intero segnale formato in uscita dall'amplificatore formatore. L'uso di interfacce *general purpose* e le limitate capacità di archiviazione, impongono una selezione di misure sul segnale al fine di ridurre la quantità e la velocità di trasferimento dei dati utili. Per fare spettrometria risolta anche nel tempo è necessario conoscere solamente l'altezza del picco formato e l'istante di tempo in cui si presenta nello *stream* di dati. Per cui è stato necessario studiare un algoritmo che estraiga dall'amplificatore formatore queste due informazioni. Per far ciò si utilizza un doppio sistema di *shaping* sul segnale in ingresso, uno lento descritto nel paragrafo precedente (formatore trapezoidale/triangolare) ed uno rapido descritto in seguito.



Durante lo *shaping* rapido si sfruttano le caratteristiche della derivata per individuare la presenza di un picco nel segnale in ingresso. Questa informazione viene poi utilizzata per andare a selezionare nello *stream* di dati formati dallo *shaper* lento solo quelli relativi al picco.

La derivata prima di un impulso come quello in figura 34 è rappresentato in figura 38 e si può apprezzare come il passaggio a zero di quest'ultima rappresenti con precisione la posizione del picco.

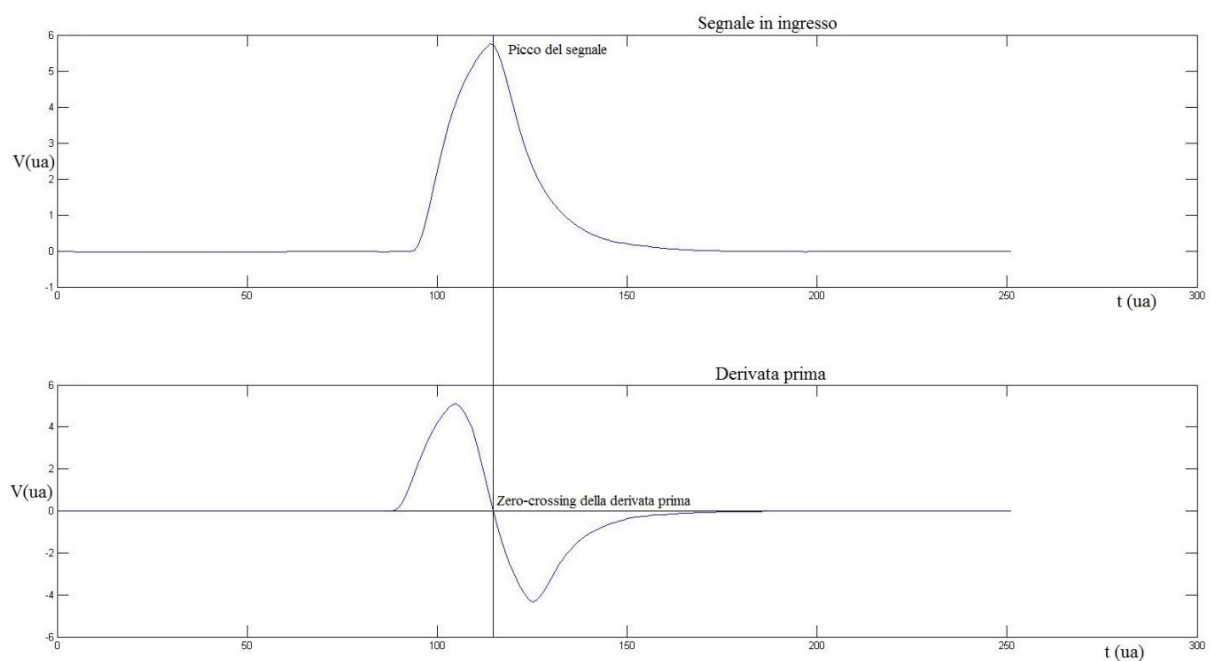


Figura 38 Segnale e derivata prima

La derivazione è sensibile alle variazioni del segnale e quindi naturalmente esposta al rumore, per questo motivo è necessario far sì che il segnale sia il più pulito possibile. L'eliminazione del rumore solitamente è affidata a dei filtri a media mobile (equazione 33).

$$y[n] = \sum_{k=-M_1}^{M_2} b_k x[n - k] \quad (33)$$

Equazione 33 Media mobile

Dove  $(M_2 - M_1)$  rappresenta la larghezza del filtro e  $b_k$  sono i coefficienti della media. Nel caso la media sia simmetrica (coefficienti tutti uguali e  $M_2 = M_1$ ) questa può essere scritta come:

$$y[n] = \frac{1}{k} \sum_{p=-k}^k x[n - k] \quad (34)$$

Equazione 34 Media mobile

La sua trasformata Z è [40]:

$$H(z) = \frac{1 - z^{-k}}{1 - z^{-1}} \quad (35)$$

Equazione 35 Trasformata Z della media mobile

Sintetizzabile ricorsivamente con un sottrattore di ritardo di valore k ed un integratore (figura 39).

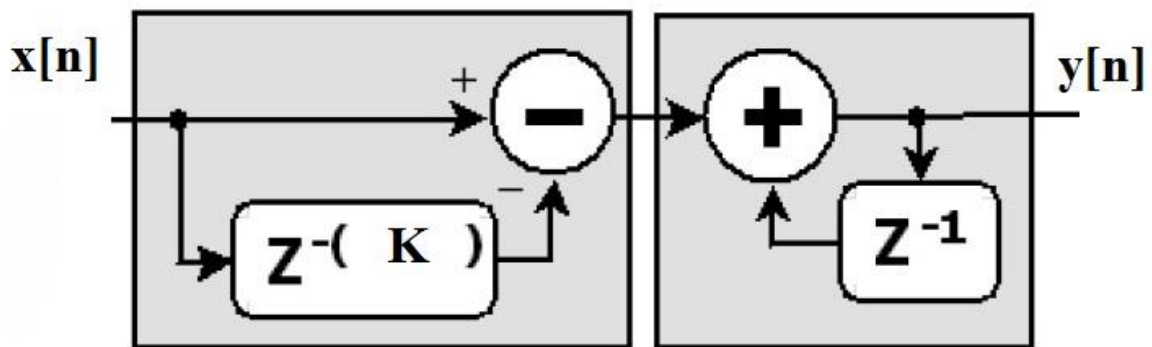


Figura 39 Implementazione del filtro a media mobile mediante algoritmo ricorsivo

Questa operazione è equivalente all'applicazione di un filtro CIC (*Cascade Integrator-Comb*).

Sfruttando la trasformata Z, la derivazione si può effettuare con un sottrattore di ritardo di valore pari alla durata della salita del picco (figura 40).

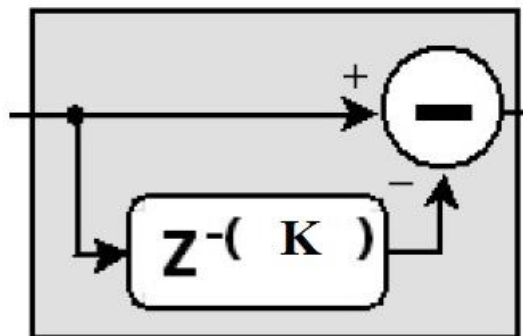


Figura 40 Implementazione della derivazione ricorsiva,  $K = \text{rise-time del segnale}$ .

Il sistema di *shaping* e selezione dei dati è rappresentato riassuntivamente in figura 41

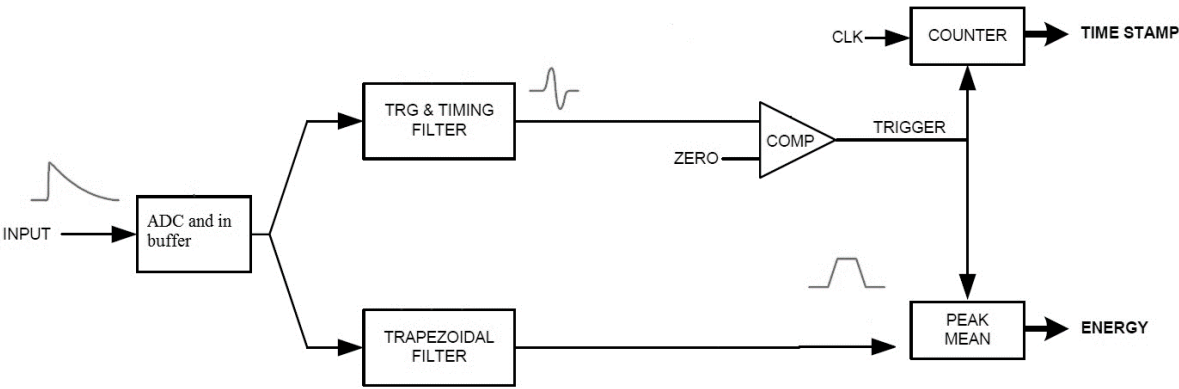
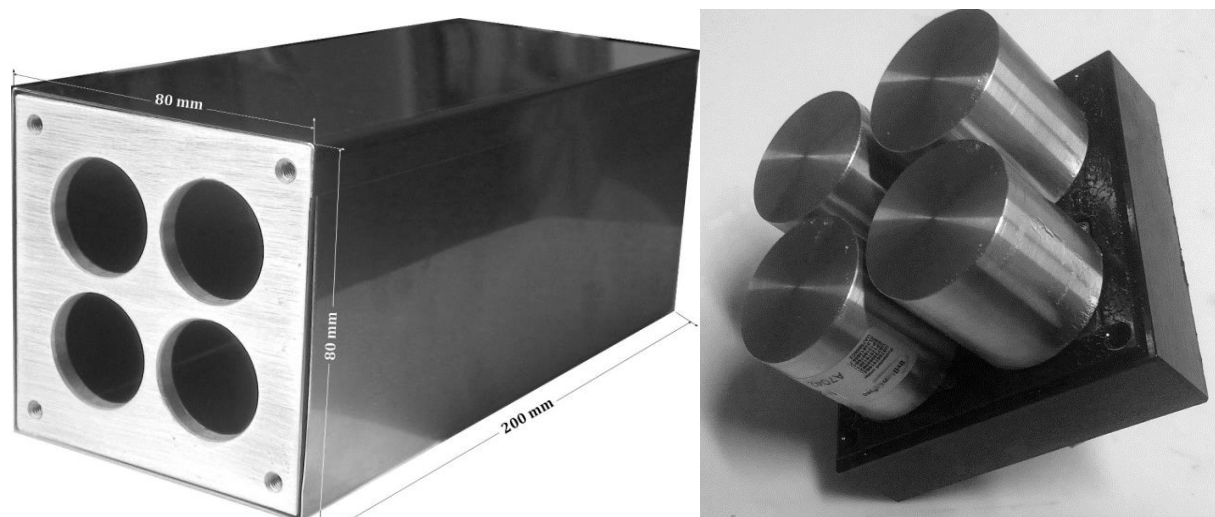


Figura 41 Schema riassuntivo dell' algoritmo di formatura e selezione dei dati

## Risultati

### Montaggio dei rivelatori

I rivelatori sono stati montati in una struttura matriciale 2x2 (figura 42) per le prime sperimentazioni al RAL nell'estate 2014.



*Figura 42 Alloggiamento e detector*

La struttura frontale forata è di alluminio mentre le pareti laterali sono di acciaio e ricoprono una struttura interna di piombo spessa 2mm. Gli scintillatori di bromuro di lantanio serie Brilliance™380 della St. Gobain da mezzo pollice di spessore sono stati accoppiati mediante grasso ottico ai fotomoltiplicatori Hamamatsu R11265-200 ed adagiati negli appositi alloggiamenti (figura 43).



Figura 43 Detector alloggiati

Il partitore resistivo dei fotomoltiplicatori è stato realizzato seguendo le specifiche del costruttore con gain di  $1.3 \cdot 10^6$  e corrente massima sullo stesso di  $359.7 \mu\text{A}$  (figura 44).

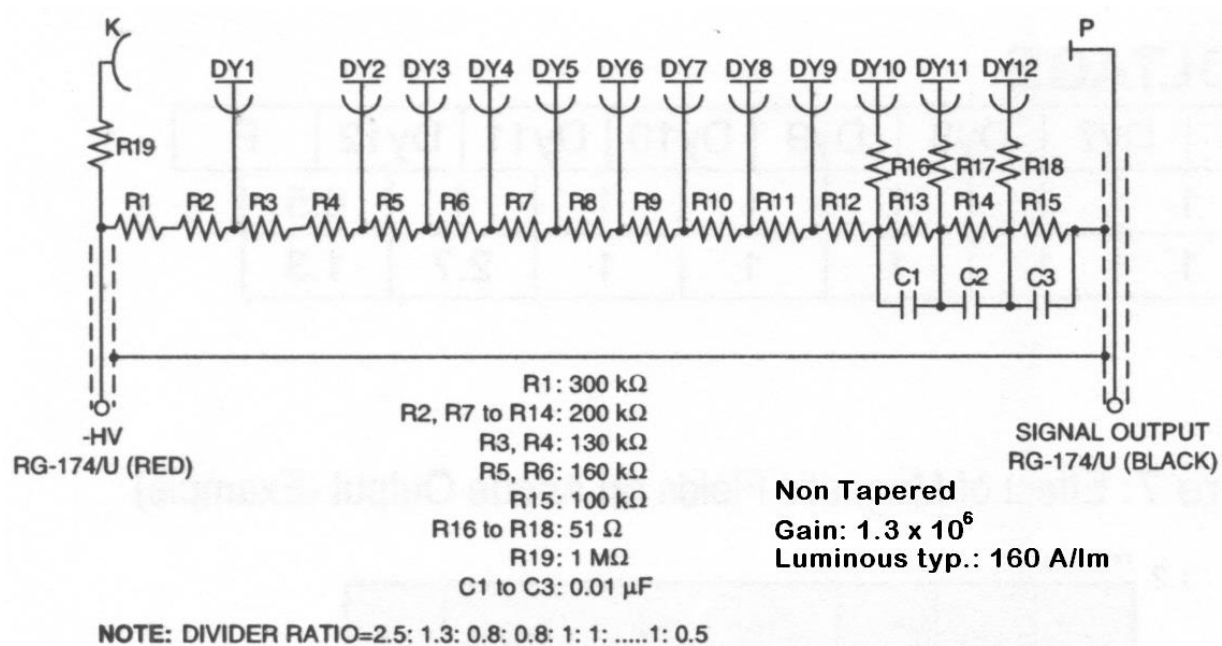
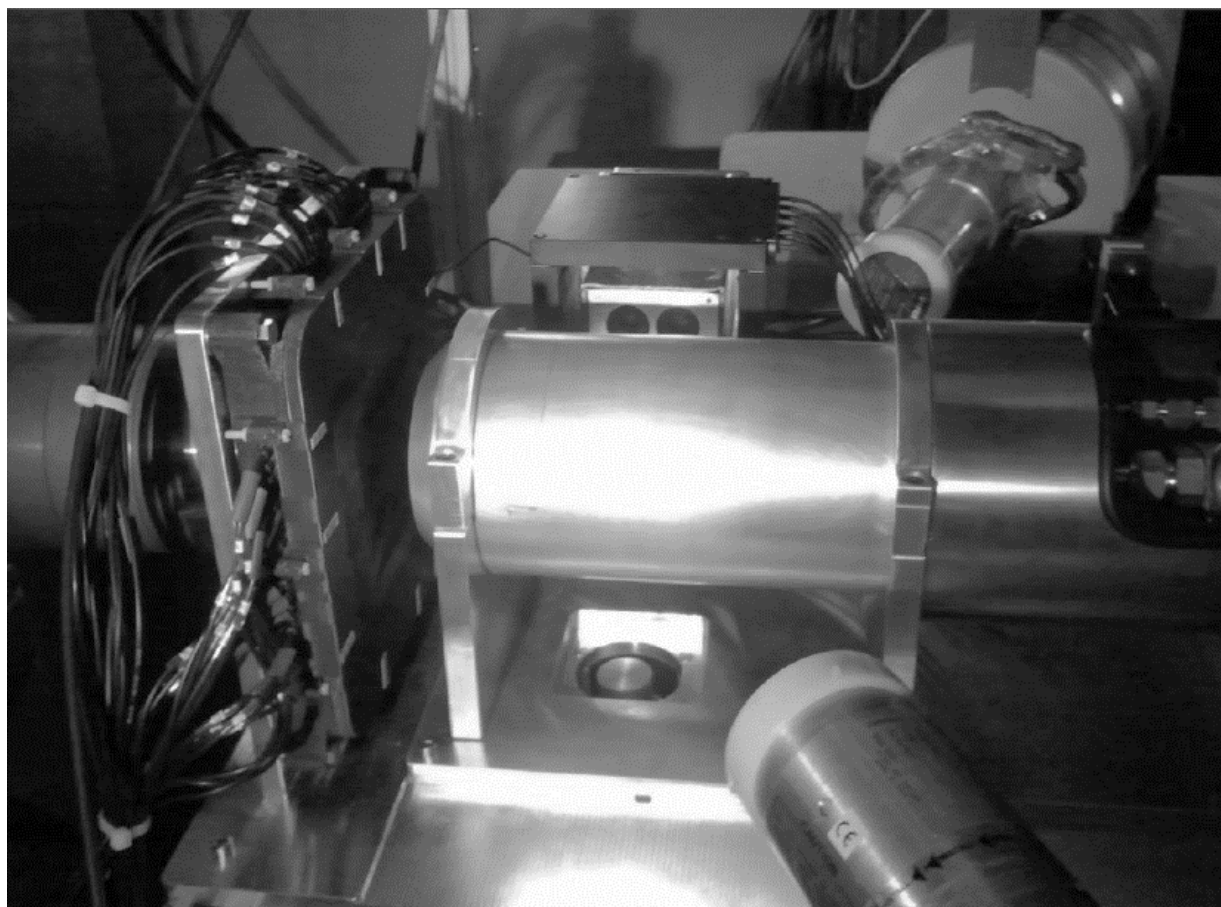


Figura 44 Partitore resistivo lineare utilizzato nei primi detector

## Misure dell'estate 2014 e caratteristiche del segnale

Nell'estate 2014 sono state effettuate delle misure preliminari al RAL in una configurazione semplificata rappresentata in foto (figura 45) dove si notano i rivelatori montati a Bologna, un altro scintillatore accoppiato a bromuro di lantanio da 1 pollice di diametro in basso e 2 rivelatori al germanio iperpuro.



*Figura 45*

Le misure si sono svolte nell'arco di 5 giorni e tutti i segnali sono stati campionati e digitalizzati da un digitalizzatore CAEN D5730 alla frequenza di 500 milioni di campionamenti al secondo per  $5\mu\text{s}$  per *shoot* di muoni (tempo medio di emissione di fotoni). Questo ha prodotto una mole enorme di dati analizzati successivamente.

I segnali prodotti dai 4 rivelatori realizzati a Bologna hanno mostrato dei comportamenti anomali. La risposta di un rivelatore, rappresentata da un picco nel segnale portava all'oscillazione degli

altri 3, l'ampiezza di quest'ultima era proporzionale a quella del picco di segnale (figura 46). Questo tipo di problema deriva indubbiamente dall'incapacità dell'alimentazione, comune a tutti e 4 i rivelatori, di fornire la corrente con adeguata velocità durante la formazione del picco.

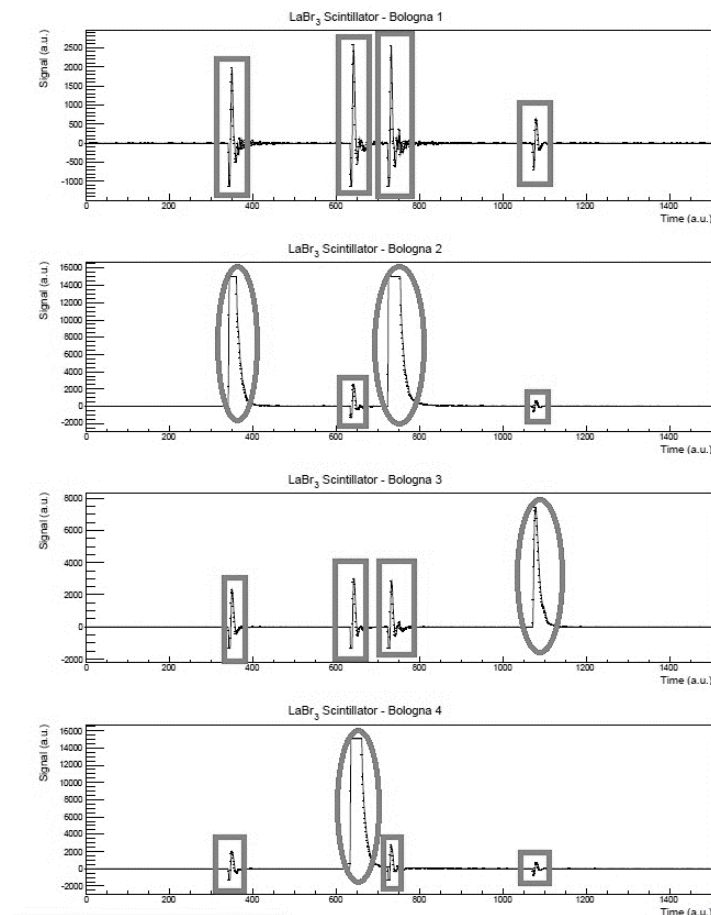


Figura 46 Picchi spuri nel data stream. Cerchiato il segnale vero, nei rettangoli le oscillazioni indotte.

In dettaglio si nota anche il fenomeno del *ringing* discusso in precedenza (figura 47).

Questo tipo di imprecisione nella forma del segnale ha richiesto un notevole lavoro di post elaborazione dello stesso che ha portato ad un degrado delle informazioni acquisite.

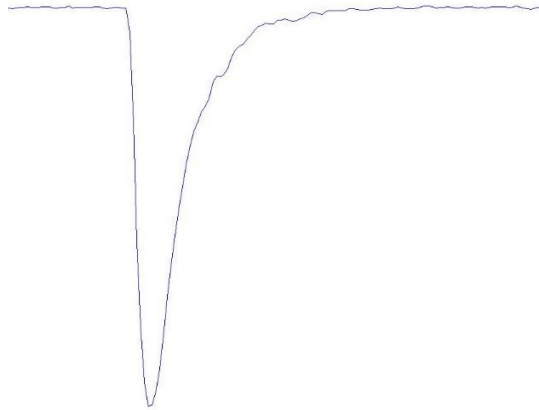


Figura 47 Particolare dell'impulso di segnale raccolto. Nella parte finale del decadimento si nota il fenomeno del *ringing*

Queste imprecisioni, insieme all'aggiornamento degli scintillatori più grandi e quindi con emissione più intensa, ha reso necessario ripensare e riprogettare l'alimentazione ed il partitore di tensione dei rivelatori. La prima è stata rivista aggiungendo dei condensatori ceramici di alta tensione in parallelo alla stessa per consentire la giusta velocità di risposta durante l'erogazione di corrente necessaria per formare il picco del segnale.

Per quanto riguarda il partitore si è scelto di implementarne uno *tapered* attivo per scongiurare fenomeni di *ringing* ed abbassare la corrente sul partitore stesso, permettendo all'alimentazione di lavorare in condizioni migliori. Il circuito in fase di test è illustrato in figura 48. Questo è dotato di due generatori di corrente costante: il primo per la corrente *drain-source* dei MOSFET e l'altro per quella del partitore di tensione che pilota le tensioni di *gate*. Modificando R4 ed R2 è possibile variare il gain degli stadi di moltiplicazione senza necessariamente abbassare l'alta tensione di alimentazione. Questo permette una regolazione fine del guadagno per rendere uniformi le risposte di tutti i rivelatori. Il circuito di uscita dell'anodo è reso bilanciato grazie all'utilizzo di un trasformatore T1 (*baloon*). La presenza di condensatori di filtro su ogni stato di moltiplicazione infine garantisce un'estrema linearità nella risposta ad impulsi di segnali particolarmente rapidi ed ampi.





## Implementazione dell'algoritmo di formatura

Il segnale campionato dal digitalizzatore CAEN D5730 risulta non formato, quindi il sistema di acquisizione non ha potuto dare il massimo sotto il profilo del rapporto segnale rumore. Inoltre non avendo implementato nessun algoritmo di selezione dei dati, la mole degli stessi ha reso difficile la loro elaborazione. Tuttavia la scelta di acquisire i dati grezzi integralmente è stata dettata dalla volontà di studiare il comportamento del sistema di rivelazione e quindi il *readout* definitivo. Nelle prossime misure, da realizzarsi in estate 2015 il numero di rivelatori assemblati da questo gruppo salirà a 12 (tre matrici 2x2), il che avrebbe reso necessario l'acquisto di almeno un altro digitalizzatore veloce. È stato quindi avviato lo studio del sistema di readout definitivo sviluppando gli algoritmi di formatura e selezione del segnale per implementare un dedicato Digital Pulse Processing (DPP) tramite tecniche DSP per i prossimi esperimenti preliminari e successivamente da trasferire a Riken.

A questo punto del progetto si è ancora ad una prima fase di verifica delle funzionalità dell'algoritmo di formatura, realizzata con successo. A questa seguirà la fase di selezione dei dati.

L'implementazione ricorsiva dell'algoritmo di formatura rappresentato in figura 36 è stata scelta per l'inizio di questa attività. Inizialmente si sono testate le capacità dello stesso implementandolo in ambiente di simulazione Simulink® incorporato nel linguaggio di alto livello Matlab® con ottimi risultati. Questo ha permesso di capire ed approfondire le caratteristiche dell'algoritmo.

Il passaggio successivo è stato quello di trasferire l'algoritmo su una FPGA. In particolare, sfruttando la disponibilità di una scheda prototipale progettata ed assemblata presso il laboratorio di elettronica dell'INFN di Bologna per l'esperimento ATLAS al CERN. Su questa sono presenti 2 canali di input il cui schema è in figura 49. Il segnale in ingresso viene amplificato da un amplificatore controllato in tensione (AD8337), gestito direttamente dall'FPGA tramite un DAC. A questo punto il segnale viene reso differenziale da un *driver* (AD8138), anche questo gestito dal *chip*, ed inviato all'ADC (AD9434BCPZ). Anche se quest'ultimo ha una velocità di campionamento di 500Msps la banda passante del sistema è limitata dal *driver* differenziale a circa 250 MHz così che quest'ultimo funge anche da filtro *antialiasing*. Il chip FPGA è, come detto in precedenza (a pagina 36 sono riassunte le sue caratteristiche), una ALTERA™

EP4CGX30CF23C7. Sulla scheda sono presenti anche 18 connessioni di tipo *spare* utilizzate in questa fase del lavoro per l'acquisizione e la generazione dei trigger.

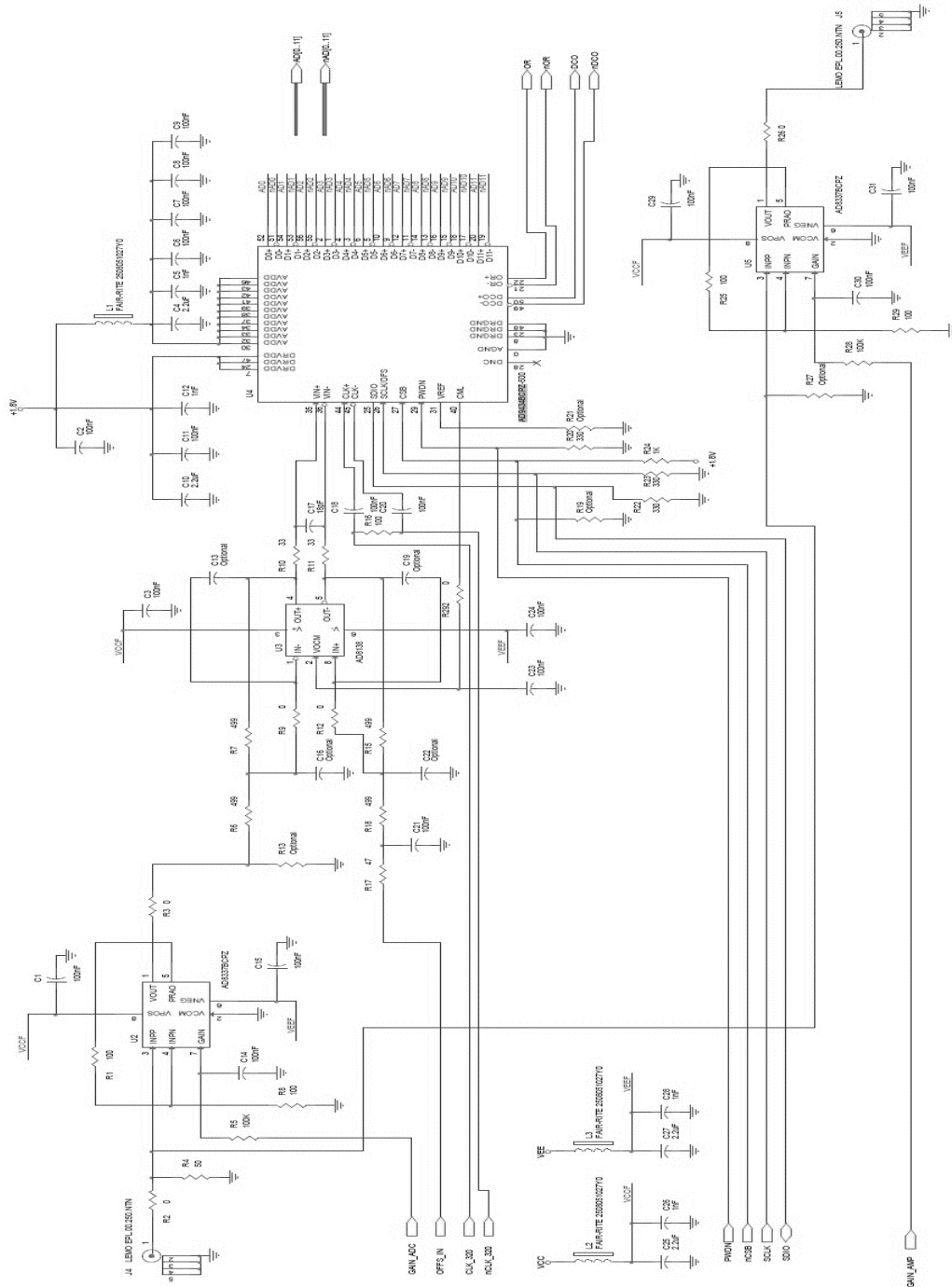


Figura 49 Input del sistema di acquisizione

Tramite l'ambiente di sviluppo offerto da ALTERA™ Quartus si è sviluppato il firmware con un approccio misto schematico/VHDL. Inizialmente l'algoritmo è stato trasferito senza modifiche in questa nuova piattaforma ma con poco successo. La massima velocità delle singole operazioni che si possono svolgere dipendono fortemente, dal modello di FPGA e dalla loro implementazione. Le velocità sono definite approssimativamente come limite massimo di sicurezza nei *data sheet* di alcune famiglie di chip, oltre questa velocità non è garantito il funzionamento dell'operazione a causa di violazioni nel *timing* (violazioni di *hold* e di *setup*). È possibile valutare questi limiti anche con dei *tool* all'interno del programma di design. Queste valutazioni sono espresse in tabella 7.

Operazione	Velocità in MHz
Scrittura/lettura memoria	320
Addizione/sottrazione	160
Divisione	40

Tabella 7 Limiti di velocità delle operazioni nella FPGA presa in esame

Per questo motivo si è sviluppata un'implementazione dell'algoritmo a tappe, dall'acquisizione veloce all'elaborazione più lenta al trasferimento ancor più lento.

Il funzionamento è riassunto come segue (figura 50):

1. A partire da un trigger esterno il dato digitale a 12bit (intero non segnato) viene acquisito dall'ADC ed inviato all'FPGA con una velocità di 320 MHz;
2. Vengono aggiunti 4bit impostati a 0 per estendere la dinamica del segnale ed aggiungere come MSB il segno (intero segnato con codifica complemento a 2);
3. Il dato a 16bit così ottenuto viene scritto alla frequenza di campionamento su una RAM *dual port on-chip* che contiene 4096 parole;
4. La lettura della RAM avviene invece ad una frequenza di 160 MHz ed il dato viene fornito alla prima parte dell'algoritmo;
5. Questa svolge i due sottrattori di ritardo ed una prima accumulazione;
6. I dati vengono scritti su un'altra RAM *dual port on-chip* (4096 parole) sempre a 160 MHz e vengono letti a 40 MHz;
7. Si svolgono le parti finali dell'algoritmo ovvero la sottrazione del ritardo del segnale moltiplicato per  $\beta$  (equazione 24), accumulazione e moltiplicazione per  $\phi$ .

8. I dati vengono scritti su una terza ed ultima RAM *dual port on-chip* (4096 parole) a 40 MHz e letti alla frequenza di acquisizione;

Le frequenze necessarie sono tutte realizzate a partire da un clock generato da un oscillatore al quarzo *on board* a 40MHz, grazie ad uno dei PLL disponibili presenti nell'FPGA. I blocchi di accumulazione sono implementati su dei blocchi DSP. La gestione delle RAM e del trigger è affidata a molteplici macchine a stati scritte in linguaggio VHDL.

Essendo il dato mantenuto sempre come intero le moltiplicazioni per  $\beta$  e  $\varphi$  (numeri compresi tra 0 ed 1) sono state compiute effettuando la divisione. Il dato sul resto è stato trascurato considerando che l'ADC ha un errore di campionamento almeno sull'ultimo bit intero. Le divisioni sono risultate particolarmente lente costringendo lo svolgimento delle stesse a frequenze non superiori ai 40 MHz.

In questo modo si acquisiscono 12.8 $\mu$ s di dati (a partire da un trigger esterno) che vengono elaborati in circa 200 $\mu$ s e trasferiti ad una velocità che dipende dall'interfaccia scelta. Sono stati scelti questi *timing* per venire incontro alle nuove necessità dell'esperimento FAMU. Per il prossimo *run* al RAL si pensa di estendere la durata del monitoraggio dei fotoni per *shoot* ad almeno 10 $\mu$ s, intervallati ogni 2ms. In questo modo, anche senza effettuare una selezione dei dati è già possibile avere il segnale formato per le prossime misure.

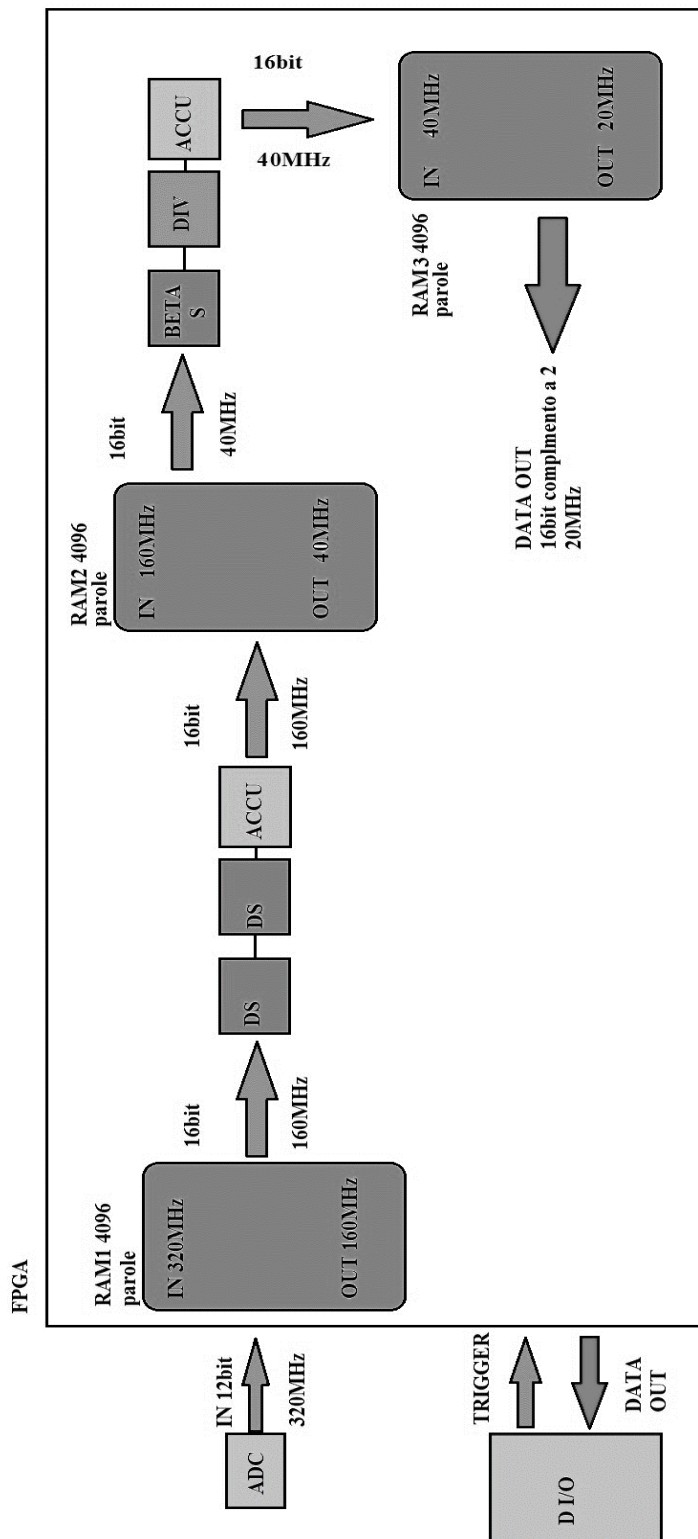
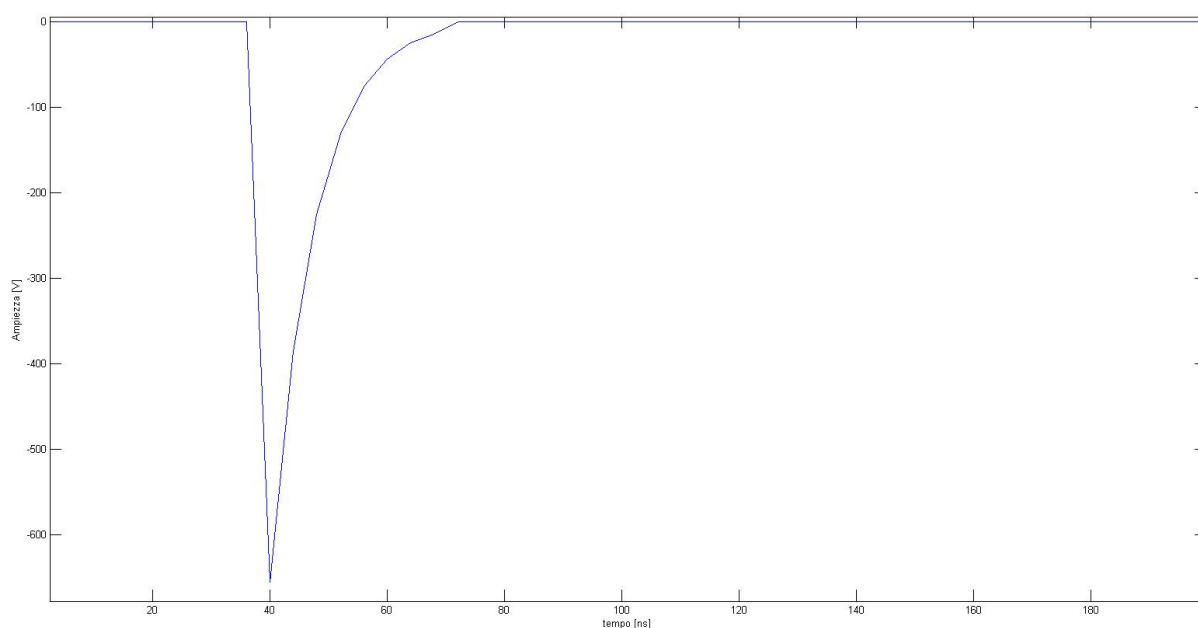


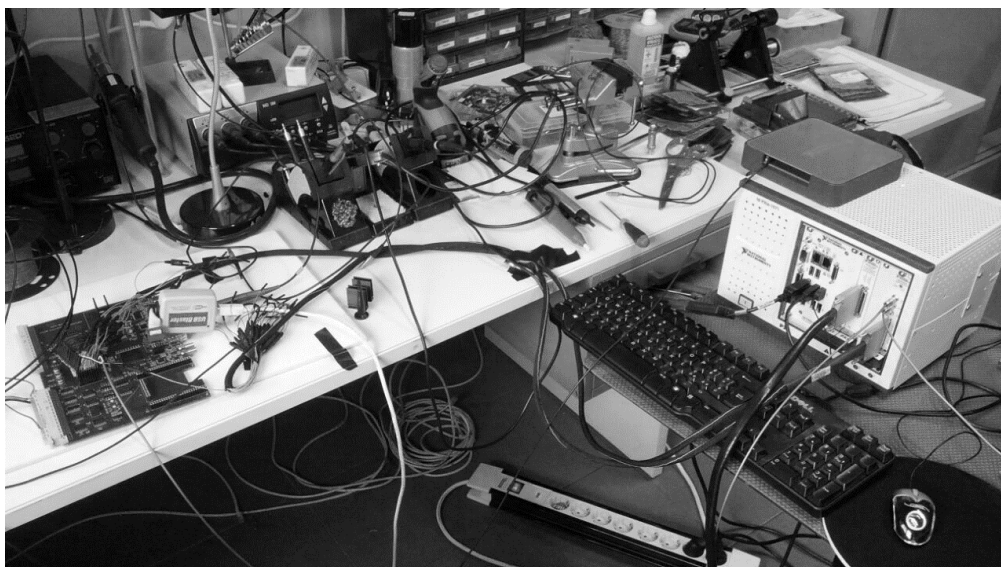
Figura 50 Schema a blocchi del funzionamento dell'algoritmo implementato su FPGA

In questa modalità, il firmware è stato testato con successo grazie all'ausilio di un generatore di segnali arbitrari Agilent™ 33521A e di un digital input/output National Instrument™ PXI-6541.

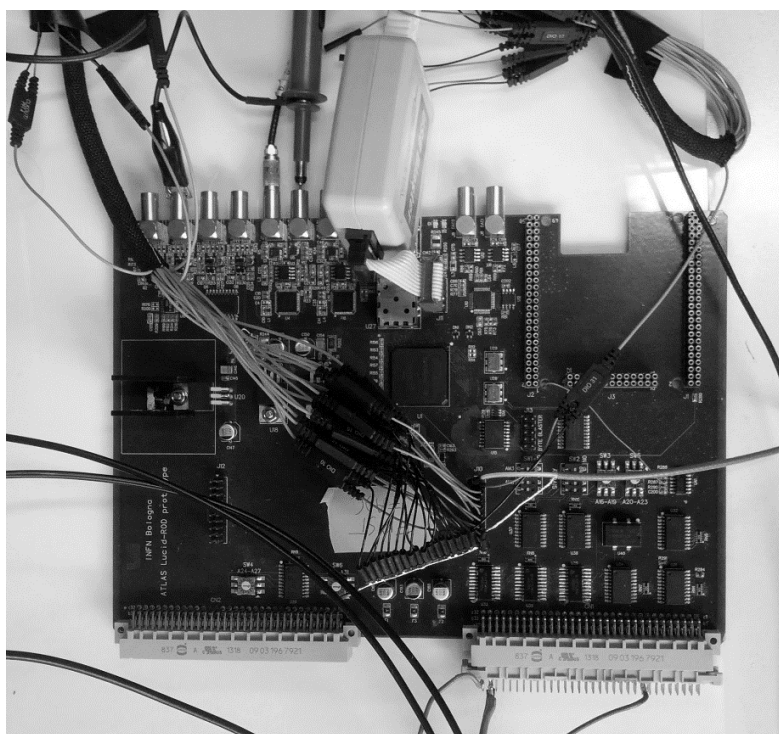
Il segnale generato (figura 51) va in ingresso alla scheda che lo elabora a partire da un trigger fornito dal PX-6541. Quest'ultimo acquisisce il segnale elaborato a 16bit in sincronia con l'FPGA ad una frequenza di 20MHz. L'apparato è rappresentato in figura 52 ed in particolare la scheda di elaborazione in figura 53.



*Figura 51 Segnale in ingresso fornito dal generatore di segnali. Tempo di salita 4ns e decadimento esponenziale 28ns*



*Figura 52 Apparato sperimentale: acquirente NI PXI e board di elaborazione FPGA*

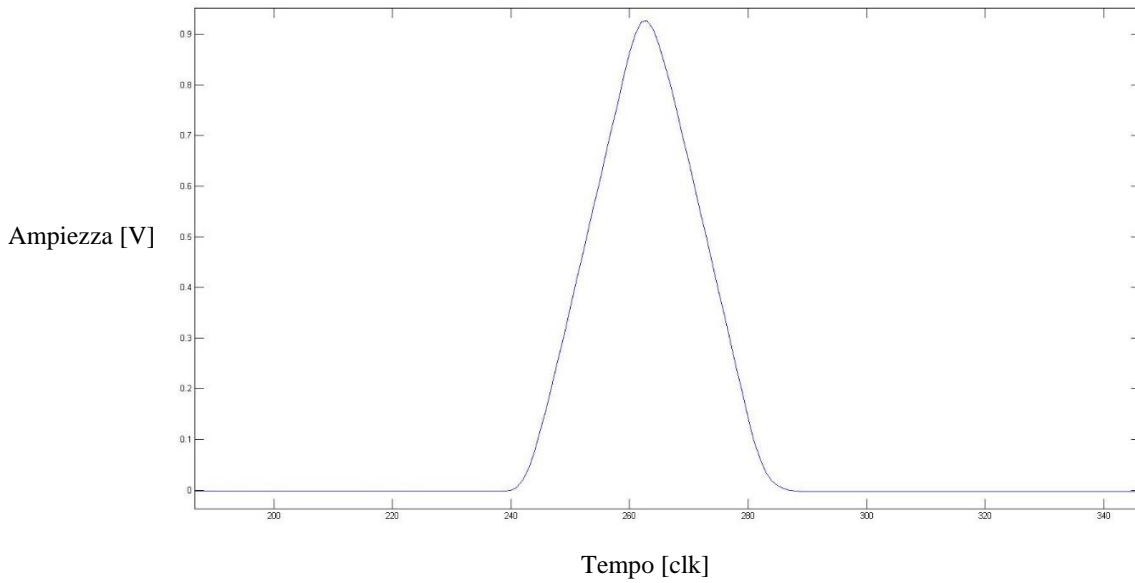


*Figura 53 Scheda di acquisizione con FPGA*

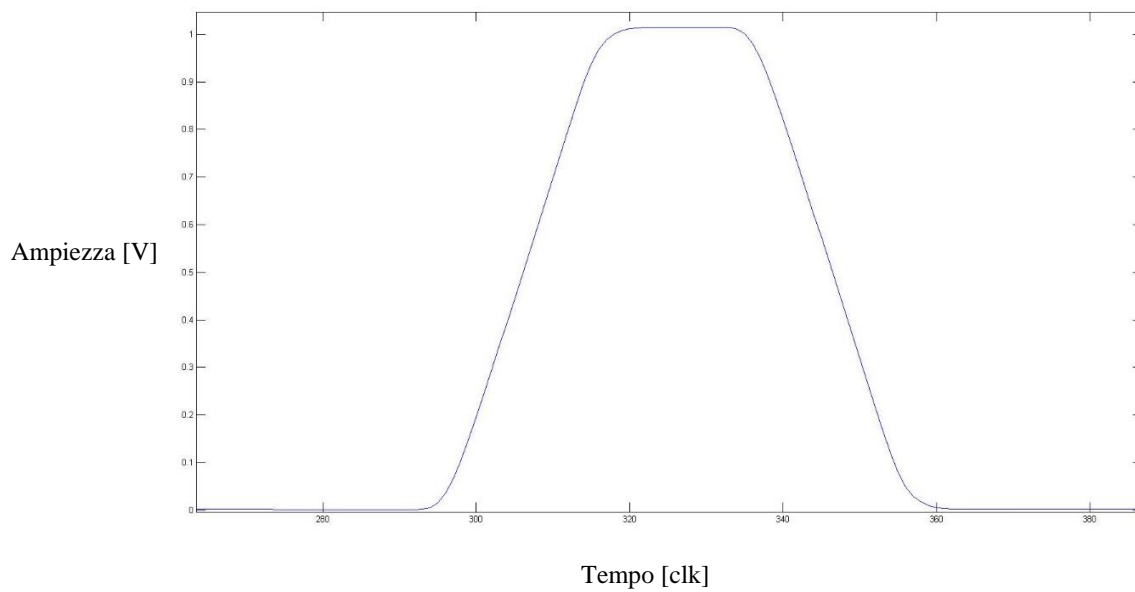
Sono presentati i risultati dell'elaborazione con i parametri per la formatura triangolare con il parametro R, che definisce il tempo di salita impostato a 20 colpi di clock (62.5ns) (figura 54). Per



quella trapezoidale R è stato fissato a 20 (62.5ns) ed il parametro M che definisce la durata della base minore del trapezio sempre a 20 (62.5ns) colpi di clock (figura 55).



*Figura 54 Risultato della formatura triangolare con rise time 20 clk*



*Figura 55 Formatura trapezoidale con tempo di salita 20 clk e di flat top 20 clk*

## Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati studiati e sviluppati i rivelatori di fotoni X per l'esperimento FAMU che indaga sulla natura e la struttura del protone. I rivelatori sono stati assemblati e testati con elementi che rappresentano lo stato dell'arte nel campo dei rivelatori di radiazione. È stata anche sviluppata parte della catena di formatura del segnale con buoni risultati per quanto riguarda la qualità del filtro nonostante le performance dell'FPGA non consentano di raggiungere la velocità di 500MHz.

Attualmente è in corso di produzione una nuova *board*, completamente dedicata all'esperimento FAMU in cui sarà implementato un chip FPGA nuovo, più performante che ci permetterà di raggiungere i 500Mhz nell'elaborazione e formatura del segnale come richiesto dall'esperimento stesso.

Nel corso dell'estate del 2015 verranno svolte nuove misure con 12 rivelatori del tipo sviluppato e implementato in questa tesi; per quella data siamo fiduciosi di raggiungere le performance richieste.

Questo sistema di rivelazione ha già dimostrato di poter raggiungere -per risoluzione energetica, alto tasso di eventi analizzati, capacità di timing- performance al limite della tecnologia attuale.

Il gruppo è già stato coinvolto in applicazioni mediche (gamma camera con PSPMT) e sarà impegnato anche nell'ambito di misure in luce di XFEL (Free Electron Laser in banda X) presso il sincrotrone Elettra di Trieste, dove il sistema DSP verrà accoppiato a rivelatori a stato solido di tipo SDD (Silicon Drift Detector).

## Bibliografia

1. <https://it.wikipedia.org/wiki/Muone>
2. Kanetada Nagamine, Introductory Muon Science, Cambridge University Press, 2013
3. [http://en.wikipedia.org/wiki/Lamb\\_shift](http://en.wikipedia.org/wiki/Lamb_shift)
4. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/lamb.html>
5. P. Indelicato, The proton size and Zemach radius from muonic hydrogen, DPF 2011
6. Pohl et al., Nature 466, 213 (2010)
7. A. Antognini, The size of the proton from muonic hydrogen, The Latsis Symposium 2013, Zurich
8. Antognini et al., Science 339, 417 (2013)
9. [http://it.wikipedia.org/wiki/Struttura\\_iperfina](http://it.wikipedia.org/wiki/Struttura_iperfina)
10. [http://en.wikipedia.org/wiki/Hyperfine\\_structure](http://en.wikipedia.org/wiki/Hyperfine_structure)
11. A. V. Volotka et al., Zemach and magnetic radius of the proton from the hyperfine splitting in hydrogen, The European Physical Journal D, 2015
12. D. Bakalov et al., Experimental method to measure the hyperfine splitting of muonic hydrogen ( $\mu p$ )<sub>1S</sub>, Physics Letter A, 1993
13. E. Feenberg and E. Wigner, On the Structure of the Nuclei Between Helium and Oxygen, Phys. Rev. 51, 95, 1937
14. A Dupays, Proton Zemach radius from measurements of the hyperfine splitting of hydrogen and muonic hydrogen, Phys. Rev. A 68, 2003
15. D. Bakalov et al., Measurement of the energy dependence of the muon transfer rate from the hydrogen to higher-Z gases, submitted to Nuclear Instrument and Method
16. <http://www.alternative-energy-action-now.com/japan-fusion.html>
17. G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, 4 Edition, Wiley
18. <http://faculty.tarleton.edu/marble/AdvLab/Emass/NaI1.htm>
19. <http://beanexpert.tistory.com/48>
20. K. S. Shah et al., LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillators for Gamma-Ray Spectroscopy, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 50, NO. 6, DECEMBER 2003
21. K. S. Shah et al, LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillators for Gamma-Ray Spectroscopy, IEEE transaction on Nuclear Science, 2003.
22. Brilliance™380 Datasheet

23. A.Iltis, M.R.Mayhugh, P.Menge, C.M.Rosza, O.Selles and V.Solovyev, Lanthanum halide scintillators: Properties and applications, Nucl.Instr.Meth. A vol. 563 (2006) 359-363
24. Table of Isotopes, Eighth Edition. Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, Ed. John Wiley & Sons (1996)
25. [http://it.wikipedia.org/wiki/ADC\\_a\\_pipeline](http://it.wikipedia.org/wiki/ADC_a_pipeline)
26. <http://nl.wikipedia.org/wiki/Fotomultiplicator#mediaviewer/File:Photomultipliertube.svg>
27. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/technology/innovation/photocathode/index.html>
28. Motohiro Suyama et al, Recent progress of photocathodes for PMTs, Proceedings of Science, 2013
29. Photomultiplier Tubes, Basics and Applications, Edition 3°, Hamamatsu.
30. C. R. Kerns, A High-Rate Phototube Base, IEEE Transactions on Nuclear Science 03/1977
31. [https://it.wikipedia.org/wiki/Convertitore\\_analogico-digitale](https://it.wikipedia.org/wiki/Convertitore_analogico-digitale)
32. <http://www.skillbank.co.uk/SignalConversion/adc.htm>
33. Analog Device® AD9434 data sheet
34. ALTERA® EP4CGX30CF23C7 data sheet
35. E. Gatti, P.F. Manfredi, M. Sampietro, V. Speziali, Nucl.Instrum. MethodsA297, 467 (1990)
36. A. Pullia, S. Riboldi, IEEE Trans. Nucl. Sci. 51, 1817 (2004)
37. V. T. Jordanov et al, Digital Techniques for real-time pulse shaping in radiation measurements, Nucl.Instr.Meth, 1994
38. [https://it.wikipedia.org/wiki/Trasformata\\_zeta](https://it.wikipedia.org/wiki/Trasformata_zeta)
39. Zbigniew G. et al, Algorithms for digital  $\gamma$ -ray spectroscopy, Nukleonika, 2013
40. <http://www.ux.uis.no/~karlsk/MIK200/dok/XilinxCICfilter.pdf>
41. R. Pani et al, LaBr<sub>3</sub>:Ce crystal: The latest advance for scintillation cameras, Nucl.Instr.Meth. A, vol 572 (2007).
42. Hamamatsu R11265U data sheet

