



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTA DI SCIENZE MATEMATICHE E FISICHE NATURALI
CORSO DI LAUREA IN FISICA

Maugeri Paola Francesca Chiara

CARATTERIZZAZIONE DI UN DISPOSITIVO
FOTOMOLTIPLICATORE AL SILICIO

ELABORATO FINALE

Relatore:
Marcello Lattuada
Correlatori:
Concettina Sfienti
Paolo Finocchiaro

ANNO ACCADEMICO 2009-2010

INDICE

1) Introduzione	pag. 3
2) La fisica del SiPM	pag. 4
2.1) Il guadagno del SiPM	pag. 13
2.2) Il rumore del SiPM	pag. 14
3) Apparato sperimentale	pag. 21
3.1) Rivelatore	pag. 22
3.2) Elettronica di front-end	pag. 24
3.3) Logica di trigger	pag. 25
3.4) Logica di lettura	pag. 28
3.5) Descrizione apparato	pag. 29
4) Modo di operare	pag. 31
5) Dati sperimentali	pag. 34
5.1) SiPM Hamamatsu	pag. 34
5.2) SiPM SensL	pag. 37
6) Applicazioni	pag. 40
6.1) Fibra scintillante	pag. 40
6.2) Sorgente alfa e sorgente gamma	pag. 42
7) Dati sperimentali	pag. 43
7.1) Sorgente alfa	pag. 43
7.2) Sorgente gamma	pag. 44
8) Conclusioni	pag. 46
9) Bibliografia	pag. 47
10) Ringraziamenti	pag. 48

INTRODUZIONE

Il SiPM, *Silicon Photomultiplier*, è il più giovane e il più innovativo tra i fotorivelatori a stato solido. Nasce da un brevetto di Z. Sadygov del 1996 ed ancora risulta un dispositivo tutto da studiare.

In Italia i primi SiPM sono stati prodotti nel 2005 dall' IRST-ITC di Trento e dalla STMicroelectronics di Catania nell'ambito di programmi di ricerca tecnologica svolti insieme all' Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN).

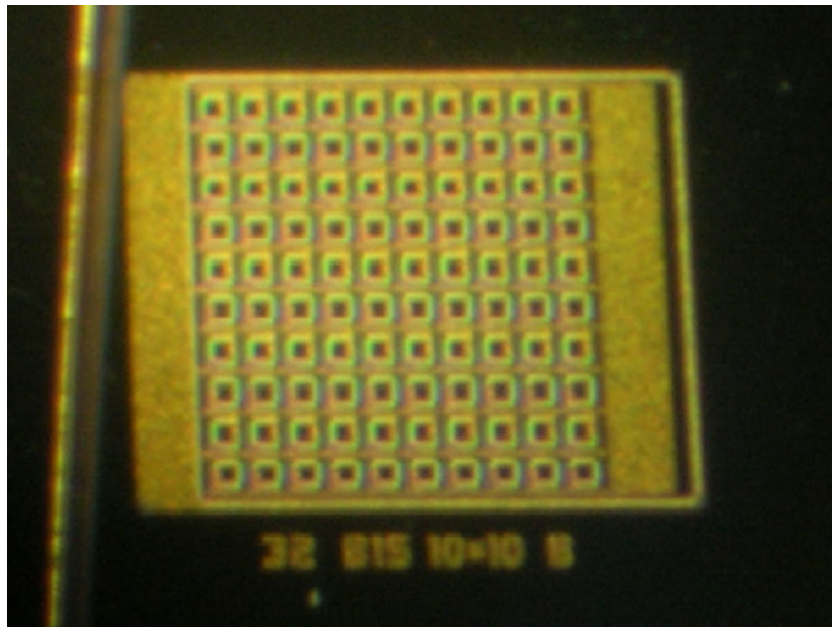


Fig. 1 – Immagine ingrandita al microscopio di un SiPM (in alto) e vista di come si presenta il dispositivo (in basso)

LA FISICA DEL SiPM

Il SiPM consiste in una matrice planare di più dispositivi SPAD (detti *pixel*) in parallelo, connessi cioè ad un carico di tensione comune, identici in forma, dimensione, caratteristiche costruttive e operanti in regime Geiger ed a basso voltaggio (30-75 V).

Ad ogni SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*) è associato un *resistore di quenching* integrato R_L che ha lo stesso valore per ogni singolo pixel. Tale circuito, oltre ad avere la funzione di spegnere la valanga nel SiPM riportando il valore di tensione di polarizzazione ad un valore di poco inferiore a quello di breakdown, ha anche la funzione di disaccoppiamento elettrico fra un pixel e l'altro, permettendo così un'indipendenza dei canali nonostante il carico di tensione in comune.

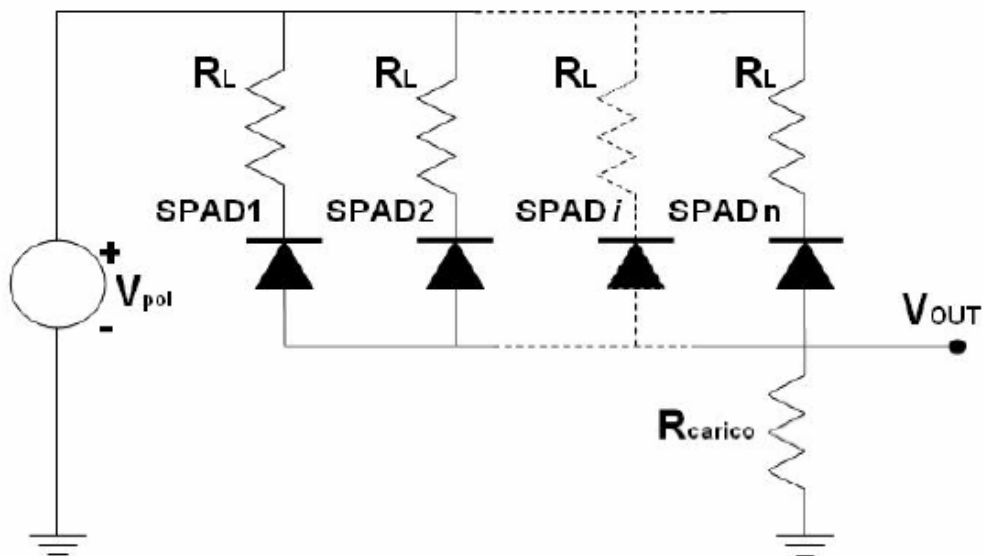


Fig.2 – Schema del circuito di base di un SiPM

Come si può notare guardando lo schema, il segnale in uscita del SiPM è formato dalla somma di tutti i segnali dovuti ai singoli pixel che, assorbendo un fotone, rispondono con un identico segnale. Infatti, dato che all'interno di un

SiPM tutti i pixel sono identici, quando questi rivelano, forniscono in uscita tutti la stessa quantità di carica.

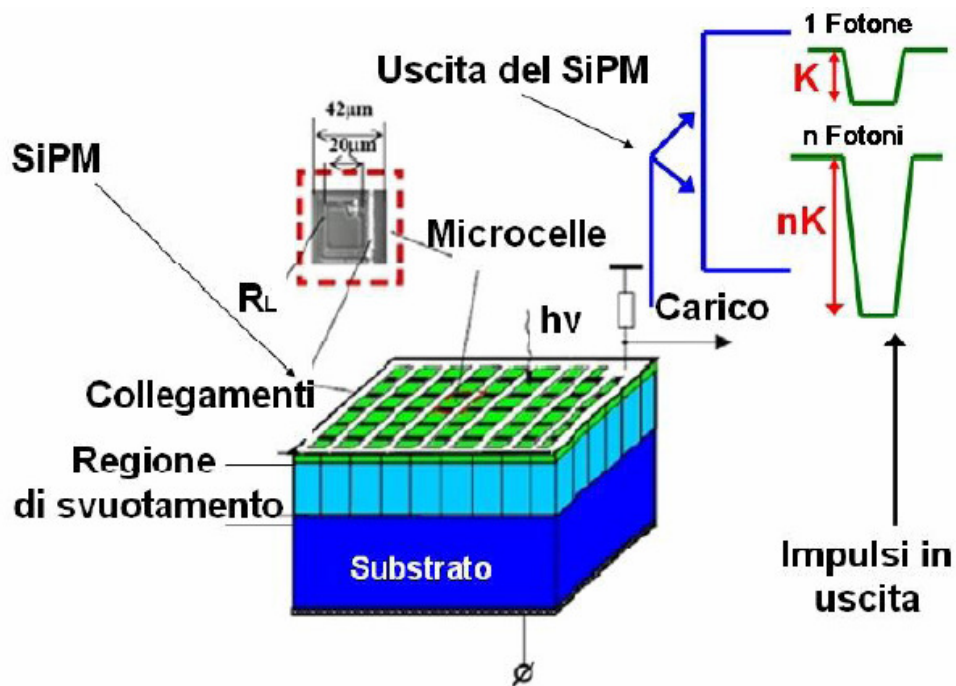


Fig. 3 – Schema di struttura del SiPM

Risulta dunque facile capire che dalla quantità di carica totale ricavata in uscita dal dispositivo si può risalire al numero di celle accese.

Proprio per questo motivo, ogni singolo pixel ha un comportamento tipico da dispositivo digitale, in quanto ha un uscita quantizzata ogni qual volta riceve un fotone; mentre il SiPM, nella sua totalità, è un vero e proprio dispositivo analogico, poiché in uscita restituisce la somma dei distinti impulsi di carica.

Dunque, quando alcuni fotoni provenienti da una sorgente di radiazione interagiscono con alcune celle, generano un impulso con una velocità di risposta caratterizzante il dispositivo e poi rimangono inattive durante tutto il tempo di scarica; durante il periodo d' inattività, altre celle sono coinvolte nel processo di rivelazione: così, durante tutta la durata dell' impulso della radiazione, ci saranno sempre alcuni pixel che si trovano in fase di scarica e altri già attivati. L'

impulso finale presenterà allora una forma continua ma con delle strutture in cui si possono ben distinguere i singoli fotoni.

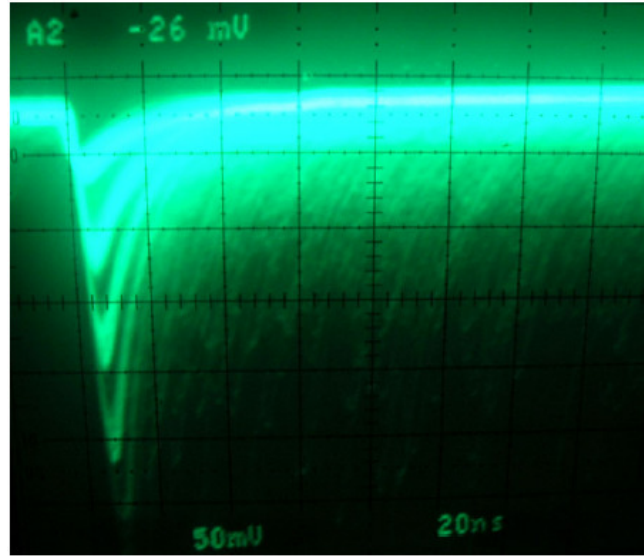


Fig. 4 – Foto di un segnale uscente da un SiPM vista all’ oscilloscopio analogico

L’ efficienza di raccolta del SiPM, meglio definita come **PDE (Photon Detection Efficiency)**, rappresenta la capacità del dispositivo di rivelare fotoni, e la si può pensare come la combinazione di tre importanti fattori:

$$PDE = QE \cdot \varepsilon_{geom} \cdot P_t \quad (1)$$

dove con QE s’ intende l’ efficienza quantica, ε_{geom} l’ efficienza geometrica e P_t la probabilità che il fotone assorbito generi la scarica.

L’ efficienza quantica è la probabilità che un fotone venga assorbito e sia poi capace di generare una coppia elettrone-lacuna nella zona attiva del sensore. Matematicamente è definita come segue:

$$QE = (1 - R)(1 - e^{-\mu x}) \quad (2)$$

in cui R è il coefficiente di riflessione per il sistema aria-ossido-silicio dell’ area attiva del rivelatore, ovvero il coefficiente di riflessione della superficie di ingresso del dispositivo; mentre μ è il coefficiente lineare di attenuazione dei

fotoni all'interno del silicio. Risulta immediato capire che questi due coefficienti dipendono dalla lunghezza d'onda della luce incidente.

L' efficienza geometrica, invece, tiene conto del fatto che l'area attiva del SiPM non è rappresentata dall'area complessiva del rivelatore, ma fornisce il rapporto tra area attiva rispetto quella totale:

$$\mathcal{E}_{geom} = \frac{A_{act}}{A_{tot}} \quad (3)$$

Si può facilmente notare come una buona efficienza di rivelazione si ottiene solo quando il fotone incidente viene assorbito nella regione di svuotamento della giunzione.

Per quanto riguarda il coefficiente lineare di attenuazione μ , questo gioca un ruolo molto importante nel rendimento del dispositivo, in quanto il suo inverso esprime il libero cammino medio del fotone all'interno del materiale costituente il dispositivo, cioè la distanza media percorsa: se consideriamo infatti un campione di volume, il numero di fotoni trasmessi I in tale superficie decresce esponenzialmente rispetto al numero dei fotoni incidenti I_o in funzione di μ e dello spessore attraversato

$$I = I_o \cdot e^{-\mu x} \quad (4)$$

Lo strato di ossido in cima al SiPM introduce invece il problema della trasmittanza T , ovvero la trasmissione della radiazione dell'aria al substrato di silicio coperto da un sottile strato di ossido

$$T = \frac{n_o \cdot n_s}{|n_o B + C|^2} \quad (5)$$

in cui B e C sono coefficienti che tengono conto dell' indice di rifrazione del silicio n_s , dell' aria n_o , e dell' ossido coprente.

Sia R che T sono parametri che variano in un intervallo che ha per estremi lo zero e l' unità e la loro somma non può che essere uguale all' unità, per la equiprobabilità degli eventi.

Per migliorare l' efficienza quantica è dunque necessario abbassare R , utilizzando un rivestimento antiriflettente sulla superficie esterna del dispositivo, aumentandone la superficie esterna; con l' accortezza che lo spessore di quest' ultima deve essere scelto in modo tale che il rivelatore sia estremamente sensibile alla lunghezza d' onda della radiazione incidente.

Di altrettanto notevole interesse risulta il comportamento dinamico del SiPM: la sua dinamica d' uscita è definita come il massimo numero di fotoni che può rivelare simultaneamente; questa caratteristica è fortemente limitata dal numero di pixel contenuti nel SiPM.

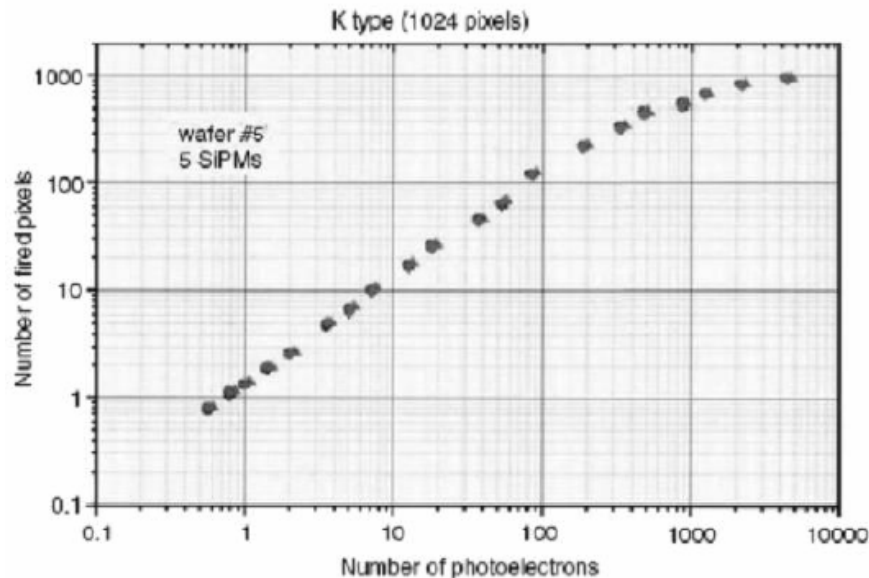


Fig. 5 – Curva di saturazione per numero di pixel accesi di fotoelettroni rivelati

Infatti ciascun pixel emette sempre la stessa quantità di carica nell'atto di assorbimento di un fotone, generando così la valanga; la celletta quindi si spegne e non risulta più capace di rivelare altri fotoni.

Inoltre, se un fotone giunge durante il tempo morto del dispositivo, cioè il tempo in cui agisce il circuito di quenching, l'efficienza con il quale viene rivelato il fotone è molto minore rispetto al normale regime di funzionamento, e, di conseguenza, anche la carica che emette il pixel è inferiore.

Questo aspetto purtroppo incide negativamente non solo sulla efficienza, ma anche sulla risoluzione in carica del dispositivo; poiché, nel caso in cui si ha un maggior numero di fotoni incidenti, può succedere che il segnale uscente risulta saturato.

E' possibile calcolare l'andamento di tale saturazione considerando come funzione di Poisson la *dispersione* σ dei fotoni incidenti sulla superficie del fotorivelatore, quindi stimare l'andamento di tale saturazione che interessa proprio il numero di celle accese:

$$\sigma = \sqrt{N_{\varphi} \cdot PDE} \quad (6)$$

dove N_{φ} è il numero di fotoni incidenti sulla superficie del SiPM.

L'efficienza quantica unita al numero finito di pixel impone un limite alla linearità del sistema. Infatti è stato dimostrato che il numero di microcelle colpite segue la relazione

$$N_{pixelcolpiti} = N_{pixeltotali} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{PDE}{N_{pixeltotali}} \right)^{N_{\varphi}} \right] \quad (7)$$

che per N_{φ} non troppo basso equivale ad un'unica equazione esponenziale dove il numero di pixel colpiti è dato da

$$N_{pixelcolpiti} = N_{pixeltotali} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{\phi} \cdot PDE}{N_{pixeltotali}}} \right) \quad (8)$$

Tale relazione risulta essere sufficientemente lineare per $\frac{N_{\phi} \cdot PDE}{N_{pixeltotali}} \ll 1$, come si vede nella *figura 5*, ossia per un flusso molto basso di fotoni.

Guardando adesso la figura seguente, analizziamo un' aspetto finora non attenzionato:

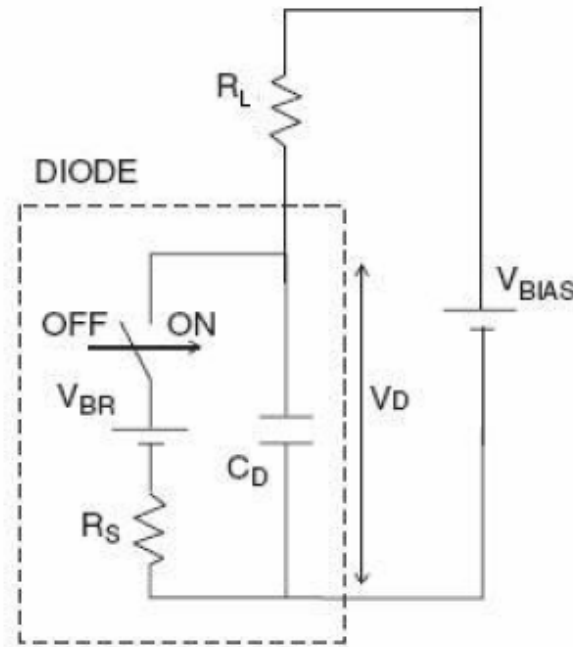


Fig. 6 – Circuito equivalente di un singolo pixel

quando il sensore si trova inattivo, ogni singola celletta si trova in uno stato di *pre-breakdown*: questa configurazione si può immaginare come la capacità del pixel C_D posta in serie alla resistenza di quenching R_S . Se al sensore viene fornita una tensione V_{pol} , maggiore rispetto alla tensione di breakdown (V_{BD}), allora diventerà attivo.

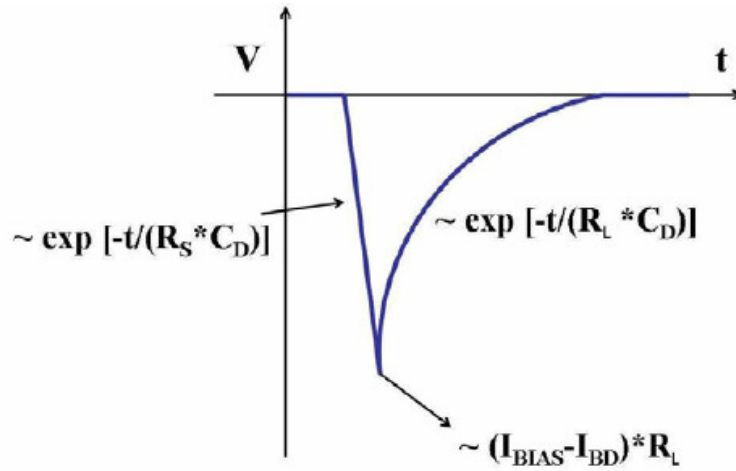


Fig. 7 – Andamento del segnale in un SiPM

Immaginiamo adesso un fotone che innesca una scarica nel diodo; possiamo schematizzare tale sistema aggiungendo alla visualizzazione precedente un generatore di tensione V_{BR} con una resistenza in serie R_s , parallela a sua volta alla capacità del diodo.

C_D è inizialmente carica alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ e si scarica tramite la resistenza R_s , al di sotto di V_{BR} , con una costante di tempo τ_D

$$\tau_D = R_s \cdot C_D \quad (9)$$

Mentre la tensione sulla capacità C_D diminuisce, la corrente che scorre attraverso la resistenza di quenching tende a un valore asintotico:

$$I = \frac{V_{pol} - V_B}{R_s + R_L} \quad (10)$$

Il tempo medio necessario al sistema di quenching per fermare una valanga dipende proprio dal valore di R_L ; al termine del quale la capacità C_D si riporta alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ con una costante di tempo $\tau_{ricarica}$

$$\tau_{ricarica} = R_L \cdot C_D \quad (11)$$

Adesso il dispositivo è pronto alla rivelazione di un nuovo fotone.

Conoscendo i valori delle resistenze e delle capacità, diventa facile misurare i tempi di scarica e ricarica del segnale.

Risulta abbastanza repentino notare come il segnale di output del SiPM abbia due componenti, una lenta e una veloce: quella rapida è la replica della corrente di valanga, che è visibile grazie alla capacità parassita in parallelo con la resistenza di quenching, mentre la componente più lenta è dovuta alla ricarica della capacità della giunzione attraverso la resistenza di quenching.

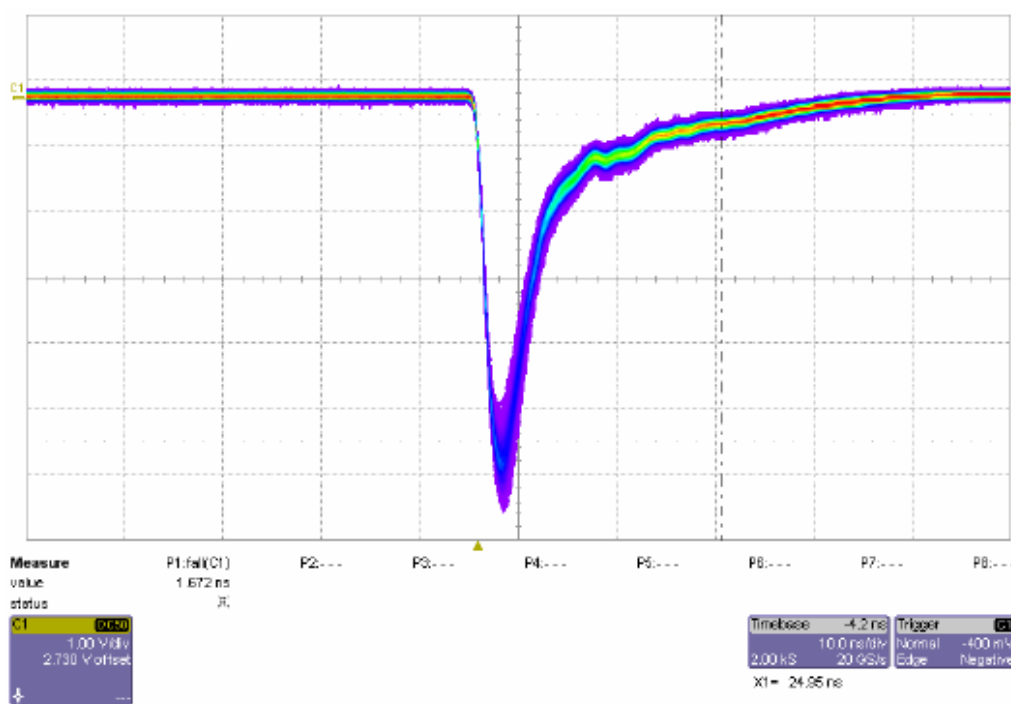


Fig. 8 – Il guadagno di un SiPM visto da un oscilloscopio digitale

2.1 Il guadagno del SiPM

Il guadagno G di ogni singola microcella, e di conseguenza di tutto il dispositivo, dipende fortemente dalla sovratensione e dalle sue caratteristiche costruttive.

Per ogni singolo pixel il guadagno può essere definito come il rapporto tra la carica totale che attraversa la giunzione della cella quando viene rivelato un fotone, e la carica elementare

$$G_{pixel} = \frac{Q_{pixel}}{q} = C_{pixel} \cdot \frac{V_{pol} - V_B}{q} \quad (12)$$

Affinché sia possibile individuare semplicemente il guadagno complessivo del sensore, è conveniente che tutti i pixel abbiano un guadagno uniforme, e quindi identiche caratteristiche.

Purtroppo, parametri come la tensione di breakdown, o la capacità associata alla microcella hanno valori che facilmente possono variare da un pixel all'altro in quanto facilmente influenzabili da parametri, come la temperatura o più semplicemente il bounding dei contatti ohmici delle cellette.

Gli unici parametri esterni con i quali è possibile interagire, migliorando così il guadagno, sono la tensione di polarizzazione V_{pol} e le dimensioni geometriche del pixel C_{pixel} , dalle quali dipende la capacità intrinseca dello stesso.

Si vede infatti che il guadagno totale è legato proporzionalmente e questi due aspetti; si ricava dunque dallo spettro di emissione dei fotoni, studiando la carica totale in uscita dal dispositivo

$$G = \frac{Q_{tot}}{n_f \cdot q} \quad (13)$$

in cui n_f rappresenta il numero di fotoni incidenti e Q_{tot} la carica totale, che può essere ricavata dalla tensione di uscita V_{out} letta ai capi della resistenza di carico R_{carico} . Questa viene divisa per il valore di tale resistenza, per poi integrare cos' la corrente di uscita del dispositivo nell' intervallo di tempo che delimita l' intera durata del segnale

$$Q_{tot} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{V_{out}(t)}{R_{carico}} dt \quad (14)$$

Naturalmente si può operare anche in maniera inversa, ovvero conoscendo il guadagno dell' intero dispositivo, si può risalire facilmente al numero di fotoni incidenti sul rivelatore n_f sempre dall' equazione 13 misurando la carica totale uscente dal SiPM.

2.2) Il rumore del SiPM

Comune a tutti i rivelatori è il problema del rumore, detto anche ***noise***, che limita notevolmente l' efficienza del SiPM. Possibili fonti di *noise* sono fluttuazioni statistiche di natura termica che producono scariche all' interno del dispositivo, chiamate anche ***dark counts***; un'altra causa è dovuta ai portatori di carica intrappolati durante una scarica che vengono lasciati dopo il tempo di recupero, detto ***afterpulsing***, e dai portatori generati dalle interferenze ottiche ed elettriche tra pixel confinanti, meglio noto come ***cross-talk***.

Il primo di questi effetti, il *dark count*, è definito come il numero di impulsi per unità di tempo in assenza di luce.

Nel silicio, diversi processi statistici causano la produzione spontanea di portatori di carica: se questi portatori, generati in modo casuale, arrivano alla zona di moltiplicazione, possono dare origine a una scarica. Questo effetto non è distinguibile dagli altri effetti prodotti da eventi reali; ciò significa che il segnale prodotto da un fotoelettrone generato nella regione di svuotamento è lo stesso rispetto a quello prodotto da un portatore di carica generato casualmente.

Il processo fisico che causa il *dark rate* è intrinseco della struttura a bande del silicio. Ricordando la legge di *azione di massa*

$$np = n_i p_i \quad (15)$$

essa afferma che, nonostante lo stato elettricamente neutro di un semiconduttore drogato, avviene una continua produzione e ricombinazione di portatori di carica che è proprio la responsabile della corrente di buio.

Una formula per il rate di generazione nel silicio, che tiene in considerazione i vari processi che la causano, è quella data dall'equazione di Shokley Read Hall

$$G = \frac{n_i^2 - pn}{\tau_{e0} \left(p + n_i e^{-\frac{E_t - E_0}{KT}} \right) + \tau_{h0} \left(p + n_i e^{-\frac{E_t - E_0}{KT}} \right)} \quad (16)$$

in cui E_t e E_0 sono rispettivamente i livelli energetici dell'impurezza e del livello di Fermi, mentre τ_{e0} e τ_{h0} sono i tempi caratteristici di cattura e rilascio nei centri di intrappolamento di elettroni e lacune; G rappresenta il rate netto di generazione, che diventa negativo se la ricombinazione supera la generazione.

Questi portatori così generati sono quelli che, se diffusi nella zona di svuotamento, possono causare con probabilità P_t proprio una valanga, che rappresenta il nostro *dark count*.

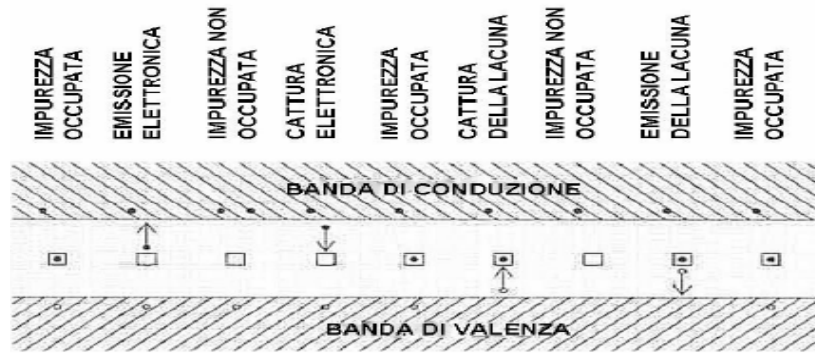


Fig. 9 – Possibili processi che causano cattura e ricombinazione nel silicio

Come si può notare dalla legge di Shokley Read Hall, la temperatura gioca un ruolo fondamentale: maggiore è il suo valore, altrettanto maggiore sarà la produzione di cariche per effetto termico. Per questo motivo, un ottimo sistema per ridurre al minimo il rumore termico è quello di abbassare la temperatura con adeguati sistemi di refrigerazione (anche se non è sempre realizzabile a causa degli elevati costi economici).

L' *afterpulsing*, invece, è definito come la probabilità che un portatore sia intrappolato durante una valanga e che poi sia rilasciato dopo un tempo caratteristico.

La presenza di impurezze all' interno del semiconduttore può produrre dei livelli trappola per i portatori di carica, catturandoli e rilasciandoli successivamente. Il meccanismo di rilascio avviene in tempi più o meno rapidi, ed è collegato alla concentrazione di impurezze all' interno del semiconduttore, quindi si può anche ripetere più volte con una certa probabilità. Tale probabilità è strettamente collegata al tempo morto del dispositivo: se questo è elevato, la probabilità che un portatore rilasciato inizi una nuova valanga è minore

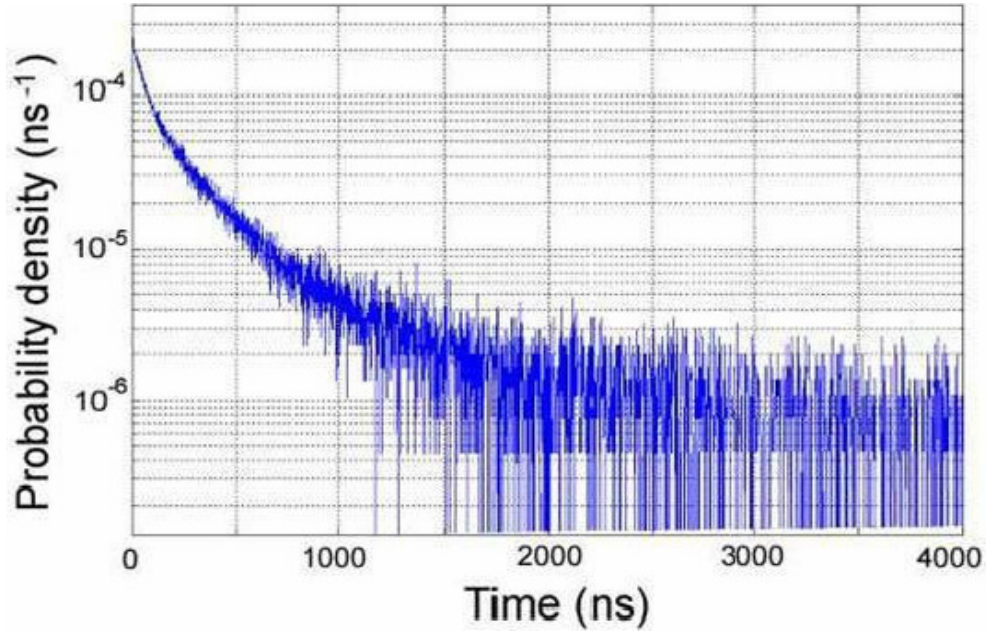


Fig. 10 – Andamento nel tempo delle probabilità di afterpulsing

Il tempo morto del rivelatore non è tuttavia fisso, ma dipende da vari fattori. L'*afterpulsing* è dunque un processo statistico con probabilità

$$P_{AP} = p_t \cdot P_c \cdot P_r \quad (17)$$

in cui P_t è la probabilità di trigger, P_c la probabilità di cattura e P_r la probabilità di rilascio

$$\frac{dP_r}{dt} = \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} \quad (18)$$

con τ vita media del centro intrappolatore. Il contributo totale di questo fenomeno è così dato dalla somma dei contributi dei singoli pixel, fino a raggiungere frequenza di diversi MHz.

Il processo di *afterpulsing* è quello che domina maggiormente all' interno dei fenomeni che collaborano alla produzione di rumore, in quanto altre correnti provenienti da zone morte del dispositivo possono essere ragionevolmente trascurate.

Un modo abbastanza efficace per limitare gli effetti di *afterpulsing* è quello di diminuire il più possibile la concentrazione di impurezze all' interno del sensore, evitando così la probabilità di rilascio ritardato di cariche con conseguente processo di valanga.

Un altro contributo al rumore del SiPM è legato al fenomeno di ***cross-talk***, caratteristico di tutti i dispositivi a matrice, che si verifica in due modi: *cross-talk ottico*, se per ragioni ottiche, *cross-talk elettronico*, se di natura elettronica.

Il ***cross-talk ottico*** si verifica quando, durante la fotorivelazione, i portatori che formano la corrente inversa, dovuta alla valanga generata dal fotone incidente, emettono dei fotoni, detti di *Bremsstrahlung*, che si propagano lungo il silicio come su delle guide d' onda. Nel caso in cui uno di questi fotoni raggiunge l' area attiva di un altro pixel e viene assorbito, si innesca nel sensore una moltiplicazione a valanga che genera un impulso spurio fortemente correlato all' assorbimento del fotone primario.

La relazione che si ha tra la corrente inversa e la produzione interna di fotoni, intesa come flusso è data dalla seguente equazione

$$I = \frac{I_{reverse}}{q} \cdot \gamma \quad (19)$$

dove $I_{reverse}$ è la corrente inversa che attraversa la giunzione, q la carica dell' elettrone e γ il coefficiente di emissione.

Nonostante la probabilità di emissione di un fotone sia molto bassa, la probabilità di avere cross-talk ottico è del tutto significativa e ciò si deve alla notevole sensibilità degli SPAD che compongono nella loro totalità il più complesso SiPM.

Il segnale di ogni singolo pixel può venire contaminato dai fotoni derivanti dalle microcelle vicine anche in funzione del suo coefficiente di assorbimento α , che come per tutti i fotorivelatori a stato solido, è strettamente legato alla lunghezza d'onda λ della luce in questione

$$I_{\text{photon}}(\lambda, d) = I_{\text{photon}}(\lambda, 0) \cdot e^{-\alpha(\lambda)d} \quad (20)$$

inoltre l'attenuazione di tale flusso di fotoni dipende ovviamente anche dal percorso nel dispositivo.

Invece, il **cross-talk elettronico** ha luogo quando dei portatori di carica emessi dalla giunzione di un pixel che ha assorbito un fotone, si diffondono attraverso la regione epitassiale di tipo p^+ comune a tutte le microcelle del SiPM.

Qui possono essere assorbiti da pixel vicini, dove innescano valanghe che introducono impulsi spuri correlati dalla reale rivelazione di fotoni. Anche per questo processo, l'elevata sensibilità del sensore non gioca un ruolo del tutto favorevole.

I sistemi utilizzati nel SiPM per evitare o per lo meno ridurre al minimo il fenomeno del cross-talk sono principalmente due e fanno riferimento o ad aumentare la minima distanza fra le zone attive di due pixel adiacenti (pitch) o a realizzare uno scavo fra un pixel e un altro, delle trincee riempite di ossido così da realizzare un isolamento ottico-elettronico tra le varie microcelle.

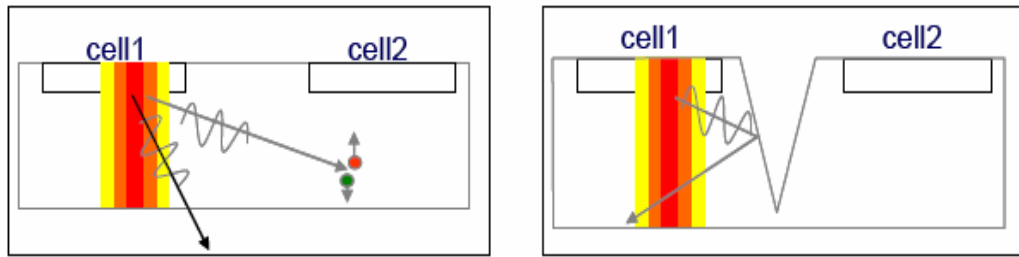


Fig. 11 – Benefici effetti del trench che limitano notevolmente il crosstalk tra celle adiacenti

Naturalmente tra le due soluzioni la prima ridurrebbe di gran lunga l' area sensibile del dispositivo, diminuendo così l' efficienza geometrica e dunque l' intera efficienza di raccolta del SiPM. Per questo motivo viene pertanto preferito il secondo metodo, con la realizzazione di trench piuttosto sottili che non intaccano eccessivamente il *fill factor*.

APPARATO SPERIMENTALE

La maggior parte delle apparecchiature elettroniche adoperate negli esperimenti di fisica nucleare fanno riferimento a degli standard sia per quanto riguarda la parte meccanica (dimensioni, tipi di connettori, ...), che per quanto riguarda la parte elettrica (forma ed ampiezza del segnale).

Due standard molto diffusi per la realizzazione della parte logica-elettronica sono: **NIM** (*Nuclear Instruments and Measurement*) e **CAMAC** (*Computer Automated Measurement and Control*) alla quale va sommata la parte hardware interfacciata con dei computer dotati di software per l'acquisizione ed elaborazione dati.

Dunque gli elementi basilari costituenti l'attrezzatura necessaria all'esperimento sono:

- **rivelatori**, che forniscono un segnale di rivelazione particelle. Natura e forma di tale segnale dipendono dall'energia sprigionata durante l'urto;
- **elettronica di front-end**, che tratta i segnali uscenti, cioè esegue operazioni (amplificare, discriminare, convertire, ...) per ricavarne informazioni coerenti alle apparecchiature successive della catena;
- **logica di trigger**, che seleziona quali delle molteplici informazioni che giungono dai vari front-end sono veramente utili;
- **logica di lettura**, che permette di inviare i dati provenienti dalla logica di trigger ai successivi stati di acquisizione, rendendoli comprensibili (processo di formattazione) e compatibili (processo di temporizzazione).

3.1) Il rivelatore

Sono stati testati due tipi di SiPM: uno prodotto dalla casa costruttrice Hamamatsu (modello *S10362-11-100C*) con 100 canali e uno prodotto dalla SensL (modello *SPMMicro 1035X13-400C*), con 400 canali.

Ognuno di essi è stato montato su un supporto metallico e collegato ad un circuito integrato che ne garantisce la corretta alimentazione e funzionamento.

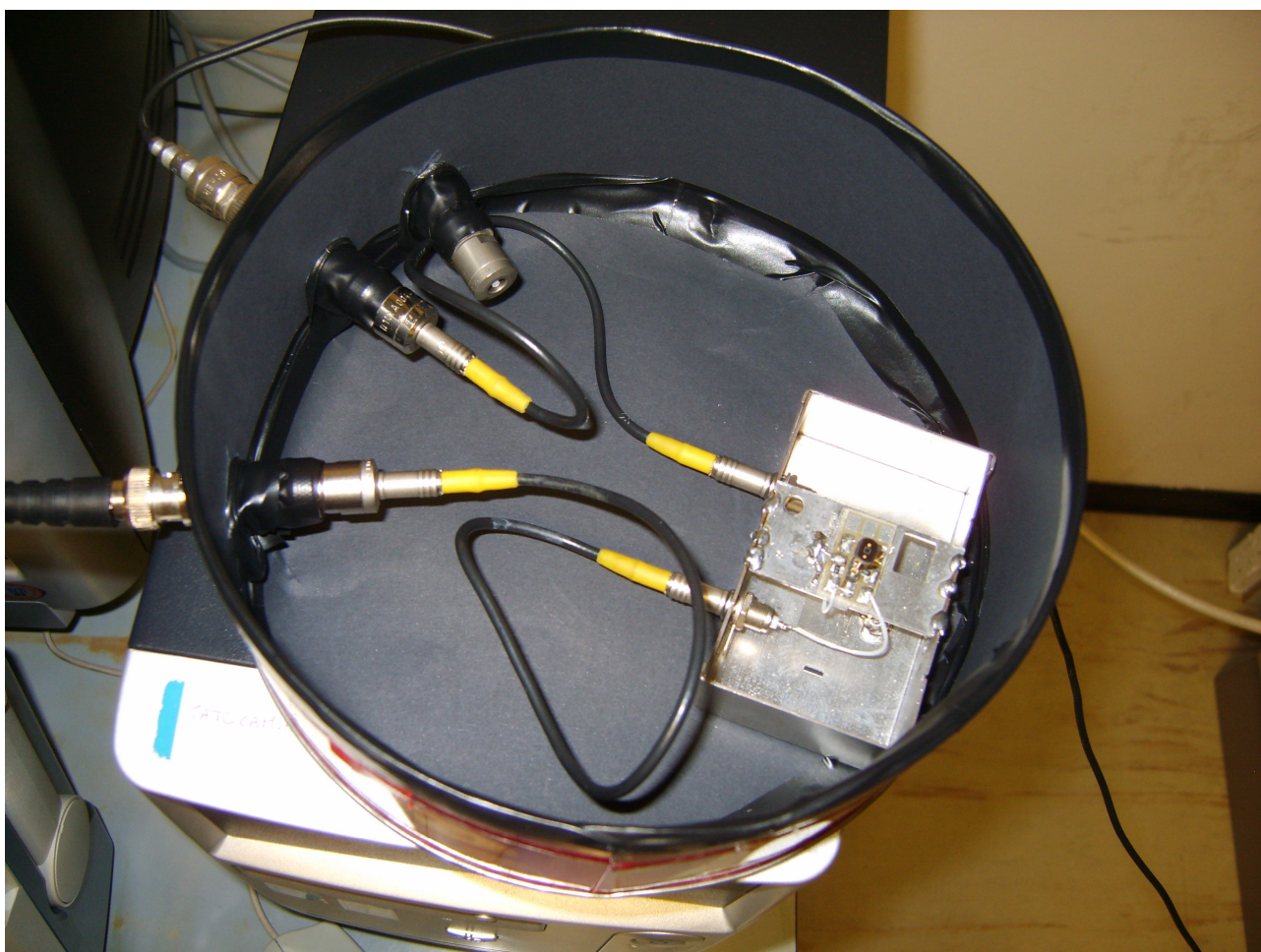


Fig. 12 – Vista dall' interno della scatola in cui è alloggiato il SiPM per misure di dark-current



Fig. 13 – Vista esterna della scatola chiusa ermeticamente



Fig. 14 – Immagine frontale dell'alimentatore ad alto voltaggio per il funzionamento del SiPM

3.2) Elettronica di front-end

Un sistema elettronico necessario per la rivelazione è composto da vari moduli NIM che vengono alloggiati in un raccoglitore detto *crate*, che a loro volta vengono ospitati in strutture dette *rack*.

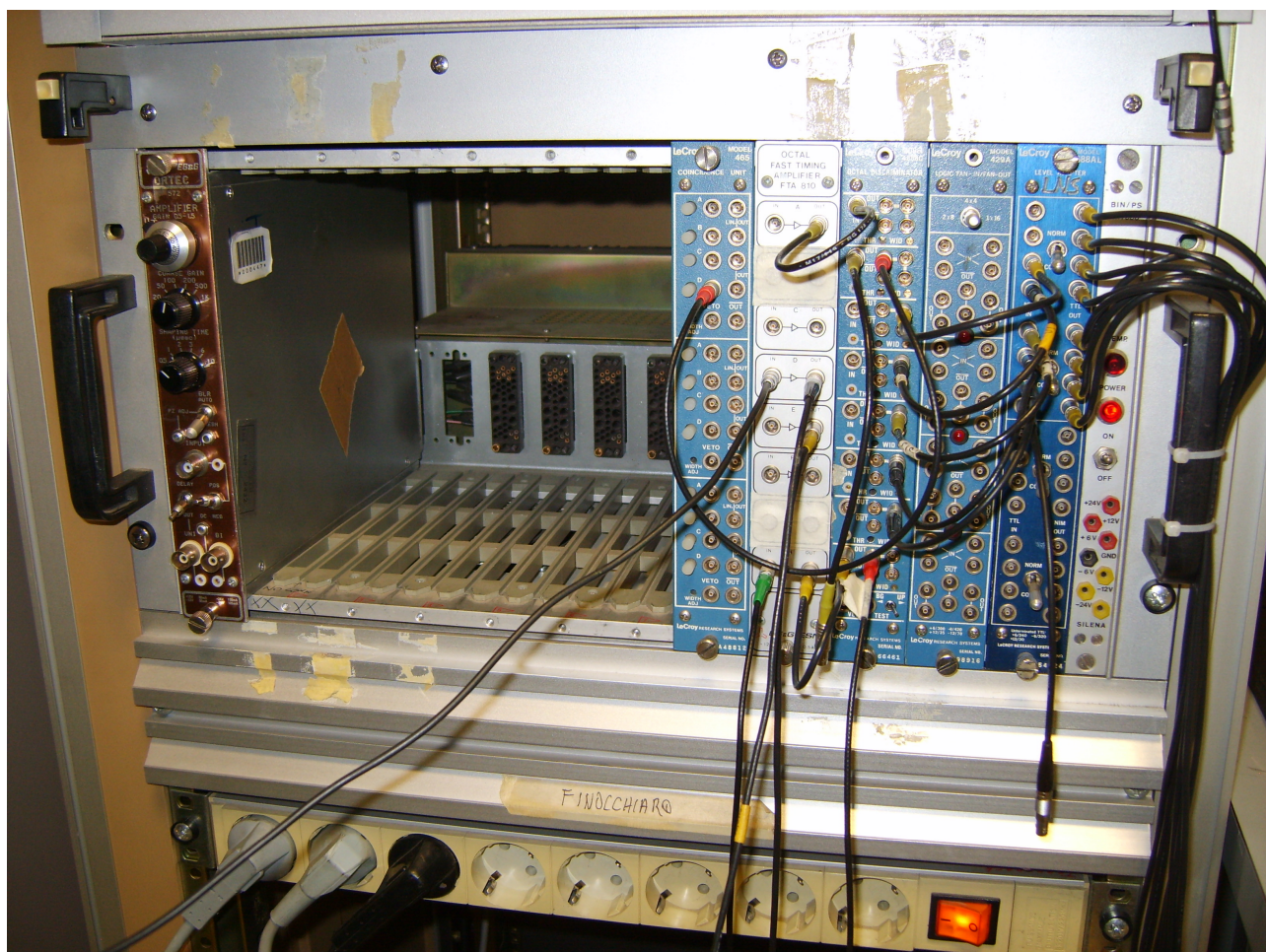


Fig. 15 – Vista frontale dei moduli dell' elettronica di front-end

Materialmente i moduli NIM hanno una larghezza standard di 3.43 cm e un'altezza di 22.2 cm; il *crate* accetta sino a 12 moduli a larghezza singola (in quanto alcuni moduli possono occupare uno spazio doppio, se non triplo, rispetto alla larghezza standard) ed ha dimensioni tali da poter essere montato su un alloggio *rack* con profondità di 48.26 cm.

Il connettore di alimentazione fornisce sei tensioni continue (± 6 V, ± 12 V, ± 24 V), ed un connettore per la massa. I segnali digitali sono standardizzati secondo una precisa convenzione che assegna dei valori di corrente agli stati logici “1” e “0”.

3.3) Logica di trigger

Il CAMAC fu introdotto come estensione dello standard NIM alla fine degli anni '70 per consentire il controllo computerizzato sulla strumentazione. Anche il CAMAC è un sistema modulare con la differenza che in ogni singolo modulo, oltre alle alimentazioni, si aggiunge anche un bus con dati, indirizzi e segnali di controllo. Un *crate CAMAC* normalmente è dotato di 25 locazioni per i moduli che vengono dette *slot*.

Tutte le comunicazioni nel bus sono gestite da un *crate controller* verso le altre schede, esso contiene anche le interfacce per le periferiche del computer; per questo motivo, sono sempre riservate le due ultime *slot* del *crate*, mentre quelle centrali sono riservate al TINA, che gestisce i segnali LAM (*Look At Me*) e INHIBIT.

Riassumendo, sul bus CAMAC scorrono tre tipologie di segnali:

- alimentazione;
- segnali comuni, cioè dati, indirizzi e segnali di controllo;
- segnali punto-punto, che dai singoli slot giungono al *crate controller*.

Il *crate address* memorizza la posizione delle *slot* in cui sono inseriti i moduli, in modo tale da poter essere selezionata una posizione di memoria dal *crate controller*, con relative operazioni, quando quest' ultimo riceve un segnale di controllo.

La linea LAM invece è pilotata da un segnale esterno al CAMAC, che indica al *controller* che i dati contenuti nei convertitori sono pronti per la lettura. Questa funzione è svolta dal modulo TINA (Integrated Trigger for Nuclear Acquisition data).

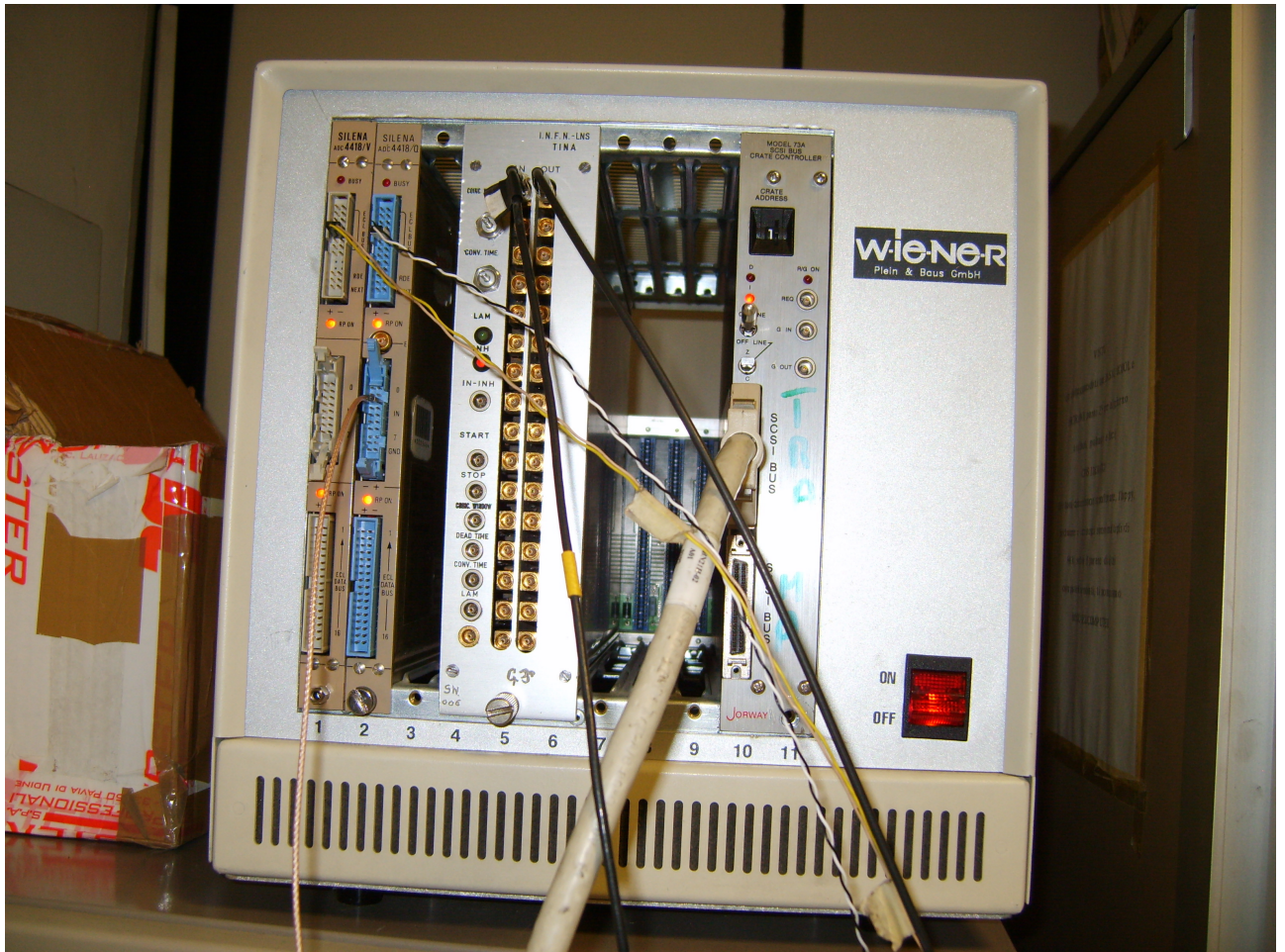


Fig.16 - Crate CAMAC TINA

Il processo di lettura ed elaborazione dati genera un segnale NIM detto di “*inhibit*” che blocca temporaneamente il sistema di acquisizione secondo lo schema temporale:

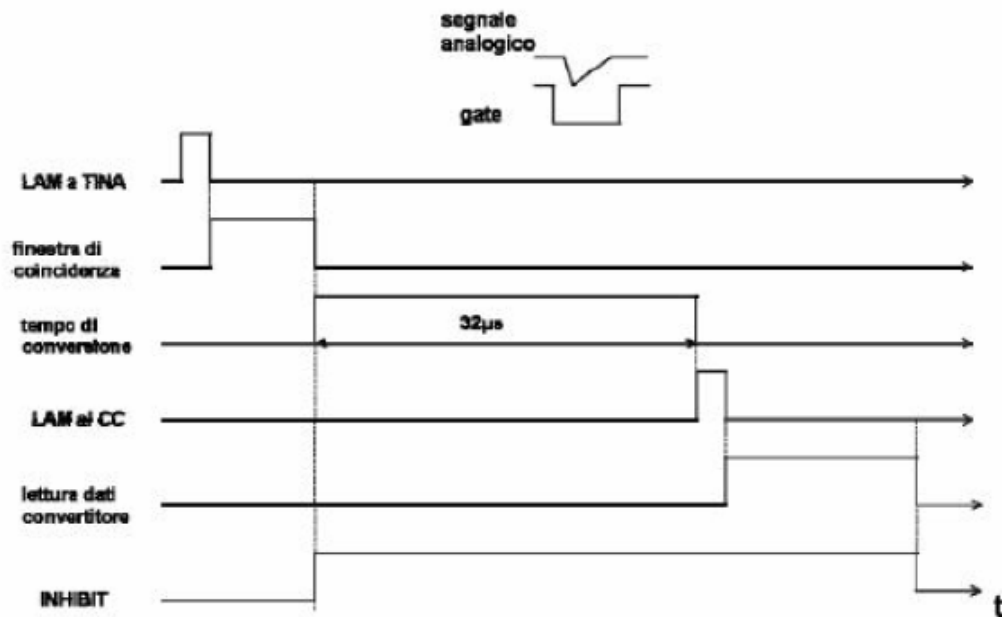


Fig.17 - Schema logico di funzionamento della logica CAMAC

Il LAM gioca così un ruolo fondamentale nell' interfacciare la parte hardware alla parte software.

Per regolare i segnali di LAM e di INHIBIT occorre costruire una *logica di trigger* tra i segnali che corrono nella logica NIM sincronizzandoli con il segnale LAM inviato al *crate controller*, e, quando la *logica di trigger* decide che vi sono dati utili, viene automaticamente inviato un segnale di LAM per prelevare.

Come si può notare nella figura 12, a sinistra del modulo TINA, sono presenti due convertitori che lavorano uno sul voltaggio e uno sulla carica prodotta dal SiPM da me caratterizzato. Assumendo q come variabile di conversione, nel momento in cui arriva il segnale LAM al controllore, questo legge il valore della variabile utilizzandola come coordinata per incrementare di un' unità gli istogrammi in cui essa è coinvolta. I valori letti vengono inoltre registrati in un opportuno formato (tipo ".eps") per successive analisi.

3.4) Logica di lettura

Per quanto riguarda la parte software per un riscontro materiale delle letture, è stato utilizzato il programma **PAW** (*Physical Analysis Workstation*), fornito dal CERN, in grado di effettuare un'analisi statistica e matematica dei dati, manipolando istogrammi e vettori.

I comandi possono essere forniti on-line durante le misure, seguendo così l'evoluzione dei dati in tempo reale, oppure con un'acquisizione terminata (come nel nostro caso) eseguendo delle macro dette *kumac* composte da diversi comandi PAW.

Questo programma è direttamente interfacciato con il CAMAC, attraverso un software di collegamento, ed è accompagnato dall'interfaccia grafica X11, tramite cui mi è stato permesso definire gli istogrammi.

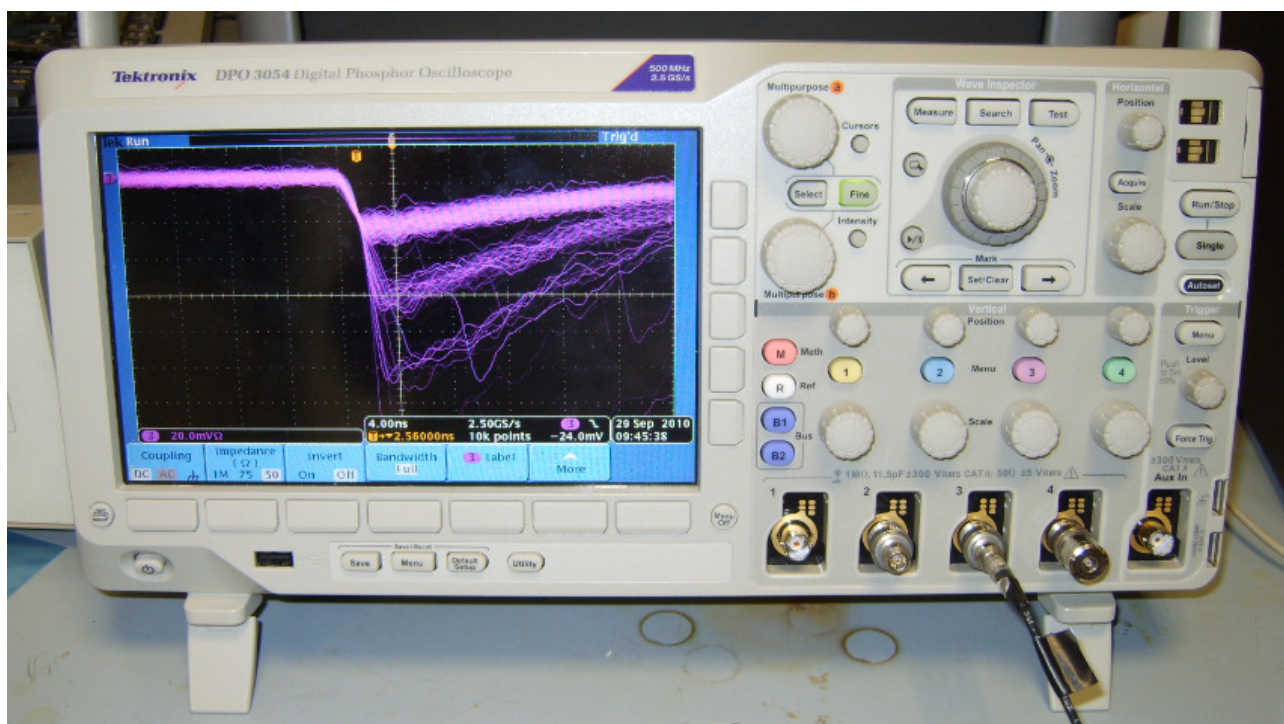


Fig.18 – Vista frontale dell'oscilloscopio digitale per mezzo del quale si è continuamente testato il perfetto funzionamento di ogni singolo componente

3.6) Descrizione apparato

L' apparato sperimentale da me utilizzato per la caratterizzazione del dispositivo SiPM, si compone dei seguenti strumenti:

- Alimentatore HEWLETT 6625A
- SiPM
- Modulistica standard NIM:
 - + adattatore TTL-NIM-ECL
 - + discriminatore Lecroy 4608
 - + generatore di gate e ritardo Lecroy 222N
 - + amplificatore Ortec FTA810B
 - + convertitore tempo-ampiezza Ortec 457
 - + moduli di ritardo in ampiezza del segnale (dB) ⁽¹⁾
- Modulistica CAMAC:
 - + convertitore digitale di tensione Silena 4418/V CAMAC
 - + convertitore di carica Silena 4418/Q CAMAC ⁽²⁾
- Sistema di acquisizione dati sviluppato ai LNS (Tatocamac)
- Oscilloscopio digitale Tektronix DPO 3054
- un comunissimo tester multifunzione

e i locali presso cui sono stata ospitata sono di competenza del dottore Paolo Finocchiaro presso il LNS (*Laboratori Nazionali del Sud*) con sede a Catania, in via S. Sofia 62.



Fig.19 – Vista d’insieme dell’apparato sperimentale presso i Laboratori Nazionali del Sud

⁽¹⁾ $\text{dB}=4=20 \log (A_1/A_2)$, con $A_1=1,58 A_2$, A_1 ampiezza originaria e A_2 attenuata

⁽²⁾ QDC: $6,25 \times 10^{-2}$ pC/channel su una scala di 0/3840

MODO DI OPERARE

L'alimentatore Hewlett 6625A possiede due canali d'uscita; così è stato possibile polarizzare il SiPM ad un valore di 70,79 Volt per *Hamamatsu S10362-11-100C*, e 30,9 Volt per *SensL SPMMicro 1035X13-400C* (come indicato dal costruttore) in modo quasi statico, come è opportuno fare con tutti i dispositivi al silicio. Continue verifiche, tramite un comunissimo tester, confermano la precisione dei dati.

La temperatura ambientale si aggira intorno ai 20° C risultando abbastanza umida, ma non troppo da disturbare la caratterizzazione.

Una volta portato il dispositivo a voltaggio corretto, si chiude dentro la scatola oscurata (*figura 12-13*) collegandolo all'elettronica per iniziare le misure di *dark-current* (*gate* impostato a 41-45 ns). Come si può notare osservando la *figura 13*, la scatola presenta due uscite, una per il voltaggio e l'altra per prelevare il segnale uscente dal SiPM che si è monitorato tramite un oscilloscopio digitale.

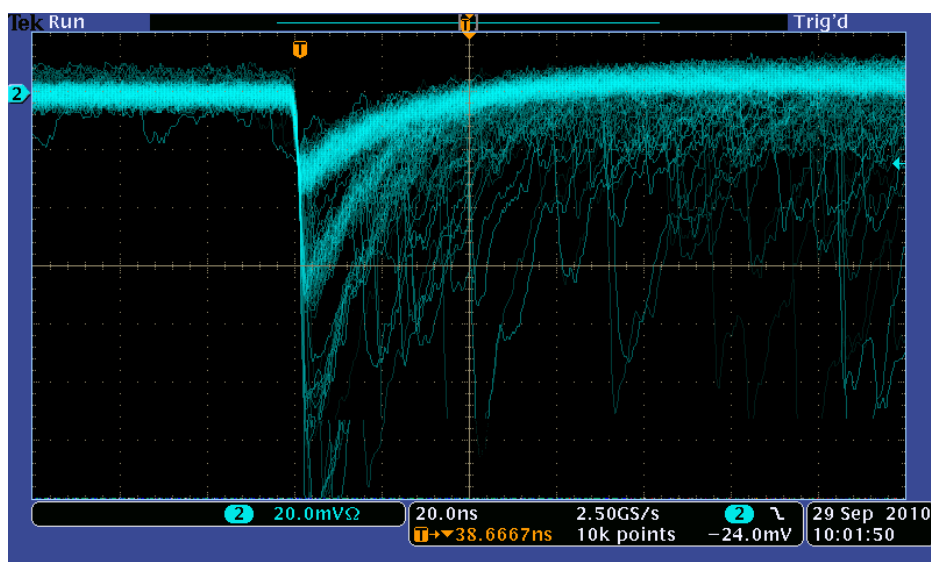


Fig. 20 – Immagine prelevata da un oscilloscopio digitale impostato a 20 mV/20 ns

Si può accendere ora il computer, collegato al TINA tramite una usuale uscita SCSI (nella *figura 21* nel tondo blu), facendo però attenzione a rimuovere temporaneamente gli attacchi *input* nel convertitore di carica e voltaggio (nel tondo in rosso), per poi reinserirli appena il sistema operativo ha aggiornato l'elenco periferiche.

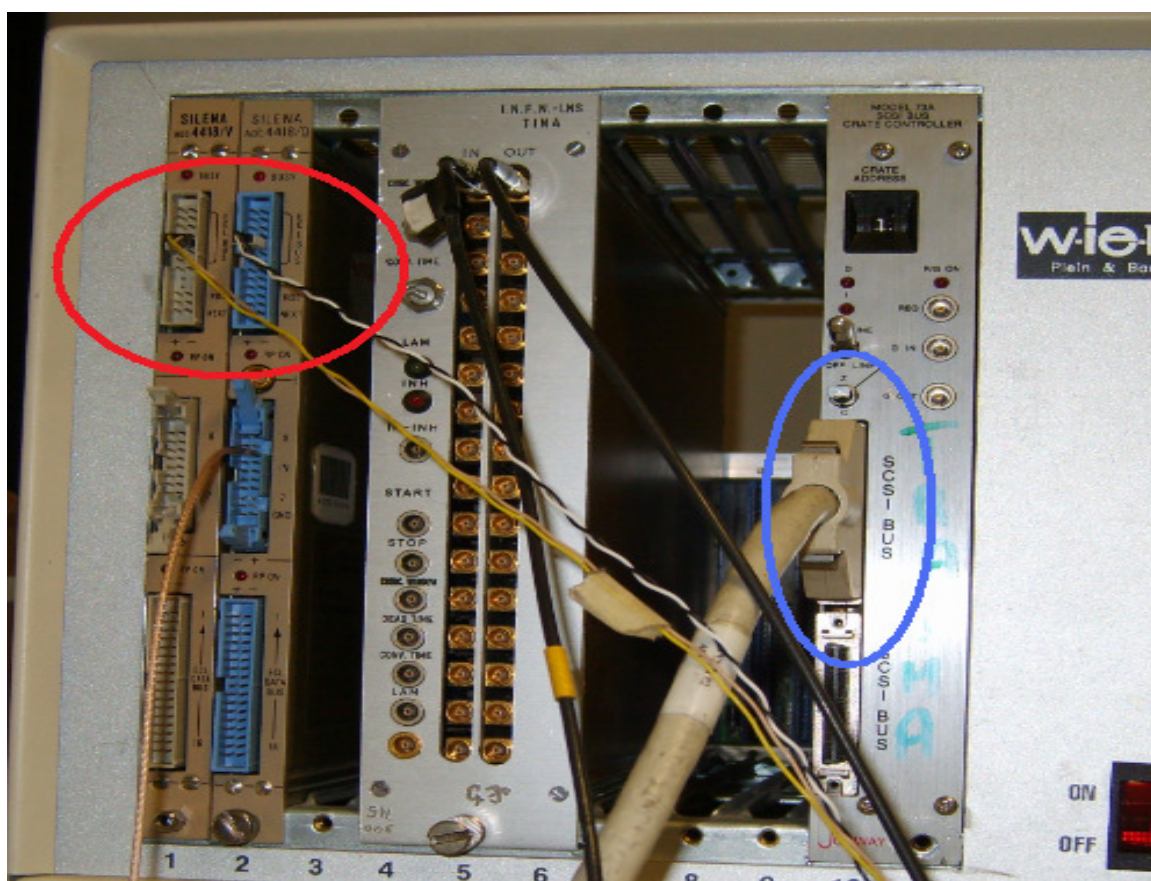


Fig. 21 – Dettaglio del TINA

Lanciando nel pc il programma PAW, si può così cominciare l'acquisizione dati provenienti dal dispositivo impostando una *kumac* di comandi; salvando in concomitanza dall' oscilloscopio le immagini in formato “.tif” e nel pc gli istogrammi in formato “.eps”.

Si procede analogamente per le soglie dei fotoelettroni che si possono notare dalla *figura 20* analizzandole caso per caso in un tempo di cinque minuti ciascuno.

Mi aspetto che nella soglia del primo fotoelettrone si abbia concentrato la maggior parte del rumore, mentre spostando la soglia verso valori maggiori di un fotoelettrone venga soppressa la parte di rumore minore.

DATI SPERIMENTALI

Caratterizzare un dispositivo fotomoltiplicatore al silicio vuol dire anche studiare il suo rumore di fondo. Tale rumore, può essere reso minimo imponendo una soglia sul numero di fotoelettroni, ovvero sull'ampiezza del segnale di uscita del SiPM che è proporzionale al numero di *pixel* colpiti.

Qui di seguito sono elencati i risultati sperimentali dell' analisi di dark-current rispettivamente del SiPM Hamamatsu e di quello SensL:

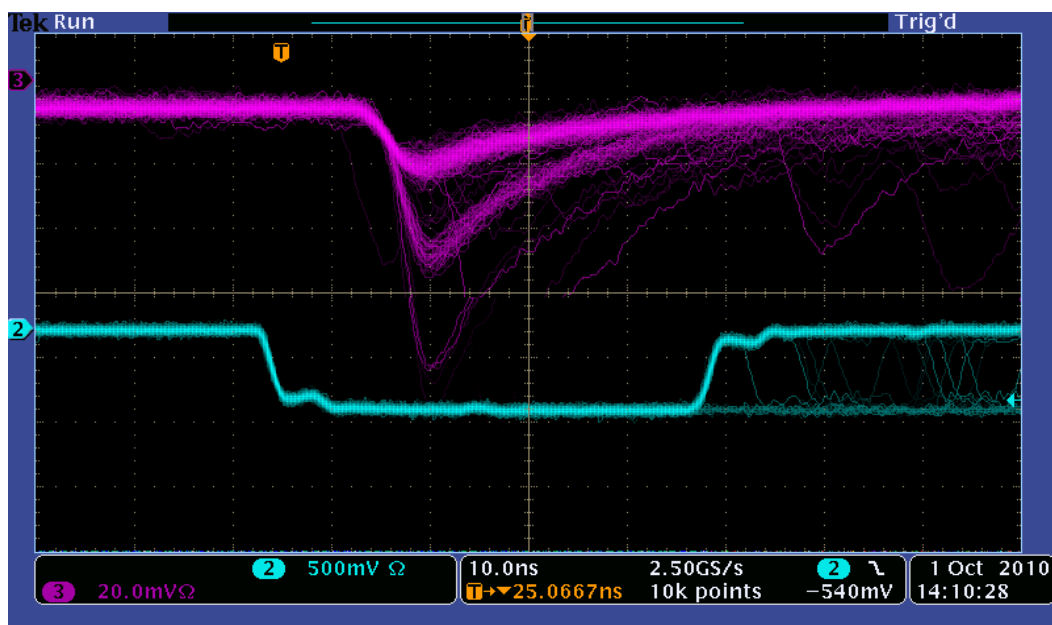
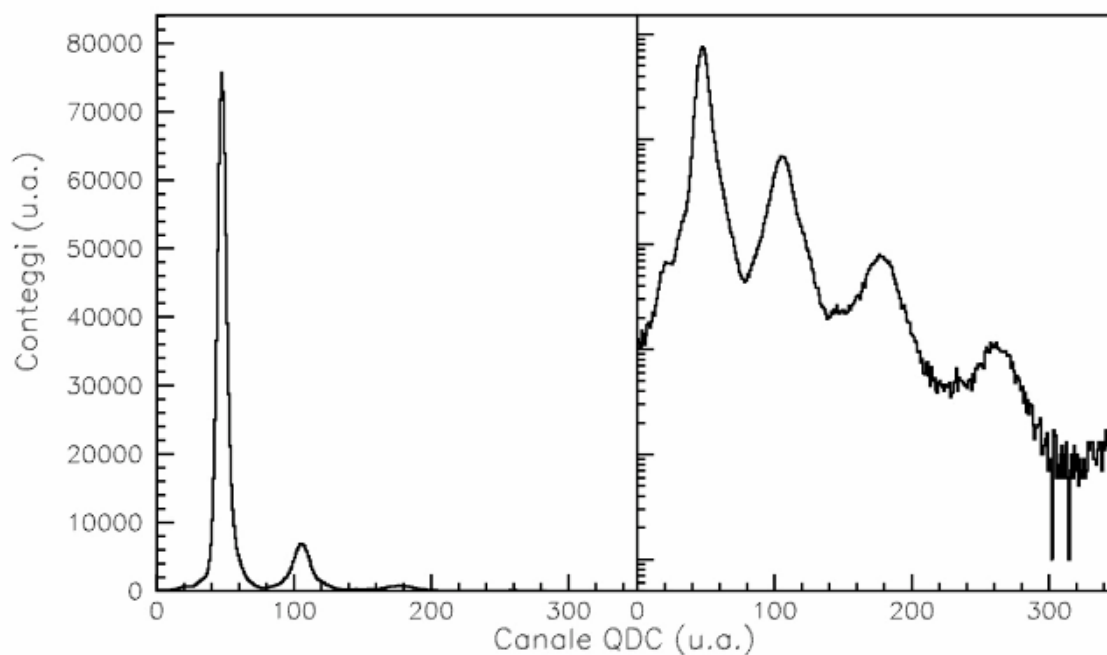
5.1) SiPM Hamamatsu

n° celle	10×10
Dimensione area totale	1.0 mm×1.0 mm
Efficienza geometrica	78.5 %
Tensione di break-down V_{BD}	70 V
Efficienza di foto-rivelazione (PDE)	65 %

Tab. 1 – Elenco di alcune caratteristiche del SiPM Hamamatsu

In figura è possibile notare in alto l'istogramma elaborato in PAW e in basso l'immagine ricavata dall'oscilloscopio digitale

Soglia 1° fotoelettrone



SOGLIA DISCRIMINATORE=30 mV

Picco: 76000 conteggi/48 QDC , $A_1 = 1,58 A_2$, $A_2 = (3 \pm 0,313) \times 10^{-12} C$

Come riportato in nota a piè pagina numero (1) e numero (2) a pagina 30.

Analogamente per le soglie dei successivi fotoelettroni si ottengono i valori:

2°fotoelettrone- Picco: 32500conteggi/100QDC, $A_2=(6,25\pm0,563)\times10^{-12}$ C

3°fotoelettrone- Picco: 19500 conteggi/125QDC, $A_2= (7,81\pm0,625) \times 10^{-12}$ C

4°fotoelettrone- Picco: 5200 conteggi/182 QDC, $A_2= (11.38\pm1.063) \times 10^{-12}$ C

Si è testata la linearità del dispositivo plottando l'andamento tra il valore in ADC (calibrato in picoCoulomb) dei picchi corrispondenti ai fotoelettroni in funzione del numero dei fotoelettroni solo sulle soglie dei primi quattro fotoelettroni, come si può notare dal grafico riportato di seguito:

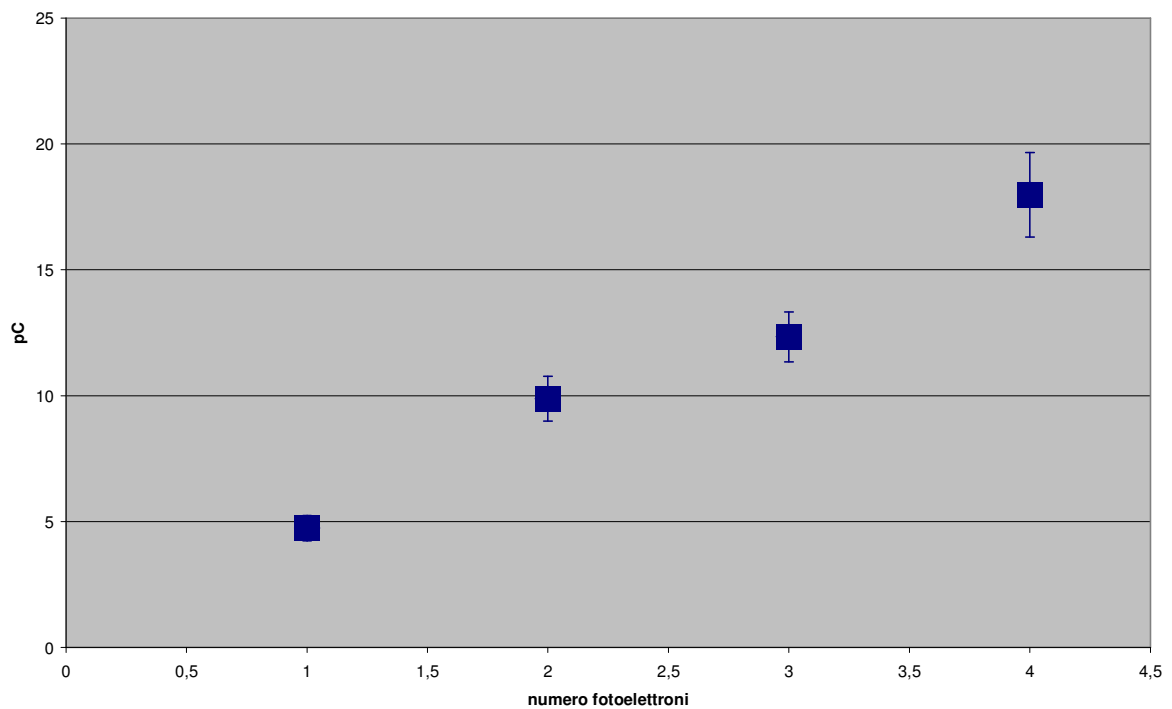


Fig. 22 – Linearità del SiPM Hamamatsu conteggiato sulla soglia dei primi quattro fotoelettroni

5.2) SiPM SensL

Le caratteristiche strutturali di questo dispositivo possono essere riassunte nella seguente tabella:

n° celle	20×20
Dimensione area totale	1.0 mm×1.0 mm
Efficienza geometrica	45 %
Tensione di break-down V_{BD}	28 V
Efficienza di foto-rivelazione (PDE)	13,5 %

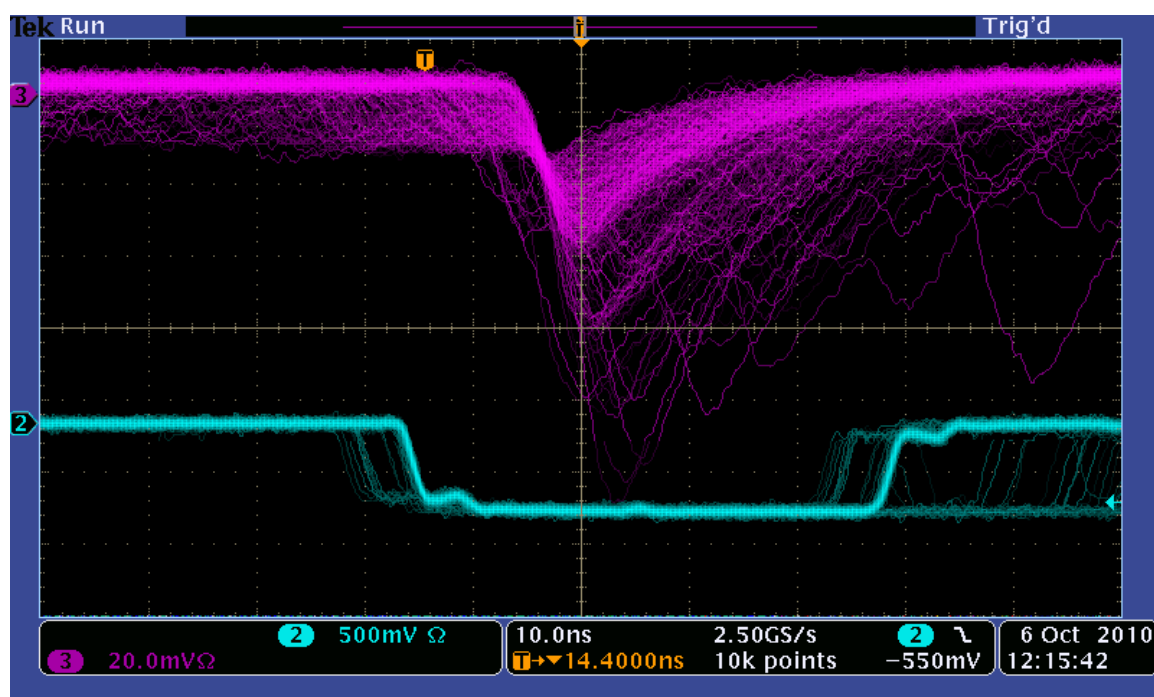
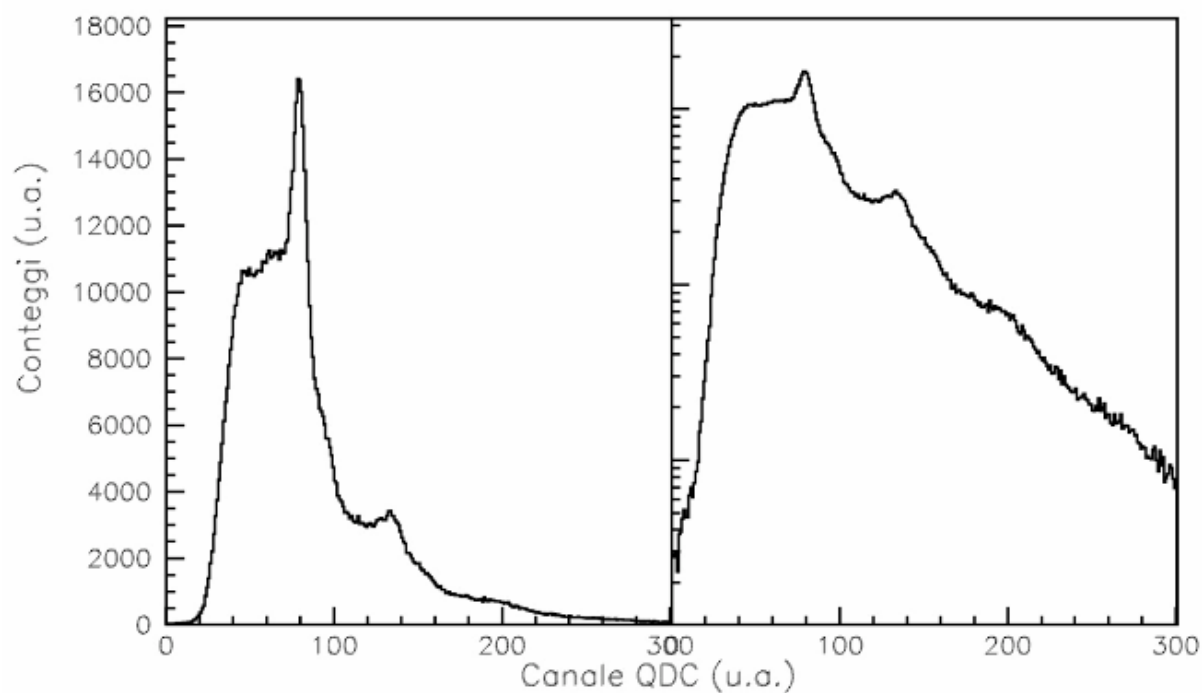
Tab. 2 – caratteristiche strutturali SiPM SensL

Nell' apparato sperimentale non è stata variata la durata del *gate* (41-45 ns) e tutte le altre impostazioni riguardanti l' elettronica di front-end.

Questo tipo di dispositivo, come si può notare nelle seguenti immagini ottenute dall'oscilloscopio digitale, presenta più *noise* rispetto alla primo modello studiato. Ma è anche vero che il segnale del SiPM prodotto dall'Hamamatsu ha una durata di circa 20 nanosecondi, mentre quello prodotto dalla SensL ha un tempo di risalita maggiore di 50 nanosecondi poco compatibile con le dimensioni scelte per il *gate*; questo ha fatto sì che ci fosse una perdita in risoluzione nelle misurazioni.

Anche in questo caso si allegano istogrammi, in alto, alle immagini provenienti dall' oscilloscopio digitale, in basso:

Soglia 1° fotoelettrone



SOGLIA DISCRIMINATORE=22 mV

Picco: 16500 conteggi/80 QDC , $A_1 = 1,58 A_2$, $A_2 = (5 \pm 0,5) \times 10^{-12} C$

Seguendo quanto riportato nelle note numero (1) e (2) di pagina 30.

Analogamente per le soglie dei successivi fotoelettroni si ottengono i valori:

2° fotoelettrone- Picco: 32500 conteggi/100QDC, $A_2 = (5.94 \pm 0.938) \times 10^{-12}$ C

3° fotoelettrone- Picco: 19500 conteggi/125QDC, $A_2 = (8.75 \pm 3.125) \times 10^{-12}$ C

Come già visto per il SiPM Hamamatsu, analogamente si opera per il dispositivo SensL, riportando il grafico sulla linearità

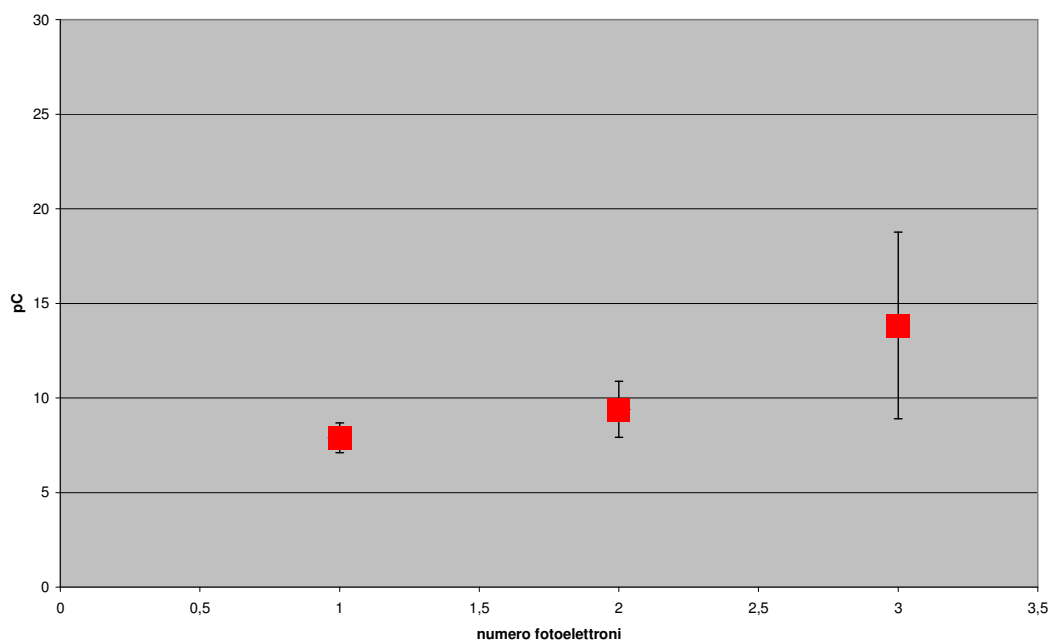


Fig.23 – Linearità SiPM SensL conteggiato sulla soglia dei primi tre fotoelettroni

6) APPLICAZIONI

Una delle applicazioni di questo dispositivo può essere un sistema SiPM+fibra scintillante+sorgente; questo tipo di connessione può dar luogo a un rivelatore di particelle (tipo contatore Geiger). Allora guardiamo in particolare i singoli componenti, per poi verificare il loro comportamento dopo l'assemblaggio con il SiPM della SensL.

6.1) Fibra scintillante

Per realizzare le misurazioni sull'efficienza di fotorivelazione, si è fatto ricorso a una fibra scintillante, costituita da complesse molecole organiche in cui si ha emissione di luce nell'ultravioletto a seguito dell'eccitazione di livelli vibrazionali molecolari.

All'interno del materiale si aggiungono sostanze per traslare l'emissione nel visibile (*wave shifter*) in modo tale che lo spettro di emissione della fibra sia compatibile con quello del SiPM. I tempi di emissione, ovvero i tempi di diseccitamento, sono inferiori ai 10 ns.

La luce emessa dalla fibra scintillante si propaga verso le estremità, simulando un comportamento da guida d'onda; pertanto le sue estremità saranno otticamente accoppiate al SiPM con un apposito grasso ottico, di indice di rifrazione intermedio. Il sistema fibra+SiPM costituisce un contatore a scintillazione: durante la propagazione, la luce subisce un'attenuazione, così la luce che arriva al dispositivo è solo una frazione rispetto a quella emessa.

I fotoni prodotti per decadimento degli stati molecolari eccitati alla radiazione incidente sono emessi isotropicamente; è possibile calcolare la percentuale tra quelli prodotti che raggiungono le estremità. In generale si ha che i fenomeni che causano perdite notevoli di fotoni sono l'auto-assorbimento e la perdita di luce nella superficie di separazione tra il *core* e il *cladding* dovuta alla rifrazione.

Il primo dei due effetti non è eccessivo finchè la lunghezza della fibra è ridotta; il secondo caso, noto l'indice di rifrazione del *cladding*, è possibile calcolare la percentuale di fotoni che raggiungono le estremità secondo l'equazione

$$F = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_1}{n_2} \right) \quad (21)$$

dove n_1 ed n_2 sono rispettivamente gli indici di rifrazione del *cladding* e del *core*.

Sostituendo in (21) i valori noti, si ottiene per F un valore di 0,029 , ovvero circa il 3% dei fotoni emessi sono intrappolati e raggiungono le due estremità della fibra scintillante.

La tabella riassume le proprietà della fibra scintillante adoperata:

Produttore	Pol.Hi.Tec
Modello	BC-408
Forma	cilindrica
Lunghezza	2 cm
Diametro	1 mm
Densità	1,032 gr/cm ³
Indice di rifrazione <i>core</i>	1,58
Indice di rifrazione <i>cladding</i>	1,49
Resa di scintillazione	10 fotoni/KeV

Tab. 3 – Caratteristiche fibra scintillante

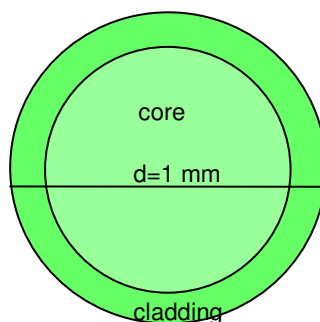


Fig. 24 – Schema strutturale di una fibra scintillante

6.2) Sorgente alfa e sorgente gamma

Una volta noto il rumore di fondo, si passa alla rilevazione di radiazioni da sorgenti note: una sorgente alfa composta di un impasto di plutonio (Pu-239), americio (Am-241) e curium (Cm-244) con picchi secondo le energie mostrate in *figura 22*,

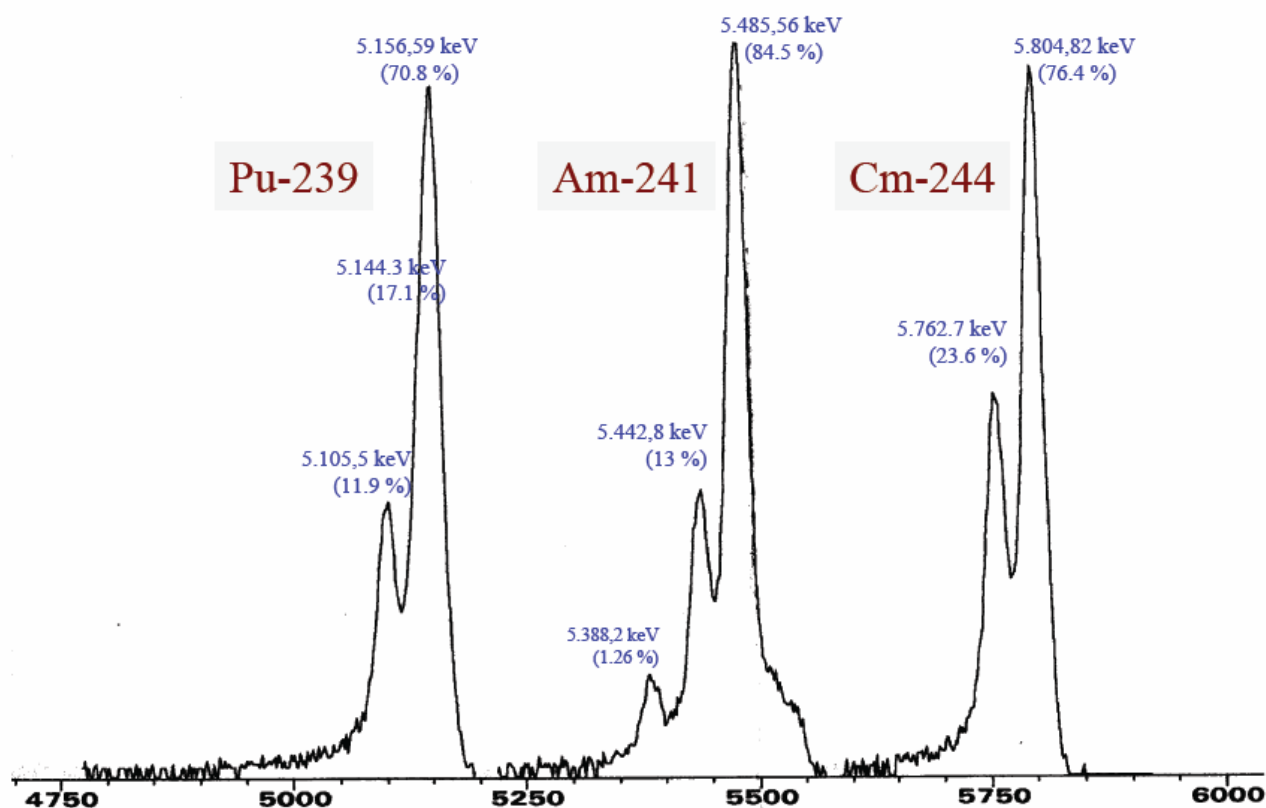


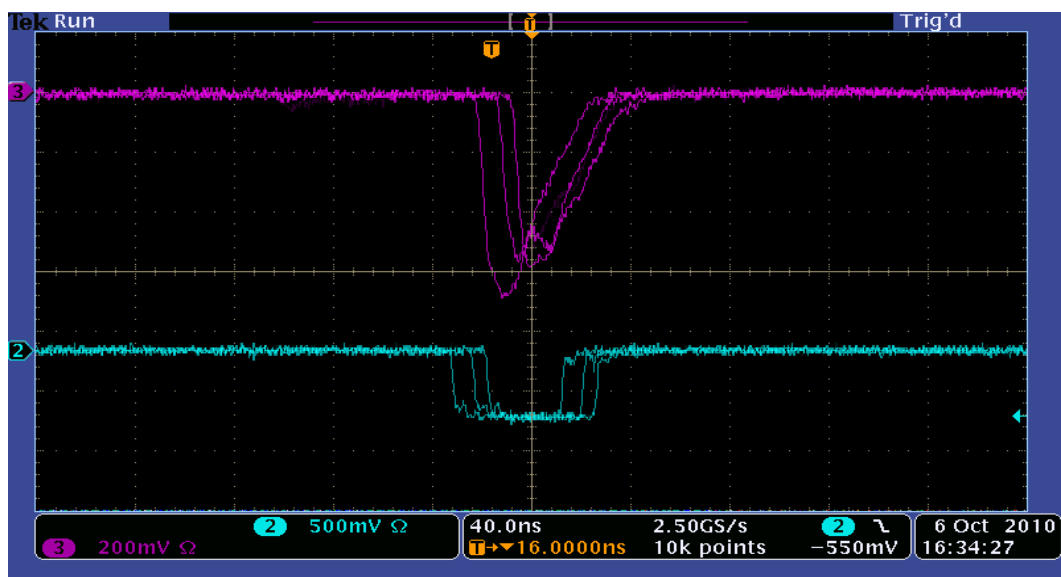
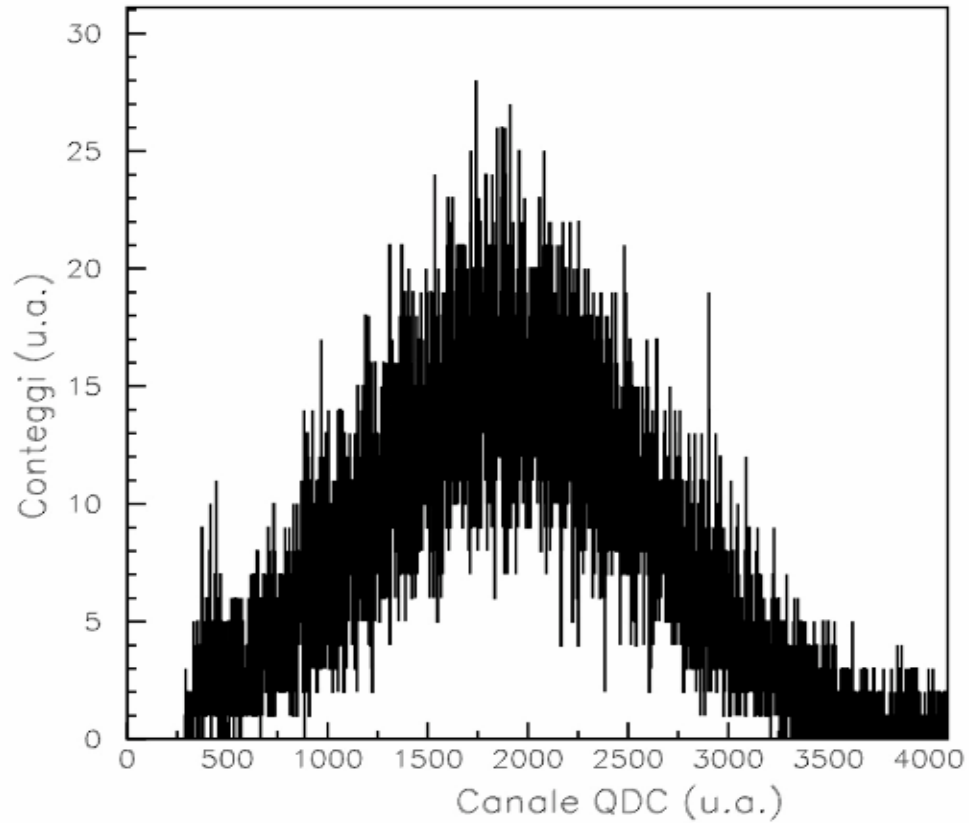
Fig. 25 – Spettro di una sorgente alfa con i tre radionuclidi (tre picchi)

e una sorgente sodio (Na-22) che emette positroni con attività pari a 915 Becquerel, l'energia generata dall'annichilazione del positrone con un elettrone produce due fotoni da 511 Kev ciascuno che vengono poi rilevati dal mio strumento; la presenza dei due fotoni di quella energia mi segnala in maniera univoca che un positrone è stato emesso.



7) DATI SPERIMENTALI

7.1) Sorgente alfa



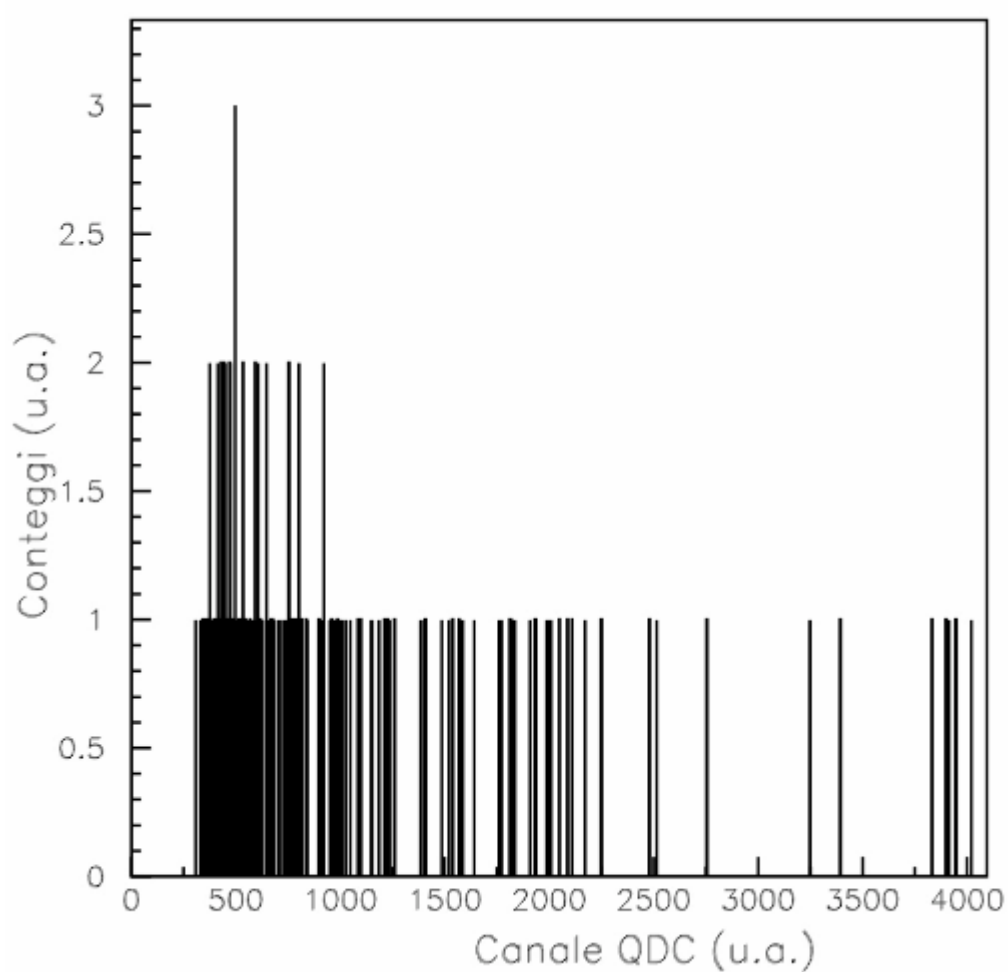
SOGLIA DISCRIMINATORE=271 mV

Picco: 26 conteggi/1875 QDC , $A_1 = 1,58 A_2$, $A_2 = (117,19 \pm 31,25) \times 10^{-12} C$

7.2) Sorgente gamma

In questo caso, per via della scarsa attività della sorgente, non è stato possibile salvare alcuna immagine dall' oscilloscopio digitale; quindi si fornisce solo l' istogramma tratto dal PAW.

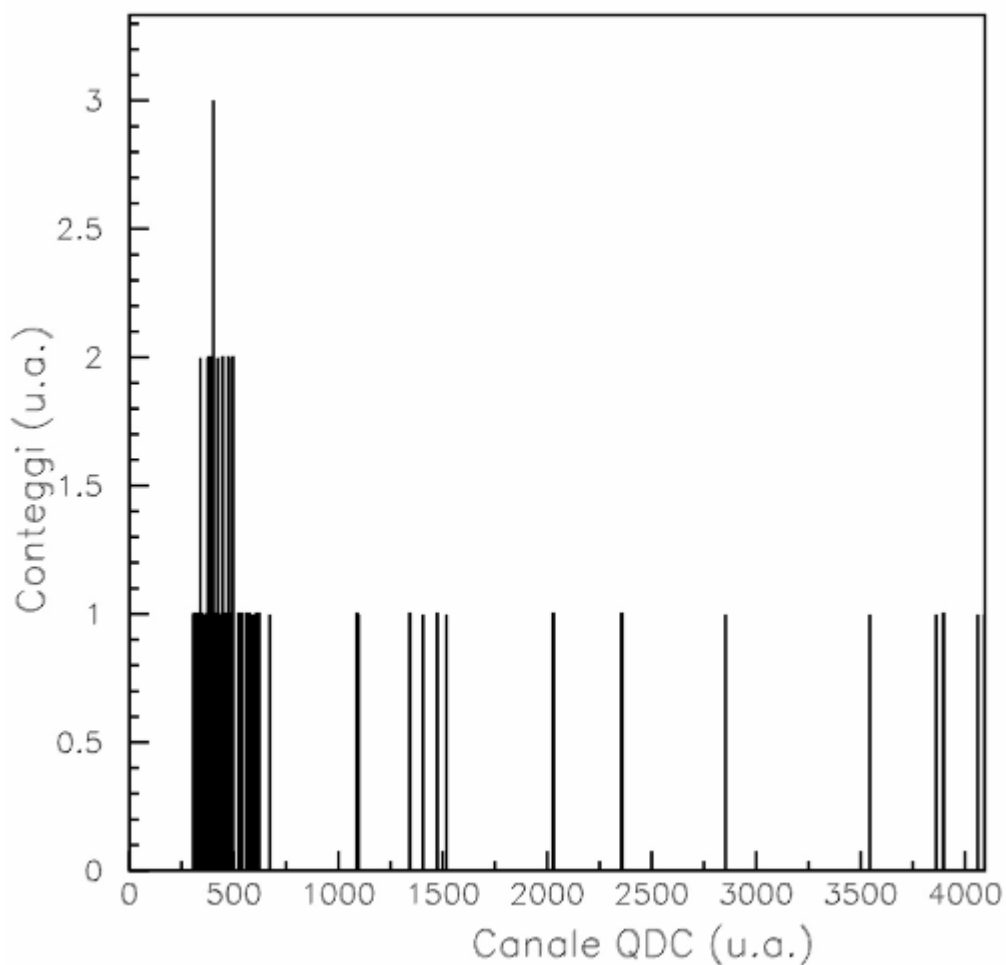
Anche qui si ricorre alla fibra scintillante.



SOGLIA DISCRIMINATORE=271 mV

Picco: 3 conteggi/500 QDC , $A_1 = 1,58 A_2$, $A_2 = 31,25 \times 10^{-12} C$

Visto il basso numero di conteggi acquisiti sullo spettro, si è acquisito un plot anche senza sorgente in modo da poter misurare il rumore di fondo (prevalentemente fondo cosmico). Anche in questo caso la durata dell'acquisizione si è mantenuta per un tempo di cinque minuti per essere coerente con la misurazione fatta con la sorgente.



Confrontando lo spettro acquisito senza sorgente con quello acquisito in presenza della sorgente, abbiamo potuto verificare la capacità del dispositivo a misurare anche raggi gamma nonostante la bassissima attività della sorgente adoperata.

CONCLUSIONI

In conclusione, si è dimostrato che i *Silicon Photomultiplier* sono dei buoni strumenti di fotorivelazione, capaci di buone prestazioni in carica, robusti e resistenti; non hanno bisogno di un'alta tensione di polarizzazione e non si danneggiano dopo lunghe esposizioni a luce ambientale, come invece accade con i classici fotomoltiplicatori e fotosensori.

Si è inoltre giunti al risultato che questo dispositivo è sensibile a bassissime intensità luminose, sino al singolo fotone. Partendo infatti da questa caratteristica principale, si è messo in evidenza che, al crescere dell'intensità luminosa, si raggiunge un potere risolutivo in numero di fotoni senza pari.

Numerosi sono i campi fisici e tecnologici in cui è possibile applicare questi dispositivi, per via di una crescente richiesta di rivelare sempre più piccole quantità di luce.

BIBLIOGRAFIA

- “Quantum Physics- Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles”, R. Eisberg & R. Resnick;
- “Introduction to the Structure of Matter”, J. Brehm & W. Mullin;
- Appunti del professore G. Piccitto;
- Appunti del professore G. Raciti anno 2007/2009;
- “Charatterization of a Novel 100-Channel Silicon Photomultiplier Part I: Noise”, P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta, G. Bonanno, B. Carbone, G. Condorelli, S. Di Mauro, G. Fallica, M. Mazzillo, A. Piazza, D. Sanfilippo, G. Valvo;
- “Charatterization of a Novel 100-Channel Silicon Photomultiplier Part II: Charge and Time”, P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta, G. Bonanno, B. Carbone, G. Condorelli, S. Di Mauro, G. Fallica, M. Mazzillo, A. Piazza, D. Sanfilippo, G. Valvo;
- “Features of Silicon Photo Multipliers: Precision Measurements of Noise, Cross-Talk, Afterpulsing, Detection Efficiency” , P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, G. Bonanno, S. Di Mauro;
- “Precision measurements of Photon Detection Efficiency for SiPM detectors”, G. Bonanno, P. Finocchiaro, A. Pappalardo, S. Billotta, L. Cosentino, M. Belluso;
- Manuale Silena 4418/Q CAMAC.

RINGRAZIAMENTI

Un primo ringraziamento va sicuramente alla dottoressa Concettina Sfienti che con la sua professionalità e grande esperienza, unita ad una insostituibile spontaneità, ha saputo accrescere in me un già sviluppato e fortissimo interesse per le discipline fisiche e soprattutto per le attività laboratoriali, sapendo opportunamente dosare i miei movimenti e le mie mansioni all'interno del laboratorio.

Ringrazio anche il dottore Paolo Finocchiaro che con la sua simpatia mi ha guidato in questa relazione mettendomi a disposizione il suo laboratorio fornito di macchinari e il suo valido aiuto: il dottore Alfio Pappalardo che ringrazio altrettanto calorosamente. Non dimenticherò la disponibilità del dottore Franco Ferrera, che fino all'ultimo mi è stato vicino con la sua gentilezza infinita.

Un particolare ringraziamento va al professore Marcello Lattuada, nonché direttore dell'LNS con sede a Catania, per la sua disponibilità e premurosa attenzione nell'accompagnarmi alla conclusione del progetto, indirizzandomi sempre nelle scelte migliori e più appropriate.

Ringrazio infine tutti coloro che hanno contribuito a questo lavoro, anche se in minima parte, ma non meno in sentimenti: la mia famiglia, Vito e la sua famiglia e tutti i miei amici.