

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Caratterizzazione di matrici di fotorivelatori

Relatore:

Prof. Marco Cuffiani

Presentata da:

Alessandro Badiali

Correlatori:

Dott. Alessandro Montanari

Dott. Nicolò Tosi

Abstract

Il lavoro della presente tesi è stato svolto nell'ambito di un progetto avente come scopo principale lo sviluppo di una nuova tecnica di *imaging* per la ricostruzione di tracce di particelle in un rivelatore ad argon liquido. Si vuole sfruttare la luce di scintillazione emessa dall'argon per realizzare immagini di tali tracce. A questo fine, è necessario utilizzare un dispositivo di *imaging*, composto da un sistema ottico e da un sensore. Per quanto riguarda il sistema ottico, si è optato per una maschera ad apertura codificata, mentre come sensori si intende utilizzare matrici di *silicon photomultiplier* (SiPM) con un elevato numero di canali.

In particolare, il lavoro di questa tesi si è focalizzato sulla caratterizzazione delle matrici di SiPM impiegate. Grazie a tale sistema, sono state effettuate le prime misure che hanno indicato la fattibilità di questa tecnica innovativa per la ricostruzione di immagini.

Indice

Introduzione	1
1 Sensori e sistemi ottici	3
1.1 Fotorivelatori	3
1.1.1 Struttura dei SiPM	4
1.1.2 Dettaglio del principio di funzionamento dei SiPM	5
1.1.3 Moltiplicazione a valanga	7
1.1.4 Conteggio di fotoni	9
1.1.5 Guadagno	10
1.1.6 Efficienza nella rivelazione di fotoni	11
1.1.7 Rumore	14
1.1.8 Risposta dei SiPM	18
1.2 Imaging	19
1.2.1 Pinhole camera	20
1.2.2 Maschera di Hadamard	21
2 Apparato sperimentale	25
2.1 Matrici di SiPM	26
2.2 Maschera di Hadamard	26
2.3 Scheda d’acquisizione	27
2.4 Scatola nera	28
2.5 Sistemi ottici	29
3 Misure e analisi dati	31
3.1 Misura dei guadagni	31
3.2 Immagini grezze	33
3.3 Ricostruzione di immagini	34
Conclusioni	37
A Canali matrice	39
Bibliografia	41

Introduzione

Il presente lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito di un progetto che ha come scopo lo sviluppo di una nuova tecnica per la ricostruzione di tracce di particelle in un rivelatore ad argon liquido. Attualmente le tracce delle particelle che attraversano l'argon liquido vengono ricostruite raccogliendo la carica di ionizzazione prodotta, da cui si ricavano due coordinate, mentre la terza coordinata viene calcolata misurando il tempo di deriva. Dal momento che l'argon liquido emette anche luce di scintillazione, in tale progetto si intende sfruttare questa luce per la ricostruzione di eventi attraverso la raccolta di immagini delle tracce.

Tale tecnica innovativa presenta però diversi ostacoli, tra i quali il principale è riuscire ad effettuare questo tipo di *imaging* con i raggi UV a 128 nm emessi dalla scintillazione dell'argon liquido. A tale lunghezza d'onda sia il sistema ottico per formare l'immagine, sia i fotosensori comunemente usati sono generalmente poco efficienti. Per questo motivo, la luce UV viene solitamente convertita in luce visibile da un materiale depositato sul sensore che sposta la lunghezza d'onda, comunque al prezzo di una perdita di efficienza. In definitiva, al netto di tutti gli effetti, ci si aspetta che sul sensore arrivi complessivamente qualche centinaio di fotoni.

Questo progetto si propone di utilizzare delle matrici di *silicon photomultiplier* (SiPM) come sensori di luce. I SiPM sono un moderno tipo di fotorivelatori a stato solido, sensibili ai singoli fotoni. La buona efficienza, il guadagno elevato, la bassa tensione di alimentazione e l'insensibilità ai campi magnetici hanno reso i SiPM molto utilizzati nel campo della fisica delle particelle per la costruzione di diversi tipi di rivelatori. Ciascun SiPM che costituisce la matrice rappresenta un pixel del sensore e la risposta dei pixel della matrice è utilizzata per la ricostruzione della immagine. In questa applicazione, l'ottica necessaria per la formazione della immagine sul sensore è realizzata tramite le cosiddette maschere *coded aperture* o maschere di Hadamard. La maschera è interposta tra la sorgente luminosa e il sensore e presenta delle aperture con una disposizione che segue un preciso algoritmo matematico. Ogni apertura funziona come una *pinhole camera*. L'immagine formata sul sensore deve essere decodificata per ottenere l'immagine della sorgente. Il vantaggio di questa tecnica è legato alla profondità di campo infinita, che consente di ottenere immagini a fuoco su tutto il volume del rivelatore.

In particolare, il lavoro di questa tesi consiste nella caratterizzazione di una matrice quadrata di 64 SiPM accoppiata ad una maschera di Hadamard. Lo scopo di questo primo prototipo a pochi canali era la dimostrazione della fattibilità della tecnica. La matrice è stata caratterizzata misurando la risposta di ogni SiPM stimolando i sensori con una quantità di luce nota prodotta da LED o laser. Ciò ha permesso di calcolare il guadagno di ciascun SiPM e di calibrare, quindi, la

matrice, passo necessario per i successivi test di illuminazione e ricostruzione di pattern di semplici sorgenti luminose.

Nel Cap. 1 è illustrato il principio di funzionamento dei SiPM: vengono spiegati i fenomeni fisici su cui si basano e vengono introdotti i principali parametri che contraddistinguono tali fotorivelatori, nonché i fenomeni che introducono rumore nei processi di misura. In seguito vengono trattati alcuni sistemi ottici e il principio su cui si basa l'idea della ricostruzione delle immagini. Nel Cap.2 è illustrato l'apparato sperimentale utilizzato: le matrici di SiPM, la maschera di Hadamard, la scheda elettronica impiegata per l'acquisizione e la scatola nera, nella quale sono stati montati i sistemi ottici per effettuare le caratterizzazioni. Infine nel Cap. 3 sono descritti i procedimenti e le modalità con cui sono state effettuate le misure e le relative analisi. Viene descritto il codice utilizzato per ottenere i *fit* degli spettri di carica dei canali della matrice di SiPM e il software scritto in linguaggio C++ in grado di fornire il numero di fotoni incidenti sui singoli canali. Sono inoltre riportati alcuni esempi dei risultati ottenuti. In particolare, la calibrazione svolta ha permesso di ricostruire alcune immagini di semplici sorgenti luminose.

Capitolo 1

Sensori e sistemi ottici

1.1 Fotorivelatori

Un fotorivelatore è un dispositivo in grado di rivelare la radiazione elettromagnetica, fornendo in uscita un segnale avente un'intensità di corrente o una differenza di potenziale proporzionale all'intensità della radiazione rivelata.

Esistono diversi tipi di fotorivelatori, uno di questi è il fototubo (PMT, *photo-multiplier tube*) basato sulla tecnologia del tubo a vuoto. Nel fototubo i fotoni della radiazione elettromagnetica colpiscono un fotocatodo, ossia un catodo rivestito da un materiale fotosensibile, il quale emette elettroni che vengono accelerati e moltiplicati da una serie di dinodi generando una differenza di potenziale fotoelettrica che viene quindi misurata e quantificata. Dal valore della differenza di potenziale così misurata si può perciò risalire all'intensità della radiazione elettromagnetica che l'ha generata, la quale viene, in tal modo, misurata indirettamente.

Dal 1993, la collaborazione MEPhI/Pulsar guidata dal Prof. B. Dolgoshein ha iniziato a sviluppare i primi modelli di fotomoltiplicatori al silicio (SiPM). I SiPM possono essere visti come un insieme di celle binarie che forniscono informazioni sull'intensità della luce incidente attraverso il conteggio del numero di celle colpite. Essi hanno un'eccellente capacità di contare i fotoni e il loro utilizzo presenta diversi vantaggi rispetto ai PMT. Infatti, i SiPM hanno una maggiore efficienza quantica rispetto ai PMT in un ampio intervallo di lunghezze d'onda. In aggiunta, il principio di funzionamento dei SiPM si basa sul passaggio degli elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, processo che richiede in generale meno energia rispetto all'estrarre elettroni dal fotocatodo dei PMT. Inoltre, i SiPM essendo insensibili a campi magnetici intensi sostituiscono i PMT in applicazioni in cui questi ultimi non possono essere utilizzati poiché richiedono uno schermaggio dai campi magnetici. I SiPM sono compatti, con un'alta densità di canali e risultano economici. Infatti, dato che il silicio è un materiale fondamentale nella costruzione di componenti e circuiti, il progresso tecnologico comporta l'abbassamento dei costi e la produzione di massa dei SiPM. Invece, un aspetto negativo dell'utilizzo di SiPM è la dipendenza significativa dalla temperatura sia del guadagno, sia del numero di celle colpite da valanghe secondarie.

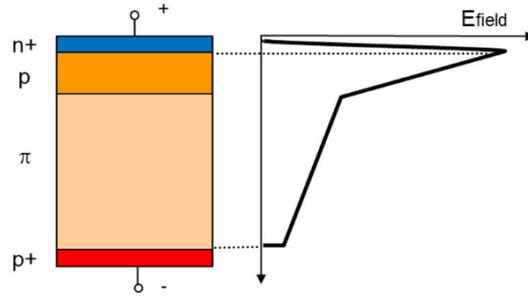


Figura 1.2: Schema di una possibile configurazione di drogaggio di un SiPM e campo elettrico nel regime operativo [16].

1.1.2 Dettaglio del principio di funzionamento dei SiPM

Una delle più semplici tipologie di fotorivelatori a stato solido consiste nei fotodiodi SPAD (*single photon avalanche diode*), in grado di causare una scarica anche in seguito all'assorbimento di un singolo fotone. Questo grazie al fatto che tali fotodiodi operano in regime Geiger, ossia con una tensione applicata ai capi maggiore della tensione di *breakdown* (V_{bd}).

Quando, all'interno della regione di svuotamento del silicio viene generato un campo elettrico sufficientemente alto, almeno 5×10^5 V/m, un portatore di carica generato da un fotone assorbito o per effetto termico sarà accelerato fino ad avere energia cinetica sufficiente per creare coppie di cariche elettrone-lacuna attraverso un processo chiamato ionizzazione per impatto. In questo modo, un singolo fotone assorbito può innescare una cascata di ionizzazione che si diffonde attraverso il volume di silicio. Questo processo è chiamato scarica di Geiger, in analogia con la scarica di ionizzazione osservata in un tubo di Geiger-Müller. Per poter rivelare i fotoni successivi, ogni scarica della valanga viene interrotta da una resistenza di *quenching* (smorzamento) posta in serie al diodo; essa limita la corrente assorbita durante il *breakdown*. Ciò riduce la tensione inversa applicata al diodo ad un valore inferiore alla sua tensione di *breakdown*, arrestando così la valanga. Il diodo torna poi alla tensione di polarizzazione ed è disponibile per rivelare i fotoni successivi. Un tipico impulso prodotto in uscita da un fotodiode è mostrato in Fig. 1.3.

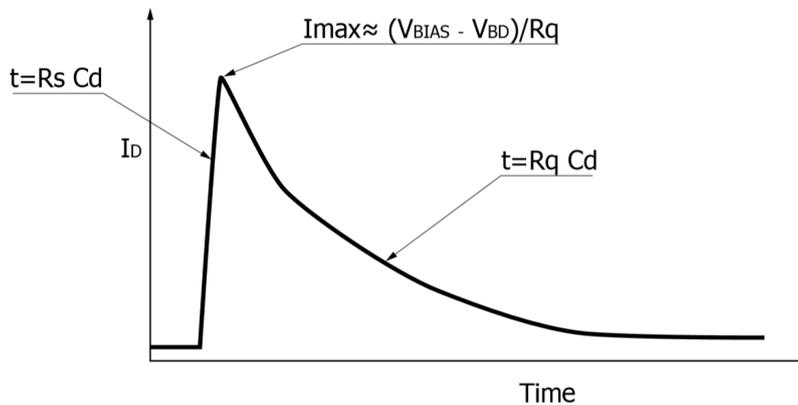


Figura 1.3: Impulso in uscita tipico di un fotodiode SPAD [7].

Come si può osservare dal segnale in uscita di uno SPAD in modalità Geiger nel momento in cui si verifica una scarica a valanga si osserva un picco contraddistinto da un tempo di salita τ_s estremamente breve e da un tempo di discesa τ_c molto più lungo.

Il circuito equivalente di un fotodiode a valanga in serie ad una resistenza di *quenching* è rappresentato in Fig. 1.4. La chiusura dell'interruttore corrisponde ad un fotone che innesca un processo di moltiplicazione a valanga.

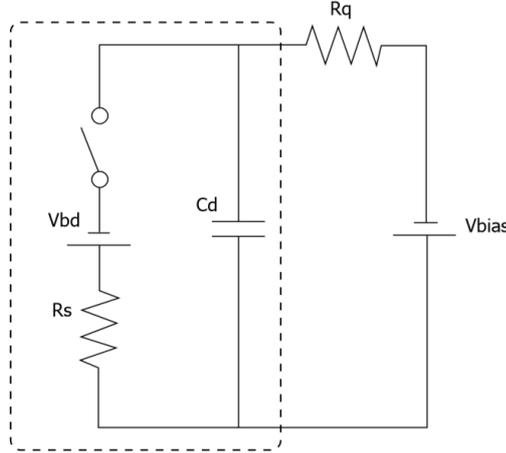


Figura 1.4: Circuito equivalente di uno SPAD in serie ad una resistenza di *quenching* [7].

Inizialmente il condensatore C_d , rappresentante la capacità della giunzione, si trova ad una tensione V_{bias} . In questa situazione l'interruttore è aperto e nel circuito non circola corrente. Quando l'interruttore viene chiuso, il condensatore inizia a scaricarsi sulla resistenza R_d . Il valore di R_d è pari a quello della resistenza effettiva del diodo in conduzione, ossia con una tensione applicata ai capi maggiori della V_{bd} . Il tempo necessario per la scarica è, quindi,

$$\tau_s = R_d \cdot C_d. \quad (1.1)$$

Al diminuire della tensione applicata a C_d , la corrente che scorre attraverso la resistenza di *quenching* R_q tende al valore asintotico di [15]:

$$I_d = \frac{V_{bias} - V_{bd}}{R_q + R_s}. \quad (1.2)$$

Se il valore di R_q è abbastanza alto, il processo di moltiplicazione a valanga viene interrotto. Ciò equivale alla riapertura dell'interruttore nel circuito, con conseguente ricarica del condensatore C_d fino alla tensione V_{bias} . Il tempo necessario per la carica è, quindi,

$$\tau_c = R_q \cdot C_d. \quad (1.3)$$

Quanto finora trattato equivale ad un SiPM costituito da una sola microcella. Infatti, i SiPM consistono in una matrice di microcelle indipendenti connesse in parallelo. Ciascuna cella è formata da un fotodiode SPAD, con uscita in comune, in serie ad una resistenza di *quenching*, come rappresentato schematicamente in Fig. 1.5.

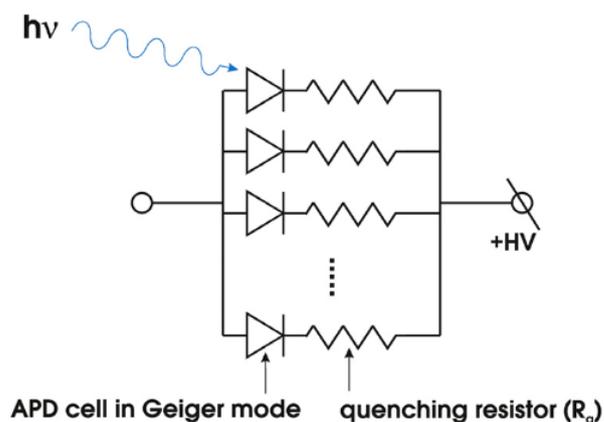


Figura 1.5: Schema circuitale del SiPM. Un SiPM consiste in fotodiodi, in serie a delle resistenze, posti in parallelo [12].

Ciascun fotodiodo opera in regime Geiger, in modo da avere una scarica di corrente in seguito all'assorbimento di un fotone. Inoltre, si ottengono guadagni dell'ordine di 10^6 ed è garantita un'alta omogeneità nella risposta delle singole celle del SiPM.

Il funzionamento dei SiPM si basa su quello dei fotodiodi SPAD e, perciò, anche i principali parametri sono collegati. Infatti, il tempo di salita di un SiPM è determinato dal tempo di salita della formazione di valanghe e dalla variazione dei tempi di transito dei segnali che arrivano da diversi punti nell'area attiva del sensore. Minimizzare questo tempo di transito può migliorare il tempo di salita, influenzato anche dall'impedenza in uscita del sensore. Invece, il tempo di recupero del sensore, uguale al tempo in cui decade l'impulso, è determinato dal tempo di ricarica delle microcelle.

Dal momento che la capacità della microcella dipende dalla sua area, il tempo di ripristino varia a seconda delle dimensioni della microcella. Infatti, il tempo di ripristino aumenta all'aumentare del lato delle microcelle del SiPM. Le microcelle possono comunque attivarsi durante il tempo di recupero prima che la sovratensione sia tornata al suo valore nominale, ma il guadagno (definito nella sezione 1.1.5) sarà ridotto in proporzione alla riduzione della sovratensione.

Il sensore produce in uscita una fotocorrente e la carica totale Q generata da un evento è data da

$$Q = N_{fired} \cdot G \cdot e, \quad (1.4)$$

dove N_{fired} è il numero di microcelle attivate, G è il guadagno ed e è la carica dell'elettrone. La carica totale è anche uguale all'integrale dell'impulso della fotocorrente [8].

1.1.3 Moltiplicazione a valanga

Studiando la caratteristica I-V di una giunzione p-n, riportata in Fig. 1.6, si osserva che aumentando la tensione di polarizzazione inversa applicata si raggiunge un valore per il quale la corrente inversa cresce in modo estremamente rapido.

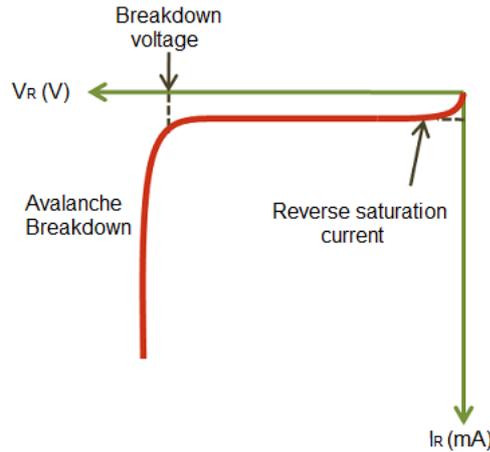


Figura 1.6: Caratteristica I-V di un diodo, zona di polarizzazione inversa. Si può notare come oltre il valore di tensione di breakdown la corrente cresce rapidamente.

La tensione alla quale si verifica tale fenomeno viene detta tensione inversa di *breakdown* (V_{bd}), in quanto si verifica la rottura del dielettrico. La tensione rimane praticamente costante al valore V_{bd} , mentre la corrente inversa cresce molto rapidamente. Il valore esatto della tensione di *breakdown* può essere ricavato dal grafico della radice quadrata della corrente in funzione della tensione, come nell'esempio in Fig. 1.7. Infatti, una definizione di V_{bd} è il valore di tensione dell'intercetta della retta che si ottiene effettuando il *fit* della parte lineare del grafico [8].

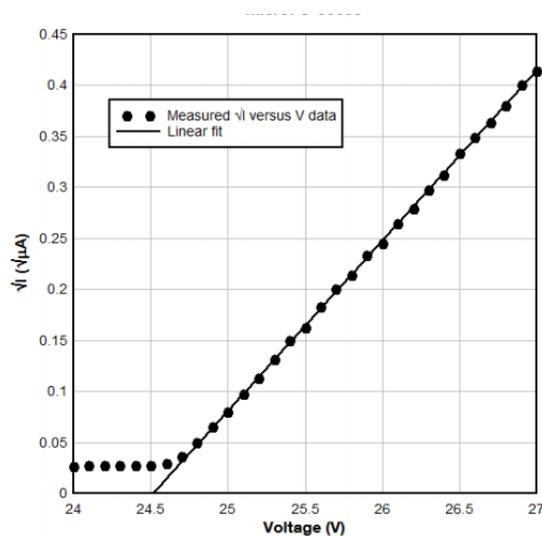


Figura 1.7: Radice della tensione inversa in funzione della tensione. Da questo grafico è possibile ricavare il valore esatto per la tensione di breakdown. Infatti, effettuando un *fit* lineare, il valore di tensione del punto di intersezione tra la retta del *fit* e l'asse delle ascisse è V_{bd} [8].

Nel caso la giunzione sia a basso drogaggio la rottura del dielettrico avviene attraverso un meccanismo detto moltiplicazione a valanga. I portatori minoritari

sono accelerati dal campo elettrico presente nella *depletion region*; esso è sufficientemente intenso da fornire ai portatori, tra due urti consecutivi, abbastanza energia cinetica da rompere un legame covalente. Questo processo prende il nome di ionizzazione per impatto. Ogni nuovo portatore prodotto in questo modo partecipa a sua volta al meccanismo con la produzione di altri portatori in un processo moltiplicativo, che prende perciò il nome di effetto valanga.

In un SiPM, la tensione di *breakdown* è la minima tensione che deve essere applicata per avere una scarica dopo l'assorbimento di un fotone. V_{bd} dipende dal campo elettrico all'interno del SiPM, il quale dipende a sua volta dal drogaggio e dallo spessore delle regioni del SiPM. La tensione di *bias* (V_{bias}) alla quale operano i SiPM è qualche volt in più rispetto a V_{bd} . La differenza tra V_{bias} e V_{bd} è detta *overvoltage* e sarà indicata con ΔV .

Come si nota in Fig. 1.8, all'aumentare della temperatura, anche V_{bd} aumenta. Questo avviene per via della variazione della mobilità dei portatori di carica e del tasso di ionizzazione. Infatti, all'aumentare della temperatura aumenta la frequenza degli urti contro gli ioni del reticolo, diminuisce il libero cammino medio e diminuisce l'energia cinetica media acquistata tra due urti. La dipendenza di V_{bd} dalla temperatura può essere considerata lineare in prima approssimazione.

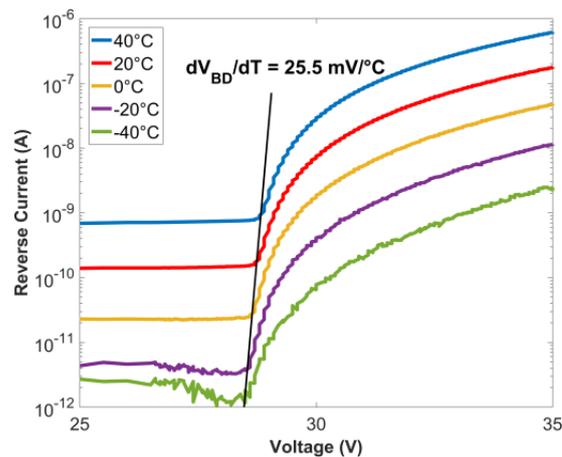


Figura 1.8: Caratteristiche I-V per diversi valori di temperatura compresi tra -40°C e 40°C . Si nota che la tensione di breakdown aumenta all'aumentare della temperatura.

1.1.4 Conteggio di fotoni

In Fig. 1.9 è mostrato lo spettro fotoelettrico di un SiPM costituito da una grande quantità di impulsi. Infatti, ogni entrata corrisponde alla carica rilasciata convertita in digitale, misurata integrando i picchi della corrente elettrica durante un intervallo di tempo predefinito. Ogni picco corrisponde ad un numero diverso di microcelle del SiPM colpite allo stesso tempo. I picchi sono separati nettamente e la probabilità che si verifichino dipende al primo ordine dalle variazioni dell'intensità della luce. Osservando l'istogramma, si nota che il primo picco corrisponde al non avere fotoni rivelati. Inoltre, la larghezza del primo picco indica il valore del rumore del sistema, dato che rappresenta le fluttuazioni casuali nel segnale di

uscita in assenza di stimoli. L'istogramma rappresentato ha il primo picco largo $\sigma_0 = 29 \pm 1$ conteggi di ADC. Il secondo picco rappresenta l'evento in cui viene assorbito solo un fotoelettrone; esso è invece largo $\sigma_1 = 38.1 \pm 0.4$ conteggi di ADC. Dunque, il secondo picco è molto più largo del primo. Infatti, anche se l'omogeneità della risposta delle celle del SiPM è alta, più celle vengono colpite più la larghezza dei picchi aumenta con la radice quadrata del numero di celle colpite, andando così a limitare il massimo numero di picchi risolvibili [4].

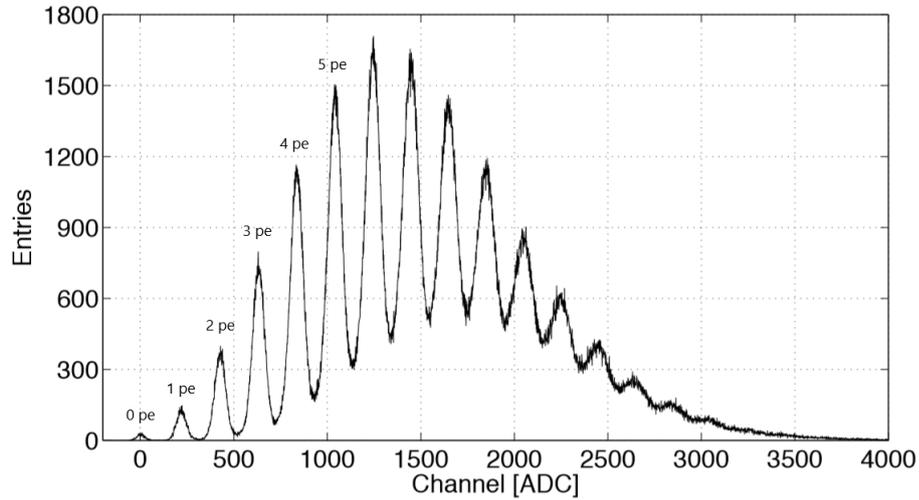


Figura 1.9: Spettro fotoelettrico di un Hamamatsu MPPC S10362-11-100C ottenuto utilizzando un LED come sorgente luminosa alla tensione di bias di 70.3 V e alla temperatura di 25°C. Ciascun picco corrisponde ad un certo numero di fotoelettroni [4].

1.1.5 Guadagno

Il guadagno di un SiPM è definito come la quantità di carica generata quando un fotone viene rivelato e dipende dalla sovratensione e dalla grandezza delle singole celle del SiPM, come è mostrato nell'esempio in Fig. 1.10. Ogni volta che viene generata una valanga da un fotone assorbito nel volume attivo, ciascuna cella emette carica quantizzata e uniforme.

Il guadagno di una singola cella di un SiPM si calcola come il rapporto tra la carica generata dalla cella attivata e la carica dell'elettrone ed è quindi dato da

$$G = \frac{C \cdot \Delta V}{e}, \quad (1.5)$$

in cui C è la capacità del diodo, $\Delta V = V_{bias} - V_{bd}$ è la sovratensione, infine e è la carica elementare.

Quindi, il guadagno di una singola cella aumenta in modo linearmente proporzionale a ΔV . In generale, V_{bd} dipende dalla temperatura e di conseguenza anche il guadagno dipende da essa [4].

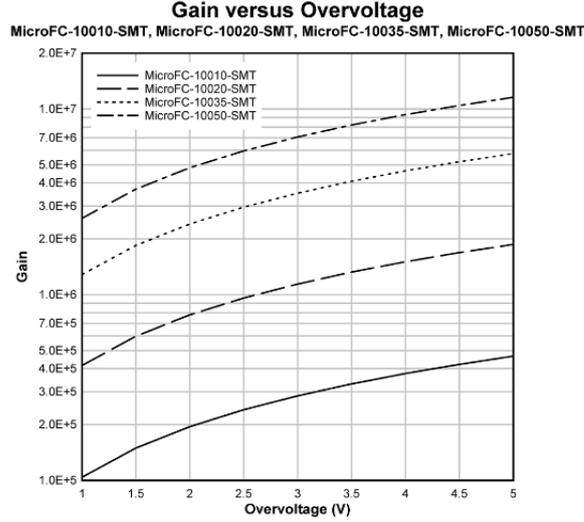


Figura 1.10: Guadagno in funzione della sovratensione per dimensioni diverse della microcella (10 μm , 20 μm , 35 μm e 50 μm) [9].

Il guadagno di un SiPM è dato dalla distanza tra le ascisse di due picchi consecutivi dello spettro fotoelettrico. Quindi, nella pratica un modo per calcolarlo è effettuare la media tra le distanze tra le ascisse dei picchi consecutivi.

1.1.6 Efficienza nella rivelazione di fotoni

Un parametro importante è l'efficienza con la quale i fotoni con una data lunghezza d'onda sono rivelati. Per un SiPM l'efficienza nella rivelazione dei fotoni (*PDE*, *photon detection efficiency*) può essere espressa come [8]

$$PDE(\lambda, V) = \eta(\lambda) \cdot \epsilon(V) \cdot FF, \quad (1.6)$$

dove $\eta(\lambda)$ è l'efficienza quantica del silicio, ossia la probabilità di generazione di una coppia elettrone-lacuna a seguito di un fotone incidente, $\epsilon(V)$ è la probabilità che una valanga inizi e FF è il fattore di riempimento, ossia il rapporto tra l'area sensibile alla luce e l'area totale del dispositivo. FF è minore di 1 a causa dello spazio tra le singole celle del SiPM, ma generalmente è superiore a 0.7-0.8.

Dato che $\eta(\lambda)$ è costante per una data lunghezza d'onda di una sorgente luminosa e FF è costante per un dato SiPM, si conclude che la *PDE* di un singolo dispositivo dipende solo da $\epsilon(V)$ ed è quindi una funzione della sovratensione V . In Fig. 1.11 è mostrato un esempio di dipendenza della *PDE* di un SiPM dalla lunghezza d'onda e dalla sovratensione.

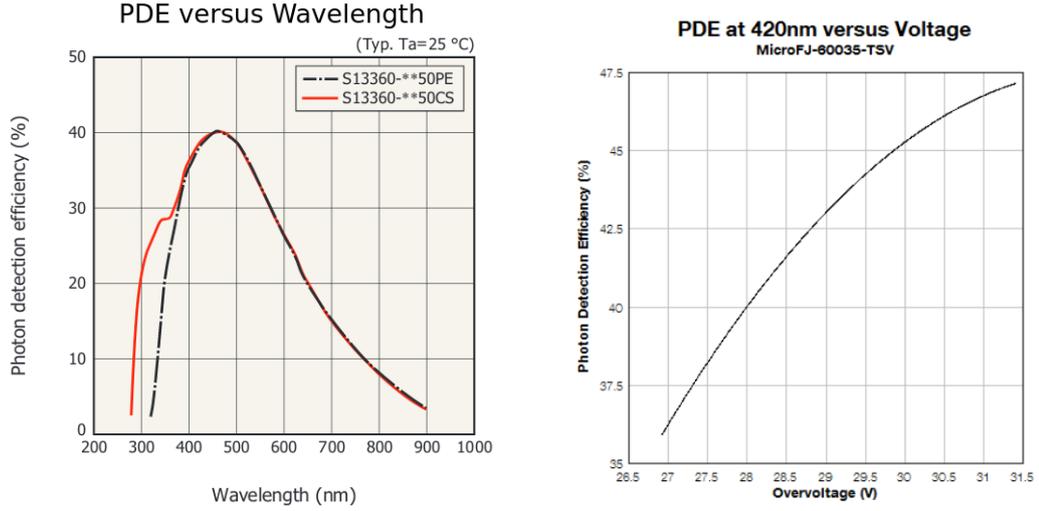


Figura 1.11: A sinistra, PDE in funzione della lunghezza d'onda per un SiPM con celle di $50\ \mu\text{m}$ [6]. A destra, PDE in funzione della sovratensione per un SiPM di 6 mm con celle di $35\ \mu\text{m}$ [8].

Efficienza quantica

L'efficienza quantica rappresenta la probabilità per un fotone di generare una coppia elettrone-lacuna nella regione attiva del dispositivo. Essa è data dal prodotto tra la trasmittanza dello strato di dielettrico sulla superficie del silicio e tra l'efficienza quantica interna. Entrambi i termini dipendono dalla lunghezza d'onda. Il primo termine può essere massimizzato aggiungendo un rivestimento antiriflesso, mentre il secondo termine rappresenta la probabilità per un fotone che ha attraversato lo strato di dielettrico di generare una coppia elettrone-lacuna nella regione attiva. In un diodo n+/p/p+, lo strato attivo è approssimativamente limitato in alto dallo strato n+ non svuotato, mentre in basso è limitato dallo strato p+ utilizzato per il contatto ohmico o, nel caso di substrati sovrapposti, dal substrato altamente drogato. Infatti, quando una coppia viene generata in quelle regioni, c'è un'alta probabilità che un elettrone e una lacuna si ricombinino a causa dei processi Auger o Shockley-Read-Hall (SRH) [15].

Probabilità di trigger

Quando i portatori di carica attraversano la regione ad alto campo elettrico, essi hanno una probabilità finita di generare una valanga. In caso di un evento di generazione di un fotone, vengono creati due portatori di carica che viaggiano in direzione opposta. Tenendo conto di entrambi i contributi, la probabilità di *trigger* totale è data da [15]

$$P_t = P_e + P_h - P_e \cdot P_h, \quad (1.7)$$

dove P_e e P_h sono rispettivamente la probabilità per gli elettroni e la probabilità per le lacune di causare il *breakdown*.

Il significato fisico di questa equazione può essere compreso se si considera una giunzione n+/p con una regione con un campo elettrico costante ad alta intensità.

Osservando l'andamento della probabilità in funzione della profondità rappresentato in Fig. 1.12, si osserva che se una coppia è generata nella parte sinistra della zona dove il campo elettrico è intenso, l'elettrone è direttamente raccolto sull'elettrodo n+ e non contribuisce alla probabilità di trigger. Invece, la lacuna deve attraversare tutta la regione che presenta il campo intenso e quindi la sua probabilità di *trigger* è massima e $P_t = P_{hM}$. In caso di generazione di un fotone nella parte destra, la situazione è simmetrica e solo gli elettroni contribuiscono alla probabilità di *trigger*, quindi $P_t = P_{eM}$. Nella regione centrale, entrambi i portatori di carica contribuiscono con un peso differente che è funzione della posizione in cui avviene la generazione di un fotone e il valore di P_t è compreso tra P_{eM} e P_{hM} .

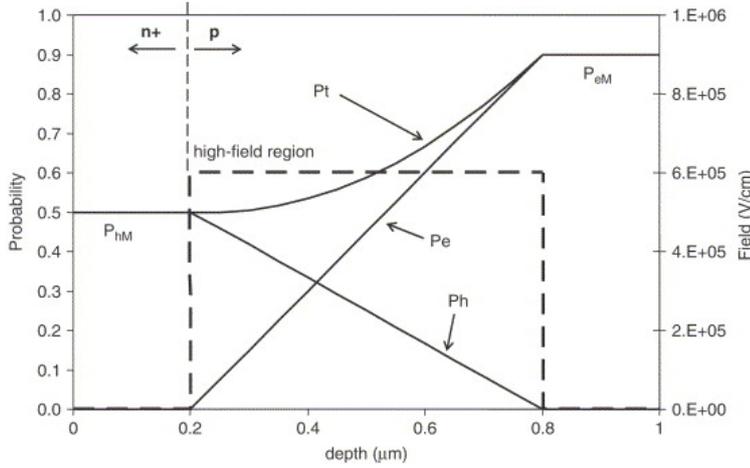


Figura 1.12: Probabilità di innescare una valanga in funzione della profondità alla quale è generato un fotone [15].

P_e e P_h dipendono dal tasso di ionizzazione per impatto degli elettroni (α_n) e delle lacune (α_p). I valori di questi parametri aumentano all'aumentare del campo elettrico e l'elettrone ha un tasso di ionizzazione più alto della lacuna (ad esempio, a 5×10^5 V/m, α_n è circa il doppio di α_p). La differenza tra i due parametri diminuisce, però, all'aumentare dell'intensità del campo. Questo comportamento si riflette nelle probabilità P_e e P_h . Quindi, per massimizzare la probabilità di *trigger*, è necessario che la generazione di fotoni avvenga nel lato p della giunzione in modo che gli elettroni attraversino la zona ad alta intensità di campo elettrico, inoltre la V_{bias} deve essere elevata.

Le probabilità P_e e P_h possono essere calcolate come funzioni della posizione di generazione di un fotone risolvendo una coppia di equazioni differenziali che descrivono questo processo per gli elettroni e per le lacune [14]:

$$\frac{dP_e}{dz} = (1 - P_e) \cdot \alpha_n \cdot (P_e + P_h - P_e \cdot P_h), \quad (1.8)$$

$$\frac{dP_h}{dz} = -(1 - P_h) \cdot \alpha_p \cdot (P_e + P_h - P_e \cdot P_h), \quad (1.9)$$

con le condizioni al contorno $P_e(z_n) = 0$ e $P_h(z_p) = 0$, dove z_n e z_p sono i limiti della regione di svuotamento rispettivamente dal lato della regione di tipo n e di tipo p. Gli elettroni in z_n lasciano immediatamente la regione di svuotamento

senza causare alcuna ionizzazione, così come le lacune in z_p . Infatti, in questi due casi c'è un'alta probabilità che i portatori di carica siano semplicemente raccolti.

Efficienza geometrica

Il rapporto tra l'area attiva e l'area totale del dispositivo è un problema critico nei SiPM. Ciascuna cella del SiPM è circondata da una regione non sensibile a segnali luminosi costituita dalla struttura che parzialmente isola otticamente le celle. Considerando che l'area di una cella può essere molto piccola, anche pochi μm di regione non sensibile attorno alla cella possono avere un effetto molto dannoso sull'efficienza geometrica.

1.1.7 Rumore

La prestazione dei SiPM è determinata dall'efficienza di rivelazione e dal rumore, originato dai portatori di carica non generati da fotoni che producono una scarica detta secondaria. Queste valanghe secondarie sono dovute prevalentemente a tre fenomeni: *dark counts*, *optical cross-talk* e *after-pulses*. Tali fenomeni avvengono in modo stocastico e introducono fluttuazioni nei processi di misura.

Dark Counts

I segnali non sono prodotti solo dai portatori di carica generati dai fotoni, ma anche da portatori di carica generati termicamente. I segnali prodotti da questi ultimi sono chiamati *dark pulse* perché queste scariche avvengono in modo casuale e indipendente dall'illuminazione. I *dark pulse* sono osservati insieme ai normali segnali, ma non sono distinguibili da questi per la forma e quindi sono causa di errori nella rivelazione. I *dark pulse* costituiscono la causa del rumore primario, dato che le scariche a valanga non sono causate da fotoni realmente assorbiti dal sensore.

Il numero di *dark pulse* osservato è detto *dark count rate*, definito come il numero di segnali che sono generati in assenza di una sorgente luminosa ed eccedono la soglia di 0.5 fotoelettroni. Poiché i *dark pulse* sono prodotti da cariche generate termicamente, il *dark count rate* varia con la temperatura del SiPM. Il *dark count rate* mostra il seguente comportamento [1]:

$$N_{0.5} \propto T^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.10)$$

dove T è la temperatura assoluta espressa in K ed E_g è l'energia di *gap*, di valore circa 1.1 eV per il silicio puro. Quando il guadagno è fissato ad un valore costante, il numero di *dark count* dipende linearmente dalla temperatura.

Il tasso di generazione e ricombinazione termica dei portatori di carica nella banda proibita può essere descritto dall'equazione di Shockley-Read-Hall (SRH) [14]:

$$G = \frac{n_i^2 - pn}{\tau_{e0} \left(p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_0}{kT}\right)\right) + \tau_{h0} \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_0}{kT}\right)\right)}. \quad (1.11)$$

I processi di generazione e ricombinazione avvengono quando in un semiconduttore il prodotto pn differisce dal suo valore di equilibrio n_i^2 . Nell'equazione, n_i è la concentrazione intrinseca di portatori nel semiconduttore, E_0 è il livello di Fermi del materiale, E_t è il livello energetico del centro di cattura, mentre τ_{e0} e τ_{h0} sono i tempi di ricombinazione, rispettivamente per elettroni e lacune, definiti come:

$$\tau_{i0} = \frac{1}{v_{th}\sigma_i N_t}, \quad i = n, p; \quad (1.12)$$

dove σ_i è la sezione di cattura per elettroni ($i = n$) o lacune ($i = p$), N_t è la concentrazione di centri di cattura, mentre v_{th} è la velocità termica data da

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}, \quad (1.13)$$

con m^* massa effettiva dell'elettrone o lacuna. Nella regione di svuotamento, p e n sono molto bassi e il tasso di generazione può essere approssimato da:

$$G = \frac{n_i}{\tau_{e0} \exp\left(-\frac{E_t - E_0}{kT}\right) + \tau_{h0} \exp\left(\frac{E_t - E_0}{kT}\right)} = \frac{n_i}{\tau_{g0}}, \quad (1.14)$$

dove τ_{g0} è detto tempo di generazione e descrive il tasso di formazione di coppie elettrone-lacuna nella regione di svuotamento. Se E_t è circa uguale a E_0 , allora il tempo di generazione è dello stesso ordine di grandezza dei tempi di ricombinazione. Invece, se E_t è molto diverso da E_0 , τ_{g0} può essere molto maggiore rispetto a τ_{e0} e a τ_{h0} [14].

Oltre a essere dovuto ai portatori di carica che sono generati termicamente, il rumore di fondo nei SiPM può essere dovuto anche ai portatori di carica generati per effetto tunnel. La generazione di una coppia elettrone-lacuna dipende dalla tensione applicata al SiPM. Aumentando la sovratensione, l'intensità del campo elettrico cresce e, di conseguenza, è più probabile che si verifichi l'effetto tunnel; aumenta quindi la frequenza di generazione. Il *dark count rate* cresce linearmente con la sovratensione, come mostrato nell'esempio in 1.13. I *dark count* possono essere considerati statisticamente indipendenti.

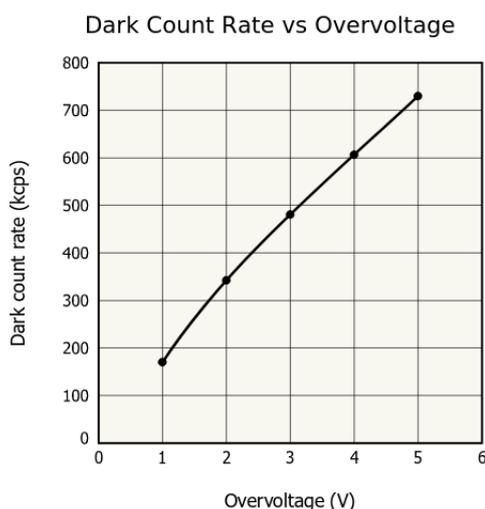


Figura 1.13: *Dark count rate* in funzione della sovratensione per un SiPM di 3 mm con celle di 50 μm [6].

Sorgenti di rumore diverse comportano dipendenze dalla temperatura diverse. Infatti, come mostrato in Fig. 1.14, si possono distinguere tre zone con dipendenze del *dark count rate* dalla temperatura diverse a seconda del principale contributo apportato al rumore. A basse temperature il rumore è principalmente dovuto all'effetto tunnel, si distingue poi una zona nella quale dominano i processi di generazione SRH, mentre per temperature maggiori prevale la diffusione.

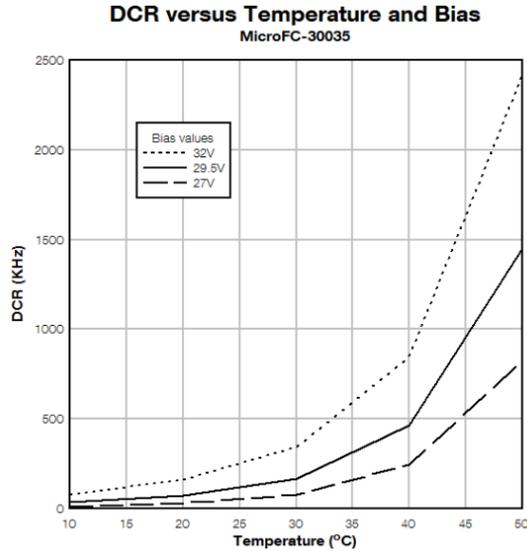


Figura 1.14: Dark count rate di un SiPM in funzione della temperatura per diversi valori di tensione di bias [9].

Optical Cross-Talk

Può accadere che siano osservati impulsi corrispondenti a due o più fotoelettroni quando fotoni generati durante una valanga attivano scariche secondarie che possono coinvolgere la stessa cella o quelle vicine. Se il fenomeno coinvolge le celle vicine, allora prende il nome di *optical cross-talk* (OCT). Il segnale corrispondente agli OCT non si distingue dal segnale del fotone iniziale, ciò comporta una incertezza maggiore per quanto riguarda il conteggio di fotoni del SiPM, dato che è impossibile sapere quante celle siano attivate da questo effetto. La probabilità di avere OCT è quindi un parametro importante di un SiPM e deve essere minimizzato. Gli OCT sono una delle cause del rumore correlato, dato che le scariche secondarie sono legate ad un evento primario, che può essere sia reale, sia di rumore. Gli OCT possono manifestarsi in tre modi diversi. La prima possibilità è che si manifestino direttamente, quando un fotone emesso genera un portatore di carica nella regione attiva di una cella vicina. Quindi, viene prodotta una valanga secondaria in coincidenza con la prima. Gli OCT si possono anche verificare in ritardo, quando il fotone è assorbito dalla regione non di svuotamento. In questo caso, viene generato un portatore di carica capace di raggiungere la regione attiva di diffusione, ma data la lentezza del processo, la valanga secondaria sarà in ritardo rispetto alla prima. L'ultimo modo in cui gli OCT si verificano è esternamente, quando il fotone emesso cerca di uscire dal dispositivo, ma è riflesso da strutture poste sul dispositivo.

Il numero di OCT dipende principalmente dalla grandezza delle celle, dalla tensione applicata alle celle e dal guadagno. La probabilità di avere OCT può essere misurata come il rapporto tra il numero di segnali generati al buio che eccedono la soglia di 1.5 fotoelettroni e la soglia di 0.5 fotoelettroni [1]

$$OCT = \frac{N_{1.5}}{N_{0.5}}. \quad (1.15)$$

Le celle piccole hanno OCT maggiore rispetto alle celle grandi, infatti se le celle sono grandi i fotoni devono compiere distanze medie più lunghe per raggiungere celle vicine e causare valanghe secondarie. In Fig. 1.15 è presente un esempio di dipendenza della probabilità di avere OCT in funzione del guadagno del SiPM per tre sensori di dimensioni diverse. Nei SiPM moderni sono poste intercapedini tra le celle per avere isolamento elettrico e ottico, almeno parzialmente.

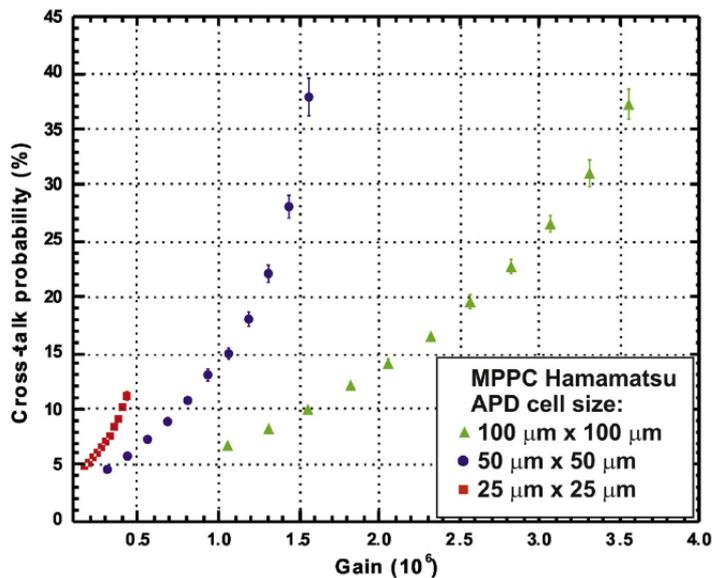


Figura 1.15: Probabilità di avere OCT in funzione del guadagno del SiPM per tre diversi tipi di sensore [12].

After-Pulses

I portatori di carica di una valanga iniziale possono rimanere intrappolati da impurità del silicio. Dopo un tempo di ritardo dell'ordine di alcuni ns può accadere che queste cariche intrappolate siano rilasciate e generino delle valanghe secondarie nella stessa cella. Le valanghe generate in tale maniera prendono il nome di *after-pulse*. In Fig. 1.16 è presente un esempio di segnali dovuti agli *after-pulse*. Gli *after-pulse*, assieme agli OCT, sono causa del rumore correlato, anche se le scariche secondarie dovute agli OCT coinvolgono le celle adiacenti, mentre quelle dovute agli *after-pulse* coinvolgono la stessa cella in cui è avvenuta la scarica primaria. Se gli *after-pulse* hanno un tempo di ritardo breve, inferiore al tempo di recupero delle celle, allora producono effetti trascurabili sulle misure dato che si attivano quando le celle del SiPM non sono completamente cariche. Invece, gli *after-pulse*

con tempo di ritardo maggiore del tempo di recupero delle celle incidono sui valori misurati. Gli *after-pulse* dipendono dalla tecnologia del sensore ed è fondamentale tenerne conto negli esperimenti legati alla correlazione tra fotoni in quanto la loro presenza può alterare le misure [1].

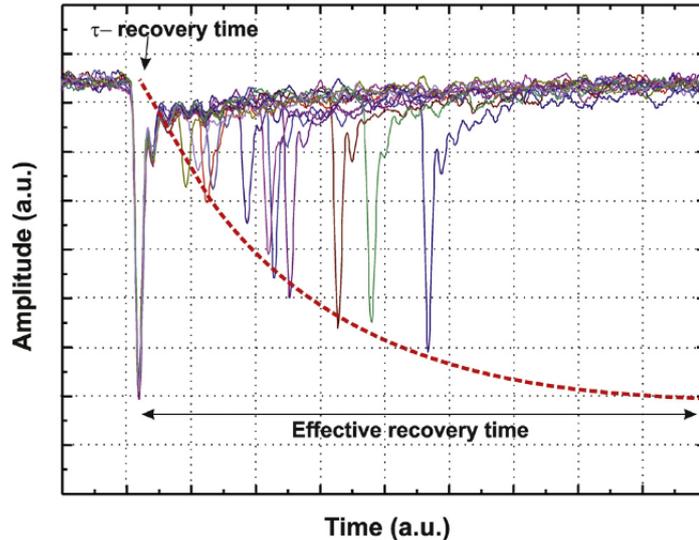


Figura 1.16: *After-pulse* con diversi tempi di ritardo [12].

1.1.8 Risposta dei SiPM

Se il numero di fotoni incidenti è molto minore rispetto al numero delle celle, la risposta del SiPM è lineare. Ciò significa che il numero di celle attivate è proporzionale al numero di fotoni incidenti, come viene mostrato in Fig. 1.17. L'intervallo di valori di intensità luminosa entro il quale la risposta del SiPM è lineare è detto range dinamico del SiPM. Ad un aumento dell'intensità incidente corrisponde un aumento della corrente in uscita.

Il range dinamico del SiPM è funzione del numero di celle che lo compongono e della PDE, quindi della sovratensione e della lunghezza d'onda della radiazione incidente [1]. Se il numero di fotoni incidenti aumenta, può accadere che due o più fotoni siano assorbiti dalla stessa cella del SiPM. Questo perché maggiore è l'intensità della luce incidente, maggiore è la probabilità che un secondo fotone sia assorbito da una cella prima che questa termini il processo a valanga già in atto. Anche se due o più fotoni sono assorbiti dalla stessa cella, dopo che si è verificata una scarica a valanga, non è possibile che ne avvenga un'altra nella stessa cella fino a quando non verrà ristabilita la tensione di *bias* grazie alla resistenza di smorzamento. Se il fotone successivo è rivelato prima che la cella si sia ricaricata completamente, si avrà in uscita un impulso con ampiezza che varia a seconda del livello di carica, quindi esso potrebbe risultare molto più piccolo. La sovrapposizione degli impulsi in uscita comporta errori nel conteggio dei fotoni e peggiora la linearità del segnale di uscita all'aumentare del numero di fotoni incidenti. Quindi, nel caso in cui il numero di fotoni incidenti sia confrontabile con il numero delle celle o maggiore, si avrà una risposta non lineare.

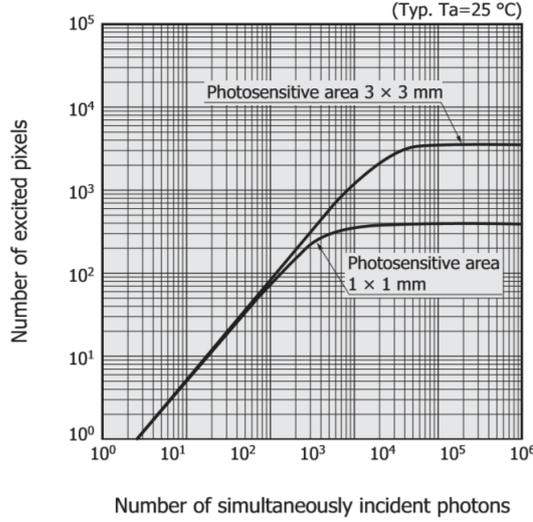


Figura 1.17: Numero di celle attivate in funzione del numero di fotoni incidenti simultaneamente in scala logaritmica. Si può osservare il range dinamico per fotoni incidenti simultaneamente. Il pitch delle celle è pari a $50 \mu\text{m}$ [1].

Se si considerano i fotoni ben distribuiti fra le celle, diventa possibile descrivere il comportamento del SiPM con una distribuzione di Poisson. Infatti, definendo il valore medio della distribuzione come

$$\lambda = \frac{N_{\text{photon}}}{N_{\text{total}}} \cdot PDE, \quad (1.16)$$

dove N_{photon} è il numero di fotoni incidenti, il quale è moltiplicato per la PDE (*photon detection efficiency*), mentre N_{total} è il numero di celle del SiPM; la probabilità di avere n interazioni in una cella può essere calcolata come

$$P(n) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^n}{n!}. \quad (1.17)$$

Il numero delle celle colpite N_{fired} è dunque

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{total}}(1 - P(0)) = N_{\text{total}}(1 - e^{-\lambda}), \quad (1.18)$$

dove $P(0)$ è la probabilità di non avere interazioni. Il numero di celle colpite può essere quindi riscritto come

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{total}} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{PDE \cdot N_{\text{photon}}}{N_{\text{total}}}\right) \right), \quad (1.19)$$

Per il range dinamico è invece possibile approssimare tale espressione e si ottiene

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{photon}} \cdot PDE. \quad (1.20)$$

1.2 Imaging

Esistono diversi modi per ricostruire un'immagine di una sorgente luminosa a partire dalla traccia che essa lascia, ad esempio, su un fotorivelatore. In ogni caso, tutti i modi coinvolgono sistemi ottici, solitamente realizzati con lenti o specchi.

Ad esempio, il telescopio ottico è uno strumento per l'osservazione astronomica nel dominio delle radiazioni elettromagnetiche visibili. Il telescopio ottico è costituito essenzialmente da uno o più elementi ottici che raccolgono e focalizzano la luce e da un secondo gruppo di elementi che possono essere un oculare, se l'osservazione avviene direttamente con l'occhio, o un elemento sensibile che può essere una lastra fotografica o un sensore elettronico. Il telescopio ottico può essere realizzato mediante l'uso di lenti, e in questo caso si parla di telescopio rifrattore, oppure mediante l'uso di specchi, e in questo caso si parla di telescopio riflettore, oppure con schema misto.

Invece, quando la radiazione che si intende osservare appartiene ai raggi X, a causa della forte penetrazione della radiazione, si devono utilizzare telescopi particolari, costituiti da set di specchi parabolici o iperbolici, disposti in modo da operare con angoli di incidenza molto piccoli al fine di far convergere i raggi in un unico fuoco. Anche per osservare i raggi γ non è possibile utilizzare un telescopio classico.

In astronomia esiste un'altra tecnica per la realizzazione di immagini detta *Coded Aperture Imaging* (CAI), utilizzata in particolare per lo studio di raggi X e γ . Tale tecnica prevede l'utilizzo di maschere ad apertura codificata, ossia forate in modo opportuno secondo algoritmi matematici che permettano di ottenere un'immagine grezza, che una volta decodificata fornisca l'immagine della sorgente della radiazione. Ad esempio, alcune di queste maschere (dette di Hadamard) si basano sulle matrici di Hadamard, matrici quadrate le cui entrate sono $+1$ o -1 e le cui righe sono mutuamente ortogonali.

1.2.1 Pinhole camera

Il concetto alla base dell'utilizzo delle matrici di Hadamard è semplice e può essere illustrato dalla *pinhole camera* o fotocamera con foro stenopeico, rappresentata schematicamente in Fig. 1.18. Una *pinhole camera* è una semplice macchina fotografica senza lente, ma solo con una piccola apertura. La più semplice consiste in una scatola opaca e resistente alla luce, con un foro piccolo su un lato e del materiale fotosensibile sul lato opposto. La luce attraversa il foro e proietta l'immagine invertita sul lato opposto della scatola. Tale effetto prende il nome di principio della camera oscura.

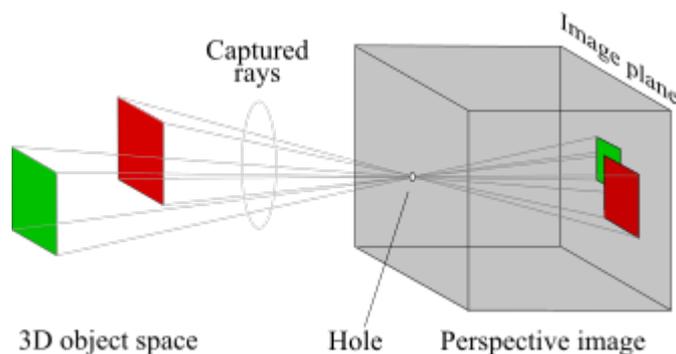


Figura 1.18: Schema per illustrare il funzionamento di una pinhole camera.

Mettendo uno schermo opaco con un foro di spillo davanti ad un fotorivelatore altamente segmentato ad una distanza D dal piano del fotorivelatore, la luce proveniente da una direzione θ rispetto alla normale al piano focale colpirà un pixel che si trova ad una distanza $D \cdot \tan(\theta)$ dall'asse del sistema. Quindi, la posizione del pixel è in corrispondenza uno ad uno con l'angolo nel campo visivo e il sistema composto dal fotorivelatore e dal *pinhole* funge da fotocamera per immagini.

La fotocamera con foro stenopeico si basa sul principio della luce, la quale viaggia in linea retta e forma piccoli punti su materiale fotosensibile, come un rullino o la carta fotografica. L'immagine che viene salvata risulta invertita e la nitidezza dipende dalla dimensione del foro. Quest'ultima determina molti fattori, tra cui la profondità di campo e l'esposizione. Infatti, come nelle macchine fotografiche digitali, un foro più piccolo aumenta la profondità di campo e, di conseguenza, rende l'immagine più nitida. Inoltre, diminuendo la dimensione del foro, il tempo di esposizione aumenta. Ciò è dovuto al fatto che un foro più piccolo lascia passare meno luce ed è quindi necessario aumentare il tempo di esposizione per permettere il passaggio di una quantità sufficiente di luce.

Il foro deve essere il più possibile circolare e non deve presentare imperfezioni. La distanza tra il foro e la pellicola (o il rivelatore), ovvero la lunghezza focale, può essere resa variabile spostando la pellicola: avvicinandola al foro si aumenteranno l'angolo di campo e la luminosità, mentre allontanandola si dovrà incrementare l'esposizione e l'angolo di campo sarà più stretto. Un metodo per calcolare la dimensione ottimale del foro, ipotizzato per la prima volta da Joseph Petzval e migliorato da Lord Rayleigh, si basa sulla formula seguente [17]:

$$d = 2\sqrt{f\lambda}, \quad (1.21)$$

dove d è il diametro del foro, f è la lunghezza focale (la distanza tra il foro e la pellicola) e λ è la lunghezza d'onda media della luce. La luce visibile è una porzione dello spettro elettromagnetico compresa approssimativamente tra i 400 nm e i 700 nm (nell'aria). Mediamente è pari a 550 nm e corrispondente al colore giallo-verde. Ad esempio, per una fotocamera con lunghezza focale pari a 35 mm il diametro dell'apertura migliore è compreso tra 0.2 mm e 0.3 mm.

1.2.2 Maschera di Hadamard

Una tecnica per fare *imaging* nello spettro dei raggi X e γ è quella di utilizzare fotocamere con foro stenopeico, nelle quali è presente un buco al posto della lente. Tale tecnica, tuttavia, presenta un problema: in questo modo passa solamente luce a bassa intensità, mentre per le applicazioni di *imaging* serve un'alta intensità luminosa. Allargare il foro non risolve il problema dal momento che peggiora la risoluzione. Quindi, l'idea è quella di sostituire l'unico foro di una *pinhole camera* con più fori. Per questo motivo è stata sviluppata la *Coded Aperture Imaging* (CAI) [18; 19], la quale è ormai diventata una tecnica di *imaging* standard utilizzata in astronomia per i raggi X e γ . Tale tecnica utilizza una maschera ad apertura codificata, detta di Hadamard, il cui funzionamento è mostrato nello schema presente in Fig. 1.19.

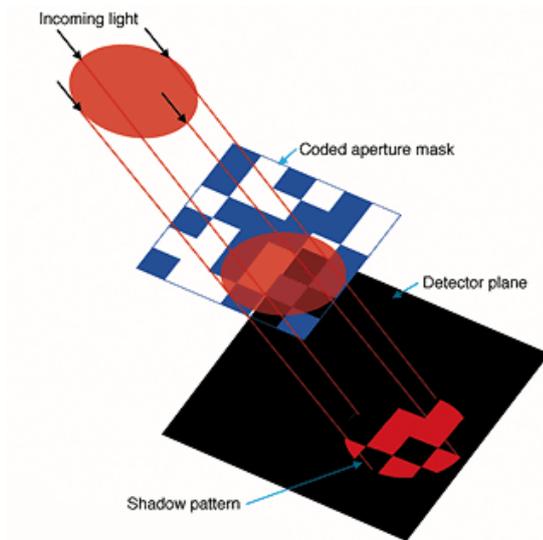


Figura 1.19: Schema per illustrare il funzionamento di una maschera ad apertura codificata.

La tecnica di *imaging* indicata è in grado di combinare un'alta risoluzione angolare con una buona efficienza nella raccolta di fotoni usando una maschera formata da elementi trasparenti e opachi posizionata davanti ad un rivelatore. Con un'adeguata scelta dello schema dei fori è possibile ricostruire la distribuzione della sorgente di luce a partire dall'immagine codificata del rivelatore. Inoltre, è possibile ottenere un rapporto segnale-rumore migliore rispetto all'utilizzo di un unico foro, come nella *pinhole camera* [23]. Infatti, nella maggior parte delle applicazioni, il singolo foro di spillo non è molto efficiente a causa della piccola capacità di raccolta della luce, ma si può dimostrare che un insieme di fori, ossia una matrice di fori ad esempio quella in Fig. 1.20, con dimensioni e proprietà matematiche adeguate, genera un modello sul piano focale che può essere elaborato per ricostruire l'immagine originale.

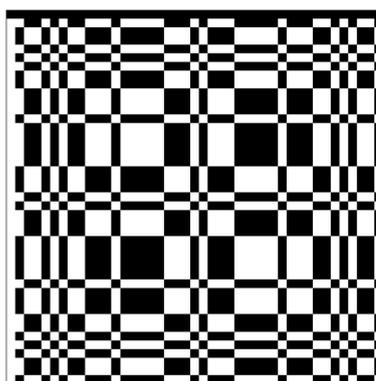


Figura 1.20: Esempio di maschera ad apertura codificata [20].

Il successivo sviluppo di questi *array* ha permesso di ottenere maschere con un rapporto 1:1 tra fori e pieni, quindi si comportano come lenti ad alta luminosità,

pur mantenendo la proprietà del foro di spillo di accedere ad una profondità di campo (DoF, *Depth of Field*) virtualmente infinita (da brevi distanze all'infinito). Per massimizzare la DoF si utilizzano solitamente aperture molto piccole, ma questo aumenta la diffrazione, la quale causa perdita di nitidezza delle immagini, limitando quindi la potenziale DoF [21]. Tuttavia, la diffrazione diventa trascurabile per lunghezze d'onda corte e risoluzione spaziale moderata. Come notato sopra, questa tecnica è piuttosto conosciuta in astronomia e la teoria matematica della ricostruzione di immagini attraverso l'utilizzo di matrici di Hadamard è ben sviluppata. Si vuole adottare questa strategia per costruire il primo sistema di tracciamento basato sulla luce UV in argon liquido e studiarne le prestazioni nella ricostruzione spaziale e temporale di immagini.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

Per effettuare la caratterizzazione di matrici di SiPM, oggetto del presente lavoro, l'apparato sperimentale rappresentato in Fig. 2.1 è stato assemblato all'interno di una scatola nera.

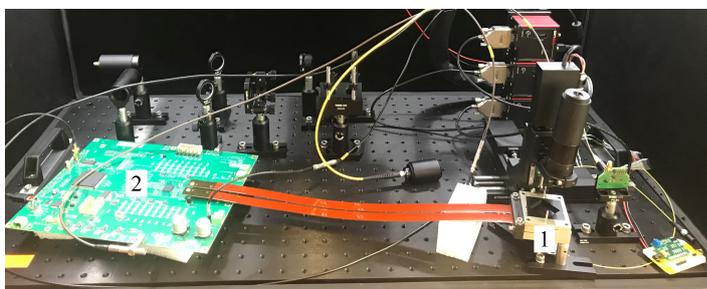


Figura 2.1: Apparato sperimentale utilizzato. Esso è costituito da una matrice di SiPM accoppiata ad una maschera di Hadamard (1) e collegata ad una scheda elettronica (2).

L'apparato sperimentale è costituito da una matrice di SiPM accoppiata ad una maschera di Hadamard e collegata ad una scheda elettronica. Inoltre, esso comprende un LED inserito in un apposito supporto, posizionato in corrispondenza della maschera e del sensore, e il diodo laser accoppiato alla fibra ottica con relativo circuito di alimentazione, come si osserva nel dettaglio in Fig. 2.2. Infine, è presente il sistema di microposizionamento utilizzato per spostare il laser.

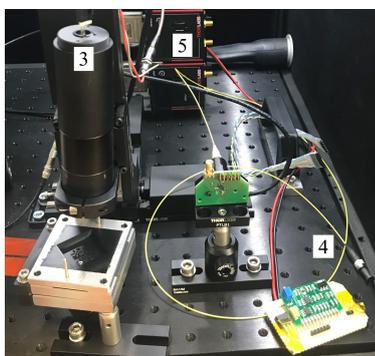


Figura 2.2: Dettaglio, maschera di Hadamard sopra alla matrice di SiPM e sistema di illuminazione. Il LED (3) è posizionato sopra la maschera. Inoltre, sono presenti il laser (4) ed il sistema di microposizionamento (5).

2.1 Matrici di SiPM

Si è scelto di utilizzare il modello di matrice di SiPM Hamamatsu S13615-1050N-08 come prototipo di sensore per dimostrare la possibilità di effettuare *imaging* tramite la tecnica dell'apertura codificata. In tale matrice ogni lato delle celle è pari a $50\ \mu\text{m}$, l'area attiva è di $1 \times 1\ \text{mm}^2$ per canale, il *pitch* è di $1.2\ \text{mm}$, la tensione di *breakdown* è tipicamente di $(53 \pm 5)\ \text{V}$.

Con la consapevolezza di una possibile limitazione data dal numero di canali presenti in questo modello, esso è stato comunque scelto per realizzare un prototipo economico su piccola scala. In Fig. 2.3 è raffigurata la matrice di SiPM utilizzata e sono riportate le caratteristiche principali dei SiPM che la compongono, tratti dal *datasheet*.

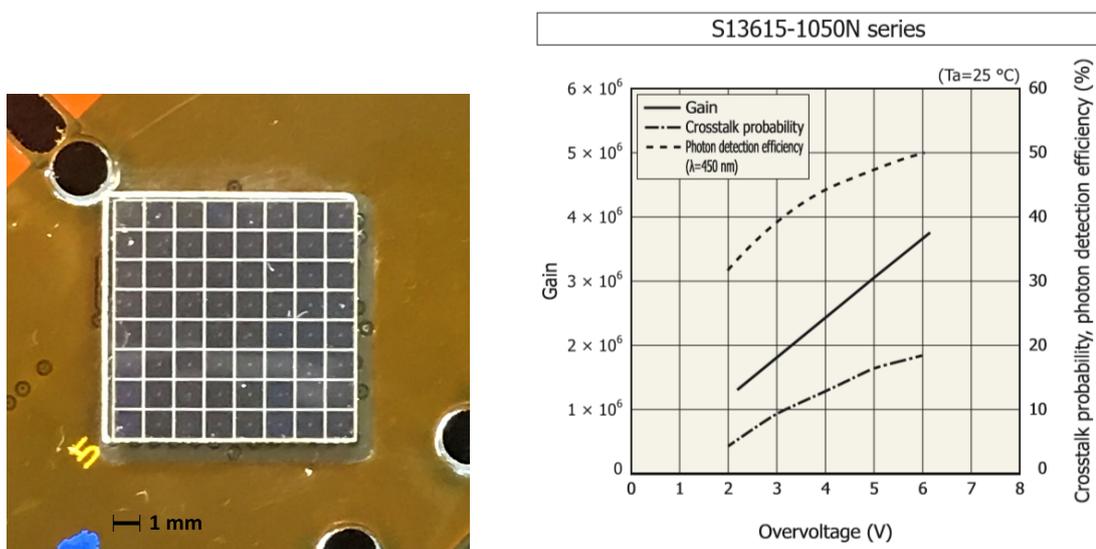


Figura 2.3: A sinistra, matrice di SiPM Hamamatsu S13615-1050N-08 montata su un circuito stampato flessibile. A destra, guadagno, probabilità di cross talk, PDE, in funzione della sovratensione; valori tipici della serie a cui appartengono le matrici analizzate [5].

2.2 Maschera di Hadamard

In Fig. 2.4 è riportata l'immagine della maschera di Hadamard utilizzata per la costruzione del prototipo. Essa è stata appositamente progettata sulla base dei principi matematici che regolano la disposizione dei fori, tenuto conto che, ai fini del lavoro, era stato scelto di utilizzare un sensore a 8×8 canali per la ricostruzione delle immagini. In seguito, essa è stata realizzata mediante taglio laser su una lamina di spessore $100\ \mu\text{m}$.

La maschera è stata posta tra il LED e la matrice di SiPM per effettuare le misure del numero di fotoni incidenti sui singoli canali, in modo che fosse poi possibile costruire un'immagine grezza sfruttando queste informazioni.

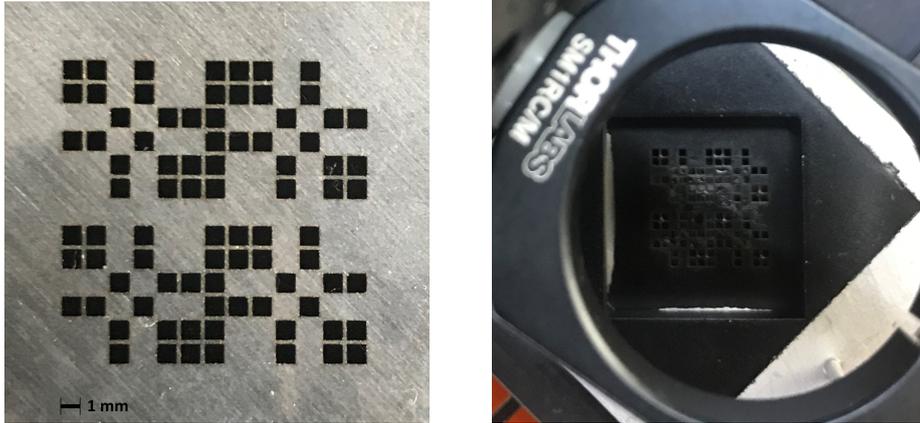


Figura 2.4: A sinistra, maschera di Hadamard utilizzata, realizzata mediante taglio laser su una lamina di spessore $100\ \mu\text{m}$. Essa è stata, in seguito, verniciata di nero per evitare riflessione. A destra, maschera di Hadamard posta sopra la matrice di SiPM dall'alto.

2.3 Scheda d'acquisizione

Per acquisire i dati è stata utilizzata una scheda elettronica dotata di un Triroc 1A [10], un ASIC (*application specific integrated circuit*) prodotto dalla Weeroc appositamente per la lettura di SiPM. Il suo diagramma a blocchi è rappresentato in Fig. 2.5.

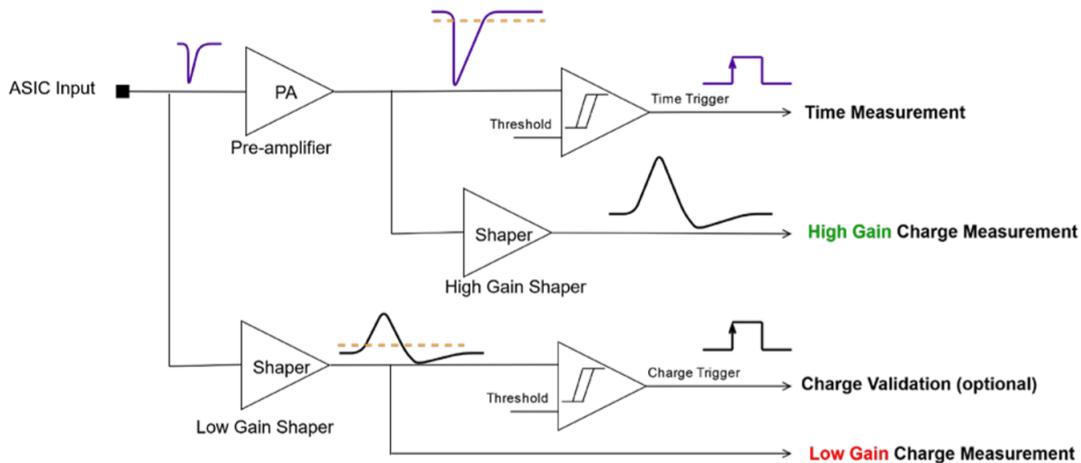


Figura 2.5: Diagramma a blocchi del front end del Triroc [10].

La sezione analogica dell'ASIC è organizzata in 64 canali ed è sensibile a polarità negativa e positiva in ingresso. In ogni canale si trova un DAC di ingresso a 8 bit che può essere utilizzato per regolare il guadagno dei SiPM. All'interno del canale analogico, il segnale in ingresso è suddiviso in due diversi percorsi: misurazioni del tempo e della carica. Nel caso della misurazione del tempo, il segnale di ingresso viene inviato ad un preamplificatore ed un *trigger* rapido viene generato in uscita. Quindi, il *trigger* viene mandato alla sezione digitale per marcare temporalmente

il segnale di ingresso. Inoltre, l'uscita del preamplificatore viene inviata allo *High Gain* (HG) *shaper* per misurare carica in ingresso inferiore a 100 fotoelettroni (con un guadagno di 10^6 per i SiPM). Per la sezione di misurazione della carica della parte analogica, il segnale di ingresso viene inviato direttamente al *Low Gain* (LG) *shaper*. Questo *shaper* consente misurazioni della carica di ben oltre 2000 fotoelettroni.

Il segnale analogico acquisito è poi inviato all'ADC (*analog to digital converter*) dell'ASIC per la conversione dei dati. Così, viene misurato il valore grezzo della carica dall'ADC.

Nelle acquisizioni in cui è stata effettuata la misura della carica, si è scelto di utilizzare lo *shaper* HG, in modo da sfruttare il guadagno aggiunto dato dal preamplificatore.

In Fig. 2.6 è rappresentata la scheda elettronica dotata di un Triroc 1A, utilizzata per le acquisizioni dei canali della matrice di SiPM.

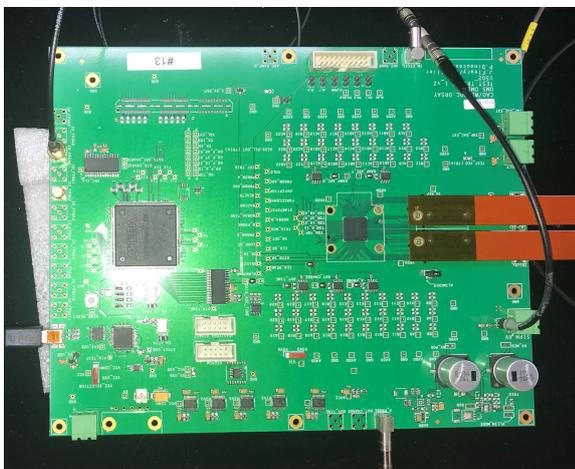


Figura 2.6: Scheda elettronica dotata di un Triroc 1A, utilizzata per l'acquisizione dei canali della matrice di SiPM.

2.4 Scatola nera

L'apparato sperimentale è stato assemblato all'interno di una scatola nera costruita appositamente per evitare sorgenti di luce indesiderate. Infatti, i SiPM sono sensibili al singolo fotone, dunque, al fine di poter effettuare una caratterizzazione precisa, è stato necessario isolare le matrici di SiPM. In questo modo, si ha avuto la certezza che quanto misurato fosse dovuto esclusivamente alle sorgenti di luce predisposte. La scatola nera è stata costruita interamente in alluminio ed è stata completamente ricoperta con feltro nero, per rendere le pareti in grado di assorbire eventuali fotoni riflessi. Inoltre, gli spigoli interni della scatola sono stati sigillati con silicone opaco. I collegamenti dell'alimentazione sono stati effettuati attraverso un foro nella scatola che permettesse il passaggio dei cavi, avvolti in un tubo nero. Infine, è previsto un sistema di sicurezza: quando il pannello di chiusura della scatola viene rimosso, alcuni dispositivi si spengono, in particolare i laser, i quali potrebbero risultare pericolosi per la vista.

2.5 Sistemi ottici

All'interno della scatola nera è stato inizialmente predisposto il sistema ottico per la misura dei guadagni delle matrici di SiPM. Semplicemente, la matrice di SiPM è stata connessa alla scheda di acquisizione e sono stati calcolati i guadagni in assenza di sorgenti luminose, utilizzando il segnale dovuto esclusivamente al rumore. La matrice di SiPM è stata poi illuminata con un LED, il cui generatore di impulsi è stato sincronizzato con l'acquisizione dati. In queste condizioni sono stati nuovamente calcolati i guadagni per confrontare i nuovi valori con i precedenti.

Successivamente, all'interno della scatola nera, è stato assemblato l'apparato sperimentale per utilizzare la maschera di Hadamard. Tra la matrice di SiPM e il LED è stata posta la maschera di Hadamard, come è possibile osservare nel dettaglio in Fig. 2.7. Accendendo il LED, per via della maschera posizionata sopra la matrice di SiPM, vengono proiettate particolari ombre sul sensore, il quale non avrà più tutti i canali illuminati in modo uniforme. Attraverso il conteggio del numero di fotoni incidenti sui singoli SiPM della matrice, si nota la formazione di un pattern di luci e ombre che consiste nell'immagine codificata della sorgente, in questo caso del LED.

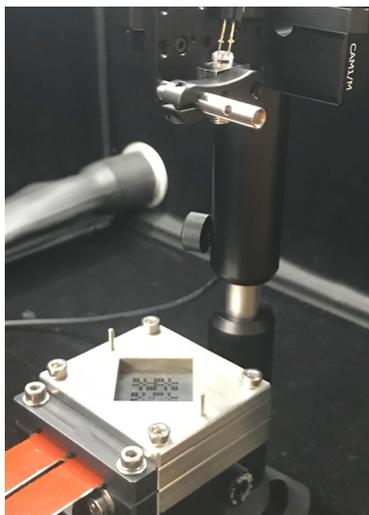


Figura 2.7: Dettaglio maschera di Hadamard e matrice di SiPM. In seguito all'accensione del LED, il sensore registra un pattern di luci e ombre a causa della presenza della maschera.

In seguito, si è anche utilizzato un altro sistema ottico con una lente e un diodo laser blu (405 nm), accoppiato ad una fibra ottica con relativo circuito di alimentazione, mostrato in Fig. 2.8. Per lo spostamento del laser all'interno della scatola nera è stato utilizzato un sistema di microposizionamento composto da tre guide lineari motorizzate. I servomotori che muovono le guide sono controllabili sia manualmente, sia tramite apposito software sviluppato in ambiente LabView [26]. Le tre guide lineari sono montate ad angolo retto le une rispetto alle altre e permettono al laser di spostarsi nelle tre dimensioni. Gli spostamenti lungo l'asse z sono necessari per trovare la corretta focalizzazione del fascio luminoso, mentre gli spostamenti del laser sul piano xy servono per effettuare la scansione del sensore.

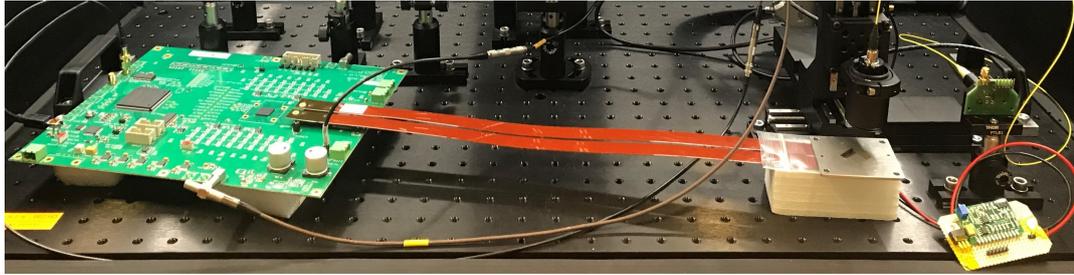


Figura 2.8: Scatola nera aperta con scheda d'acquisizione, matrice di SiPM, lente, laser e sistema di microposizionamento. Tale setup è stato utilizzato per verificare la mappatura dei canali della matrice di SiPM, muovendo il laser sulle singole celle.

Questo secondo sistema ottico è stato utilizzato per verificare la mappatura tra i canali della scheda elettronica e i SiPM della matrice.

Capitolo 3

Misure e analisi dati

Allo scopo di effettuare la caratterizzazione delle matrici di SiPM e di ottenere una rappresentazione grafica dei canali illuminati, sono stati acquisiti gli spettri di carica dei singoli canali delle matrici prima in assenza di sorgenti luminose, poi con il LED acceso e anche in presenza della maschera di Hadamard. Dopo aver effettuato il *fit* degli spettri, sono stati ricavati i guadagni dei singoli canali. I guadagni sono stati utilizzati successivamente per ricavare, per ogni acquisizione, il numero di fotoni incidenti sui singoli canali. Infine, sono stati rappresentati in forma grafica i risultati ottenuti per ogni acquisizione effettuata.

3.1 Misura dei guadagni

Per effettuare l'acquisizione degli spettri di carica dei singoli canali delle matrici di SiPM, è stato utilizzato un software Weeroc in grado di controllare la scheda elettronica. La quantità di carica in conteggi di ADC è stata acquisita per ogni canale delle matrici di SiPM ponendo la tensione di *bias* prima a 56 V e, successivamente, a 55 V, per verificare la dipendenza del guadagno dei canali dalla sovratensione. L'acquisizione degli spettri di carica è stata effettuata inizialmente in assenza di sorgenti di luce. Quindi, in questo caso, la carica misurata era dovuta interamente ai *dark pulse* e al fenomeno dell'*optical cross-talk*. In particolare, dal *datasheet* della serie di cui fanno parte le matrici di SiPM analizzate, si stima una probabilità che si verifichi l'*optical cross-talk* circa del 15%. Successivamente, si sono effettuate le misure della quantità di carica anche con il LED acceso, prima in assenza poi in presenza della maschera di Hadamard.

In seguito, è stato scritto un programma utilizzando Root per costruire gli istogrammi degli spettri di carica per i singoli canali per $V_{bias} = 56$ V e per $V_{bias} = 55$ V. Il programma ha poi eseguito i *fit* degli spettri di carica ottenuti. Tali spettri sono multigaussiane, ossia sovrapposizioni di diverse curve gaussiane. Ciascuna gaussiana rappresenta la rivelazione di un determinato numero di fotoni. In particolare, due gaussiane successive differiscono di un fotone rivelato. Dato che la curva multigaussiana è data dalla somma delle gaussiane, il problema dell'effettuare il *fit* degli spettri si riconduce al trovare i parametri delle singole gaussiane. Il programma realizzato ha utilizzato un semplice algoritmo per individuare le coordinate dei picchi, ossia i parametri media e ampiezza delle gaussiane. L'errore sulla posizione

del picco è risultato dominato dagli errori sistematici dell'ADC, che sono dell'ordine dell'1%, come indicato nel *datasheet* del Tiroc 1A. I parametri così ottenuti sono stati poi utilizzati per ricavare i *fit* degli spettri per ogni canale per le due diverse tensioni di *bias*. Come si osserva dagli esempi di *fit* mostrati in Fig. 3.1, i picchi sono ben definiti e si è potuto quindi calcolare i guadagni facilmente. La netta separazione tra i picchi degli spettri misurati è indice della buona qualità del segnale analogico, nonostante la configurazione con elevata densità di canali.

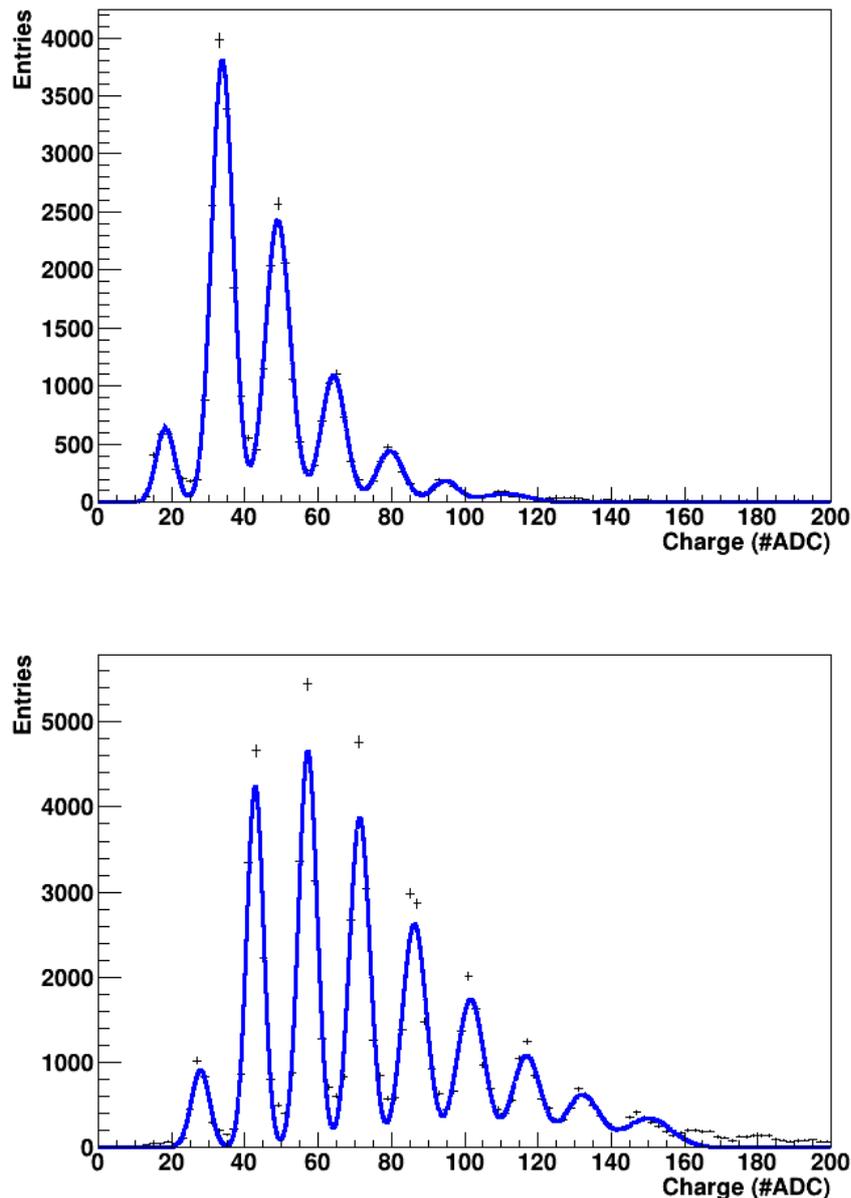


Figura 3.1: Istogrammi rappresentanti gli spettri di carica con sovrapposto il fit multi-gaussiano. In alto è riportato lo spettro relativo al canale 10, mentre in basso è riportato lo spettro relativo al canale 15. Le misure sono state effettuate ad una tensione di bias pari a 56 V.

Inoltre, utilizzando i risultati forniti dal *fit*, il programma realizzato ha ricavato

il guadagno in conteggi di ADC dei singoli canali delle matrici di SiPM, calcolato come distanza media tra le ascisse di due picchi consecutivi. I guadagni calcolati per ogni canale delle matrici sono stati poi scritti su un file, utilizzato per le operazioni successive. Inoltre, è stato misurato il valore della *baseline* per ogni canale, ossia il valore della media della gaussiana che corrisponde all'evento relativo a 0 fotoni.

In Tab. 3.1 sono riportati, a titolo di esempio, i guadagni dei canali di una matrice di SiPM, calcolati per una tensione di *bias* pari a 56 V.

13.6 ± 1.6	16.0 ± 0.7	–	15.5 ± 0.7	13.3 ± 0.8	13.7 ± 0.9	14.9 ± 1.0	14.4 ± 1.6
15.5 ± 1.2	17.0 ± 1.0	15.3 ± 1.3	15.4 ± 0.2	15.6 ± 0.7	14.8 ± 1.1	17.7 ± 1.6	16.1 ± 1.5
15.1 ± 1.8	14.8 ± 1.3	14.8 ± 1.6	14.7 ± 1.6	15.7 ± 0.5	15.3 ± 0.4	17.0 ± 1.1	16.4 ± 0.7
14.7 ± 1.4	14.9 ± 0.8	15.4 ± 1.7	–	16.0 ± 0.4	15.7 ± 1.0	17.7 ± 1.3	15.8 ± 1.4
15.9 ± 1.2	17.8 ± 1.6	16.1 ± 0.9	15.6 ± 0.2	17.4 ± 0.9	15.8 ± 1.4	15.7 ± 1.2	15.3 ± 1.4
16.1 ± 1.6	–	15.7 ± 1.2	16.0 ± 1.3	15.7 ± 1.3	15.1 ± 1.8	16.0 ± 1.5	15.6 ± 1.4
14.2 ± 1.3	15.6 ± 0.4	18.3 ± 1.1	17.9 ± 1.6	15.8 ± 1.9	16.5 ± 0.3	16.2 ± 0.8	–
13.0 ± 1.0	15.3 ± 0.8	15.3 ± 1.5	16.1 ± 0.6	14.8 ± 1.2	15.4 ± 1.0	16.0 ± 0.6	15.8 ± 1.4

Tabella 3.1: Guadagni dei canali di una matrice di SiPM per una tensione di *bias* pari a 56 V, calcolati a partire dai fit degli spettri di carica. I guadagni sono stati disposti in tabella in modo da rispecchiare la posizione delle celle della matrice di SiPM. I valori non indicati sono quelli dei canali non funzionanti correttamente.

Durante l'acquisizione delle misure si è avuto modo di osservare come alcuni canali non fossero correttamente funzionanti. Nelle misure successive questi canali sono stati oscurati.

3.2 Immagini grezze

Innanzitutto, è stato necessario verificare la mappatura dei canali, ossia la corrispondenza tra i canali della scheda elettronica e i SiPM della matrice. L'operazione è stata effettuata utilizzando un sistema di microposizionamento già calibrato per sondare ciascun canale singolarmente con un laser.

Successivamente, per una tensione di *bias* fissata sono state svolte numerose acquisizioni per ognuna delle quali è stato misurato il valore della carica integrata in conteggi di ADC per ogni canale. Per l'analisi dei dati raccolti, è stato realizzato un programma in C++. Tale programma ha svolto la funzione di leggere il documento contenente i dati acquisiti e di raggruppare i dati di interesse in base al numero di acquisizione. In questo modo, le informazioni registrate dai singoli canali durante una medesima acquisizione sono state utilizzate insieme per comporre un'immagine grezza del segnale rivelato dal sensore. Alcune delle acquisizioni hanno coinvolto solo pochi canali e si trattava, dunque, di rumore. Si è pertanto proceduto a

scartare queste acquisizioni ponendo una condizione sul numero di canali attivi. Il generatore di impulsi di LED era sincronizzato con l'acquisizione dati del Tiroc, quindi sono stati ripuliti i dati raccolti da tutti i segnali che non erano sincronizzati, ossia che avevano un ritardo temporale che differiva da quello atteso. In seguito, per ogni acquisizione, è stato calcolato il numero di fotoni incidenti per ogni canale, utilizzando i valori della carica forniti dallo *shaper* HG, i guadagni ed i valori delle *baseline* ottenuti in precedenza:

$$N = \frac{HG\ Shaper - Baseline}{Gain}. \quad (3.1)$$

Il risultato di questa formula è stato arrotondato all'intero più vicino. Il numero di fotoni così calcolato per ogni canale è stato poi scritto su un file in formato Portable Gray Map (*.pgm), in modo da ottenere una rappresentazione grafica in scala di grigi con i pixel che corrispondono ai canali della matrice. Si è ricavato, quindi, un file pgm per ogni impulso del LED. In Fig. 3.2 sono presenti alcuni esempi di risultati di acquisizioni.

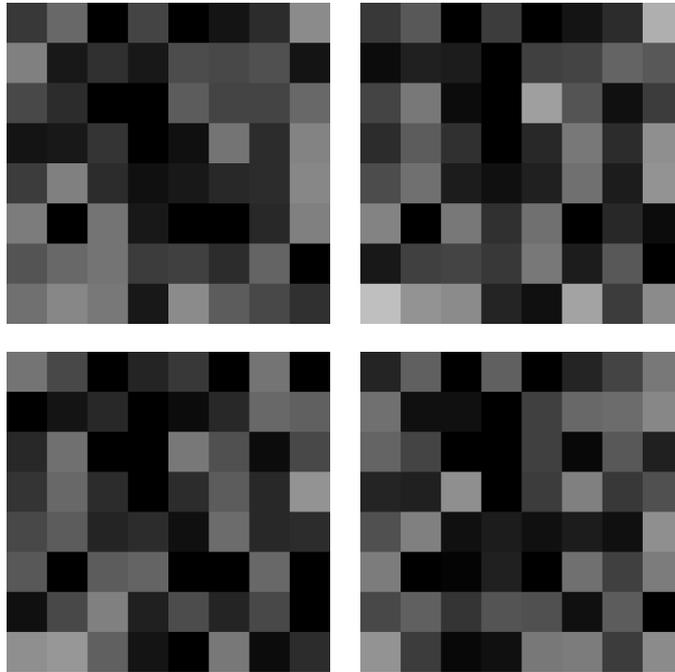


Figura 3.2: Esempi di rappresentazione in scala di grigi del numero di fotoni incidenti sui singoli canali per una tensione di bias di 56 V. Il numero di fotoni nelle zone più luminose è approssimativamente 40.

3.3 Ricostruzione di immagini

Una volta effettuate le acquisizioni, esse sono state processate dal software sviluppato e sono stati così prodotti file di immagini grezze. Utilizzando questi file è stata ricostruita l'immagine riportata in Fig. 3.3 grazie ad un apposito software [27]. L'immagine ricostruita esibisce un punto luminoso al centro, il quale rappresenta il LED utilizzato per illuminare il sensore.

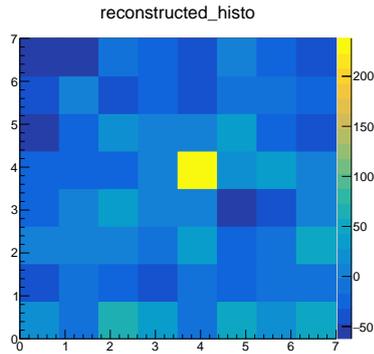


Figura 3.3: Immagine ricostruita con punto al centro. Ricostruzione effettuata mediando 10 immagini grezze.

In seguito, per illuminare il sensore, si è scelto di usare una fibra *Wavelength Shifter* (modello Kuraray Y11), stimolata al centro da un led blu, e con le estremità rivolte verso il sensore ad una distanza di circa 7 cm tra loro. In questo modo, il sensore ha ricevuto luce da due sorgenti sincronizzate e di uguale intensità. Si sono nuovamente acquisite le immagini grezze che hanno permesso la ricostruzione delle sorgenti luminose. L'immagine ottenuta in questo caso presenta due punti luminosi, come è possibile osservare in Fig. 3.4.

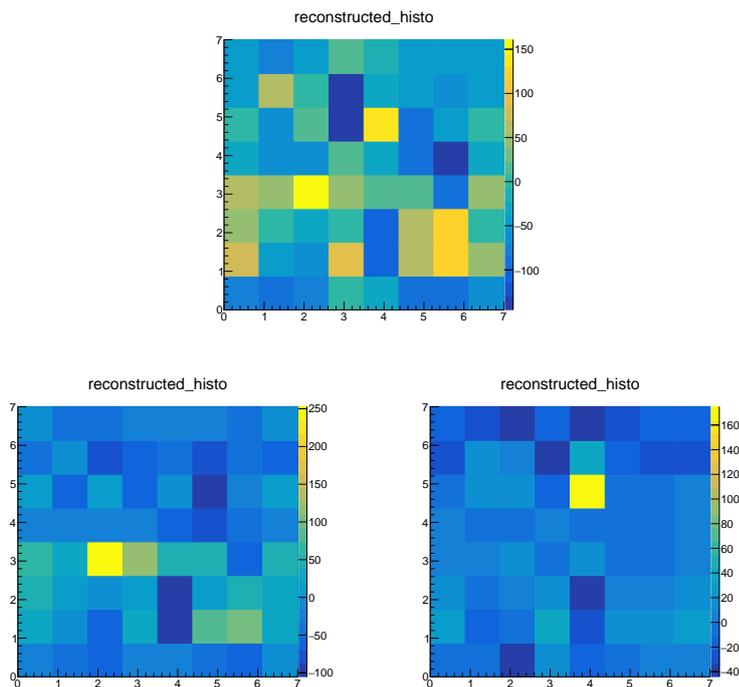


Figura 3.4: In alto, immagine ricostruita con due punti. In basso, immagini ricostruite coprendo una delle estremità della fibra al fine di verificare separatamente la posizione dei due punti luminosi. La ricostruzione con due punti presenta un numero maggiore di artefatti, ossia disturbi introdotti dalla tecnica utilizzata, che non sono realmente presenti nel sistema in esame. Possibili cause sono la vicinanza tra le sorgenti e la maschera, lo spostamento delle sorgenti rispetto al centro della maschera, l'estensione delle sorgenti.

Conclusioni

Il lavoro di questa tesi è stato svolto nell'ambito di un progetto avente come scopo principale lo sviluppo di una tecnica innovativa di *imaging* per la ricostruzione di tracce di particelle in un rivelatore ad argon liquido, sfruttando la luce di scintillazione emessa.

In particolare, l'attività è consistita nella caratterizzazione delle matrici di SiPM che costituiscono il prototipo di sensore utilizzato. È stato impiegato un LED per acquisire spettri di carica per ogni pixel del sensore, dai quali è stata ricavata una calibrazione. Utilizzando il prototipo è stato possibile acquisire la risposta del sensore in presenza di una maschera di Hadamard e di una semplice sorgente di luce puntiforme. L'elaborazione di questi risultati ha consentito il calcolo del numero di fotoni incidenti su ogni canale della matrice di SiPM, che costituisce l'immagine grezza. A partire da queste immagini è poi stata ricostruita, tramite apposito software, la posizione della sorgente di luce.

Le misure preliminari riguardo la ricostruzione di immagini con l'utilizzo di matrici di SiPM accoppiate ad un'ottica di tipo *coded aperture* hanno quindi fornito risultati apprezzabili, nonostante la presenza di alcune limitazioni che dovranno essere superate. Tra queste, le matrici di SiPM utilizzate per la realizzazione del prototipo non sono dotate di molti canali, mentre ne occorrerebbe un numero superiore per la ricostruzione di tracce di particelle con elevata risoluzione. In aggiunta, dal momento che la quantità di luce prodotta è piccola, verrà valutato l'utilizzo di sistemi basati su lenti o specchi, utilizzando materiali particolari adatti alle lunghezze d'onda emesse dall'argon.

Appendice A

Canali matrice

In Fig. A.1 è presente lo schema con dimensioni delle matrici di SiPM analizzate con aggiunta la corrispondenza tra i SiPM della matrice e i canali della scheda elettronica utilizzata per l'acquisizione dati.

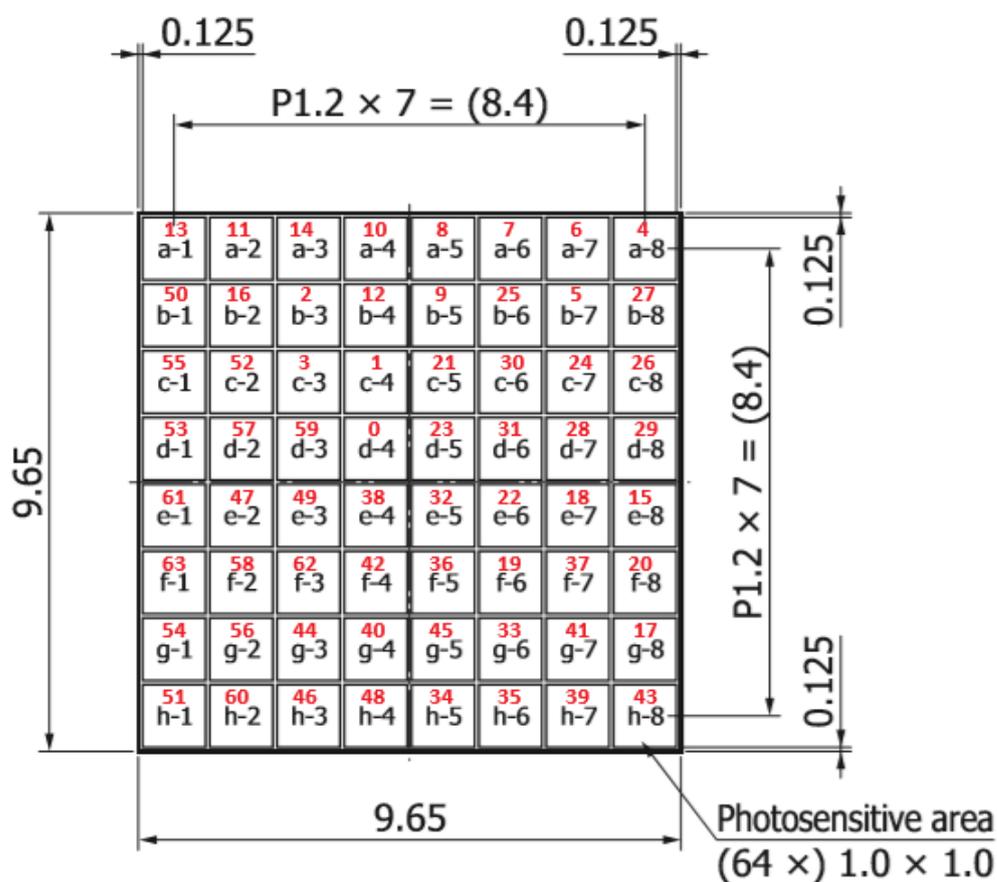


Figura A.1: Schema della matrice di SiPM vista dall'alto. Le dimensioni sono in mm. In rosso sono scritti i numeri dei canali [5].

Bibliografia

- [1] Hamamatsu Photonics, *Si-APD and MPPC Handbook*, 2014, www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e03_handbook_si_apd_mppc.pdf.
- [2] ACERBI F. e GUNDAKER S., *Understanding and simulating SiPMs*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 926, 2019, pp. 16-35, doi:10.1016/j.nima.2018.11.118.
- [3] NAGAI A., *Investigation of SiPM physics parameters down to cryogenic temperatures and for a bio-medical application*, 2016.
- [4] AROSIO V. et al., *An Educational Kit Based on a Modular Silicon Photomultiplier System*, 2014, <https://arxiv.org/pdf/1308.3622.pdf>.
- [5] Hamamatsu Photonics, *Hamamatsu MPPC arrays S13615 series datasheet*, 2020, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13615_series_kapd1062e.pdf.
- [6] Hamamatsu Photonics, *Hamamatsu MPPC S13360 Series Datasheet*, 2019, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf.
- [7] Hamamatsu Photonics, *A technical guide to silicon photomultipliers (MPPC) - Section 1*, 2018, <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-note/sipm-mppc-technical-note/section1.html>.
- [8] SensL, *An Introduction to the Silicon Photomultiplier*, 2017, <https://www.sensl.com/downloads/ds/TN-IntrotoSPMTech.pdf>.
- [9] SensL, *C-Series Low Noise, Blue-Sensitive Silicon Photomultipliers Datasheet*, 2018, <https://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>.
- [10] Weeroc, *Datasheet Triroc 1A*, 2019, <https://www.weeroc.com/products/sipm-read-out/triroc-1a>.
- [11] RENSCHLER M. et al., *Characterization of Hamamatsu 64-channel TSV SiPMs*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 888, 2018, pp. 257-267, doi:10.1016/j.nima.2018.01.029.
- [12] GRODZICKA-KOBYLKA M. et al., *Silicon photomultipliers in gamma spectroscopy with scintillators*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 926, 2019, pp. 129-147, doi:10.1016/j.nima.2018.10.065.

- [13] ECKERT P. et al., *Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 620, 2010, pp. 217-226, doi:10.1016/j.nima.2010.03.169.
- [14] KINDT W.J., *Geiger Mode Avalanche Photodiode Arrays: For spatially resolved single photon counting*, Delft University Press, 1999.
- [15] PIEMONTE C., *A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detections*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 568, 2006, pp. 224-232, doi:10.1016/j.nima.2006.07.018.
- [16] PIEMONTE C. e GOLLA A., *Overview on the main parameters and technology of modern Silicon Photomultipliers*, in Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 926, 2019, pp. 2-15, doi:10.1016/j.nima.2018.11.119.
- [17] RAYLEIGH J.W.S., *Some applications of photography*, in Nature, vol. 44, 1891, pp. 249-254.
- [18] MERTZ L. e YOUNG N.O., *Fresnel transformation of images*, in Optical Instruments and Techniques, Proceedings of the conference held in London, Chapman and Hall Ltd, 1962, p. 305.
- [19] DICKE R.H., *Scatter-Hole Cameras for X-Rays and Gamma Rays*, in Astrophysical Journal, vol. 153, 1968, p. L101, doi:10.1086/180230.
- [20] HUBERT X., *Feasibility study of the non-invasive estimation of the b+ arterial input function for human PET imaging*, 2009.
- [21] GIBSON H.L., *Close-Up Photography and Photomacrography*, Kodak technical publication N-16, 1975.
- [22] FENIMORE E.E. e CANNON T.M., *Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays*, in Appl. Opt. 17, 1978, pp. 337-347, doi:10.1364/AO.17.000337.
- [23] BUSBOOM A. et al., *Uniformly Redundant Arrays*, in Experimental Astronomy 8, 1998, pp. 97-123, doi:10.1023/A:1007966830741.
- [24] ALVAREZ V. et al., *SiPMs coated with TPB: coating protocol and characterisation for NEXT*, in Journal of Instrumentation 7, 2012, doi:10.1088/1748-0221/7/02/P02010.
- [25] DING J. et al., *Complementary lattice arrays for coded aperture imaging*, in J. Opt. Soc. Am. A 33, 2016, pp. 863-881, doi:10.1364/JOSAA.33.000863.
- [26] DALMONTE F., *Sviluppo di un sistema automatico per la caratterizzazione di fotomoltiplicatori al silicio di grande area*, 2019, <http://amslaurea.unibo.it/19406/>.
- [27] PIA V., *Study of a novel VUV-imaging system in liquid argon for neutrino oscillation experiments*, 2019, <http://amslaurea.unibo.it/18798/>.

Ringraziamenti

Ringrazio il Prof. Cuffiani per avermi presentato la possibilità di effettuare questo lavoro di tesi.

Ringrazio il Dott. Montanari e il Dott. Tosi per avermi guidato pazientemente nello svolgimento delle attività di laboratorio e nella stesura della tesi.

Ringrazio Valentina Cicero per i suoi consigli costruttivi e per la sua maieutica.

Ringrazio Valerio Pia per la ricostruzione delle immagini.

Ringrazio infine le altre persone che mi hanno supportato e sopportato, in particolare la mia famiglia ed Eleonora.