

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**TRATTAMENTO TERMICO PER
ANNEALING DI
FOTOMOLTIPLICATORI AL SILICIO**

Relatore:
Professoressa Gilda Scioli

Presentata da:
Paolo Castellari

Correlatore:
Dottor Luigi Pio Rignanese

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

L'Electron Ion Collider è un futuro acceleratore di particelle che approfondirà la nostra conoscenza riguardo l'interazione forte tramite la collisione di elettroni con nuclei e protoni. Uno dei progetti attualmente considerati per la costruzione del rivelatore, il dual-radiator RICH, prevede l'impiego di due radiatori Cherenkov, sui quali verranno montati dei fotorivelatori per rilevare l'emissione della luce Cherenkov e risalire alla massa delle particelle. L'opzione di base per questi rivelatori sono i sensori al silicio SiPM. Questo lavoro di tesi ha riguardato lo studio del trattamento termico per annealing di SiPM irraggiati precedentemente andando a studiare l'andamento della corrente di buio.

Indice

Introduzione	2
1 Electron-Ion Collider	3
1.1 Obiettivi scientifici	3
1.1.1 Spin del protone	3
1.1.2 Tomografia del protone	4
1.1.3 Adronizzazione dei quark	5
1.1.4 Saturazione della densità dei gluoni	6
1.2 L'infrastruttura di EIC	6
1.3 Rivelatori	8
1.3.1 Identificazione di particelle: la radiazione Cherenkov	9
2 I sensori	11
2.1 Semiconduttori	11
2.2 Giunzione p-n	12
2.3 Fotodiodi e SPAD	14
2.4 Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)	16
2.5 Rumore	17
2.6 Efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE)	19
2.7 Danni da radiazione e Annealing	20
3 Annealing di SiPM	23
3.1 Apparato sperimentale	24
3.2 L'esperimento	24
Conclusioni	29
Bibliografia	30

Introduzione

I Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) sono dei sensori foto-rivelatori molto usati in fisica nucleare e subnucleare. Sono costituiti da una serie di diodi a valanga a singolo fotone (SPAD) connessi in parallelo. Sono quindi in grado di rivelare il singolo fotone. Attualmente i SiPM sono una delle opzioni valutate per il sistema di identificazione di particelle presso l'Electron Ion Collider, un acceleratore di particelle in progetto negli Stati Uniti che avrà come obiettivo lo studio dell'interazione forte e l'origine di proprietà come lo spin e la massa. Il rivelatore sarà costituito da tre sistemi principali: il tracking e vertexing, l'identificazione di particelle e il calorimetro. Questo lavoro di tesi ha come obiettivo lo studio di come un trattamento termico dei SiPM possa ripristinare le funzionalità dei sensori, ridotte a causa dell'irraggiamento.

Capitolo 1: fornisce una panoramica sull'Electron-Ion Collider, presentando i principali obiettivi che si prefigge di raggiungere e descrivendo alcuni dei progetti attualmente in esame per i rivelatori, in particolare per l'identificazione delle particelle.

Capitolo 2: introduce il principio di funzionamento di base dei rivelatori al silicio: la giunzione P-N. Inoltre, il capitolo approfondisce i sensori SiPM, presentandone la struttura, le caratteristiche, le possibili sorgenti di rumore, nonché alcune delle tecniche utilizzate per ripristinarne le prestazioni dopo il danno da radiazioni.

Capitolo 3: riporta i risultati ottenuti in relazione all'andamento della corrente di buio a seguito del trattamento termico di alcuni SiPM.

Capitolo 1

Electron-Ion Collider

L'Electron Ion Collider (EIC) è un nuovo acceleratore di particelle ad alta luminosità che sarà costruito nel prossimo decennio nel Brookhaven National Laboratory (BNL) negli Stati Uniti d'America, con la partecipazione di una Collaborazione Internazionale di fisici. L'EIC è progettato per far collidere fasci polarizzati di elettroni con fasci polarizzati di protoni, fasci polarizzati di ioni leggeri e di ioni più pesanti (fino a U) ad alta intensità. In questo modo sarà possibile migliorare la comprensione della struttura nucleare in termini dei componenti fondamentali quali quark e gluoni. I gluoni sono i mediatori della forza forte tra i quark ed entrambi sono chiamati collettivamente partoni, sono i costituenti fondamentali dei nucleoni e sono studiati dalla teoria della Cromodinamica Quantistica (QCD). La QCD, infatti, attribuisce la forza forte tra quark e gluoni alla carica di colore che è responsabile anche dell'interazione tra gluoni. Questa interazione genera una frazione significativa della massa del nucleone che porta ad uno stato della materia che può essere studiato quando i nucleoni collidono ad alta velocità. Alcune delle questioni che l'EIC affronterà includono l'origine della massa e dello spin del nucleone, la distribuzione dei momenti e della posizione del partone all'interno del nucleone e le proprietà di un sistema denso di gluoni. La versatile gamma di cinematica, la polarizzazione del fascio e i diversi tipi di fascio dell'EIC consentiranno lo studio di tutti gli argomenti sopra elencati in un unico esperimento.

1.1 Obiettivi scientifici

1.1.1 Spin del protone

L'EIC è progettato per facilitare la mappatura della distribuzione della quantità di moto nucleonica, inclusa la componente trasversale, lo spin, il sapore e i partoni. In particolare, si intende estendere le conoscenze sul ruolo dei gluoni e dei quark del mare nella

determinazione della struttura adronica e dello spin. In particolare, rispetto ai dati raccolti attualmente da esperimenti ad alta energia, l’EIC permetterà di raggiungere due ordini di grandezza inferiori nella frazione minima di quantità di moto accessibile (x) e di coprire un intervallo più ampio del Momento trasferito (Q). Ciò consentirebbe di ridurre le incertezze di misura (Figura 1.1) e di quantificare con precisione il contributo dello spin di quark e gluoni a quello degli adroni, in particolare del protone. In realtà, i quark sono responsabili solo del 30% dello spin totale del protone. Lo spin dei gluoni, pur contribuendo non può compensare il restante 70%. Ma è noto che i gluoni possono dividersi in coppie quark-antiquark virtuali, che alla fine si ricombinano in nuovi gluoni. I quark che formano coppie virtuali sono chiamati “quark del mare”. L’EIC estenderà le conoscenze anche sul ruolo dei quark del mare nel determinare la struttura e lo spin del protone.

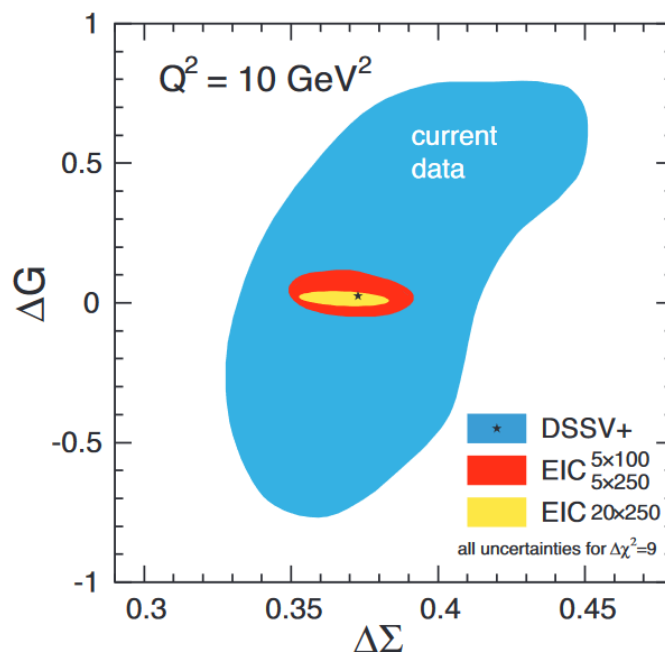


Figura 1.1: Riduzione prevista delle incertezze del contributo dell’elicità del gluone (proiezione dello spin sulla direzione del momento) (ΔG) rispetto al contributo dell’elicità del quark ($\Delta\Sigma$) dalla regione della frazione del momento del partone $x > 0,001$, che sarebbe stata raggiunta dall’EIC per diverse energie del centro di massa [1].

1.1.2 Tomografia del protone

Il moto e lo spin dei partoni sono correlati alle distribuzioni dei partoni dipendenti dal momento trasversale (TMD). Quindi, studiando le collisioni di fasci polarizzati di elettroni e nucleoni, i TMD possono rivelare alcune nuove informazioni sul moto di gluoni

e quark del mare confinati all'interno di nucleoni in rapido movimento. Inoltre, sondando la distribuzione spaziale trasversale dei partoni in funzione della loro frazione di quantità di moto longitudinale, l'EIC fornirà un'immagine del protone complementare a quella ottenuta dalla distribuzione della quantità di moto trasversa. In questo modo, sarà possibile creare un'immagine tomografica del protone più precisa sulle distanze trasversali rispetto a qualsiasi altra struttura esistente. Questa tecnica di imaging contiene informazioni sulle correlazioni spin-orbita e sul momento angolare, sullo spin e il moto orbitale dei partoni.

1.1.3 Adronizzazione dei quark

L'EIC fornirà un'ampia varietà di fasci di ioni per le collisioni elettrone-nucleo, che possono fornire informazioni su come quark e gluoni perdono energia e adronizzano nella materia nucleare fredda. Infatti, un fotone virtuale generato in un evento di scattering può interagire con un quark di un nucleone, dando a quest'ultimo energia sufficiente per muoversi all'interno di un nucleo, interagendo con gli altri suoi costituenti. Il prodotto finale di questa interazione sarebbe la produzione di un adrone incolore. La Figura 1.2 fornisce una rappresentazione schematica di questo processo.

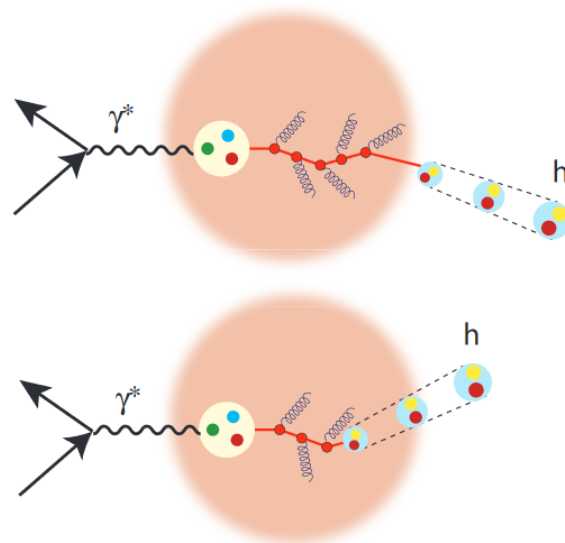


Figura 1.2: Diagramma di un partone che si muove all'interno di un nucleo nella materia fredda QCD. L'adrone finale può essere prodotto all'esterno (in alto) o all'interno (in basso) del nucleo [1].

1.1.4 Saturazione della densità dei gluoni

Grazie all'EIC, ci si aspetta di osservare un nuovo stato della materia nucleare: il *Color Glass Condensate* (CGC). La parola “colore” si riferisce alla carica trasportata dai gluoni, “vetro”; rappresenta elementi disordinati che cambiano posizione e “condensato” si riferisce all’elevata densità dello stato. La densità dei gluoni è regolata da un processo non lineare di scissione dei gluoni e ricombinazione gluone- gluone. Quando questi due processi raggiungono un equilibrio, la densità raggiunge una scala di saturazione dinamica alla quale emergerebbero nuove proprietà della materia adronica. Questa scala di saturazione sarà più accessibile grazie alle collisioni di ioni pesanti all'EIC, poiché il gran numero di quark coinvolti nel processo si traduce in una diminuzione dell’energia necessaria, come mostrato in Figura 1.3.

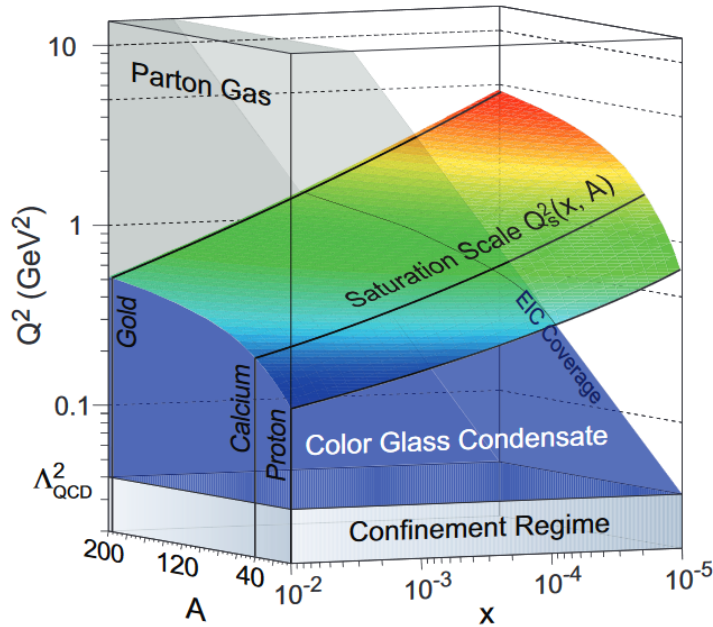


Figura 1.3: Aspettative teoriche per la dipendenza della scala di saturazione dal numero di massa nucleare A , dalla frazione minima di quantità di moto x e dal momento trasferito Q [1].

1.2 L’infrastruttura di EIC

I progetti infrastrutturali dell’EIC (Figura 1.4) si basano sul già esistente Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), presso il Brookhaven Nation Laboratory. Il nuovo acceleratore mira a raggiungere le seguenti caratteristiche:

- fasci altamente polarizzati di elettroni, protoni e ioni;
- fasci di ioni (dai deutoni ai nuclei pesanti);
- un'energia del centro di massa che varia nell'intervallo $\sim 20 \div 100$ GeV, espandibile a ~ 140 GeV;
- alto rate di collisioni, con una luminosità compresa tra 10^{33} e 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$;
- più regioni di interazione con almeno un apparato di rivelazione in uno dei siti.

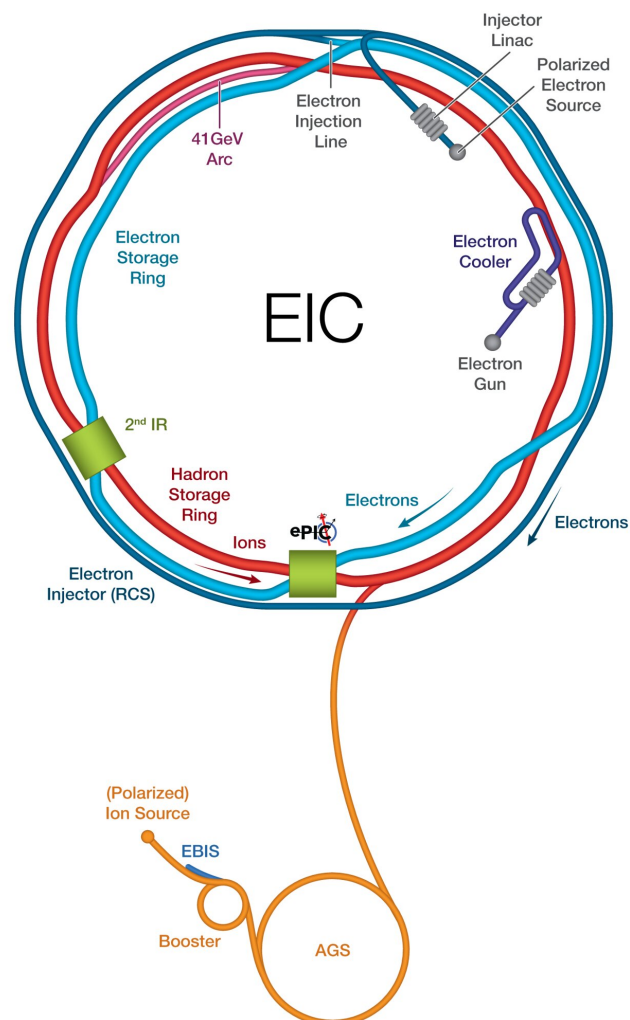


Figura 1.4: Schema dell'acceleratore EIC basato sull'infrastruttura RHIC esistente presso il Brookhaven National Laboratory [2].

1.3 Rivelatori

I rivelatori situati nelle regioni di interazione forniranno misure precise di energia, tracciamento delle particelle prodotte nelle collisioni e loro identificazione, al fine di caratterizzare completamente i quadrivettori di ciascuna particella coinvolta nelle collisioni elettrone-ione. I progetti attuali dei rivelatori proposti dalle Collaborazioni ATHENA ed ePIC presso l’EIC sono sviluppati attorno a un magnete superconduttore solenoidale e quindi i vari sistemi di rivelazione saranno disposti nelle tipiche configurazioni “barrel” ed “endcaps”.

Tenendo conto della grande varietà di particelle che vorranno studiare gli esperimenti e dell’asimmetria delle collisioni, l’obiettivo è quello di combinare tecnologie e concetti di rivelatori complementari per raggiungere l’intera serie di requisiti a seconda della regione di interazione in cui si trovano. Come mostrato dalla Figura 1.5, si possono identificare i seguenti sistemi principali dei rivelatori:

- un sistema più interno per il tracciamento delle particelle e la determinazione del vertice di interazione basato su rivelatori al Silicio;
- un sistema per l’identificazione delle particelle, che sfrutta le misure del tempo di volo e l’emissione di luce Cherenkov;
- un sistema più esterno che misura l’energia sia per gli elettroni che per gli adroni, grazie a un calorimetro elettromagnetico e a un calorimetro adronico; a causa dello spazio limitato, attualmente per queste misure si privilegiano i sensori SiPM, che occupano meno spazio e possono operare nel campo magnetico.

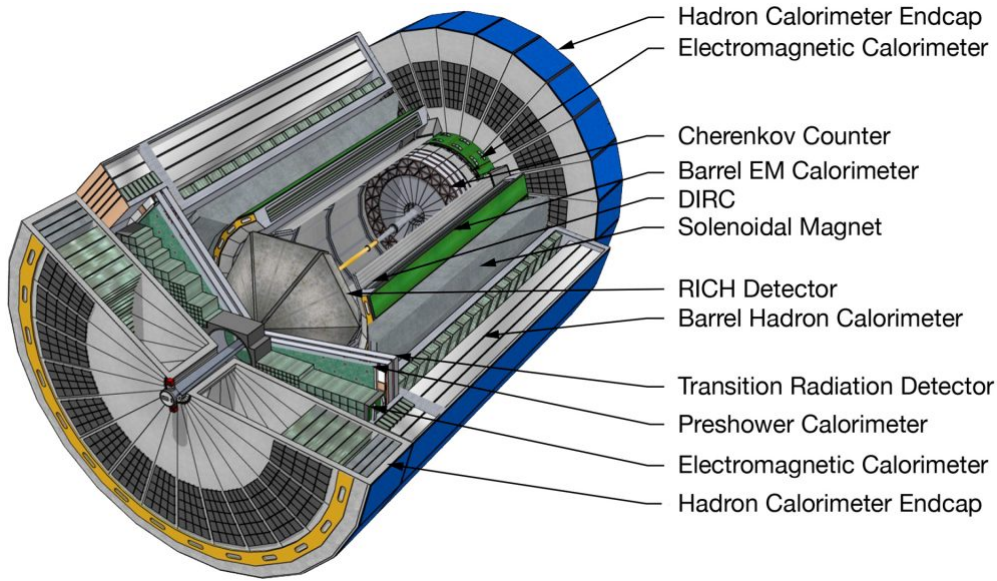


Figura 1.5: Modello CAD dello schema di rivelatore EIC, con sottosistemi per il tracciamento, l'identificazione delle particelle e la calorimetria [3].

1.3.1 Identificazione di particelle: la radiazione Cherenkov

Per l'identificazione delle particelle si utilizzano rivelatori basati sulla radiazione Cherenkov e sulla tecnica del tempo di volo.

In questa sede ci concentriamo sulla tecnica di identificazione Cherenkov. La radiazione Cherenkov è emessa da una particella carica che si muove attraverso un mezzo dielettrico con una velocità superiore alla velocità di fase della luce in quel mezzo. L'angolo θ con cui viene emessa la luce è quindi correlato alla velocità v della particella:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.1)$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo e $\beta = \frac{v}{c}$ con c velocità della luce nel vuoto. Dall'equazione 1.1 si evince che una misura di θ si traduce in una misura di v . Combinando questa informazione con quella sulla quantità di moto, è possibile determinare la massa della particella e identificarla. Possiamo quindi osservare come l'emissione di luce Cherenkov avvenga solo quando la velocità della particella è maggiore della velocità della luce nel mezzo:

$$|\cos \theta| \leq 1 \rightarrow \left| \frac{1}{n\beta} \right| \leq 1 \rightarrow v \geq \frac{c}{n} \quad (1.2)$$

Tra le opzioni proposte per i rivelatori Cherenkov c'è il Dual-Radiator RICH (dRICH) (Figura 1.6). Il sistema è composto da due diversi radiatori, che hanno due diversi indici

di rifrazione (n): un radiatore di aerogel, con $n = 1,02$ e un radiatore di gas, con $n = 1,0008$ in questo modo è possibile avere identificazione di particelle da momenti di pochi GeV/c fino a ~ 50 GeV/c. Il rivelatore dRICH implementerà anche fotosensori altamente segmentati e, come per la calorimetria, i sensori SiPM sono attualmente selezionati per la lettura.

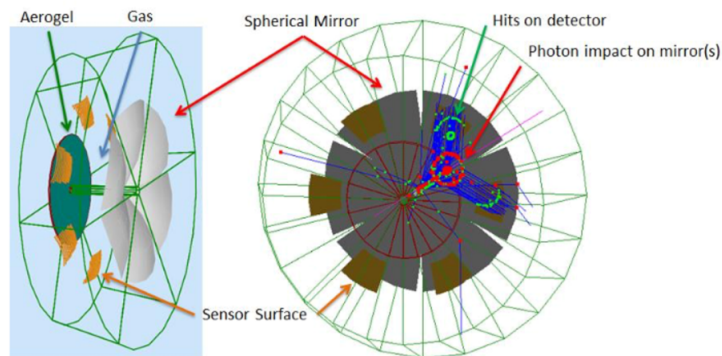


Figura 1.6: Configurazione del rivelatore dRICH [3].

Capitolo 2

I sensori

Questo capitolo introdurrà la fisica dietro ai rivelatori Fotomoltiplicatori al silicio (Si-PM), dai semiconduttori e la giunzione p-n, ai fotomoltiplicatori e le tecniche di annealing. I sensori basati sui semiconduttori come il silicio, sono largamente usati nella fisica delle alte energie per rivelare particelle cariche o fotoni; sono preferiti ai classici fotomoltiplicatori poiché occupano meno spazio e non sono influenzati da campi magnetici.

2.1 Semiconduttori

I semiconduttori sono elementi le cui bande di valenza e di conduzione non si sovrappongono (Figura 2.1, e la cui differenza energetica (energy gap) è dell'ordine di 1 eV.

Le proprietà dei semiconduttori sono influenzate dalla temperatura e dalla presenza di impurità nel cristallo. All'aumentare della temperatura, un elettrone può acquisire l'energia sufficiente per passare dalla banda di valenza a quella di conduzione, lasciando uno spazio vuoto all'interno del legame atomico (detto lacuna) e iniziando a muoversi liberamente nel cristallo.

Tale lacuna potrà essere occupata da un altro elettrone atomico, creando una nuova lacuna nell'atomo di provenienza. La lacuna verrà trattata quindi come una particella di carica positiva, libera di muoversi all'interno del cristallo. Nell'eventualità in cui tale lacuna sia occupata da un elettrone libero, entrambi scompaiono e il processo è detto "ricombinazione".

Le concentrazioni degli elettroni e delle lacune possono essere modificate con l'introduzione nel cristallo di impurità sostituzionali (drogaggio). Drogare i cristalli con elementi

accettori aumenterà la concentrazione di lacune (drogaggio di tipo positivo), mentre farlo con elementi donatori aumenterà quella di elettroni (drogaggio di tipo negativo).

Se nel cristallo la densità degli elettroni o delle lacune non è costante, l'agitazione termica determina un movimento di cariche dalle regioni a concentrazione maggiore verso quelle a concentrazione minore. Tale corrente è detta "di diffusione", la cui densità è proporzionale al gradiente della concentrazione delle cariche.

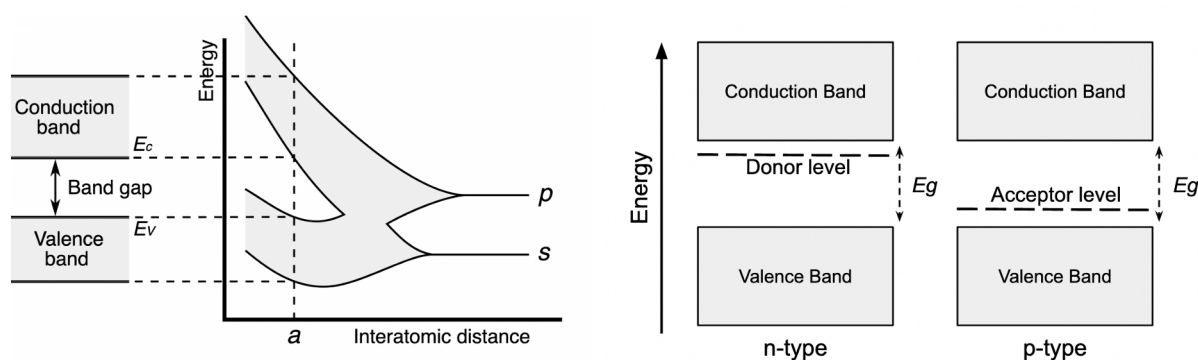


Figura 2.1: A destra: illustrazione di come la struttura a bande di un reticolo emerga a basse distanze interatomiche. A sinistra: livelli di energia per un semiconduttore drogato.

2.2 Giunzione p-n

Mettendo in contatto una regione di tipo p con una di tipo n, si crea una giunzione. In questa zona, a seguito della corrente di diffusione, gli elettroni provenienti dalla regione n si ricombinano con le lacune della regione p, creando una regione in cui non ci sono né elettroni liberi né lacune, detta "di svuotamento" (depletion region). Tale regione non è tuttavia elettricamente neutra, a causa dello spostamento dei portatori di carica che la rendevano tale. La parte della regione di svuotamento drogata p perderà lacune e riceverà elettroni, caricandosi negativamente; viceversa per la parte drogata n.

Si crea quindi un campo elettrico che si oppone alla corrente di deriva, che la riduce fino eventualmente ad annullarla, creando una situazione di equilibrio.

È possibile agire su questa situazione di equilibrio collegando la giunzione ad un generatore di potenziale; collegando il capo positivo alla regione p e il negativo alla n (detto collegamento in polarizzazione diretta (Figura 2.2 sinistra)), all'interno della giunzione si genera un campo elettrico che si oppone a quello della regione di svuotamento, riducendo il campo elettrico totale. Questo permette ai portatori di carica maggioritari di muoversi più facilmente attraverso la giunzione. Se il voltaggio applicato è sufficientemente alto da superare la barriera di potenziale, la corrente inizia a scorrere.

Invertendo i capi del generatore (detto collegamento in polarizzazione inversa (Figura 2.2 destra)), il nuovo campo elettrico si sommerà a quello preesistente, allontanando tra loro i portatori di carica e allargando la regione di svuotamento. Attraverso la giunzione fluisce soltanto una corrente molto debole, detta corrente di saturazione inversa. Aumentando la tensione oltre un valore detto di breakdown, la corrente inversa aumenta esponenzialmente. In Figura 2.3 è riportata la curva caratteristica corrente-tensione che sintetizza quanto descritto.

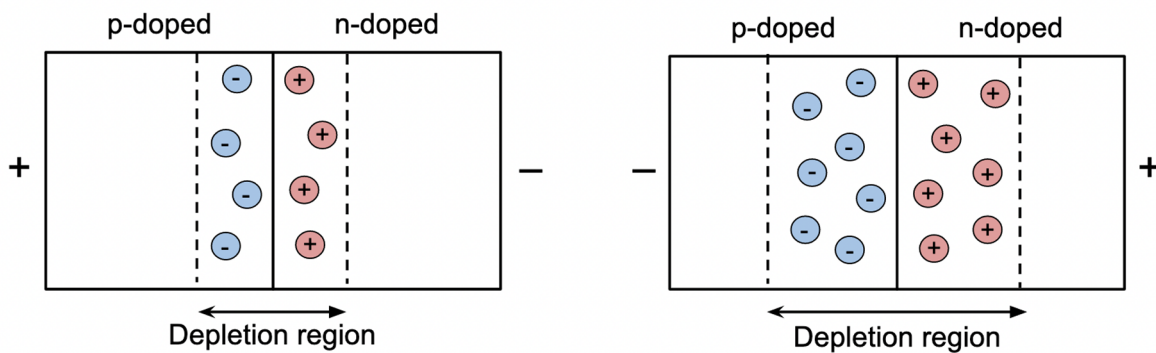


Figura 2.2: Giunzione p-n in diversi regimi di polarizzazione.

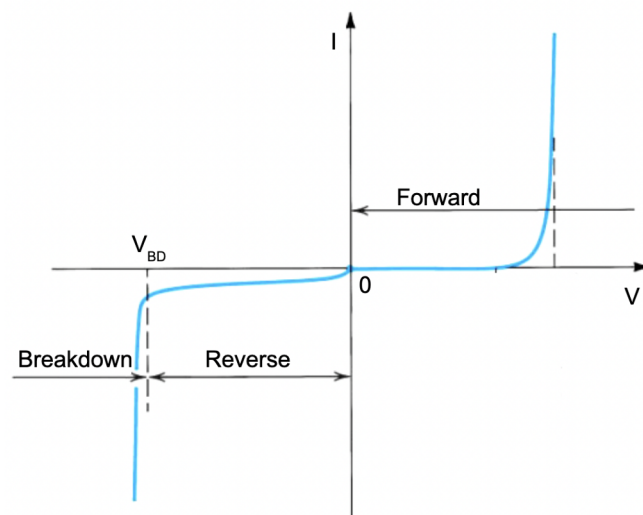


Figura 2.3: Curva caratteristica di una giunzione p-n polarizzata (diodo).

2.3 Fotodiodi e SPAD

Un diodo è un dispositivo elettronico costituito da una giunzione p-n collegata ad un generatore di potenziale.

La funzione principale di un diodo è quella di controllare il flusso di corrente elettrica, permettendone il passaggio in una sola direzione. Aggiungendo una protezione trasparente al diodo, come un sottile strato di resina epossidica, è possibile renderlo sensibile a fotoni dipendentemente dalla loro lunghezza d'onda.

Un dispositivo di questo tipo è chiamato **fotodiodo**. Le funzioni caratteristiche del fotodiode si ottengono in polarizzazione inversa. Grazie ai dispositivi ottici collegati, i fotoni che raggiungono la zona di svuotamento o i suoi dintorni con una energia superiore al bandgap, possono creare una coppia elettrone-lacuna per effetto fotoelettrico, la quale è immediatamente soggetta al campo preesistente, con le lacune che andranno verso l'anodo e gli elettroni verso il catodo, generando una fotocorrente. A questa va sommata una corrente molto debole, presente anche in assenza di fotoni, chiamata "corrente di buio" (dark current), dovuta alla generazione spontanea di portatori di carica nella regione.

Diodi fotorivelatori a singolo fotone (SPAD) È possibile progettare un diodo in modo da poterlo polarizzare inversamente oltre la tensione nominale di breakdown (configurazione in "modalità Geiger"). In questa condizione è presente solo la corrente di buio, mentre il campo elettrico è particolarmente elevato.

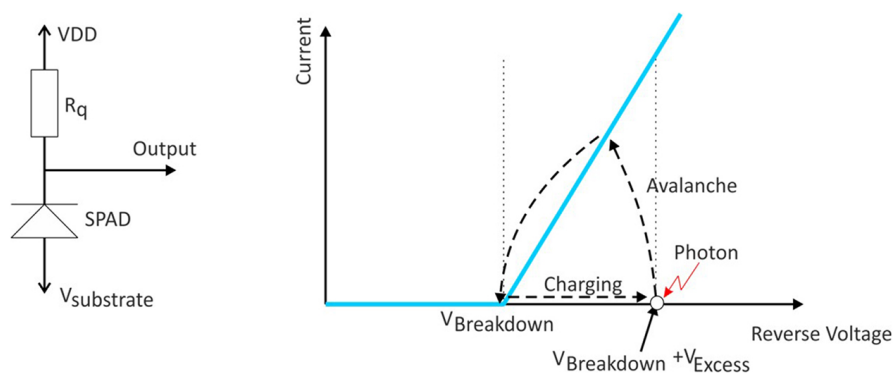


Figura 2.4: Principio di funzionamento di uno SPAD [4].

I portatori di carica generati a seguito dell'assorbimento di un fotone vengono fortemente accelerati verso gli elettrodi, guadagnando un'energia cinetica sufficiente a ionizzare, tramite impatto, altri atomi del reticolo e produrre altri portatori di carica in un processo "a valanga". In questo modo, un singolo fotone è in grado di generare un processo che produce una corrente macroscopica.

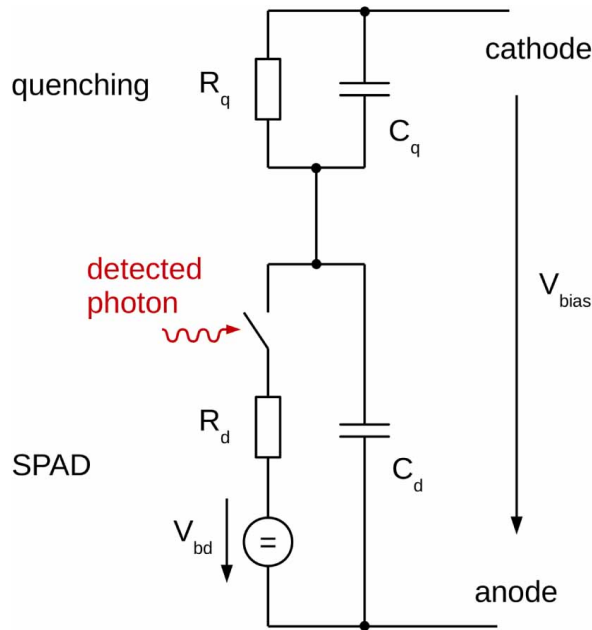


Figura 2.5: Circuito equivalente di uno SPAD [5]

Questo tipo di fotodiode è denominato SPAD (Single-photon Avalanche Diode), il cui principio di funzionamento è schematizzato in Figura 2.5.

Una volta che la corrente inizia a scorrere, lo SPAD non è in grado di rivelare altri fotoni e il processo non si ferma a meno che il voltaggio non ritorni al di sotto del valore di breakdown; questo procedimento è ottenuto grazie ad un circuito di spegnimento passivo. In seguito, lo SPAD ritorna alla tensione iniziale, nel tempo di ricarica del condensatore, ed è nuovamente in grado di rivelare i fotoni.

Uno SPAD e il circuito di quenching (spegnimento) per fermare la moltiplicazione a valanga possono essere modellizzati come il circuito indicato in Figura 2.5. Il primo è rappresentato dalla tensione ai suoi capi V_{bd} in serie alla propria resistenza R_d e in parallelo alla propria capacità C_d , che è la somma della capacità dello SPAD e di altre parassite; il secondo è composto da un resistore R_q e la sua capacità parassita C_q . Nello stato a riposo l'interruttore del circuito è aperto e la tensione su C_d è quella applicata V_{bias} .

Un evento che innesca una valanga, che può essere sia un fotone rivelato che del rumore, è modellizzato chiudendo l'interruttore. Questo comincia a scaricare il condensatore del diodo e causa una caduta di tensione nel nodo tra C_d e C_q , mentre allo stesso tempo C_q si ricarica tramite R_q . La capacità totale coinvolta nel processo è la somma di C_q e C_d , quindi il tempo di scarica della tensione è:

$$\tau_d = R_d(C_q + C_d)$$

dove l'influenza di R_q è stata trascurata perché il suo valore è molto maggiore di quello di R_d . La scarica di C_d e la ricarica di C_q finiscono quando la corrente che fluisce attraverso R_d raggiunge il minimo valore possibile affinché la valanga si autosostenga, che è circa:

$$I_d = \frac{V_{ov}}{R_q + R_d} \sim \frac{V_{ov}}{R_q}$$

dove V_{ov} è l'overvoltage dato da $V_{ov} = V_{bias} - V_{bd}$. A questo punto la valanga è spenta e la cella ritorna alle sue condizioni iniziali entro un tempo di ricarica:

$$\tau_r = R_q(C_q + C_d)$$

Il guadagno G dello SPAD quantifica il numero di portatori di carica generati per evento; esso può essere definito come il rapporto tra la carica totale coinvolta nella valanga e la carica elementare e .

$$G = \frac{\text{carica totale valanga}}{e} = \frac{V_{ov}(C_q + C_d)}{e}$$

il cui ordine di grandezza è tipicamente compreso tra 10^5 a 10^7 .

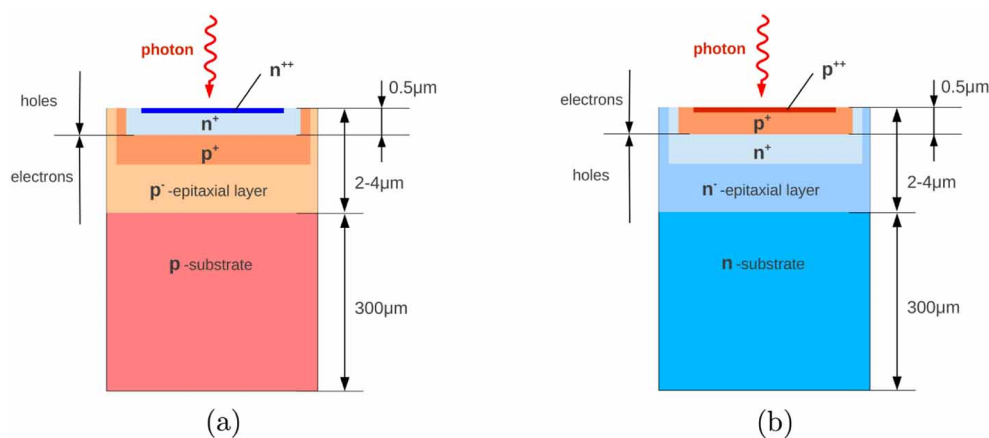


Figura 2.6: Struttura di uno SPAD drogato n su p (sinistra) e di uno drogato p su n (destra) [5].

2.4 Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)

I SiPM sono costituiti da una matrice di SPAD, ognuno col proprio circuito di spegnimento, collegati in parallelo su un comune substrato di silicio. Le microcelle dei singoli

SPAD (dette “pixel”, Figura 2.6) sono di dimensione variabile tra i 10 e i 100 μm per lato e quindi hanno una densità superficiale fino a 10000/ mm^2 .

Il circuito di spegnimento permette anche un disaccoppiamento elettrico fra i vari pixel permettendo loro di operare come se fossero indipendenti nonostante carico e alimentazione siano comuni. L’uscita è comune a tutti i pixel ed è pari alla somma dei segnali dei singoli SPAD: se tutti i pixel sono uguali allora i segnali che emettono al passaggio di un fotone saranno identici, quindi valutando l’ampiezza del segnale ai capi del carico sarà possibile risalire al numero di pixel accesi e quindi al numero di fotoni incidenti. Il SiPM si comporta come un dispositivo digitale quando è considerato come singolo SPAD e come un dispositivo analogico quando si sommano i segnali dei singoli SPAD.

2.5 Rumore

Come ogni sensore, anche i SiPM sono soggetti a rumore. Nel loro caso, il rumore può essere di tipo primario o correlato. Alcuni esempi in Figura 2.7.

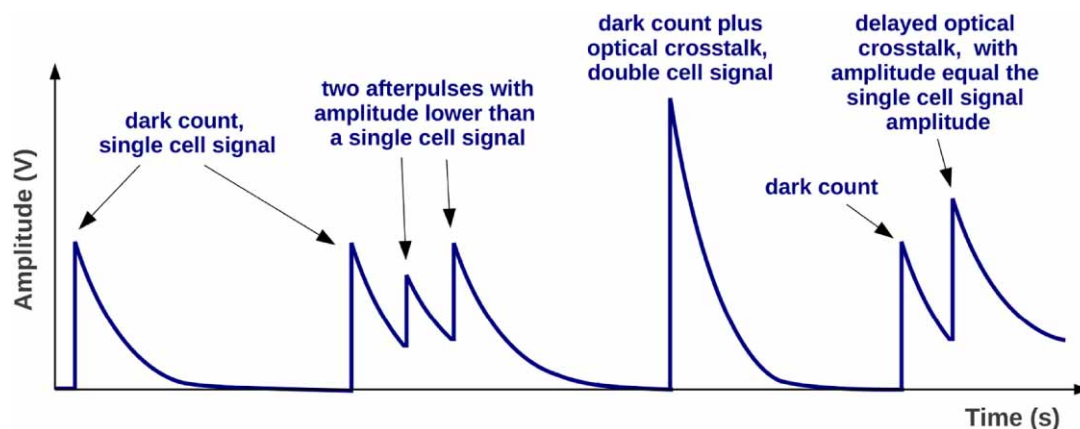


Figura 2.7: Ampiezze di segnali di tre diversi tipi di rumore misurabili in un SiPM analogico [6].

Il **rumore di tipo primario** è principalmente dovuto a una valanga innescata da un portatore di carica generatosi termicamente all’interno del silicio. In tale materiale un salto diretto tra la banda di valenza e la banda di conduzione è molto raro a causa dell’alto bandgap, motivo per cui tale processo è meglio descritto dalla teoria SRH (Shockley-Read-Hall) [7]. Secondo questa teoria le impurità del cristallo di silicio, le sue imperfezioni strutturali e l’azione di radiazioni energetiche comportano la presenza di un livello energetico intermedio tra le due bande, definito centro di generazione - ricombinazione (G-R). L’elettrone nella banda di valenza salta nel centro G-R che agisce come una

trappola in grado di assorbirne l'energia e la quantità di moto: da questo step intermedio l'elettrone può saltare più facilmente nella banda di conduzione.

Questo tipo di rumore è chiamato “conteggio di buio” (dark count rate) e genera un segnale che non è distinguibile da quello di un fotone rivelato; è fortemente dipendente dalla temperatura, dato che la corrente di buio si dimezza al ridursi della temperatura di ogni 10 K. Inoltre può essere ridotto migliorando i processi di produzione poiché si riducono le impurità.

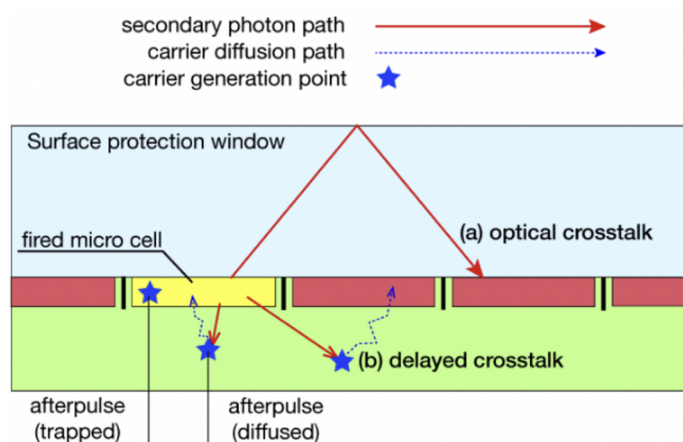


Figura 2.8: Visione schematica dell'afterpulse e del crosstalk. Il percorso (a) mostra il crosstalk esterno, si noti che le celle colpite non sono adiacenti, mentre il percorso (b) mostra il crosstalk ritardato.

Il **rumore correlato** è dovuto a una valanga innescata come conseguenza della rivelazione di un fotone o di un rumore primario e si suddivide in due tipi: crosstalk e afterpulse (Figura 2.8). Quando si verifica una valanga, i suoi portatori di carica possono emettere dei fotoni nell'infrarosso. Questi fotoni, chiamati “di crosstalk”, possono muoversi all'interno del dispositivo generando cariche libere che in presenza del forte campo elettrico danno luogo ad ulteriori moltiplicazioni a valanga in un'altra cella. Questo fenomeno è chiamato “crosstalk ottico”, è funzione del voltaggio del SiPM e della distanza tra microcelle vicine. Poiché il crosstalk ottico è correlato a un evento precedente, la differenza temporale tra questi è rilevante. Infatti nel caso in cui i fotoni di crosstalk arrivino direttamente nella regione di svuotamento di una cella adiacente, si parla di **crosstalk immediato (prompt)**. In questo caso il tempo intercorrente tra la prima valanga e la seconda è dell'ordine delle decine di ps , troppo breve per poter distinguere i due eventi nella comune elettronica, e le due celle si accendono contemporaneamente. Diversamente, nel caso in cui i fotoni di crosstalk vengano assorbiti nella regione non svuotata dello SPAD adiacente, i portatori minoritari raggiungeranno la zona svuotata nel loro moto

di deriva per poi innescare la valanga e si parla di **crosstalk ritardato (delayed)**. In questo caso il tempo di attivazione tra i due SPAD può essere sufficientemente lungo da permettere di identificare i due eventi.

Un altro tipo di **crosstalk** è quello **esterno**. Poiché i fotoni ottici generati dalla valanga primaria sono isotropi, una buona parte uscirà attraverso il lato attivo del SiPM. Una finestra di vetro protettiva o una resina epossidica rifletteranno una parte di questi fotoni verso gli SPAD, generando crosstalk esterno.

Questi tipi di rumore possono essere ridotti con degli accorgimenti strutturali applicati al SiPM, come l'introduzione di barriere ottiche, utilizzando particolari materiali per ridurre la regione di svuotamento e riducendo il gain dello SPAD.

Il rumore di **afterpulse** è dovuto al rilascio, in un intervallo di tempo successivo al segnale, di elettroni prodotti nelle moltiplicazioni a valanga, che erano rimasti intrappolati all'interno della regione attiva a causa di difetti strutturali del cristallo. L'intervallo di tempo di rilascio può variare da pochi nanosecondi a centinaia di microsecondi. Nel caso in cui l'emissione avvenga in un tempo successivo al tempo di ricarica, allora si osserva un segnale spurio, cioè non riconducibile ad alcun fotone incidente. Questo fenomeno può incidere fortemente sul dark count rate. Si può diminuire l'intervallo di tempo tra intrappolamento del portatore e sua liberazione diminuendo la temperatura, c'è infatti dipendenza della probabilità di afterpulsing sia dalla temperatura che dall'overvoltage. Aumentando la tensione di alimentazione, invece, si aumenta il numero di coppie elettrone-lacuna prodotte per singolo fotoelettrone a cui corrisponde un aumento del numero di cariche intrappolate. Aumentando il tempo di ricarica si diminuisce il contributo al rumore dell'afterpulsing: in questo modo è minore la probabilità che un portatore intrappolato generi segnale. Tale soluzione limita però la frequenza massima a cui può lavorare un SiPM.

2.6 Efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE)

La Photo-Detection Efficiency quantifica la capacità di uno SPAD di rilevare i fotoni. Questo è il rapporto tra il numero di fotoni rilevati e i fotoni che giungono al rivelatore. La formula generale per la PDE del SiPM è data dall'equazione:

$$PDE(V_{ov}, \lambda) = QE(\lambda) \cdot P_T(V_{ov}, \lambda) \cdot FF$$

dove QE è l'efficienza; FF è il fattore di riempimento della cella SiPM, ovvero il rapporto tra l'area attiva e l'area totale della cella; P_T è la probabilità di innesco della valanga. Tutti i fattori dipendono dalla lunghezza d'onda e dalla tensione della polarizzazione. Un esempio di PDE in funzione della lunghezza d'onda del fotone incidente è mostrata in Figura 2.9.

Efficienza quantistica Indicata come QE , è data dalla combinazione di due fattori: la probabilità per un fotone di superare il rivestimento antiriflesso sulla superficie del sensore e la probabilità che il fotone riesca a creare un portatore di carica che raggiunga la regione fortemente polarizzata.

Probabilità di innesco della valanga Indicata come P_T , è funzione delle probabilità di innesco dovute a elettroni P_e e a lacune P_h . Esse dipendono dai rispettivi tassi di ionizzazione, quindi aumentano proporzionalmente al campo elettrico. Inoltre il tasso è più elevato per gli elettroni che per le lacune.

Fattore di riempimento Indicato come FF , è definito come l'area attiva di tutti gli SPAD diviso per l'area totale del SiPM. L'area inattiva viene creata per separare gli SPAD elettricamente e otticamente l'uno dall'altro. Per le dimensioni degli SPAD più grandi di $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, il fattore di riempimento può essere fino all'80%, mentre per le dimensioni delle celle più piccole di $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ è limitato al 30%.

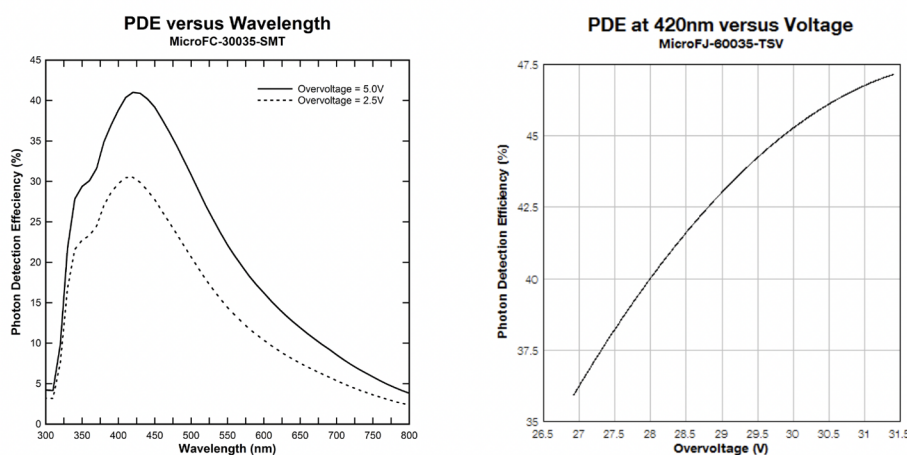


Figura 2.9: Efficienza di rilevazione dei fotoni in funzione della lunghezza d'onda (a sinistra) per diverse tensioni e in funzione della sovratensione per una micropiastra SiPM da 6 mm e 35 μm .

2.7 Danni da radiazione e Annealing

Neutroni e altre particelle ad alta energia come i fotoni possono provocare un danno strutturale all'interno del sensore. Un neutrone in grado di trasferire almeno 25 eV può dislocare un atomo nel reticolo cristallino; l'atomo colpito lascia vacante la sua sede e si riposiziona in un interstizio tra gli altri atomi del reticolo. Nell'eventualità in cui

l'energia cinetica del primo atomo colpito sia sufficientemente alta (> 1 keV), questo porta al dislocamento di altri atomi e ad un difetto “a cluster” [8]. I danni più comuni in questo caso sono difetti volumetrici all'interno della regione attiva degli SPAD.

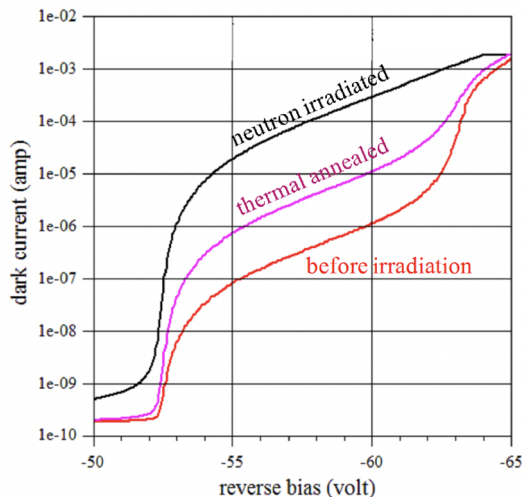


Figura 2.10: Corrente di buio in un SiPM a temperatura ambiente, misurata prima e dopo l'irradiazione e dopo un ciclo di annealing a 250 °C.

Il principale effetto macroscopico del danno da radiazioni nei SiPM è l'aumento significativo della corrente di buio (Figura 2.10), sotto e sopra la tensione di breakdown. Per il funzionamento del SiPM questo si traduce in un aumento del dark count rate.

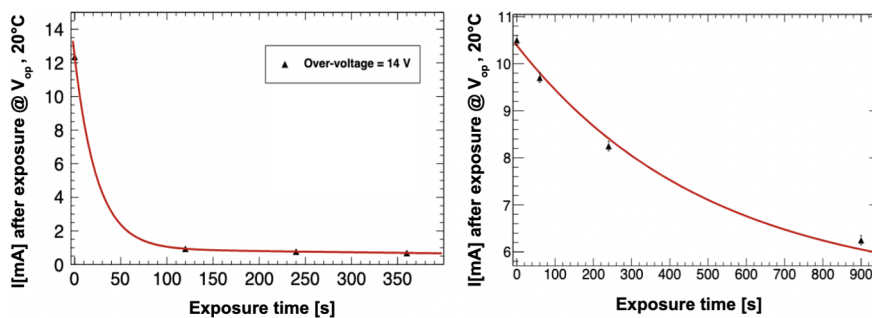


Figura 2.11: Corrente di buio in funzione del tempo di esposizione in SiPM HAMAMATSU, in polarizzazione inversa (sinistra) e diretta (destra) [9].

Le funzionalità del SiPM possono essere ripristinate tramite un trattamento termico detto “annealing” (Figura 2.11), che consiste nell'aumentare la temperatura del sensore per un certo periodo di tempo. Inducendo tale temperatura grazie ad una corrente elettrica che scorre direttamente nel sensore, è possibile effettuare questo trattamento

all'interno del rivelatore stesso, diversamente da altre soluzioni in cui si usano forni. Un altro beneficio dell'annealing indotto è che la presenza di un intenso campo elettrico può facilitare il riordino degli atomi dislocati.

Capitolo 3

Annealing di SiPM

L'obiettivo dell'esperimento eseguito è stato quello di osservare se fosse possibile ripristinare, almeno parzialmente, la funzionalità originale dei SiPM, in particolare per quanto concerne il livello di dark count rate aumentato a seguito dell'irraggiamento con dose di 10^9 (1 MeV) neutroni equivalenti/cm².

L'esperimento è consistito in 8 distinte fasi di annealing (indicate con la sigla **PC**) indotto alla temperatura di circa 180 °C su 8 SiPM con durate crescenti. 4 SiPM hanno ricevuto l'annealing in corrente diretta e altri 4 in inversa.

Nelle ultime fasi sono state apportate delle modifiche all'esperimento invertendo le polarizzazioni e aumentando la temperatura a 210 °C.

In Tabella 3.1 sono riassunte tutte le fasi con la temperatura e la durata.

Procedura	Temperature D H (°C)	Tempo di annealing (h)	Tempo cumulato (h)
PC1	n.d.	0	0
PC2	175,75 172	0,25	0,25
PC3	175 171,75	0,5	0,75
PC4	176 173,5	1	1,75
PC5	175,58 173,67	4	5,75
PC6	172,5 175,08	6	11,75
PC7	204,25 199	0,5	12,25
PC8	205,5 201,25	2	14,25
PC9	204,38 200,63	6	20,25

Tabella 3.1: Sequenza di procedure di annealing con temperature medie.

3.1 Apparato sperimentale

L'esperimento è costituito da:

- 32 SiPM Broadcom AFBR-S4N33C013 [10] irradiati, alloggiati su un carrier (Figura 3.1);
- una termocamera FLIR InfraCam SD [11];
- una lampada utilizzata per l'annealing in corrente inversa;
- un alimentatore Aim-TTi QL355TP [12];
- una camera climatica Memmert CTC256 [13] con software per la caratterizzazione;
- Misuratore di Alimentazione (source meter) Keithley 2450 per le misure IV [14].

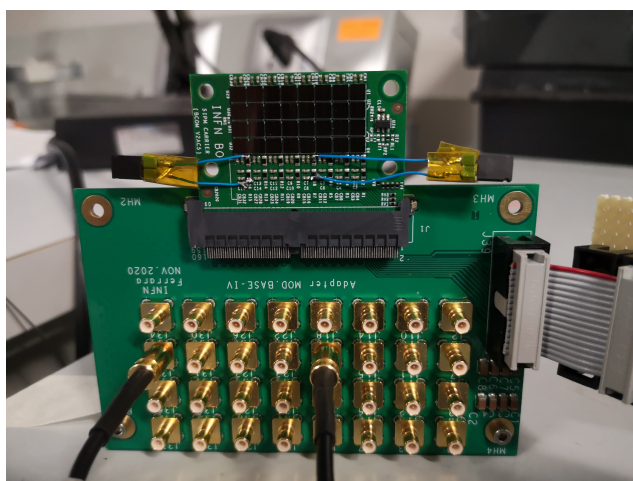


Figura 3.1: Carrier con SiPM Broadcomm e jumper, alloggiato sull'adapter e connesso all'alimentazione.

3.2 L'esperimento

La scheda utilizzata, rappresentata in Figura 3.2, è composta da una griglia di 4×8 SiPM. Ogni SiPM è composto da 9815 celle di superficie $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ [10].

Abbiamo inizialmente indotto l'annealing utilizzando una corrente diretta per la riga di sensori H (U29 - U32) in Figura 3.2 e una inversa per la riga D (U13 - U16), utilizzando dei jumper per bypassare le resistenze di filtro della tensione di bias.

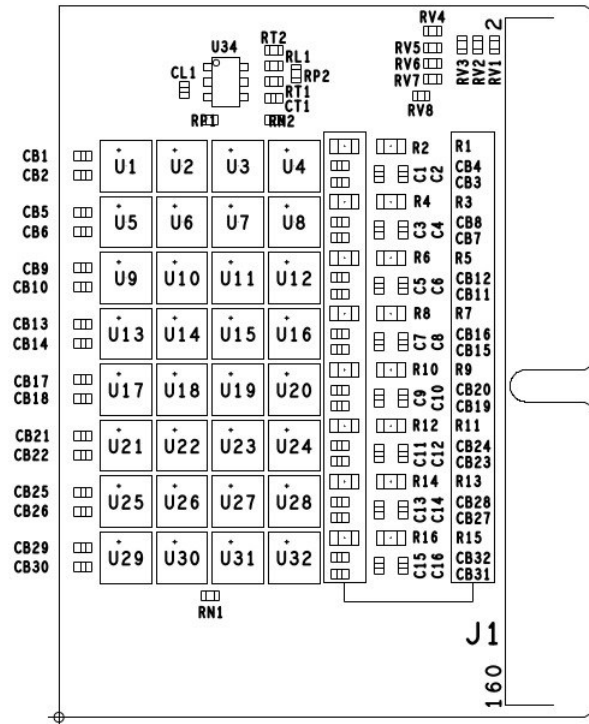


Figura 3.2: Rappresentazione dei SiPM Broadcom sul carrier

Come approfondito nel Capitolo 2, la corrente diretta è generata mettendo in collegamento l'anodo alla regione drogata p dei diodi e il catodo alla regione drogata n. Aumentando la tensione, la corrente comincia a scorrere. In questo caso l'aumento di temperatura è dovuto alla resistenza del materiale alla corrente, che converte parte della propria energia in energia termica per effetto Joule.

La corrente inversa invece è generata invertendo l'anodo ed il catodo nella configurazione descritta precedentemente. Aumentando la tensione oltre il valore nominale di breakdown e illuminando i SiPM con una lampada, si genera una valanga costante di elettroni che genera calore collidendo con gli atomi del reticolo.

La procedura di annealing è consistita nell'aumentare gradualmente la tensione dell'alimentatore Aim-TTi QL355TP controllato da PC, applicata ai SiPM, fino a circa 33 V (6 V sopra il valore di breakdown [10]) per la polarizzazione inversa e circa 8 V per quella diretta; poi durante la parte iniziale dell'annealing è stata modificata opportunamente per mantenere la temperatura massima sulla scheda a 180 °C, controllandola con la termocamera. Dopo le fasi iniziali, infatti, essa si assestava e non si rendeva necessario agire nuovamente sulla tensione, risultando in un annealing stabile. Tale temperatura è sempre stata raggiunta dai SiPM in H2 e D2 (Figura 3.3), mentre in quelli più esterni,



Figura 3.3: Annealing a 180 °C in corso.

in particolare in H4 e D4, essa è sempre stata inferiore (con un ΔT massimo di 15 °C per i sensori in corrente diretta e 10 °C per quelli in inversa) a causa della dispersione termica dovuta alla conformazione dei circuiti stampati. I SiPM più esterni dissipano parte del calore negli strati di rame adiacenti mentre nelle celle centrali la densità del calore generato è più circoscritta.

A seguito di ogni fase di annealing è stato reinserto il carrier nella camera climatica per la misurazione delle curve IV a -30 °C con il misuratore di alimentazione Keithley 2450. Un esempio di tali curve è presente in Figura 3.4.

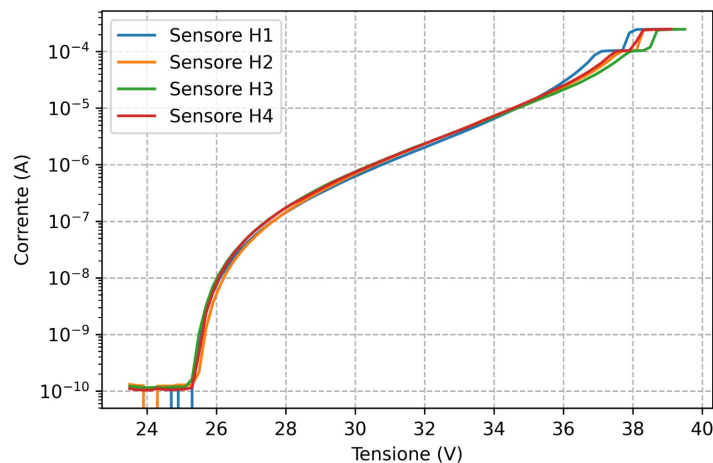


Figura 3.4: Esempio di curva IV dei sensori di riga H per la fase PC1.

Tali misurazioni vengono effettuate per valori di tensione compresi tra 23,5 V e 40,3 V a step di 0,3 V. Dalle curve IV si è estratta la corrente a 3 V al di sopra della tensione

di breakdown come figura di merito. I grafici in Figura 3.5 mostrano l'andamento figura di merito (corrente a 3 V al di sopra della tensione di breakdown) per tutti i sensori interessati dalle fasi dell'annealing.

Per la fase **PC6**, la quinta di annealing, abbiamo deciso di invertire le polarizzazioni delle righe H e D per valutare se ci fossero effetti cumulabili sulla riduzione di corrente tra i due metodi. Tuttavia, a causa di un errore umano, non sono stati rimossi i jumper durante la misurazione della corrente di buio, e quindi la curva IV non può essere facilmente comparata con quelle precedenti. Anche considerando questo evento, è stato possibile osservare la decrescita esponenziale della corrente di buio, fino ad un valore approssimativo di ~ 20 nA, visibile in Figura 3.5.

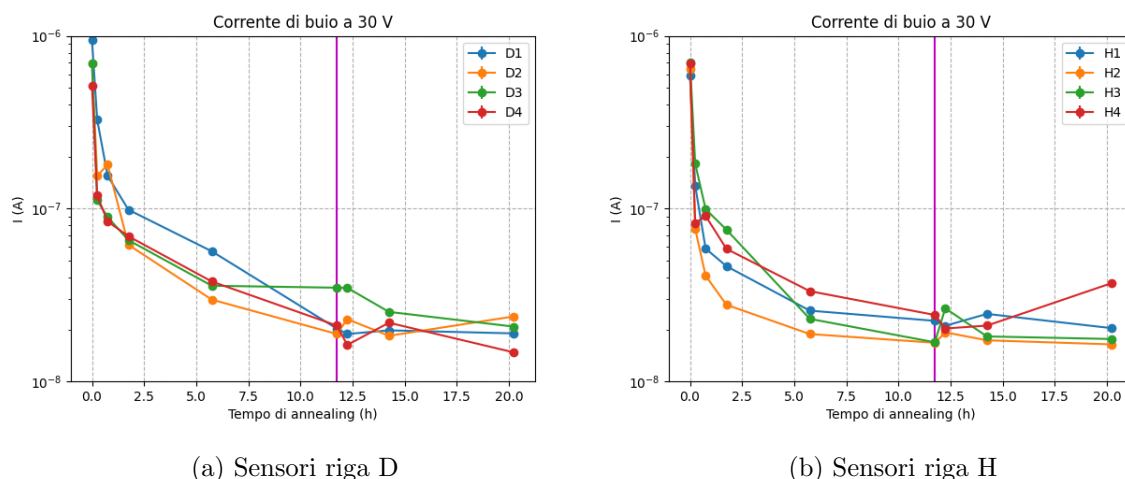


Figura 3.5: Correnti di buio dei vari sensori (linea D a sinistra, linea H a destra) in legenda polarizzati a 30 V di tensione di bias. Le misure sono ottenute a -30 °C.

Per cercare di ottenere ulteriori miglioramenti, nelle ultime tre fasi è stata alzata la temperatura di annealing a 210 °C. Tuttavia in questo caso non solo non si sono riscontrati miglioramenti apprezzabili, ma il sensore H4 ha peggiorato la corrente di un fattore 2. Un'analisi al microscopio ha poi rivelato il danneggiamento di alcuni sensori (Figura 3.6).

Essendo uno degli obiettivi dell'esperimento quello di valutare un tempo ragionevole di annealing per la riduzione del dark count rate, è possibile fare una tale stima definendo la *frazione di danno* come rapporto tra le correnti di buio dopo ogni annealing, rispetto al valore col sensore irraggiato prima dell'annealing **PC1**. In Figura 3.7 viene riportato il valore della frazione di danno in funzione del tempo di annealing per i sensori della linea D e H.

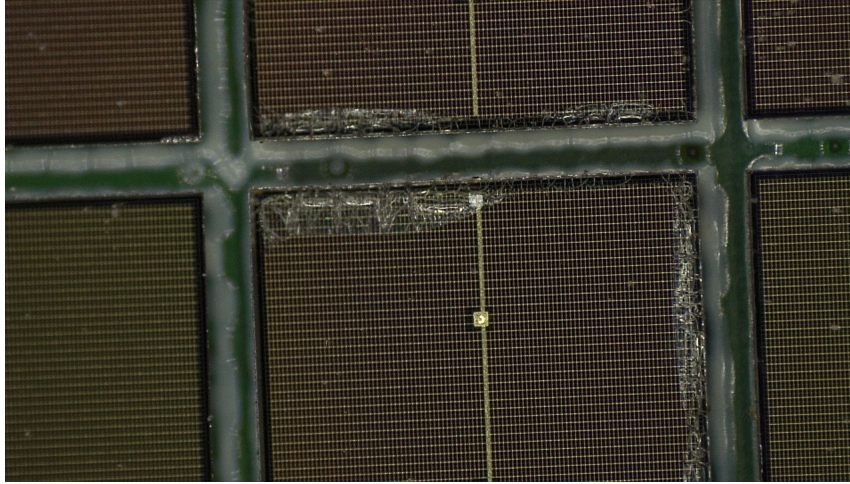


Figura 3.6: Vetri danneggiati di D2 (sopra) e D3 (sotto)

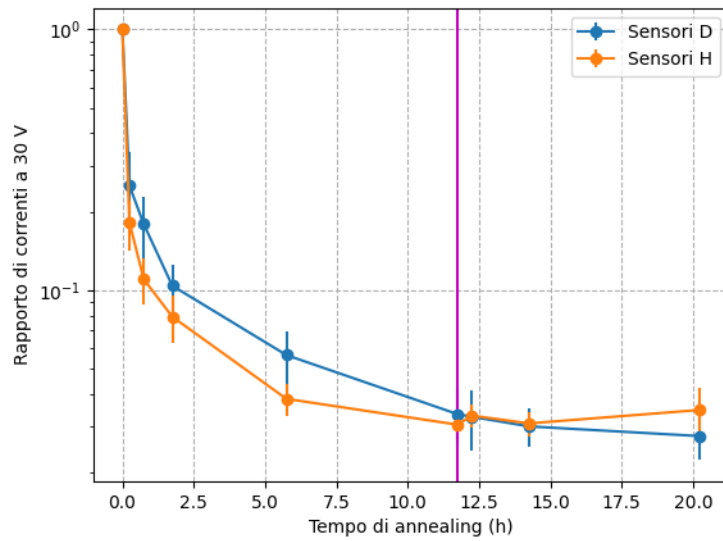


Figura 3.7: Frazione di danno valutato come rapporto tra le correnti di buio dopo ogni fase di annealing rispetto al valore con sensore irraggiato prima dell'annealing. Per ogni fase viene considerata la media dei diversi sensori delle linee D e H. Le barre di errore sono calcolate come deviazione standard di tali dati.

Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quello di ripristinare le funzionalità dei SiPM, in particolare per quanto concerne il livello di dark count rate, aumentato in seguito a danno da radiazione. Per fare ciò, è stata utilizzata la tecnica dell'annealing indotto, che consiste nell'aumentare la temperatura dei sensori facendoli attraversare da una corrente elettrica. L'alta temperatura, infatti, induce l'eliminazione dei difetti a cluster dal reticolo cristallino.

L'apparato sperimentale ha incluso 32 SiPM Broadcom alloggiati su un carrier, un adapter per collegare il carrier all'alimentatore, una termocamera per tenere sotto controllo la temperatura di annealing, una camera climatica ed un source meter, per poter misurare la corrente di buio a diversi valori di tensione a -30°C , riducendo il più possibile il rumore.

L'annealing è stato effettuato in 8 diverse fasi su 2 righe da 4 SiPM ciascuna, polarizzando inizialmente una riga direttamente e l'altra inversamente. L'annealing si è sempre rivelato particolarmente stabile. A seguito di ogni fase è stata misurata la corrente di buio e sin dalle prime fasi è stato possibile osservarne una chiara riduzione. Dopo 5 fasi di annealing (~ 12 ore totali) la corrente è calata di un fattore 50.

Per cercare di ottenere ulteriori miglioramenti, abbiamo in una fase successiva invertito la polarizzazione applicata e nelle ultime tre aumentato la temperatura di annealing a 210°C , ma non sono stati osservati effetti cumulabili.

Due sensori hanno riscontrato un peggioramento nei livelli di corrente di buio per temperature superiori a 180°C e un'analisi al microscopio ha rivelato alcuni danni ai loro vetri.

In conclusione la miglior procedura osservata consiste nell'annealing indotto a 180°C per 12 ore senza differenze apprezzabili tra le due polarizzazioni.

Bibliografia

- [1] A. Accardi et al., *Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier - Understanding the glue that binds us all*, 2014. arXiv: 1212.1701 [nucl-ex].
- [2] *The Electron-Ion Collider (EIC) Exploring the mysteries of the building blocks of matter*. indirizzo: <https://www.bnl.gov/newsroom/factsheets/files/pdf/electron-ion-collider.pdf>.
- [3] R. Abdul Khalek et al., “Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider,” *Nuclear Physics A*, vol. 1026, p. 122 447, ott. 2022, ISSN: 0375-9474. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2022.122447. indirizzo: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2022.122447>.
- [4] M. Hofbauer, K. Schneider-Hornstein e H. Zimmermann, “Single-photon avalanche diodes (SPADs),” in *Single-photon Detection for Data Communication and Quantum Systems*, ser. 2053-2563, IOP Publishing, 2021, 1-1 to 1–65, ISBN: 978-0-7503-2584-4. DOI: 10.1088/978-0-7503-2584-4ch1. indirizzo: <https://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-2584-4ch1>.
- [5] S. Gundacker e A. Heering, “The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 65, n. 17, 17TR01, ago. 2020. DOI: 10.1088/1361-6560/ab7b2d. indirizzo: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>.
- [6] F. Acerbi e S. Gundacker, “Understanding and simulating SiPMs,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 926, pp. 16–35, 2019, Silicon Photomultipliers: Technology, Characterisation and Applications, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118>. indirizzo: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218317704>.
- [7] *Approfondimento sui SiPM*. indirizzo: <http://cold.oact.inaf.it/cold/index.php/it/rivelatori/sipm>.

- [8] E. Garutti e Y. Musienko, “Radiation damage of SiPMs,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 926, pp. 69–84, 2019, Silicon Photomultipliers: Technology, Characterisation and Applications, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.191>. indirizzo: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218315055>.
- [9] M. Cordelli et al., “An induced annealing technique for SiPMs neutron radiation damage,” *Journal of Instrumentation*, vol. 16, n. 12, T12012, dic. 2021. DOI: 10.1088/1748-0221/16/12/T12012. indirizzo: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/12/T12012>.
- [10] *AFBR-S4N33C013 Datasheet*. indirizzo: <https://docs.broadcom.com/doc/AFBR-S4N33C013-DS>.
- [11] *FLIR InfraCAM SD Datasheet*. indirizzo: https://www.instrumart.com/assets/InfraCAMSD_datasheet.pdf.
- [12] *Aim-TTi QL355TP Datasheet*. indirizzo: https://resources.aimtti.com/manuals/QL355T+QL355TP_Instruction_Manual-Iss8.pdf.
- [13] *Memmert CTC256 Datasheet*. indirizzo: <https://www.memmert.com/products/climate-chambers/environmental-test-chambers/CTC256/>.
- [14] *Keithley 2450 Datasheet*. indirizzo: <https://www.tek.com/en/datasheet/smu-2400-graphical-sourcemeater/model-2450-touchscreen-source-measure-unit-smu-instrument>.