

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

# Studio e caratterizzazione di sensori Silicon PhotoMultiplier (SiPM) per rivelatore Time Of Flight (TOF) dell'esperimento ALICE 3

Relatore:  
Prof.ssa Gilda Scioli

Presentata da:  
Matteo Bonazzi

Correlatore:  
Dott.ssa Sofia Strazzi

Anno Accademico 2022/2023

## Sommario

La collaborazione ALICE ha sottomesso la proposta per l'installazione di un nuovo esperimento sull'acceleratore Large Hadron Collider (LHC), ALICE 3 [1], con lo scopo di studiare il quark-gluon plasma in collisioni di ioni pesanti come Argon, Krypton e Piombo a maggiore luminosità di quella permessa dall'esperimento ALICE. Per il sistema a tempo di volo (TOF), che permetterà di ottenere misure temporali di altissima precisione necessarie per l'identificazione delle particelle, tre diverse tecnologie sono al momento oggetto di studio: tra queste i Silicon PhotoMultiplier sono di grande interesse, specialmente nel caso di un TOF in combinazione con il Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH).

In questa tesi, dopo un'introduzione generale sulla fisica dell'esperimento e sulla struttura dell'apparato sperimentale di ALICE 3, si tratterà del funzionamento dei SiPM e delle forme di rumore presenti per poi procedere all'analisi dei dati raccolti tramite le misure effettuate sui campioni di SiPM forniti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK).

# Indice

<b>1</b>	<b>ALICE 3</b>	<b>8</b>
1.1	Introduzione al Modello Standard	9
1.2	Quark-Gluon Plasma (QGP)	10
1.2.1	Evoluzione QGP	11
1.2.2	Evidenze sperimentali	12
1.3	Esperimento ALICE 3	16
1.3.1	ALICE 3	16
1.3.2	LHC	17
1.4	Struttura del rivelatore	17
1.4.1	Magnete	17
1.4.2	Vertex detector e outer tracker	18
1.4.3	TOF	20
1.4.4	RICH detector	22
1.4.5	Calorimetro Ecal	23
1.4.6	Muon identifier	25
1.4.7	Forward Conversion Tracker	25
<b>2</b>	<b>Detector al silicio</b>	<b>27</b>
2.1	Semiconduttori	28
2.2	Diodi a giunzione	30
2.3	Silicon PhotoMultiplier	33
2.3.1	SPAD, Single Photon Avalanche Diode	33
2.3.2	SiPM	34
2.3.3	Rumore nei SiPM	36

<i>INDICE</i>	2
2.3.4 Efficienza . . . . .	38
2.3.5 Applicazioni . . . . .	39
<b>3 Misure sperimentali sui SiPM</b>	<b>40</b>
3.1 Misure effettuate e obiettivi . . . . .	41
3.2 Tipologie di SiPM . . . . .	42
3.3 Apparato sperimentale . . . . .	44
3.3.1 Misure di I-V . . . . .	44
3.3.2 Misure di C-V . . . . .	45
3.4 Analisi Dati . . . . .	47
3.4.1 I-V . . . . .	47
3.4.2 C-V . . . . .	52
<b>Conclusioni</b>	<b>55</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>56</b>
<b>4 Appendice</b>	<b>57</b>
4.1 Strumentazione . . . . .	57
4.2 Caratteristiche I-V . . . . .	58

# Elenco delle figure

1.1	Grafico rappresentante i campi di forza nella classificazione del Modello Standard. . . . .	9
1.2	Rapporto tra le produzioni di mesoni omega e pioni, per differenti collisioni (Pb-Pb, p-Pb e p-p) e a diverse energie. . . . .	13
1.3	Rappresentazione del flusso ellittico. . . . .	14
1.4	In rosso i dati delle collisioni d-Au, in nero quelli p-p e in blu quelli di ioni pesanti (Au-Au). Si noti che uno dei due picchi attesi per la collisione di ioni risulta soppresso, in quanto il jet a $\phi = 180^\circ$ ha perso energia per interazione con il QGP.[6] . . . . .	15
1.5	Rappresentazione di una possibile configurazione del detector di ALICE 3 (ancora in valutazione)[1]. . . . .	16
1.6	Rappresentazione di LHC: i punti indicano le sedi dei quattro esperimenti, mentre le altre circonferenze rappresentano altri acceleratori connessi ad LHC. . . . .	17
1.7	Schema delle due possibili configurazioni di magneti superconduttori per l'esperimento ALICE 3. A sinistra la configurazione con solo la bobina, a destra la configurazione bobina+dipolo. . . . .	18
1.8	Rappresentazione 3D del Vertex detector, nella configurazione con i petali chiusi. . . . .	19
1.9	Rappresentazione 3D del outer tracker. Sono visibili le strutture di supporto per le strisce e le linee di alimentazione. . . . .	19
1.10	Specifiche per il sistema TOF. . . . .	21
1.11	Struttura della tecnologia MAPS nel progetto ARCADIA. . . . .	22
1.12	Specifiche per il detector RICH. . . . .	23

1.13	Schema di tre configurazioni differenti possibili per il detector RICH. . . . .	23
1.14	Specifiche dei calorimetri Ecal. . . . .	24
1.15	Spettri di differenza tra le masse invarianti nel decadimento $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi + \gamma$ , con $b = 0.02 \text{ GeV}^{1/2}$ a sinistra e con $b = 0.05 \text{ GeV}^{1/2}$ a destra. . . . .	25
1.16	Specifiche dei dischi in silicio del FCT. . . . .	26
1.17	Schema di un possibile layout per il Forward Conversion Tracker. In verde sono rappresentati i dischi in silicio del FCT, similmente a quelli usati per il tracker di ALICE 3 (in blu) . . . . .	26
2.1	La differenza tra banda di valenza e banda di conduzione nel caso di isolante (a), semiconduttore (b) e metallo (c).[7] . . . . .	28
2.2	Schema dei livelli energetici per un semiconduttore drogato con donatori (sinistra) e accettori (destra) . . . . .	29
2.3	Schema di un diodo a giunzione. I donatori sono contraddistinti dal segno +, gli accettori dal -. . . . .	30
2.4	Schema del comportamento della depletion region in condizione di pola- rizzazione diretta (forward bias) e polarizzazione inversa (reverse bias) . . . . .	31
2.5	Grafico rappresentante le tre zone operative di uno SPAD in funzione della tensione di polarizzazione inversa [8] . . . . .	33
2.6	Rappresentazione delle due possibili modalità di drogaggio per uno SPAD: n-on-p (a) e p-on-n (b)[8] . . . . .	34
2.7	Foto di un SiPM, con ingrandimento sull'array di SPAD (a). Circuito equivalente per un SiPM composto da N SPAD in parallelo. (b)[8] . . . . .	35
2.8	Grafico delle curve I-V di un SiPM esposto a diversa illuminazione (a) e grafico della derivata logaritmica della corrente (b).[8] . . . . .	35
2.9	Schema riassuntivo delle principali modalità di crosstalk.[8] . . . . .	36
2.10	Rappresentazione del segnale di output di un SiPM, con differenti tipi di rumore: DCR, afterpulsing e crosstalk.[9] . . . . .	37
2.11	Grafici contenenti la PDE in funzione dell'overvoltage, per differenti SiPM.[8] . . . . .	38
2.12	Schema di un rivelatore TOF-PET.[8] . . . . .	39
3.1	Foto al microscopio dei sensori; a sinistra il sensore a SiPM singolo, a destra i sensori a matrice di SiPM. . . . .	42

3.2	Schema dei canali occupati sui circuiti stampati: a sinistra per il singolo SiPM, a destra per le matrici. I pin con il rettangolo verde sono i canali a cui arriva il voltaggio, quelli con il rettangolo giallo sono quelli che vengono collegati al ground. . . . .	43
3.3	Apparato sperimentale per la misura delle caratteristiche I-V: a sinistra, dall'alto verso il basso, l'alimentatore, il picoamperometro e la gabbia di Faraday (avvolta in un panno scuro per evitare il filtraggio di luce, che altererebbe le misure); a destra il computer con il programma LabView utilizzato. . . . .	44
3.4	Apparato sperimentale utilizzato per misurare le caratteristiche C-V: a sinistra, in ordine dall'alto verso il basso, due alimentatori a bassa tensione, il multimetro e l'impedenziometro; a destra la fixture contenente il sensore e il computer con il programma LabView. . . . .	45
3.5	Grafico delle curve I-V per i 4 sensori a singolo SiPM analizzati; è ben visibile un primo flesso corrispondente alla tensione di breakdown, intorno ai 32 V, e un secondo flesso meno marcato dopo i 35V. L'asse delle correnti è riportato in scala logaritmica. . . . .	47
3.6	Esempio di grafico per l'estrazione del valore della tensione di breakdown: in blu sono riportati i punti della derivata logaritmica e in azzurro quelli della derivata logaritmica inversa per il pixel 1 della matrice 8. In rosso i due fit quadratici, in verde le due rette. . . . .	49
3.7	Esempio di caratteristica C-V per una matrice e un singoli SiPM: sample 1 (a sinistra) e singolo A (a destra). . . . .	52
3.8	Tensione in funzione dello svuotamento del sensore, per il pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e per il sensore a singolo SiPM sample A (a destra). . . . .	53
3.9	Grafici riportanti il profilo di doping dei SiPM, nel caso del pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e del singolo SiPM sample A (a destra). . .	54
3.10	Andamento del campo elettrico nel SiPM, nel caso del pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e del sensore a singolo SiPM sample A (a destra). .	54
4.1	Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 1 (matrice) . .	58
4.3	Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 5 (matrice). .	59

*ELENCO DELLE FIGURE*

6

4.2	Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 4 (matrice). . .	59
4.4	Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 8 (matrice). . .	60
4.5	Caratteristiche I-V dei sensori a singolo SiPM. . . . .	60

# Elenco delle tabelle

3.1	Caratteristiche tecniche dei sensori analizzati. . . . .	43
3.2	I valori stimati della tensione di breakdown $V_{bd}$ con l'errore associato, per le matrici di SiPM. . . . .	50
3.3	I valori stimati della tensione di breakdown $V_{bd}$ con l'errore associato, per SiPM singoli. . . . .	51

# Capitolo 1

## ALICE 3

In questo capitolo, dopo una breve introduzione sulla fisica del Modello Standard, viene descritto il Quark Gluon Plasma e le sue evidenze sperimentali. Nella parte conclusiva del capitolo si analizza la struttura dell'apparato sperimentale di ALICE 3, ponendo particolare attenzione sui rivelatori TOF e RICH in cui i SiPM potrebbero trovare impiego.

## 1.1 Introduzione al Modello Standard

La fisica delle particelle è riassunta dalle teorie di campo quantizzato contenute nel Modello Standard, che è in grado di spiegare tre delle interazioni fondamentali: elettromagnetica, debole e forte. Il Modello Standard prevede l'esistenza di un unico ente fisico, il campo, dotato di massa, carica e spin, che può variare la sua energia tramite l'utilizzo di quantità discrete, i quanti; in totale sono presenti 12 campi materiali, a cui corrispondono altrettanti quanti di natura fermionica, 4 campi corrispondenti a 4 quanti di natura bosonica e il campo scalare di Higgs (figura 1.1).

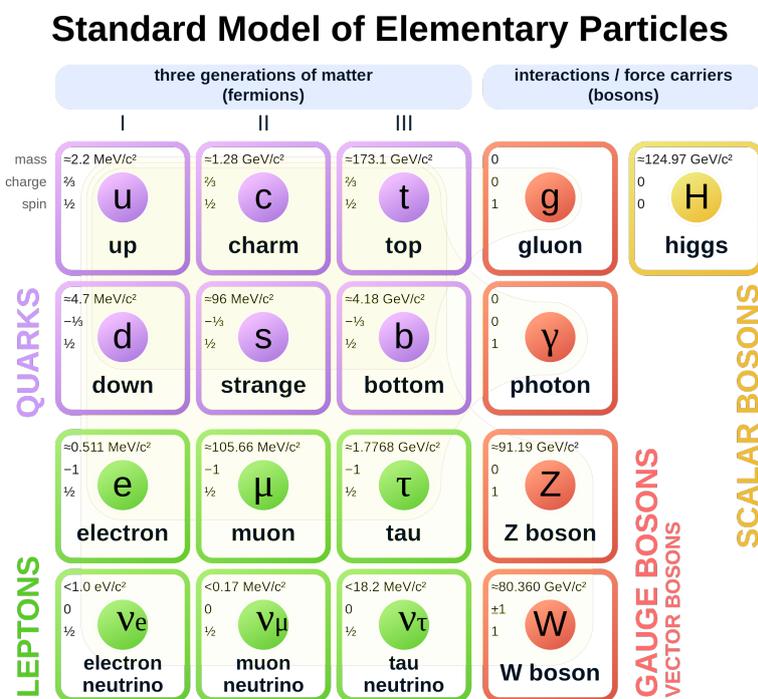


Figura 1.1: Grafico rappresentante i campi di forza nella classificazione del Modello Standard.

I quanti fermionici previsti dal Modello Standard sono:

- 6 quark (up, down, charm, strange, top, bottom), dotati di carica di colore e interagenti per forza forte;

- 6 leptoni (elettrone, muone, tauone, neutrino elettronico, neutrino muonico, neutrino tauonico), non dotati di carica di colore e quindi non interagenti per interazione forte.

I quark si ricombinano tra loro dando origine agli adroni, stati legati di quark con carica di colore nulla; gli adroni sono suddivisibili in due categorie:

- Mesoni: particelle formate da combinazioni di quark-antiquark.
- Barioni: particelle formate da combinazioni di 3 quark o 3 antiquark.

In generale gli adroni sono instabili e decadono in tempi molto brevi ( $\sim 10^{-22}$  s, tempo di decadimento caratteristico dell'interazione forte); i decadimenti per interazione forte terminano in adroni stabili (e.g. protone) o in adroni che decadono per interazione debole o elettromagnetica, con tempi caratteristici molto più lunghi ( $10^{-12} - 10^{-8}$  s).

L'interazione forte è completamente descritta dalla cromodinamica quantistica (QCD), teoria quantistica di campo basata sulla simmetria del gruppo SU(3): i quark sono dotati di un nuovo tipo di carica, detta carica di colore, che può assumere tre valori (rosso, blu e verde). Il potenziale dell'interazione forte ha la caratteristica di aumentare con la distanza, comportamento che prende il nome di libertà asintotica: alle grandi distanze la forza a cui sono soggetti i quark è molto intensa, mentre alle piccole distanze la forza è molto debole. In conseguenza a questa proprietà è chiaro che è necessario fornire sempre più energia ad un quark per allontanarlo progressivamente dall'adrone: all'aumentare dell'energia che viene trasmessa a un quark, il campo immagazzina energia potenziale (per effetto dell'allontanamento del quark) e se essa è sufficiente si ha la creazione di coppie quark-antiquark, che danno origine al fenomeno dei getti adronici.[2]

## 1.2 Quark-Gluon Plasma (QGP)

La Cromodinamica Quantistica (QCD) prevede che, per densità di energia superiori a  $1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$ , avvenga una transizione di fase che porta al deconfinamento dei quark dagli adroni, ottenendo un nuovo stato della materia dove quark e gluoni sono liberi, detto quark-gluon plasma. Il QGP è uno stato della materia che si trova all'equilibrio termico e vicino all'equilibrio chimico, e al suo interno le cariche di colore sono considerate libere.[3] Lo studio del QGP è di particolare importanza per lo studio delle prime fasi

evolutive dell'universo; si ritiene infatti che nei primi istanti dell'universo dopo il Big Bang (tra  $10^{-10}$  e  $10^{-6}$  s) tutta la materia si trovasse sotto forma di plasma di quark e gluoni. Per riprodurre condizioni simili di temperatura e densità sperimentalmente si utilizzano collisioni tra ioni pesanti in regime ultra-relativistico: l'interazione tra le particelle prodotte dalla collisione degli ioni (collisione primaria) può portare alla formazione del Quark-Gluon Plasma.

Sperimentalmente si utilizzano due parametri di controllo:

- Energia della collisione: calcolata per una coppia di nucleoni, indicata come  $\sqrt{s_{NN}}$ .
- Centralità della collisione: normalmente indicata in percentuale di sezione d'urto, identifica la percentuale di nucleoni effettivamente coinvolti nella collisione.

Più la centralità è alta, maggiore sarà il numero di nucleoni partecipanti, mentre quelli che rimangono non coinvolti dalla collisione sono detti spettatori.

Tra gli osservabili è possibile definire la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{E + p_L}{E - p_L} = \tanh^{-1}(\beta_L) \quad (1.1)$$

dove  $p_L$  è la quantità di moto longitudinale e  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ <sup>1</sup>. Si definisce anche la pseudovelocità:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left[ \frac{p + p_L}{p - p_L} \right] = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.2)$$

con  $\theta$  angolo polare e  $p$  quantità di moto.

Le particelle prodotte dalle collisioni in LHC interagiscono tra loro e, se la densità di energia è sufficiente, si ha la formazione del QGP; dopo la formazione del QGP il sistema inizia a raffreddarsi e espandersi, fino ad arrivare a un valore di densità, detto densità critica, in cui si ha l'inizio dell'adronizzazione di quark e gluoni, ossia la ricombinazione di quark e gluoni in stati legati di colore neutro.

### 1.2.1 Evoluzione QGP

È possibile parametrizzare il QGP come un sistema gran canonico, con energia del sistema, numero di barioni, temperatura e potenziale chimico (bariochimico, trattandosi di

---

<sup>1</sup> $\hbar = c = 1$

barioni) come parametri; si definisce il potenziale bariochimico come:

$$\mu_B = \frac{dE}{dN_B} \quad (1.3)$$

La transizione di fase avviene a una temperatura, detta temperatura critica ( $T_c(\mu_B)$ ), che per  $\mu_B = 0$  vale  $T_c \approx 170 \text{ MeV}$ : in seguito alla transizione di fase e alla creazione del QGP, si ha che il sistema si espande e si raffredda per migrazione verso l'equilibrio termico. Se durante l'espansione si scende al di sotto della densità critica, ha inizio l'adronizzazione di quark e gluoni: quando l'energia non permette più collisioni anelastiche non è più possibile il passaggio di specie chimica e quindi le abbondanze chimiche diventano fissate, processo che prende il nome di freeze-out chimico, ed è caratterizzato da temperature  $T = 150 \sim 170 \text{ MeV}$ . Nonostante la diminuzione di energia, l'espansione continua tramite urti elastici, fino al superamento del raggio di azione della forza forte da parte delle distanze tra adroni: quando ciò avviene si ha il freeze-out termico, che porta alla cessazione del QGP ( $T = 110 \sim 130 \text{ MeV}$ ).

I barioni prodotti dal decadimento del QGP sono poi rivelati dall'apparato sperimentale, permettendo una corretta ricostruzione di quanto avvenuto durante la collisione.

## 1.2.2 Evidenze sperimentali

Come già accennato, tutte le evidenze sperimentali sono ottenute tramite misure indirette sui prodotti del QGP in seguito all'adronizzazione, poiché il plasma ha una vita media molto breve ( $\tau \sim 10^{-23} \text{ s}$ ) che impedisce osservazioni dirette. Le evidenze sperimentali sono divise in:

- soft probes: le interazioni tra i quark dei nucleoni avvengono in condizione di basso impulso, nel regime non perturbativo della QCD, producendo particelle con bassi impulsi trasversi; le principali soft probes sono l'aumento della stranezza e il flusso ellittico.
- hard probes: le interazioni tra quark e gluoni avvengono in scambi ad alto impulso (regime perturbativo della QCD), producendo particelle con alti impulsi trasversi: le principali hard probes sono il jet quenching e la produzione di stati legati quarkonia.

**Aumento della stranezza:** facendo collidere nucleoni composti solamente da quark up e down si ha la presenza nei prodotti anche di quark e antiquark strani.

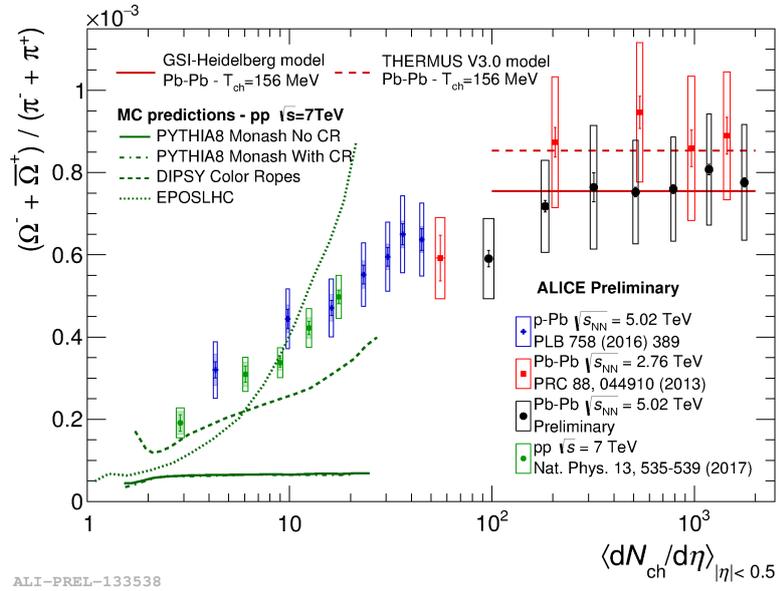


Figura 1.2: Rapporto tra le produzioni di mesoni omega e pioni, per differenti collisioni (Pb-Pb, p-Pb e p-p) e a diverse energie.

I processi di decadimento degli adroni si concludono sempre con particelle contenenti i due quark più stabili, up e down, o con elettroni e positroni liberi, per via della loro piccola massa: per questa ragione di norma non dovrebbe essere possibile la produzione di adroni dotati di stranezza, avendo che la massa dinamica del quark strange è molto maggiore di quella del up e del down. Se si ha la formazione del QGP, la massa del quark strange risulta molto inferiore ( $93.4 \text{ MeV}/c^2$  [4]), essendo priva degli effetti dinamici (massa nuda); grazie all'energia della collisione è possibile sopperire alla differenza tra le masse di up e down, favorendo la formazione di coppie strange-antistrange tramite l'interazione dei gluoni liberi, nel processo che prende il nome di produzione termica. Essendo presenti dei quark strange e antistrange, si ha un aumento nella possibilità di produzione di adroni con stranezza, come  $\Omega^-(sss)$ ,  $\Omega^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ ,  $\Lambda^0(uds)$ ,  $\Xi^-(dss)$  e  $\Xi^0(uss)$ : la probabilità di formazione di questi adroni aumenta all'aumentare del numero di nucleoni coinvolti dall'urto, come mostrato in figura 1.2.

**Flusso ellittico:** Il flusso ellittico è dovuto all'espansione del plasma dopo le collisioni (vedi figura 1.3), e descrive l'anisotropia azimutale dell'emissione delle particelle nel caso di collisioni periferiche tra ioni pesanti. L'anisotropia è causata dalla non centralità degli urti degli ioni: alcuni nucleoni, detti spettatori, non interagiscono durante la collisione portando a una distribuzione ellittica degli impulsi nel punto della collisione.

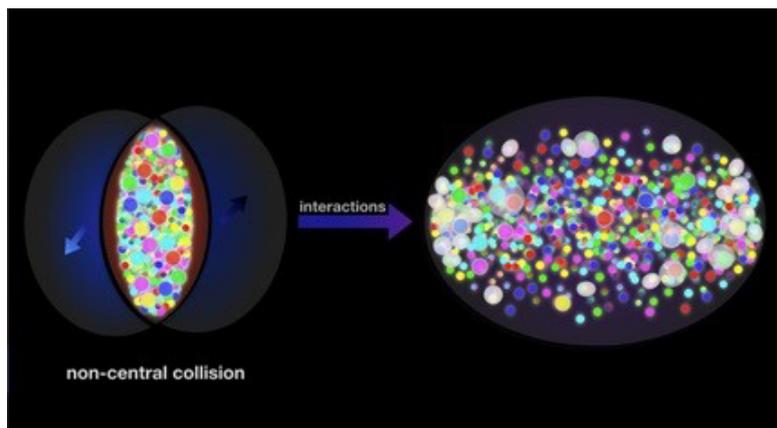


Figura 1.3: Rappresentazione del flusso ellittico.

Analiticamente è possibile definire il flusso ellittico come il secondo coefficiente armonico della serie di Fourier azimutale della distribuzione degli impulsi, che è un buon indice per misurare l'anisotropia del sistema: l'anisotropia è maggiore durante la formazione del QGP, in cui il flusso è più sensibile alle perturbazioni. Lo studio del flusso ellittico è necessario per poter avere informazioni sulle collisioni, quali scala temporale e termalizzazione <sup>2</sup>.

**Jet quenching:** durante le collisioni di ioni vengono prodotti dei getti di particelle ad alto impulso che interagiscono con il QGP perdendo energia per urti inelastici e effetti radiativi, nel fenomeno noto come Jet quenching[5]. Osservando come il QGP interagisce con i getti, è possibile studiarne le caratteristiche: durante l'urto i jet si formano in coppie con direzioni opposte, ma a meno che l'urto non sia al centro del QGP uno dei due jet dovrà percorrere una maggiore distanza all'interno del mezzo, portandolo a interagire maggiormente con esso e a una maggiore perdita di energia rispetto all'altro jet (figura 1.4).

<sup>2</sup>Processo mediante il quale le particelle di un sistema fisico arrivano all'equilibrio termico.

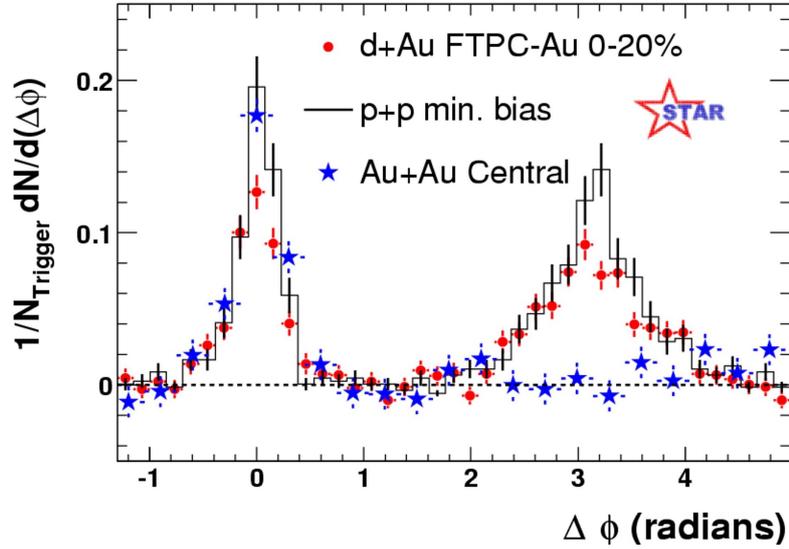


Figura 1.4: In rosso i dati delle collisioni d-Au, in nero quelli p-p e in blu quelli di ioni pesanti (Au-Au). Si noti che uno dei due picchi attesi per la collisione di ioni risulta soppresso, in quanto il jet a  $\phi = 180^\circ$  ha perso energia per interazione con il QGP.[6]

**Stati quarkonia:** Gli stati quarkonia sono stati legati di quark pesanti, tra cui la  $J/\psi(c\bar{c})$  e la  $\Upsilon(b\bar{b})$ <sup>3</sup>. Nelle collisioni di ioni Pb-Pb ad alta energia non dovrebbe essere possibile la produzione di stati legati di quark pesanti, a causa della schermatura di colore della forza forte. La  $\Upsilon$  e la  $J/\psi$  nelle condizioni di energia e temperatura del QGP si dissolvono, infatti i bottom (per la  $\Upsilon$ ) e i charm (per la  $J/\psi$ ) vengono allontanati ad un raggio maggiore di quello d'azione della forza forte, e si ha la ricombinazione con altri quark: la  $\Upsilon$  e la  $J/\psi$  decadono in queste condizioni per ricombinazione con quark u, d o s, formando i mesoni B e D rispettivamente.

<sup>3</sup>A causa della sua enorme massa, il quark top non è soggetto ad adronizzazione, decadendo per interazione debole prima di aver la possibilità di formare uno stato legato.

## 1.3 Esperimento ALICE 3

### 1.3.1 ALICE 3

ALICE 3 è un nuovo esperimento proposto per LHC, destinato a sostituire ALICE, per uno studio più approfondito del QGP prodotto dalle collisioni di ioni pesanti[1]: l'esperimento è previsto in partenza nel 2035, e annovererà tra le sue caratteristiche la capacità di rivelare e distinguere pioni ed elettroni anche a bassi impulsi, portando a una maggiore distinzione dei vertici secondari di decadimento. L'esperimento è basato sull'utilizzo di sensori al silicio ultra-sottili sia per il tracciamento delle particelle fino a bassi impulsi trasversi con ottima risoluzione spaziale, sia per l'identificazione delle particelle in base al tempo di volo (TOF). Le migliorie permetteranno di analizzare anche adroni con quark pesanti al loro interno, lo studio di collisioni a maggiore luminosità di quelle Pb-Pb (sono in programma collisioni Ar-Ar e Kr-Kr) e la rivelazione di fotoni a basso impulso.

Un possibile layout del detector di ALICE 3 è rappresentato in figura 1.5

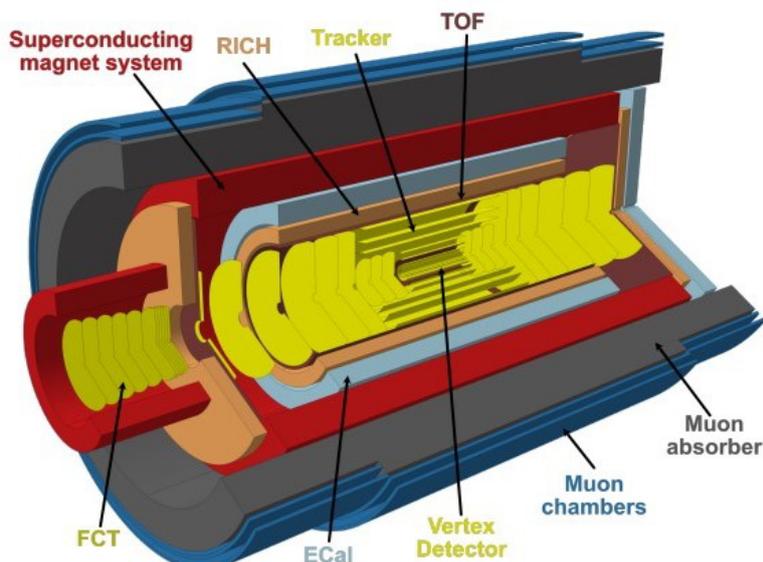


Figura 1.5: Rappresentazione di una possibile configurazione del detector di ALICE 3 (ancora in valutazione)[1].

### 1.3.2 LHC

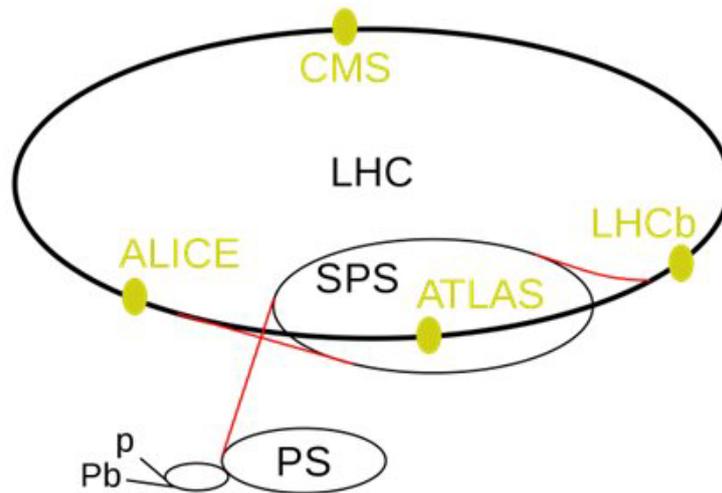


Figura 1.6: Rappresentazione di LHC: i punti indicano le sedi dei quattro esperimenti, mentre le altre circonferenze rappresentano altri acceleratori connessi ad LHC.

LHC (Large Hadron Collider) è il più grande acceleratore di particelle del mondo, situato al CERN di Ginevra, in Svizzera: l'acceleratore ha geometria ad anello, con circonferenza di 27 km, su cui sono fatti circolare due fasci di particelle in direzioni opposte a velocità ultra-relativistiche, all'interno di tubi a vuoto con confinamento magnetico. I fasci di particelle sono fatti collidere nei 4 punti in cui sono posti gli esperimenti: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) e LHCb (LHC beauty), mostrati in figura 1.6.

## 1.4 Struttura del rivelatore

### 1.4.1 Magnete

Attualmente per l'esperimento ALICE sono utilizzati due magneti: il magnete L3, che fornisce un campo magnetico solenoidale di 0.5 T, e un dipolo magnetico in grado di fornire un campo di 4 T. Per l'installazione del detector di ALICE 3, l'attuale detector ALICE e il magnete di dipolo saranno rimossi, lasciando solamente il magnete L3: per

l'installazione di nuovi magneti superconduttori sono allo studio due differenti opzioni, mostrate in figura 1.7. La prima configurazione consiste in una bobina solenoidale di 7.5 m, mentre la seconda prevede una bobina solenoidale di 2 m e un magnete di dipolo su entrambi i lati: entrambe le configurazioni forniscono un campo solenoidale fino a 2 T.

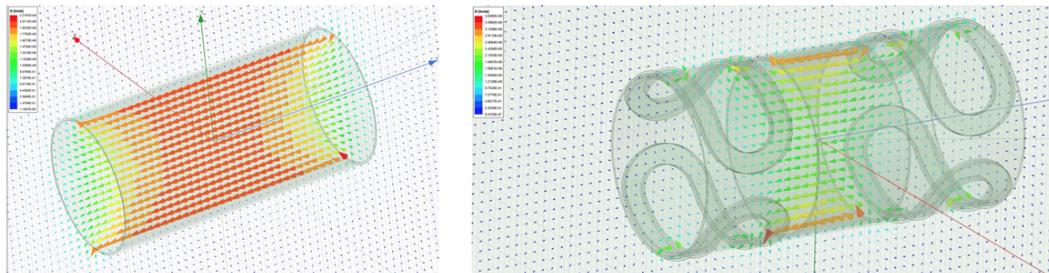


Figura 1.7: Schema delle due possibili configurazioni di magneti superconduttori per l'esperimento ALICE 3. A sinistra la configurazione con solo la bobina, a destra la configurazione bobina+dipolo.

### 1.4.2 Vertex detector e outer tracker

Il detector è composto di 11 strati cilindrici e di 2x12 dischi perpendicolari al fascio (forward disc), divisi tra Vertex Detector, fatto di 3 layer cilindrici e 2x3 dischi, e Outer Tracker: il detector rileverà le particelle con  $|\eta| < 4$ .

Il Vertex detector è montato all'interno del vuoto secondario, come mostra in 1.8, e può essere inserito e rimosso in base alle necessità: il detector è composto di 4 petali, che ruotando simultaneamente possono creare un diaframma ottico, con apertura centrale di raggio 5 mm, per lasciare lo spazio sufficiente per il passaggio del fascio all'interno dell'apertura; i petali servono anche per isolare il detector dal vuoto primario di LHC. La parete esterna dei petali funziona anche da schermatura per campi elettromagnetici, necessaria in quanto il fascio induce la presenza di un campo elettromagnetico; questa funzionalità è presente sia a petali aperti che chiusi.

È necessario un sistema di raffreddamento per i sensori e per il calore generato dalla schermatura del campo e.m., i cui sistemi sono ancora in fase di sviluppo.

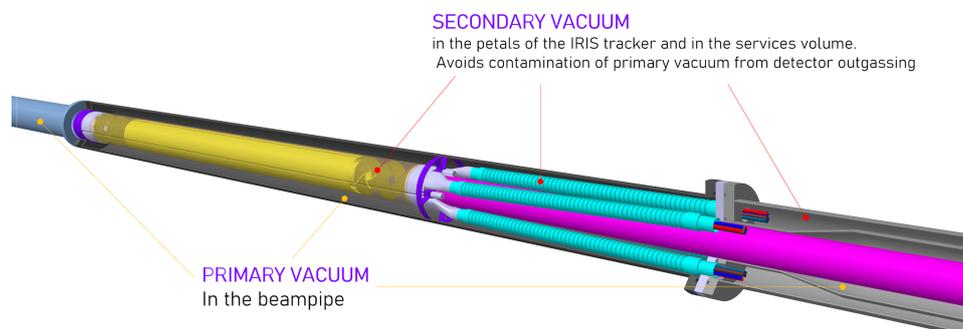


Figura 1.8: Rappresentazione 3D del Vertex detector, nella configurazione con i petali chiusi.

L'outer tracker è composto di 9 cilindri concentrici, composti da strisce longitudinali costituite di sensori interconnessi, e da dischi piatti per le estremità; ogni modulo è collegato a un supporto da cui riceve supporto meccanico, alimentazione e raffreddamento. Una rappresentazione 3D della struttura dell'outer tracker è visibile in figura 1.9.

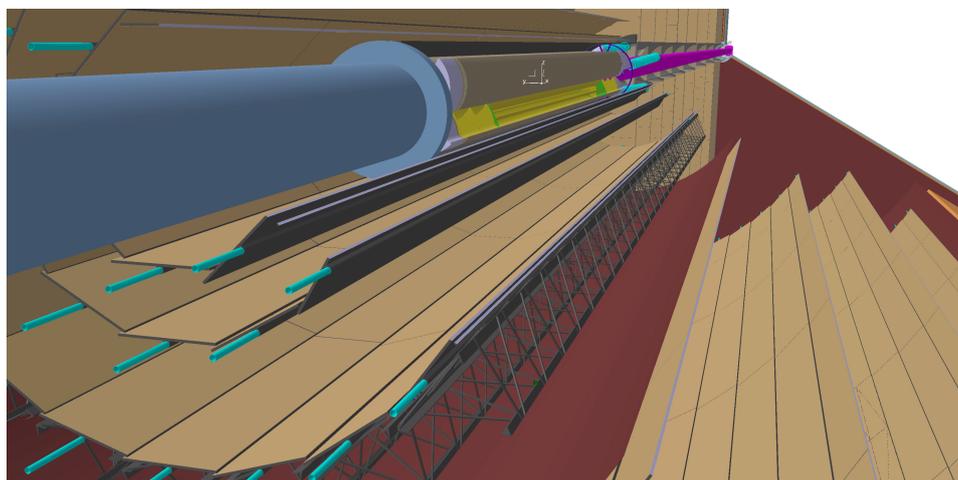


Figura 1.9: Rappresentazione 3D del outer tracker. Sono visibili le strutture di supporto per le strisce e le linee di alimentazione.

### 1.4.3 TOF

La misura del tempo di volo è fondamentale nell'identificazione delle particelle, infatti utilizzando le equazioni relativistiche  $E = \gamma mc$  e  $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$  è possibile ricavare il valore della massa della particella:

$$m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{t \cdot c}{L}\right)^2 + 1} \quad (1.4)$$

con l'errore associato:

$$\frac{\delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2} \quad (1.5)$$

Sfruttando l'approssimazione di Taylor per il tempo di volo

$$t = \frac{L}{c} \cdot \left(\frac{m^2 c^2}{2 \cdot p^2}\right) \quad (1.6)$$

è possibile ottenere la differenza tra i tempi di volo di particelle che hanno uguale quantità di moto ma massa differente:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L \cdot c}{2} \cdot \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2}\right) \quad (1.7)$$

Dalla 1.7, conoscendo la risoluzione temporale  $\delta t$  dell'apparato, è possibile valutare la capacità del sistema TOF di distinguere due particelle di uguale impulso, in unità di deviazioni standard definita da:

$$\eta_q = \frac{\Delta t}{\delta t} \quad (1.8)$$

Il sistema a tempo di volo fornisce l'identificazione di particelle con  $|\eta| < 4$ , ed è composto da un TOF interno (inner TOF) e uno esterno (outer TOF); le specifiche sono date in 1.10. Il detector è composto da:

- sensore
- front end
- Time-to-Digital-Converter (TDC)

- sistema di controllo del segnale di clock
- sistema di read-out

	<b>Inner TOF</b>	<b>Outer TOF</b>	<b>Forward TOF</b>
Radius (m)	0.19	0.85	0.15–1.5
$z$ range (m)	–0.62–0.62	–2.79–2.79	4.05
Surface (m <sup>2</sup> )	1.5	30	14
Granularity (mm <sup>2</sup> )	1 × 1	5 × 5	1 × 1 to 5 × 5
Hit rate (kHz/cm <sup>2</sup> )	74	4	122
NIEL (1 MeV n <sub>eq</sub> /cm <sup>2</sup> ) / month	1.3 × 10 <sup>11</sup>	6.2 × 10 <sup>9</sup>	2.1 × 10 <sup>11</sup>
TID (rad) / month	4 × 10 <sup>3</sup>	2 × 10 <sup>2</sup>	6.6 × 10 <sup>3</sup>
Material budget (%X <sub>0</sub> )	1–3	1–3	1–3
Power density (mW/cm <sup>2</sup> )	50	50	50
Time resolution (ps)	20	20	20

Figura 1.10: Specifiche per il sistema TOF.

Per la parte di sensoristica, sono state individuate tre principali tecnologie applicabili: sensori CMOS completamente svuotati, LGAD (Low Gain Avalanche Diodes) e SPAD (Single Photon Avalanche Diode).

- Sensori CMOS: sono sensori completamente svuotati, con ottima efficienza e basso costo dei materiali; l'impiego di questa tecnologia riduce i costi di fabbricazione e semplifica l'assemblaggio. I sensori a CMOS tuttavia non hanno ancora raggiunto il target di risoluzione temporale, fissato a 20 ps, richiesto per il sistema di TOF; attualmente sono allo studio CMOS con uno strato interno di guadagno per migliorare la risoluzione temporale.
- LGAD: gli LGAD già sviluppati offrono un'ottima risoluzione temporale (30 ps), vicina al target per il TOF, tuttavia sono più costosi e più complicati da assemblare perché sensore ed elettronica devono essere fabbricati su differenti wafer di silicio.

- SPAD: gli SPAD hanno ottime risoluzioni temporali, tuttavia non sarebbe sufficiente un singolo strato di SPAD per il TOF, per via del dark count<sup>4</sup> e della presenza di un'area non attiva; la scelta degli SPAD come soluzione tecnologica è considerata applicabile nel caso sia possibile l'unione tra TOF e RICH.

Occorre menzionare anche la tecnologia MAPS, che prevede la costruzione di pixel di piccola dimensione e basso rumore, sfruttando l'utilizzo di sensori completamente svuotati. Il principale problema legato alla tecnologia MAPS è l'ottimizzazione della risoluzione temporale, che ancora si discosta dal target dell'esperimento: buone performance sono ottenibili usando sensori completamente svuotati unitamente all'applicazione di uno strato di guadagno. Tra i vari progetti in via di sviluppo sono di particolare interesse SEED e ARCADIA, che hanno sviluppato sensori CMOS completamente svuotati, secondo lo schema costruttivo in figura 1.11.

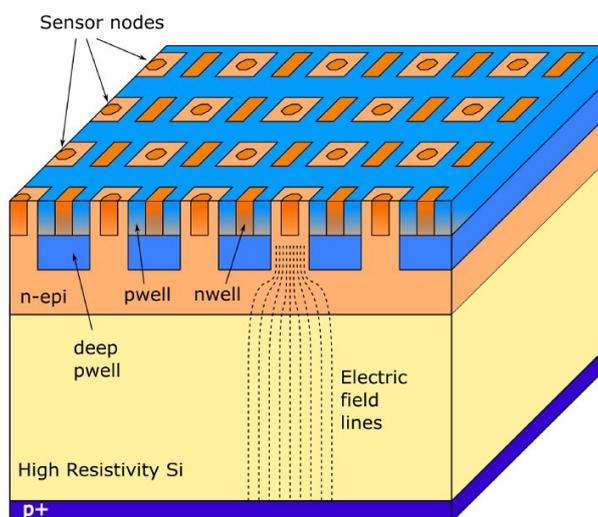


Figura 1.11: Struttura della tecnologia MAPS nel progetto ARCADIA.

#### 1.4.4 RICH detector

Il sistema RICH (Ring-Imaging CHerenkov) è installato dopo il TOF, ha specifiche tali da permettere la separazione  $e/\pi$  per quantità di moto trasversa da 500 MeV/c (limite

<sup>4</sup>forma di rumore legata all'accensione del sensore anche in assenza di un fotone incidente

del TOF) a  $2 \text{ GeV}/c$  e fino a  $10 \text{ GeV}/c$  per adroni carichi (separazione  $\pi/K$ ); le specifiche tecniche sono riportate in figura 1.12.

Inner Radius (m)	0.9
Proximity gap (m)	0.2
Length (m)	5.6
Aerogel surface ( $\text{m}^2$ )	32
NIEL ( $1 \text{ MeV } n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ) / month	$4.5 \times 10^9$
TID (rad) / month	$1.4 \times 10^2$
Material budget ( $\% X_0$ )	3
Power density ( $\text{mW}/\text{cm}^2$ )	50
Cherenkov angle resolution (mrad)	1.5

Figura 1.12: Specifiche per il detector RICH.

Il rivelatore è costituito di uno strato spesso 2cm di aerogel e uno strato di fotorivelatori collocato a 20 cm dal radiatore: per i fotorivelatori la performance assunta è quella dei SiPM, attestando la PDE <sup>5</sup> al 40% e il dark count rate a  $50 \text{ kHz}/\text{mm}^2$ . In figura 1.13 sono mostrate tre configurazioni possibili per il detector RICH.

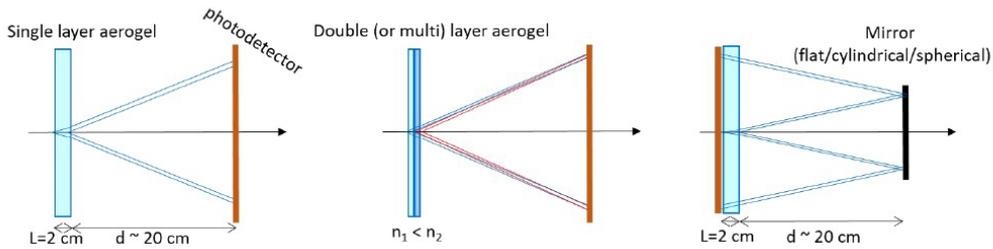


Figura 1.13: Schema di tre configurazioni differenti possibili per il detector RICH.

### 1.4.5 Calorimetro Ecal

Il calorimetro elettromagnetico (Ecal) è progettato in maniera da coprire tutta la regione centrale del cilindro, nel range di pseudorapidità  $-1.5 < \eta < 4$ ; le specifiche tecniche

<sup>5</sup>Photon Detection Efficiency

sono riportate in figura 1.14.

ECal module	Barrel sampling	Endcap sampling	Barrel high-precision
acceptance	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $ \eta  < 1.5$	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $1.5 < \eta < 4$	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $ \eta  < 0.33$
geometry	$R_{\text{in}} = 1.15$ m, $ z  < 2.7$ m	$0.16 < R < 1.8$ m, $z = 4.35$ m	$R_{\text{in}} = 1.15$ m, $ z  < 0.64$ m
technology	sampling Pb + scint.	sampling Pb + scint.	PbWO <sub>4</sub> crystals
cell size	$30 \times 30$ mm <sup>2</sup>	$40 \times 40$ mm <sup>2</sup>	$22 \times 22$ mm <sup>2</sup>
no. of channels	30 000	6 000	20 000
energy range	$0.1 < E < 100$ GeV	$0.1 < E < 250$ GeV	$0.01 < E < 100$ GeV

Figura 1.14: Specifiche dei calorimetri Ecal.

Il calorimetro si colloca tra il RICH detector e il magnete criostatico, ha raggio interno pari a 1.15 m e raggio esterno di 1.45 m ed è lungo 7 m: il rivelatore è composto da una pila di strati di scintillatori plastici e materiale conduttore disposti in modo alternato, con spessori di 1.44 mm e 1.76 mm rispettivamente. Per la parte centrale del corpo si opta per una copertura di cristalli di  $PbWO_4$ , per rendere possibile il rivelazione di fotoni diretti e  $\chi_c$ . L'area centrale ha risoluzione più elevata, grazie ai cristalli di  $PbWO_4$ , aventi area di  $22 \cdot 22$  mm<sup>2</sup> e lunghezza di 180 mm; per coprire la zona centrale sono necessarie circa 20000 celle. Per coprire tutta la superficie intorno al RICH detector sono necessarie 30000 celle di area  $30 \cdot 30$  mm<sup>2</sup>. Alle estremità sono presenti due dischi con raggio interno di 0.16 m e raggio esterno di 1.8 m: in queste zone gli scintillatori sono forniti di 95 strati, con spessori uguali a quelli della parte centrale per materiale conduttore e plastica, portando lo spessore totale a 304 mm. Al fine della realizzazione è allo studio la possibilità di utilizzare celle di area  $40 \cdot 40$  mm<sup>2</sup>, portando il numero di celle totali a 6000.

La risoluzione energetica del calorimetro è parametrizzata come:[1]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} + \frac{b}{\sqrt{E}} \quad (1.9)$$

dove  $\frac{a}{E}$  è un termine legato al rumore dovuto all'elettronica di read-out, e  $\frac{b}{\sqrt{E}}$  è un termine stocastico. Alcuni osservabili, come la produzione di fotoni a bassa quantità di

moto trasversa e stati quarkonia ( $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi + \gamma$ , figura 1.15), richiedono  $b \sim 0.02 \text{ GeV}^{1/2}$  e grandezza delle celle di  $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$ , mentre per altre misure un  $b \sim 0.07 - 0.11 \text{ GeV}^{1/2}$  è sufficiente.

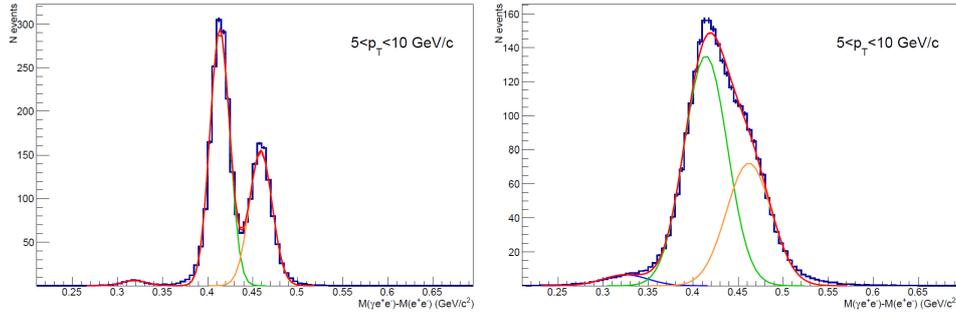


Figura 1.15: Spettri di differenza tra le masse invarianti nel decadimento  $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi + \gamma$ , con  $b = 0.02 \text{ GeV}^{1/2}$  a sinistra e con  $b = 0.05 \text{ GeV}^{1/2}$  a destra.

### 1.4.6 Muon identifier

Lo scopo del Muon identifier è di ricostruire gli stati di quarkonia, nello specifico quello di charmonia, che decadono attraverso il canale muonico<sup>6</sup> fino a  $p_T = 0$ . Il sistema sarà installato all'esterno del sistema di magneti, con lo scopo di tracciare le particelle cariche che riescono a superare l'Adron absorber. Simulazioni effettuate per collisioni Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dimostrano che per un assorbitore di spessore 70 cm a  $\eta = 0$  sono sufficienti camere a muoni con granularità pari a  $\Delta\phi\Delta\eta = 0.2 \cdot 0.2$  per una buona identificazione. Per il rivelamento l'utilizzo delle RPCs (Resistive Plate Chambers) è possibile e rappresenta un'efficace soluzione, ma è considerato più vantaggioso l'utilizzo di barre di scintillatori accoppiate con SiPM.

### 1.4.7 Forward Conversion Tracker

Lo scopo del FCT (Forward Conversion Tracker) è di misurare fotoni fino a  $p_T \sim 2 \text{ MeV}/c$ , accessibili sfruttando il boost di Lorentz nella direzione parallela al fascio, ottenendo fotoni paralleli con  $E_\gamma \sim 50 \text{ MeV}$  a  $\eta = 4$ ; i fotoni vengono poi misurati grazie alla loro conversione in coppie  $e^\pm$ . Un campo magnetico perpendicolare alla

<sup>6</sup>decadimento in  $\mu^+ \mu^-$

direzione del fascio è necessario per la misura: lo studio del FCT è stato effettuato a  $z \approx 3.4 \text{ m}$  e  $B_y \approx 0.3 \text{ T}$ , ma la posizione esatta del detector verrà scelta considerando la configurazione finale per il sistema di magneti.

Layer	$z$ (m)	$r_{\min}$ (m)	$r_{\max}$ (m)
0	-3.42	0.05	0.34
1	-3.44	0.05	0.34
2	-3.46	0.05	0.35
3	-3.48	0.05	0.35
4	-3.50	0.05	0.35
5	-3.60	0.05 </td <td>0.36</td>	0.36
6	-3.70	0.05	0.37
7	-3.80	0.05	0.38
8	-3.90	0.05	0.39

Figura 1.16: Specifiche dei dischi in silicio del FCT.

Gli elettroni a basso impulso trasverso in campo magnetico di 0.3 T compiono traiettorie curve di raggio intorno ai 10 cm: la distanza ottimale tra i dischi risulta pertanto di 2 cm, tuttavia per misurare anche elettroni ad alto impulso si necessita di una maggiore spaziatura tra i dischi. Il detector è costituito di 9 dischi di silicio, montati intorno al beampipe nel range di pseudovelocità  $3 < \eta < 5$ , a differenti spaziature l'uno dall'altro, come mostrato nello schema in figura 1.17 e nella tabella delle specifiche dei singoli dischi 1.16.

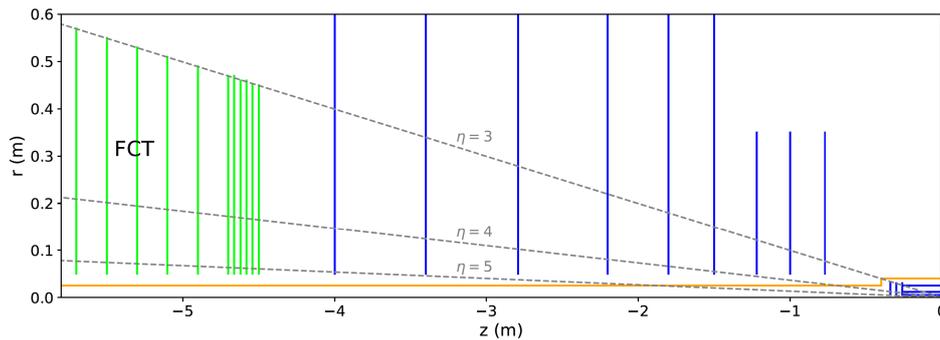


Figura 1.17: Schema di un possibile layout per il Forward Conversion Tracker. In verde sono rappresentati i dischi in silicio del FCT, similmente a quelli usati per il tracker di ALICE 3 (in blu)

## Capitolo 2

### Detector al silicio

In questo capitolo, dopo una breve introduzione sui semiconduttori e sul diodo a giunzione, sono descritti i SiPM (Silicon PhotoMultiplier): dopo la descrizione dello SPAD (Single Photon Avalanche Diode), cella fondamentale del SiPM, sono trattate le forme di rumore tipiche del sensore, l'efficienza ed alcune delle principali applicazioni.

## 2.1 Semiconduttori

I materiali possono distinguersi in tre categorie principali: isolanti, metalli e semiconduttori; la caratteristica che distingue i solidi in queste tre categorie è l'entità della separazione energetica  $E_{gap}$  tra la banda di conduzione e la banda di valenza, come illustrato in 2.1.

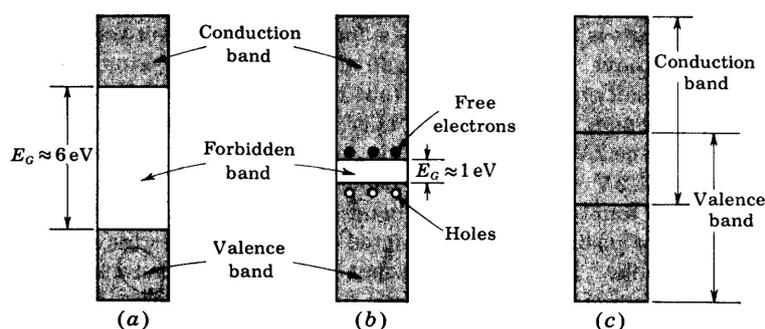


Figura 2.1: La differenza tra banda di valenza e banda di conduzione nel caso di isolante (a), semiconduttore (b) e metallo (c).[7]

**Isolanti:** Per gli isolanti  $E_g$  assume dei valori molto maggiori dell'elettronvolt e l'energia che può essere data da un campo elettrico applicato agli elettroni è troppo piccola per rendere possibile il salto dell'elettrone nella banda di conduzione, rendendo quindi il materiale un isolante. Un esempio di isolante è il diamante, che ha  $E_g \approx 6 eV$ , che lo rende un ottimo isolante elettrico.[7]

**Semiconduttori:** Per i semiconduttori il gap di energie proibite è abbastanza piccolo, nell'ordine di  $1 eV$ ; a basse temperature  $E_g$  è ancora sufficientemente grande da rendere impossibile il passaggio di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, sotto azione di un campo elettrico, e quindi il materiale mostra le caratteristiche di un isolante. All'aumentare della temperatura, gli elettroni acquisiscono energia maggiore di  $E_g$ , portandosi nella banda di conduzione: questi elettroni sono liberi, e possono muoversi sotto l'influenza di un campo elettrico. Il materiale è passato da essere isolante a essere leggermente conduttivo.

I valori sperimentali per il silicio forniscono  $E_g = 1.1 eV$  a temperatura ambiente ( $300^\circ K$ ). La mancanza di un elettrone (2.1 b) nella banda di valenza è detta buca, e ha importanza in quanto rappresenta anch'essa un portatore di corrente, al pari degli elettroni liberi.

L'introduzione di atomi di impurità (drogaggio) consente l'esistenza di livelli energetici permessi all'interno del gap di energia proibita, rendendo più facile il passaggio da una banda all'altra per le cariche: questo tipo di semiconduttori sono detti semiconduttori estrinseci (o drogati). Esistono due modalità principali di drogaggio:[7]

- drogaggio tipo n: aggiungendo atomi con 5 elettroni di valenza (o donatori, in quanto hanno un elettrone in eccesso rispetto agli atomi del reticolo) si ha un aumento di elettroni nella banda di conduzione, e il semiconduttore è detto di tipo n (o drogato n).
- drogaggio tipo p: aggiungendo atomi con 3 elettroni di valenza (o accettori, in quanto hanno un elettrone in difetto rispetto agli atomi del reticolo) invece si ottiene l'effetto opposto, l'impurità porta ad un aumento del numero di lacune nella banda di valenza, in questo caso il semiconduttore è detto di tipo p (o drogato p).

L'aggiunta di donatori crea un ulteriore livello energetico poco sotto alla banda di conduzione, mentre il drogaggio con accettori crea un livello energetico vicino alla banda di valenza, come mostrato in 2.2.

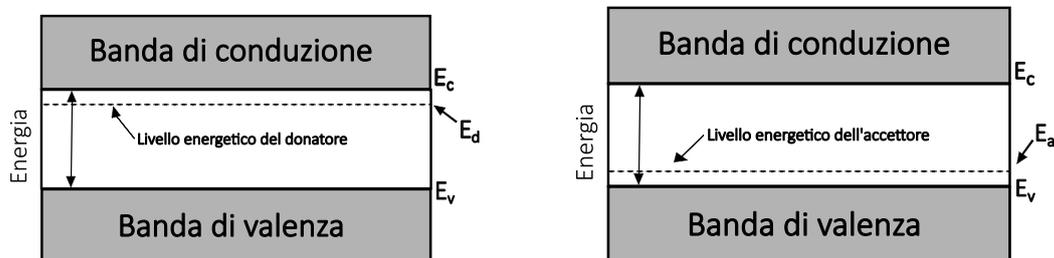


Figura 2.2: Schema dei livelli energetici per un semiconduttore drogato con donatori (sinistra) e accettori (destra)

**Metalli:** le bande di valenza e di conduzione sono contigue o sovrapposte, rendendo nullo il valore di  $Eg$ ; questo permette la creazione di una corrente anche sotto l'applicazione di campi elettrici molto deboli.

## 2.2 Diodi a giunzione

Una giunzione p-n (o diodo) si forma quando due parti di semiconduttori drogate in maniera opposta (una tipo p e una tipo n) vengono messe a contatto tra loro, come mostrato in figura 2.3. Attraverso la giunzione è possibile il passaggio delle cariche libere (da una parte positive, le lacune, e dall'altra negative, gli elettroni), che si ricombinano con quelle della parte opposta: questo processo svuota la regione centrale della giunzione dalle cariche libere, prendendo così il nome di regione di svuotamento.

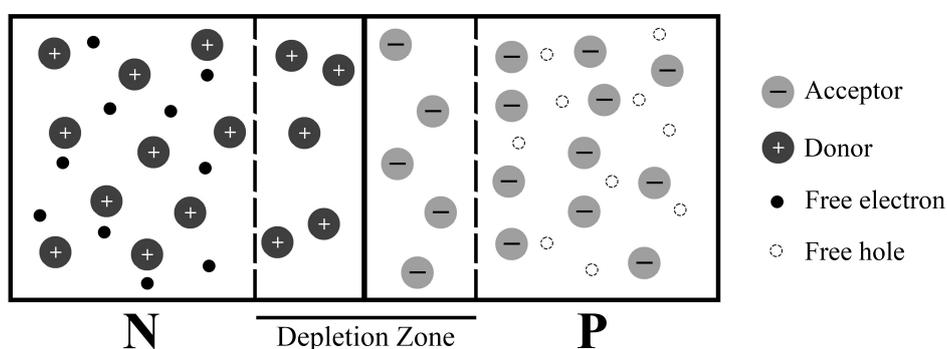


Figura 2.3: Schema di un diodo a giunzione. I donatori sono contraddistinti dal segno +, gli accettori dal -.

Il diodo ha due modalità di funzionamento, polarizzazione diretta e polarizzazione inversa. Nella polarizzazione diretta (forward bias) il diodo è connesso a un generatore di tensione con l'anodo connesso alla regione p e il catodo connesso alla regione n: questo tipo di connessione spinge le lacune libere della regione p e gli elettroni liberi della regione n verso la regione di svuotamento, diminuendone lo spessore (vedi figura 2.4) e con esso la barriera di potenziale della giunzione: questo assottigliamento permette un maggiore flusso di cariche attraverso la giunzione (sia lacune che elettroni), che contribuiscono alla creazione di una corrente diretta. Se la tensione applicata in polarizzazione diretta diventa comparabile con il valore della barriera di potenziale della giunzione va tenuta anche in considerazione la resistenza interna del cristallo della giunzione.

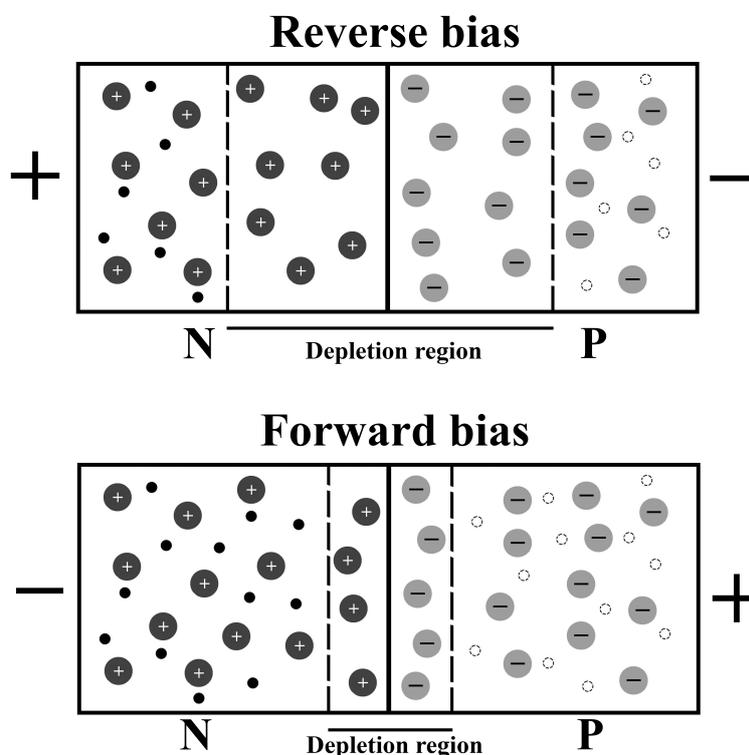


Figura 2.4: Schema del comportamento della depletion region in condizione di polarizzazione diretta (forward bias) e polarizzazione inversa (reverse bias)

In polarizzazione inversa (reverse bias) il generatore di tensione è collegato in maniera opposta, con l'anodo collegato alla regione n e il catodo collegato alla regione +: questo collegamento attira le lacune e gli elettroni lontano dalla giunzione, portando ad un allargamento della regione di svuotamento (vedi figura 2.4), che si traduce in un grande aumento della barriera di potenziale della giunzione. A causa dell'innalzamento della barriera di potenziale, le cariche libere non sono più in grado di attraversare la giunzione, e quindi non c'è (idealmente) passaggio di corrente; in realtà si osserva una corrente, detta corrente di saturazione inversa, dovuta al flusso di portatori minoritari (elettroni nella regione p e lacune nella regione n) che non risentono della barriera di potenziale, muovendosi da una zona a potenziale più alto verso una zona a potenziale minore.

Per la giunzione p-n si ricava la seguente relazione corrente-tensione, detta equazione

di Shockley (o del diodo ideale):

$$I = I_0 \left( e^{\frac{V_d}{\eta V_t}} - 1 \right) \quad (2.1)$$

dove  $V_d$  è la tensione di polarizzazione diretta applicata ai capi della giunzione,  $V_t$  è l'equivalente della temperatura in Volt, data da  $V_t = \frac{T}{11600}$ , e  $\eta$  è un parametro detto fattore di idealità dipendente dal tipo di semiconduttore utilizzato.

$I_0$  è data da:

$$I_0 = qA \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \quad (2.2)$$

con  $D$  coefficiente di diffusione ( $D_p$  per le lacune,  $D_n$  per gli elettroni),  $L$  lunghezza di diffusione e  $p_{n0}$  concentrazione delle lacune nella regione n (rispettivamente  $n_{p0}$  concentrazione delle lacune nella regione p).

Se la tensione di polarizzazione inversa supera il valore di breakdown, si ha un aumento molto rapido (in valore assoluto) della corrente; alla base di questo fenomeno ci sono due processi fisici principali, l'effetto Zener e la moltiplicazione a valanga.

- Effetto Zener: il campo elettrico nella depletion region ha un'intensità tale da rompere i legami covalenti che legano gli atomi del semiconduttore, portando alla generazione di un'enorme quantità di coppie elettrone-lacuna, che migreranno verso l'elettrodo con carica opposta, dando origine ad un grande aumento di corrente.
- Moltiplicazione a valanga: il campo elettrico accelera i portatori minoritari fornendogli energia sufficiente a rompere i legami covalenti nell'urto con gli atomi del semiconduttore; la rottura dei legami covalenti porta alla generazione di altre coppie di elettroni-lacune, che a loro volta partecipano al processo di rottura di altri legami, dando origine all'effetto di moltiplicazione.[7]

## 2.3 Silicon PhotoMultiplier

I SiPM sono rivelatori al silicio ottimizzati per la rivelazione di fotoni: sono costituiti da un array di SPAD (Single Photon Avalanche Diode), collegati in parallelo tra loro. Questo tipo di detector, evoluzione dei fotomoltiplicatori classici, ha raggiunto alte prestazioni in termine di risoluzione temporale e sensibilità al singolo fotone.

### 2.3.1 SPAD, Single Photon Avalanche Diode

Lo SPAD è un diodo a giunzione progettato per operare in condizione di voltaggio superiore alla tensione di breakdown; in base al voltaggio applicato ci sono tre regioni operative differenti, come evidenziato in figura 2.5.

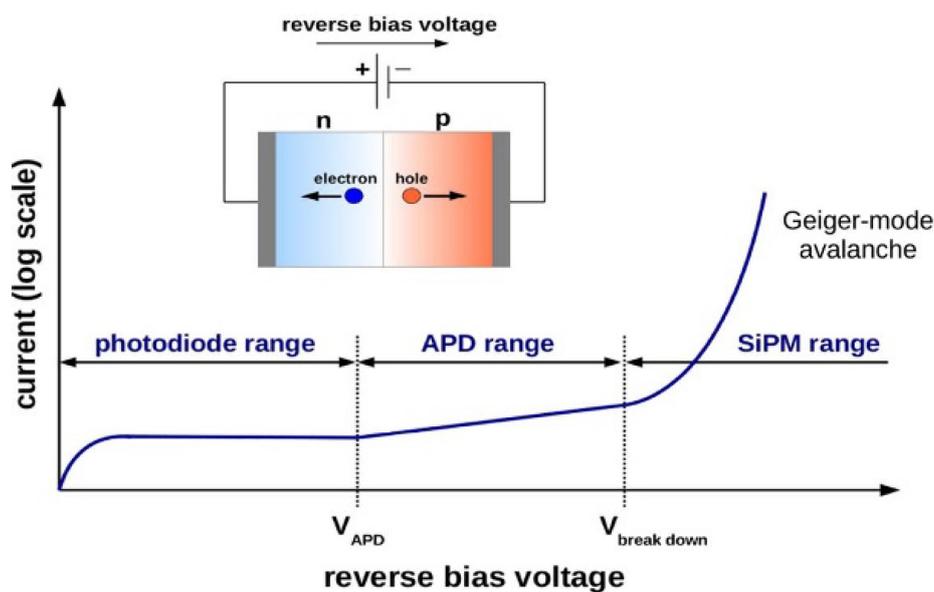


Figura 2.5: Grafico rappresentante le tre zone operative di uno SPAD in funzione della tensione di polarizzazione inversa [8]

A basso voltaggio, lo SPAD opera come un normale fotodiodo. Al crescere del voltaggio gli elettroni vengono accelerati dal campo elettrico con energia tale da rompere i legami covalenti, creando altre coppie elettrone-lacuna: in questo regime lo SPAD opera come un fotodiodo a valanga, tuttavia solamente gli elettroni acquisiscono energia suffi-

ciente alla rottura dei legami covalenti, e quindi la valanga avviene solo in una direzione. Per tensioni superiori al valore di breakdown, entrambi i portatori minoritari acquisiscono l'energia necessaria alla creazione di altre coppie elettrone-lacuna: questo regime è quello che viene sfruttato all'interno dei SiPM, in quanto è possibile che il passaggio di un singolo fotone inneschi un processo a valanga.

Gli SPAD possono essere costruiti con drogaggi complementari (n-on-p o p-on-n, figura 2.6), e la probabilità di trigger della moltiplicazione a valanga è dipendente dalla probabilità che un elettrone (rispettivamente lacuna) passi la giunzione p-n con energia sufficiente a portare alla generazione di altre coppie: la probabilità è chiaramente dipendente dalle caratteristiche costruttive dello SPAD e dal campo elettrico al suo interno, dato dalla tensione di polarizzazione inversa applicata.

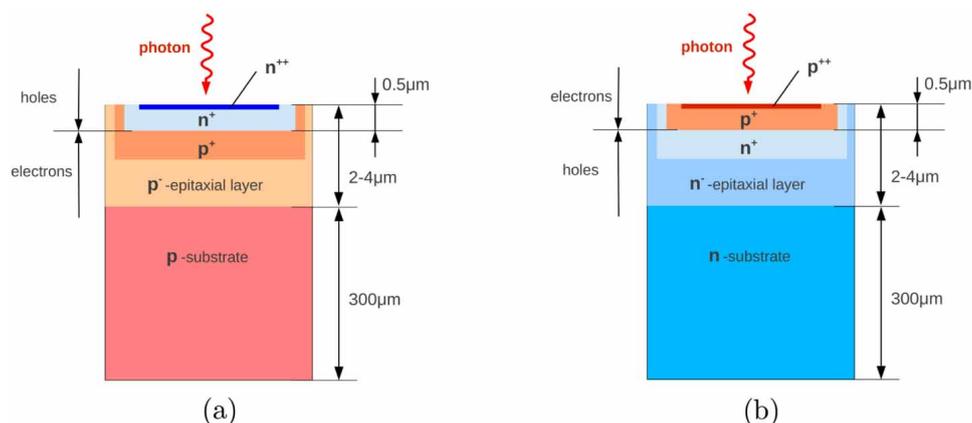


Figura 2.6: Rappresentazione delle due possibili modalità di drogaggio per uno SPAD: n-on-p (a) e p-on-n (b)[8]

### 2.3.2 SiPM

Gli SPAD hanno limiti costruttivi che non permettono di raggiungere dimensioni superiori a  $\sim 100 \mu m$ : per realizzare dei fotodetettori sfruttabili per applicazioni si rende necessaria la combinazione di un array di SPAD in un SiPM (2.7 (a)). Nei SiPM gli SPAD sono connessi in parallelo, in maniera che per il segnale valga la seguente relazione :

$$Y = \sum_{i=1}^N Y_i \quad (2.3)$$

dove  $Y$  è il segnale totale e  $Y_i$  il segnale dello SPAD  $i$ -esimo. È possibile modellizzare il SiPM con un circuito equivalente, considerando gli SPAD come diodi dotati di una resistenza esterna (resistenza di quenching), come mostrato in figura 2.7 (b).

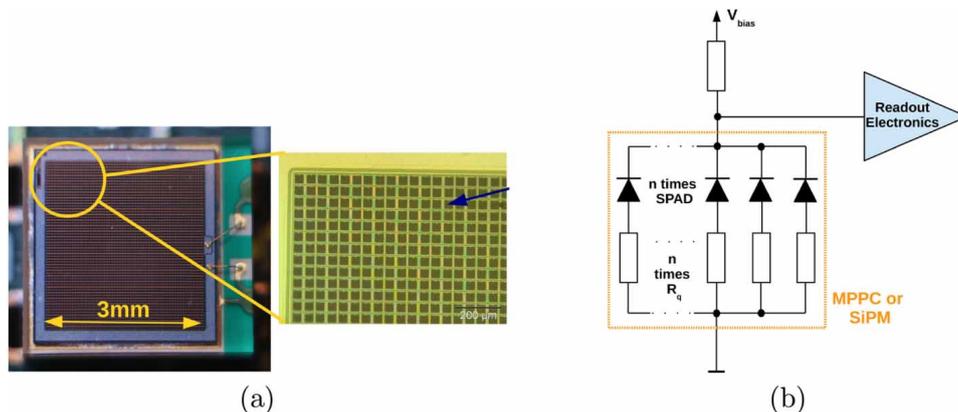


Figura 2.7: Foto di un SiPM, con ingrandimento sull'array di SPAD (a). Circuito equivalente per un SiPM composto da  $N$  SPAD in parallelo. (b)[8]

Il voltaggio di breakdown può essere sperimentalmente determinato con due metodi indipendenti: il primo metodo consiste nell'extrapolare l'andamento a zero del guadagno del SiPM, misurato in funzione della tensione di polarizzazione inversa [9]; il secondo metodo prevede di utilizzare il massimo della derivata dei punti sperimentali di I-V, per ricavare il voltaggio in cui ha inizio il breakdown degli SPAD.[10]

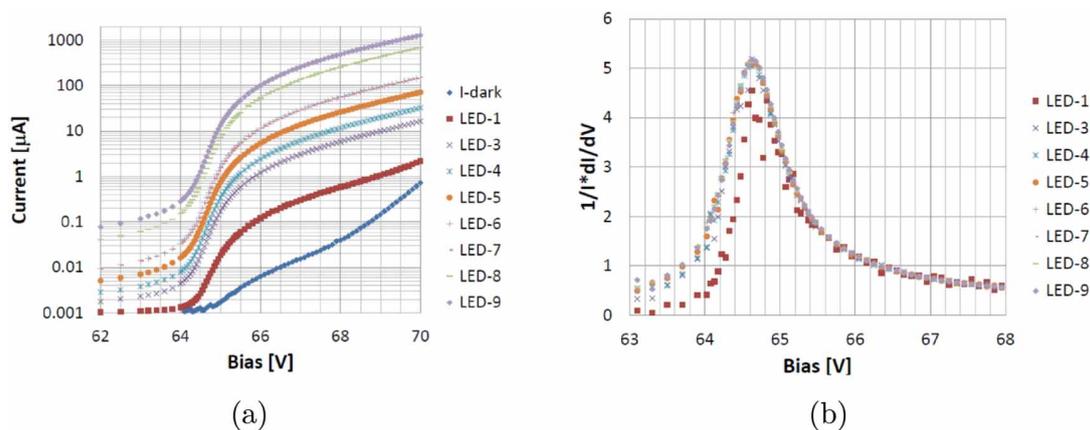


Figura 2.8: Grafico delle curve I-V di un SiPM esposto a diversa illuminazione (a) e grafico della derivata logaritmica della corrente (b).[8]

Per i SiPM di piccole dimensioni o a basso guadagno, per ottenere risultati accurati con il secondo metodo si può rendere necessario illuminare il SiPM: in figura 2.8 (a) vengono mostrate le caratteristiche I-V di un SiPM sottoposto a differente illuminazione, mentre in figura 2.8 (b) è mostrato l'andamento della derivata logaritmica della corrente, che evidenzia un chiaro massimo (indipendente dall'illuminazione sul sensore) al valore di tensione a cui avviene il breakdown.

### 2.3.3 Rumore nei SiPM

I SiPM sono affetti da varie tipologie di rumore. Una tra le principali sorgenti di rumore è il crosstalk: è possibile che durante la moltiplicazione a valanga negli SPAD venga prodotto un fotone ottico, che può venire rivelato da uno SPAD vicino, dando il via alla moltiplicazione a valanga e quindi a un segnale spurio. In base alle modalità in cui avviene il crosstalk può essere diviso in:

- crosstalk diretto: avviene quando un fotone proveniente da un altro SPAD porta alla creazione di una coppia elettrone-lacuna all'interno della depletion region.
- crosstalk ritardato: avviene quando un fotone proveniente da un altro SPAD viene assorbito, generando una coppia elettrone-lacuna, in una zona non svuotata nei pressi dello SPAD; una minoranza degli elettroni prodotti in questa maniera riesce a giungere lo SPAD per diffusione e dare il via alla valanga.
- crosstalk esterno: una parte dei fotoni generati può uscire dal SiPM e essere riflessa su uno strato esterno di materiale protettivo (e.g. resina epossidica) verso un differente SPAD, causando l'innescò della moltiplicazione a valanga.

Le modalità sono riassunte in figura 2.9.

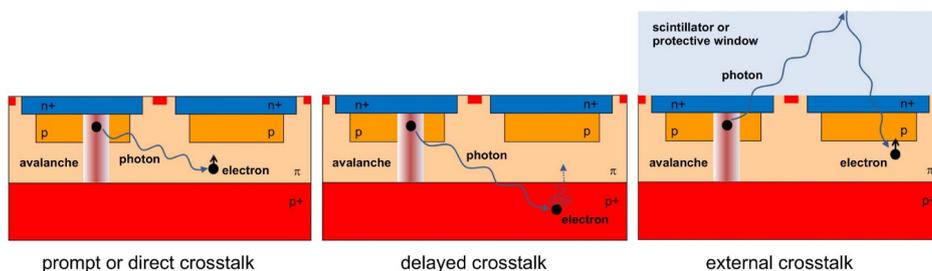


Figura 2.9: Schema riassuntivo delle principali modalità di crosstalk.[8]

Il crosstalk diretto può essere ridotto introducendo del materiale nei solchi (trench) tra gli SPAD, al fine di schermare i fotoni; il crosstalk ritardato invece può essere controllato minimizzando lo spessore della regione non svuotata. Il crosstalk in generale può essere ridotto riducendo il guadagno dello SPAD: un guadagno minore infatti riduce le coppie elettrone lacuna generate, e con esse i fotoni ottici emessi.

Altri fenomeni che contribuiscono al rumore sono l'afterpulsing e la dark current. L'afterpulse avviene quando dei portatori generati dalla valanga vengono intrappolati da impurità nel materiale, e rilasciati successivamente, secondo un dato tempo caratteristico: questo porta alla generazione di una seconda valanga a breve distanza temporale dalla prima. L'afterpulse può anche essere otticamente indotto, quando un fotone emesso nel processo a valanga viene riassorbito dallo stesso SPAD, generando una coppia di portatori che per diffusione può arrivare ad innescare una seconda valanga.

La dark current è la principale fonte di rumore presente nei SiPM, ed è legata all'agitazione termica dei portatori: all'aumentare della temperatura aumenta la probabilità che una valanga venga accidentalmente innescata per agitazione termica, portando alla generazione di rumore. La dark current è correlata al DCR (Dark Count Rate), definito come il rate medio di eventi conteggiati quando il sensore è in condizione di buio: il DCR si dimezza all'incirca ogni 10 K.[9].

In figura 2.10 sono rappresentati gli effetti del rumore sulla tensione.

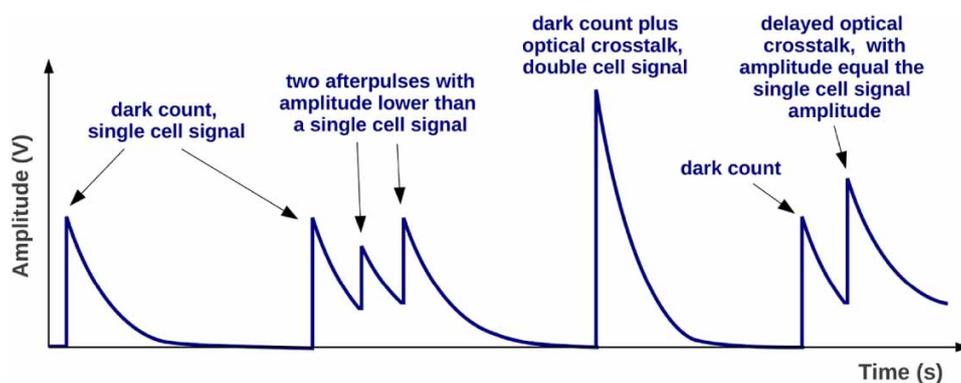


Figura 2.10: Rappresentazione del segnale di output di un SiPM, con differenti tipi di rumore: DCR, afterpulsing e crosstalk.[9]

### 2.3.4 Efficienza

È possibile definire l'efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE, Photon Detection Efficiency) tramite l'utilizzo della seguente formula:

$$PDE(V, \lambda) = QE(\lambda) \cdot \epsilon_t(V, \lambda) \cdot FF_{eff}(V, \lambda) \quad (2.4)$$

dove  $QE(\lambda)$  è l'efficienza quantistica,  $\epsilon_t(V, \lambda)$  è la probabilità che abbia inizio il fenomeno di moltiplicazione a valanga, e  $FF_{eff}(V, \lambda)$  è il fill-factor effettivo<sup>1</sup>.

La PDE di alcuni sensori è riportata in figura 2.11, in funzione dell'overvoltage, definito come  $V_{ov} = V - V_{bd}$ .

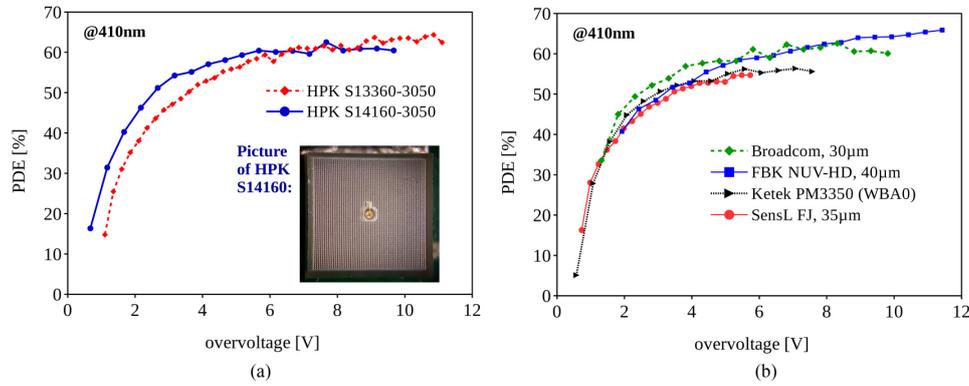


Figura 2.11: Grafici contenenti la PDE in funzione dell'overvoltage, per differenti SiPM.[8]

Il numero di SPAD accesi ( $N_{on}$ ) può essere stimato come una funzione del numero di fotoni ( $N_{fotoni}$ ) e del numero totale degli SPAD nel SiPM ( $N_{tot}$ ) con la seguente relazione<sup>2</sup>: [11]

$$N_{on} = N_{tot} \cdot \left( 1 - \exp \left[ -\frac{N_{fotoni} \cdot PDE}{N_{tot}} \right] \right) \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>Il fill-factor è definito come il rapporto tra l'area attiva, cioè la somma delle aree di tutti gli SPAD, e l'area totale del SiPM.[8]

<sup>2</sup>Nella relazione non sono presi in considerazione gli effetti di accensione degli SPAD legati al rumore

### 2.3.5 Applicazioni

Oltre alle applicazioni descritte in 1.4.3, i SiPM possono essere utilizzati in molti altri campi. L'ottima capacità di rivelazione del singolo fotone rende i SiPM ottimi per applicazioni legate al conteggio di fotoni in tutte le discipline, mentre la loro resistenza alla luce ambientale rende possibili applicazioni anche nell'ambito dell'astrofisica (telescopio Cherenkov) [12] e per la costruzione di LIDAR. [13] I SiPM trovano una fondamentale applicazione in campo medico per la realizzazione di TOF-PET: il sistema del detector è descritto in 2.12.

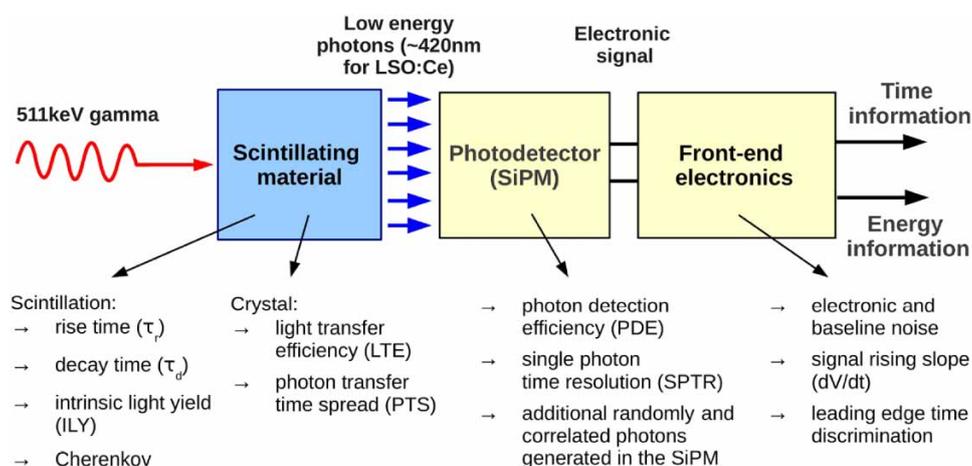


Figura 2.12: Schema di un rivelatore TOF-PET.[8]

I radionuclidi iniettati al paziente, legati a un opportuno vettore, decadono per decadimento  $\beta^+$  e il positrone emesso si annichilisce portando all'emissione di due fotoni  $\gamma$  antiparalleli: grazie all'ottima risoluzione temporale dei SiPM è possibile distinguere la differenza di tempo di arrivo tra due fotoni dello stesso evento, portando a una migliore ricostruzione dell'immagine. Il target per il rivelatori TOF-PET è di raggiungere una risoluzione temporale di 10 ps.[14, 15]

## Capitolo 3

# Misure sperimentali sui SiPM

In questo capitolo, dopo una breve introduzione alle misure effettuate e agli obiettivi delle misure, sono presentate le tipologie di SiPM analizzati, e sono descritti gli apparati sperimentali utilizzati nelle misure di I-V e di C-V. Nella parte conclusiva è svolta l'analisi dati, e sono presentati i risultati ottenuti.

### 3.1 Misure effettuate e obiettivi

In questa sezione vengono analizzati i dati raccolti tramite misure di corrente e capacità in funzione della tensione applicata sui SiPM. Le misure di caratteristiche I-V (Corrente-Tensione) sono state effettuate in condizione di polarizzazione inversa, al fine di ricavare il valore della tensione di breakdown inversa  $V_{bd}$ , che rappresenta il valore oltre a cui si ha la zona di funzionamento del sensore.

Per le misure di C-V (Capacità-Voltaggio) sono state acquisite le capacità (in serie e in parallelo) al variare della frequenza di campionamento nel range  $2\text{ kHz}$ - $200\text{ kHz}$  e al variare della tensione applicata; per l'analisi dei dati sono state considerate le capacità in serie, che risultano molto maggiori di quelle in parallelo (che vengono pertanto considerate trascurabili), alla frequenza di campionamento di  $20\text{ kHz}$  (frequenza propria per questa tipologia di sensori, in cui la curva risulta più stabile nell'intervallo di voltaggio di funzionamento). Dalle C-V è stato successivamente estratto l'andamento del campo elettrico, il profilo di doping e lo spessore del sensore.

## 3.2 Tipologie di SiPM

Tutti i SiPM utilizzati sono stati realizzati dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) e constano di due differenti tipologie, come in figura 3.1:

- Sensori singoli: sensori formati da un singolo SiPM (sample A, C, E, L)
- Sensori a matrice: sensori formati da 9 SiPM indipendenti (sample 1, 4, 5, 8)

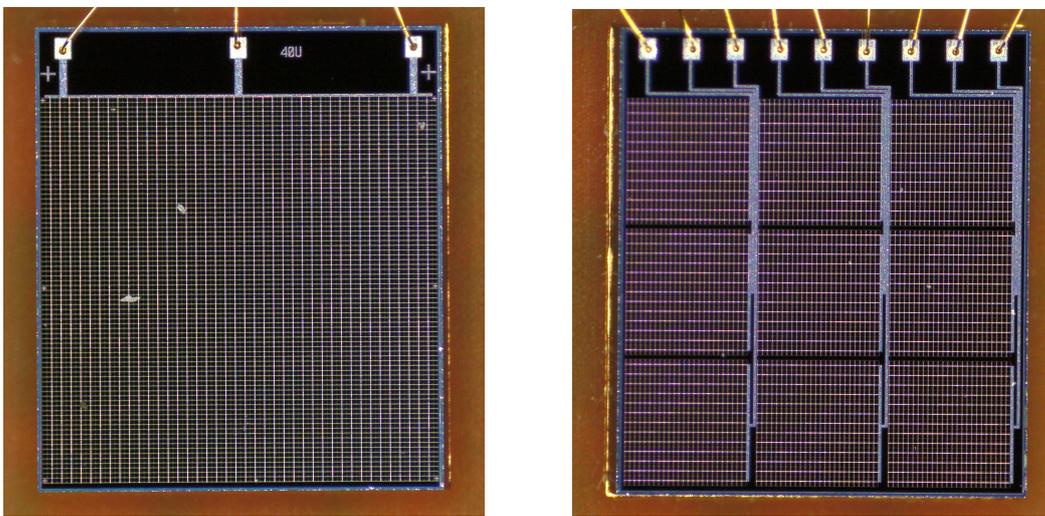


Figura 3.1: Foto al microscopio dei sensori; a sinistra il sensore a SiPM singolo, a destra i sensori a matrice di SiPM.

Tutti i sensori sono saldati alla stessa tipologia di scheda elettronica, in maniera da disporre di due canali per ogni SiPM, uno per la tensione in entrata e uno per il ground: nel caso dei sensori singoli sono utilizzati due canali di lettura, mentre ne occorrono 18 per i sensori a matrice (vedi figura 3.2).

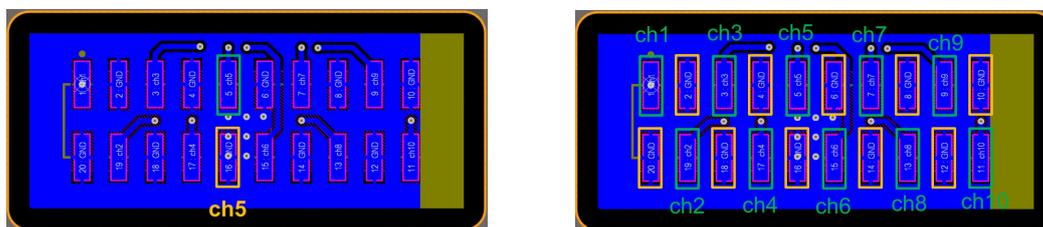


Figura 3.2: Schema dei canali occupati sui circuiti stampati: a sinistra per il singolo SiPM, a destra per le matrici. I pin con il rettangolo verde sono i canali a cui arriva il voltaggio, quelli con il rettangolo giallo sono quelli che vengono collegati al ground.

In totale sono stati caratterizzati 8 sensori; i sample A, C, 1 e 4 erano ricoperti di uno strato di resina epossidica (Epoxy), che svolge il duplice ruolo di proteggere il sensore e di provocare l'effetto Cherenkov al passaggio di particelle, mentre i sample E, L, 5 e 8 non presentavano nessun tipo di resina protettiva. Le altre caratteristiche costruttive dei sensori sono riassunte in tabella 3.1.

Produttore	Tipologia	Protezione	Sample	Area attiva	Lato
FBK	Matrice 3x3	Resina Epoxy	1	$0.92 \cdot 0.96 \cdot 9 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Matrice 3x3	Resina Epoxy	4	$0.92 \cdot 0.96 \cdot 9 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Matrice 3x3	No	5	$0.92 \cdot 0.96 \cdot 9 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Matrice 3x3	No	8	$0.92 \cdot 0.96 \cdot 9 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Singolo	Resina Epoxy	A	$3.2 \cdot 3.12 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Singolo	Resina Epoxy	C	$3.2 \cdot 3.12 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Singolo	No	E	$3.2 \cdot 3.12 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$
FBK	Singolo	No	L	$3.2 \cdot 3.12 \text{ mm}^2$	$40 \mu\text{m}$

Tabella 3.1: Caratteristiche tecniche dei sensori analizzati.

### 3.3 Apparato sperimentale

#### 3.3.1 Misure di I-V

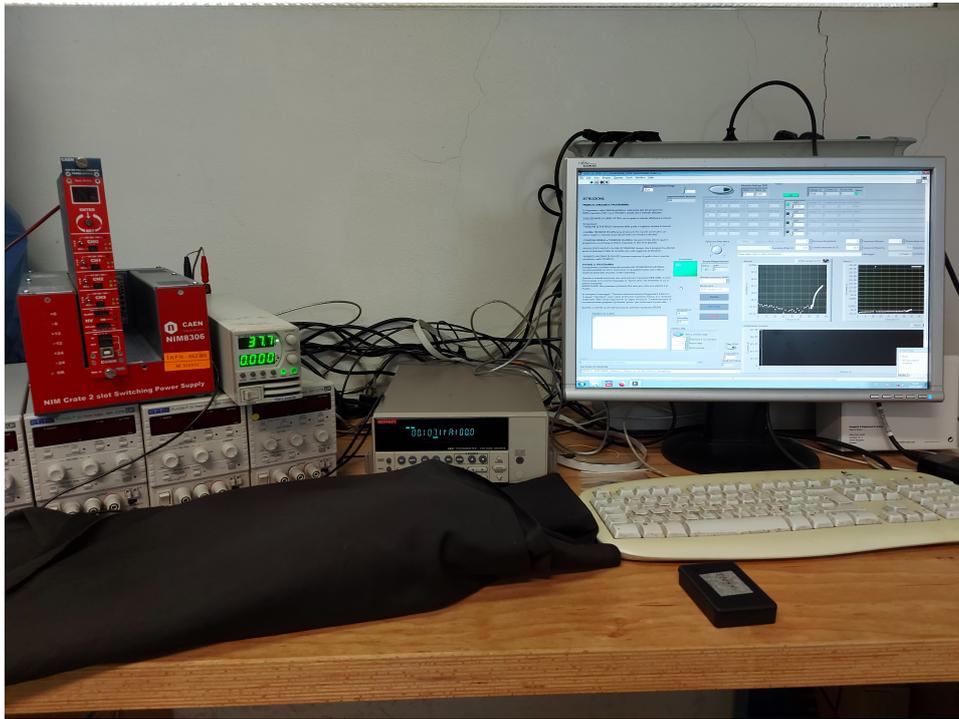


Figura 3.3: Apparato sperimentale per la misura delle caratteristiche I-V: a sinistra, dall'alto verso il basso, l'alimentatore, il picoamperometro e la gabbia di Faraday (avvolta in un panno scuro per evitare il filtraggio di luce, che altererebbe le misure); a destra il computer con il programma LabView utilizzato.

Per le misure di I-V sono stati utilizzati i seguenti strumenti (figura 3.3):

- TDK-Lambda Z100-2 power supply: alimentatore per la tensione;
- Keithley 6487 picoammeter: picoamperometro per le misure di corrente;
- Gabbia di Faraday: utilizzata per isolare da eventuali interferenze elettromagnetiche esterne.

I sensori sono collegati all'alimentatore in condizione di polarizzazione inversa, e posizionati all'interno della gabbia di Faraday. Il programma LabView controlla l'ali-

mentatore aumentando la tensione a step di voltaggio: si è scelto di utilizzare step di 1 V fino a 31 V, per proseguire fino a 43 V con step di 0.2 V, essendo questa regione contenente la tensione di breakdown, e pertanto quella interessata dal fit.

Per i SiPM singoli contenuti nelle matrici si è reso necessario ripetere le acquisizioni due volte con fondoscala differente, in quanto ai bassi voltaggi l'incertezza sul fondoscala utilizzato normalmente ( $20 \mu A$ ) era comparabile in o.d.g. con il valore della corrente misurato: questa evenienza non occorre nel caso di sensori a singolo SiPM, in quanto avendo area maggiore la corrente in uscita è più grande, e supera l'errore strumentale.

### 3.3.2 Misure di C-V

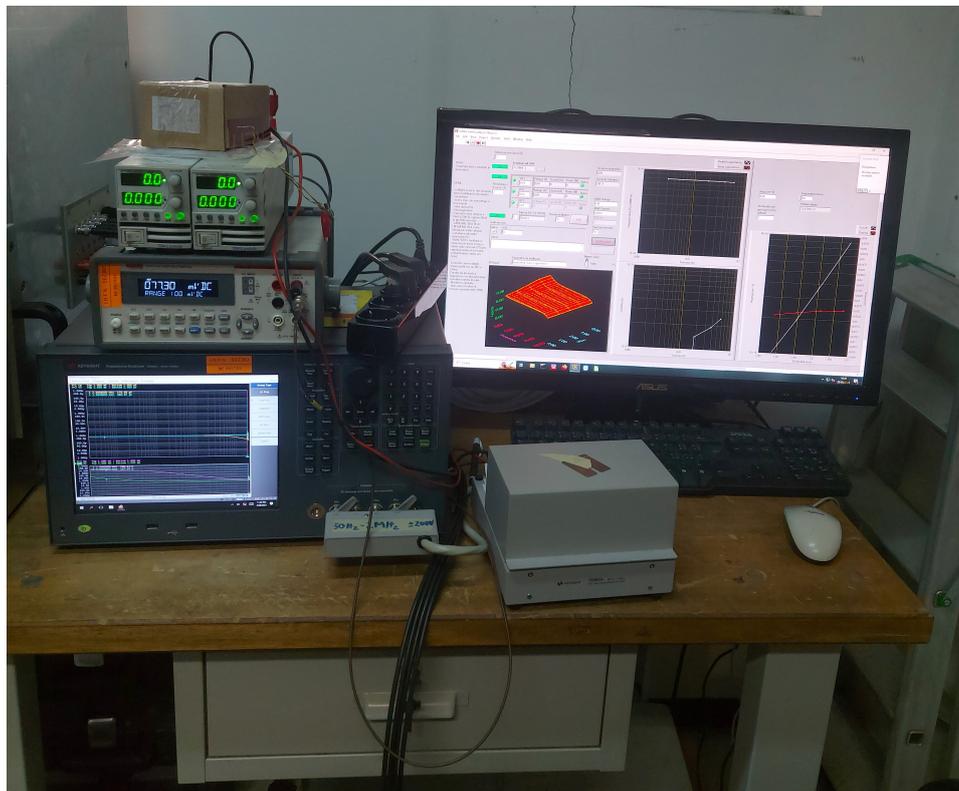


Figura 3.4: Apparato sperimentale utilizzato per misurare le caratteristiche C-V: a sinistra, in ordine dall'alto verso il basso, due alimentatori a bassa tensione, il multimetro e l'impedenziometro; a destra la fixture contenente il sensore e il computer con il programma LabView.

Per le misure di C-V sono stati utilizzati i seguenti strumenti:

- TDK-Lambda Z100-2 power supply: alimentatore per la tensione;
- Keysight Impedance Analyzer E4990A: impedenziometro utilizzato per misurare le capacità serie e parallelo, campionando in frequenze differenti;
- Keithley 2110 Multimeter: multimetro utilizzato per misurare la tensione effettiva sul sensore;
- Keysight 16065A Voltage Bias Fixture: utilizzato per estendere il range di tensioni misurate oltre i 40 V erogabili dall'impedenziometro con la possibilità di fornire tensione al sensore tramite l'alimentatore e come gabbia di Faraday per evitare interferenze esterne nella misura.

L'apparato sperimentale è interamente controllato in modalità remota da un programma LabView, come visibile in figura 3.4.

Per i riferimenti dei produttori sulle specifiche tecniche degli strumenti utilizzati si veda l'Appendice 4.1.

Prima di poter effettuare la misura l'impedenziometro necessita di due tipi di calibrazione, a circuito aperto e scatola aperta (Open Collector) e in corto circuito con scatola chiusa (Closed Collector): si inserisce il sensore che si vuole analizzare (o nel caso più specifico di sensori a matrice, il singolo SiPM che si vuole analizzare) in condizione di polarizzazione inversa, si chiude la scatola e la si copre con un panno scuro avendo cura di non far filtrare luce al suo interno. Tramite il programma LabView è possibile dare il via al processo di misura: al termine i dati saranno salvati per successive analisi.

## 3.4 Analisi Dati

### 3.4.1 I-V

In figura 3.5 ho riportato un esempio di curve I-V misurate per i SiPM singoli (per le altre curve I-V si veda l'appendice 4.2): è possibile notare che tutte le curve presentano un valore particolare della tensione, detta tensione di breakdown (vedi 2.3.2), oltre cui la corrente sale di diversi ordini di grandezza in maniera molto rapida.

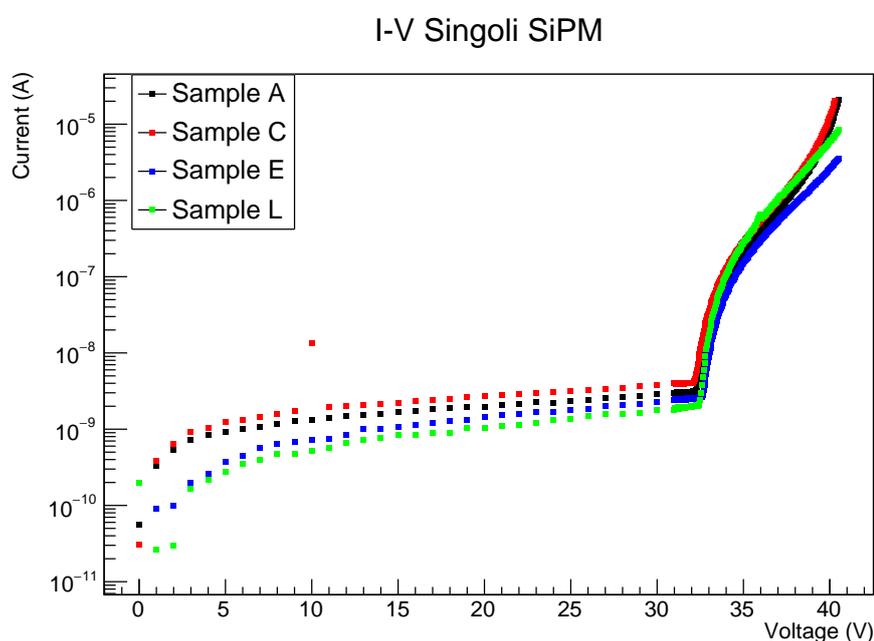


Figura 3.5: Grafico delle curve I-V per i 4 sensori a singolo SiPM analizzati; è ben visibile un primo flesso corrispondente alla tensione di breakdown, intorno ai 32 V, e un secondo flesso meno marcato dopo i 35V. L'asse delle correnti è riportato in scala logaritmica.

L'obiettivo principale delle misure di corrente-tensione effettuate è quello di ricavare il valore della tensione di breakdown  $V_{bd}$ , in modo da estrarre il range di voltaggio per l'utilizzo del sensore. Per estrarre la tensione di breakdown sono stati utilizzati 3 metodi differenti: fittando con una retta i punti precedenti e con un'altra retta successivi al breakdown, derivata logaritmica e derivata logaritmica inversa. Definiamo la derivata

logaritmica (LD, Logarithmic Derivative) della corrente come:

$$LD = \frac{\partial \ln(|I|)}{\partial V} \quad (3.1)$$

e la derivata logaritmica inversa (ILD, Inverse Logarithmic Derivative):

$$ILD = \left( \frac{\partial \ln(|I|)}{\partial V} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

Come già visibile considerando l'andamento della curva in figura 3.5, l'andamento della derivata logaritmica è lineare prima della tensione di breakdown, mentre assume un andamento quadratico avvicinandosi ad essa: per questo motivo si sceglie di effettuare un fit quadratico con una parabola nella zona limitrofa alla tensione di breakdown sia per la derivata logaritmica (parabola con coefficiente quadratico negativo) sia per la derivata logaritmica inversa (parabola con coefficiente quadratico positivo). Per estrarre la tensione di breakdown si effettuano due fit quadratici sui due set di punti (LD e ILD), e si estrae il massimo della parabola per LD e il minimo per ILD. Un altro metodo utilizzato è fittare i punti di ILD con due rette, una nella zona precedente al breakdown e una nella zona successiva, infatti in queste zone l'andamento è ben approssimato da due rette con pendenze di segno opposto: il punto di intersezione delle due rette sarà un buon indicatore per la tensione di breakdown (vedi figura 3.6).

I fit effettuati sono controllati da tre parametri:

- $V_{max}$ , che rappresenta il limite superiore del range di fit;
- $V_{min}$ , che rappresenta il limite inferiore del range di fit;
- $N_{media}$ , che è il numero di punti su cui vengono mediati i valori di LD e ILD, al fine di rendere la curva più stabile riducendo l'oscillazione di misura dovuta alla sensibilità dello strumento e rendendo la convergenza del fit più pulita.

Per i sensori analizzati sono stati utilizzati differenti parametri, in modo da accertarsi che il fit venisse fatto nel range corretto per ciascuna delle curve, nella zona limitrofa alla tensione di breakdown; di seguito sono riportati i parametri utilizzati:

- Per tutti i sensori si utilizza  $N_{media} = 5$ ;

- per le matrici 4 e 5 si è utilizzato  $V_{max} = 34.0 V$  e  $V_{min} = 33.1 V$ ;
- per la matrice 1 si è utilizzato  $V_{max} = 32.85 V$  e  $V_{min} = 32.00 V$ ;
- per la matrice 8 si è utilizzato  $V_{max} = 34.25 V$  e  $V_{min} = 33.40 V$ ;
- per i sensori a singolo SiPM sample C ed A si è utilizzato  $V_{max} = 33.10 V$  e  $V_{min} = 32.35 V$ ;
- per il sensore a singolo SiPM sample E si è utilizzato  $V_{max} = 33.35 V$  e  $V_{min} = 32.50 V$ ;
- per il sensore a singolo SiPM sample L si è utilizzato  $V_{max} = 33.10 V$  e  $V_{min} = 32.85 V$ .

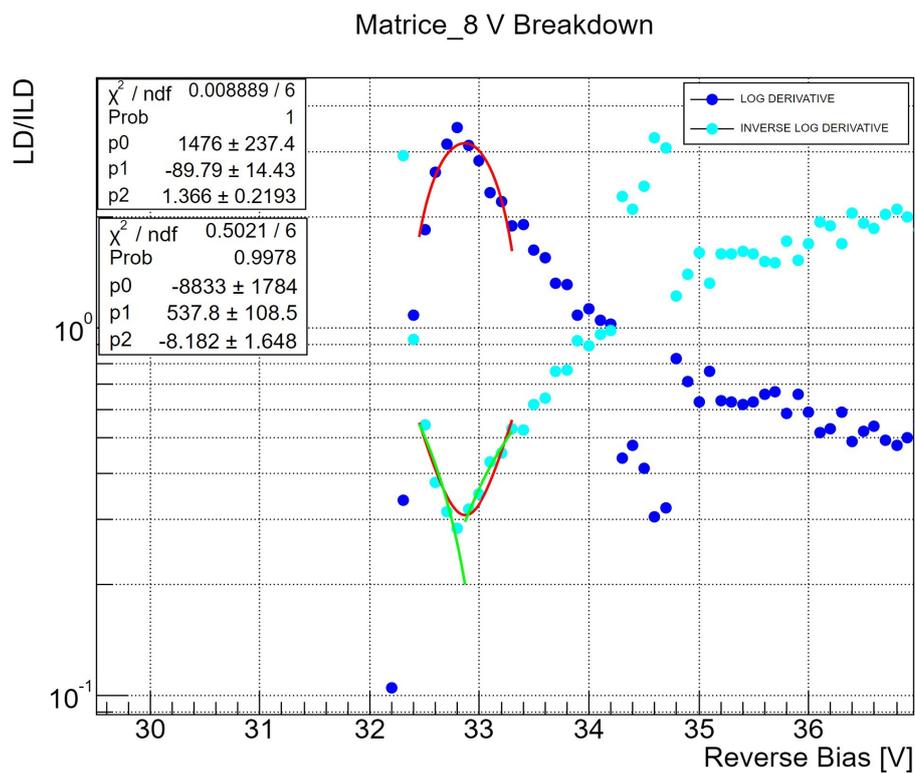


Figura 3.6: Esempio di grafico per l'estrazione del valore della tensione di breakdown: in blu sono riportati i punti della derivata logaritmica e in azzurro quelli della derivata logaritmica inversa per il pixel 1 della matrice 8. In rosso i due fit quadratici, in verde le due rette.

Il valore finale da associare a  $V_{bd}$  è la media dei valori ottenuti dai 3 metodi differenti di fit, e si sceglie di associare come errore la differenza tra il valore massimo e il valore minimo ottenuti nei 3 metodi di fit. Dall'analisi si ottengono i seguenti risultati, riportati nelle tabelle 3.2 e 3.3. È possibile notare che la tensione di breakdown si mantiene molto vicina allo stesso valore per i SiPM appartenenti alla stessa matrice, e con piccole variazioni (entro 0.5 V) per tutti i SiPM analizzati: questo comportamento era atteso in quanto sono stati analizzati SiPM con le stesse caratteristiche tecniche della singola cella (SPAD).

Le caratteristiche I-V complete per tutti i sensori sono riportate nell'appendice 4.2. Dall'analisi delle caratteristiche I-V possiamo notare come tutti i sensori analizzati esibiscano un andamento analogo, con la sola eccezione del pixel 3 del sensore a matrice sample 5, la cui curva I-V appare traslata verso l'alto, indicando che nel pixel fluisce più corrente: questo fenomeno potrebbe essere dovuto a difetti costruttivi dell'oggetto o a qualche problema in uno dei bonding che potrebbe introdurre una resistenza maggiore di quella presente negli altri pixel. Sebbene sia presente questa differenza con gli altri pixel del sensore, questa non inficia sul corretto funzionamento dello stesso, in quanto la tensione di breakdown rimane confrontabile con quella degli altri pixel.

	<b>Matrice 1</b>	<b>Matrice 4</b>	<b>Matrice 5</b>	<b>Matrice 8</b>
<b>Pixel 1</b>	$32.45 \pm 0.10 V$	$32.46 \pm 0.05 V$	$32.60 \pm 0.07 V$	$32.84 \pm 0.07 V$
<b>Pixel 2</b>	$32.42 \pm 0.04 V$	$32.55 \pm 0.05 V$	$32.55 \pm 0.09 V$	$32.82 \pm 0.04 V$
<b>Pixel 3</b>	$32.43 \pm 0.03 V$	$32.61 \pm 0.09 V$	$32.64 \pm 0.10 V$	$32.75 \pm 0.02 V$
<b>Pixel 4</b>	$32.36 \pm 0.02 V$	$32.41 \pm 0.02 V$	$32.62 \pm 0.09 V$	$32.84 \pm 0.08 V$
<b>Pixel 5</b>	$32.03 \pm 0.83 V$	$32.60 \pm 0.08 V$	$32.55 \pm 0.08 V$	$32.82 \pm 0.05 V$
<b>Pixel 6</b>	$32.42 \pm 0.06 V$	$32.55 \pm 0.09 V$	$32.50 \pm 0.05 V$	$32.81 \pm 0.04 V$
<b>Pixel 7</b>	$32.45 \pm 0.05 V$	$32.02 \pm 0.87 V$	$32.69 \pm 0.06 V$	$32.84 \pm 0.05 V$
<b>Pixel 8</b>	$32.45 \pm 0.09 V$	$32.52 \pm 0.03 V$	$32.55 \pm 0.08 V$	$32.84 \pm 0.08 V$
<b>Pixel 9</b>	$32.50 \pm 0.01 V$	$32.54 \pm 0.06 V$	$32.43 \pm 0.01 V$	$32.83 \pm 0.05 V$

Tabella 3.2: I valori stimati della tensione di breakdown  $V_{bd}$  con l'errore associato, per le matrici di SiPM.

	<b>Sample A</b>	<b>Sample C</b>	<b>Sample E</b>	<b>Sample L</b>
$V_{bd}$	$32.69 \pm 0.06 V$	$32.55 \pm 0.08 V$	$33.00 \pm 0.07 V$	$32.77 \pm 0.06 V$

Tabella 3.3: I valori stimati della tensione di breakdown  $V_{bd}$  con l'errore associato, per SiPM singoli.

### 3.4.2 C-V

Per l'analisi delle caratteristiche C-V è stata impiegata la capacità in parallelo a 20 KHz, valore corrispondente alla frequenza di lavoro del SiPM.

In figura 3.7 sono riportate le caratteristiche C-V per il pixel 1 del Sample 1 (matrice) e per il SiPM singolo A; per tutti i sensori le caratteristiche esibiscono il seguente comportamento: la capacità diminuisce rapidamente nella parte iniziale della curva, che corrisponde alla zona di svuotamento dello strato di guadagno, poi cala in maniera più contenuta assumendo un andamento lineare, fino ad arrivare allo svuotamento completo del sensore.

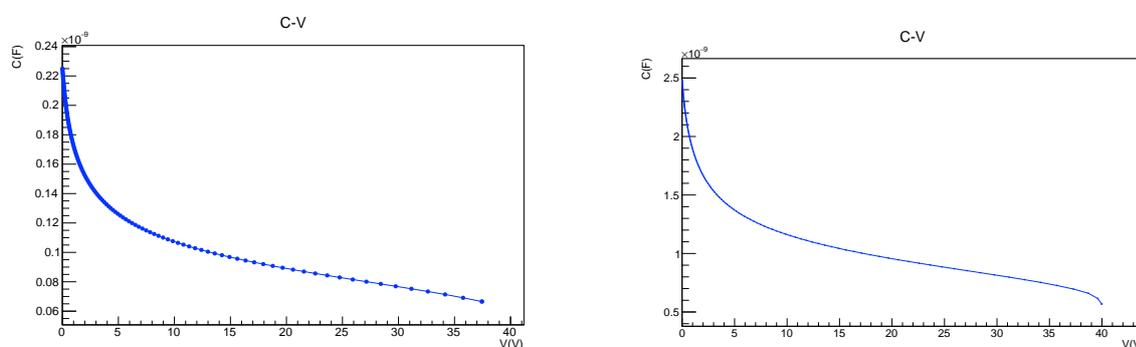


Figura 3.7: Esempio di caratteristica C-V per una matrice e un singoli SiPM: sample 1 (a sinistra) e singolo A (a destra).

Dalle misure di C-V sono stati successivamente estratti l'andamento del campo elettrico all'interno del SiPM, lo spessore dello strato di guadagno e il profilo di doping dei sensori. Il SiPM può essere assimilato a un condensatore a facce piane parallele, e quindi è possibile estrarre lo spessore ( $W$ ) come:

$$W = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot A}{C_p} \quad (3.3)$$

dove  $A$  rappresenta l'area attiva del SiPM (fornita dal costruttore),  $\epsilon_{Si}$  la costante dielettrica relativa del silicio e  $C_p$  la capacità in parallelo.

Per ottenere il profilo di doping ( $D$ ) è stata utilizzata la seguente formula:

$$D = \frac{dV}{d(\frac{1}{C^2})} \cdot \frac{2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot e \cdot A^2} \quad (3.4)$$

Per ricavare il valore del campo elettrico all'interno del SiPM, si utilizza la seguente formula:

$$E(x) = \int_{x_{max}}^x \frac{q_0 \cdot N_d(x)}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}} dx \quad (3.5)$$

con

$$N_d(x) = \frac{2}{q_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot A^2} \cdot \frac{1}{d(1/C(x))^2 / dV} \quad (3.6)$$

dove  $x$  è la distanza dalla giunzione.

Di seguito sono riportati i grafici dello spessore dello strato di guadagno, del profilo di drogaggio e dell'andamento del campo elettrico all'interno del SiPM, per i due sample presi come esempio: un sensore singolo (sample A) e un pixel di una matrice (pixel 1, sample 1).

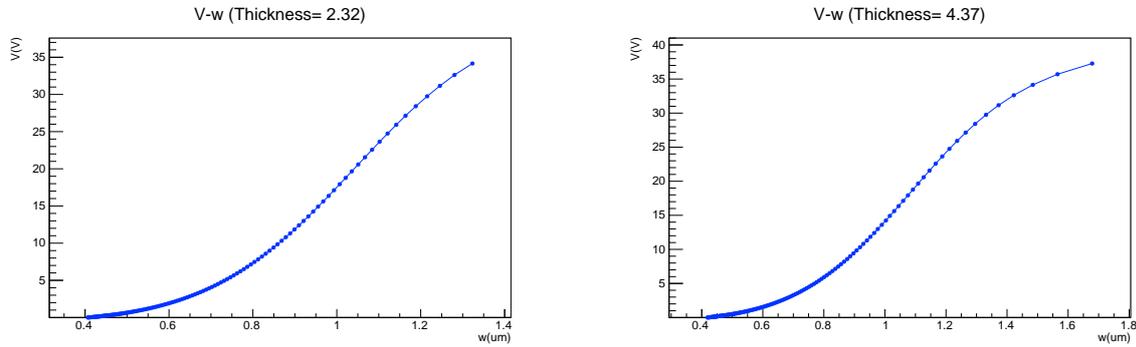


Figura 3.8: Tensione in funzione dello svuotamento del sensore, per il pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e per il sensore a singolo SiPM sample A (a destra).

Come si può notare dai grafici di figura 3.8, per accrescere lo spessore svuotato del sensore è necessario aumentare la tensione applicata.

Il profilo di doping è mostrato in figura 3.9, in cui è possibile notare che la concentrazione di dopante ha un massimo intorno a  $1\mu m$  di svuotamento; si osserva che tutti i SiPM attestano il massimo di concentrazione nel range  $35 \cdot 10^{15} - 40 \cdot 10^{15} \text{ atomi/cm}^3$ .

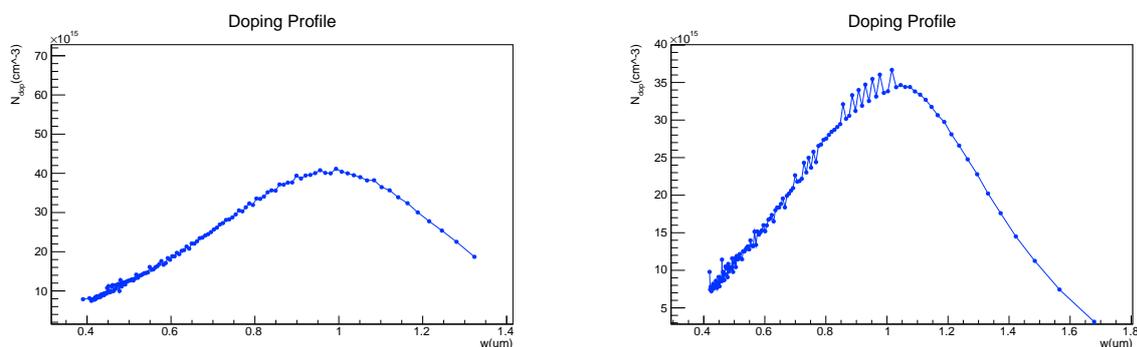


Figura 3.9: Grafici riportanti il profilo di doping dei SiPM, nel caso del pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e del singolo SiPM sample A (a destra).

L'andamento del campo elettrico in funzione della profondità è mostrato in figura 3.10: si nota come il campo elettrico sia molto intenso nella zona in prossimità della giunzione p-n, e diminuisca progressivamente allontanandosi da essa.

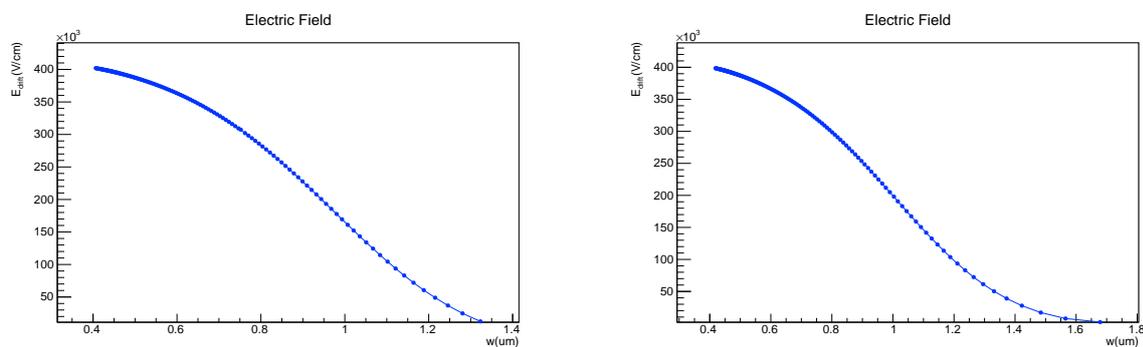


Figura 3.10: Andamento del campo elettrico nel SiPM, nel caso del pixel 1 della matrice sample 1 (a sinistra) e del sensore a singolo SiPM sample A (a destra).

Appare chiaro che l'andamento di campo elettrico, profondità di svuotamento e profilo di doping sono sostanzialmente analoghi tra i SiPM facenti parte di matrici e i SiPM singoli.

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati caratterizzati i SiPM prodotti da FBK in due differenti configurazioni, sensori formati da un singolo SiPM e sensori a matrice di SiPM. Tutti i SiPM sono stati sottoposti a misure di I-V, permettendo di ricavare la tensione di breakdown di ogni SiPM, e di C-V, ricavando l'andamento del campo elettrico, il profilo di drogaggio e la variazione della tensione in funzione dello spessore.

Per quanto riguarda le misure di I-V, il valore di  $V_{bd}$  è stato estratto mediando su tre differenti metodi di fit per ogni set di dati; in generale si osserva che tutti i SiPM appartenenti alla stessa matrice esibiscono comportamenti simili per la tensione di breakdown (vedi 3.2 e 3.3): il comportamento è atteso in quanto tutti i SiPM dello stesso sensore sono prodotti in ugual maniera. Il valore della  $V_{bd}$  varia leggermente tra i sensori, mantenendosi comunque entro  $0.5 V$ . Per le curve I-V si nota che il comportamento della curva non è lo stesso per tutti i SiPM, con differenze sensibili anche tra i SiPM appartenenti alla stessa matrice: questo comportamento può essere influenzato dal bonding effettuato tra i SiPM e la scheda su cui sono montati, tuttavia la diversa risposta in corrente non si ripercuote sulla tensione di breakdown, che si osserva rimanere pressoché stabile all'interno del singolo sensore.

Per le C-V invece, è possibile notare che le caratteristiche esibiscono comportamenti molto simili (vedi figura 3.7): la capacità del SiPM singolo risulta essere circa 11 volte quella del SiPM appartenente alla matrice, comportamento dovuto all'area attiva circa 11 volte maggiore (il rapporto tra l'area attiva del SiPM singolo e di uno dei SiPM a matrice è  $\sim 11$ ). Per il campo elettrico e il profilo di doping si osservano gli stessi andamenti (3.10 e 3.9), senza sensibili differenze tra i SiPM singoli e quelli facenti parte di matrici.

# Ringraziamenti

Giunto al termine di questo percorso voglio ringraziare tutti coloro che mi hanno sostenuto e accompagnato in questi tre anni.

Primi tra tutti voglio ringraziare i miei genitori, che non hanno mai mancato di appoggiarmi nelle mie scelte di vita e di sostenermi anche nei momenti più complicati di questo percorso, rinnovando ogni giorno la loro fiducia nelle mie capacità.

Tengo a fare un ringraziamento alla professoressa Gilda Scioli, per avermi dato l'opportunità di vivere un'esperienza laboratoriale introduttiva a quello che è il mondo della ricerca e per avermi seguito attentamente nel lavoro di tesi.

Voglio ringraziare anche la mia correlatrice, la dottoressa Sofia Strazzi, per la pazienza e la disponibilità mostrate lungo tutto il percorso e per l'incredibile capacità di rendere cristallini anche i concetti più complicati; un ringraziamento anche a Daniele Cavazza, per la sua sapiente guida all'interno del laboratorio e per l'aiuto nella presa dati.

Un ringraziamento anche a tutti gli amici del gruppo  $|\zeta\rangle$ : Andrea Labate, Federico Tonetto, Gabriele D'Anesio, Lorenzo Mensi, Luca Morelli, Luca Pivetti, Marco Benazzi, Marco Mulazzani, Matteo Zandi, Michael Mancini e Damiano Scevola, che hanno condiviso con me questo percorso bilanciando attentamente momenti di studio e momenti faceti.

Desidero ringraziare Giuseppe e Massimo, che hanno sempre saputo che trasformare anche i momenti più difficili in momenti di svago e divertimento, ed Eugenia, i cui consigli sono stati fondamentali nel coronamento di questo percorso.

Infine voglio ringraziare di cuore Anna, che in ogni situazione non ha mai mancato di farmi sentire il suo sostegno e su cui so di poter sempre contare.

# Capitolo 4

## Appendice

### 4.1 Strumentazione

Per le specifiche tecniche degli strumenti, si fa riferimento ai manuali del produttore.

- [TDK-Lambda Z100-2](#):  
[eu.mouser.com/datasheet/2/400/z\\_plus\\_e\\_low\\_voltage\\_10v\\_to\\_100v-2581128.pdf](http://eu.mouser.com/datasheet/2/400/z_plus_e_low_voltage_10v_to_100v-2581128.pdf)
- [Keithley 6487](#):  
[download.tek.com/manual/6487-901-01\(B-Mar2011\)\(Ref\).pdf](http://download.tek.com/manual/6487-901-01(B-Mar2011)(Ref).pdf)
- [Keysight Impedance Analyzer E4990A](#):  
[www.keysight.com/it/en/assets/7018-04256/data-sheets/5991-3890.pdf](http://www.keysight.com/it/en/assets/7018-04256/data-sheets/5991-3890.pdf)
- [Keithley 2110 Multimeter](#):  
[download.tek.com/manual/2110-901-01\(C-Aug2013\)\(Ref\).pdf](http://download.tek.com/manual/2110-901-01(C-Aug2013)(Ref).pdf)
- [Keysight 16065A](#):  
[www.keysight.com/us/en/assets/9018-01469/user-manuals/9018-01469.pdf](http://www.keysight.com/us/en/assets/9018-01469/user-manuals/9018-01469.pdf)

## 4.2 Caratteristiche I-V

In questa sezione dell'appendice sono presentati i grafici delle caratteristiche I-V di tutti i sensori analizzati.

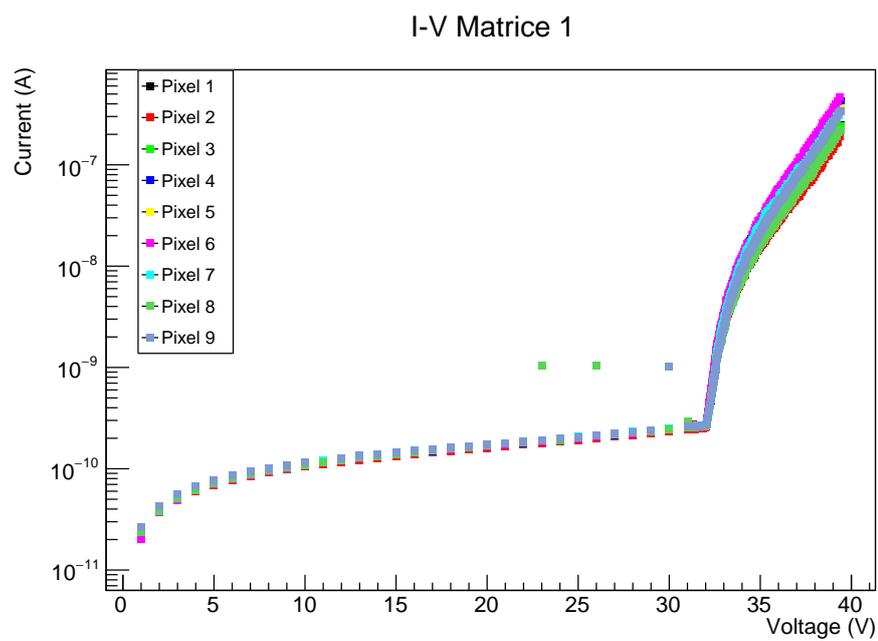


Figura 4.1: Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 1 (matrice) .

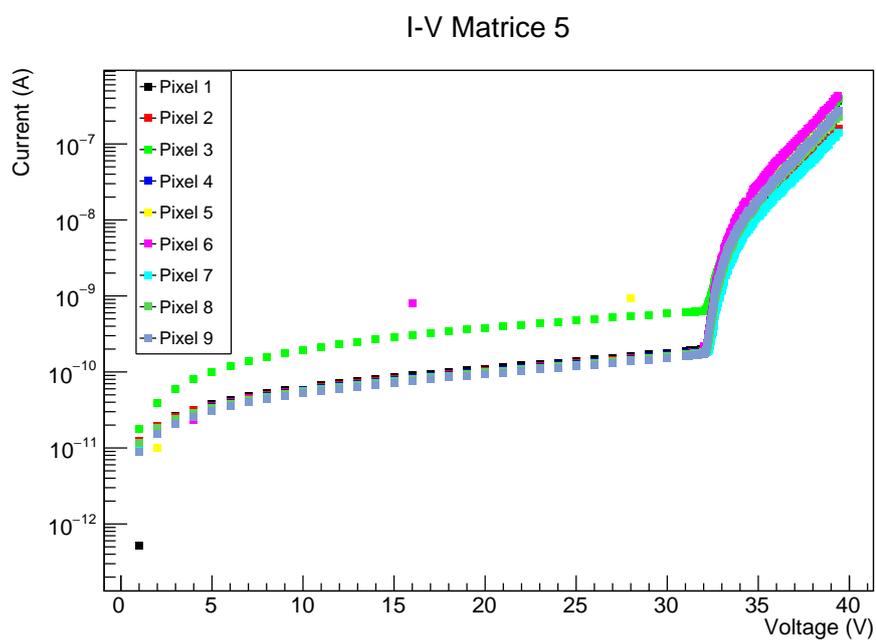


Figura 4.3: Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 5 (matrice).

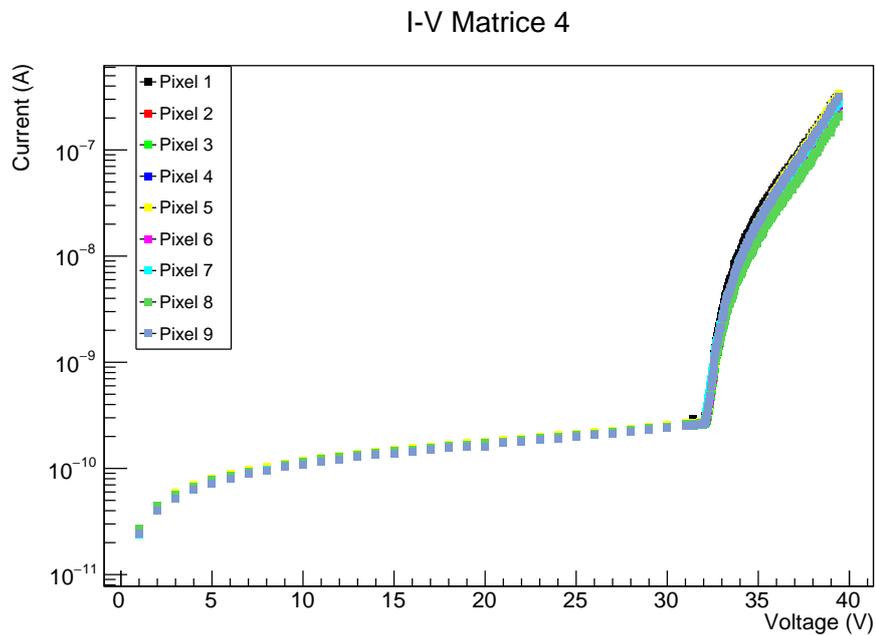


Figura 4.2: Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 4 (matrice).

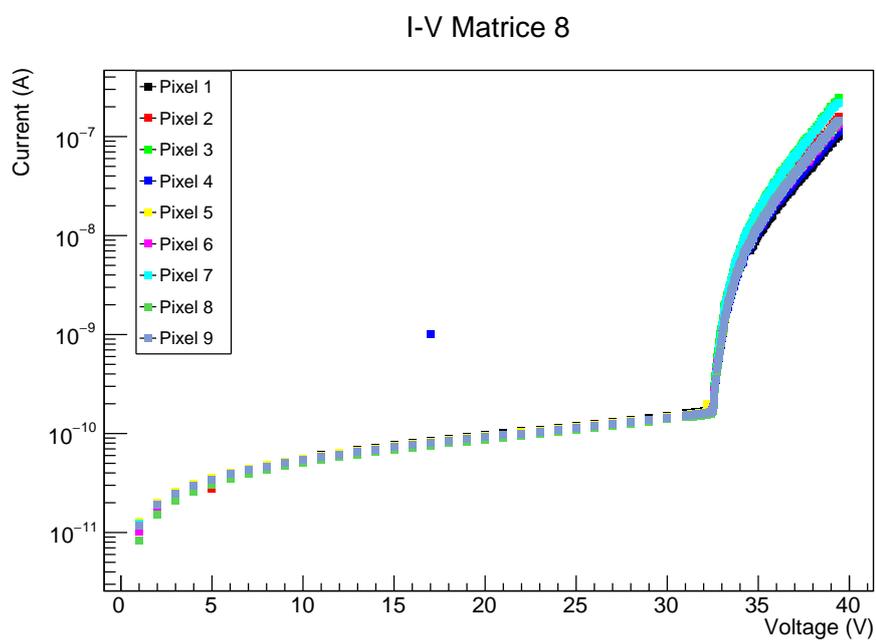


Figura 4.4: Caratteristica I-V di ciascun SiPM appartenente al sample 8 (matrice).

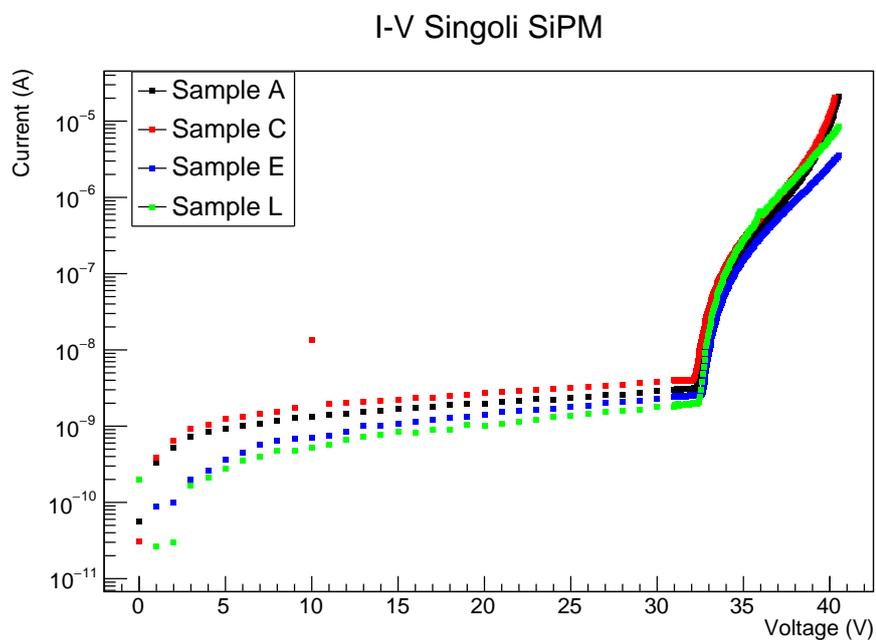


Figura 4.5: Caratteristiche I-V dei sensori a singolo SiPM.

# Bibliografia

- [1] *Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC*. Rapp. tecn. 202 pages, 103 captioned figures, 19 tables. Geneva: CERN, 2022. arXiv: [2211.02491](https://arxiv.org/abs/2211.02491). URL: <http://cds.cern.ch/record/2803563>.
- [2] S. Braibant, G. Giacomelli e M. Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. UNITEXT. Springer Milan, 2010. ISBN: 9788847011618. URL: <https://books.google.it/books?id=6YKRe94BTKAC>.
- [3] Anton Andronic. «An overview of the experimental study of quark–gluon matter in high-energy nucleus–nucleus collisions». In: *International Journal of Modern Physics A* 29.22 (ago. 2014), p. 1430047. DOI: [10.1142/s0217751x14300476](https://doi.org/10.1142/s0217751x14300476). URL: <https://doi.org/10.1142/s0217751x14300476>.
- [4] Particle Data Group et al. «Review of Particle Physics». In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.8 (ago. 2022), p. 083C01. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/49175539/ptac097.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [5] Sinha Sarkar Sourav. *The physics of the quark-gluon plasma. Introductory lectures*. Lug. 2010. DOI: [10.1007/978-3-642-02286-9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-02286-9).
- [6] J. Adams e C. Adler et al. «Evidence from d+Au measurements for Final-State Suppression of high p(T) hadrons in Au+Au collisions at RHIC». In: *Physical Review Letters* 91.7 (ago. 2003). DOI: [10.1103/physrevlett.91.072304](https://doi.org/10.1103/physrevlett.91.072304). URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.91.072304>.

- [7] Jacob Millman. *Integrated electronics: analog and digital circuits and systems [by] Jacob Millman [and] Christos C. Halkias*. eng. McGraw-Hill electrical and electronic engineering series. New York: McGraw-Hill, 1972. ISBN: 0070423156.
- [8] Stefan Gundacker e Arjan Heering. «The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector». In: *Physics in Medicine & Biology* 65.17 (2020), 17TR01. DOI: [10.1088/1361-6560/ab7b2d](https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>.
- [9] Fabio Acerbi e Stefan Gundacker. «Understanding and simulating SiPMs». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 926 (2019). Silicon Photomultipliers: Technology, Characterisation and Applications, pp. 16–35. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218317704>.
- [10] Yu. Musienko et al. «Radiation damage studies of silicon photomultipliers for the CMS HCAL phase I upgrade». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 787 (2015). New Developments in Photodetection NDIP14, pp. 319–322. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.01.012>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215000388>.
- [11] M. Grodzicka-Kobylka, M. Moszyński e T. Szcześniak. «Silicon photomultipliers in gamma spectroscopy with scintillators». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 926 (2019). Silicon Photomultipliers: Technology, Characterisation and Applications, pp. 129–147. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.065>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218313792>.
- [12] G. Ambrosi et al. «Large size SiPM matrix for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes applications». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 824 (2016). Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors, pp. 125–127. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.012>.

- [org/10.1016/j.nima.2016.01.062](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216000905). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216000905>.
- [13] Ravil Agishev et al. «Lidar with SiPM: Some capabilities and limitations in real environment». In: *Optics & Laser Technology* 49 (2013), pp. 86–90. ISSN: 0030-3992. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2012.12.024>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399212005750>.
- [14] Paul Lecoq et al. «Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge». In: *Physics in Medicine & Biology* 65.21 (ott. 2020), 21RM01. DOI: [10.1088/1361-6560/ab9500](https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab9500). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6560/ab9500>.
- [15] *The 10 ps TOF-PET challenge*. URL: <https://the10ps-challenge.org/>.