

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Elaborazione di un programma di  
acquisizione dati e studio di  
fotomoltiplicatori al silicio per  
l'esperimento XENON

Relatore:  
Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Presentata da:  
Francesco Toschi

Correlatore:  
Dott. Marco Garbini

Sessione II  
Anno Accademico 2014/2015



*A Lena,  
grazie di tutto*



# Abstract

Le numerose osservazioni compiute a partire dagli anni '30 confermano che circa il 26% dell'Universo è costituito da materia oscura. Tale materia ha la particolarità di interagire solo gravitazionalmente e debolmente: essa si presenta massiva e neutra. Tra le numerose ipotesi avanzate riguardanti la natura della materia oscura una delle più accreditate è quella delle WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*).

Il progetto all'avanguardia nella ricerca diretta delle WIMP è XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). Tale esperimento è basato sulla diffusione elastica delle particelle ricercate su nuclei di Xenon: il rivelatore utilizzato è una TPC a doppia fase (liquido-gas). La rivelazione diretta di materia oscura prevede l'impiego di un rivelatore molto grande a causa della piccola probabilità di interazione e di ambienti a bassa radioattività naturale, per ridurre al minimo il rumore di fondo.

Nell'ottica di migliorare la sensibilità del rivelatore diminuendo l'energia di soglia sono in fase di ricerca e sviluppo soluzioni alternative a quelle adottate attualmente. Una di tali soluzioni prevede l'utilizzo di fotorivelatori di tipo SiPM da affiancare ai normali PMT in uso. I fotorivelatori al silicio devono lavorare ad una temperatura di  $\sim 170$  K e devono rivelare fotoni di lunghezza d'onda  $\lambda \simeq 175$  nm.

Il presente lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca e sviluppo. Lo scopo di tale lavoro è stato la scrittura di un programma DAQ in ambiente LabVIEW per acquisire dati per caratterizzare in aria fotorivelatori di tipo SiPM. In seguito con tale programma sono state effettuate misure preliminari di pedestal da cui è stato possibile determinare l'andamento di guadagno e di dark rate al variare della tensione di alimentazione del SiPM. L'analisi dati è stata effettuata impiegando un programma scritto in C++ in grado di analizzare le forme d'onda acquisite dal programma LabVIEW.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>1 Materia Oscura ed Esperimento XENON</b>	<b>12</b>
1.1 Evidenze Sperimentali . . . . .	12
1.1.1 Materia Oscura nelle Galassie . . . . .	12
1.1.2 Ammassi di Galassie . . . . .	14
1.1.3 Lensing Gravitazionale . . . . .	14
1.1.4 Bullet Cluster . . . . .	15
1.1.5 Radiazione Cosmica di Fondo . . . . .	16
1.2 Evidenze Cosmologiche . . . . .	18
1.3 Ipotesi sulla Natura della Materia Oscura . . . . .	19
1.3.1 MACHO . . . . .	20
1.3.2 WIMP . . . . .	21
1.3.3 MOND . . . . .	22
1.4 Rivelazione della Materia Oscura . . . . .	23
1.4.1 Rivelazione Indiretta . . . . .	23
1.4.2 Rivelazione Diretta . . . . .	23
1.5 Progetto XENON . . . . .	25
1.5.1 Perché lo Xeno? . . . . .	25
1.5.2 Time Projection Chamber . . . . .	26
1.5.3 Fasi del Progetto XENON . . . . .	29
1.5.4 XENON1T e XENONnT . . . . .	30
<b>2 Fotomoltiplicatori al Silicio</b>	<b>32</b>
2.1 Introduzione . . . . .	32
2.2 Fotodiodi . . . . .	32
2.2.1 Fotodiodo PiN . . . . .	33
2.2.2 APD . . . . .	33
2.3 SiPM . . . . .	35
2.3.1 SPAD . . . . .	35
2.3.2 Struttura del SiPM . . . . .	36

2.4	Caratteristiche del SiPM . . . . .	38
2.4.1	Guadagno . . . . .	38
2.4.2	Efficienza di Rivelazione dei Fotoni . . . . .	39
2.4.3	Range Dinamico . . . . .	40
2.4.4	Dark Count Rate . . . . .	41
2.4.5	Afterpulsing . . . . .	42
2.4.6	Cross Talk . . . . .	43
2.5	Possibile Utilizzo dei Rivelatori SiPM in Esperimenti per la Ricerca Di- retta di Materia Oscura . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Programma DAQ e analisi dati</b>	<b>46</b>
3.1	Introduzione . . . . .	46
3.2	Setup Sperimentale . . . . .	46
3.2.1	Flash ADC . . . . .	48
3.3	Programma di Acquisizione Dati . . . . .	48
3.3.1	Front Panel . . . . .	49
3.3.2	Funzionamento . . . . .	50
3.3.3	Block Diagram . . . . .	52
3.4	Misure Preliminari . . . . .	54
3.4.1	Programma di Analisi Dati . . . . .	54
3.4.2	Misure di Dark Rate . . . . .	55
3.4.3	Misure di Guadagno . . . . .	56
3.5	Risultati . . . . .	58
	<b>Conclusioni</b>	<b>60</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>62</b>



# Introduzione

Ci sono diverse le osservazione astronomiche e cosmologiche che indicano che la materia ordinaria è componente minoritaria dell'Universo. Le più recenti osservazioni da parte del satellite Planck delinano un Universo composto approssimativamente per il 68.3% da energia oscura, per il 26.8% da materia oscura e per il 4.9% da materia ordinaria.

La materia oscura non interagisce elettromagneticamente, ma solo gravitazionalmente e debolmente. La sua esistenza è confermata da numerose prove di natura astronomica e cosmologica come l'anormale rotazione delle galassie, le anisotropie della radiazione cosmica di fondo o la distribuzione delle masse di oggetti cosmici tramite lensing gravitazionale. Sono numerose le ipotesi riguardo alla sua natura: il principale candidato del costituente della materia oscura è da ricercarsi nelle teorie oltre il Modello Standard in quel tipo di particella definita WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*). Tale particella è ipotizzata in teorie quali la Supersimmetria, secondo cui ad ogni fermione del Modello Standard corrisponde un partner supersimmetrico bosonico e viceversa. Accanto a tali teorie è ipotizzata anche la possibilità che la materia oscura sia composta da strutture estese poco luminose non visibili dalla Terra (MACHO). Inoltre è idea di alcuni fisici teorici che la materia oscura non esista, bensì che sia necessario revisionare la gravitazione come è conosciuta oggi universalmente, un tentativo interessante è fatto nella teoria MOND.

Le tecniche di rivelazione della materia oscura possono essere di tipo indiretto o diretto. La rivelazione indiretta si basa sull'interazione della materia non visibile con essa stessa e quindi sull'osservazione dei prodotti di annichilazione delle WIMP. La rivelazione diretta si basa invece sull'osservazione delle interazioni delle WIMP con la materia ordinaria (es. nuclei atomici). Data la natura stessa della materia oscura le tecniche di rivelazione diretta richiedono l'utilizzo di grandi rivelatori di materiali ultrapuri e situati in ambienti a bassissima radioattività e ben schermati (i candidati ideali sono i laboratori sotterranei). Uno dei progetti di rivelazione diretta della materia oscura all'avanguardia nel proprio settore è XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Questo esperimento si propone di rivelare in modo diretto le WIMP mediante la loro diffusione elastica su nuclei di Xenon liquido. Il rivelatore, cuore centrale dell'esperimento, è una Time Projection Chamber (TPC) a doppia fase che permette la ricostruzione spaziale dell'evento. Tale rivelatore sfrutta un doppio segnale per ricostruire la posizione spaziale dell'evento

e per distinguere gli eventi riconducibili a collisioni di WIMP da quelli riconducibili a collisioni elettroniche o a raggi  $\gamma$ . Il doppio segnale è dovuto alla natura del rivelatore di tipo TPC il cui segnale non solo è di luce, bensì anche di carica.

L'esperienza XENON ebbe inizio nel 2002 con XENON10: la TPC era riempita con 25 kg di Xenon e dopo un run di circa 60 giorni permise di stabilire un limite inferiore per la sezione d'urto per scattering elastico WIMP-nucleo, indipendente dallo spin. La successiva fase, attivata nel 2008 ed attualmente in funzione, prese il nome di XENON100 poichè sfrutta 161 kg di Xenon: ad oggi ha permesso di indicare come limite inferiore per la sezione d'urto elastico di WIMP di 55 GeV su nuclei  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per interazioni indipendenti dallo spin. La fase successiva dell'esperienza è XENON1T attualmente in fase avanzata di costruzione presso la sala B dei LNGS: questo rivelatore sarà costituito da 3300 kg di Xenon con una massa fiduciale di circa 1000 kg. Per migliorare di due ordini di grandezza la sensibilità del rivelatore portando il precedente limite a  $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  è necessario ridurre al minimo il fondo: per tale motivo XENON1T è provvisto di un sistema di veto di muoni oltre che una selezione estremamente accurata dei materiali utilizzati per la costruzione.

Nell'ambito di un futuro sviluppo dell'esperienza XENON1T sono in fase di ricerca e di sviluppo soluzioni che permettendo di migliorare le prestazioni del rivelatore aumentando la raccolta della luce. Una di queste soluzioni prevede l'utilizzo di fotorivelatori di tipo SiPM accanto ai PMT attualmente in uso: tali dispositivi devono lavorare a temperature molto basse ( $\sim 170 \text{ K}$ ) e devono essere in grado di rilevare fotoni di lunghezza d'onda nello spettro del VUV (*Vacuum Ultra Violet*). L'impiego di questi fotorivelatori migliorerebbe le prestazioni del rivelatore permettendo di instrumentare anche le pareti laterali della TPC aumentando in questo modo la superficie fotosensibile.

Il presente lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca. Lo scopo di tale lavoro di tesi è la scrittura di un programma di acquisizione dati in ambiente LabVIEW per la caratterizzazione in aria di SiPM come primo passo prima di procedere a test in liquido criogenico. Accanto alla stesura del programma di DAQ mi sono occupato di preparare il setup sperimentale per l'acquisizione di misure preliminari di pedestal e della scrittura di programmi di analisi dati in C++ per una prima caratterizzazione del SiPM. In particolare come primi risultati dell'analisi dati è riportato l'andamento, ottenuto sperimentalmente, del guadagno e del dark rate al variare della tensione di alimentazione del SiPM.

Nel primo capitolo sono riportate le evidenze astronomiche e cosmologiche in sostegno all'ipotesi dell'esistenza della materia oscura, le principali ipotesi riguardanti la natura della materia oscura e le ipotesi alternative. In seguito sono descritte le diverse tecniche di rivelazione della materia oscura a cui segue una descrizione maggiormente dettagliata dell'esperienza XENON di cui si illustra il principio di funzionamento.

Nel secondo capitolo è descritto il principio di funzionamento dei SiPM a partire dai fotodiodi a giunzione fino ad arrivare agli SPAD, elementi fondamentali dei fotorivelatori di tipo SiPM. Oltre al loro funzionamento sono anche descritte le principali caratteristiche

di tali rivelatori: guadagno, efficienza di rivelazione, range dinamico, dark count rate, afterpulsing e cross talk. In conclusione al capitolo sono illustrati alcuni dei possibili utilizzi dei SiPM negli esperimenti per la ricerca diretta di materia oscura. Nel terzo ed ultimo capitolo è descritto il setup per le misure preliminari, il programma di acquisizione dati da me scritto e il programma di analisi dati. Sono riportati quindi i risultati dell'analisi dati: i valori di guadagno e di dark rate per cinque diversi valori di tensione di alimentazione del SiPM.



# Capitolo 1

## Materia Oscura ed Esperimento XENON

Sono numerosi gli indizi che portano alla necessità di aggiungere alla materia visibile la presenza di *Materia Oscura* che, a differenza della prima, non interagisce elettromagneticamente ed è quindi non visibile.

In questo primo capitolo sono presentate le principali evidenze della presenza di materia oscura nell'Universo e le teorie avanzate riguardanti la sua natura.

Inoltre sono presentate le diverse metodologie di rivelazione della materia oscura con particolare attenzione all'esperimento XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS).

### 1.1 Evidenze Sperimentali

Poiché la materia oscura non è osservabile per definizione, la sua presenza può essere rivelata solamente per i suoi effetti gravitazionali. Le principali evidenze della sua esistenza provengono infatti dallo studio di effetti gravitazionali a livello astronomico, inspiegabili con la sola materia visibile.

#### 1.1.1 Materia Oscura nelle Galassie

Dalla teoria newtoniana è possibile determinare la velocità di rotazione delle stelle in una galassia a spirale eguagliando la forza centripeta a quella di attrazione gravitazionale [1]

$$\frac{v^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad \rightarrow \quad v(r) = \sqrt{G \frac{M(r)}{r}}. \quad (1.1)$$

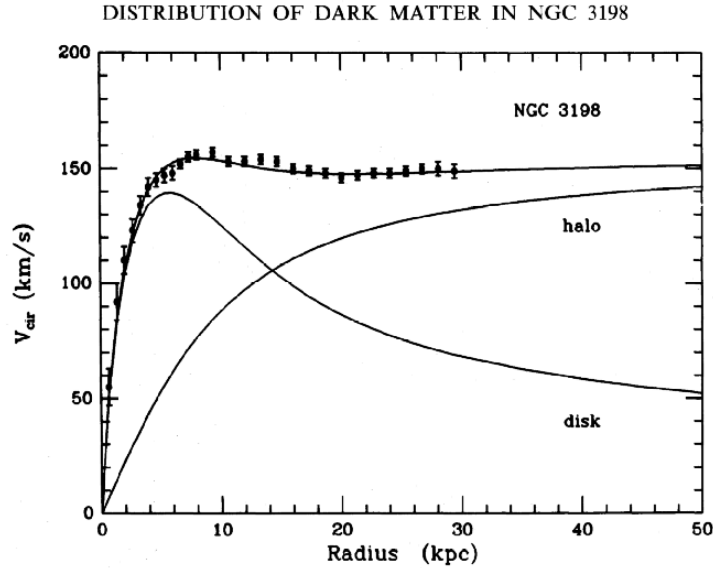


Figura 1.1: *Curva di rotazione della galassia NGC3198. Per grandi valori di  $r$  il contributo dell'alone di materia oscura mantiene la velocità di rotazione delle stelle approssimativamente costante in contrasto con quanto accadrebbe altrimenti per la sola materia visibile.*

La massa si ottiene integrando la densità nella sfera con centro sul centro della galassia e di raggio  $r$

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(x)x^2 dx \quad (1.2)$$

dove  $\rho(x)$  è la densità di materia visibile della galassia.

Poiché la massa della galassia si concentra principalmente nel suo centro si ottiene un andamento della velocità

$$v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}} \quad (1.3)$$

previsto dalla teoria newtoniana.

Le osservazioni sperimentali (Fig. 1.1) mostrano un andamento quasi costante della velocità a grandi distanze, in netto contrasto con quanto previsto dalla teoria classica. Tali osservazioni si basano, ad esempio, sull'effetto Doppler degli spettri stellari delle stelle più esterne. M. Roberts, R. Whitehurst e T. R. Cram [2] usando la riga di emissione dell'idrogeno neutro a  $\lambda = 21$  cm determinarono che la velocità delle stelle della galassia M31 si manteneva praticamente costante a  $v \approx 230$  km/s fino a distanze  $r \approx 30$  kpc.

Una possibile spiegazione di quanto osservato è la presenza di un alone non visibile ma di

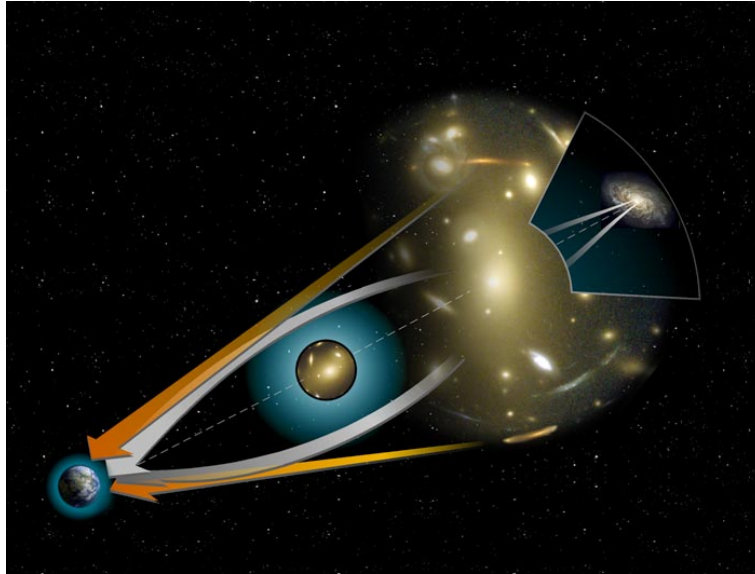


Figura 1.2: *Rappresentazione grafica del lensing gravitazionale (destra) ed esempio del lensing dovuto all'ammasso Abel 2218 (sinistra).*

massa proporzionale alla distanza  $M(r) \propto r$  costituito da materia oscura che si concentra principalmente sugli estremi della galassia.

### 1.1.2 Ammassi di Galassie

Un ammasso di galassie è una struttura di almeno 50 galassie legate gravitazionalmente che si muovono attorno ad un centro di massa comune. Negli anni '30 l'astronomo svizzero F. Zwicky teorizzò la presenza di materia oscura studiando l'ammasso della Chioma di Berenice: tale ammasso, sebbene stabile dalle osservazioni, risultava infatti essere gravitazionalmente instabile in quanto la velocità delle galassie misurata era maggiore della velocità di fuga, portando ad un contrasto tra quanto osservato e quanto misurato.

Dai dati ottenuti Zwicky concluse che la massa determinata dalla dinamica dell'ammasso corrispondeva a  $\sim 400$  volte la massa osservabile [3]. Tale osservazione portò alla prima ipotesi dell'esistenza di materia non visibile ma in grado di interagire gravitazionalmente.

### 1.1.3 Lensing Gravitazionale

La teoria della Relatività Generale di Einstein prevede che la luce segua esclusivamente le geodetiche della metrica spazio-temporale [4]. La presenza di una massa modifica la metrica e conseguentemente il cammino seguito dalla luce varia in prossimità di una

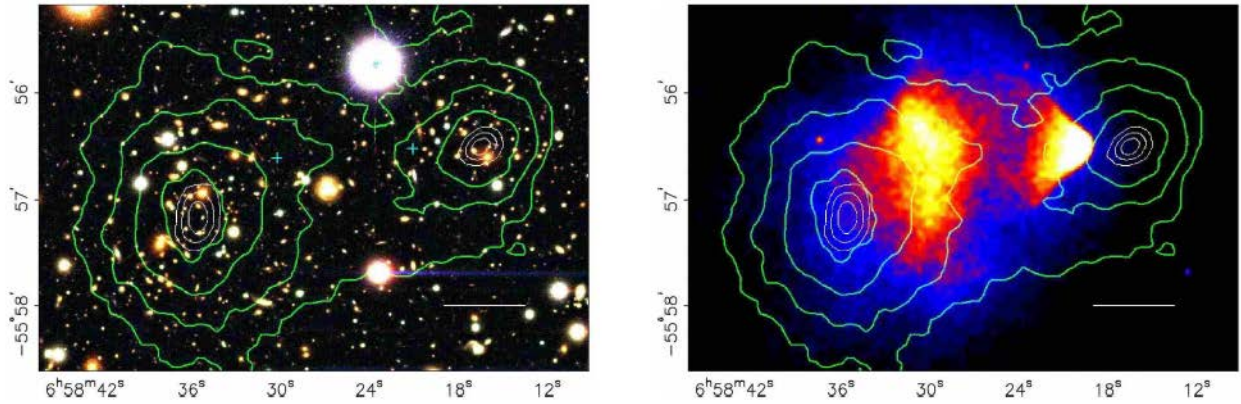


Figura 1.3: *Bullet cluster* appartenente all'ammasso 1E 0657-558. Le curve in verde rappresentano il profilo di potenziale gravitazionale per diversi livelli di confidenza: 68%, 95.5% e 99.7%.

massa: tale fenomeno è alla base del lensing gravitazionale. Questo effetto è spesso utilizzato in astronomia per determinare l'intensità dei campi gravitazionali di galassie o ammassi di galassie.

Valutando l'intensità della deflessione della luce da parte della struttura in esame è possibile determinarne la massa gravitazionale. Il confronto tra la massa determinata dal lensing gravitazionale con quella calcolata attraverso la luminosità porta in diversi casi alla necessità di introdurre una componente massiva non visibile come la materia oscura. Sfruttando il lensing gravitazionale sono stati determinati i profili di potenziale gravitazionale del bullet cluster in Fig. 1.3 e paragrafo 1.1.4.

### 1.1.4 Bullet Cluster

Si definisce *bullet cluster* l'urto di un subammasso di galassie di piccole dimensioni contro un subammasso più grande: tale nome deriva dalla forma del sistema simile a quella di un proiettile sparato contro un bersaglio. Durante l'urto, mentre le galassie sono solamente rallentate in maniera trascurabile dall'attrazione gravitazionale delle vicine, il gas intergalattico interagisce elettromagneticamente emettendo raggi X e rallentando così la propria corsa.

L'osservazione del bullet cluster appartenente all'ammasso 1E 0657-558 (Fig. 1.3) costituisce una delle principali prove dell'esistenza della materia oscura [5]: dal rilevamento dei raggi X prodotti dal gas si osserva una distribuzione della massa diversa da quella osservata per mezzo del lensing gravitazionale. Questa discrepanza può essere spiegata introducendo la presenza di materia non osservabile e non interagente elettromagneti-



camente, caratteristiche riconducibili alla materia oscura. Tale separazione è ricondotta al diverso tipo di interazione del gas e della materia oscura: mentre il primo interagisce elettromagneticamente, la seconda interagisce solo gravitazionalmente e risente quindi di una minore forza frenante che le permette di allontanarsi maggiormente.

### 1.1.5 Radiazione Cosmica di Fondo

La radiazione cosmica di fondo (CMB, *Cosmic Microwave Background*) permea l'Universo ed è caratterizzata dall'essere fortemente isotropa: la sua presenza è una delle principali prove a supporto della teoria del Big Bang secondo la quale l'Universo ebbe inizio da una singolarità ad altissima densità di energia. Tale radiazione corrisponde ad una temperatura media di  $\sim 2.7 K$  [6]. La sonda Planck dell'agenzia spaziale ESA ha osservato tra il 2009 e il 2013 il CMB fornendone la mappatura più dettagliata finora disponibile riconoscendo differenze nell'ordine del decimo di  $\mu K$ . Le anisotropie evidenziate da Planck ( $\Delta T \sim 50 \mu K$ ) rappresentano una delle principali prove a favore dell'esistenza della materia oscura. Tali anisotropie possono essere scomposte in armoniche sferiche [7] ed è possibile valutarne il contributo per singolo multipolo (all'armonica di grado  $l$  corrisponde un multipolo di momento  $l$ ): dalle fluttuazioni del CMB si ricava uno spettro (Fig. 1.4) in totale analogia con la scomposizione dei segnali sfruttando la serie di Fourier.

Nella fase antecedente al disaccoppiamento radiazione-materia le fluttuazioni quantistiche hanno permesso alla materia di distribuirsi uniformemente con piccole variazioni di densità. Le anisotropie osservate sono dovute al differente comportamento della materia oscura e luminosa. Mentre la materia oscura risente esclusivamente dell'attrazione gravitazionale e si comprime, la materia luminosa risente anche della pressione di radiazione elettromagnetica che si oppone all'attrazione gravitazionale. La materia oscura, continuando a comprimersi, forma buche di potenziale gravitazionale di cui risente anche la materia non oscura: quest'ultima è attratta nella buca di potenziale contribuendo ulteriormente con la sua massa alla profondità. L'azione della pressione di radiazione combinata all'attrazione gravitazionale porta a fluttuazioni simili a quelle di un oscillatore armonico [8]: tali oscillazioni della materia visibile causano fluttuazioni della temperatura (comprimendosi aumenta, espandendosi diminuisce). Le fluttuazioni che si osservano (Fig. 1.5) sono quindi dovute alla presenza di buche di potenziale dove si concentra sia massa luminosa che oscura portando quindi a fluttuazioni della temperatura del CMB: laddove la materia è più densa la temperatura è più alta.

Un fit ai dati sperimentali ottenuti da Planck comporta la necessità di introdurre una quantità di materia oscura nell'Universo pari al 26.8%.

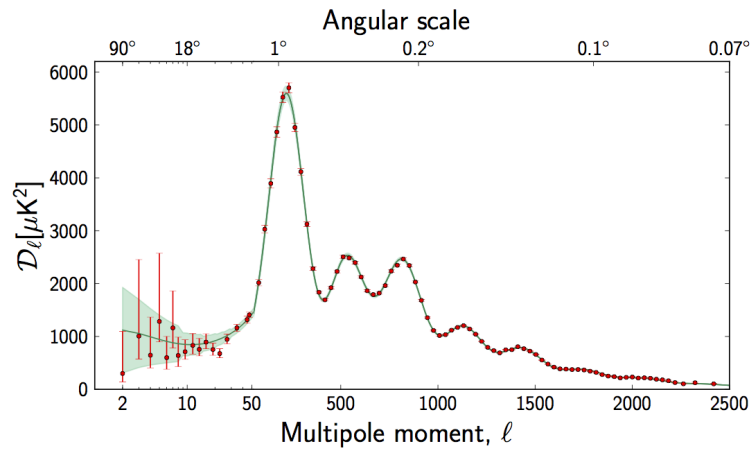


Figura 1.4: *Spettro delle anisotropie della CMB in funzione del momento di dipolo ottenute con il satellite Planck.*

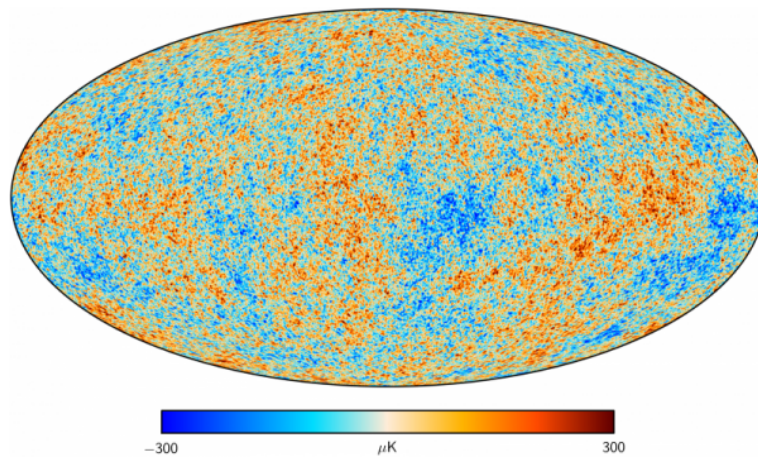


Figura 1.5: *Mappa della radiazione cosmica di fondo (CMB) ottenuta con il satellite Planck (2013).*

## 1.2 Evidenze Cosmologiche

In accordo con la teoria della Relatività Generale di Einstein [4] è possibile definire un campo gravitazionale a partire dalla metrica spazio-tempo  $g_{\mu\nu}$  data dall'equazione di campo

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

dove è necessario ricondursi alla ben nota legge di gravitazione di Newton per approssimazione di campo debole non relativistico. Dal momento che è necessario descrivere l'Universo in evoluzione non si ha più a disposizione un vettore di Killing temporale in quanto la metrica necessariamente deve cambiare con il passare del tempo. Considerando la sola omogeneità e isotropia dell'Universo si ottiene la metrica Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.5)$$

dove  $k$  è una costante e  $a(t)$  è un fattore di scala. Sostituendo questa metrica nell'equazione di campo di Einstein si ottengono le due equazioni di Friedmann di cui si riportano solo le conclusioni: si definisce costante di Hubble  $H = \frac{\dot{a}}{a}$ , sebbene non sia necessariamente una costante. Definendo il parametro di densità  $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$  con la densità critica  $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N}$  si riscrivono le equazioni di Friedmann come

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (1.6)$$

da cui si ottengono tre possibili scenari:

- $\rho < \rho_c \Leftrightarrow \Omega < 1 \Leftrightarrow k = -1 \Leftrightarrow$  Universo aperto
- $\rho = \rho_c \Leftrightarrow \Omega = 1 \Leftrightarrow k = 0 \Leftrightarrow$  Universo piatto
- $\rho > \rho_c \Leftrightarrow \Omega > 1 \Leftrightarrow k = +1 \Leftrightarrow$  Universo chiuso

Queste tre possibilità portano a differenti ipotesi di evoluzione dell'Universo: un Universo aperto è in continua espansione, un Universo piatto, pur essendo anch'esso in continua espansione, a causa della maggiore densità rallenta la sua espansione fino ad essere in una condizione praticamente stazionaria. Infine un Universo chiuso ha una densità tale da contrastare l'espansione: questo comporta un'inversione dell'espansione in contrazione fino ad avere un evento opposto al Big Bang definito Big Crunch. Il Big Crunch è il collasso dell'Universo in una singolarità del tutto analoga a quella da cui ha avuto origine.

Osservazioni anche recenti come la CMB suggeriscono che il nostro Universo sia in una condizione di piattezza, cioè  $\Omega = 1$ . Dai dati ottenuti dalla sonda Planck nello studio

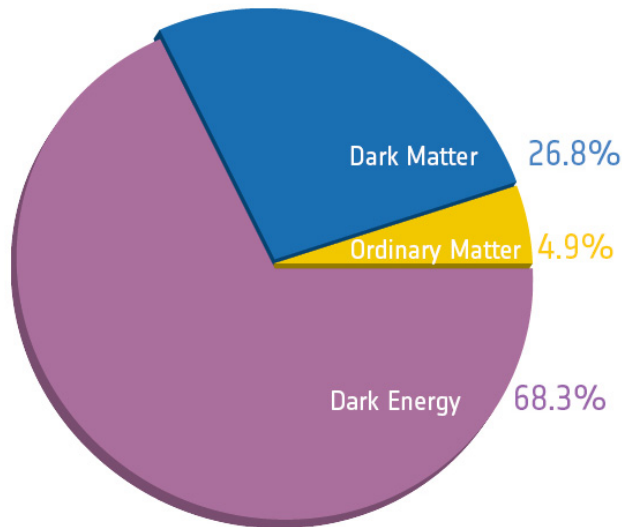


Figura 1.6: *Composizione dell'Universo in accordo con i dati ottenuti dal satellite Planck (2013).*

della radiazione cosmica di fondo si è osservata una suddivisione dei contributi a tale parametro così fatta: 4.9% di materia ordinaria barionica, 26.8% di materia oscura (prevalentemente CDM) e il restante 68.3% di energia oscura.

Tali conclusioni sono in accordo con il modello cosmologico  $\Lambda$ CDM per cui l'Universo è composto in prevalenza da energia oscura, introdotta dall'uso della costante cosmologica, e da materia oscura fredda di cui si tratterà in maniera più approfondita nel paragrafo successivo.

### 1.3 Ipotesi sulla Natura della Materia Oscura

Sono numerose le ipotesi avanzate nell'arco degli anni sulla natura della materia oscura, ma fino ad oggi non vi sono ancora state conferme sperimentali sufficientemente attendibili [9]. Si possono immediatamente distinguere due tipi di materia oscura: barionica e non barionica. La materia oscura barionica è composta da corpi celeste massivi non sufficientemente luminosi definiti MACHO (*MAssive Compact Halo Object*). La materia oscura non barionica si suddivide in materia oscura calda (*HDM*) e fredda (*CDM*): queste sono composte rispettivamente da particelle in moto relativistico o meno e rappresentano un residuo della fase di disaccoppiamento radiazione-materia.

### 1.3.1 MACHO

La presenza di materia oscura barionica è facilmente prevedibile: l'esistenza di corpi celesti che non emettono radiazione elettromagnetica sufficientemente intensa da poter essere osservata è un dato di fatto ben noto, basti infatti pensare a corpi celesti quali i pianeti. I principali costituenti della materia oscura barionica sono i MACHO, ossia oggetti molto massivi e poco luminosi come nane brune, stelle fredde (ad esempio stelle di neutroni o nane bianche) o buchi neri primordiali formatisi immediatamente dopo il Big Bang. Gli esperimenti volti all'individuazione di questo tipo di oggetti si basano sulla tecnica di *microlensing gravitazionale*: se un MACHO si interpone fra l'osservatore e una stella può causare un apparente aumento di luminosità per un breve periodo di tempo (da pochi giorni fino ad alcuni mesi per i corpi maggiormente massivi). L'esperimento EROS (*Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres*) a La Silla (Cile) ha tenuto sotto osservazione per 5 anni circa 30 milioni di stelle appartenenti alle Nubi di Magellano individuando in totale 8 possibili MACHO [9, 10]: i dati ricavati confermano che una frazione della materia oscura è di tipo barionico, ma sicuramente una minima parte non sufficiente a spiegare in pieno la natura della materia oscura. In Figura 1.7 è riportato un esempio di osservazione del passaggio di un oggetto MACHO con rispettivo aumento di luminosità

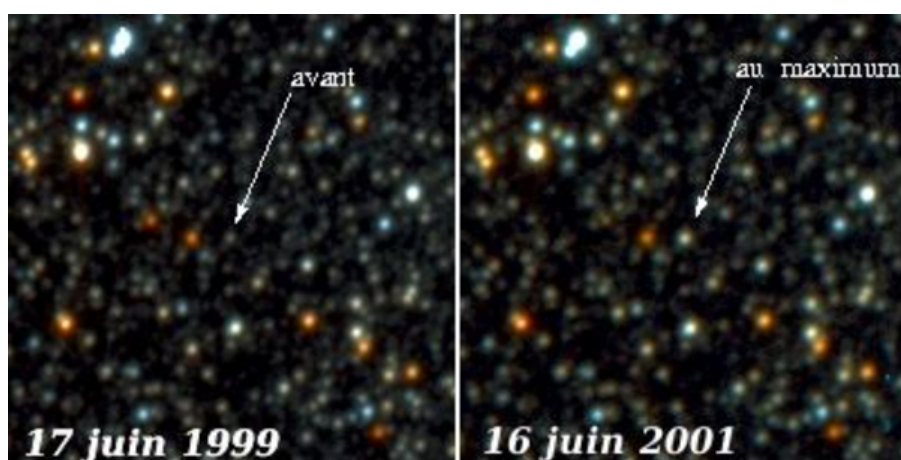


Figura 1.7: Esempio di aumento di luminosità osservato da EROS a causa del passaggio di un oggetto MACHO.

### 1.3.2 WIMP

La materia oscura non barionica è composta da particelle il cui comportamento è rimasto impresso al momento di disaccoppiamento radiazione-materia. Da questo dipende fortemente il processo di aggregazione della materia e quindi la formazione dei sistemi celesti osservati oggi. La materia oscura non barionica si suddivide in due classi [1]:

- HDM (*Hot Dark Matter*), materia poco massiva e con velocità relativistiche. I principali candidati di questo tipo sono i *neutrini fossili* originati dal Big Bang di cui ci si aspetta una densità di circa  $300 \text{ cm}^{-3}$  e una massa molto piccola ( $< 0.23 \text{ eV}$ ), quindi non sufficiente a dare conto totalmente della quantità di materia oscura stimata (cfr. 1.1.5) [11]. Questo tipo di materia determina il modello di sviluppo dell'Universo di tipo *top-down* secondo cui l'Universo come lo vediamo proviene dalla formazione dapprima di grandi strutture che si sono frammentate nel tempo per formare strutture più piccole. I tempi caratteristici di tale formazione sono però incompatibili con le osservazioni compiute.
- CDM (*Cold Dark Matter*), materia massiva di velocità non relativistica. A tale gruppo appartengono i due candidati più attendibili: gli *assioni* derivanti teoricamente dalla violazione della parità CP e potenzialmente rilevabili grazie all'effetto Primakoff, ossia la possibilità per gli assioni di convertirsi in fotoni in presenza di un intenso campo elettromagnetico. L'altro candidato sono le WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) di cui sarà fornita una trattazione più esaustiva successivamente. Questo tipo di materia determina il modello *bottom-up* secondo cui le prime strutture a formarsi furono le più piccole (ammassi stellari e piccole galassie) agglomeratesi poi a formare ammassi di galassie e superammassi. Tale modello è in accordo con le osservazioni sperimentali come la presenza di ammassi non legati.

Il presente lavoro di tesi si concentra principalmente sul secondo candidato per la CDM, ossia le particelle definite generalmente con l'acronimo WIMP. Queste interagiscono solo gravitazionalmente e debolmente da cui le bassissime sezioni d'urto. Alcuni candidati emergono naturalmente da teorie fuori dal Modello Standard: la massa è in un range tra pochi GeV e 1 TeV.

Alcuni candidati naturali al ruolo di WIMP emergono da modelli al di là del modello Standard come ad esempio la supersimmetria (SUSY): ad ogni particella è associato un partner supersimmetrico, fermione nel caso di partner bosonico e bosone nel caso di partner fermionico. Tale teoria discende dall'idea secondo la quale ad altissime energie sparisce la differenza tra bosoni a spin intero e fermioni a spin semintero.

Nell'ambito della teoria supersimmetrica il migliore candidato per le WIMP è il più leggero neutralino  $\chi$ : in realtà è ipotizzata l'esistenza di quattro neutralini con massa  $0.1 \div 1 \text{ TeV}$ , differenti combinazioni lineari dei partner di  $\gamma$ ,  $Z$ ,  $H_1^0$  e  $H_2^0$  [12].

Dalle osservazioni dell'andamento della velocità delle stelle dell'alone galattico è possibile stimare la densità e la velocità di queste particelle nella nostra galassia come  $\rho_{WIMP} = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$  e  $\bar{v}_{WIMP} = 270 \text{ km/s}$ .

### 1.3.3 MOND

La teoria MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*) fu proposta nel 1981 dal fisico israeliano Mordehai Milgrom: in alternativa all'esistenza della materia oscura ipotizzò la possibilità di modificare la dinamica newtoniana per accelerazioni molto basse.

Tale teoria prevede una modifica della seconda legge di Newton per scale di grandezza superiori a quelle tipiche del Sistema Solare: introducendo un'opportuna costante  $a_0 = 2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$  è possibile spiegare l'andamento fisso della velocità delle stelle dell'alone galattico senza introdurre l'esistenza della materia oscura [13]. La seconda legge di Newton modificata diventa

$$F = ma\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \quad (1.7)$$

dove per piccoli valori dell'accelerazione si può effettuare l'approssimazione

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \simeq \frac{a}{a_0}. \quad (1.8)$$

Sfruttando la seconda legge di Newton così modificata e la legge di gravitazione universale classica si può determinare l'accelerazione acquisita dalle stelle in funzione della distanza dal centro della galassia. Da tale relazione è possibile determinare l'andamento della velocità per grandi distanze (piccole accelerazioni):

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{a^2}{a_0} \quad \rightarrow \quad a = \frac{\sqrt{GM}}{r} \quad \rightarrow \quad v = (GMa_0)^{1/4}.$$

L'andamento costante della velocità è in ottimo accordo con quanto effettivamente osservato e per tale motivo la teoria MOND rappresenta un'alternativa alla spiegazione dell'andamento della velocità di rotazione delle galassie. Questa risulta inefficace nel tentativo di spiegare fenomeni quali il bullet cluster o il lensing gravitazionale ed è quindi considerata meno attendibile dell'attuale modello cosmologico  $\Lambda$ CDM.

La teoria MOND non è l'unico tentativo compiuto di modifica della legge di gravitazione universale per evitare l'introduzione della materia oscura nel modello cosmologico, bensì fu la prima ipotesi realmente competitiva con quella della materia oscura. Negli anni successivi furono proposti modelli simili nell'ambito della relatività generale con cui il modello MOND non è in buon accordo.

## 1.4 Rivelazione della Materia Oscura

Le tecniche di rivelazione delle particelle che costituiscono la materia oscura non barionica si diversificano in base alla natura della particella ricercata. In questa trattazione ci si concentrerà esclusivamente sulle tecniche di rivelazione di WIMP: a causa della natura stessa di questo tipo di particelle la loro rivelazione è molto complicata e richiede esperimenti di altissima sensibilità. Le tecniche si dividono in due categorie: rivelazione indiretta e rivelazione diretta [14].

### 1.4.1 Rivelazione Indiretta

La rivelazione indiretta consiste nella ricerca di prodotti dell'interazione della materia oscura con essa stessa. L'osservazione di una maggiore quantità di particelle prodotte da tale interazione può indicare la presenza di processi di annichilazione di WIMP: in base al tipo di prodotti che si vogliono/possono osservare è necessario sfruttare apparati sperimentali appositi [15].

L'osservazione di radiazione gamma, di energia dell'ordine del GeV fino al TeV, deve essere compiuta esternamente all'atmosfera terrestre, ad essa opaca: questo richiede l'uso di appositi telescopi in orbita di tipo Čerenkov.

Neutrini e antineutrini prodotti dall'annichilazione di materia oscura all'interno di corpi massivi quali il Sole possono essere osservati con appositi telescopi, generalmente posti sotto grandi strati di ghiaccio o di acqua (ad esempio il telescopio sottomarino KM3NeT [16] a largo di Capo Passero, Sicilia o ICECUBE al Polo Sud).

Le particelle cariche prodotte dall'annichilazione possono inoltre produrre onde radio provenienti dal centro delle galassie: la rivelazione di tali onde radio può portare a misure della materia oscura solamente se si conosce la distribuzione della densità di materia oscura all'interno della galassia in esame.

Infine è di particolare rilievo l'osservazione della produzione di coppie particella-antiparticella, soprattutto  $p\bar{p}$  e  $e^-e^+$ : negli ultimi anni sono state evidenziate diverse anomalie negli spettri di carica riconducibili alla presenza di materia oscura sfruttando questo tipo di osservazioni. Gli ultimi risultati (Aprile 2015) arrivano dall'esperimento AMS-02 posto sulla stazione ISS [17]. Il rilevamento di un'anormale quantità di antimateria può essere ricondotta all'annichilazione di materia oscura, ma la carica di queste particelle le rende sensibili a possibili deflessioni a causa di campi elettromagnetici galattici rendendo impossibile ricostruirne la provenienza. Tale impossibilità rende questo tipo di osservazioni non sufficienti ad affermare l'esistenza della materia oscura.

### 1.4.2 Rivelazione Diretta

La tecnica di rivelazione diretta mira ad osservare le WIMP di velocità inferiore a quella di fuga dalla Via Lattea rimaste quindi intrappolate nell'alone galattico. Tali particelle



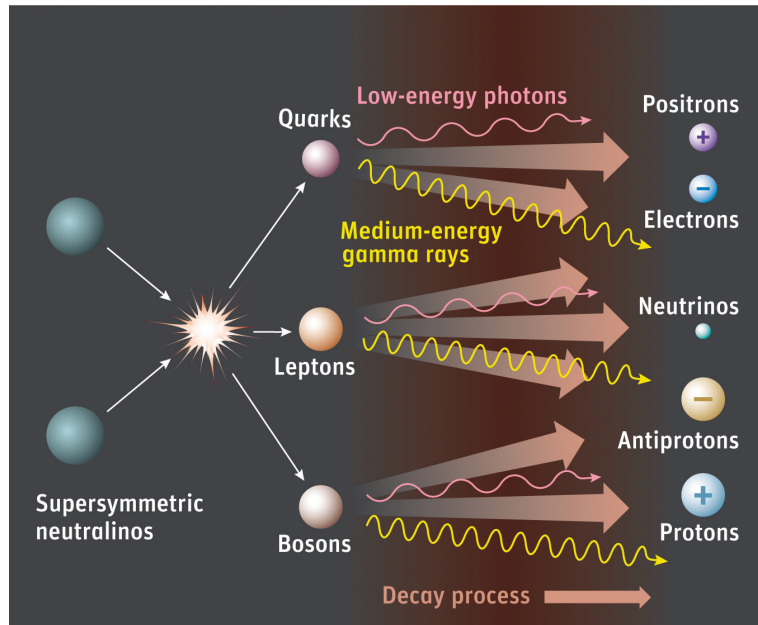


Figura 1.8: *Possibili processi di annichilazione di WIMP con produzione di particelle pesanti che decadono velocemente in raggi  $\gamma$  e coppie  $e^-e^+$ ,  $p\bar{p}$  e  $\nu\bar{\nu}$ .*

possono interagire con i nuclei della materia ordinaria per via debole e con una sezione d'urto molto piccola. Il limite superiore per tale sezione d'urto è ad oggi fissato a  $7.6 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$  per una massa di 33 GeV (LUX [18]): le WIMP sono perfettamente in grado di attraversare corpi massivi come la Terra senza mai interagire. Le collisioni che possono avvenire tra WIMP e nucleo possono essere sia di tipo elastico sia anelastico e possono dipendere o meno dallo spin. A causa delle basse energie in gioco è necessario sfruttare strumenti ad altissima precisione in grado di rilevare segnali dell'ordine del keV.

Gli esperimenti basati su questo tipo di rivelazione devono essere compatibili con sezioni d'urto molto basse e quindi i tempi di esposizione si prolungano anche per diversi anni: secondo alcuni modelli teorici un campione di 2 kg ( $\sim 10^{25}$  atomi) interagisce con una WIMP una volta all'anno via diffusione elastica [1]. Le bassissime energie in gioco inoltre richiedono di considerare e ridurre tutte le possibili fonti di rumore come la radioattività naturale e i raggi cosmici: per schermare questi ultimi molti degli esperimenti sono situati in laboratori sotterranei. Un esempio di esperimento di rivelazione diretta di WIMP è XENON, ospitato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [19].

## 1.5 Progetto XENON

Il progetto XENON, iniziato nel 2002, si propone di rivelare in modo diretto le WIMP mediante la loro diffusione elastica su nuclei di Xenon utilizzato come bersaglio. Tale esperimento ha già superato diverse fasi fornendo risultati sempre più precisi: il rivelatore XENON100 ha permesso di stabilire un limite superiore per la sezione d'urto di WIMP di 55 GeV pari a  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per collisioni elastiche indipendenti dallo spin. A causa di questa bassa probabilità di interazione è necessario che i rivelatori utilizzati siano molto massivi e schermati da eventuali segnali di fondo: tale necessità ha portato alla scelta del Laboratorio Nazionale del Gran Sasso (LNGS) come luogo per l'installazione del progetto.

I laboratori LNGS sono ideali in quanto schermati dalla radiazione cosmica dai 1400 metri di roccia sovrastante. Inoltre la radioattività naturale è migliaia di volte inferiore rispetto alla superficie a causa della minima presenza di uranio e torio nella roccia di tipo dolomitico [20].

### 1.5.1 Perché lo Xenon?

I progetti di rivelazione diretta delle WIMP si basano sull'interazione di queste particelle ancora ignote con la materia ordinaria: l'esperimento XENON sfrutta come bersaglio grandi quantità di Xenon ( $Z=54$ ) in fase liquida.

La scelta di questo elemento come bersaglio è dovuta agli innumerevoli vantaggi che questo comporta sia per quanto riguarda l'aumento di probabilità di interazione sia per la possibilità di riduzione del rumore [21]. Dato il grande numero di massa la sezione d'urto indipendente dallo spin è maggiore rispetto ad altri gas nobili ( $\sigma \propto A^2$ ), inoltre la sua densità lo rende un elemento autoschermante.

Ad accentuare i suoi vantaggi di riduzione del rumore vi è anche il fatto che non siano presenti isotopi dello Xenon radioattivi di lunga vita media: l'unica presenza radioattiva di disturbo sono isotopi di kripton  $^{85}\text{Kr}$  da cui però può essere purificato opportunamente.

Ulteriori benefici nell'uso dello Xenon sono la sua non troppo bassa temperatura di condensazione rispetto agli altri gas nobili ( $T_C \sim 170 \text{ K}$ , per l'Argon  $T_C \sim 87 \text{ K}$ ) e la possibilità di poter studiare interazioni sia dipendenti che indipendenti dallo spin per la presenza di isotopi a spin non nullo.

Lo Xenon, inoltre, è un eccellente scintillatore ( $\sim 4.2 \cdot 10^4$  fotoni/MeV di  $\lambda \simeq 175 \text{ nm}$ ) e un ottimo mezzo da ionizzare ( $\sim 6 \cdot 10^4$  coppie/MeV): questo permette di avere segnale sia luminoso sia di carica.

## 1.5.2 Time Projection Chamber

Il nucleo dei rivelatori del progetto XENON è la TPC (*Time Projection Chamber*) a doppia fase di Xeno, liquida (LXe) e gassosa (GXe) [22, 23, 24]: è qui che avviene l'effettiva interazione tra le WIMP e lo Xeno bersaglio. Tale rivelatore di forma cilindrica contiene al suo interno Xeno liquido per la maggior parte e in contributo minore Xeno gassoso mantenuti a temperatura di condensazione. La parte più interna dello Xeno liquido costituisce il volume fiduciale, infatti la frazione più esterna ha principalmente azione schermante.

Nella base superiore della camera è presente un anodo mentre nella base inferiore un catodo: l'azione di questi (insieme a elettrodi intermedi) produce un campo elettrico uniforme all'interno della camera. In corrispondenza della superficie di separazione LXe-GXe è posta una griglia mantenuta a massa per permettere di mantenere due valori differenti del campo elettrico nello Xeno liquido e gassoso.

La TPC è infine dotata di PMT (*Photo Multiplier Tubes*) all'estremità superiore e inferiore definiti rispettivamente *top* e *bottom array*.

La particella interagente nel volume fiduciale di LXe produce fotoni di scintillazione diretta e coppie  $e^-$  - ione: parte di quest'ultime si ricombina immediatamente producendo radiazione che contribuisce alla scintillazione diretta.

Gli elettroni che non si ricombinano risentono del forte campo elettrico presente nella TPC: muovendosi con velocità di deriva questi migrano verso l'anodo. Raggiunta la superficie di separazione LXe-GXe l'intenso campo elettrico presente tra la griglia e l'anodo estrae questi elettroni accelerandoli in maniera tale da eccitare atomi di GXe generando la cosiddetta "scintillazione proporzionale".

Dal rapporto tra l'intensità del segnale di scintillazione primaria ( $S_1$ ) e proporzionale ( $S_2$ ) si può distinguere la natura del processo osservato. A parità di energia cinetica un bersaglio maggiormente massivo rincula con velocità minore di un bersaglio leggero: tale differenza si risente quindi in accordo con la teoria di Bethe-Bloch secondo cui la perdita di energia per ionizzazione è proporzionale a  $\beta^{-2}$ . Il rinculo di un nucleo massivo come quello dello Xeno produce una grande densità di ioni a cui corrisponde una maggiore ricombinazione degli elettroni liberi: questo diminuisce la probabilità di scintillazione nel GXe.

Basandosi su tale modello è possibile distinguere i segnali prodotti dal *nuclear recoil* ( $S_1$ ) dovuto all'interazione particella-nucleo dai segnali prodotti dal *electronic recoil* ( $S_2$ ) dovuto a fotoni o elettroni (Fig. 1.9). Il rapporto tra la "scintillazione proporzionale" e quella diretta nel primo caso è molto minore dello stesso rapporto nel secondo caso

$$\left(\frac{S_2}{S_1}\right)_N \ll \left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{e^-}.$$

In questo modo nel rivelatore attualmente in funzione XENON100 è possibile eliminare il 99.75% dei segnali di natura elettronica rivelando così il 50% dei segnali di natura

nucleare riconducibili a interazioni di WIMP o neutroni.

Un'ulteriore potenzialità della TPC è la sua capacità di ricostruire nello spazio tridimensionale la posizione in cui è avvenuta l'interazione con una precisione dell'ordine del mm. La coordinata  $z$  lungo l'asse di simmetria della struttura è determinata a partire dal ritardo tra il segnale  $S_1$  e il segnale  $S_2$ . Le coordinate  $x$  e  $y$  sono invece determinate dalla distribuzione dei fotoni rilevati nei fotomoltiplicatori posti nella parete superiore e inferiore della TPC.

La ricostruzione tridimensionale del punto d'interazione permette appunto la fiducializzazione del volume del rivelatore: sono cioè considerati solamente gli eventi la cui posizione spaziale è nel volume fiduciale di Xenon.

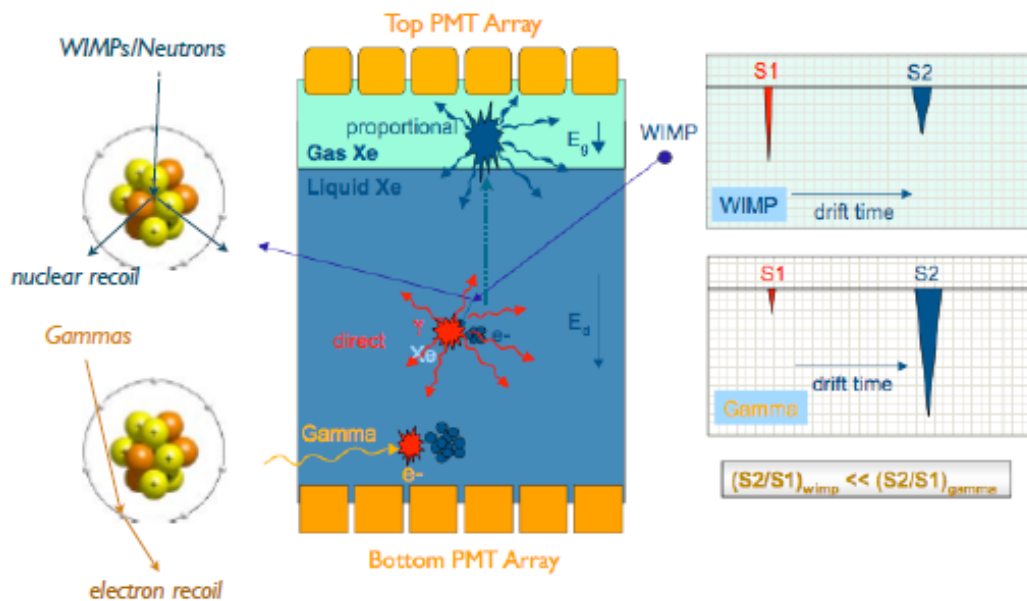


Figura 1.9: Schema della TPC a doppia fase del progetto XENON. La WIMP incidente nel LXe produce fotoni di scintillazione e di ricombinazione  $e^-$  - ione (segnale S<sub>1</sub>); gli elettroni liberi derivano verso l'anodo generando un secondo segnale per eccitazione degli atomi di GXe (segnale S<sub>2</sub>).

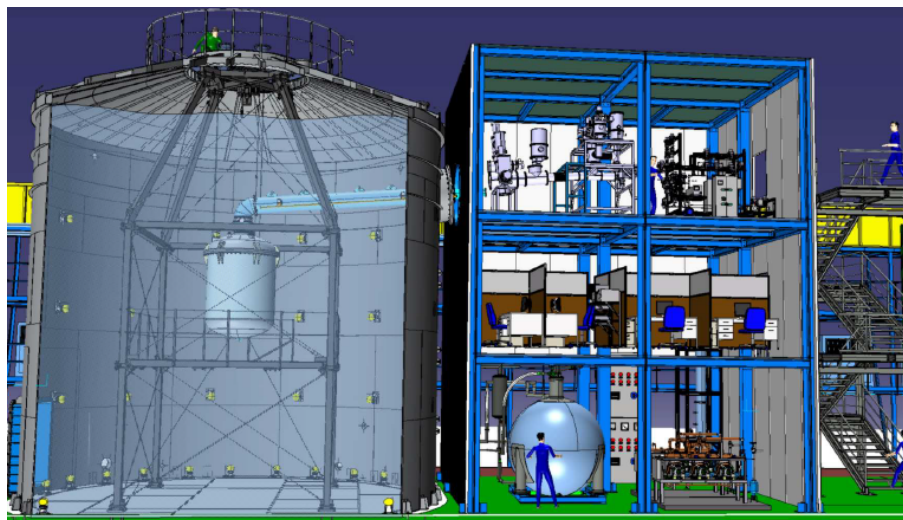


Figura 1.10: Rappresentazione del progetto XENON1T presso LNGS. Sono rappresentati anche la "water tank" e gli 84 PMT che realizzano il sistema di rivelazione del Muon Veto.

### 1.5.3 Fasi del Progetto XENON

Il progetto XENON ai LNGS è suddiviso in tre fasi, ciascuna caratterizzata da una dimensione crescente del rivelatore e quindi da una maggiore sensibilità. Il primo esperimento, XENON10, fu attivo dal 2005 al 2007 ed era caratterizzato da una TPC contenente 25 kg di Xenon di cui solo 5.4 kg fiduciali [25]. I dati acquisiti nell'arco di 58.4 giorni permisero di stabilire un limite superiore per la sezione d'urto sia dipendente sia indipendente dallo spin in funzione della massa delle WIMP al 90% del livello di confidenza. Tale limite si attesta a  $4.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$  per  $M_{WIMP} = 30 \text{ GeV}$  nel caso di interazione SI (*Spin Independent*) e a  $5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$  per uguale massa nel caso di interazione SD (*Spin Dependent*).

La fase successiva del progetto è XENON100, attivo dal 2008 e attualmente in fase di acquisizione dati: la quantità di Xenon è pari a 161 kg con una massa fiduciale di 62 kg. Questa seconda fase è caratterizzata da una riduzione del rumore di fondo di un fattore 100 rispetto a XENON10: dopo 225 giorni di run le osservazioni compiute, in accordo con il fondo aspettato, portarono ad un'ulteriore diminuzione del limite della sezione d'urto. Tale limite è attualmente pari a  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per interazione indipendente dallo spin WIMP-nucleo con  $M_{WIMP} = 55 \text{ GeV}$ , mentre per interazioni dipendenti dallo spin è  $3.5 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$  [26] (Fig. 1.11).

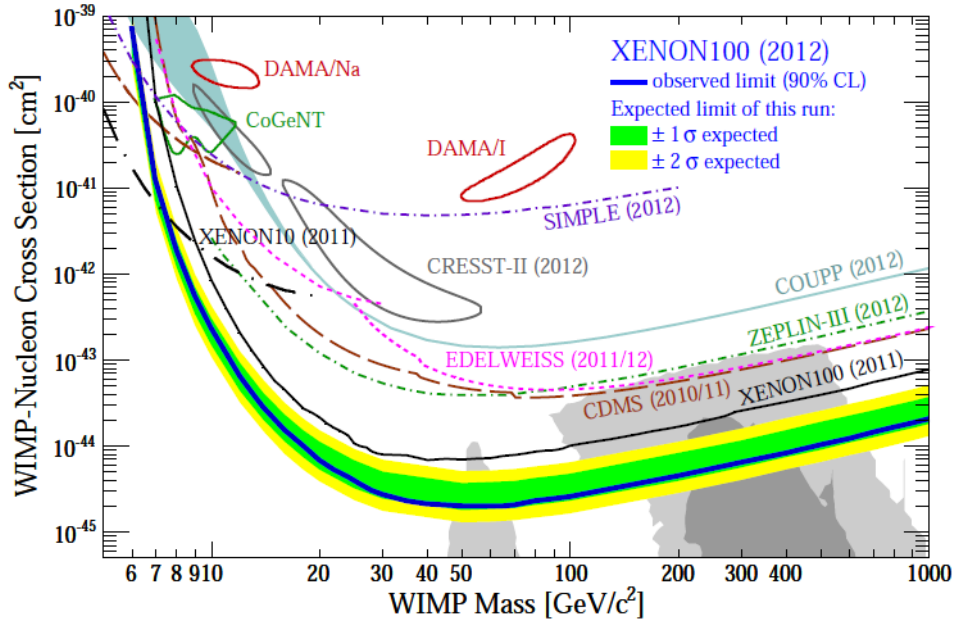


Figura 1.11: Sezione d'urto WIMP-nucleo indipendenti dallo spin in funzione della massa della WIMP.

### 1.5.4 XENON1T e XENONnT

La terza fase dell'esperimento è in costruzione presso la sala B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Fig. 1.10). Tale rivelatore (Fig. 1.12) sfrutta una quantità di Xeno pari a 3300 kg di cui 1100 kg costituiscono la massa fiduciale: l'aumento dello Xeno schermante e l'utilizzo di materiali meno radioattivi permette una diminuzione del fondo di circa due ordini di grandezza. In tale modo, sfruttando simulazioni Montecarlo, è possibile prevedere un limite inferiore per la sezione d'urto pari a  $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  per  $M_{WIMP} = 50 \text{ GeV}$  [19].

Il rivelatore è contenuto all'interno di una struttura cilindrica di diametro di base 10 m e alta 10 m totalmente riempita di acqua ed equipaggiata di fotorivelatori: questa funge come rivelatore di muoni (*muon veto*). Sfruttando l'effetto Čerenkov è possibile rivelare il passaggio di muoni cosmici; tali muoni infatti, interagendo, possono produrre neutroni anche di alta energia che possono arrivare all'interno della TPC e produrre un segnale analogo a quello atteso dall'interazione di una WIMP.

La struttura dell'esperimento XENON1T è tale da permettere un futuro ulteriore sviluppo: la TPC è infatti sostituibile mantenendo inalterati tutti gli altri elementi del rivelatore. Questo è dovuto al fatto che la TPC isolata termicamente da uno strato di vuoto è contenuta all'interno di un *vessel* che semplifica tale upgrade. Il possibile sviluppo XENONnT dovrebbe sfruttare 7000 kg di Xeno ultrapuro aumentando così la sensibilità: è previsto un abbassamento della sezione d'urto SI fino a  $3 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$  [27].

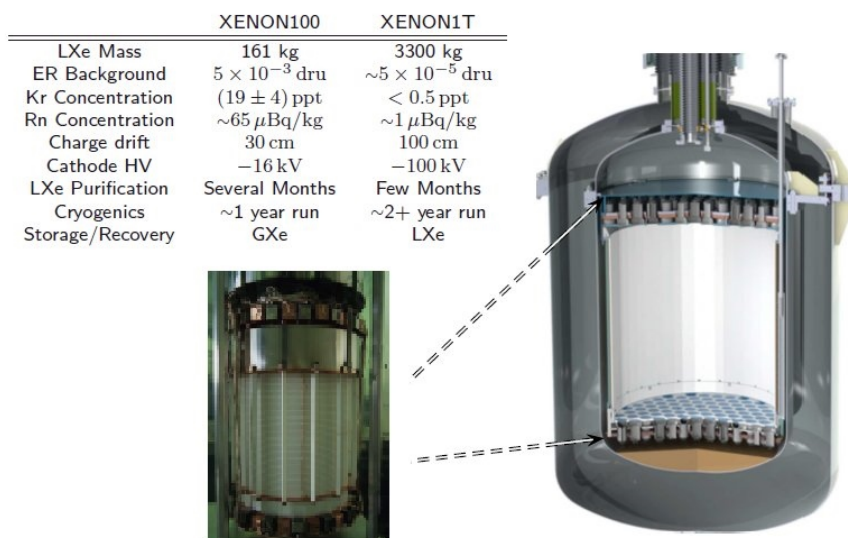


Figura 1.12: *Rappresentazione della TPC e confronto tra le caratteristiche tecniche di XENON100 e del suo successore XENON1T.*





# Capitolo 2

## Fotomoltiplicatori al Silicio

### 2.1 Introduzione

Nell'ottica di migliorare le prestazioni del progetto XENON è necessario non solo ridurre il rumore di fondo, ma anche abbassare l'energia di soglia di rivelazione. Questo lavoro di tesi si incentra sullo studio di una possibile soluzione a questo problema: l'utilizzo di fotomoltiplicatori al silicio (SiPM, *Silicon PhotoMultiplier*) potrebbe permettere un miglioramento della raccolta di luce grazie all'strumentazione con fotomoltiplicatori anche delle pareti laterali della TPC. L'utilizzo di SiPM è una possibile alternativa all'attuale tecnica di collezione della luce: due array di PMT posti alla base e alla sommità del rivelatore, caratterizzati da una bassa radioattività e da un'alta efficienza quantica.

### 2.2 Fotodiodi

Un fotodiodo è un dispositivo a semiconduttore che traduce un segnale luminoso in un segnale elettrico generando una corrente proporzionale all'intensità del fascio luminoso incidente. Questo è un normale diodo a giunzione PN con la regione P fortemente drogata per formare un contatto ohmico con l'anodo metallico: tale regione costituisce la superficie su cui incidono i fotoni, motivo per cui è rivestita da uno strato antiriflettente. Il funzionamento del fotodiodo è il seguente: un fotone penetrando nella regione di svuotamento (*depletion region*) può interagire con un atomo del semiconduttore drogato e nel caso in cui l'energia  $h\nu$  sia sufficiente si forma una coppia elettrone lacuna. Per via del campo elettrico generato dal potenziale di contatto la lacuna sarà attratta verso l'anodo (regione P) mentre l'elettrone, carico negativamente, sarà attratto verso il catodo (regione N).

Lo spessore della regione di svuotamento determina le caratteristiche del fotodiodo: un minore spessore comporta una diminuzione del tempo di transito delle cariche e quin-

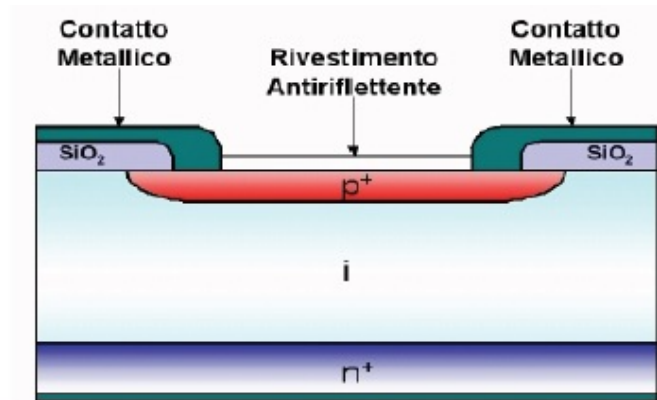


Figura 2.1: Sezione trasversale di un fotodiodo PiN.

di permette di raggiungere alte frequenze di eventi. Al contrario un maggiore spessore della regione di svuotamento diminuisce la capacità interna riducendo il rumore e incrementando l'efficienza quantica (cfr. 2.4.2).

### 2.2.1 Fotodiodo PiN

La struttura di un diodo PiN (Fig. 2.1) consiste in una giunzione PN dove la zona P e N (fortemente drogate) sono separate da un largo strato di semiconduttore intrinseco (indicato dalla lettera "i"). A causa del basso livello di drogaggio la regione intermedia di materiale intrinseco e la depletion region tendono a coincidere: questo lo rende un candidato ideale ad essere utilizzato come fotodiodo.

La regione di svuotamento di largo spessore implica una maggiore probabilità di produzione di coppia elettrone-lacuna per fotone incidente; il ritardo introdotto dall'aumento della distanza da percorrere per le particelle cariche è compensato da una loro maggiore mobilità nel materiale intrinseco rispetto a quello drogato.

### 2.2.2 APD

I fotodiodi a valanga (APD, *Avalanche PhotoDiode*) sono diodi a giunzione PN mantenuti ad una tensione di polarizzazione inversa  $V_A$  di poco inferiore alla tensione di breakdown  $V_B$ .

La rivelazione del segnale luminoso si basa sul fenomeno fisico definito "effetto valanga". Un fotone interagendo nella regione di svuotamento produce una coppia elettrone lacuna: questi portatori risentono del grande campo elettrico dovuto all'intensa tensione di polarizzazione subendo una forte accelerazione. Mentre la lacuna è attratta verso la regione drogata P, l'elettrone acquista una grande energia cinetica a causa dell'accelera-

zione nella direzione della regione N. Nel suo cammino il fotoelettrone urta altri elettroni del reticolo cedendo sufficiente energia da farne saltare dalla banda di valenza alla banda di conduzione; in questo modo si produce una coppia elettrone lacuna. A causa della presenza del forte campo elettrico anche la coppia prodotta dalla ionizzazione per impatto acquisterà una grande energia cinetica andando a generare, analogamente a quanto visto, altre coppie elettrone lacuna.

I fotodiodi a valanga che si basano sulla tecnologia dei fotodiodi PiN sono caratterizzati da due zone distinte: la zona di assorbimento del fotone e la zona di guadagno. La zona di assorbimento corrisponde alla depletion region, maggiormente estesa grazie allo strato di semiconduttore intrinseco, ed è qui che avviene la creazione della coppia elettrone lacuna primaria. La zona di guadagno è costituita da uno strato di semiconduttore drogato P tra la regione intrinseca e la regione fortemente drogata N: qui l'elettrone primario accelerato da un intenso campo elettrico produce gli elettroni per ionizzazione da collisione.

Tipico valore di guadagno, ossia il numero di elettroni generati per effetto valanga per singolo fotoelettrone primario, è dell'ordine di  $10^2$  e dipende sia dalla temperatura che dalla tensione di alimentazione. Questo tipo di fotodiodi a valanga basati sulla tecnologia PiN sono definiti SAM-APD (*Separate Absorption and Multiplication APD*); in Fig. 2.2 è rappresentato il loro funzionamento.

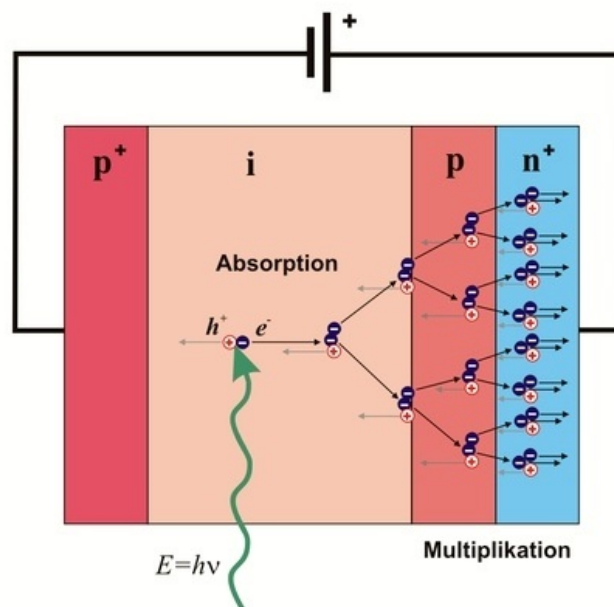


Figura 2.2: *Principio di funzionamento di un SAM-APD.*

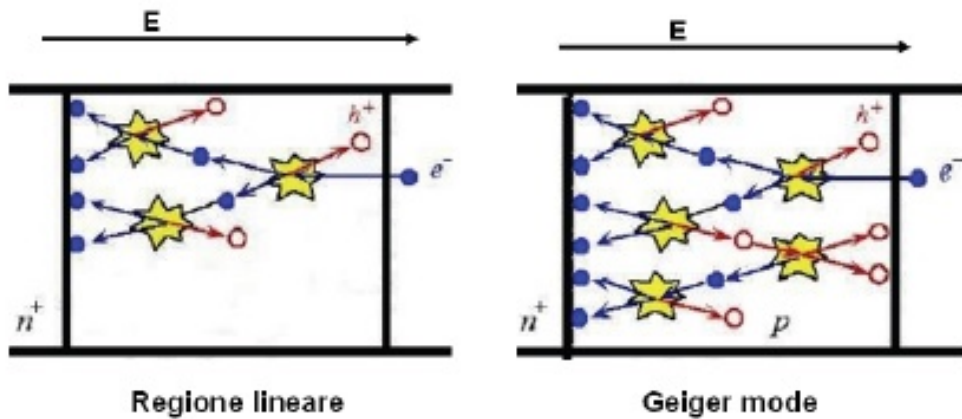


Figura 2.3: Schema dell'andamento della ionizzazione da collisione nei due differenti regimi: lineare e Geiger.

## 2.3 SiPM

La tecnologia dei fotomoltiplicatori al silicio SiPM si basa sull'impiego di fotodiodi a valanga APD utilizzati in modalità Geiger: ciò permette di ridurre sensibilmente la dipendenza del guadagno dalla tensione di polarizzazione applicata e dalla temperatura [28].

### 2.3.1 SPAD

Un fotodiodo a valanga SPAD è un fotodiodo APD mantenuto ad una tensione di polarizzazione superiore del 10 - 20% rispetto alla tensione di breakdown. In questo modo anche un solo fotone con energia sufficiente da produrre una coppia elettrone lacuna primaria genera una produzione a valanga di portatori di carica in grado di autosostenersi. Gli elevati campi elettrici presenti in questo tipo di fotodiodo permettono un elevato guadagno nell'ordine di  $10^6$  e rendono il SiPM un valido rivelatore anche per fasci luminosi di scarsa intensità. La corrente che si genera per singolo fotoelettrone raggiunge livelli macroscopici che possono raggiungere l'ordine dei mA con un tempo di salita di qualche centinaia di picosecondi [29]. Ciò che consente agli SPAD di avere un guadagno nettamente superiore a quello degli APD non è solamente la maggiore energia cinetica acquistata dagli elettroni, ma anche la possibilità per le lacune di ionizzare per impatto gli atomi permettendo la produzione di coppie elettrone lacuna, come mostrato in Fig. 2.3.

Questa configurazione è definita “modalità Geiger”, ossia il singolo fotodiodo SPAD può

solamente rivelare il passaggio o meno di fotoni, poichè il segnale prodotto è indipendente dalla quantità/intensità dei fotoni incidenti.

Poiché la valanga si autosostiene fintanto che la tensione di polarizzazione inversa  $V_A$  è maggiore della tensione di breakdown  $V_B$  è necessario riportare alle condizioni iniziali il fotodiodo. Per interrompere la valanga di portatori si deve portare la tensione di polarizzazione a valori  $V_A < V_B$ : questo processo richiede un certo periodo di tempo durante il quale non è possibile rivelare i fotoni incidenti ed è per questo definito tempo di *hold-off*. Per migliorare le prestazioni del fotorivelatore è necessario che il tempo di hold-off sia il più breve possibile. Ciò significa che la tensione  $V_A$  deve essere riportata ai valori iniziali ( $V_A < V_B$ ) così da aumentare i campi elettrici interni al dispositivo a valori tali da permettere l'effetto valanga. A tale scopo sono presenti diverse tipologie di circuiti di spegnimento, chiamati circuiti di *quenching*.

### 2.3.2 Struttura del SiPM

I fotorivelatori al silicio SiPM sono matrici planari di singoli fotodiodi a valanga in modalità Geiger (SPAD): la densità superficiale di tali elementi può variare nel range  $100 \div 10000 \text{ mm}^{-2}$ . I pixel che compongono la matrice sono identici in forma, dimensione e caratteristiche costruttive: questi sono collegati in parallelo e operano su un carico comune. Ciascuno SPAD della matrice è dotato di un resistore di quenching integrato  $R_B$ , come mostrato nello schema circuitale di Fig. 2.4. Questo non solo interrompe l'effetto valanga abbassando la tensione di polarizzazione inversa, ma permette anche un disaccoppiamento elettrico fra i vari pixel permettendo loro di operare come se fossero indipendenti nonostante carico e alimentazione siano comuni [30].

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 il segnale totale sarà possibile risalire al numero di pixel accesi e quindi al numero di fotoni incidenti. Il singolo pixel, ossia il singolo SPAD, si comporta come un dispositivo digitale: questo emette una quantità predefinita di carica (data dal suo guadagno) quando rivela un fotone.

Sommando i segnali dei singoli SPAD invece il SiPM si comporta come un dispositivo analogico: che restituisce un segnale proporzionale al numero di pixel accesi e quindi proporzionale al numero di fotoni incidenti.

Per migliorare le prestazioni di un SiPM è necessario ridurre il più possibile le dimensioni dei singoli SPAD: ciò permette infatti una migliore linearità tra i fotoni incidenti e i pixel accesi. Dal momento che il singolo SPAD non è in grado di distinguere il numero di fotoni incidenti ma solo il passaggio o meno di questi, per determinare l'intensità del fascio incidente è necessario che ad ogni pixel acceso corrisponda un solo fotone: in questo modo è possibile determinare il numero di fotoni incidenti sul SiPM.

Il collegamento in parallelo e l'alimentazione comune comportano la semplicità costrut-

tiva che caratterizza tale dispositivi, ad esempio sia l'anodo che il catodo sono costituiti da singolo pad.

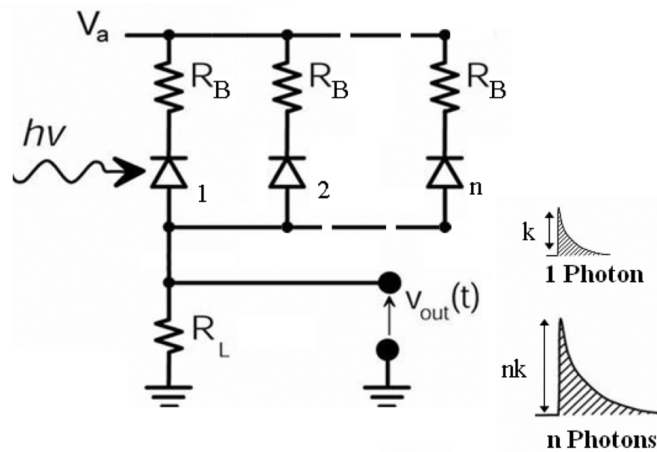


Figura 2.4: *Schema circuitale di un SiPM.*

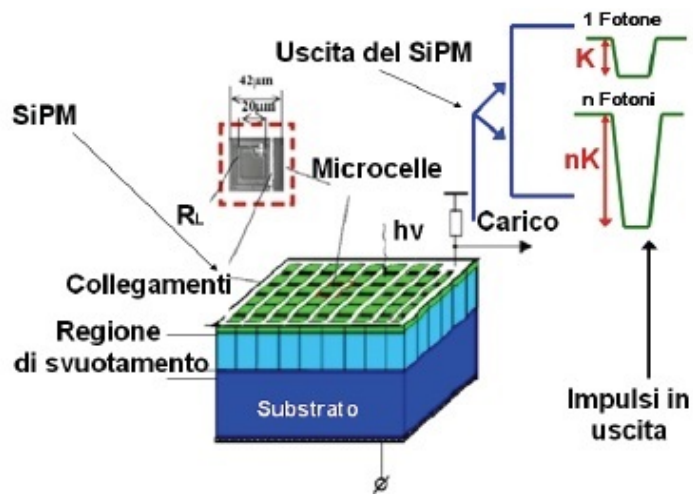


Figura 2.5: *Struttura tridimensionale del SiPM.*

## 2.4 Caratteristiche del SiPM

In questo paragrafo sono riportate le principali caratteristiche di un SiPM: il guadagno, l'efficienza di rivelazione e il range dinamico. In seguito sono riportate le principali fonti di rumore, cioè il cross talk, il dark rate e l'afterpulsing.

### 2.4.1 Guadagno

Il guadagno per un singolo pixel della matrice SiPM è definito come il rapporto tra la carica totale  $Q_{\text{pixel}}$  che attraversa la giunzione dello SPAD quando è rivelato un fotone e la carica elementare  $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C [30]:

$$G_{\text{pixel}} = \frac{Q_{\text{pixel}}}{e}. \quad (2.1)$$

Da tale definizione è possibile comprendere che il guadagno rappresenta il numero medio di portatori che attraversano la giunzione durante una valanga. Considerando la capacità intrinseca del singolo pixel è possibile ridefinire il guadagno dello SPAD come

$$G_{\text{pixel}} = C_{\text{pixel}} \frac{V_A - V_B}{e} \quad (2.2)$$

dove  $C_{\text{pixel}}$  è la capacità intrinseca del pixel,  $V_A$  è la tensione di alimentazione del SiPM e  $V_B$  è la tensione di breakdown. Così è evidente la dipendenza del guadagno del singolo pixel dall'*overvoltage* e dalla sua capacità intrinseca.

Poiché il segnale in uscita da un SiPM è la somma dei segnali dei singoli pixel è necessario che tale guadagno sia uniforme per tutti gli SPAD. L'uniformità del segnale permette di individuare con maggiore semplicità il numero di pixel accesi: questo è dato dall'intensità del segnale totale diviso l'intensità del segnale del singolo elemento di matrice. Purtroppo spesso la tensione di breakdown e la capacità intrinseca sono parametri variabili da pixel a pixel: questo è dovuto ad esempio alla presenza di impurità nel materiale semiconduttore o da elementi capacitivi parassiti come le giunzioni con le piste metalliche. Inoltre la tensione di breakdown varia con la temperatura [28] e questa può risultare non uniforme sull'intera superficie del SiPM portando a variazioni locali del guadagno.

Gli unici parametri su cui è possibile agire sono quindi la tensione di alimentazione  $V_A$  e le dimensioni del singolo pixel da cui dipende la capacità intrinseca: l'aumento di tali parametri comporta un miglioramento del guadagno a spese di altri fattori come la rumorosità.

Dato il segnale in uscita la carica totale è ottenibile integrando il segnale di tensione tra gli estremi di tempo in cui è individuato e dividendo per la resistenza di carico, comune a tutti i pixel:

$$Q_{\text{tot}} = \int_{t_i}^{t_f} \frac{V_{\text{SiPM}}(t)}{R_c} dt. \quad (2.3)$$

## 2.4.2 Efficienza di Rivelazione dei Fotoni

L'efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE, *Photon Detection Efficiency*) indica la frazione di fotoni incidenti rivelati dal SiPM e quindi esprime la capacità del dispositivo di rivelare fotoni. Questa quantità è data dal prodotto

$$\text{PDE} = \text{QE} \times \epsilon_{\text{GEO}} \times \epsilon_{\text{BD}} \quad (2.4)$$

di cui si analizzano di seguito i singoli termini.

Il termine QE (*Quantum Efficiency*) indica la probabilità che un fotone incidente sia assorbito ed è dato dalla relazione [31]:

$$\text{QE} = (1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot w} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot W}). \quad (2.5)$$

Il fattore R corrisponde al coefficiente di riflessione per il sistema aria-ossido-silicio: da ciò si deduce che  $1-R$  rappresenta il coefficiente di trasmissione per lo stesso sistema, ossia la probabilità che un fotone attraversi la superficie senza essere riflesso. Ad esponente compare il coefficiente di assorbimento del silicio  $\alpha$ , funzione della lunghezza d'onda del fotone, che moltiplica lo spessore  $w$  dello strato di ossido e di silicio prima della depletion region. Nell'ultimo termine il coefficiente di assorbimento moltiplica lo spessore  $W$  della regione di svuotamento. Nel caso dei SiPM l'efficienza quantica è tipicamente massima per lunghezze d'onda della luce blu/verde. Per migliorare questo fattore è necessario ridurre al minimo la riflessione dei fotoni sfruttando rivestimenti antiriflettenti e agire sulle dimensioni degli strati interni del SiPM. Ridurre lo spessore dello strato di ossido e silicio fortemente drogato P su cui incidono i fotoni e aumentare lo spessore della depletion region (usando ad esempio fotodiodi di tipo PiN) permette di aumentare la frazione di fotoni assorbiti nella regione di svuotamento dove possono generare valanghe di portatori.

Il secondo fattore  $\epsilon_{\text{GEO}}$  è definito fattore geometrico o *fill factor* e corrisponde al rapporto tra l'area fotosensibile e l'area totale del SiPM:

$$\epsilon_{\text{GEO}} = \frac{A_{\text{S}}}{A_{\text{tot}}}. \quad (2.6)$$

Generalmente tale valore rientra nel range  $0.3 \div 0.6$  e dipende in gran parte dall'applicazione del dispositivo: una regola generale è che il fattore geometrico è maggiore per SiPM caratterizzati da singoli pixel di dimensioni maggiori, mentre è minore per pixel di piccole dimensioni. Questo è dovuto al fatto che un maggior numero di pixel richiede una maggior porzione di spazio occupato da trincee ottiche tra i singoli fotodiodi, dalle resistenze di quenching e dalle piste di metallo. Inoltre all'aumentare del numero di pixel in un SiPM tipicamente peggiora la linearità del segnale, aumenta la rumorosità e peggiora il tempo di recupero in quanto la carica accumulata è maggiore: questi problemi portano alla necessità di trovare un buon compromesso per le dimensioni dei singoli pixel.



Infine il termine  $\epsilon_{BD}$  equivale alla probabilità che un fotoelettrone inneschi l'effetto valanga producendo così il segnale aspettato, infatti tale fattore è anche definito *probabilità di trigger*. Questo dipende sia dall'overvoltage che dalla lunghezza d'onda del fotone incidente: la probabilità finale dipende sia dalla probabilità di trigger del fotoelettrone sia da quella della fotolacuna.

Tipici valori di PDE si attestano nel range 20÷40% con picco intorno alla lunghezza d'onda della luce blu/verde.

### 2.4.3 Range Dinamico

Il range dinamico di un SiPM è definito come il massimo numero di fotoni che possono essere rivelati simultaneamente dal dispositivo. Questa caratteristica è limitata per il fatto che un fotomoltiplicatore al silicio è composto da un numero finito di pixel. Infatti i singoli SPAD si comportano come dispositivi binari rivelando solamente il passaggio o meno di fotoni, indipendentemente dal loro numero. Inoltre durante il tempo di hold-off, cioè il tempo in cui si riporta in modalità Geiger lo SPAD, questo è poco sensibile ai fotoni incidenti e resiste segnali di carica inferiori peggiorando la risoluzione dello spettro in carica.

Per questi motivi il SiPM funziona bene solamente quando il numero medio di fotoni incidenti sul singolo pixel è piccolo (inferiore a 2, in base all'efficienza del rivelatore). Se tale numero fosse grande allora si assisterebbe ad una saturazione del segnale intorno al numero di pixel totali.

In breve se i fotoni incidenti eccedono di molto il numero di elementi della matrice allora quasi la totalità dei pixel sarà accesa: anche aumentando di intensità il fascio incidente il segnale in uscita del SiPM rimarrebbe uguale, cioè il SiPM è in saturazione.

Il numero di pixel accesi è una funzione del numero totale di pixel e del numero di fotoni incidenti secondo la relazione [32]:

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{pixel}} \left( 1 - e^{-\frac{N_{\text{photon}} \cdot \text{PDE}}{N_{\text{pixel}}}} \right). \quad (2.7)$$

In questa relazione  $N_{\text{pixel}}$  è il numero di pixel del SiPM mentre  $N_{\text{photon}}$  è il numero di fotoni incidenti sul dispositivo. Il termine ad esponente  $\frac{N_{\text{photon}} \cdot \text{PDE}}{N_{\text{pixel}}}$  equivale al numero di fotoni rivelati per pixel: dal momento che questo valore è sufficientemente piccolo il numero di SPAD attivati è linearmente proporzionale al numero di fotoni incidenti. Questa relazione non tiene conto degli effetti del rumore che alterano notevolmente il conteggio dei fotoni. In Fig. 2.6 è riportato in grafico l'andamento del numero di pixel accesi in funzione del numero di fotoni incidenti, per una matrice di 500 pixel: in rosso il caso ideale in cui PDE=1, in blu il caso più realistico PDE=0.25. Nel secondo caso, cioè quello realistico, è possibile distinguere un andamento quasi lineare fino ad un numero di fotoni incidenti pari a circa il doppio del numero di pixel.

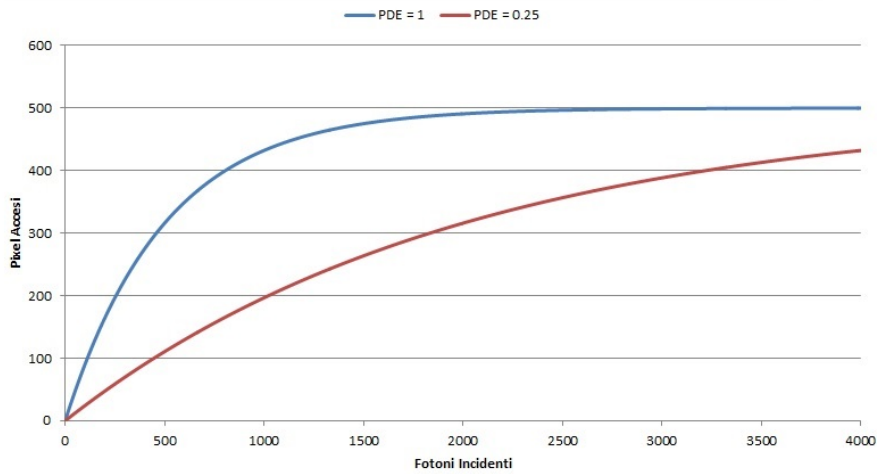


Figura 2.6: Curve di saturazione di un SiPM di 500 pixel nel caso ideale  $PDE=1$  (rosso) e nel caso realistico  $PDE=0.25$ .

#### 2.4.4 Dark Count Rate

Una grande frazione del rumore dei SiPM è dovuto alla generazione termica di coppie elettrone lacuna nella depletion region che possono generare valanghe di portatori. Dal momento che questo tipo di segnale è di natura termica, è possibile osservarlo in assenza di fascio di fotoni. Per tale motivo la frequenza di tale segnale è denominata *dark count rate*, e rappresenta la misura dei segnali dovuti a fluttuazioni termiche.

Il fenomeno fisico alla base di tale rumore è lo stesso che causa la presenza della corrente di saturazione inversa in un diodo polarizzato inversamente: le fluttuazioni di energia termica permettono ad alcuni elettroni di saltare nella banda di conduzione formando così coppie elettrone lacuna. Per la conservazione dell'energia e della quantità di moto un salto diretto tra la banda di valenza e la banda di conduzione è molto raro in materiali come il silicio, motivo per cui tale processo è meglio descritto dalla teoria SRH (*Shockley-Read-Hall*) illustrata schematicamente in Fig. 2.7. 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.

Questa caratteristica dei SiPM rappresenta uno dei principali problemi nel loro utilizzo e deve essere ridotto migliorando le tecniche di costruzione al fine di ottenere reticoli cristallini privi di imperfezioni e di impurità. Inoltre per ridurre il dark count rate il

metodo più efficace è quello di ridurre la temperatura qualora fosse possibile.

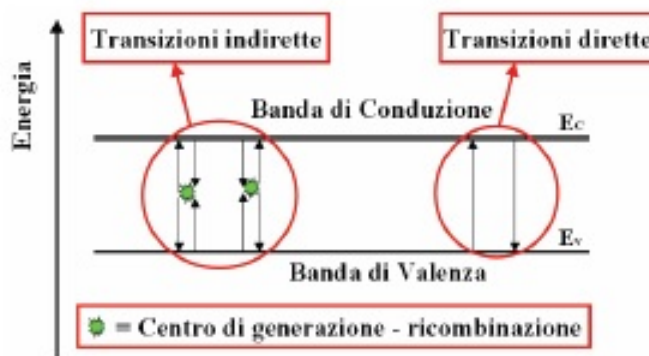


Figura 2.7: Confronto tra la generazione/ricombinazione di una coppia elettrone lacuna per transizione diretta e indiretta secondo il modello SHR.

### 2.4.5 Afterpulsing

I portatori di carica prodotti nell'effetto valanga dovuto all'assorbimento di un fotone incidente possono rimanere intrappolati nella regione di svuotamento a causa di difetti strutturali. La struttura cristallina presenta infatti imperfezioni che generano livelli energetici intermedi tra la banda di valenza e la banda di conduzione: questi agiscono come trappole per i portatori di carica. Le cariche intrappolate sono liberate in un tempo successivo e possono generare segnale di disturbo [30].

Se l'emissione della carica avviene durante il tempo di hold-off non è osservabile alcun segnale: il campo elettrico presente nello SPAD in questo periodo di tempo non è sufficientemente intenso da generare una valanga di portatori. Nel caso in cui invece l'emissione avvenga in un tempo successivo al tempo di hold-off allora si osserva un segnale "spurio", cioè non riconducibile ad alcun fotone incidente. Questo fenomeno può incidere fortemente sul dark count rate, inoltre i segnali di after pulse seguono i segnali veri.

La probabilità di afterpulsing dipende sia dalla temperatura che dall'overvoltage: diminuendo la temperatura si diminuisce l'intervallo di tempo tra l'intrappolamento del portatore e la sua liberazione. All'aumentare della 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.

Un semplice metodo per diminuire il contributo al rumore dell'afterpulsing è aumentare il tempo di hold-off: in questo modo è minore la probabilità che un portatore intrappo-

lato generi segnale. Tale soluzione limita però la frequenza massima a cui può lavorare un SiPM.

## 2.4.6 Cross Talk

Il cross talk è un rumore tipico delle matrici di fotomoltiplicatori ed è dovuto all'interferenza tra due o più pixel di una stessa matrice. Esistono due diversi tipi di cross talk: ottico ed elettrico.

### Cross Talk Ottico

Quando un fotone è rivelato da un fotodiodo della matrice si produce una coppia elettrone lacuna che genera la valanga di cui si è discusso nei paragrafi precedenti. Le particelle formate sono particelle cariche accelerate da un campo elettrico: oltre a generare nuove coppie di portatori possono produrre fotoni per fenomeni di Bremsstrahlung. Mediamente sono prodotti circa 3 fotoni con energia  $h\nu > 1.14$  eV (*energy gap* del silicio) ogni  $10^5$  portatori generati dalla valanga [33]. Questi fotoni possono raggiungere gli elementi di matrice circostanti e, data la loro energia, possono attivare processi di produzione di valanga. Questo fenomeno causa quindi la generazione di un falso segnale. In Fig. 2.8 è rappresentato schematicamente il fenomeno di cross talk ottico.

### Cross Talk Elettrico

I portatori di carica prodotti nella giunzione del pixel acceso possono diffondere attraverso la regione epitassiale  $P^+$  raggiungendo SPAD vicini. In questo modo questi portatori, se dotati di sufficiente energia, possono dare vita a processi di produzione di valanghe. Questo comporta l'accensione del pixel senza che un fotone sia stato assorbito ed è quindi fonte di rumore. Questo fenomeno è raro dal momento che la presenza di intensi campi elettrici all'interno dei singoli fotodiodi sfavorisce spostamenti laterali verso altri pixel. Tuttavia la sensibilità degli SPAD a piccolissime quantità di corrente ( $\sim 10^{-15}$  A) e ad una bassissima intensità di luce rende questo rumore non trascurabile.

Sono state studiate diverse strategie per ridurre al minimo il cross talk elettrico e ottico: riportiamo le due più utilizzate.

La prima consiste nell'aumentare il *pitch*, ossia la distanza minima tra i centri di due zone fotosensibili contigue. La seconda consiste nel costruire trincee ottiche intorno a ciascun pixel in grado di assorbire fotoni ed elettroni che potrebbero interferire con gli SPAD circostanti: tali trincee sono generalmente realizzate con metalli o ossidi.

Tra le due soluzioni è preferibile optare per la seconda in quanto un aumento del pitch fa diminuire il fattore geometrico del SiPM peggiorando l'efficienza di rivelazione.

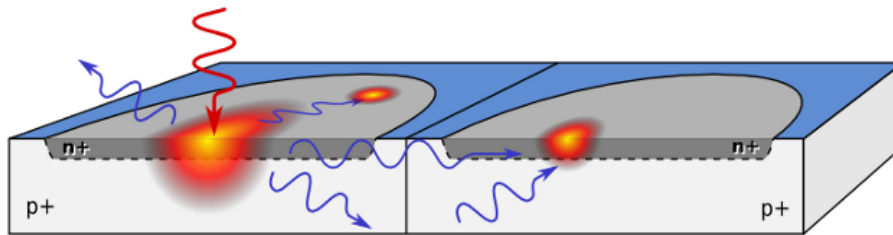


Figura 2.8: *Rappresentazione schematica del fenomeno di cross talk ottico: un fotone generato da un portatore di uno SPAD innesca la produzione di una valanga in un pixel vicino.*

## 2.5 Possibile Utilizzo dei Rivelatori SiPM in Esperimenti per la Ricerca Diretta di Materia Oscura

Attualmente sono in fase di studio e sviluppo soluzioni tecniche che consentano di aumentare la sensibilità degli esperimenti dedicati alla ricerca materia oscura. Una di tali soluzioni per rivelatori tipo XENON potrebbe essere quella di instrumentare anche le pareti laterali della TPC con fotorivelatori di tipo SiPM: questi dovrebbero essere ottimizzati per lavorare a basse temperature e sensibili a luce VUV (*Vacuum Ultra Violet*), quella emessa dallo Xeno. Tale soluzione permetterebbe di aumentare la collezione di luce e di diminuire la soglia di rivelazione del segnale (i. e. rivelare energie di rinculo minori ed aumentare quindi la sensibilità).

I rivelatori di tipo SiPM presentano alcune differenze rispetto ai PMT: ad esempio i SiPM hanno bisogno di una tensione di alimentazione piccola ( $V_A < 100$  V) rispetto a quella necessaria per alimentare i PMT (dell'ordine del kV). Non risentono di campi magnetici esterni (a cui i PMT sono sensibili) e sono molto resistenti a sforzi di natura meccanica dal momento che sono dispositivi integrati. Oltre ad essere robusti, sono anche resistenti a radiazioni fortemente ionizzanti e non subiscono danni se esposti alla luce per lunghi periodi di tempo, a differenza dei tubi fotomoltiplicatori. Da un punto di vista più pratico la loro semplicità costruttiva comporta un costo contenuto compensato dalle ridotte dimensioni: a parità di superficie sensibile i SiPM sono più costosi rispetto ai PMT.

I rivelatori di tipo SiPM sono tipicamente più rumorosi dei PMT, questo problema è però limitato dalle condizioni in cui sarebbero impiegati in esperimenti tipo XENON: poiché i fotorivelatori sono mantenuti ad una temperatura di  $\sim 170$  K il rumore è molto ridotto rispetto a quello misurato a temperatura ambiente.

Sebbene resistenti a radiazioni fortemente ionizzanti, i SiPM non sono ugualmente resistenti a radiazioni neutroniche che ne possono danneggiare la struttura cristallina peggiorando il loro rendimento.

Questo lavoro di tesi si colloca quindi nel settore di ricerca e sviluppo di nuove soluzioni per rivelatori dedicati alla ricerca diretta di materia oscura basati sui principi operativi delle TPC a doppia fase di Xenon.

# Capitolo 3

## Programma DAQ e analisi dati

### 3.1 Introduzione

Questo capitolo presenta il lavoro svolto presso i laboratori dell'INFN di Bologna durante il periodo Aprile - Luglio 2015. Dapprima è descritto il setup sperimentale, quindi il programma di acquisizione dati da me scritto in LabVIEW e in conclusione sono riportati i risultati dell'analisi dei dati ottenuti in alcune misure preliminari.

### 3.2 Setup Sperimentale

I dispositivi utilizzati sono:

- 1 circuito di amplificazione del segnale del SiPM;
- 1 alimentatore Z100-2 TDK-Lambda per il SiPM;
- 1 alimentatore ISO-TECH IPS2303 per il circuito amplificatore;
- 1 Digitizer V1724 CAEN a 14 bit e 100 MS/s;
- 1 VME USB Bridge V1718 CAEN;
- 2 Dual Timer 2255B CAEN;
- 1 LED driver SP5601 CAEN;
- 1 adattatore NIM/TTL 89 CAEN;
- 1 oscilloscopio Wave-Runner 104MXi LeCroy da 1 GHz e 10 GS/s.

In figura 3.1 è schematizzato il setup sperimentale. Un segnale NIM è generato da un sistema accoppiato di due Dual Timer: questo è costituito da un segnale logico di tensione negativa ( $\sim -800$  mV) di larghezza  $\sim 40$  ns di frequenza selezionata a 100 Hz. Questo segnale è convertito in segnale TTL per mezzo dell'apposito adattatore. Il segnale così ottenuto è impiegato come trigger esterno per l'impulsatore LED la cui luce è inviata per mezzo di fibra ottica al SiPM. Il fotorivelatore è posto all'interno di una scatola a tenuta di luce. Lo stesso trigger esterno è inviato al Digitizer V1724: questo è un Flash ADC (cfr. 3.2.1) che campiona le forme d'onda con una frequenza di 100 MS/s, una risoluzione a 14 bit e range dinamico di 2.25 V. Il sistema di acquisizione dati è completato da un Bridge USB (CAEN mod V1718) connesso ad un PC. Il computer utilizzato (Notebook VAIO SVT1311A4E, SONY con sistema operativo Windows 7) è dotato del programma di acquisizione dati da me scritto con LabVIEW, descritto in seguito.

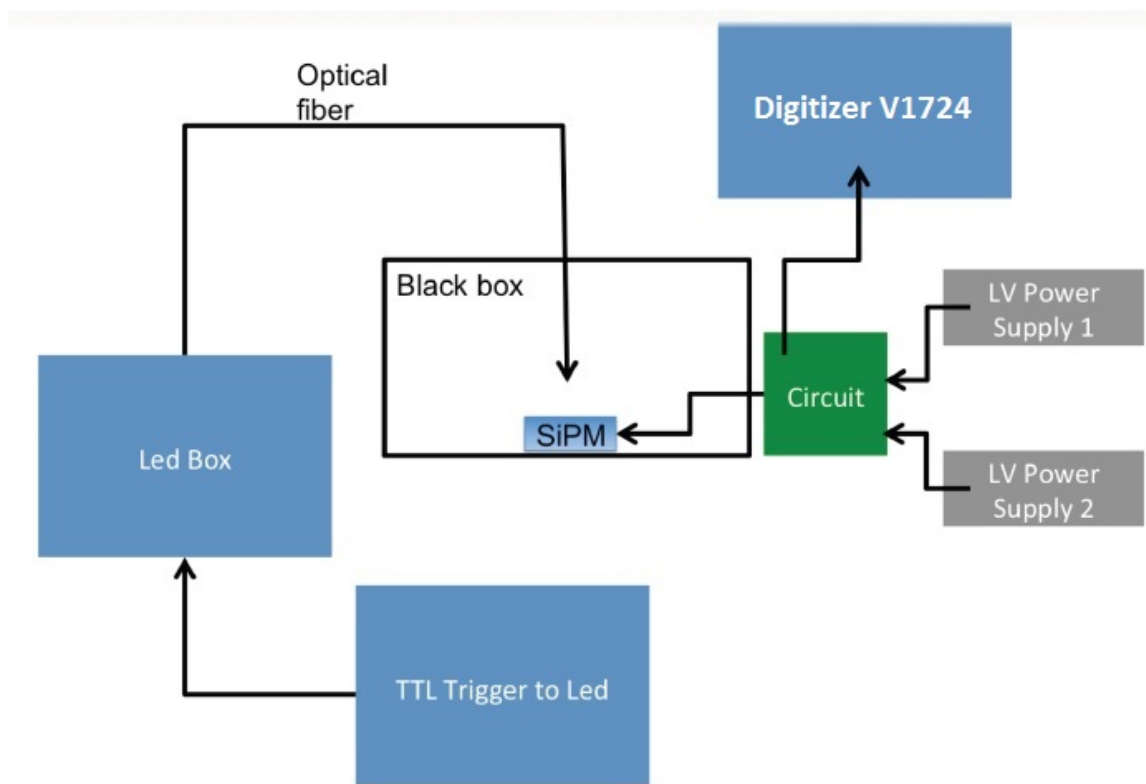


Figura 3.1: *Schema del setup sperimentale.*



### 3.2.1 Flash ADC

Il Flash ADC (*Analog to Digital Converter*) è un dispositivo costituito da una serie di comparatori ad alta velocità che lavorano in parallelo in modo da convertire un segnale analogico in digitale nel minor tempo possibile. Per un ADC a N-bit sono necessari  $2^N - 1$  comparatori e  $2^N$  resistenze: questi restituiscono  $2^N - 1$  bit convertiti in un codice di N bit.

Il singolo comparatore  $X_i$  (con  $i = 1, \dots, 2^N - 1$ ) accetta in ingresso due tensioni: il segnale analogico in ingresso e la tensione di riferimento  $V_{X_i}$  diversa per ogni comparatore. Questo elemento del convertitore è generalmente costituito da un amplificatore operazionale: questo in linea di principio è un amplificatore differenziale a cui è collegato uno stadio ad emettitore comune, un traslatore di livello e un inseguitore di tensione [35]. In questo modo è possibile amplificare la differenza di tensione dei due segnali in ingresso. Poiché i comparatori sono in configurazione *non invertente*, cioè la tensione di riferimento è collegata all'ingresso negativo (vedi Fig. 3.2), se il segnale analogico è maggiore del riferimento allora in uscita è restituito il valore logico 1, altrimenti il valore logico 0. I valori di tensione di riferimento di due comparatori successivi sono separati da una differenza costante.

Per generare i riferimenti di tensione si collegano le resistenze in serie mantenendo gli estremi ad una differenza di potenziale fissa  $\Delta V = \text{REF}+ - \text{REF}-$ . In questo modo la caduta di potenziale ai capi di ciascuna resistenza sarà costante: risalendo da REF- a REF+ la tensione aumenterà di un valore pari a  $\delta V = 2^{-N} \Delta V$  ai capi di ogni resistenza. Si può ora comprendere il funzionamento del Flash ADC prendendo ad esempio un valore di tensione in input  $V_A$ . Si prenda il caso in cui  $V_{X_{k-1}} < V_A < V_{X_k}$ . I comparatori con tensione di riferimento minore o uguale a  $V_{X_{k-1}}$  restituiranno un valore logico positivo per un totale di  $k - 1$  bit 1. Analogamente i comparatori con tensione di riferimento maggiore o uguale a  $V_{X_k}$  restituiranno un valore logico negativo per un totale di  $2^N - k - 1$  bit 0. Il codice così generato è convertito solitamente in BCD naturale: la sensibilità del convertitore corrisponde al valore del LSB, ossia alla differenza minima rilevabile  $\delta V = 2^{-N} \Delta V$ .

Il Flash ADC usato nell'apparato sperimentale (V1724 Digitizer, CAEN) è un dispositivo a 14 bit a 8 canali con un range di default  $V_{pp} = 2.25$  V. Ciò significa che la minima variazione di tensione rilevabile è nell'ordine di  $10^{-1}$  mV.

Tale strumento permette di campionare segnali (forme d'onda) in una finestra temporale da  $5.12 \mu\text{s}$  a  $\sim 5.24$  ms con periodo di campionamento 10 ns.

## 3.3 Programma di Acquisizione Dati

Il programma di acquisizione dati è stato da me scritto con LabVIEW. Questo programma permette di visualizzare immediatamente la forma d'onda campionata come se

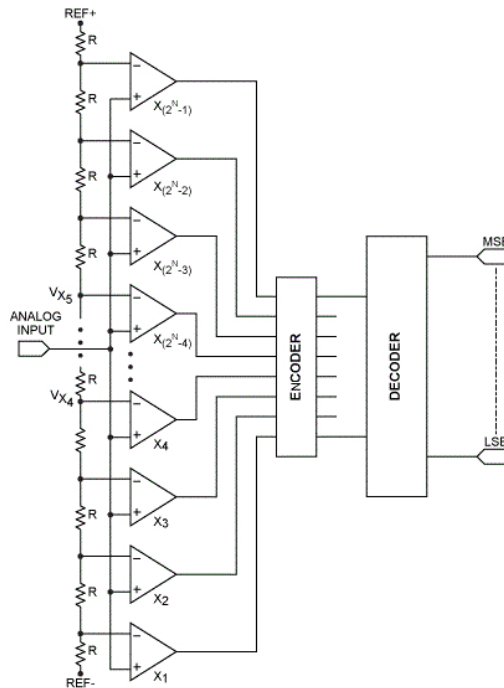


Figura 3.2: *Schema di un Flash ADC: per un convertitore a  $N$ -bit sono necessari  $2^N - 1$  comparatori e  $2^N$  resistenze uguali.*

si operasse con un oscilloscopio ma, a differenza di un oscilloscopio, scrive su file binario i risultati. Nei successivi paragrafi sono elencate le principali caratteristiche del programma DAQ.

### 3.3.1 Front Panel

Il front panel, riportato in Fig. 3.3, presenta i seguenti elementi:

- il grafico **Waveform** mostra la forma d'onda;
- il grafico **Overlap Waveform** mostra la somma normalizzata di tutte le forme d'onda, ciò significa che all' $n$ -esimo evento campionato mostra le  $n$  forme d'onda fino a quel momento campionate sommate diviso  $n$ ;
- i pulsanti identificati dall'etichetta **Channel** devono essere selezionati prima di avviare il programma ed indicano i canali di acquisizione da attivare, nel nostro caso è stato attivato solo il canale 0;

- il valore **Number of Events** deve essere impostato prima dell'avvio del programma ed indica il numero di forme d'onda che si desidera acquisire, nel nostro caso mantenuto fisso a 30000;
- il valore **Rate (kHz)** indica la frequenza di acquisizione;
- la slide bar **Remaining Time** indica la frazione di eventi campionati, cioè è un indice del tempo rimanente alla fine dell'acquisizione;
- il pulsante **STOP** per arrestare l'acquisizione dati prima che si siano campionate le forme d'onda necessarie. Esso permette di fermare il campionamento da parte del Digitizer salvando su file i dati campionati.

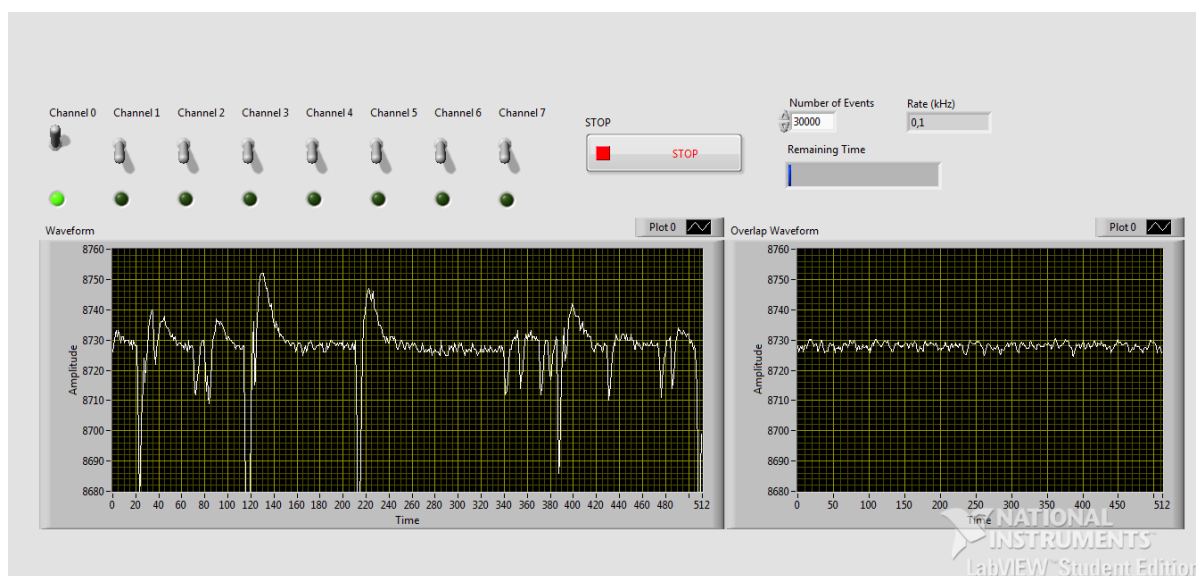


Figura 3.3: Pannello frontale del programma di acquisizione dati.

### 3.3.2 Funzionamento

Il programma è di semplice uso e particolarmente versatile, infatti può essere sfruttato per lo studio di numerosi dispositivi oltre ai rivelatori SiPM. Collegato il bridge al computer via porta USB è necessario indicare i canali di acquisizione e il numero di eventi che si vuole acquisire. Nel caso in cui uno di questi non fosse indicato comparirebbe a video un messaggio di errore bloccando il programma e restituendo un file binario vuoto. Una volta inseriti i dati necessari è possibile attivare l'acquisizione dati: nei grafici corrispondenti compaiono la forma d'onda e la somma normalizzata delle forme d'onda,

mentre Rate indica la frequenza di campionamento in kHz il cui massimo si attesta a  $\sim 1.25$  kHz. Acquisito il numero di eventi indicato il programma si arresta salvando un file dati binario di nome `DayMonthRUN#run`, ad esempio `29magRUN3` è il file dati del quarto run effettuato il 29 Maggio.

Il bridge salva i dati provenienti dalla digitalizzazione del segnale in blocchi definiti eventi. Il singolo evento è costituito da 2052 parole da 32 bit ciascuna: le prima quattro parole costituiscono l'header che contiene informazioni come il trigger, i canali di acquisizione o la dimensione dell'evento. Le restanti 2048 parole corrispondono alle forme d'onda campionate dagli 8 canali: ciascun canale può acquisire una forma d'onda di 512 campionamenti della dimensione di 14 bit a cui si sommano 2 bit come delimitatori. Il singolo campionamento in totale occupa quindi 16 bit di memoria: ciò significa che una parola da 32 bit corrisponde a due campionamenti e quindi la forma d'onda di un singolo canale è composta da 256 parole. In Fig. 3.4 è schematizzata la struttura di un evento [36].

Il file dati salvato contiene in forma binaria i dati acquisiti: questi sono scritti seguendo la convenzione *big-endian*, cioè il singolo dato inizia con il bit più significativo (MSB, *Most Significant Bit*) per terminare con il meno significativo (LSB, *Least Significant Bit*).

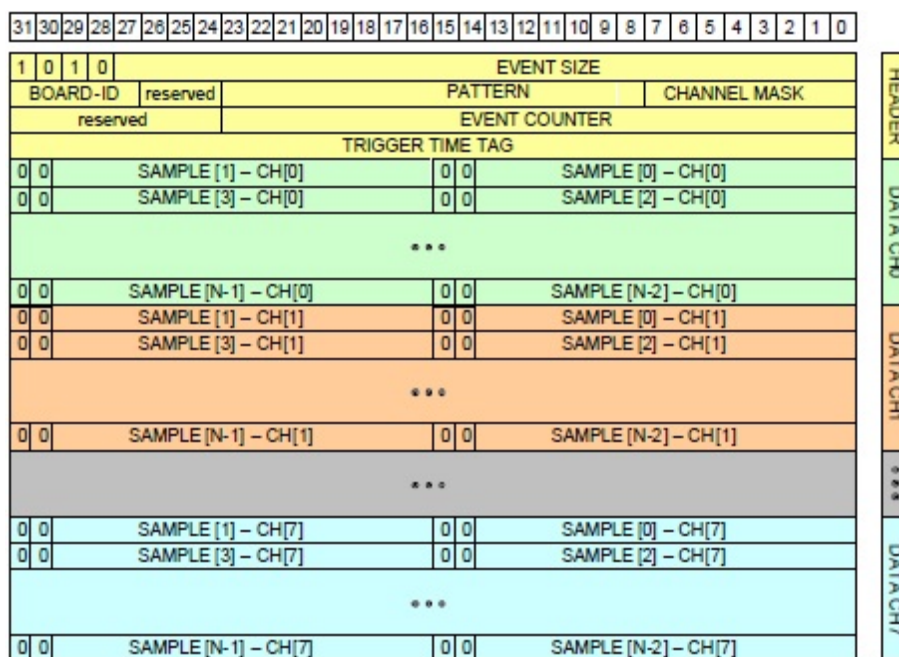


Figura 3.4: *Struttura di un evento.*

### 3.3.3 Block Diagram

Il block diagram del programma DAQ è riportato in Fig. 3.5. Nella parte inferiore sinistra è generato il file binario su cui saranno successivamente scritti i dati: questo è salvato automaticamente in una cartella di cui è indicato il path e a cui è assegnato il nome seguendo le regole esposte nel precedente paragrafo. Nella parte superiore sinistra è presente una serie di operazioni con variabili booleane: queste identificano i canali di acquisizione attivati o meno e servono a regolare la maschera.

Spostandosi a sinistra è presente una serie di funzioni: la prima in successione attiva il bridge mentre le altre sono CAENVME\_WriteCycle. Tali funzioni permettono la scrittura nell'indirizzo di memoria specificato: così è possibile impostare opzioni quali il trigger, i canali attivati o la dimensione dell'evento.

In conclusione a questa serie di operazioni vi è un ciclo *while*: questo è interrotto al raggiungimento del numero di eventi indicato oppure per azione esterna sull'apposito pulsante STOP. Tale ciclo verifica dapprima che nell'output buffer sia presente un evento: se la risposta è positiva allora acquisisce il blocco di dati dal buffer e lo converte in dati di tensione. I dati sono estratti dall'evento presente nel buffer seguendo la sua struttura a parole da 32 bit e quindi l'output buffer è resettato. Per l'acquisizione dagli 8 canali si sfrutta una combinazione di ciclo *for* e *case structure* combinato ad un array di variabili booleane.

Usciti dal ciclo *while* si interrompe il run e si conclude l'operazione.

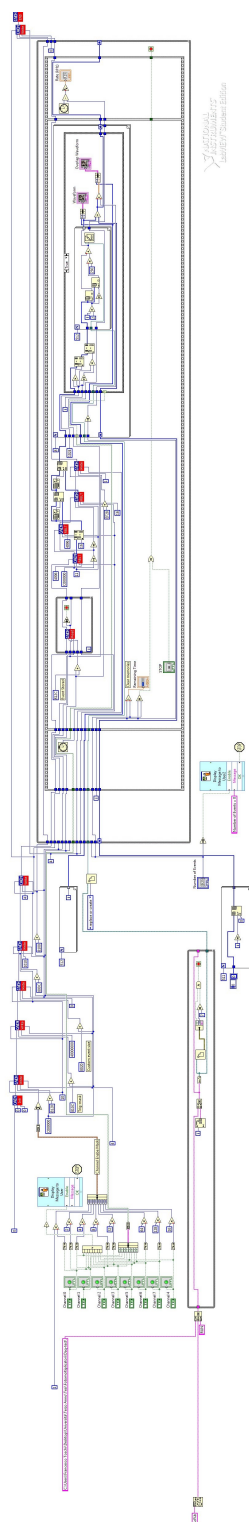


Figura 3.5: *Diagramma a blocchi del programma di acquisizione dati.*

## 3.4 Misure Preliminari

Nei paragrafi successivi sono riportati i risultati dell'analisi dati delle misure preliminari effettuate. Tali misure di pedestal, cioè in assenza di segnale luminoso del LED, sono effettuate a cinque valori distinti di tensione di alimentazione del SiPM. La variazione di tale tensione permette di ottenere un andamento del guadagno e del dark rate in funzione di essa.

Il fatto che le misure effettuate siano di pedestal non permette di individuare una regione privilegiata per la ricerca del segnale come avverrebbe se fosse presente un trigger esterno. Tale complicazione, risentita soprattutto nelle misure di guadagno, è facilmente superabile fissando arbitrariamente una o più zone dove ricercare il segnale.

Le misure di seguito riportate sono state effettuate il 29 Maggio 2015 a temperatura di laboratorio  $\sim 29^\circ\text{C}$ .

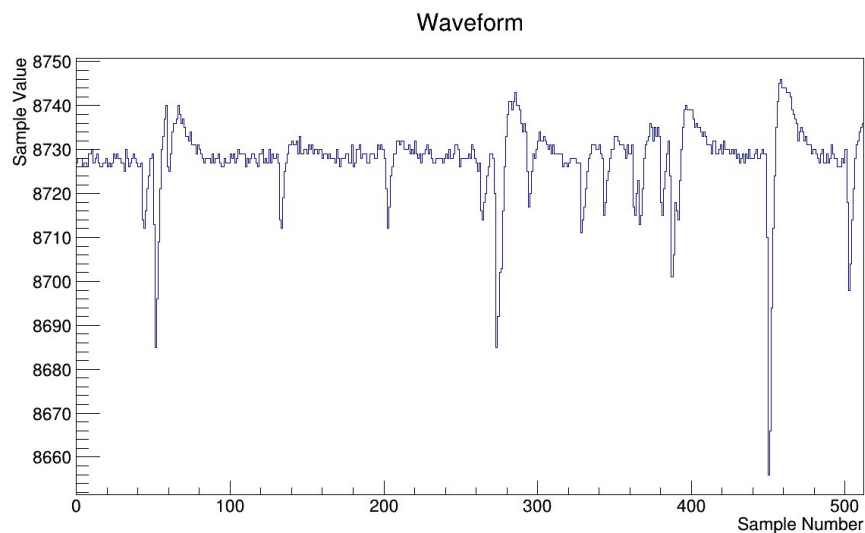


Figura 3.6: *Forma d'onda di misura di pedestal.*

### 3.4.1 Programma di Analisi Dati

Le misure di pedestal sono caratterizzate da una tensione di alimentazione  $V_A$  e da un numero di forme d'onda pari a 30000. Ciascuna forma d'onda campionata è acquisita in una finestra di  $5.12 \mu\text{s}$  (512 campionamenti distanti l'uno dall'altro 10 ns). I valori di tensione sono resituiti dal digitizer come numeri interi compresi tra 0 e 16384: ciò è dovuto alla natura stessa del convertitore analogico-digitale (cfr. 3.2). Un esempio di forma d'onda è riportato in Fig. 3.6.

Il codice sia per l'analisi di guadagno che per l'analisi di dark rate dapprima individua l'offset, ossia il livello di zero del segnale: questo è individuato come il valore che si ripete maggiormente tra i 512 valori di tensione, ossia la moda. Successivamente la forma d'onda è centrata sullo zero così trovato e viene invertita: in tal modo i picchi non saranno più in negativo ma in positivo e sarà possibile integrare ottenendo il valore corrispondente di carica.

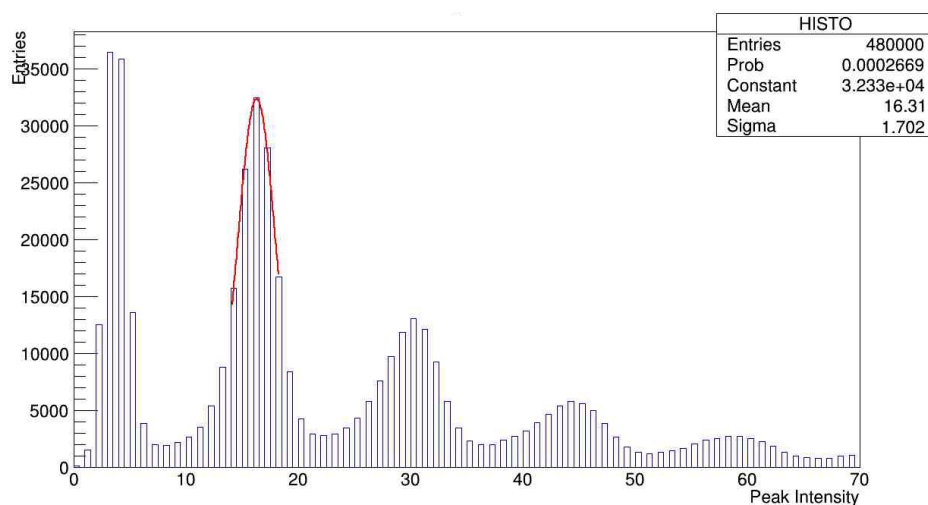


Figura 3.7: *Distribuzione dell'altezza dei picchi delle forme d'onda.*

### 3.4.2 Misure di Dark Rate

Per determinare la rumorosità del dispositivo è dapprima necessario individuare l'intensità alla quale un picco può essere considerato di singolo fotoelettrone. Per fare ciò i 512 campionamenti di ciascuna forma d'onda sono divisi in 16 sezioni da 32 campionamenti ciascuno: all'interno di ciascuna sezione è ricercato il massimo della forma d'onda.

Le altezze dei picchi così identificati permettono di riempire un istogramma come quello in Fig. 3.7: sull'ascissa è riportata l'altezza del picco rispetto all'offset, mentre le ordinate sono le occorrenze. Applicando un fit gaussiano in corrispondenza della zona evidenziata in figura è possibile determinare l'intensità del picco di singolo fotoelettrone: la conoscenza di tale valore permette di discriminare ciò che è segnale da ciò che non lo è.

Il dark rate è calcolato come rapporto tra il numero di picchi di fotoelettrone in tutti i 30000 eventi e il tempo totale  $5.12 \mu s \times 30000 = 153.6 \text{ ms}$ .

Un picco è considerato di fotoelettrone se la sua altezza è superiore a metà dell'altezza



del picco di singolo fotoelettrone. Individuato un picco di fotoelettrone sono esclusi i successivi 4 campionamenti per evitare un doppio conteggio. In Fig. 3.8 è riportata una forma d'onda su cui è indicata la soglia di picco di fotoelettrone: se un segnale supera tale soglia è considerato di fotoelettrone.

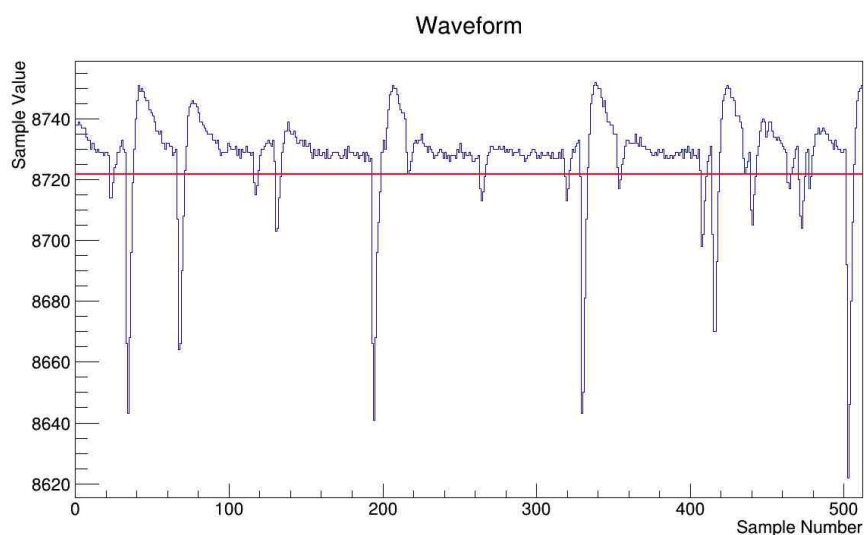


Figura 3.8: *Forma d'onda di misura di pedestal. La linea rossa rappresenta il livello di soglia per il picco di fotoelettrone.*

### 3.4.3 Misure di Guadagno

La misura del guadagno prevede la misura della quantità di carica prodotta dal singolo fotone incidente: in questo modo è possibile valutare il rapporto tra la carica generata (la valanga di portatori) e la carica generatrice, ossia il singolo fotoelettrone. Dal momento che le misure effettuate sono di pedestal si divide ciascuna forma d'onda in 8 aree di 10 campionamenti ciascuna: all'interno di ognuna si ricerca il massimo (relativo alla forma d'onda ribaltata centrata sull'offset) e si integra nell'area incentrata su tale punto per un totale di 7 bin. L'integrazione effettuata è analoga a quanto descritto in precedenza (vedi 2.3) con resistenza  $R_C = 50 \Omega$ . In Fig. 3.9 sono indicate le aree di ricerca del massimo. I valori di carica così ottenuti sono inseriti in un istogramma: in ascissa è presente il valore di carica, in ordinata le occorrenze. Tale istogramma è composto da una somma di gaussiane, ciascuna incentrata sul valore di carica medio per il passaggio di un numero di fotoni pari alla posizione della campana gaussiana: la prima gaussiana rappresenta la mancanza di segnale, la seconda è la distribuzione di singolo fotoelettrone e così via. Eseguendo un fit gaussiano sui primi due picchi si ottengono i valori di carica

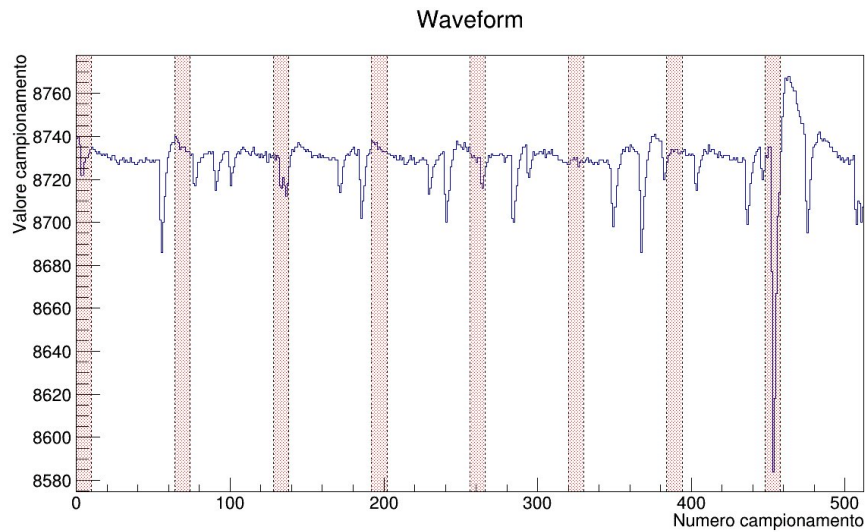


Figura 3.9: *Forma d'onda di misura di pedestal. Sono evidenziate in rosso le 8 zone di 10 campionamenti in cui è ricercato il segnale per la misura del guadagno.*

corrispondenti al passaggio di nessun fotone e al passaggio di uno solo. La distribuzione di carica e fit gaussiano sono mostrati in Fig. 3.10.

La mancanza di un fotone incidente dovrebbe comportare una carica associata nulla, mentre nel grafico indicato il primo picco non è incentrato sullo zero. Ciò è dovuto al fatto che nella ricerca del segnale all'interno delle aree indicate in Fig. 3.9 si prende sempre il campionamento di valore maggiore. Ciò causa l'integrazione sempre attorno ad un valore relativamente alto di tensione spostando il picco di nessun fotoelettrone verso valori positivi.

Dati i valori di carica corrispondenti al passaggio di un singolo fotone e di nessuno è possibile determinare il guadagno: esso è dato dal rapporto tra la differenza di questi due valori e la carica del singolo elettrone.

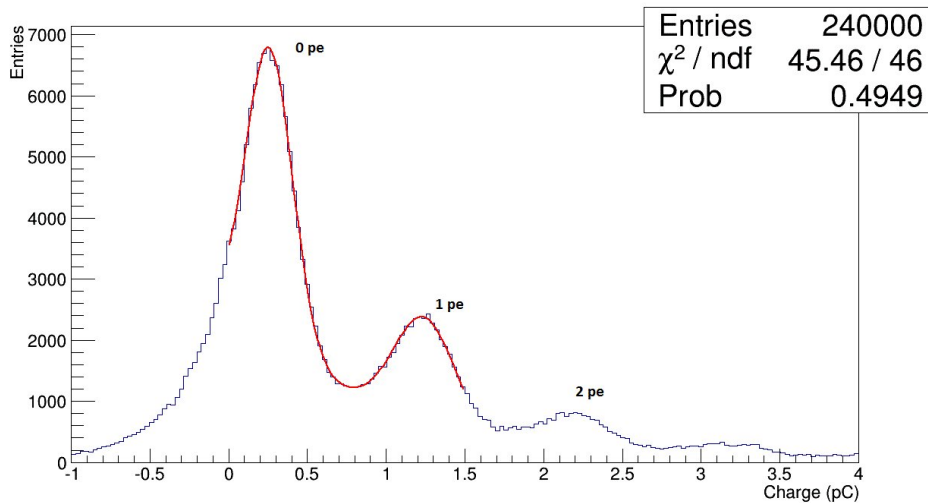


Figura 3.10: *Distribuzione di carica. In rosso il fit gaussiano dei primi due picchi di fotoelettrone. Sui primi tre picchi è indicato il numero di fotoni incidenti a cui corrispondono.*

### 3.5 Risultati

Le misure di guadagno e di dark rate sono state effettuate per differenti valori di tensione a una temperatura  $\sim 29^\circ\text{C}$ . A valori di tensione di alimentazione relativamente bassi ( $V_A < 68 \text{ V}$ ) non è possibile distinguere la presenza di picchi di fotoelettrone.

I valori di differenza di potenziale utilizzati sono 68 V, 68.5 V, 69 V, 69.5 V e 70 V. In Fig. 3.11 e 3.12 sono riportati gli andamenti rispettivamente del valore di guadagno e del valore di dark rate al variare della tensione di alimentazione.

È evidente che all'aumento della tensione corrisponde sia l'aumento del guadagno che del dark rate. Ciò significa che all'aumentare dell'overvoltage si ha un corrispondente incremento del guadagno del SiPM a discapito però di una maggiore rumorosità del dispositivo.

Tale fenomeno è dovuto al fatto che un maggiore overvoltage comporta una maggiore energia cinetica sia per i fotoelettroni primari generati dai fotoni incidenti sia per gli elettroni nella banda di valenza. Nel primo caso la conseguenza è la formazione di valanghe con un maggior numero di coppie prodotte, nel secondo caso un incremento del numero di coppie elettrone lacuna formatesi per eccitazione termica.

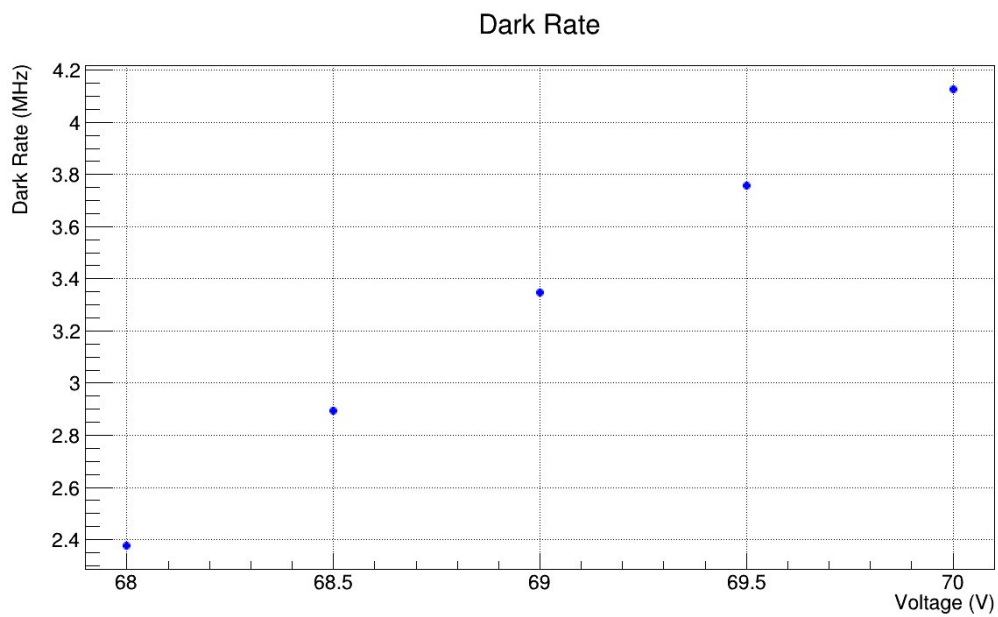


Figura 3.11: *Dark rate in funzione della tensione di alimentazione applicata al SiPM.*

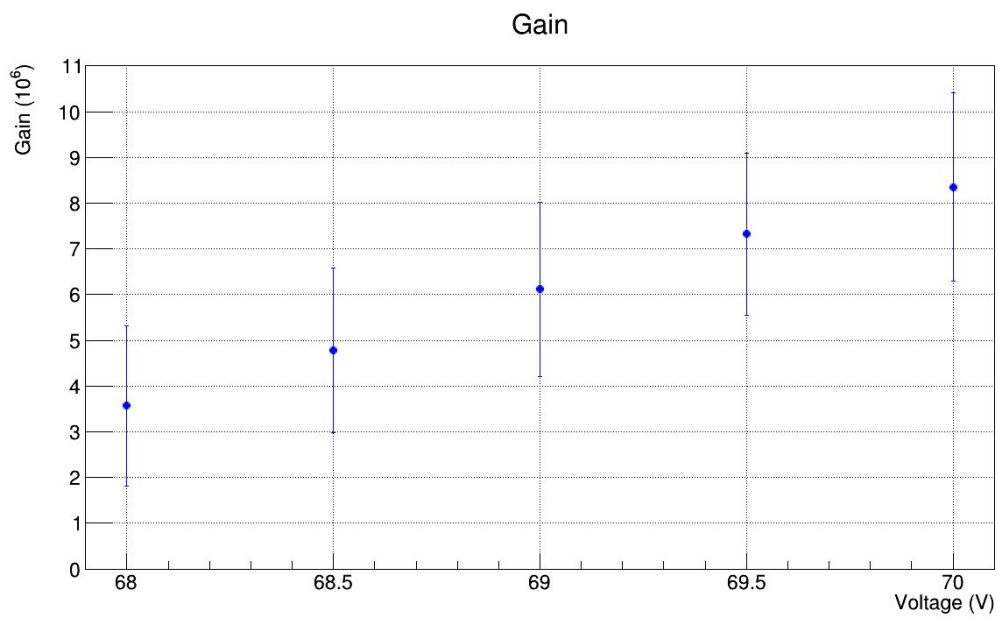


Figura 3.12: *Guadagno in funzione della tensione di alimentazione applicata al SiPM con relativo errore.*

# Conclusioni

Uno dei principali quesiti della cosmologia e della fisica moderna è la natura della materia oscura. L'ipotesi della sua esistenza è supportata da numerose osservazioni di tipo astronomico e cosmologico. Tra i vari candidati al ruolo di particella di materia oscura i principali sono da ricercarsi nelle WIMP: l'esistenza di queste particelle non è contemplata nel Modello Standard, bensì in teorie al di là del modello standard come ad esempio la teoria della Supersimmetria.

Sono molteplici gli esperimenti volti alla rivelazione della materia oscura, che sfruttano sia tecniche di rivelazione indiretta che diretta. Tra gli esperimenti di ricerca diretta di materia oscura occupa una posizione di rilievo il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso: questi sono situati sotto 1.4 km di roccia, schermo naturale contro la radiazione cosmica. Tali laboratori a bassissima radioattività ambientale sono il luogo ideale per ospitare un esperimento di tale sensibilità. Il rivelatore di XENON, cuore centrale dell'esperimento, è una TPC a doppia fase riempita di Xeno: la WIMP urta elasticamente un nucleo di Xeno producendo un doppio segnale, sia in carica per ionizzazione che in luce per scintillazione. Il limite inferiore della sezione d'urto raggiunto da XENON100, attualmente in funzione, è di  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per interazione indipendente dallo spin per WIMP di massa 55 GeV.

Nell'ottica di un ulteriore sviluppo dell'esperimento sono in fase di studio soluzioni che permettano di migliorare le prestazioni del rivelatore; ad esempio sono in studio tecniche per incrementare la raccolta della luce prodotta dallo Xeno gassoso. Una di tali soluzioni prevede l'strumentazione delle pareti laterali con fotorivelatori di tipo SiPM da affiancare ai PMT già usati nella TPC di XENON. Tale implementazione permetterebbe di aumentare la superficie fotosensibile e quindi la raccolta di luce.

Il presente lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale programma di ricerca e sviluppo. Lo scopo di questa tesi è infatti la scrittura di un programma di acquisizione dati in ambiente LabVIEW per la caratterizzazione in aria di SiPM: tale programma è quindi stato testato con misure preliminari di pedestal. Il programma realizzato permette di acquisire dati da 8 canali contemporaneamente visualizzando il segnale in tempo reale con una frequenza massima di  $\sim 1.25 \text{ kHz}$ . Le forme d'onda così acquisite sono salvate in un file binario. Le misure effettuate sono quindi state analizzate mediante programmi C++ appositamente preparati. I due parametri considerati nell'analisi dati sono il gua-

dagno e il dark rate: di questi si è tracciato un andamento in funzione della tensione di alimentazione. Come atteso le misure indicano che ad un aumento della tensione di alimentazione del SiPM corrisponde un aumento del guadagno e del dark rate. Ciò quindi richiede che nell'alimentazione dei SiPM sia trovato un buon compromesso tra guadagno e rumorosità del dispositivo.

In conclusione il programma è stato scritto è adatto per lo studio di fotorivelatori di tipo SiPM, ma, per la sua natura versatile, è applicabile anche allo studio di altri dispositivi. Inoltre il setup sperimentale realizzato è risultato adatto all'acquisizione dei dati: il setup per la caratterizzazione in aria di SiPM e il sistema di acquisizione e analisi dati risultano perfettamente idonei agli studi in programma.

# Bibliografia

- [1] F. Agostini, *Caratterizzazione e calibrazione dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni per l'esperimento XENON1T*, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna, 2012/2013
- [2] T. R. Cram et al., *A complete, high-sensitivity 21 cm hydrogen line survey of M31*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 40, 215-248, 1980
- [3] Chung Kao, *Neutralino Dark Matter in Supersymmetric Models*, Oklahoma, 27/12/2004
- [4] R. Casadio, *Elements of Relativity*, Dispense per il corso "Elementi di Teoria della relatività", Bologna, 30/09/2014
- [5] D. Clowe, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, arXiv:astro-ph/0608407v1, 19/08/2006
- [6] J. Tauber, *Latest results from Planck*, ISAPP International Summer School "The Dark Side of the Universe", Heidelberg, Luglio 2012
- [7] R. Tojeiro, *Understanding the Cosmic Microwave Background temperature power spectrum*, 16/03/2006
- [8] G. Tormen, *Anisotropie del Fondo Cosmico di Microonde*, Dispense per il corso "Cosmologia", Padova, 19/12/2010
- [9] B. Caccianiga, *La Materia Oscura. Corso di Introduzione all'Astrofisica*, 2009/2010
- [10] *Esperimento EROS*, <http://eros.in2p3.fr/>
- [11] *IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie)*, <http://www.irap.omp.eu/en/actualites/actu-planck4>
- [12] T. Montaruli, *Flusso dei neutrini atmosferici e ricerca di neutrini astrofisici*, Tesi di Dottorato in Fisica, Bari, Febbraio 1998

- [13] P. Mishra e T. P. Singh, *Galaxy rotation curves from a fourth order gravity*, arXiv:1206.3322v1 [astro-ph.GA], 14/06/2012
- [14] R. Pesce, *Dark Matter particellare e sua rivelazione*, Dottorato di Ricerca in Fisica, Genova, 28/07/2005
- [15] C. de los Heros, *Indirect Dark Detection*, ISAPP International Summer School "The Dark Side of the Universe", Heidelberg, Luglio 2012
- [16] *Esperimento KM3NeT*, <http://www.km3net.org/home.php>
- [17] M. Di Mauro et al., *Dark matter vs. astrophysics in the interpretation of AMS-02 electron and positron data*, arXiv:1507.07001v1 [astro-ph.HE], 24/07/2015
- [18] D. S. Akerib et al., *First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility*, Phys. Rev. Lett., 112, Marzo 2014
- [19] *Esperimento XENON, sezione di Bologna*, <http://www.bo.infn.it/xenon/>
- [20] *Descrizione Generale LNGS*, <https://www.lngs.infn.it/it/descrizione-generale>
- [21] E. Aprile, *Direct Dark Matter Searches: Lecture 2*, NIJMEGEN09 Summer School, 25/09/2009
- [22] *Esperimento XENON, LNGS*, <https://www.lngs.infn.it/it/pagine/xenon-ita>
- [23] L. Leardini, *Studio delle interazioni dei neutroni in Xenon liquido*, Tesi di Laurea, Bologna, 2010/2011
- [24] M. Pinelli, *Preparazione di un setup sperimentale e misure preliminari per la caratterizzazione in aria di SiPM da utilizzare per esperimenti di ricerca della Materia Oscura*, Tesi di Laurea, Bologna, 2014/2015
- [25] E. Aprile et al., *Design and Performance of the XENON10 Dark Matter Experiment*, arXiv:1001.2834v1 [astro-ph.IM], 16/01/2010
- [26] E. Aprile et al., *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, Phys. Rev. Lett. 109, 181301, 02/11/2012
- [27] H. Simgen, *XENONnT and Beyond*, WIN2015, Giugno 2015
- [28] P. Buzhan et al., *An advanced study of silicon photomultiplier*, ICFA Instrumentation Bulletin, 23, Fall 2001
- [29] A. Nepomuk Otte, *The Geiger APD, a novel photon detector and its application in astrophysics experiments and positron emission tomography*, MPI fur Physik, Munich



- [30] G. L'Episcopo, *Caratterizzazione elettrica di una matrice di rivelatori di singolo fotone*, Tesi di Laurea, Catania, 2005/2006
- [31] R. Pagano, *Operative parameters of Si photomultipliers*, Tesi di Dottorato in Ingegneria Fisica, Catania
- [32] A. Nepomuk Otte et al., *A test of silicon photomultiplier as a readout for pet*, Nucl. Instrum. Meth. A, 545, 705-715, 2005
- [33] A. Lacaita et al., *On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices*, IEE Trans. Nucl. Sci., 54, 236-244, 2007
- [34] E. Aprile et al., *Detection of Liquid Xenon Scintillation Light with a Silicon Photomultiplier*, arXiv:physics/0501002v2 [physics.ins-det], 26/01/2005
- [35] J. Millman, A Grabel e P. Terreni, *Elettronica di Millman*, 4<sup>a</sup> edizione, McGraw-Hill, Milano, 2008
- [36] *Mod. V1724 8 Channel 14bit - 100MS/s Digitizer CAEN*, User's Manual, Revision 7, 6 Novembre 2007