

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Primi test di funzionalità di Fotomoltiplicatori
al Silicio (SiPM) in vuoto**

Relatore:

Dott. Marco Garbini

Presentata da:

Alessandro Montanari

Correlatore:

Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Sessione II

Anno Accademico 2016/2017

*A mia sorella Martina,
sei la più bella ispirazione*

Abstract

Negli ultimi anni la ricerca della materia oscura ha suscitato notevole interesse dal punto di vista scientifico. Essa, interagisce solo gravitazionalmente e debolmente; questo ne rende difficile la rivelazione. Da osservazioni su scala astronomica e cosmologica si stima che il 26.8% dell'Universo sia costituito da materia oscura. La ricerca della materia oscura è ad oggi un campo molto attivo e si utilizzano a questo fine metodi di rivelazione diretti ed indiretti. Inoltre, questi esperimenti sono situati in ambienti molto isolati per diminuire il rumore.

Sono state formulate varie ipotesi sulla natura della materia oscura, tra di esse spicca quella delle Weakly Interactive Massive Particles (WIMP).

L'esperimento XENON, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, cerca la Materia Oscura con un rivelatore che utilizza la tecnica della rivelazione diretta di WIMP. In particolare, è dedicato alla rivelazione dell'urto elastico di particelle di materia oscura con i nuclei di Xenon, materiale bersaglio e al contempo mezzo rivelatore, contenuto in una Time Projection Chamber (TPC) in fase liquida e gassosa. Il progetto XENON, dopo aver operato con successo con rivelatori contenenti quantità minori di Xenon, è nella fase sperimentale XENON1T che rappresenta il primo rivelatore con massa attiva di Xenon liquido su scala della tonnellata. I primi dati del rivelatore non hanno evidenziato eventi dovuti a materia oscura ed hanno permesso di fissare il limite per la sezione d'urto WIMP-nucleo, indipendente dallo spin, con un minimo a $7.7 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$ migliorando i limiti precedentemente ottenuti [18]. Il rivelatore è tuttora in acquisizione dati.

Nonostante ciò la collaborazione XENON è già a lavoro per la fase successiva del programma, XENONnT in cui la massa attiva di Xenon sarà di circa 6 t. Inoltre sono in corso vari programmi di ricerca e sviluppo (R&D) volti al miglioramento delle prestazioni del rivelatore, con particolare attenzione alla possibilità di aumentare la raccolta di luce prodotta dall'interazione della WIMP con lo Xenon, con conseguenza la diminuzione della soglia di rivelazione e l'aumento della sensibilità. Una delle possibilità è quella di utilizzare, come fotorivelatori, fotomoltiplicatori al Silicio. Essi dovranno operare a temperature di circa 170 K e avere buona efficienza di rivelazione per fotoni di lunghezza d'onda di circa 175 nm.

Questo lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca e sviluppo. In particolare ho lavorato per sviluppare un codice in ambiente LabVIEW capace di monitorare diversi parametri di un setup sperimentale di test di SiPM in Xenon. Il setup è stato infine utilizzato per effettuare prime misure di funzionalità del SiPM VUV3 prodotto dalla Hamamatsu, ed in particolare ne è stato misurato il guadagno in una camera a vuoto.

Indice

Introduzione	7
1 Materia Oscura e Esperimento XENON	10
1.1 Evidenze sperimentali	10
1.1.1 Curve di rotazione delle stelle nelle galassie	10
1.1.2 Lensing gravitazionale	12
1.1.3 Bullet Cluster	13
1.1.4 Anisotropia nella Radiazione Cosmica di Fondo	13
1.2 Evidenze cosmologiche	15
1.3 Ipotesi sulla composizione della materia oscura	16
1.3.1 Materia oscura barionica	16
1.3.2 Materia oscura non barionica	17
1.4 Metodi per rivelare la materia oscura	18
1.4.1 Rivelazione indiretta	19
1.4.2 Rivelazione diretta	19
1.5 Esperimento XENON	19
1.5.1 Principio di funzionamento	20
1.5.2 La Time Projection Chamber (TPC)	20
1.5.3 Fasi del progetto	22
2 Fotomoltiplicatori al Silicio	25
2.1 Fotomoltiplicatori al Silicio	25
2.2 Fotodiodi	25
2.2.1 Fotodiodi <i>p-i-n</i>	26
2.2.2 Fotodiodi a valanga (APD)	26
2.2.3 Fotomoltiplicatori Single Photon Avalanche Diode (SPAD)	27
2.3 Fotodiodi al Silicio SiPM	28
2.4 Caratteristiche dei SiPM	29
2.4.1 Guadagno	29
2.4.2 Efficienza quantica di rivelazione dei fotoni	30
2.4.3 Range dinamico	31
2.4.4 Dark count rate	32
2.4.5 Cross talk	33
2.4.6 Afterpulsing	35
2.5 Possibile utilizzo di SiPM in esperimenti per rivelazione diretta di materia oscura	35

3	Prime misure con SiPM in camera a vuoto	38
3.1	Setup Sperimentale	38
3.2	Preparazione di un programma in LabVIEW per il controllo dei parametri della camera a vuoto	40
3.2.1	Struttura del programma LabVIEW	41
3.3	Prime prove di messa a vuoto della camera di test	41
3.4	Descrizione del SiPM utilizzato	44
3.5	Misure di guadagno	44
	Conclusioni	48
	Bibliografia	49

Introduzione

La prima ipotesi dell'esistenza di materia non luminosa fu dell'astronomo Zwicky, all'inizio degli anni '30. Egli, stimò la massa delle galassie sia in funzione della loro velocità di rotazione che in funzione della luminosità e trovò un'incongruenza tra i dati sperimentali e quelli attesi teoricamente; l'unico modo per poter spiegare questa incongruenza era ipotizzando l'esistenza di una grande quantità di materia non visibile. Altre evidenze importanti sono fornite dallo studio delle fluttuazioni di temperatura della radiazione cosmica di fondo (CMB); grazie alla mappatura completa fornita dalla sonda Planck sono state rilevate anisotropie dovute al diverso comportamento della materia oscura e ordinaria nelle fasi primordiali dell'Universo. Infine, ulteriori evidenze dell'esistenza di materia oscura sono mostrate dai fenomeni di lensing gravitazionale e di Bullet Cluster, rispettivamente fenomeni di deviazione dei raggi luminosi dovuti alla presenza di corpi molto massivi e di urti tra ammassi di galassie.

Nonostante le evidenze sulla presenza di materia oscura nell'Universo non vi è alcuna certezza riguardo la sua natura. Alcune delle ipotesi avanzate identificano le particelle di materia oscura con particelle teoriche, introdotte per spiegare fenomeni di rottura di simmetria per l'interazione forte (gli assioni). Le ipotesi di particelle derivanti da un'estensione del Modello Standard sono però, tra le più studiate. Queste ipotesi introducono le WIMP, Weakly Interacting Massive Particles, particelle prive di carica elettrica e di colore, che interagiscono debolmente e gravitazionalmente con la materia ordinaria.

I metodi utilizzati per la rivelazione di WIMP si dividono principalmente in due tipologie, metodi di rivelazione indiretta e diretta. Le tecniche di rivelazione indiretta studiano l'interazione della materia oscura con se stessa, cercando di rivelare ciò che dovrebbe derivare da un eventuale processo di annichilazione. Le tecniche di rivelazione diretta si concentrano sull'osservazione di fenomeni di scattering di WIMP con nuclei di materiali bersaglio.

Tra gli esperimenti più all'avanguardia per la rivelazione diretta di WIMP vi è il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

L'esperimento XENON, attivo dal 2005, si articola in più fasi, ognuna caratterizzata da un aumento della dimensione del rivelatore. La prima fase, il prototipo XENON10, attiva dal 2005 al 2007 con massa totale di Xeno utilizzata pari a 25 kg, pose i primi limiti superiori alla sezione d'urto WIMP-nucleo; la seconda fase del progetto (XENON100), in acquisizione dati dal 2008 e terminata nel 2016, aumentò la massa di Xeno utilizzata a 161 kg. L'aumento della massa fiduciale e la riduzione del fondo permisero di migliorare la sensibilità del rivelatore per le interazioni WIMP-nucleo indipendenti dallo spin. L'ultima fase del progetto, lo XENON1T, inaugurato nel Novembre 2015, ha una massa attiva di circa due tonnellate di Xeno. Grazie all'aumento della massa del rivelatore e ad un sistema di veto dei muoni per diminuire ulteriormente il rumore di fondo, si prevede di raggiungere una sensibilità di circa $1.67 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$. Un primo run di acquisizione di 34.2 giorni non ha evidenziato segnali dovuti a interazioni di particelle di materia oscura e ha permesso di porre un limite sulla sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin, con minimo a $7.7 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$ per massa delle WIMP di $35 \text{ GeV}/c^2$.

Per migliorare ulteriormente la sensibilità del rivelatore si stanno studiando nuovi

sistemi di rivelazione di segnali luminosi, nell'ottica di incrementare la raccolta di luce per diminuire l'energia di soglia di rivelazione. Una possibile soluzione consiste nell'inserire sulle pareti laterali della Time Projection Chamber (TPC), il rivelatore fulcro dell'esperimento, dei fotomoltiplicatori al Silicio, affiancandoli agli attuali fotomoltiplicatori PMT presenti nei lati superiori e inferiori della TPC.

Il presente lavoro di tesi si colloca in questo ambito di ricerca e sviluppo. In particolare mi sono occupato dello sviluppo di due programmi in ambiente LabVIEW capaci di analizzare diversi parametri di un setup sperimentale, quali la temperatura, la pressione, la tensione e la corrente, sia in fase di acquisizione dati sia in fase di analisi di file precedentemente acquisiti. Inoltre mi sono occupato di effettuare prime misure di guadagno di un SiPM Hamamatsu VUV3, in una camera da vuoto i cui parametri di pressione e temperatura sono monitorati con il programma sopra menzionato.

Nel primo capitolo sono esposte le evidenze dell'esistenza della materia oscura e le ipotesi più accreditate riguardo la sua natura. Sono anche discussi i metodi di rivelazione di particelle di materia oscura con particolare attenzione per l'esperimento XENON, dedicato alla ricerca diretta di WIMP. Nel secondo capitolo la descrizione verte sui fotomoltiplicatori al Silicio SiPM, a partire dal fotodiodo a giunzione per arrivare alla descrizione delle SPAD, costituenti fondamentali dei SiPM.

Infine nel terzo capitolo è riportata la descrizione del setup sperimentale che ho contribuito ad installare, con attenzione particolare ai programmi di monitoraggio da me sviluppati ed ai risultati delle prime misure di guadagno del SiPM utilizzato.

Capitolo 1

Materia Oscura e Esperimento XENON

Sono numerosi gli indizi che portano alla necessità di considerare, oltre alla materia visibile, la presenza di *materia oscura* che, a differenza della prima, non interagisce elettromagneticamente ed è quindi invisibile. Ad esempio, un modo per dimostrare la presenza di materia non visibile si basa sull'osservazione dei suoi effetti gravitazionali.

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

Le principali evidenze dell'esistenza della materia oscura provengono infatti dallo studio di effetti a livello astronomico e da osservazioni cosmologiche, inspiegabili ipotizzando l'esistenza della sola materia visibile.

La prima prova a sostegno della sua esistenza fu portata dall'astronomo Zwicky nel 1933.

Egli studiò le curve di rotazione misurando le dispersioni delle velocità individuali delle galassie nell'ammasso della Chioma. Grazie a queste misure, stimò la massa dinamica totale del sistema; quando poi confrontò questo risultato con i calcoli di massa derivanti dalle misure di luminosità delle singole galassie, trovò che il valore di massa dinamica era 400 volte maggiore del valore di massa dalle misure di luminosità.

Zwicky ipotizzò l'esistenza di materia oscura, tuttavia solo quarant'anni dopo la sua scoperta si iniziò a considerare la sua ipotesi e si trovarono altre evidenze a favore, quali le anomalie nella radiazione cosmica di fondo, il lensing gravitazionale e il Bullet Cluster.

1.1.1 Curve di rotazione delle stelle nelle galassie

Una delle principali evidenze a sostegno dell'ipotesi dell'esistenza della materia oscura emerge dall'analisi delle velocità di rivoluzione delle stelle e delle nubi

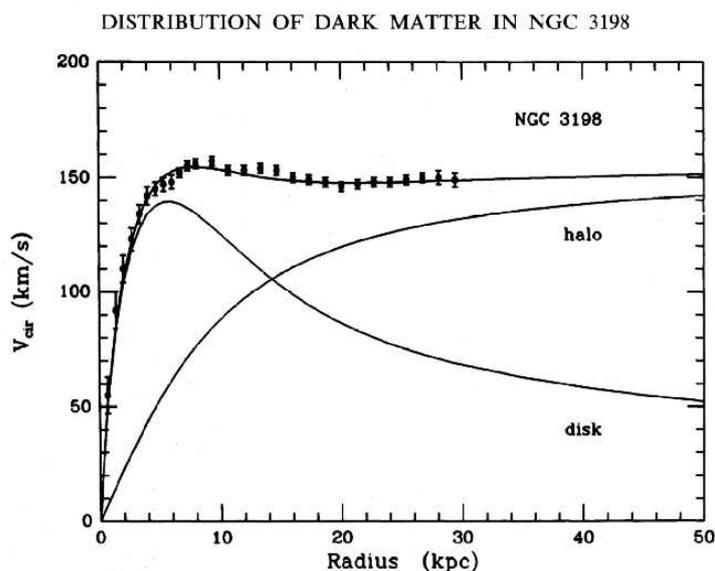


Figura 1.1: *Curva di rotazione della galassia NGC3198. Oltre grandi valori di r il contributo dell'alone di materia oscura mantiene approssimativamente costante la velocità di rotazione delle stelle.*

gassose nell'alone della galassia, in funzione della distanza dal centro galattico. Le galassie a spirale, come la Via Lattea, contengono, come ordine di grandezza, 10^{11} stelle che sono distribuite attorno a un nucleo centrale a costituire un sistema approssimabile a simmetria sferica, simile a un disco appiattito rotante. Si può calcolare la velocità di rivoluzione di una stella di massa m intorno al centro della galassia, considerando orbite stabili. Eguagliando forza centrifuga e attrazione gravitazionale si ha[1].

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

Con G costante di gravitazione di Newton. Sotto ipotesi che la maggior parte della massa sia concentrata nella zona centrale di raggio $r = R$, si può trovare una distribuzione del tipo:

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

con $\rho(x)$ densità di materia visibile nella galassia.

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

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

in accordo con la teoria newtoniana.

Le osservazioni sperimentali, esempio in Fig. 1.1, mostrano un andamento quasi costante della velocità a grandi distanze, in netto contrasto con quanto previsto dalla teoria classica. Le osservazioni si basano, ad esempio, sull'effetto Doppler degli spettri stellari delle stelle più esterne.

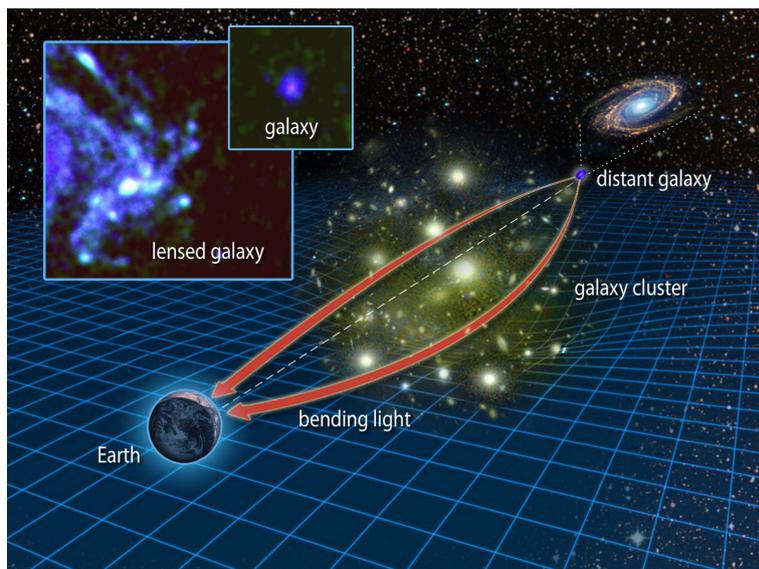


Figura 1.2: La forza di gravità del gigantesco ammasso di galassie ("galaxy cluster" al centro dell'immagine) curva la luce della galassia più distante ("distant galaxy"), rendendo la galassia visibile dagli astronomi. Le due immagini in alto a sinistra invece mostrano l'aspetto che avrebbe la galassia senza l'effetto del lensing gravitazionale e quello che effettivamente osserviamo dalla Terra.

Per la galassia M31 invece, M. Roberts, R. Whitehurst e T. R. Cram [2], usando la riga di emissione dell'idrogeno neutro a $\lambda = 21 \text{ cm}$ determinarono che la velocità delle stelle della galassia si manteneva praticamente costante a $v \approx 230 \text{ km/s}$ fino a distanze $r \approx 30 \text{ kpc}$ dal centro della galassia.

Una possibile spiegazione di quanto osservato è la presenza di un alone non visibile ma di massa proporzionale alla distanza $M(r) \propto r$ costituito da materia oscura che si concentra principalmente sugli estremi della galassia.

1.1.2 Lensing gravitazionale

Secondo la teoria di Einstein della relatività generale la luce segue esclusivamente le geodetiche della metrica spazio-temporale [3]. Una grande massa (come la Terra o il Sole) distorce lo spazio-tempo nelle sue vicinanze e questa distorsione altera il percorso fatto da un fascio di luce, come mostrato in maniera schematica in figura 1.2. Ciò significa che un oggetto massivo può distorcere l'immagine di una sorgente luminosa distante, in modo simile ad una lente di ingrandimento ordinaria: questo effetto è noto come *lensing gravitazionale*.

Dati molto importanti dai quali si è studiato, in funzione della distorsione di oggetti distanti a causa della gravità, quanto grande è un ammasso di galassie, sono stati raccolti dal telescopio spaziale Hubble. Dai risultati ottenuti, diviene necessario introdurre una componente di massa oscura, nella quale sono immersi gli ammassi di galassie, per giustificare il lensing osservato. Si può ricostruire una mappatura della distribuzione della materia oscura nell'Universo, confrontando la massa ricavata con l'effetto di lensing gravitazionale con la quantità di materia visibile. La massa oscura supera quella visibile di circa un fattore 10.

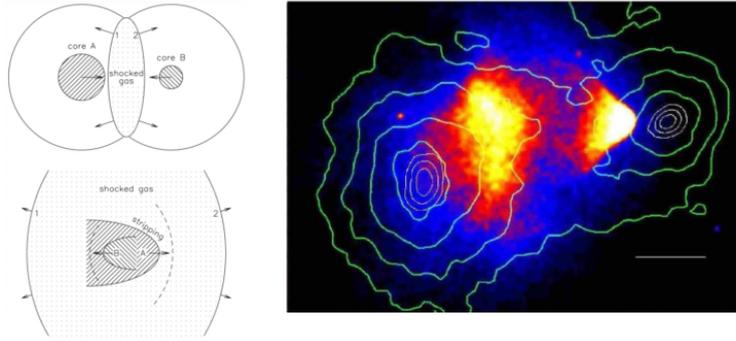


Figura 1.3: *Bullet Cluster* dell'ammasso 1E 0657-558 (a destra); le curve rappresentano l'andamento del potenziale gravitazionale per vari livelli di confidenza. La parte rossa rappresenta la distribuzione della materia barionica (gas caldo) ricavata dall'analisi dei raggi X emessi, mentre quella in blu la concentrazione di materia oscura rivelata dal lensing gravitazionale. Possiamo inoltre vedere una schematizzazione della dinamica dello scontro (a sinistra).

1.1.3 Bullet Cluster

Il *Bullet Cluster* consiste nella collisione di due ammassi di galassie; in particolare il nome si riferisce ad un sottoammasso più piccolo che si scontra contro uno più massivo. Durante l'urto si verifica una separazione tra la materia delle galassie e il gas intergalattico: mentre le prime interagiscono debolmente a causa dell'attrazione gravitazionale, rallentando leggermente il loro moto, è molto più evidente il rallentamento della parte gassosa dell'ammasso, poichè interagisce elettromagneticamente emettendo radiazioni X e perdendo così molta più energia. Studiando la distribuzione dei raggi X emessi in uno scontro tra ammassi di galassie, si ottiene una quantità di massa corrispondente diversa da quella ottenuta analizzando il lensing gravitazionale: questa discrepanza può essere spiegata introducendo la presenza di materia oscura che, non interagendo elettromagneticamente, si comporta in modo diverso da quella barionica, allontanandosi maggiormente. La prima evidenza e una delle prove di maggior rilievo della separazione tra materia oscura e barionica a seguito dello scontro tra due ammassi di galassie fu osservata per l'ammasso 1E 0657-558 (Fig. 1.3) [4]. Dall'analisi del *Bullet Cluster* si può infatti distinguere una zona più calda, di materia barionica visibile nello spettro elettromagnetico, ed una più fredda di materia oscura, osservata sfruttando il fenomeno di lensing gravitazionale, in cui si concentra la maggior parte della massa totale calcolata per l'alone dell'ammasso.

1.1.4 Anisotropia nella Radiazione Cosmica di Fondo

La radiazione cosmica di fondo (CMBR, *Cosmic Microwave Background Radiation*) 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. Nel momento in cui la temperatura è scesa al valore di $\sim 300\text{ K}$, gli elettroni hanno iniziato a legarsi ai nuclei atomici dando luogo al disaccoppiamento radiazione-materia, rendendo quindi l'Universo trasparente ai fotoni (processo di

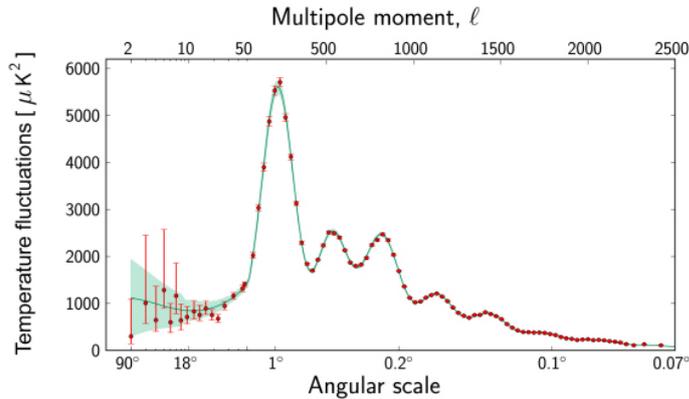


Figura 1.4: Spettro che mostra le anisotropie della CMBR in funzione del momento di dipolo ottenute con il satellite Planck.

ricombinazione). La CMB è costituita da questi fotoni ed ha una temperatura media di $\sim 2.7K$ [29]. 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 μK . 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 [5] 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 in 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. Per studiarle statisticamente, le fluttuazioni della temperatura della CMB, si espandono come somma di armoniche sferiche, poichè sono distribuite sulla superficie di una sfera cui l'osservatore occupa il centro, in funzione degli angoli θ e ϕ .

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) \equiv \sum_0^{\infty} \sum_{-1}^l a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (1.4)$$

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 [6]: 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

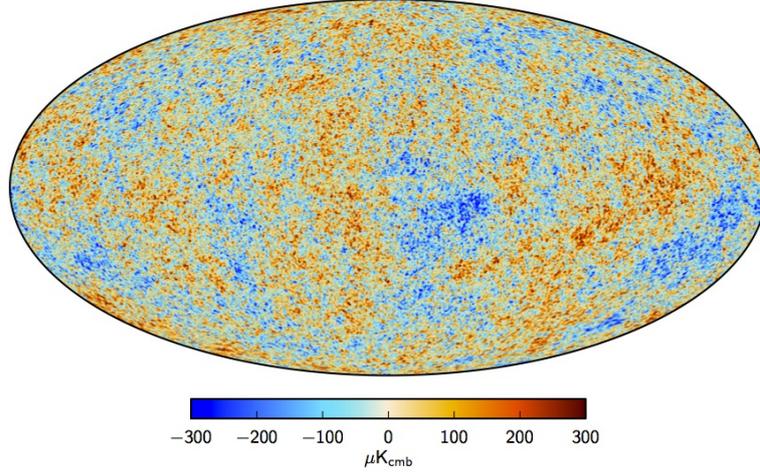


Figura 1.5: *Mappa della radiazione cosmica di fondo, ottenuta dal satellite Planck (2013).*

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%.

1.2 Evidenze cosmologiche

La teoria della Relatività Generale di Einstein [3] ci permette di definire un campo gravitazionale a partire dalla metrica spazio-tempo $g_{\mu\nu}$ dato dall'equazione di campo:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.5)$$

In approssimazione di campo debole non relativistico ci si riconduce alla ben nota legge di gravitazione di Newton. Dato che l'Universo è 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)

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.6)$$

dove k è una costante e $a(t)$ è il 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 una costante [3]. 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

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (1.7)$$

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.

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 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 materia oscura fredda di cui parlerò successivamente) e il restante 68.3% di energia oscura.

1.3 Ipotesi sulla composizione della materia oscura

Si ipotizza che solo una piccola parte della materia oscura sia barionica, con candidati abbastanza facili da identificare, e la restante parte sia composta di materia non barionica, di natura tuttora ignota.

1.3.1 Materia oscura barionica

La materia oscura barionica è composta da materia ordinaria, neutroni e protoni, che non emette luce. Tuttavia sono rilevabili i suoi effetti sulla materia visibile, attraverso, ad esempio, il fenomeno di lensing gravitazionale.

Alcuni possibili candidati di materia oscura barionica sono:

- nane brune, ovvero oggetti celesti con massa troppo piccola per poter innescare la fusione dell'idrogeno;
- pianeti molto massivi che hanno un rapporto massa/luminosità molto elevato e sono quindi molto poco luminosi;
- stelle che hanno terminato la loro vita, ovvero buchi neri, stelle di neutroni o nane bianche.

Tutti questi oggetti celesti sono chiamati collettivamente Massive Compact Halo Objects (MACHO). Per rivelare la presenza di MACHO esistono esperimenti che studiano il lensing gravitazionale che si crea quando un MACHO si interpone tra la Terra e una stella, causando aumento temporaneo di luminosità osservata. Esperimenti di questo tipo sono MACHO in Australia e EROS in Cile. L'esperimento EROS, utilizzando un telescopio di un metro di diametro che ha osservato per 5 anni (1996-2002) circa 30 milioni di stelle appartenenti alle Nubi di Magellano, ha individuato 8 candidati MACHO. Dai dati risulta che i MACHO contribuiscono a meno del 20% della massa dell'alone della nostra galassia, con masse comprese tra $10^{-7} - 0.1 M_{\odot}$ [7].

1.3.2 Materia oscura non barionica

Sappiamo ormai per certo, dalle più avanzate osservazioni cosmologiche che la composizione della materia nell'Universo si divide in circa il 20% di materia barionica, della quale soltanto il 2% luminosa, e il restante 80% di materia oscura non barionica [8].

La principale classificazione della materia oscura non barionica si basa sulla sua temperatura al momento del disaccoppiamento radiazione-materia: la divisione è tra *materia oscura calda*, che si muove a velocità prossime a quella della luce nell'Universo primordiale, e in *materia oscura fredda*, che invece si muoveva molto più lentamente.

Si suppone che la presenza di materia oscura calda abbia permesso la formazione prima di strutture estese; oggetti più piccoli, quali le galassie e gli ammassi stellari, si sono potuti formare in seguito alla frammentazione delle strutture più grandi (*modello top-down*); un esempio di questa materia oscura sono i **neutrini fossili**, con massa che non supera l'ordine del eV . La materia oscura fredda, non essendo relativistica, nell'Universo primordiale è potuta collassare sotto l'azione della forza di gravità, raggruppandosi dapprima in strutture piccole che si sono poi unite a formarne di sempre più grandi, come gli ammassi e i superammassi di galassie che costituiscono la struttura attuale dell'Universo (*modello bottom-up*); esempi di materia oscura fredda sono gli **assioni** e le **Weakly Interacting Massive Particle** (WIMP).

Sebbene si ritenga che il ruolo dominante sia quello della materia oscura fredda, lo scenario più corretto è descritto da un modello ibrido in cui siano presenti entrambi i tipi di materia oscura.

Nel seguito sono riportate brevemente alcune caratteristiche relative ai neutrini fossili, gli assioni e le WIMP come principali candidati per la materia oscura.

- Si ritiene che, pochi istanti dopo la nascita dell'Universo, sia stato prodotto un enorme numero di neutrini e antineutrini di ogni sapore che sono sopravvissuti fino ad oggi, da qui il nome di **neutrini fossili** che man mano hanno diminuito la loro energia a causa dell'espansione dell'Universo stesso. Questi neutrini e antineutrini erano in grado di muoversi indisturbati anche quando l'Universo era ancora opaco alla luce, interagendo gravitazionalmente con i fotoni e lasciando questa impronta nella CMB. La sonda Planck ha rivelato per la prima volta la presenza inequivocabile di questi neutrini, studiando proprio l'effetto che questi hanno prodotto sulla mappa di fondo a microonde, permettendo anche di porre il limite superiore alla somma delle masse dei tre tipi di neutrini (elettronico, muonico e tauonico) di $0.23 eV$ [10]. Di conseguenza la massa del neutrino risulta troppo piccola per poter giustificare la quantità di materia oscura presente nell'Universo. La densità di neutrini fossili attesa è di $300 \frac{\text{neutrini}}{\text{cm}^3}$, per cui il contributo a Ω dei neutrini è pari a

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93 eV} \leq 0.07 \quad (1.8)$$

con h costante di Planck e m_i massa dei neutrini. I neutrini, quindi, non sono una componente dominante di materia oscura data la loro scarsa abbondanza [30].

- Gli **assioni** sono particelle introdotte teoricamente per risolvere il problema della simmetria CP per l'interazione forte: la rottura della simmetria CP attesa dalla teoria, non è infatti mai stata osservata sperimentalmente nell'interazione forte. La rottura spontanea di una simmetria globale produce un bosone di Nambu-Goldstone e gli assioni ricoprono proprio il ruolo di tali bosoni [9]. Sono particelle non relativistiche che interagiscono solo gravitazionalmente, hanno spin 0 e massa molto piccola. Essi sarebbero però presenti in quantità tale da poter essere buoni candidati a giustificare la densità di materia oscura presente nell'Universo.

La teoria inoltre prevede che contribuiscano a Ω con $\Omega_a \sim (5 \cdot 10^{-6} eV/m_a)^{1.2}$, per cui possono dare un contributo rilevante alla materia oscura solo se avessero massa $\sim 10^{-3} - 10^{-5} eV$.

Secondo i modelli teorici, in presenza di un campo elettromagnetico, gli assioni si convertono in fotoni (effetto "Primakoff"[11]), quindi si cercano prove della loro esistenza attraverso questa conversione, anche se ad oggi gli esperimenti non hanno ancora avuto successo.

- Le **WIMP** rappresentano la categoria più studiata tra i candidati alla materia oscura fredda. Sono particelle stabili che derivano da un'estensione del Modello Standard, prive di carica elettrica e di colore, con massa variabile da pochi GeV a qualche TeV, esse interagiscono con la materia ordinaria anche debolmente oltre che gravitazionalmente; hanno una sezione d'urto di interazione paragonabile a quella delle interazioni deboli: $\sigma < 10^{-42} cm^2$. Si suppone che le WIMP fossero in equilibrio termico nell'Universo primordiale attraverso processi di creazione e annichilazione fino a quando, a seguito dell'espansione cosmica, iniziò a prevalere l'annichilazione. Per delle generiche WIMP, quando la temperatura scese al valore $kT \sim m_{WIMP}/20$ cessò il processo di annichilazione e la loro concentrazione rimase quasi costante, diminuendo solo per l'espansione universale; usando la distribuzione di Maxwell-Boltzmann si può stimare la densità delle WIMP in funzione delle velocità termiche al momento del disaccoppiamento dal bagno termico:

$$\Omega \simeq \frac{G^{3/2} T_0^3}{H_0^2 \langle \sigma v \rangle} = \frac{7 \cdot 10^{-27} cm^3 s^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (1.9)$$

Tra i candidati maggiormente studiati delle WIMP emerge il *neutralino*, una particella leggera non presente nel Modello Standard ma descritta dalla supersimmetria (estensione del modello standard basata sull'idea che ogni particella abbia associato un partner supersimmetrico, fermione nel caso bosonico e viceversa), secondo la quale stati fermionici possono trasformarsi in bosonici e viceversa tramite trasformazioni supersimmetriche.

1.4 Metodi per rivelare la materia oscura

I metodi per rivelare le particelle di materia oscura sono diversi a seconda di quale particella si vuole identificare. In questa trattazione ci si concentrerà solo su tecniche per rivelare le WIMP. Le tecniche si dividono in *rivelazione diretta* e *indiretta*.

1.4.1 Rivelazione indiretta

Le tecniche di rivelazione indiretta si concentrano sullo studio dell'interazione della materia oscura con se stessa, in particolare sul verificarsi di processi di annichilazione di WIMP. Un eventuale processo di annichilazione di WIMP può dar luogo a un flusso di raggi γ , neutrini e anche antimateria, come positroni e anti-protoni, soprattutto nelle regioni con grande densità di materia oscura.

L'osservazione di radiazione γ , di energia dell'ordine del GeV fino al TeV, deve essere compiuta fuori dall'atmosfera terrestre utilizzando telescopi Čerenkov.

Neutrini e antineutrini prodotti dall'annichilazione di materia oscura all'interno di corpi massivi come il Sole possono essere osservati attraverso telescopi posti sott'acqua (come il telescopio KM3NeT [12] a largo di capo Passero, Sicilia).

Le particelle prodotte dall'annichilazione possono inoltre produrre onde radio: la misura della densità di materia oscura può essere ricavata dalla rivelazione di tali onde radio.

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, sfruttando questo tipo di osservazioni, diverse anomalie negli spettri di carica riconducibili alla presenza di materia oscura. Gli ultimi risultati arrivano dall'esperimento AMS-02 posto sulla stazione ISS [13]. La rivelazione di un'anormale quantità di antimateria può essere ricondotta all'annichilazione di materia oscura. Tuttavia la carica di queste particelle le rende sensibili a possibili deflessioni provocate da campi elettromagnetici galattici, rendendo impossibile ricostruirne la provenienza. Tale impossibilità rende questo tipo di osservazioni ancora non sufficienti ad affermare l'esistenza della materia oscura.

1.4.2 Rivelazione diretta

I metodi di rivelazione indiretta sono volti alla rivelazione dello scattering delle WIMP con nuclei bersaglio. Le sezioni d'urto attese come evidenziato sono dell'ordine della scala debole. Le WIMP sarebbero rimaste intrappolate nella Via Lattea perchè avrebbero avuto velocità di fuga insufficienti per uscirne. Esse sono perfettamente in grado di attraversare corpi massivi senza mai interagire.

Tra WIMP e nuclei di particelle di materia ordinaria possono avvenire collisioni di tipo elastico 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 di poche decine di keV.

Per individuare i segnali di materia oscura tra il rumore di fondo, i rivelatori utilizzati in questi esperimenti spesso sfruttano più segnali contemporaneamente e acquisiscono per lungo tempo, viste le basse sezioni d'urto; i rivelatori sono di vario tipo: a stato solido, a scintillazione. Per schermare le fonti di rumore, molti degli esperimenti sono in laboratori sotterranei. Un esempio di esperimento per la ricerca diretta di materia oscura è l'esperimento XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, che utilizza il gas nobile Xenon in doppia fase.

1.5 Esperimento XENON

L'esperimento XENON è dedicato alla rivelazione diretta della materia oscura. Esso utilizza Xenon, in doppia fase (liquido-gas) come bersaglio o mezzo rivelatore contenuto in una *camera a proiezione temporale* (TPC). L'esperimento è situato

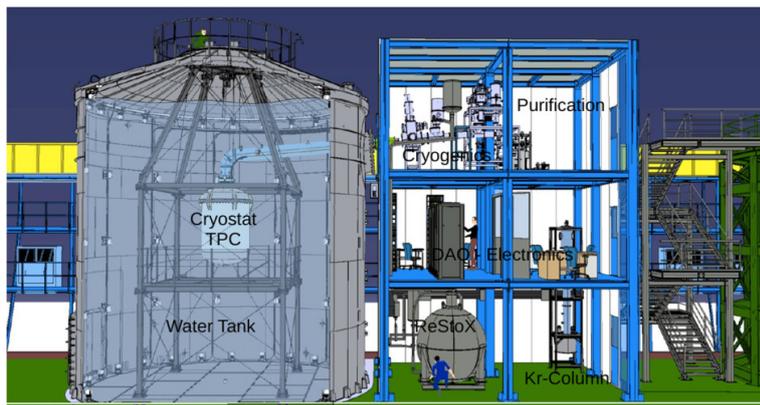


Figura 1.6: *Rappresentazione in scala del progetto XENON1T presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.*

presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, in modo tale che lo strato di roccia del massiccio del Gran Sasso possa servire come schermatura naturale dai raggi cosmici. Il progetto XENON, attivo dal 2005, ha fornito limiti per la sezione d'urto di scattering dipendente e indipendente dallo spin delle WIMP con i nuclei. Attualmente l'esperimento XENON1T ha pubblicato i risultati di un run di 34.2 giorni in cui non sono stati rivelati eventi dovuti a interazioni di WIMP e ha potuto stabilire un limite superiore per la sezione d'urto WIMP-nucleo con minimo pari a $7.7 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$ per masse delle WIMP di $35 \text{ GeV}/c^2$. L'esperimento è attualmente in fase di presa dati e nuovi risultati sono attesi per l'inizio del 2018. [18].

1.5.1 Principio di funzionamento

L'esperimento XENON sfrutta la misura simultanea di segnali di ionizzazione e scintillazione prodotti dalle interazioni elastiche delle particelle nello Xenon. Dai segnali si può ricavare la natura della particella incidente e capire se si tratta di una WIMP o di rumore di fondo. Il fulcro dell'esperimento è il rivelatore a doppia fase, la *Time Projection Chamber* riempita con Xenon liquido e gassoso.

Si utilizza Xenon perché, come gas nobile, ha buone proprietà di ionizzazione e scintillazione. Esso produce $\sim 6 \cdot 10^4 \text{ coppie}/\text{MeV}$ e $\sim 4.2 \cdot 10^4 \text{ fotoni}/\text{MeV}$ di $\lambda \simeq 175 \text{ nm}$. Esso, in particolare, è il gas nobile con il numero atomico più elevato e il più denso, qualità che gli conferisce proprietà autoschermanti; esso inoltre ha bassissima radioattività e i suoi isotopi radioattivi hanno tutti vita molto breve, un ulteriore fattore che è utile per diminuire il rumore di fondo. Lo Xenon passa allo stato liquido alla temperatura di circa 173 K e pressione di circa 2 bar , temperatura non troppo bassa rispetto agli altri gas nobili.

1.5.2 La Time Projection Chamber (TPC)

Il cuore dei rivelatori del progetto XENON è la TPC (Time Projection Chamber) a doppia fase di Xenon, liquida (LXe) e gassosa (GXe) [1].

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. Presso la superficie di separazione tra LXe e GXe è posta una griglia per permettere di mantenere valori differenti del

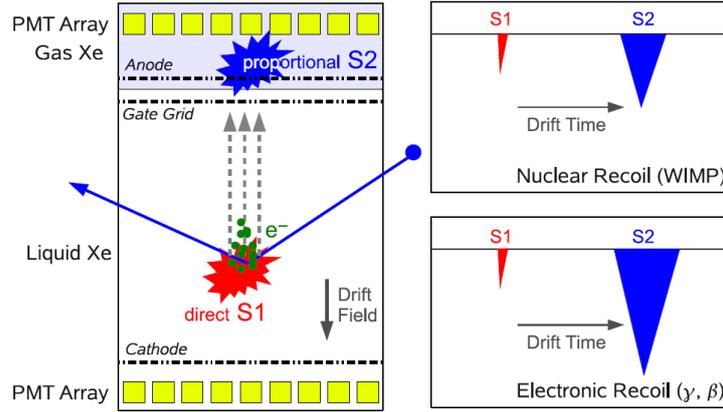


Figura 1.7: Rappresentazione schematica dell'interazione di una particella con lo Xenon liquido nella TPC, con i relativi rapporti delle energie di rinculo nucleare ed elettronico.

campo elettrico nei due stati di Xenon.

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 delle coppie si ricombina immediatamente producendo radiazione che contribuisce alla scintillazione diretta, mentre gli elettroni delle coppie che non si ricombinano risentono del campo elettrico presente nella TPC e muovendosi a velocità di deriva verso l'anodo. Raggiunta la superficie di separazione LXe-GXe, l'intenso campo elettrico presente tra la griglia e l'anodo estrae questi elettroni che sono accelerati 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 β^{-2} [19]. Il rinculo di un nucleo massivo come quello dello Xenon produce una grande densità di ioni a cui corrisponde una maggiore ricombinazione degli elettroni liberi: questo diminuisce il segnale S_2 .

Basandosi su tale modello è possibile distinguere i segnali prodotti dal *nuclear recoil*, dovuto all'interazione particella-nucleo, dai segnali prodotti dal *electronic recoil* dovuto a fotoni o elettroni (Fig. 1.8). Il rapporto tra la "scintillazione proporzionale" e quella diretta nel primo caso è molto minore dello stesso rapporto nel secondo caso (Fig 1.8):

$$\left(\frac{S_2}{S_1}\right)_N \ll \left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{e^-}. \quad (1.10)$$

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 è determinata a partire dal ritardo temporale 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 la fiducializzazione del volume dello Xeno: sono infatti considerati solo eventi la cui posizione spaziale è nella parte interna della TPC maggiormente schermata da segnali di fondo.

La struttura dell'esperimento XENON1T è tale da permettere un futuro ulteriore sviluppo: la TPC è infatti sostituibile mantenendo molti degli altri elementi del rivelatore. Il possibile sviluppo XENONnT, al quale la collaborazione XENON sta già lavorando, dovrebbe sfruttare circa 8000 kg di Xeno aumentando così la sensibilità: è previsto un abbassamento della sezione d'urto indipendente dallo spin fino a circa $2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^2$.

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 170 K e devono rivelare fotoni di lunghezza d'onda $\lambda \simeq 175 \text{ nm}$. Nel prossimo capitolo sono riportate le principali caratteristiche dei fotorivelatori al Silicio (SiPM).

1.5.3 Fasi del progetto

Il progetto XENON è articolato in più fasi. In ognuna di esse è aumentata la dimensione del rivelatore rispetto alla fase precedente, in questo modo grazie anche alla riduzione delle sorgenti di fondo è aumentata anche la sensibilità dell'esperimento.

- XENON10 è stato attivo dal 2005 al 2007, utilizzava una camera a proiezione temporale contenente 15 kg di Xeno. Come primo prototipo dell'esperimento, permise di porre come limite superiore alla sezione d'urto per l'interazione WIMP-nucleo indipendente dallo spin (al 90% del livello di confidenza) $8.8 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa $100 \text{ GeV}/c^2$ e $4.5 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa $30 \text{ GeV}/c^2$ [16]. I valori indicati sono sempre il minimo della curva visibile in figura 1.7.
- XENON100 è la seconda fase del progetto XENON, in acquisizione dati dal 2008 in funzione fino al 2016. E' stata aumentata la quantità di Xeno di un ordine di grandezza, 161 kg di cui 65 costituenti la massa attiva; anche la qualità dei materiali che costituiscono il rivelatore è stata migliorata (dal punto di vista dei contaminanti radioattivi), portando ad una diminuzione del rumore di fondo di un fattore 100. È stato quindi possibile raggiungere una sensibilità per la sezione d'urto di un'interazione WIMP-nucleo indipendente dallo spin di $1.1 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa $55 \text{ GeV}/c^2$ mentre per interazioni dipendenti dallo spin si è arrivato a $2 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ [17].
- XENON1T, Figura 1.6, è la terza fase del progetto XENON. Il rivelatore è costituito da una TPC con 3300 kg di Xeno di cui 2000 kg sono considerabili massa attiva. L'aumento di massa fiduciale, rispetto a XENON100 e l'utilizzo di materiali meno radioattivi, ha ridotto il rumore di fondo di circa due ordini di grandezza. Recentemente sono stati analizzati i dati relativi

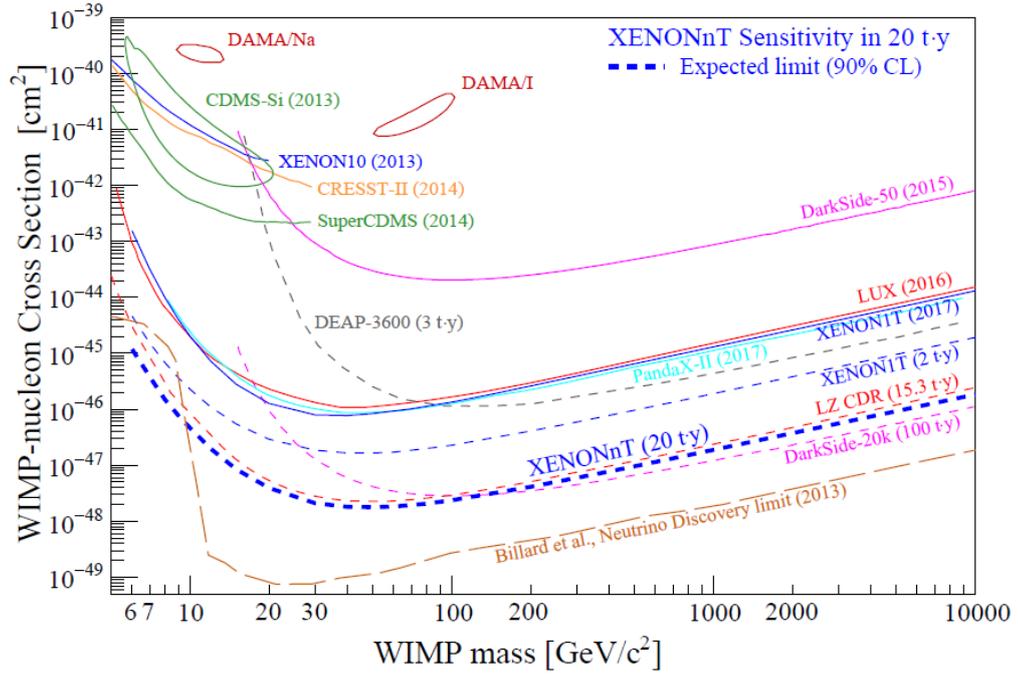


Figura 1.8: Sezione d'urto dell'interazione WIMP-nucleo in funzione della massa delle WIMP.

ad un run di 34.2 giorni di presa dati. Non sono stati rivelati eventi dovuti a interazioni di WIMP ed è stato possibile fissare un limite superiore per la sezione d'urto WIMP-nucleo con minimo pari a $7.7 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$ per masse delle WIMP di $35 \text{ GeV}/c^2$, figura 1.8 [18]. Il rivelatore è inoltre fornito di un sistema di veto per i muoni, i quali possono produrre neutroni che possono simulare un segnale tipico delle WIMP. La TPC è contenuta all'interno della water tank, un cilindro di 4.8 m di raggio e 10.5 m di altezza, riempito di acqua pura; la water tank è instrumentata con 84 fotomoltiplicatori che possono rivelare luce Čerenkov prodotta dai muoni che attraversano l'acqua (Fig. 1.6).

Capitolo 2

Fotomoltiplicatori al Silicio

2.1 Fotomoltiplicatori al Silicio

I fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) rappresentano l'avanguardia dei fotorivelatori perchè presentano dimensioni fisiche ridotte (possibile perchè sono sensori allo stato solido), basse tensioni di alimentazione, insensibilità ai campi elettromagnetici e basso costo di produzione. L'utilizzo dei SiPM è un possibile miglioramento delle tecniche di collezione basate sull'uso di tubi di fotomoltiplicatori (PMT). In questo capitolo saranno analizzati il principio di funzionamento e le principali proprietà dei fotomoltiplicatori al Silicio.

2.2 Fotodiodi

I semiconduttori sono materiali nei quali è possibile, drogando il materiale, generare dei portatori liberi di carica; è possibile generare all'interno del *gap energetico* che divide la banda di valenza da quella di conduzione dei semiconduttori dei livelli accessibili agli elettroni del materiale.

Un diodo è costituito da un semiconduttore con due regioni drogate a contatto, una drogata p e una n . A seconda della tensione che è applicata, può essere polarizzato direttamente o inversamente [20]. I fotodiodi sono polarizzati inversamente, con forte drogaggio e copertura con strato antiriflettente nella regione p , in quanto essa costituisce la zona su cui incidono i fotoni. Essi producono corrente sfruttando le coppie elettrone-lacuna che si creano all'interno della depletion region (regione di svuotamento) al passaggio della radiazione; i fotoni, incidendo nella regione di svuotamento, possono generare coppie elettrone-lacuna che si muovono con velocità di deriva direttamente proporzionale al valore del campo elettrico, generando una corrente elettrica dovuta allo spostarsi delle lacune verso la zona p e degli elettroni verso la zona n .

Si possono apportare delle migliorie per aumentare l'efficienza. Al fine di evitare la ricombinazione delle coppie generate all'interno della zona di svuotamento, perchè così facendo non contribuirebbero alla corrente di fotodiodo, si può aumentare l'area della zona svuotata. In questo modo si diminuirebbero anche gli effetti capacitivi del rivelatore: esso infatti può essere visto come un condensatore a facce piane e parallele ($C = A\epsilon/d$ con d distanza tra le due facce) e il segnale che produce risulta proporzionale a $1/C$ per cui, diminuendo la capacità, a parità di carica rivelata, si avranno segnali di ampiezza maggiore e quindi un minore rumore di fondo.

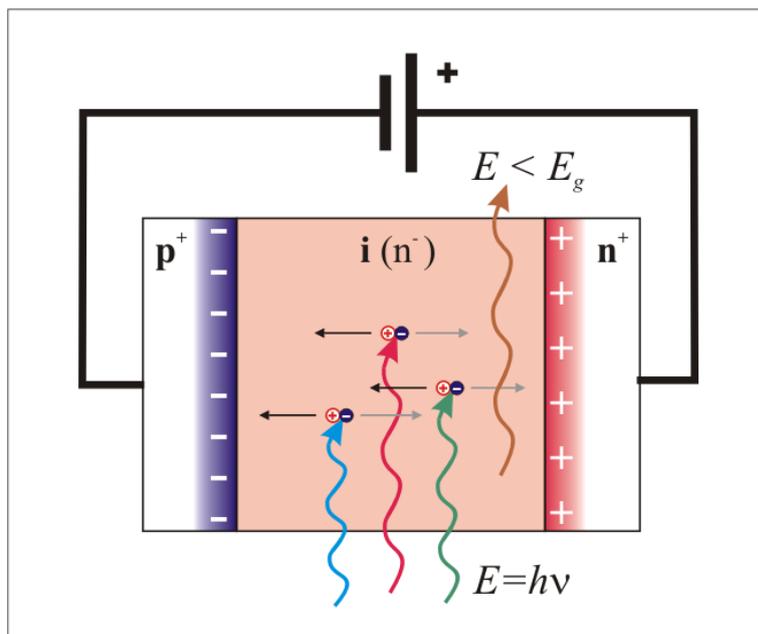


Figura 2.1: Schema di un fotodiode $p-i-n$.

Questo tipo di rivelatore allo stato solido con ampia zona di svuotamento è chiamato *fotodiode $p-i-n$* .

2.2.1 Fotodiode $p-i-n$

I fotodiode $p-i-n$ sono fotorivelatori formati da una giunzione $p-n$ con strato p e strato n molto drogati, in mezzo alla quale è posto uno spessore di materiale poco drogato, detto intrinseco. Il forte drogaggio fa in modo che la regione di svuotamento ricada completamente all'interno della regione intrinseca (Fig. 2.1). Quando il fotodiode è polarizzato inversamente si ha un ulteriore allargamento della zona di svuotamento, creando così un campo elettrico interno maggiore che rimuove con più velocità i portatori che si generano nella zona intrinseca.

I fotodiode $p-i-n$ più comuni sono in Silicio. Essi sono sensibili in tutta la regione spettrale del visibile e nel vicino infrarosso, inoltre sono dispositivi abbastanza veloci perchè il tempo di transito dei portatori è molto piccolo. Necessitano però di un sistema esterno di amplificazione del segnale, perchè difettano di un meccanismo che moltiplichi il segnale internamente.

2.2.2 Fotodiode a valanga (APD)

I fotodiode a valanga (Avalanche Photodiode) sono fotodiode all'interno dei quali è contenuta una regione ad elevato campo elettrico, necessaria per provocare un processo di moltiplicazione delle cariche elettriche. Per ogni fotone in ingresso, può essere generato più di un portatore; a parità di segnale, quindi, negli APD si ottiene una corrente di uscita nettamente più elevata rispetto ai $p-i-n$. A causa di questa moltiplicazione interna della corrente, gli APD richiedono una tensione di alimentazione più elevata dei $p-i-n$. Applicando un'elevata tensione inversa, si genera all'interno della giunzione un campo elettrico molto alto, il quale accelera

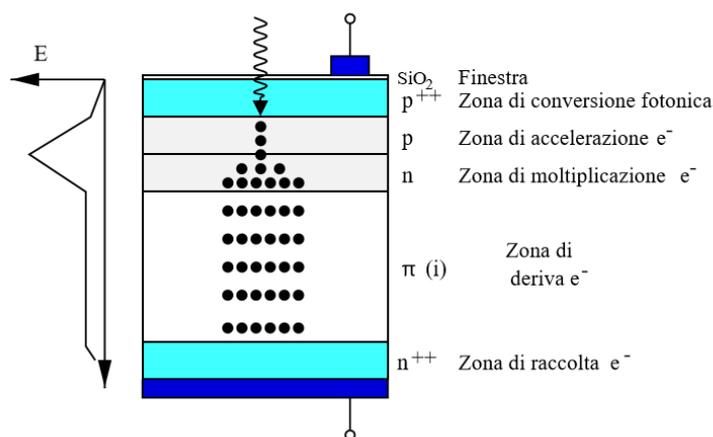


Figura 2.2: Schema di un fotodiode APD.

i portatori di carica che producono altre coppie elettrone-lacuna, tramite ionizzazione per impatto. Si genera così produzione a valanga, dando luogo a un processo con andamento esponenziale. La *fotocorrente* che è generata è proporzionale al numero di fotoni incidenti con energia superiore all'energia del *gap*.

Il fotone incidente entra inizialmente in una zona dell'APD ad elevato drogaggio p , passando poi in una zona dove avviene la conversione elettrone-lacuna, una finestra generalmente di ossido di Silicio (zona di conversione fotonica). Gli elettroni così liberatisi sono attratti da un campo elettrico dell'ordine di 10 kV/cm in una zona a drogaggio p inferiore (zona di accelerazione fotonica). Un ulteriore campo elettrico, dell'ordine di 100 kV/cm , attrae gli elettroni nella regione n dove è provocata la moltiplicazione a valanga (*zona di moltiplicazione e^-*), per l'enorme aumento della loro energia. La carica così prodotta attraversa la *zona di deriva*, una zona a basso drogaggio n , prima di essere totalmente raccolta nella regione n^{++} , che precede il contatto ohmico (Fig. 2.2).

Il numero di elettroni generati per moltiplicazione a valanga per singolo fotoelettrone primario, che costituiscono il valore di guadagno, sono dell'ordine di 10^2 e dipendono sia dalla temperatura che dalla tensione di alimentazione; gli APD necessitano quindi di elevata stabilità nella temperatura e nella tensione di polarizzazione.

Aumentando la tensione di polarizzazione del 10-20% e superando così la tensione di breakdown, si possono risolvere i problemi di stabilità perchè si inizia ad operare in modalità Geiger; per valori di tensione talmente elevati, anche un solo fotoelettrone può produrre un processo di moltiplicazione a valanga. Per questo motivo, gli APD operanti in modalità Geiger sono anche chiamati Single Photon Avalanche Counters, SPAD.

2.2.3 Fotomoltiplicatori Single Photon Avalanche Diode (SPAD)

I Single Photon Avalanche Diode sono fotorivelatori in grado di operare anche con segnali a bassa intensità (fino al singolo fotone) e rivelarne il tempo di arrivo con elevata risoluzione temporale (poche decine di picosecondi). Il principio di funzionamento degli SPAD si differenzia da quello degli APD solo per il valore della tensione di polarizzazione: gli SPAD sono polarizzati con una tensione superiore

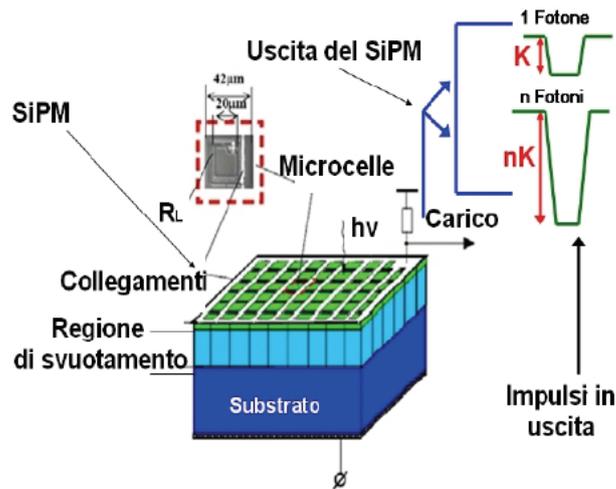


Figura 2.3: Rappresentazione della struttura di un SiPM.

alla tensione di *breakdown* del diodo (Excess Bias Voltage EBV o overvoltage). Operano quindi in modalità Geiger, sono chiamati *contatori Geiger* e il segnale prodotto diverge indipendentemente sia dalla quantità che dall'intensità di fotoni incidenti. Per questo tali dispositivi funzionano in modo binario, limitandosi a rivelare o meno il passaggio di un fotone. A causa dell'elevata tensione di polarizzazione, aumenta notevolmente la probabilità di innescare una moltiplicazione a valanga e la Photon Detection Efficiency (PDE, vedi nel seguito) aumenta con questa; la moltiplicazione inoltre si autosostiene a causa della tensione di polarizzazione superiore a quella di *breakdown*. Quando si porta la tensione di polarizzazione a valori minori di quella di *breakdown* si pone fine alla moltiplicazione a valanga, interrompendo così per un intervallo di tempo la rivelazione di fotoni incidenti (tempo di *hold-off*); questo tempo deve essere reso il più breve possibile, per aumentare l'efficienza del rivelatore, sono quindi utilizzati circuiti di *quenching*, in genere costituiti da semplici resistenze.

La *detection efficiency*, cioè la frazione di fotoni incidenti che sono assorbiti, è intorno al 50% per fotoni di lunghezza d'onda di 550 nm, 10% per 850 nm e 3% per 1000 nm; il guadagno invece è dell'ordine di $10^6 - 10^7$ [21]; In questi dispositivi anche le lacune sono in grado di ionizzare per impatto gli atomi, incrementando così la produzione di coppie elettrone-lacuna e producendo un maggior guadagno rispetto ai dispositivi APD.

2.3 Fotodiodi al Silicio SiPM

La tecnologia dei fotomoltiplicatori al silicio SiPM si basa sull'impiego di fotodiodi SPAD, ciascuno dei quali connessi con il proprio circuito di *quenching* integrato, e montati su un substrato di Silicio comune (Fig 2.3).

Sono matrici planari di singoli fotodiodi a valanga in modalità Geiger: 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 ,

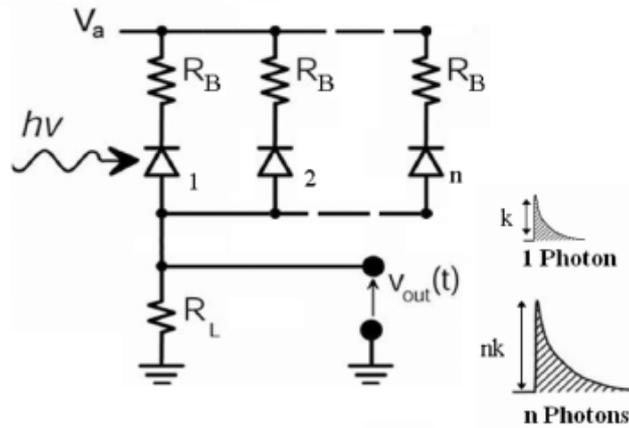


Figura 2.4: *Schema circuitale di un SiPM.*

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 [22]. 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 SiPM si comporta come un dispositivo digitale quando è considerato come singolo SPAD e come un dispositivo analogico quando si sommano i segnali dei singoli SPAD.

Per avere una migliore linearità tra i fotoni incidenti e i pixel accesi e quindi migliorare le prestazioni di un SiPM è necessario ridurre il più possibile le dimensioni dei singoli SPAD. 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 quindi 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 costruttiva che caratterizza tale dispositivi.

2.4 Caratteristiche dei SiPM

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

2.4.1 Guadagno

Il guadagno di un SiPM è definito come il rapporto tra la carica totale Q_{pixel} che attraversa la giunzione dello SPAD quando è rivelato un fotone e la carica

elementare $q = 1.6 \cdot 10^{-19}C$ [22], questo se si considera un singolo pixel; valori tipici di guadagno sono dell'ordine di $10^5 - 10^7$.

$$G_{pixel} = \frac{Q_{pixel}}{q} = C_{pixel} \cdot \frac{V_{pol} - V_{br}}{q}. \quad (2.1)$$

Dove V_{br} è la tensione di *breakdown* del diodo, V_{pol} è la tensione di polarizzazione inversa e C_{pixel} è la capacità dovuta a parametri intrinseci del singolo pixel [24]. Dalla formula 2.1 è evidente la dipendenza del guadagno dalla tensione di breakdown e dalla capacità associata alla microcella, quindi dalle caratteristiche costruttive del dispositivo; queste grandezze sono variabili tra i pixel perchè sono facilmente influenzabili da parametri, quali la temperatura, o dal tipo di contatto ohmico che si crea in ogni singolo pixel, il quale può aggiungere ulteriori effetti capacitivi.

Per avere un'accurata conoscenza del segnale in uscita dal SiPM è necessario che il guadagno di tutti i pixel sia uniforme. Quindi si può agire su dei parametri esterni per poter raggiungere maggiore uniformità: la tensione di alimentazione V_{pol} e le dimensioni dei pixel, le quali influiscono notevolmente sugli effetti capacitivi; aumentando tali parametri si può aumentare il guadagno e viceversa. 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:

$$Q_{tot} = \int_{t_i}^{t_f} \frac{V_{SiPM}(t)}{R_c} dt. \quad (2.2)$$

Dalla conoscenza della carica totale e di quella emessa da un singolo pixel, si può ricavare il numero totale di pixel accesi, nell'ipotesi che la carica sia uniforme.

2.4.2 Efficienza quantica 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:

$$PDE = QE \cdot \epsilon_{GEO} \cdot \epsilon_{BD} \quad (2.3)$$

L'efficienza quantica QE è definita come il numero medio di coppie elettroni-lacuna creato dalla conversione di un fotone incidente nella *depletion region* del semiconduttore. Per un fotone di energia dell'ordine del gap energetico dei semiconduttori ($\sim 1.1 eV$ per il Silicio), l'efficienza quantica è unitaria e aumenta all'aumentare dell'energia del fotone incidente: fotoni con energie superiori a 3.6 eV per il Silicio sono in grado di ionizzare per impatto e fare aumentare così la QE. Essa può essere definita [23]:

$$QE = (1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot w} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot W}). \quad (2.4)$$

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 α , 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. L'utilizzo di rivestimenti antiriflettenti sulla superficie di incidenza del fotone permette di abbassare il valore del coefficiente di riflessione, aumentando così l'efficienza di rivelazione; nel caso dei SiPM l'efficienza quantica è massima per lunghezze d'onda della luce blu/verde. Si può aumentare la frazione di fotoni assorbiti nella regione di svuotamento, per generare valanghe di portatori, riducendo lo spessore dello strato di ossido e silicio fortemente drogato p su cui incidono i fotoni e aumentando lo spessore della stessa (usando ad esempio fotodiodi di tipo $p-i-n$). Il secondo fattore ϵ_{GEO} è definito fattore geometrico o *fill factor* e corrisponde al rapporto tra l'area fotosensibile e l'area totale del SiPM:

$$\epsilon_{\text{GEO}} = \frac{A_{\text{pixel}}}{A_{\text{total}}}. \quad (2.5)$$

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.

Il termine ϵ_{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.

Una buona efficienza di rivelazione si può ottenere soltanto quando il fotone incidente è assorbito nella regione di svuotamento della giunzione; attualmente l'efficienza di rivelazione dei fotoni è di circa il 24% per luce di lunghezza d'onda tra i 450 nm e i 550 nm, ovvero luce blu/verde [25].

2.4.3 Range dinamico

Il *range dinamico* di un rivelatore è definito come il massimo numero di fotoni che possono essere rivelati simultaneamente dal dispositivo, e quindi il range di segnali all'interno del quale il rivelatore è in grado di fornire in uscita un segnale utile.

Per un SiPM, questo range si estende dal più basso segnale rilevabile (un singolo fotone), al più alto segnale ottico ottenuto quando tutte le microcelle dei SiPM rivelano simultaneamente i fotoni incidenti. In queste condizioni il segnale in uscita è completamente saturato e non è possibile rilevare ulteriori fotoni incidenti fino a quando qualche pixel non sia tornato in modalità Geiger, dopo il necessario tempo di hold off; durante questo intervallo di tempo un aumento di intensità del fascio incidente non comporta nessuna variazione del segnale in uscita.

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). Il numero di pixel accesi è una funzione del numero totale di pixel e del numero di fotoni

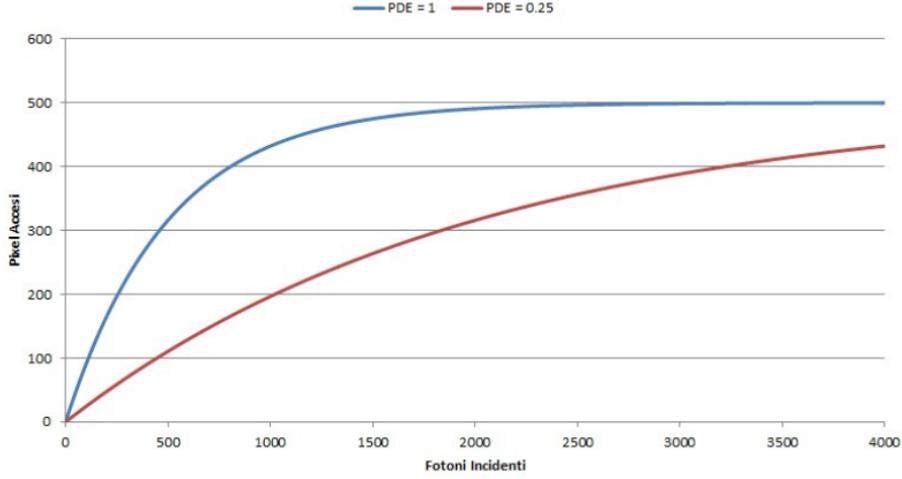


Figura 2.5: Curve di saturazione di un SiPM di 500 pixel nel caso ideale $PDE=1$ (blu) e nel caso realistico $PDE=0.25$ (rosso).

incidenti secondo la relazione:

$$N_{pixel}(N_{tot}, V, \lambda) = N_{tot} \left(1 - e^{-\frac{N_{photon} \cdot PDE(V, \lambda)}{N_{total}}} \right). \quad (2.6)$$

La PDE di un SiPM è funzione della tensione di polarizzazione inversa e della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti, quindi il range dinamico di un SiPM dipende a sua volta da questi due fattori. Si può esprimere il numero di microcelle che hanno rivelato un fotone incidente come funzione del numero dei fotoni incidenti. N_{pixel} è il numero di microcelle accese, N_{photon} è il numero di fotoni incidenti e N_{tot} è il numero di microcelle totale. L'equazione mostra una dipendenza lineare tra il numero di fotoni incidenti e il numero di pixel accesi, in quanto l'esponenziale ha un valore abbastanza piccolo, rappresentando il numero di fotoni rilevati per pixel; l'indipendenza dal numero di fotoni incidenti del segnale in uscita di una singola microcella è causa dell'andamento lineare. Al crescere del numero di fotoni incidenti al secondo su un singolo pixel, aumenta la probabilità che due o più fotoni interagiscano nella stessa microcella contemporaneamente. Il segnale in uscita inizia a saturare quando il numero di fotoni incidenti raggiunge il numero di microcelle,

$$N_{photon} \cdot PDE \rightarrow N_{total}. \quad (2.7)$$

In Fig. 2.5 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.

2.4.4 Dark count rate

La principale fonte di rumore dei SiPM è dovuta 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 il loro conteggio nell'unità di tempo è denominata *dark count rate*.

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. 2.6. 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.

Questi centri di ricombinazione dei SiPM sono 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.

Oltre alla presenza di impurità, anche la temperatura ricopre un ruolo fondamentale nel dark count rate, come si può dedurre dalla legge di Shockley-Read-Hall [26]. Il dark count rate dei SiPM diminuisce con la temperatura, variando da pochi MHz/mm^2 (a temperatura ambiente) fino a $\sim 1 kHz/mm^2$ a 100 K [27]. Per questo motivo, un ottimo modo per ridurre al minimo il rumore termico consiste nell'abbassare la temperatura dei rivelatori con opportuni sistemi di refrigerazione.

2.4.5 Cross talk

Il *cross talk* è un disturbo caratteristico di tutti i dispositivi a matrice. Esso si presenta quando due o più pixel interferiscono tra loro e può essere sia di natura ottica (*cross talk ottico*) che di natura elettronica (*cross talk elettronico*).

- *Cross talk ottico* Quando si verifica una valanga, gli elettroni possono emettere fotoni per *bremstrahlung*, in quanto cariche accelerate. Questi fotoni emessi sono in genere nella regione del vicino infrarosso e possono muoversi all'interno del dispositivo dando eventualmente luogo ad ulteriori moltiplicazioni a valanga, come mostrato in figura 2.7. Questo fenomeno si verifica in concomitanza con l'arrivo del segnale, creando in uscita un segnale corrispondente a più fotoni invece che quello di un singolo fotone incidente. Il cross talk ottico è funzione dell'overvoltage del SiPM e della distanza tra microcelle vicine.
- *Cross talk elettronico* Il cross talk elettronico si verifica quando i portatori, generati durante il processo a valanga in una microcella, diffondono attraverso la regione epitassiale di tipo $p+$, comune a tutte le microcelle del SiPM. In questo modo essi possono essere assorbiti da pixel vicini ed innescare nuove valanghe, dando luogo a segnali in uscita indipendenti dai fotoni incidenti. 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

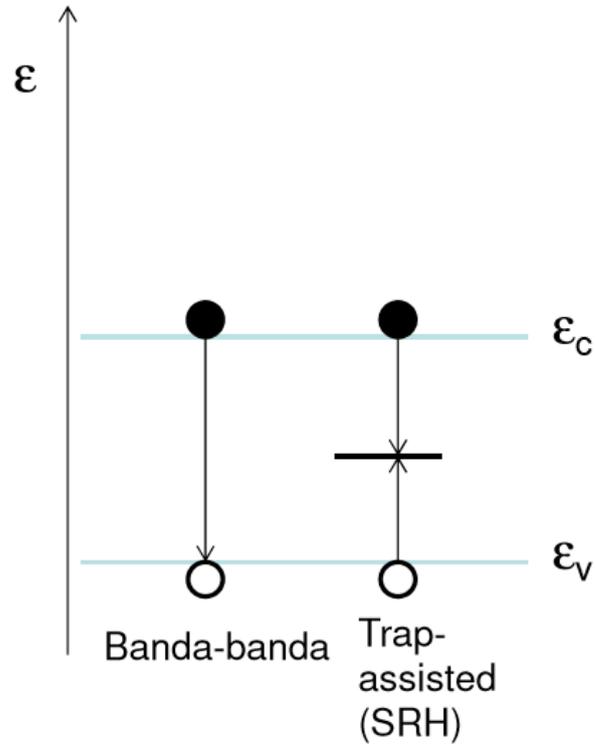


Figura 2.6: Confronto tra la generazione/ricombinazione di una coppia elettrone lacuna per transizione diretta e indiretta secondo il modello SRH.

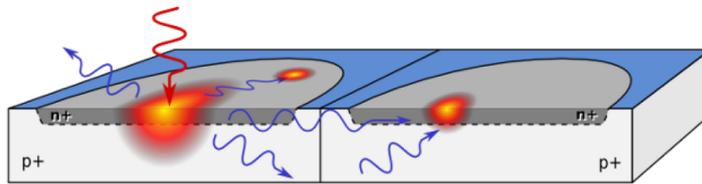


Figura 2.7: Rappresentazione schematica del fenomeno di cross talk ottico: un fotone generato da un portatore di uno SPAD innesca la produzione di una valanga in un pixel vicino.



Figura 2.8: Esempio di trincea per diminuire il cross talk elettronico.

quantità di corrente ($\sim 10^{-15}\text{A}$) e ad una bassissima intensità di luce rende questo rumore non trascurabile.

Il fenomeno di cross talk può essere ridotto aumentando la distanza tra le zone attive di due pixel adiacenti o isolando le microcelle tramite l'inserimento di trincee (Fig 2.8), in grado di assorbire fotoni ed elettroni che potrebbero interferire con gli SPAD circostanti, riempite di ossido tra un pixel e l'altro. La seconda soluzione è preferibile perchè, aumentando il pitch, peggiora l'efficienza di rivelazione dato che diminuire il fattore geometrico.

2.4.6 Afterpulsing

Il fenomeno di *afterpulsing* è dovuto al rilascio, in un intervallo di tempo successivo al segnale, di elettroni, prodotti nelle moltiplicazioni a valanga, che erano rimasti intrappolati all'interno della regione attiva a causa di difetti strutturali. L'intervallo di tempo di rilascio può variare da pochi nanosecondi a parecchi microsecondi, come si può vedere in figura 2.9. Se l'emissione della carica avviene durante il tempo di hold-off non viene osservato 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.

Si può diminuire l'intervallo di tempo tra intrappolamento del portatore e sua liberazione diminuendo la temperatura, c'è infatti dipendenza della probabilità di afterpulsing sia dalla temperatura che dall'overvoltage. Aumentando la tensione di alimentazione, invece, si aumenta il numero di coppie elettrone-lacuna prodotte per singolo fotoelettrone a cui corrisponde un aumento del numero di cariche intrappolate.

Aumentando il tempo di hold-off si diminuisce il contributo al rumore dell'afterpulsing: in questo modo è minore la probabilità che un portatore intrappolato generi segnale. Tale soluzione limita però la frequenza massima a cui può lavorare un SiPM.

2.5 Possibile utilizzo di SiPM in esperimenti per rivelazione diretta di materia oscura

Una miglioria, al fine di aumentare la sensibilità degli esperimenti dedicati alla ricerca di materia oscura, per rivelatori tipo XENON potrebbe essere quella di instrumentare anche le pareti laterali della TPC con fotorivelatori di tipo SiPM,

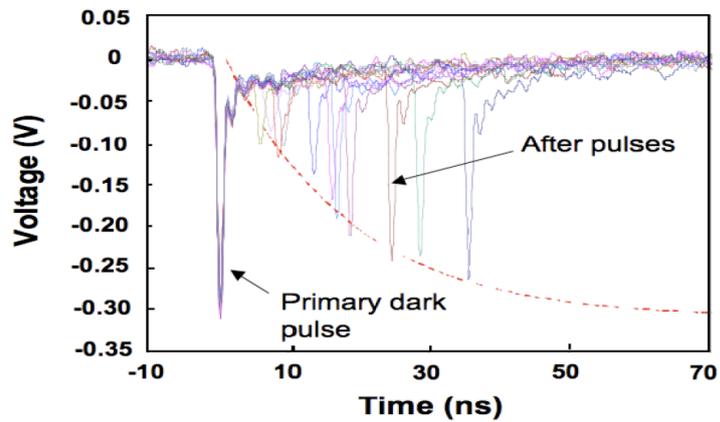


Figura 2.9: *Impulso primario e fenomeno dell'afterpulsing.*

oltre a mantenere fotomoltiplicatori standard (PMT) nelle parti superiore e inferiore: questi dovrebbero essere ottimizzati per lavorare a basse temperature e sensibili a luce VUV (*Vacuum Ultra Violet*), quella emessa dallo Xenon. 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).

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

Prime misure con SiPM in camera a vuoto

Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato della preparazione di un setup sperimentale per effettuare prime misure con un SiPM in una camera in cui è stato ottenuto il vuoto a livello $\sim 10^{-5}$ mbar. Il mio lavoro di tesi riguarda la prima fase di messa a punto di un sistema per misure con SiPM in Xenon prima in fase gassosa ed in futuro in fase liquida.

Come già evidenziato questo lavoro di tesi si colloca 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, e rappresenta un punto di partenza per futuri test.

3.1 Setup Sperimentale

Nel setup sperimentale, mostrato schematicamente in figura 3.1 e in foto in figura 3.2, sono stati utilizzati i seguenti dispositivi:

- 2 alimentatori di bassa tensione Z^+ 100-2 TDK-Lambda;
- 1 pompa a secco Agilent IDP-3 Agilent Technologies Italia SpA;
- 1 pompa turbo TwisTorr 304 FS Model X3500-64001 Agilent Technologies Italia SpA;
- 1 misuratore di pressione compact full range gauge Pfeiffer Vacuum;
- 1 modulo per acquisizioni dati di temperatura ADAM 6015;
- 2 sensori di temperatura PT-100;
- 1 oscilloscopio.

La camera da vuoto è costituita da due croci a sei vie in acciaio inox (figura 3.3). Le croci sono connesse tra loro e agli strumenti tramite apposite flange da vuoto tipo KF (varie dimensioni) con anelli di centraggio e guarnizioni in viton (per vuoto fino a 10^{-8} mbar). La pompa a secco IDP-3 crea il vuoto nella camera mettendo in comunicazione la camera con una zona a bassa pressione; quest'ultima si riempie di gas che sarà espulso dalla pompa. Una volta espulso il

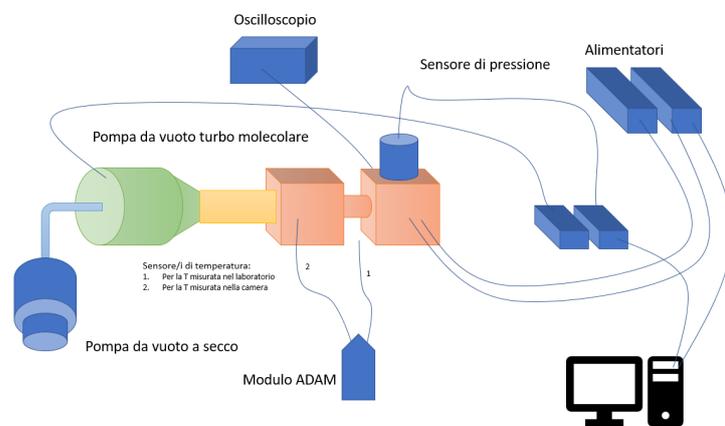


Figura 3.1: *Disegno schematico del setup sperimentale.*

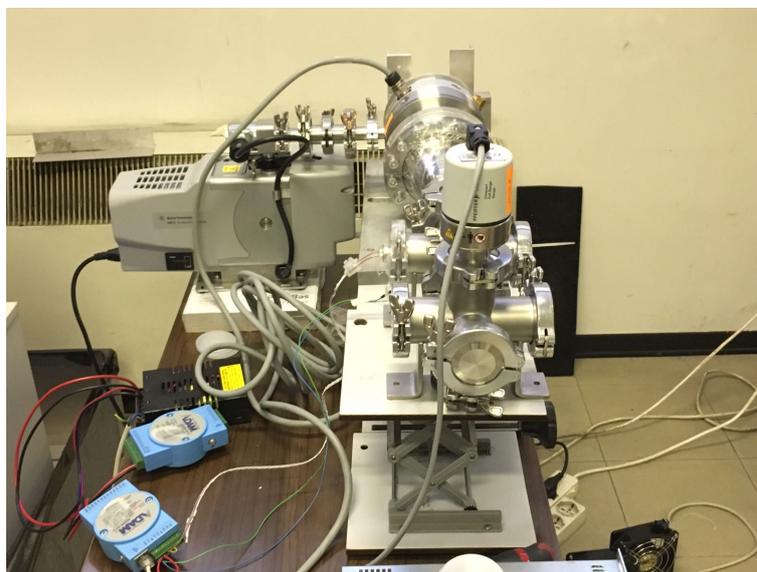


Figura 3.2: *Foto del setup sperimentale.*

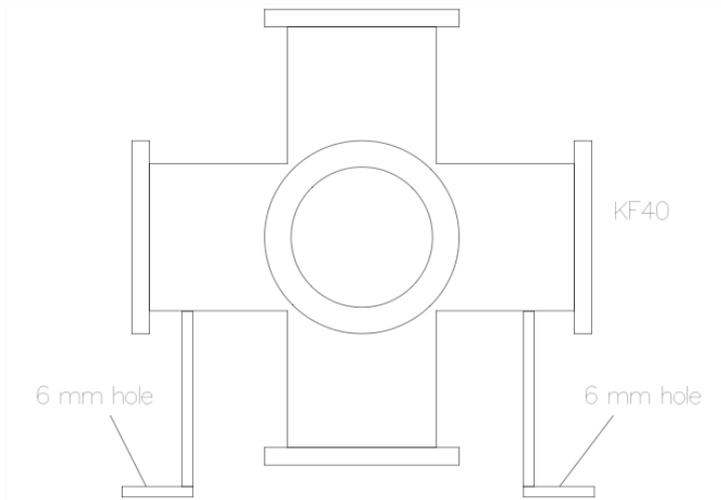


Figura 3.3: *Disegno schematico di una croce a sei vie.*

gas la zona a bassa pressione è pronta per essere nuovamente riempita. Il tutto avviene ciclicamente grazie a meccanismi rotanti a tenuta.

La 304 TwisTorr è una pompa turbomolecolare per applicazioni di alto e ultra alto vuoto (può creare vuoto $< 1 \cdot 10^{-10}$ mbar), capace di pompare qualsiasi tipo di gas o di composto gassoso. L'effetto pompante è ottenuto tramite una turbina rotante ad elevata velocità (60000 *giri/min.max*) mossa da un motore elettrico trifase ad alto rendimento. La TwisTorr 304 FS è totalmente priva di agenti contaminanti, ed è quindi adatto per applicazioni che richiedono un vuoto "pulito".

Entrambe le pompe sono necessarie per creare il vuoto nella camera in cui sarà inserito il SiPM ed in una fase successiva immesso anche lo Xenon.

Il modulo ADAM 6015, connesso ai due sensori di temperatura PT-100, permette di misurare e monitorare le temperature, rispettivamente del laboratorio e della camera in cui è eseguito l'esperimento.

Il sensore di pressione Pfeiffer serve per monitorare la pressione all'interno della camera.

Gli alimentatori sono utilizzati per alimentare rispettivamente il SiPM e il circuito di readout dotato di un amplificatore tipo Gali5 [31].

3.2 Preparazione di un programma in LabVIEW per il controllo dei parametri della camera a vuoto

Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato principalmente di sviluppare due programmi in ambiente LabVIEW che si occupano del monitoraggio dei vari sensori e degli alimentatori. I programmi permettono una visualizzazione grafica del trend delle grandezze monitorate sia on-line sia su file precedentemente acquisiti.

Il primo dei due programmi LabVIEW permette l'analisi e il grafico on-line dei dati acquisiti dai vari sensori. I dati sono anche scritti su file tipo spreadsheet in modo da essere analizzati anche in un successivo momento.

L'analisi successiva è possibile utilizzando il secondo programma LabVIEW da me

sviluppato che fornisce istantaneamente il trend delle grandezze in esame. Tali programmi sono di particolare importanza per il monitoraggio di sistemi in cui le condizioni di pressione e temperatura hanno particolare importanza. Nel seguito riporterò alcuni dettagli relativi a tali programmi.

3.2.1 Struttura del programma LabVIEW

Il pannello frontale del programma di analisi dati, mostrato in figura 3.4, presenta i seguenti elementi essenziali:

- 5 grafici di trend temporale: **Lab Temperature**, **Chamber Temperature**, **Pressure**, **Voltage**, **Current**, nei quali sono graficati rispettivamente i valori di temperatura (del laboratorio e della camera da vuoto), pressione, tensione e corrente in ordinata e in ascissa i valori di tempo in cui sono collezionati i corrispettivi dati;
- l'**Absolute Settings Z100**, ovvero un pannello di controllo per gli alimentatori, grazie al quale si possono gestire le alimentazioni del SiPM (e dell'elettronica di readout);
- l'indicatore **Loop n.** in cui è evidenziato quale ciclo sta eseguendo il programma;
- l'indicatore **File "writing" n.** in cui è scritto su quale file di scrittura si sta scrivendo;
- i pulsanti **Stop Voltage and Current** e **Stop Pressure and Temperature** per fermare rispettivamente l'acquisizione dati di tensione e corrente e di pressione e temperatura.

Il pannello frontale del programma che permette il riepilogo grafico presenta cinque *waveform graph* che sono riempiti con i trend delle cinque grandezze salvate nei file generati dal primo programma.

Il diagramma a blocchi, che rappresenta il vero codice LabVIEW del programma di acquisizione e monitoraggio on-line dei dati, è mostrato in figura 3.5. In particolare il programma, attraverso opportuni cicli temporizzati, legge e poi scrive su file i dati acquisiti dai vari strumenti. Il programma è stato sviluppato in modo da poter essere semplice da utilizzare e versatile per il monitoraggio di diversi setup sperimentali.

Come già evidenziato, oltre al programma di acquisizione on-line ho anche provveduto a preparare un programma che leggesse i dati acquisiti in periodi diversi per una rapida analisi.

3.3 Prime prove di messa a vuoto della camera di test

Uno dei primi passaggi per poter preparare le misure con il SiPM inserito nel setup sperimentale è quello di portare la camera a pressioni dell'ordine di 10^{-5} mbar. In figura 3.6 è mostrato il Front Panel del programma in cui si può vedere il trend decrescente della pressione all'interno della camera. Una volta raggiunta questa condizione sono state effettuate alcune prime misure utilizzando il SiPM. In futuro, a seguito del raggiungimento delle stesse condizioni di vuoto la camera sarà riempita con Xenon in fase gassosa e le misure saranno effettuate in tali condizioni.

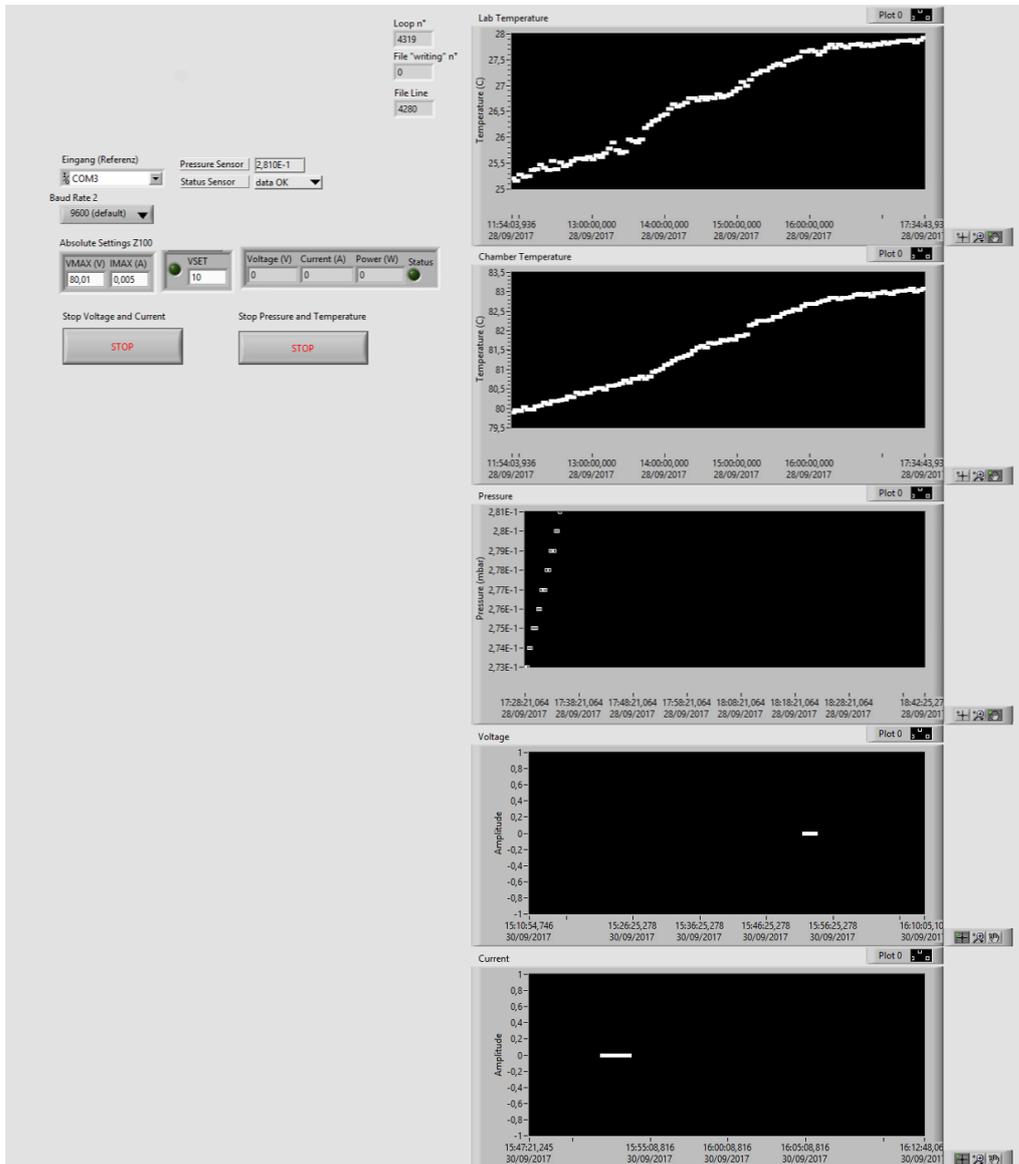


Figura 3.4: *Front Panel del mio programma Labview per analisi dati.*

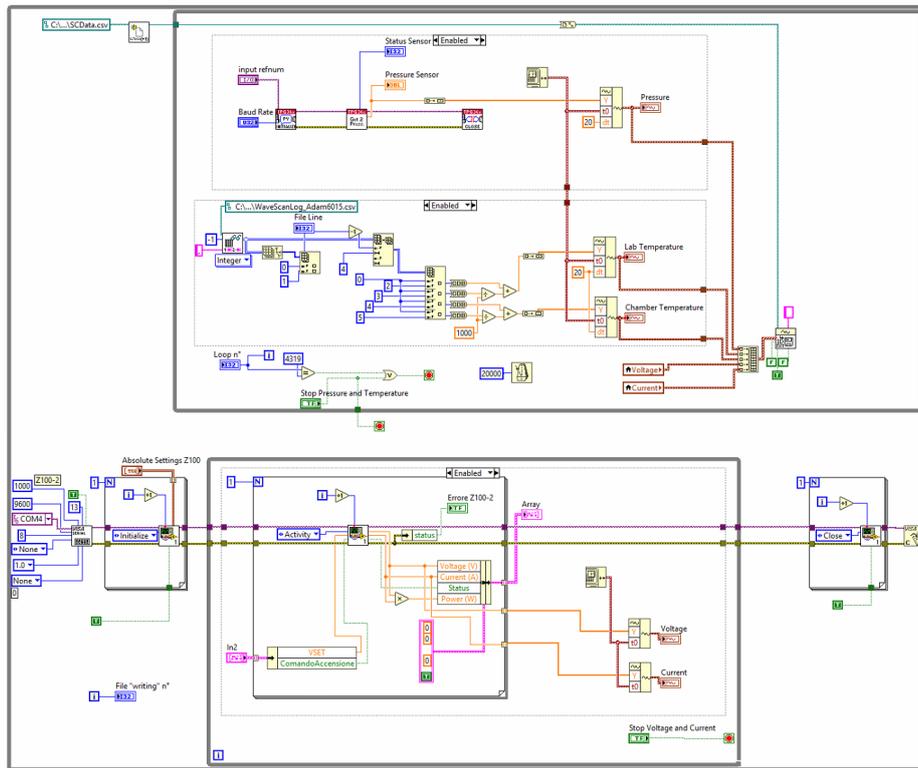


Figura 3.5: *Block Diagram del mio programma Labview per analisi dati.*

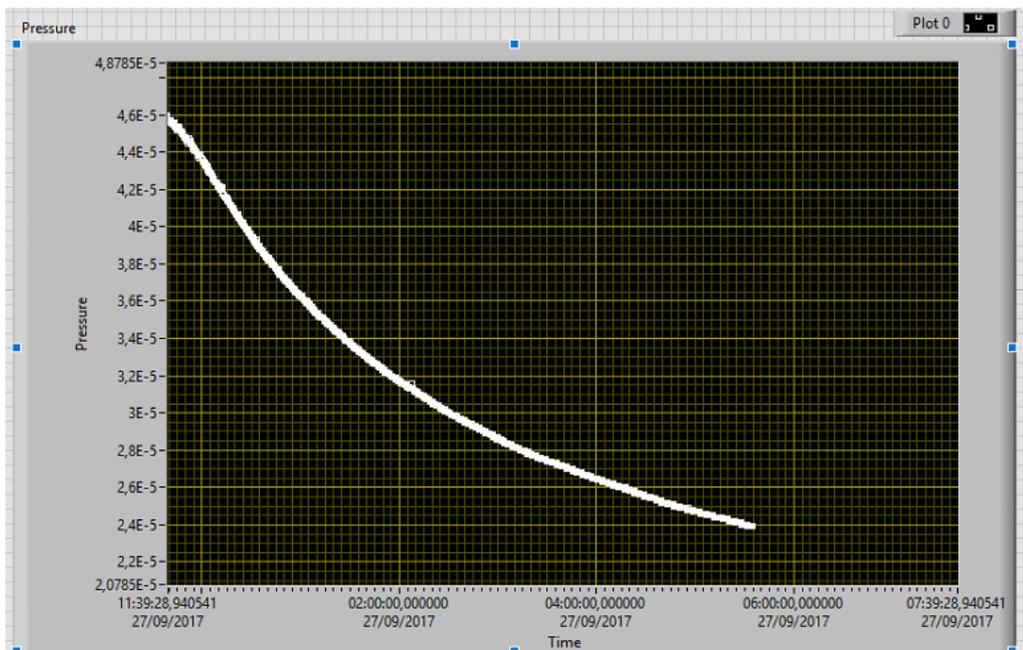


Figura 3.6: *Una delle prime prove di messa a vuoto della camera in cui sarà inserito il SiPM.*

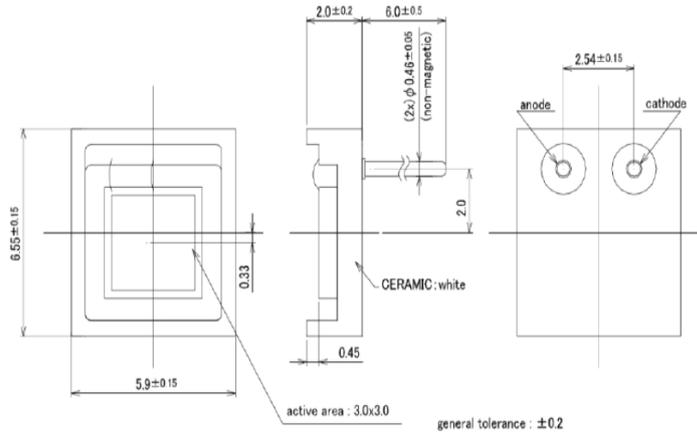


Figura 3.7: Dimensioni del SiPM utilizzato.

3.4 Descrizione del SiPM utilizzato

È stato utilizzato un SiPM *VUV3* prodotto dalla Hamamatsu, di dimensioni $3 \times 3 \text{ mm}^2$ e passo di $100 \mu\text{m}$ per un totale di 900 pixel (Fig. 3.7).

Tale dispositivo è stato sviluppato per lavorare a temperature criogeniche ed è in grado di rivelare segnali luminosi di lunghezza d'onda di 178 nm (appunto in *Vacuum UltraViolet*), lunghezza d'onda dei fotoni emessi per scintillazione dello Xenon; un esempio dell'efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE) di tale rivelatore è mostrato in figura 3.8.

Per le misure è stato utilizzato un SiPM che ha tensione di polarizzazione di 53.54 V . Il valori di guadagno e di rumore di fondo indicati dal produttore risultano rispettivamente, di $5.5 \cdot 10^6$ e di $0.634 \cdot 10^6 \text{ Hz}$.

3.5 Misure di guadagno

Per ricavare il valore di guadagno del dispositivo è necessario individuare quanto vale la carica generata, in risposta alla creazione di una sola coppia o in risposta all'accensione di una sola cella del SiPM.

Per avere una prima stima del guadagno del SiPM in queste condizioni abbiamo acquisito il segnale proveniente dal SiPM utilizzando un digitizer CAEN V1724 (14 bit, 2.25 Vpp , 100 MS/s). In particolare abbiamo acquisito 10000 forme d'onda triggerando il digitizer con un segnale esterno indipendente ad una frequenza di 50 Hz . La finestra di campionamento utilizzata è di $5.12 \mu\text{s}$. Utilizzando un trigger esterno di questo tipo si acquisiscono forme d'onda che presentano nella maggior parte dei casi segnali dovuti a rumore. Utilizzando tali segnali è però possibile costruire lo spettro in carica e ricavare il guadagno del fotomoltiplicatore. Un esempio di forma d'onda acquisita è riportata in figura 3.9. La figura 3.10 mostra invece lo spettro di carica ottenuto.

Lo spettro in carica si ottiene integrando i segnali presenti nella forma d'onda campionata. In particolare per queste prime misure sono stati selezionati i picchi presenti nei primi 200 ns (20 campionamenti) della forma d'onda; una volta

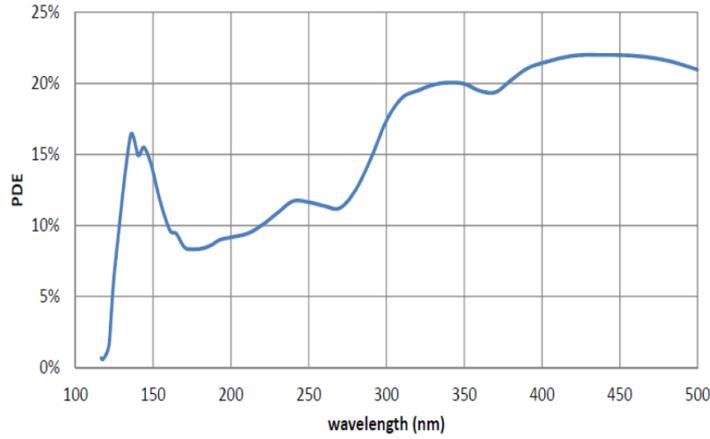


Figura 3.8: *Curva di efficienza di un SiPM VUV3 in funzione della lunghezza d'onda.*

individuato un picco (segnale) ho proceduto all'integrazione dello stesso in un intervallo intorno ad esso (nell'intervallo $(bin_{max} - 1, bin_{max} + 3)$). Infine ho proceduto ad effettuare un fit allo spettro con una doppia gaussiana. Il risultato del fit è riportato in figura; dai parametri del fit è possibile ottenere il guadagno considerando

$$G = \frac{\mu_{spe} - \mu_{noise}}{q_e} \quad (3.1)$$

Il valore ottenuto per il guadagno è pari a $(6.87 \pm 0.02) \cdot 10^6$. Tale risultato è da confrontarsi con quanto fornito dal produttore. La differenza è probabilmente imputabile al diverso circuito di amplificazione utilizzato come read out.

Ciò nonostante le misure effettuate evidenziano la piena funzionalità del setup sperimentale e gli strumenti sviluppati permettono un monitoraggio continuo delle condizioni sperimentali, elemento essenziale per le future misure.

Gli strumenti software da me sviluppati permettono il monitoraggio del sistema in termini di pressione e temperatura. Tali parametri sono di fondamentale importanza per il futuro sviluppo del setup che prevederà l'utilizzo dello Xenon in fase gassosa e successivamente in fase liquida. Inoltre le prime misure effettuate con il SiPM hanno mostrato la funzionalità del setup e rappresentano la base di partenza per le future misure.

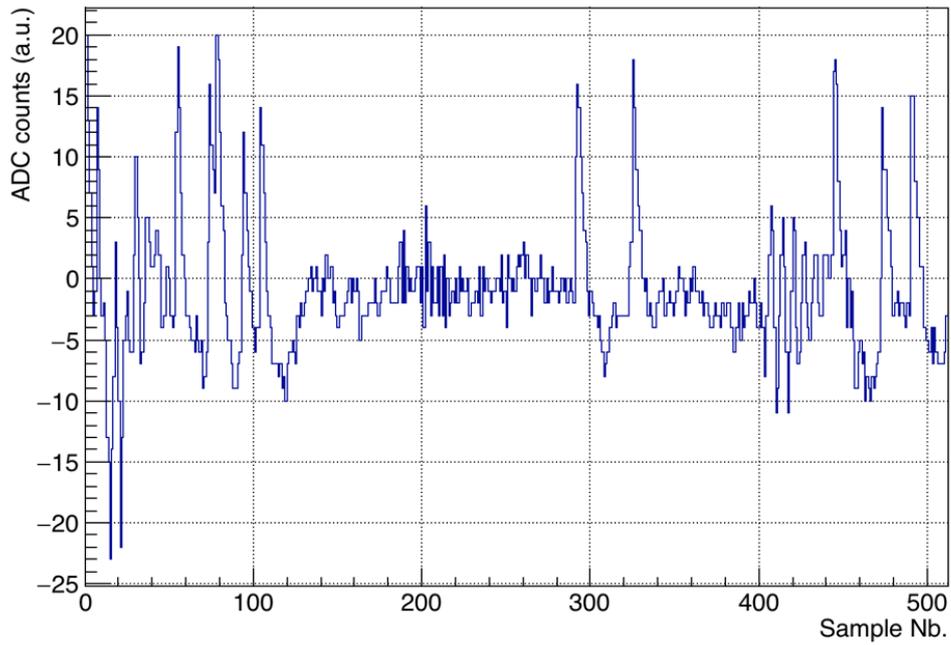


Figura 3.9: *Forma d'onda acquisita applicando un trigger sul digitizer*

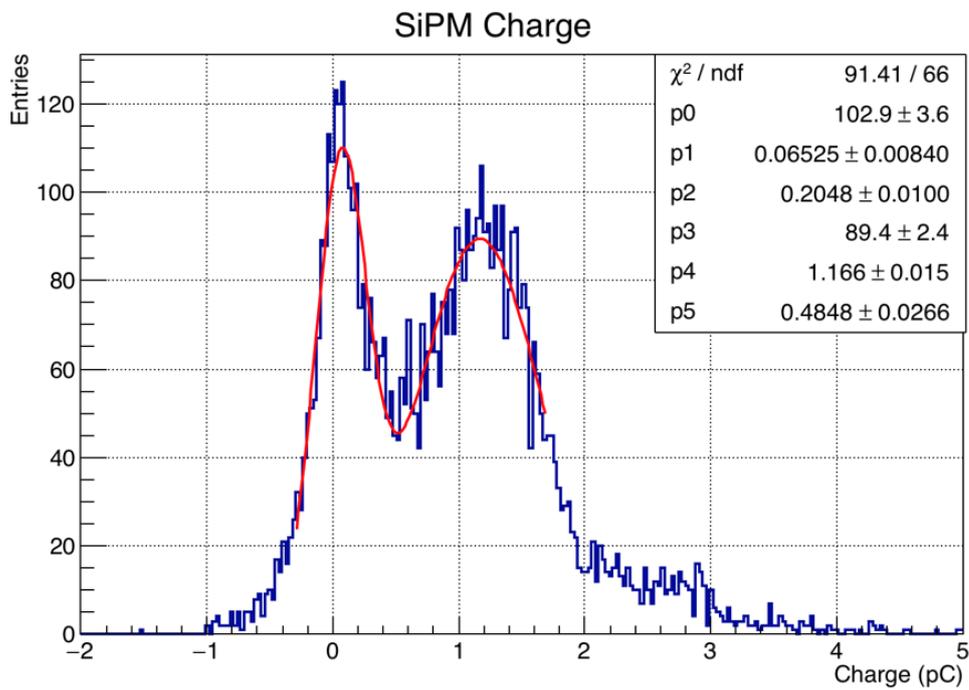


Figura 3.10: *Spettro di carica da cui si può ricavare il guadagno del fotomoltiplicatore.*

Conclusioni

Nonostante non sia ancora stato possibile effettuare osservazioni dirette di materia oscura, numerose sono le evidenze sperimentali della sua esistenza a livello astronomico e cosmologico. Per questo, far luce sulla natura della materia oscura è uno dei più grandi obiettivi della fisica moderna.

Le ipotesi più accreditate sulle particelle di materia oscura vanno oltre il Modello Standard, un esempio è quello delle WIMP, particelle senza carica elettromagnetica che interagiscono solo gravitazionalmente e debolmente.

Presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso è attualmente in funzione l'esperimento XENON, che rappresenta l'avanguardia della rivelazione diretta di WIMP; il fulcro di tale esperimento è una Time Projection Chamber a doppia fase, contenente Xenon in fase liquida e gassosa. La posizione e l'intensità di un eventuale segnale prodotto dall'urto elastico di WIMP contro i nuclei dello Xenon possono essere individuate grazie a due matrici di fotomoltiplicatori PMT, poste sulle pareti superiore e inferiore della TPC, che sfruttano il doppio segnale prodotto per scintillazione e ionizzazione; inoltre esse permettono anche di discriminare il segnale da quello di fondo.

L'ultima fase del progetto, lo XENON1T, inaugurato nel novembre 2015, utilizza una massa fiduciale di circa una tonnellata di Xenon e, grazie ad un sistema di veto dei muoni e all'utilizzo di materiali poco radioattivi, ha portato a un sensibile aumento, in particolare di due ordini di grandezza, della sensibilità del rivelatore rispetto alla fase precedente (sezione d'urto attuale WIMP-nucleo indipendente dallo spin con minimo $7.7 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$ per masse delle WIMP di $35 \text{ GeV}/c^2$).

Gruppi di ricerca si stanno dedicando allo studio di sistemi per incrementare la raccolta di luce all'interno della TPC, in modo tale da diminuire l'energia di soglia di rivelazione dei segnali. Una delle soluzioni potrebbe consistere nell'utilizzo di fotomoltiplicatori al Silicio, SiPM Hamamatsu VUV3: questo particolare tipo di SiPM può lavorare in ambienti criogenici e rivelare fotoni della lunghezza d'onda dei segnali emessi per scintillazione dallo Xenon liquido. Una delle possibili applicazioni consiste nel ricoprire le pareti laterali della TPC con SiPM, sfruttando l'utilizzo congiunto dei rivelatori SiPM e dei già presenti PMT.

Il presente lavoro di tesi si colloca in tale programma di ricerca e sviluppo. Lo scopo di questa tesi è introdurre l'utilizzo di due programmi LabVIEW in grado di monitorare i parametri del setup sperimentale durante la messa a vuoto dello stesso e durante la fase di raccolta dati con il SiPM inserito in esso. Infine è stato anche studiato il guadagno del SiPM nella camera in cui era creato il vuoto.

Il valore di guadagno ottenuto è di $(6.87 \pm 0.02) \cdot 10^6$; tale valore è superiore a quello fornito dalla casa produttrice del SiPM. La differenza può essere dovuta a vari fattori, primo tra tutti il circuito di amplificazione utilizzato.

Le misure effettuate evidenziano la piena funzionalità del setup sperimentale e gli strumenti sviluppati permettono un monitoraggio continuo delle condizioni sperimentali, elemento essenziale per le future misure.

Bibliografia

- [1] F. Toschi, *Elaborazione di un programma di acquisizione dati e studio di fotomoltiplicatori al silicio per l'esperimento XENON*, Tesi di Laurea Triennale, Bologna, 2014/2015;
- [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] R. Casadio, *Elements of Relativity*, Dispense per il corso "Elementi di Teoria della relatività", Bologna, 24/09/2016;
- [4] D. Clowe, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, arXiv:astro-ph/0608407v1, 19/08/2006;
- [5] R. Tojeiro, *Understanding the Cosmic Microwave Background temperature power spectrum*, 16/03/2006;
- [6] G. Tormen, *Anisotropie del Fondo Cosmico di Microonde*, Dispense per il corso "Cosmologia", Padova, 19/12/2010;
- [7] B. Caccianiga *Corso di introduzione all'Astrofisica*, 2009/2010;
- [8] P. Gondolo, *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter*, 2003 [arXiv:astro-ph/0403064v1];
- [9] D. Cadamuro, J. Redondo, *Cosmological bounds on pseudo Nambu-Goldstone bosons*, [arXiv:1110.2895v2], 22 Febbraio 2012.;
- [10] Planck illuminates dark matter and detects fossil neutrinos, <http://www.irap.omp.eu/en/actualites/actu-planck4>;
- [11] M.S. Turner, *Windows on the axion*, FERMILAB-Conf., Aprile 1989;
- [12] *Esperimento KM3NeT*, <http://www.km3net.org/home.php>;
- [13] 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;
- [14] 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;
- [15] *Esperimento XENON*, <http://www.bo.infn.it/xenon/>;

- [16] J. Angle et al. (XENON Collaboration), *First Result from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory*, Phys. Rev. Lett. 100, 021303, 17 Gennaio 2008;
- [17] E. Aprile et al., *XENON100 dark matter results from a combination of 477 live days*, [arXiv:1609.06154v3];
- [18] E. Aprile et al., *First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment*, [arXiv:1705.06655];
- [19] Leo W., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994, Springer.
- [20] J. Millman, A Grabel e P. Terreni, *Elettronica di Millman*, 4a edizione, McGraw-Hill, Milano, 2008, capitolo 1;
- [21] P. Finocchiaro et al., *SPAD arrays and micro-optics: towards a real single photon spectrometer*, Journal of Modern Optics, Vol. 54, Nos. 2-3, 20 January-15 February 2007, 199-212;
- [22] G. L'Episcopo, *Caratterizzazione elettrica di una matrice di rivelatori di singolo fotone*, Tesi di Laurea, Catania, 2005/2006;
- [23] R. Pagano, *Operative parameters of Si photomultipliers*, Tesi di Dottorato in Ingegneria Fisica, Catania;
- [24] Lightfoot P.K. et al., *Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches*, [arXiv:0807.3220];
- [25] M. Teshima et al., *SiPM development for Astroparticle Physics applications*, 30th International Cosmic Ray Conference, Mexico, 2008;
- [26] Schenk A., *A Model for the Field and Temperature Dependence of Shockley-Read-Hall lifetimes in Silicon Solid-State Electronics*, vol. 35 (11), 1585-96, 1992;
- [27] Buzhan P. et al., *An advanced study of Silicon Photomultiplier*, ICFA Instrumentation Bulletin;
- [28] L. Gallego et al., *Modeling crosstalk in silicon photomultipliers*, [arXiv:1302.1455], 6 Febbraio 2013;
- [29] J. Tauber, *Latest results from Planck*, ISAPP International Summer School "The Dark Side of the Universe", Heidelberg, Luglio 2012;
- [30] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*, 1 Febbraio 2008, [arXiv:0404175v2].
- [31] F. Carnesecchi, *Studio della risposta temporale di fotorivelatori con diversi accoppiamenti a scintillatori e diversa elettronica di front end e di read out*, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna, 2013/2014;