Università degli Studi 'Roma Tre'

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE

E NATURALI

DIPARTIMENTO DI FISICA ''EDOARDO AMALDI'

TESI DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

Anno accademico 2011-2012

Studio della rivelazione di materia oscura mediante apparati criogenici per la rivelazione diretta: l'esperimento Darkside

Laureanda:
Maria Bossa

Relatore:
Prof. Stefano Mari

Indice

Introduzione **i**

1 La Materia Oscura **1**
1.1 Il modello cosmologico standard 1
1.2 Evidenze sperimentali dell'esistenza di Materia Oscura 4
1.2.1 Le curve di rotazione delle galassie 4
1.2.2 Ammassi galattici: teorema del Viriale e lensing gravitazionale . . . 5
1.2.3 Scale cosmologiche 7
1.2.4 Densità locale di Materia Oscura 8
1.3 I candidati di Materia Oscura 11
1.3.1 La Supersimmetria 12
1.3.2 Teoria delle Extra Dimensioni 14
1.4 Le particelle WIMP 14

2 L'esperimento DarkSide-50 **19**
2.1 Processi di collisione WIMP-nucleo 19
2.1.1 Le segnature sperimentali 22
2.2 Tecniche di rivelazione diretta 23
2.2.1 La tecnologia dell'Argon liquido 25
2.2.2 Emissione di luce di scintillazione in argon liquido 26
2.3 Il Prototipo DarkSide-10 27
2.3.1 Campagna di misura di DarkSide-10 28
2.3.2 Caratteristiche dei segnali 30
2.4 DarkSide-50 33
2.5 Reiezione del fondo in una LAr-TPC 37
2.5.1 Decadimenti alpha di superficie 37
2.5.2 Neutroni radiogenici 37
2.5.3 Muoni e neutroni cosmogenici 38
2.5.4 Radiazione β/γ 39

3 Il Neutron Veto **41**
3.1 La simulazione del neutron veto 41
3.2 I fotomoltiplicatori del veto di neutroni di DarSide-50 47
3.2.1 Preparazione dei fotomoltiplicatori 47

3.3 Test dei 120 fotomoltiplicatori del veto di neutroni dell'esperimento DarkSide-50 . . . 50
3.4 Il sistema di test . . . 50
3.4.1 Il sistema di compensazione del campo magnetico terrestre . . . 51
3.4.2 Elettronica del sistema di test . . . 52
3.4.3 Software del sistema di test . . . 54
3.4.4 Sistema ottico . . . 55

4 Studio della risposta dei fotomoltiplicatori del neutron veto 57
4.1 Il Dark Noise . . . 57
4.2 Lo spettro in carica: risposta di un PMT ad una sorgente di luce di bassa intensità . . . 58
4.2.1 I parametri della distribuzione in carica del segnale di singolo elettrone 59
4.3 Transit time . . . 64
4.4 Afterpulses . . . 66
4.5 Conclusioni del test effettuato . . . 67

Conclusioni 71

Ringraziamenti 73

Bibliografia 74

Introduzione

Alcune evidenze sperimentali indicano che le stelle e le galassie costituiscono solo il 4% della massa totale dell'Universo che conosciamo, ciò significa che la maggior parte della materia ci è sconosciuta, viene chiamata per questo Materia Oscura. Il Modello Standard delle particelle non prevede l'esistenza di tale materia, poichè non offre nessuna particella con le caratteristiche dedotte dalle osservazioni sperimentali: occorre infatti una particella di natura non barionica, non relativistica all'epoca del disaccoppiamento tra radiazione e materia subito dopo il Big Bang, neutra e con un'abbondanza tale da spiegare la discrepanza tra materia osservata e misurata nell'Universo. Il candidato di Materia Oscura con tali caratteristiche viene comunemente detto WIMP (Weak Interacting Massive Particle), il più promettente è la particella supersimmetrica più leggera (LSP) del Modello Standard Super Simmetrico (MSSM), costituita dal neutralino. La determinazione della natura della materia oscura è in questo momento uno degli aspetti più interessanti della fisica delle astroparticelle. Molteplici sono gli sforzi prodotti dalla comunità scientifica internazionale sia sul piano della fenomenologia e della teoria che su quello sperimentale per meglio comprendere questo aspetto della fisica. L'approccio sperimentale della ricerca di Materia Oscura viene condotto attraverso esperimenti che rivelano indirettamente i processi in cui sono coinvolte le WIMP con la materia ordinaria che costituisce il detector, oppure attraverso apparati che misurano direttamente le interazioni delle WIMP. In particolare, l'esperimento DarkSide-50 si inserisce nel campo della ricerca diretta di Materia Oscura, che punta a rivelare le WIMP attraverso collisioni con bersagli sensibili posti a Terra. Il bersaglio utilizzato da DarkSide-50 è costituito da argon liquido; il rivelatore è costituito sostanzialmente da una TPC (Time Projection Chamber) ad argon in doppia fase (liquida-gassosa) in grado di misurare l'energia rilasciata dal nucleo di argon che rincula una volta che viene urtato da una WIMP. La TPC in doppia fase permette di essere più sensibili all'esiguo rilascio di energia della WIMP e anche di ottenenre una robusta reiezione dei segnali di fondo attraverso il confronto dei segnali ottenuti dalla fase liquida e dalla fase gassosa dell'argon. Il rinculo nucleare a seguito dell'urto con una WIMP produce luce di scintillazione ed una certa quantità di ionizzazione: l'applicazione di un opportuno campo elettrico trasporta una parte degli elettroni di ionizzazione verso la superificie di separazione liquido-gas, dove questi vengono accelerati, generando luce da elettroluminescenza. Sono dunque necessari dei fotomoltiplicatori per rivelare entrambi i segnali di luce: uno dovuto alla scintillazione e l'altro, ritardato, dovuto alla ionizzazione. L'esperimento DarkSide-50, ora in fase di costruzione presso i Laboratori sotteranei del Gran Sasso, è completato da un rivelatore di muoni costituioto da uno spessore opportuno di acqua purificata letto da fotomoltiplicatori ed un rivelatore ai neutroni, realizzato

da uno scintillatore liquido drogato con Boro equipaggiato da fotomoltiplicatori. Il mio lavoro di tesi, svolto presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, è incentrato principalmente sulla preparazione e test dei fotomoltiplicatori che costituiranno il veto di neutroni del rivelatore. La tesi è articolata in quattro capitoli:

- nel primo capitolo sono illustrate le evidenze sperimentali che portano ad ipotizzare l'esistenza della Materia Oscura, inoltre vengono discussi brevemente, nell'ambito di diverse teorie oltre il Modello Standard, i principali candidati di WIMP;
- nel secondo capitolo vengono affrontate le diverse tecniche sperimentali utilizzate per la rivelazione diretta di Materia Oscura;
- il terzo capitolo descrive le caratteristiche principali del neutron veto, basate anche sull'analisi delle simulazioni Monte Carlo. In questo capitolo viene inoltre descritto il set up sperimentale utilizzato per il test dei fotomoltiplicatori;
- nel quarto capitolo infine è riportata l'analisi dati effettuata sui fotomoltiplicatori del veto di neutroni e i risultati raggiunti.

Capitolo 1

La Materia Oscura

Col termine 'Materia Oscura' si intende quella componente di materia che si manifesta solo attraverso i suoi effetti gravitazionali. Nel 1933 l'astronomo Fritz Zwicky stava studiando il moto di ammassi di galassie lontani, nella fattispecie l'ammasso della Chioma e quello della Vergine. Zwicky stimò la massa di ogni galassia basandosi sulla sua luminosità, e sommò tutte le masse galattiche per ottenere la massa totale. Ottenne poi una seconda stima indipendente della massa totale, basata sulla misura della dispersione delle velocità individuali delle galassie; questa seconda stima di massa dinamica era 400 volte più grande della stima basata sulla luce delle galassie. Sebbene l'evidenza sperimentale ci fosse già ai tempi di Zwicky, fu solo negli anni settanta che gli scienziati iniziarono ad esplorare questa discrepanza in modo sistematico. Fu in quel periodo che l'esistenza della Materia Oscura iniziò ad essere considerata, con conseguenze anche sull'evoluzione dell'Universo. Nei prossimi paragrafi verrà illustrato il Modello Cosmologico Standard, le indicazioni sull'esistenza della Materia Oscura e le sue implicazioni sull'evoluzione dell'Universo.

1.1 Il modello cosmologico standard

Il Modello Cosmologico si fonda su tre punti fondamentali:

- l'equazione di Einstein che lega la geometria dell'Universo con il suo contenuto di materia ed energia;
- la metrica che descrive le simmetrie del problema;
- l'equazione di stato che specifica le proprietà fisiche di materia ed energia.

L'equazione di Einstein è data da:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\frac{8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.1}$$

dove $R_{\mu\nu}$ ed R sono rispettivamente il tensore di Ricci e lo scalare di Ricci, $g_{\mu\nu}$ è il tensore metrico, G_N è la costante di Newton, $T_{\mu\nu}$ è il tensore energia-impulso e Λ è la costante cosmologica. Ignorando la costante cosmologica, l'equazione di Einstein ci dice

che la geometria dell'Universo, descritta dal membro di sinistra, è determinata dall'energia contenuta in esso, espressa dal tensore energia-impulso. La costante cosmologica fu introdotta da Einstein per ottenere una soluzione stazionaria per l'Universo (postulato dal principio cosmologico), tale soluzione fu poi abbandonata quando fu osservata l'espansione dell'Universo. Per risolvere l'equazione di Einstein bisogna specificare le simmetrie del problema: di solito si assume che l'Universo sia omogeneo ed isotropo, proprietà confermate da molte osservazioni, in particolare dalla misura del fondo cosmico di microonde (Cosmic Microwave Background). Le proprietà di omogeneità, isotropia ed Universo in espansione, implicano una forma specifica di metrica:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right). \tag{1.2}$$

detta metrica di Robertson-Walker. Il parametro $a(t)$ viene detto *fattore di scala* mentre k è il *parametro di curvatura*, che può assumere i seguenti valori:

- **k=0**: Universo piatto, in cui la geometria è euclidea;
- **k=1**: Universo chiuso. Un Universo con geometria chiusa è finito ma illimitato, infatti un osservatore continuando sullo stesso cammino ritornerebbe al punto di partenza;
- **k=-1**: Universo aperto. Un Universo aperto è un Universo con geometria iperbolica, ed è infinito e illimitato.

Inserendo la metrica di Robertson-Walker nell'equazione di Einstein, dalle componenti spaziali si ottiene la prima equazione di Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot} \tag{1.3}$$

che esprime l'evoluzione del parametro di scala $a(t)$, con ρ_{tot} densità di energia totale media dell'Universo. Ricordando che la densità decresce come a^3 otteniamo tre casi a seconda del valore di k:

- $k > 0$: soluzione ellittica; il secondo membro può cambiare segno per grandi valori di a. E' il caso di un Universo legato, prima espande e poi collassa;
- $k < 0$: soluzione iperbolica; il secondo membro è sempre positivo, il sistema è non legato e in espansione ininterrotta;
- $k = 0$: soluzione parabolica; il secondo membro è sempre positivo, ma tende a zero per $a \to \infty$, il sistema è in espansione con velocità asintoticamente nulla.

Nell'equazione di Friedmann 1.3 può essere introdotto il parametro di Hubble:

$$H(t) = \frac{\dot{a(t)}}{a(t)} \tag{1.4}$$

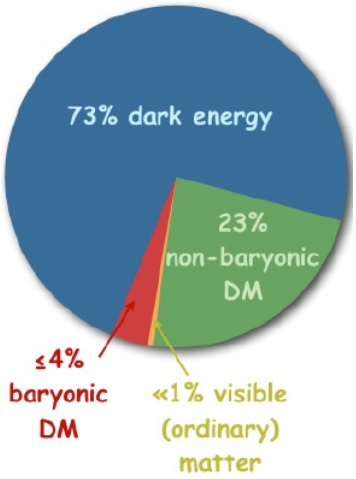


Figura 1.1: Composizione dell'Universo.

Una stima recente [1] è $H_0 = (73 \pm 3)$ km s^{-1}Mpc^{-1} . Si vede dall'equazione di Friedmann 1.3 che l'Universo è piatto ($k = 0$) quando la densità di energia eguaglia la densità critica ρ_c:

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N}. \tag{1.5}$$

L'introduzione della densità critica permette di definire il parametro densità Ω_i come:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c} \tag{1.6}$$

in termini del quale l'equazione 1.3 può essere scritta nella forma:

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \tag{1.7}$$

In questo modo il segno di k è determinato dal valore di Ω che esprime la densità di materia presente nell'Universo. Se la densità ρ è minore della densità critica ρ_c, allora l'Universo è aperto con curvatura negativa; mentre se la densità ρ è maggiore di ρ_c, allora l'Universo è chiuso con curvatura positiva. In questo modo è possibile mettere in relazione la quantità di materia presente nell'Universo, con la sua evoluzione e la sua geometria. La teoria della Relatività Generale e le osservazioni astrofisiche mostrano che l'Universo all'epoca attuale è un Universo piatto in espansione costituito per il 74% da Dark Energy, un fluido a pressione negativa che permea l'Universo, per il 22% da Materia Oscura e solo per un valore inferiore al 4% da materia barionica ordinaria.

Il valore delle costanti cosmologiche di interesse è riportato in Tabella1.1.

Con h si indica la costante di Hubble ridotta pari a $h = \frac{H_0}{100}$

Costante	Simbolo	Valore
Densità di barioni nell'Universo	Ω_b	0.045 ± 0.003
Densità di cold Dark Matter nell'Universo	Ω_{cdm}	0.22 ± 0.03
Densità di Dark Energy nell'Universo	Ω_Λ	0.73 ± 0.03
Densità di materia nell'Universo	$\Omega_m = \Omega_{cdm} + \Omega_b$	0.27 ± 0.03
Densità totale di energia nell'Universo	Ω	1.002 ± 0.0110
Rate di espansione di Hubble attuale dell'Universo	H_0	100 h Km s^{-1} Mpc^{-1}
Fattore di scala per la costante di Hubble	h	0.710 ± 0.025

Tabella 1.1: Valori di alcune delle costanti cosmologiche di interesse [9]

1.2 Evidenze sperimentali dell'esistenza di Materia Oscura

A partire dal 1930 è stato stabilito che nell'Universo c'è più materia di quanta viene osservata, ulteriori studi hanno inoltre portato a concludere che la maggior parte di questa materia ha un'origine non barionica. Le evidenze dell'esistenza di Materia Oscura provengono da studi effettuati sulla dinamica delle galassie e degli ammassi galattici, e da applicazioni del teorema del viriale.

1.2.1 Le curve di rotazione delle galassie

La curva della velocità di rotazione galattica costituisce una delle osservazioni che conducono all'ipotesi dell'esistenza della Materia Oscura; tali misure sono importanti non solo per provare l'esistenza della Materia Oscura, ma anche per poterne stimare la densità locale, utile per la sua rivelazione diretta. La quantità di materia luminosa della nostra galassia si estende per un disco di raggio $R_0 \approx 10$ Kpc. La curva della velocità di rotazione che ci si aspetterebbe, se le stelle e i gas visibili costituissero tutta la massa nella galassia, è del tipo mostrato in Figura 1.2

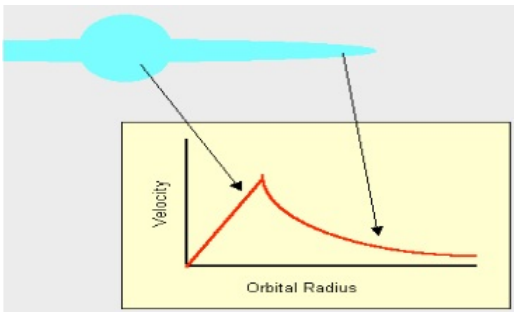


Figura 1.2: Curva di rotazione aspettata

La relazione che lega la velocità di rotazione della Galassia in funzione del raggio viene ricavata a partire dal teorema del Viriale che mette in relazione la media temporale

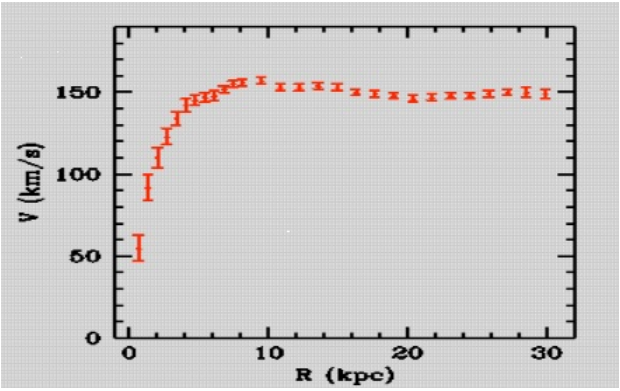


Figura 1.3: Curva di rotazione osservata. Rubin e Ford (1970)

dell'energia cinetica e dell'energia potenziale di un sistema stabile di N particelle secondo la relazione:

$$2 < T >= - < U > \tag{1.8}$$

da cui si ricava

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{1.9}$$

dove $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r) r^2 dr$

Assumendo di avere una distribuzione sferica di materia, la densità di materia che si estende dal centro della Galassia al raggio ottico R_0 è circa costante, allora l'andamento della velocità di rotazione che ci si aspetta è proporzionale ad r; man mano che ci si allontana dal centro della Galassia e che la densità di materia diminuisce, l'andamento aspettato della velocità è proporzionale a $r^{-0.5}$, avendo indicato con R_0 il raggio massimo visibile. Dalle osservazioni si ottiene la curva riportata in (Figura 1.3):

La curva di rotazione ha un andamento piatto oltre il raggio ottico, ciò dunque è indicazione del fatto che esiste una certa quantità di materia al di là di esso che non è visibile. Evidenze sperimentali sull'esistenza di Materia Oscura nell'Universo provengono anche dallo studio di oggetti più massivi quali gli ammassi galattici.

1.2.2 Ammassi galattici: teorema del Viriale e lensing gravitazionale

Gli ammassi galattici sono i più estesi oggetti legati gravitazionalmente nell'Universo, osservati come concentrazioni di centinaia di galassie. Gli oggetti di un ammasso di galassie si muovono a causa della loro mutua attrazione gravitazionale: nella maggior parte degli ammassi la velocità con la quale si muovono questi oggetti è più alta di quella che ci si aspetterebbe, tenendo conto solo delle loro singole masse. Si conclude che esiste un nucleo di Materia Oscura che attrae le singole galassie e che è responsabile dell'aumento di velocità con la quale esse si muovono. Applicando il teorema del viriale per un sistema a

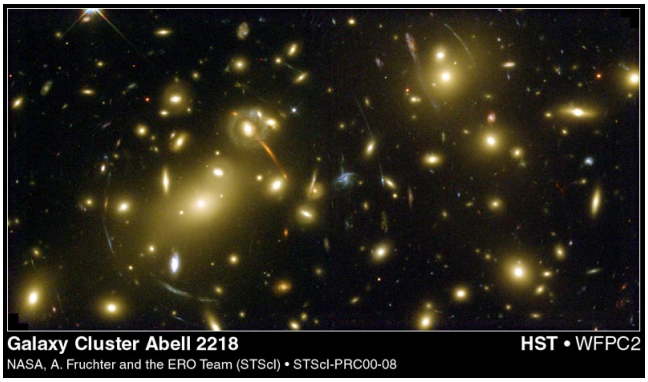


Figura 1.4: Immagine dell'ammasso di galassie Abel 2218

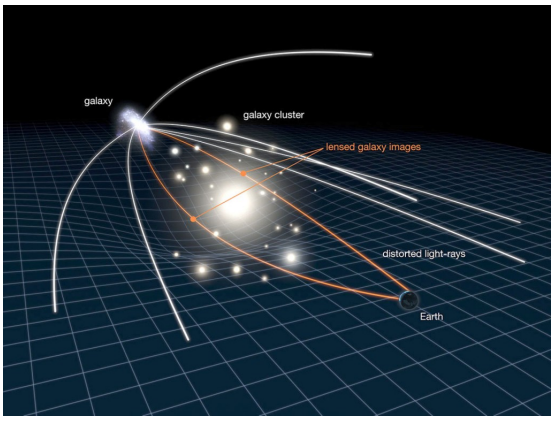


Figura 1.5: Fenomeno del lensing gravitazionale

N corpi gravitazionalmente in equilibrio, stimata la velocità di dispersione dell'ammasso, si ricava la massa M dell'ammasso, si trova che $M > M_{lum}$ [7].

Gli ammassi galattici esibiscono il fenomeno del lensing gravitazionale: il campo gravitazionale di un ammasso curva lo spazio-tempo circostante; i raggi di luce emessi dagli oggetti situati dietro l'ammasso vengono deviati e seguono cammini ottici curvi piuttosto che rettilinei. Se il lensing è abbastanza intenso verranno dunque osservate immagini ripetute dello stesso oggetto.

Supponendo di avere un ammasso [4] di galassie di massa totale M e parametro d'urto d l'angolo di deflessione è dato da:

$$\alpha \approx \left(\frac{GM}{dc^2}\right)^{1/2} \tag{1.10}$$

Misurando dunque l'angolo di deflessione e il parametro d'urto si ricava la massa M dell'ammasso, che risulta essere maggiore della massa barionica M_b osservata.

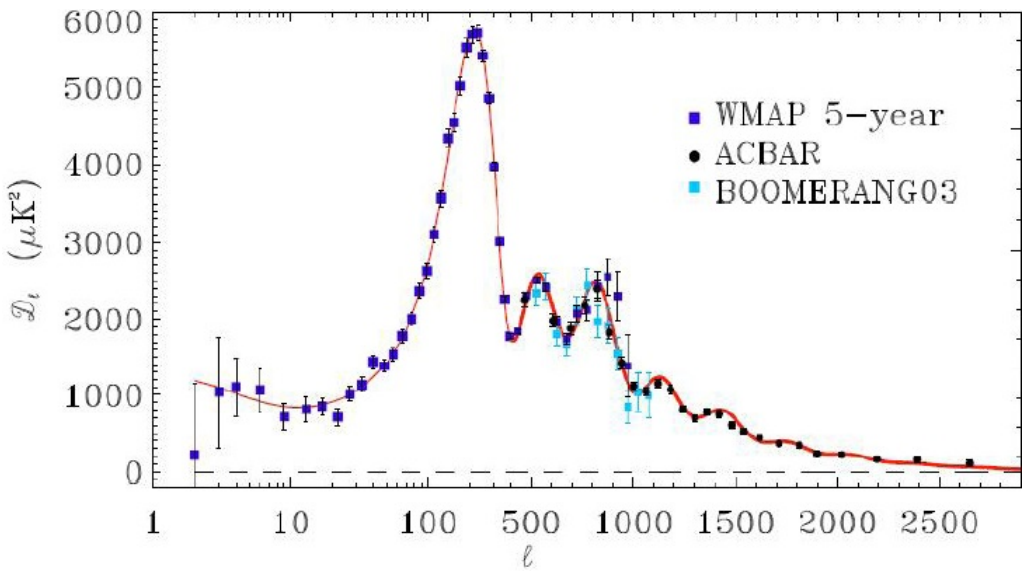


Figura 1.6: Power spectrum della CMB D_l=l(l+1)$C_l/2\pi$ vs l

1.2.3 Scale cosmologiche

Lo studio delle galassie e ammassi di galassie mostra l'esistenza di Materia Oscura, ma esse non è sufficiente per determinare la quantità totale di Materia Oscura presente nell'Universo. Tali informazioni possono essere ricavate dall'analisi della radiazione di fondo cosmico (CMB), costituita dai fotoni disaccoppiati dalla materia, quando l'Universo si è raffredato, che si adatta perfettamente allo spettro di corpo nero con temperatura pari a $T = 2.726$ K. La CMB può essere considerata isotropa fino all'ordine di 10^{-5}, le anisotropie possono essere espresse in termini di funzioni armoniche:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \tag{1.11}$$

dove C_l rappresenta la quantità di anisotropia dovuta al multipolo di ordine l:

$$C_l \equiv < |a_{lm}|^2 >= \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2 \tag{1.12}$$

Dalla mappa della CMB, riportata in Figura 1.7 e dal power spectrum della CMB Figura 1.6, si possono ricavare importanti informazioni circa l'evoluzione e composizione dell'Universo. In particolare dai dati forniti dall'esperimento WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) si ricavano i valori delle abbondanze di barioni e materia nell'Universo:

$$\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001 \qquad \Omega_M h^2 = 0.14 \pm 0.02 \tag{1.13}$$

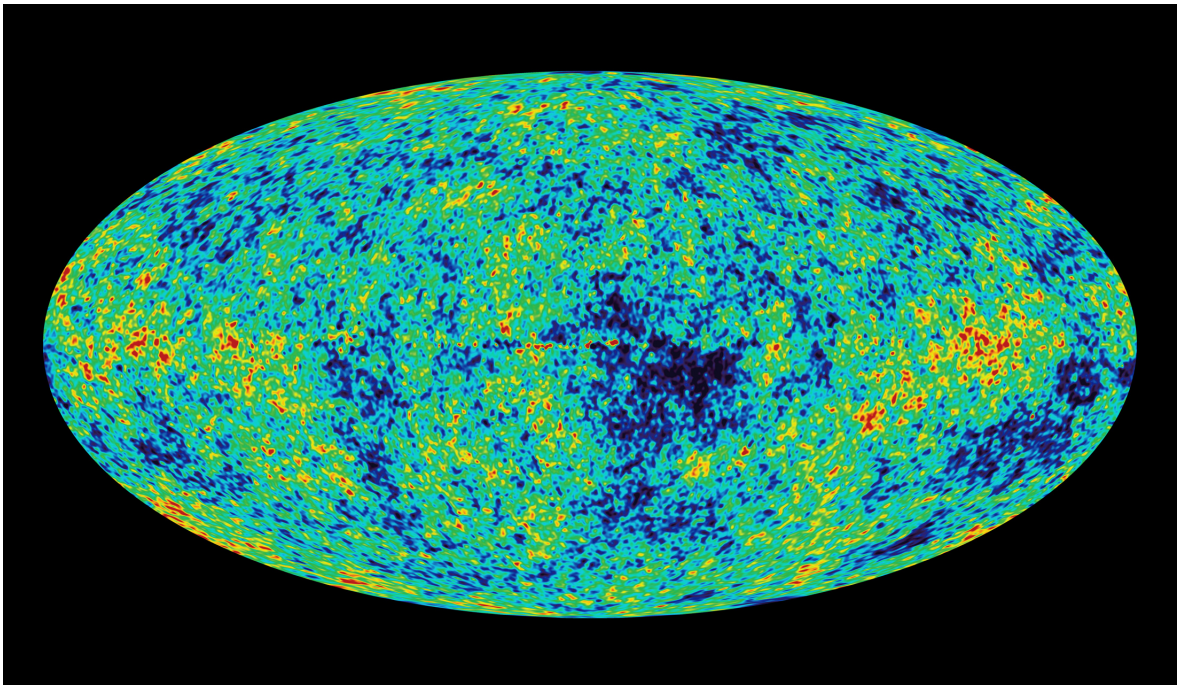


Figura 1.7: Fluttuazioni di temperatura nella CMB

dove Ω_b è la quantità di materia barionica, costituita dagli atomi compresi tra l'idrogeno e il ferro, e Ω_M è la quantità di materia nell'Universo che comprende la densità di Materia Oscura di origine barionica e non barionica.

In generale per trattare il problema dell'evoluzione delle strutture a grandi scale si utilizzano simulazioni a N-corpi [2], le quali permettono ad esempio di predire il profilo di densità di Materia Oscura attorno ad un alone galattico:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/a)^\gamma [1 + (r/a)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \tag{1.14}$$

dove ρ_0 è la densità critica, a è la misura del core della galassia. A seconda del modello utilizzato vengono assegnati diversi valori ai parametri $(\alpha, \beta, \gamma, r)$. E' possibile concludere che le evidenze dell'esistenza di Materia Oscura sono osservate anche a queste scale astrofisiche.

1.2.4 Densità locale di Materia Oscura

Ai fini della rivelazione sia diretta che indiretta di Materia Oscura è molto importante conoscerne o stimarne la densità nella regione del Sistema Solare. La densità locale di Materia Oscura viene determinata a partire dalle curve di rotazione della Galassia, compito arduo da svolgere a causa della nostra posizione nella Galassia. La curva di rotazione della Via Lattea in particolare è mostrata in Figura 1.8, si osserva che dopo una rapida crescita iniziale, la velocità v(R) presenta un massimo attorno a R$\simeq$ 300 pc dopodichè comincia a decrescere, fino a raggiungere il valore minimo di 200 Km/s

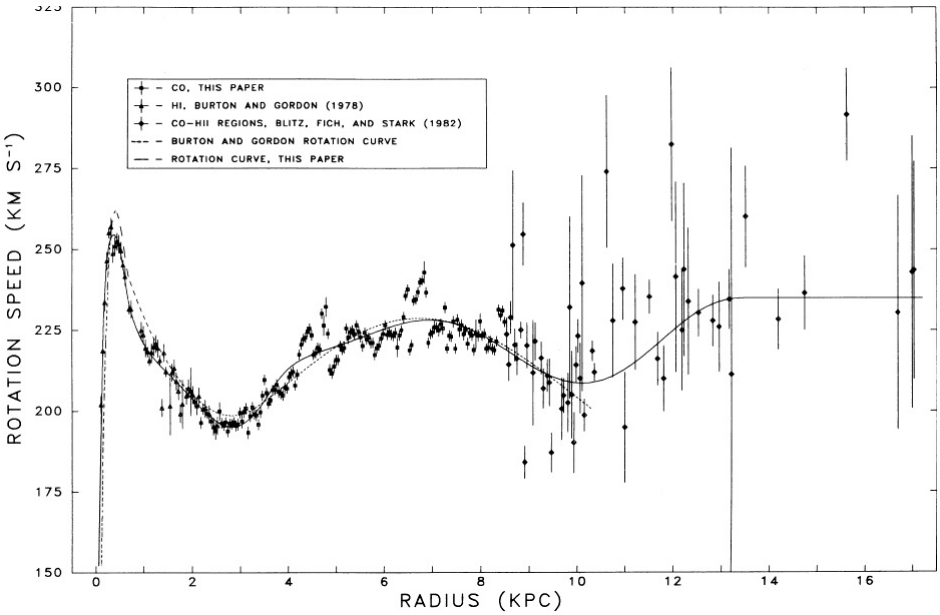


Figura 1.8: Curva di rotazione della Via Lattea

intorno ad R$\simeq$3Kpc. Un secondo valore massimo di velocità, circa v(R)$\simeq$ 230 Km/s, viene raggiunto a circa R$\simeq$6 Kpc, per poi stabilizzarsi a valori più alti del raggio, intorno al valore di 220 Km/s.

Questo tipo di misure, unite alla scelta di un modello di profilo di densità di Materia Oscura, ottenuto attraverso simulazioni N-corpi, danno una stima della densità locale di Materia Oscura. I risultati ottenuti da diversi gruppi sono ad esempio: Bahcall et.al. hanno trovato un valore di ρ= 0.34 GeV/cm^3 [26], Caldwell e Ostriker hanno determinato un valore di densità pari a ρ=0.23 GeV/cm^3 [27], mentre Turner ha calcolato un range pari a ρ=0.3-0.6 GeV/cm^3 [28], Bergstrom, Ullio e Buckley hanno trovato che il range accettabile di valori di densità è 0.2-0.8 GeV/cm^3 [29]. In Figura 1.9 vengono mostrati i diversi valori di densità locale trovati a seconda del modello utilizzato e della distanza dal centro galattico R_0.

Per completezza nella tabella riportata in Figura 1.10 vengono riportati i diversi valori di (α, β, γ) corrispondenti ai diversi modelli di profili di densità.

A questo punto è naturale chiedersi di cosa sia costituita la Materia Oscura. Nei prossimi paragrafi verranno presentati alcuni dei candidati più popolari discussi in letteratura: il neutralino supersimmetrico e la particella $B(1)$, che consiste nel primo stato di Kaluza-Klein eccitato del bosone B nelle teorie delle extra dimensioni.

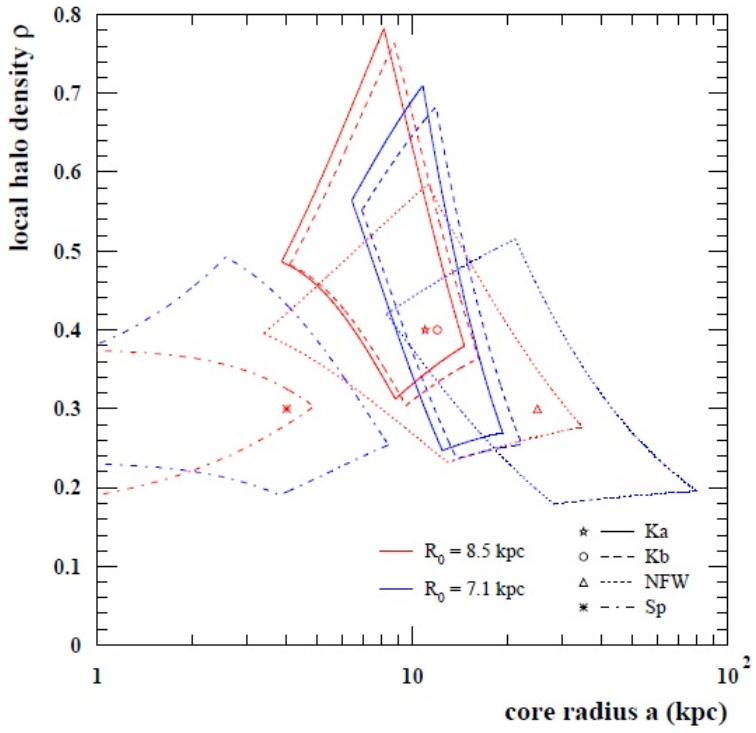


Figura 1.9: Valori accettabili delle densità locali di Materia Oscura determinati attraverso le curve di rotazione della Via Lattea per una varietà di profili di densità e distanze dal centro della Galassia (R_0). Le densità nel range di 0.2-0.8 GeV/cm^3 sono accettabili.

	α	β	γ	R (kpc)
Kra	2.0	3.0	0.4	10.0
NFW	1.0	3.0	1.0	20.0
Moore	1.5	3.0	1.5	28.0
Iso	2.0	2.0	0	3.5

Figura 1.10: Valori dei parametri dei modelli di profili di densità più utilizzati.

1.3 I candidati di Materia Oscura

Occorre innanzitutto distinguere tra Hot Dark Matter e Cold Dark Matter. La prima, (HDM), è un tipo di Materia Oscura che al momento del disaccoppiamento radiazione-materia era relativistica, dunque è in grado di sfuggire da regioni ad elevata densità e per questo non ha contribuito alla formazione di strutture. La Cold Dark Matter, (CDM), invece era non relativistica all'epoca del disaccoppiamento, ha contribuito dunque alla formazione delle strutture. Un possibile candidato di Materia Oscura deve dunque essere "cold" al momento del disaccoppiamento. I dati sulle anisotropie della CMB forniscono due diversi valori (1.13) per la quantità di materia presente nell'Universo, ciò suggerisce che esistono due tipi diversi di Materia Oscura per poter spiegare la differenza tra la quantità di materia barionica e la quantità totale di densità di materia. Distinguiamo tra Materia Oscura barionica e non barionica. I candidati di Materia Oscura barionica sono i Massive Compact Halo Objects (MACHOs), che includono nane brune e buchi neri. Le nane brune sono oggetti costituiti da idrogeno ed elio con masse di circa $0.08M_\odot$ (con $M_\odot$ si indica la massa solare), mentre i buchi neri costituiscono lo stato finale della vita di una stella abbastanza massiva tale da evolversi in un buco nero; essi hanno masse di circa $100M_\odot$ I candidati di Materia Oscura non barionica sono particelle elementari non ancora scoperte o, con proprietà non standard. I possibili candidati non barionici di Materia Oscura sono:

- *neutrini del Modello Standard*
  I neutrini sono classificati come candidati di Materia Oscura non barionici, ma poichè la loro massa è prossima allo zero, sono relativistici all'epoca del disaccoppiamento. Da un semplice calcolo è possibile verificare che detta m_i la massa dell'i-esimo neutrino, la densità residua predetta è data da

  $$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^{3} \frac{m_i}{93 \text{ eV}}$$

  Gli ultimi risultati [5] sulla massa dei neutrini danno un limite superiore pari a:

  $$m_\nu < 2.05 \text{ eV}(95\% \text{ CL}) \tag{1.15}$$

  Ciò implica che

  $$\Omega_\nu h^2 < 0.07 \tag{1.16}$$

  si può concludere dunque che i neutrini non sono abbastanza abbondanti per poter costituire la componente dominante di Materia Oscura

- *Neutrini sterili*
  Queste particelle sono molto simili ai neutrini del modello standard, con la differenza che non sono soggetti a nessuna delle interazioni fondamentali del Modello Standard. L'ipotesi del neutrino sterile è stata formulata per risolvere i problemi

legati all'oscillazione dei neutrini, e sono stati proposti come candidati di Materia Oscura nel 1993 da Dodelson e Widrow [6]; a partire dagli studi del loro decadimento e dall'analisi cosmologica della loro abbondanza risulta che la massa dei neutrini sterili dovrebbe essere compresa tra $1.8KeV$ e $5-8KeV$. Particelle così leggere non sono sufficienti a spiegare la quantità di Materia Oscura richiesta, i neutrini sterili non sono dunque buoni candidati [8].

- *Assioni*
  Gli assioni sono stati introdotti per tentare di risolvere il problema della violazione di CP; da ricerche effettuate sulla dinamica di supernova si è giunti alla conclusione che gli assioni sono particelle leggere con massa <0.01 eV, ci si aspetta che tali particelle siano debolmente interagenti con le altre particelle. Il calcolo della densità residua degli assioni è incerta e dipende dalle assunzioni fatte sul meccanismo di produzione; è però possibile trovare un range di massa accettabile nel quale gli assioni soddisfano tutte le caratteristiche necessarie per essere candidati di Materia Oscura.

Altri possibili candidati di Materia Oscura sono da ricercare nella teoria della supersimmetria e nella teoria delle extra dimensioni.

1.3.1 La Supersimmetria

Il Modello Standard pone una netta distinzione tra bosoni e fermioni: i primi sono i mediatori delle interazioni, mentre i secondi sono i costituenti della materia, è naturale dunque chiedersi se esiste una simmetria che li collega, fornendo un quadro unificato tra materia e interazioni. Una delle motivazioni per ricercare tale modello è quella di comprendere il *problema della gerarchia*, legato alla differenza di energia tra la scala elettrodebole e quella di Planck. Tale problema nasce quando vengono calcolate le correzioni radiative alla massa del bosone di Higgs, Figura 1.11.
A tutte le particelle vengono applicate tali correzioni di massa, ma mentre le masse dei fermioni crescono logaritmicamente, quelle dei bosoni aumentano in maniera quadratica con l'energia, per correzioni ad 1-loop:

$$\delta m_s^2 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)\Lambda^2 \tag{1.17}$$

in particolare le correzioni alla massa dell'Higgs distruggono la stabilità della scala elettrodebole per energie superiori a qualche TeV. La soluzione a tale problema è quella di postulare l'esistenza di nuove particelle con masse simili ma con spin differente di 1/2 in modo da cancellare il contributo problematico nelle correzioni δm_s^2 dei loop fermionici. Sapendo che il contributo ad 1-loop fermionico ha segno opposto rispetto al contributo ad 1-loop bosonico, si ha da 1.17:

$$\delta m_s^2 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_B^2) - \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_F^2) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(m_B^2 - m_F^2) \tag{1.18}$$

in cui, secondo le teorie supersimmetriche, $|m_B^2 - m_F^2| < 1$. In questo modo le divergenze quadratiche alla massa del bosone di Higgs vengono cancellate a tutti gli ordini della

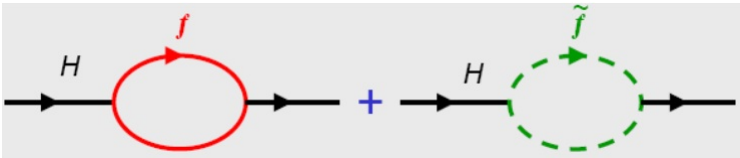


Figura 1.11: Cancellazione delle divergenze nelle correzioni radiative alla massa dell'Higgs

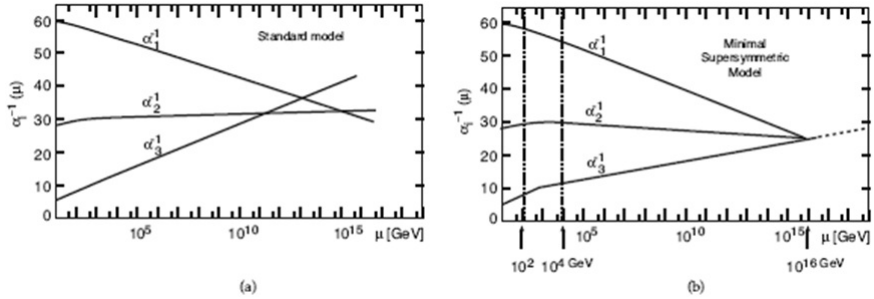


Figura 1.12: Unificazione degli accoppiamenti

teoria perturbativa (Figura 1.11). Un altro motivo per cui ha senso pensare ad un Modello Standard Supersimmetrico proviene dall'unificazione delle costanti di accoppiamento delle forze ad una scala dell'ordine di $M_U \approx 2 \times 10^{26}$ GeV (massa di Planck). Il modello Standard non prevede tale unificazione, ma con l'introduzione di una supersimmetria si ottiene un'unifcazione naturale delle costanti di accoppiamento Figura 1.12 alla scala della massa di Planck

Considerando il Modello Standard Minimale Supersimmetrico (MSSM), i passi da seguire per passare dal Modello Standard al Modello Standard supersimmetrico sono:

- si associano dei partner fermionici (gaugini) a tutti i campi di gauge; in particolare i *gluini* $\widetilde{g}$ per i gluoni, i $\widetilde{w}^{\pm 0}$ per i $W^{\pm 0}$, ed il $\widetilde{b}^0$ per il bosone di ipercarica debole B^0;

- si associano partner scalari ai fermioni, in particolare quark e leptoni;

- si introduce un secondo campo di Higgs; a ciascun membro del doppietto di Higgs (H_1^0, H_2^0) è associato un partner supersimmetrico $(\widetilde{h}_1^0, \widetilde{h}_2^0)$ avente spin 1/2.

In tale modello inoltre si definisce la *R-parità* $R \equiv (-1)^{3(B-L)+2S}$, dove L è il numero leptonico, B il numero barionico e S lo spin della particella, che vale $+1$ per le particelle ordinarie e -1 per quelle supersimmetriche. La R parità è un numero quantico conservato.
Un'importante conseguenza di tale teoria è che la particella supersimmetrica più leggera (LSP) è stabile e pertanto è un buon candidato di Materia Oscura; l'identità della LSP dipende dal modello considerato in particolare dal modo in cui viene rotta la supersimmetria. Questa particella potrebbe corrispondere al partner supersimmetrico del neutrino,

Standard Model particles and fields		Supersymmetric partners			
		Interaction eigenstates		Mass eigenstates	
Symbol	Name	Symbol	Name	Symbol	Name
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	W-boson	$\tilde{W}^\pm$	wino	$\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	chargino
H^-	Higgs boson	$\tilde{H}^-_1$	higgsino		
H^+	Higgs boson	$\tilde{H}^+_2$	higgsino		
B	B-field	$\tilde{B}$	bino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralino
W^3	W^3-field	$\tilde{W}^3$	wino		
H^0_1	Higgs boson	$\tilde{H}^0_1$	higgsino		
H^0_2	Higgs boson	$\tilde{H}^0_2$	higgsino		
H^0_3	Higgs boson				

Figura 1.13: Modello standard delle particelle e loro superpartners nel MSSM

ma l'ipotesi è esclusa dalle osservazioni sperimentali. Anche i corrispondenti supersimmetrici del gravitone e dell'assione potrebbero essere interessanti, ma sono praticamente impossibili da rivelare. Il miglior candidato supersimmetrico per la Materia Oscura è pertanto il *neutralino* più leggero, sulla cui massa vengono posti dei limiti, in particolare risulterebbe maggiore di 46 GeV [9]. I neutralini sono i 4 autostati di massa che si ottengono dal mixing delle superparticelle $\widetilde{h}^0_1$, $\widetilde{h}^0_2$, $\widetilde{w}^0$ e $\widetilde{b}^0$, vengono indicati con la lettera χ.

1.3.2 Teoria delle Extra Dimensioni

Sebbene la realtà che ci circonda consista di $3 + 1$ dimensioni spazio-temporali è possibile che esistano alre dimensioni a scale di energie più elevate. In modelli extra-dimensionali, le $3 + 1$ dimensioni spazio-temporali consistono di una struttura a *brane* incorporate in un *bulk* a $(3 + \delta + 1)$ dimensioni. Una caratteristica di tali modelli è che, una volta compattificate le extra-dimensioni, tutti i campi che si propagano nel bulk hanno un proprio momento quantizzato $p^2 \approx 1/R^2$; dunque ogni campo possiede un insieme di modi di Fourier detti *stati di Kaluza-Klein* con massa $m_n = n/R$, dove n è il numero di modi ed R è il raggio del bulk. In tali modelli la conservazione del momento porta alla conservazione della *KK-parità*. La particella di Kaluza-Klein più leggera (LKP) è stabile e costituisce un valido candidato di Materia Oscura. La LKP è associata al primo stato eccitato KK del bosone di gauge associato all'ipercarica [10]. Ci si riferisce a tale stato come $B^{(1)}$. Un calcolo della densità residua di $B^{(1)}$ è stato effettuato da Servant and Tait [11], i quali hanno trovato che se l'LKP è da tenere in conto per spiegare la quantità osservata di Materia Oscura, allora la sua massa (che è inversamente proporzionale al raggio R di compattificazione) dovrebbe essere compresa nel range di $400 \div 1200 GeV$.

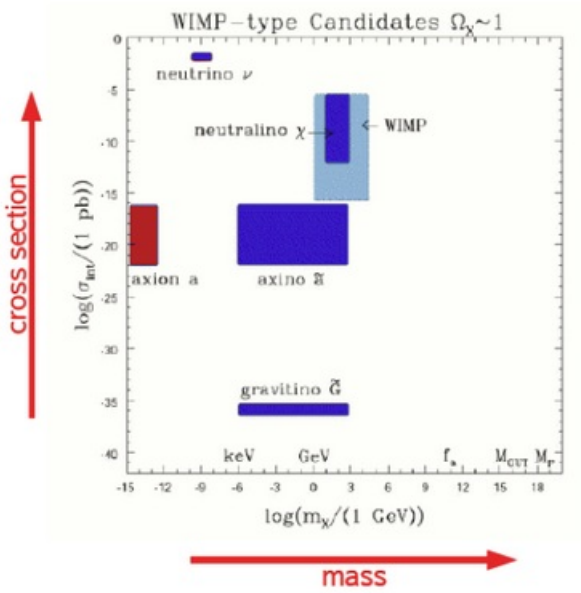


Figura 1.14: Possibile natura della Materia Oscura. Sono state considerate particelle per cui è possibile avere $\Omega_\chi h^2 \approx 1$.

1.4 Le particelle WIMP

Nei paragrafi precedenti sono state illustrate le questioni che hanno portato all'introduzione della Materia Oscura, sono stati discussi alcuni aspetti e sono stati elencati alcuni dei candidati possibili, riportati in Figura 1.14. Ci si riferisce col termine WIMP (Weak Interacting Massive Particles) ad un particolare candidato di Materia Oscura costituito da una particella che soddisfa alcune caratteristiche:

- deve essere neutra: priva di carica elettrica e carica di colore
- deve avere una massa compresa tra 10 GeV- TeV
- sezione d'urto d'annichilazione dell'ordine delle interazioni deboli $\sigma < 10^{-6}$ pb
- deve essere stabile su scale dei tempi confrontabili con l'età dell'Universo
- la sua densità residua deve essere confrontabile con la densità di Materia Oscura

Come descritto precedentemente, nell'ambito delle teorie supersimmetriche una possibile WIMP è il neutralino. La densità di tali particelle deve spiegare la discrepanza tra materia barionica osservata e materia aspettata nell'Universo dopo il Big Bang. Nell'Universo primordiale le WIMPs erano in equilibrio termodinamico, e abbondanti come le particelle più leggere quali fotoni, quarks e leptoni. La loro abbondanza era mantenuta in equilibrio da reazioni di annichilazione WIMP-WIMP che restituivano coppie di particelle standard. Con l'espansione dell'Universo, la temperatura divenne minore della massa delle WIMP che uscirono quindi dall'equilibrio termodinamico ovvero si interruppero le reazioni

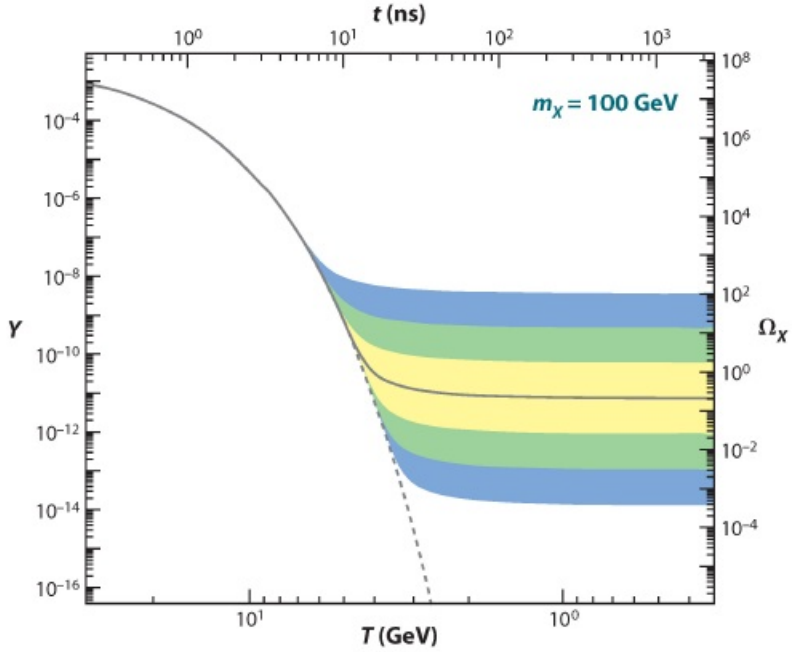


Figura 1.15: Una certa particella è in equilibrio fino a che $T << m_X$ nel caso di una particella X con massa m_X. La linea continua in figura mostra l'andamento per una particella di massa m_X=100 GeV. Finchè la rate di interazione è maggiore di quella di espansione quella particella è in equilibrio termico e la sua densità è costante. Appena cade questa condizione la particella esce dall'equilibrio termico. Tale fenomeno prende il nome di *freeze-out*. Y indica l'abbondanza della specie.

di annichilazione che fino ad allora avevano mantenuto in equilibrio la loro abbondanza. Questa dunque diminuì e la rate di annchilazione si ridusse. Le WIMP sopravvissute cosituirono una popolazione primordiale residua che ancora oggi esiste. Assumendo che le WIMPs siano particelle di Majorana, fissato $\Gamma(\chi\chi \leftrightarrow q\bar{q}, l\bar{l})$=n$_\chi$<$\sigma\nu$> la rate di annichilazione di WIMP e H la rate di espansione dell'Universo, possono presentarsi due casi:

- $\Gamma >> H$: le particelle si annichilano e interagiscono tra di loro più volte durante il tempo di Hubble e ciò mantiene l'equilibrio chimico
- $\Gamma << H$: non può più esserci annichilazione e l'abbondanza delle WIMPs si congela al valore posseduto in quell'istante.

Tale sequenza di stati è mostrato in Figura 1.15. Il freeze-out avviene quando $\Gamma(T_f) \sim H(T_f)$; per WIMP non relativistiche la loro densità è data da:

$$n_\chi = g_\chi \left(\frac{M_\chi T}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-M_\chi/T} \tag{1.19}$$

dove T indica la temperatura. H è dato da:

$$H = \left(\frac{8\pi G\rho}{3}\right)^{1/2} \sim \frac{T^2}{M_{Pl}} \tag{1.20}$$

Comparando le espressioni 1.19,1.20 si ottiene la condizione di freeze-out:

$$(M_\chi T_f)^{3/2}\, e^{-M_\chi/T_f} < \sigma\nu > \sim \frac{T_f^2}{M_{Pl}} \tag{1.21}$$

Avendo trascurato il fattore g_χ che rappresenta il numero effettivo di gradi di libertà relativistici. Questa espressione permette di ricavare:

$$\frac{T_f}{M_\chi} \sim \ln\left(\frac{M_{Pl} M_\chi^{3/2} < \sigma\nu >}{\sqrt{T_f}}\right)^{-1}, \tag{1.22}$$

con

$$\Gamma = n_\chi < \sigma\nu > \tag{1.23}$$

dove σ è la sezione d'urto d'annichilazione di due WIMP in particelle leggere standard, e ν è la velocità relativa delle due WIMP. Prendendo $<\sigma\nu> \sim \alpha^2/M_\chi^2$ ed in prima approssimazione $T_f \sim M_\chi$ troviamo:

$$\frac{T_f}{M_\chi} \sim \left[\ln\left(\frac{M_{Pl}\alpha^2}{(M_\chi T_f)^{1/2}}\right)\right]^{-1} \sim \left[\ln\left(\frac{10^{19}10^{-4}}{100}\right)\right]^{-1} \sim \frac{1}{25} + \text{ correzioni logaritmiche} \tag{1.24}$$

avendo utilizzato i seguenti valori: $\sigma \sim 10^{-8}$ GeV^{-2}, M_χ=100 GeV. Al momento del freeze out l'abbondanza relativa di WIMP rispetto ai fotoni risulta essere:

$$\begin{aligned} \frac{n_\chi}{n_\gamma} &= \frac{\Gamma(T_f)}{<\sigma\nu> T_f^3} \\ &= \frac{H(T_f)}{<\sigma\nu> T_f^3} \\ &\sim \frac{T_f^2}{M_{Pl} <\sigma\nu> T_f^3} \\ &\sim \frac{1}{M_{Pl} <\sigma\nu> T_f} \\ &\sim \frac{25}{M_{Pl} <\sigma\nu> M_\chi}. \end{aligned} \tag{1.25}$$

All'epoca attuale è noto che:

$$\Omega_\chi = \frac{\rho_\chi}{\rho_c} \sim \frac{n_\chi}{n_\gamma}\frac{M_\chi n_\gamma}{\rho_c} \sim \frac{25}{M_{Pl} <\sigma\nu>}\frac{400 \text{ cm}^{-3}}{10^{-6} \text{ GeV cm}^{-3}} \tag{1.26}$$

in cui non compare la massa delle WIMP. Dunque la densità di WIMP all'epoca attuale è circa $\Omega_\chi h^2 \sim 0.1$. Un calcolo più preciso restituisce:

$$\Omega_\chi h^2 \sim \left(\frac{3 \times 10^{-26}\ \mathrm{cm}^3/\mathrm{sec}}{< \sigma\nu >} \right) + \text{ correzioni logaritmiche,} \tag{1.27}$$

includendo tutti i fattori trascurati nell'espressione precedente. Tale risultato è un risultato importante in quanto implica che una nuova particella stabile alla scala elettrodebole rappresenta un candidato di Materia Oscura.

Capitolo 2

L'esperimento DarkSide-50

Nel capitolo precedente è stata introdotta la Materia Oscura ed i suoi effetti gravitazionali, ma la sua natura rimane ancora sconosciuta. Una possibilità è che la Materia Oscura sia rappresentata da particelle elementari, come le WIMPs. Evidenze dell'esistenza di tali particelle si aspettano anche dai grandi acceleratori, come il Large Hadron Collider al CERN o da strumenti astronomici che rivelano la radiazione prodotta dall'annichilazione WIMP-WIMP negli aloni galattici. La ricerca diretta di WIMP ha però un ruolo centrale: il moto orbitale delle WIMPs, che compongono la Materia Oscura dell'alone, pervadendo la galassia potrebbero generare collisioni WIMP-nucleo di energia sufficiente da essere rivelabile in laboratorio. L'idea che le WIMPs possano essere rivelate attraverso la collisione su nuclei in un rivelatore posto a Terra deriva dagli scienziati Goodman e Witten (1985), studio successivamente approfondito da Drukier, Freese e Spergel (1986). La maggior parte degli esperimenti sono basati su tecniche di ionizzazione, scintillazione, bassa temperatura o combinazioni di alcune di esse. In particolare l'esperimento DarkSide-50 si inserisce nel panorama delle tecniche combinate (ionizzazione e scintillazione) attraverso l'utilizzo di una Liquid Argon Time Projection Chamber (LAr-TPC) con una massa attiva di 50 Kg.

2.1 Processi di collisione WIMP-nucleo

I processi di collisione WIMP-nucleo possono essere suddivisi in: collisioni elastiche o inelastiche, e collisioni spin-dependent o spin-independent.

- collisioni elastiche e inelastiche
  le collisioni elastiche di una WIMP su di un nucleo, che costituisce il bersaglio, in un rivelatore consistono nell'urto di una WIMP su di un nucleo nel suo insieme, causando il suo rinculo, con energia sufficiente per poter essere rivelato ed ottenere così uno spettro. Ipotizzando una distribuzione di Boltzman delle velocità delle WIMP centrata al valore di 220 Km/s, si ottiene uno spettro di rinculo esponenziale, con un'energia tipica di rinculo di $<E>\sim 50$ KeV. Le collisioni inelastiche invece non sono osservate tramite rinculo nucleare; infatti, la WIMP interagisce con gli elettroni orbitali del bersaglio eccitandoli, o ionizzando il bersaglio. Alternativamente la

WIMP può intergire col nucleo bersaglio lasciandolo in uno stato eccitato, tale processo produce un seganle di rinculo seguito dall'emissione di un fotone dopo pochi nanosecondi. Questo processo necessita però di essere discriminato dal fondo di radioattività ambientale.

- collisione spin-dependent e spin-independent
  nell'urto di una WIMP con un nucleo occorre tenere conto degli accoppiamenti tra i due momenti: uno di tipo assiale-vettoriale (spin-dependent), e l'altro di tipo scalare (spin-independent). Nel primo caso la sezione d'urto è proporzionale a J(J+1) piuttosto che al numero di nucleoni, e poco si guadagna utilizzando nuclei bersaglio più pesanti. Nel secondo caso invece la sezione d'urto aumenta con la massa dei nuclei bersaglio e tipicamente domina sull'urto spin-dependent.

La rate R attesa per l'urto di WIMP-nucleo può essere espressa come:

$$\frac{dR}{dE_R} = N_N \frac{\rho_0}{m_W} \int_{v_{min}}^{v_{max}} d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) v \frac{d\sigma}{dE_R}, \tag{2.1}$$

dove N_N è il numero di nuclei bersaglio, m_W è la massa della WIMP, ρ_0 è la densità locale di WIMP nell'alone galattico, $\mathbf{v}$ e $f(\mathbf{v})$ sono invece la velocità e la distribuzione delle velocità delle WIMPs nel sistema di riferimento della Terra, $d\sigma/dE_R$ è la sezione d'urto differenziale WIMP-nucleo. L'energia di rinculo trasferita dalla WIMP al nucleo è espressa dalla formula:

$$E_R = \frac{p^2}{2m_N} = \frac{m_r^2 v^2}{m_N}(1 - cos\theta), \tag{2.2}$$

dove p è l'impulso trasferito, θ è l'angolo di collisione nel sistema del centro di massa WIMP-nucleo, m_N è la massa del nucleo e m_r è la massa ridotta:

$$m_r = \frac{m_N \cdot m_W}{m_N + m_W} \tag{2.3}$$

La velocità minima è:

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_{th}}{2m_r^2}}, \tag{2.4}$$

dove E_{th} è la soglia in energia del rivelatore; mentre v_{max} è la velocità di fuga della WIMP nel sistema di riferimento della Terra. Nel modello galattico più semplice si assume una distribuzione di Maxwell-Boltzmann nel sistema di riferimento della galassia, con una velocità di dispersione $\sigma_v \approx 270$ Km s^{-1} ed una velocità di fuga $v_{esc} \approx 544$ Km s^{-1}. Ipotizzando che sia la massa del nucleo che della WIMP sia di circa 100 GeV/c^2, e che la velocità media relativa al bersaglio sia $< v >= 220$Km $s^{-1} = 0.75 \times 10^{-3}c$, si ricava che l'energia media trasferita al nucleo è:

$$< E_R >= \frac{1}{2} m_W < v >^2 \sim 30 \text{ KeV}. \tag{2.5}$$

Assumendo una densità locale di Materia Oscura di $\rho_0 = 0.3\text{GeV } cm^{-3}$, la densità di WIMPs è $n_0 = \rho_0/m_W$, da cui è possibile stimare il flusso di WIMPs a Terra che risulta pari a:

$$\Phi_0 = n_0 \times < v >= \frac{\rho_0}{m_W} = 6.6 \times 10^4 cm^{-2} s^{-1} \tag{2.6}$$

Prendendo come riferimento il valore della sezione d'urto elastica per le interazioni elettrodeboli, dell'ordine di $\sigma_{WN} \approx 10^{-38}\ cm^2$, si ottiene una rate di urti elastici:

$$R \sim N_N \times \Phi_0 \times \sigma_{WN} = \frac{N_A}{A} \times \frac{\rho_0}{m_W} \times < v > \times \sigma_{WN} \sim 0.13 \text{ events kg}^{-1} \text{ year}^{-1} \tag{2.7}$$

dove N_N è il numero di nuclei bersaglio, N_A è il numero di Avogadro e A è il numero di massa del nucleo bersaglio. L'equazione 2.7 può essere scritta anche nel seguente modo:

$$R \approx 0.13 \frac{events}{Kg\ year} \left[\frac{A}{100} \times \frac{\sigma_{WN}}{10^{-38} cm^2} \times \frac{< v >}{220\text{kms}^{-1}} \times \frac{\rho_0}{0.3\text{GeVcm}^{-3}} \right]. \tag{2.8}$$

Nello scrivere l'espressione per la sezione d'urto differenziale WIMP-nucleo occorre tenere conto del fatto che non si conosce lo spin delle WIMP, dunque la sezione d'urto deve essere scritta come:

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R} = \frac{m_N}{2m_r^2 v^2} [\sigma_{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_{SD} F_{SD}^2(E_R)], \tag{2.9}$$

dove σ_{SI} e σ_{SD} sono le sezioni d'urto nel limite di impulso nullo trasferito nel caso di interazione spin-indipendent (SI) e nel caso spin-dependent (SD), F_{SI} e F_{SD} sono i fattori di forma nucleare che dipendono dall'energia di rinculo. A seconda che l'interazione sia spin-independent o spin-dependent le sezioni d'urto hanno le seguenti espressioni:

$$\sigma_{SI} = \frac{4m_r^2}{\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2, \tag{2.10}$$

$$\sigma_{SD} = \frac{32 m_r^2}{\pi} G_F^2 \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p + \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2. \tag{2.11}$$

con f_p,f_n e a_p, a_n gli accoppiamenti delle WIMP a neutroni e protoni nei casi spin-indipendent e spin-dependent rispettivamente. Nel limite di momento trasferito finito la sezione d'urto differenziale deve essere moltiplicata per il fattore di forma nucleare. Nel caso di sezione d'urto spin-indipendent il fattore di forma nucleare assume l'espressione:

$$F_{SI}^2(p) = \left(\frac{3 j_1(pR)}{pR_1} \right)^2 e^{(-p^2 s^2)}, \tag{2.12}$$

dove j_1 è la funzione sferica di Bessel, $s \simeq 1$fm è la misura dello spessore nucleare e $R_1 = \sqrt{R^2 - 5s^2}$ con $R \simeq 1.25 A^{1/3}$fm. Nel caso di momento trasferito nullo si ha che $F(0) = 1$. Nel caso spin dependent il fattore di forma è dato da:

$$F_{SD}^2(p) = \frac{S(p)}{S(0)}, \tag{2.13}$$

con $S(p)$ funzioni di struttura di spin. L'impulso medio trasferito è circa:

$$< p > \approx m_r < v > \tag{2.14}$$

che si trova in un range di circa (6 ÷ 70)MeV/c, per un valore di m_W compreso tra (10 ÷ 1000)GeV/c^2, dunque la collisione avviene in regime non relativistico. Ulteriori incertezze nella predizione della rate di eventi, e dunque nella determinazione delle sezioni d'urto delle WIMP e della loro massa, provengono dalla distribuzione di velocità delle WIMP e dalla misura della densità locale di Materia Oscura $\rho_0 \equiv \rho(R_0 = 8\text{Kpc})$. Nel cosiddetto standard halo model (SHM) la distribuzione delle velocità segue la distribuzione di Maxwell:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} e^{\left(-\frac{\mathbf{v}^2}{2\sigma_v^2}\right)} \tag{2.15}$$

dove la dispersione è legata alla velocita circolare dalla relazione $\sigma_v = \sqrt{3/2} v_c$ con $v_c \equiv v(r = R_0)$. Dal momento che nel SHM la distribuzione di densità è formalmente infinita e la distribuzione di velocità si estende all'infinito, deve essere troncata alla velocità di fuga misurata $v_{esc} \equiv v_{esc}(R_0)$, tale che f($\mathbf{v}$)=0 per $v \geq v_{esc}$. Le particelle di Materia Oscura con velocità maggiore di $v_{esc}(r) = \sqrt{|\Phi(r)|}$ dove $\Phi(r)$ è il potenziale, non sono più gravitazionalmente legate alla galassia. I parametri usati nel SHM sono $\rho_0 = 0.3$ GeV cm^{-3} = 5×10^{-25}g cm^{-3} = 8×10$^{-3} M_\odot$ pc^{-1}, v_{esc}=544 km s^{-1}.

2.1.1 Le segnature sperimentali

Per rivelare un segnale indotto da WIMP, è necessario rivelare il segnale prodotto nell'urto di una WIMP che popola il nostro alone galattico, con un nucleo del rivelatore. Come abbiamo visto nella sezione precedente la forma dello spettro energetico di rinculo dipende sia dalla massa del nucleo bersaglio che dalla massa della WIMP: per $m_W << m_N$, $E_R \propto m_W^2$ e per $m_W >> m_N$, lo spettro energetico di rinculo è indipendente dalla massa della WIMP, mentre nel caso in cui la massa delle WIMP è confrontabile con la massa del nucleo bersaglio si ha che lo spettro di rinculo è proporzionale ad m$_W$. Il moto della Terra all'interno della Galassia produce sia una variazione stagionale della rate totale di eventi, che un'asimmetria forward-backward nella direzionalità del segnale. La modulazione annuale del segnale di WIMP nasce a causa del moto della Terra nel sistema di riferimento della Galassia, che è la somma del moto della Terra attorno al Sole e del moto del Sole attorno al centro galattico. Dal momento che la velocità orbitale della Terra v_{orb} è minore della velocità circolare del Sole, l'ampiezza della modulazione è piccola (dell'ordine di $v_{orb}/v_c \simeq 0.07$) e la rate differenziale nel SHM può essere scritta in prima approssimazione come

$$\frac{dR(E_R, t)}{dE_R} \simeq \frac{dR}{dE_R}(E_R) \left[1 + \Delta E_R cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T}\right] \tag{2.16}$$

dove T=1 anno e la fase è t_0=150 giorni. ΔE diventa negativa per valori piccoli dell'energia di rinculo, ciò significa che la rate differenziale di eventi è piccata in inverno

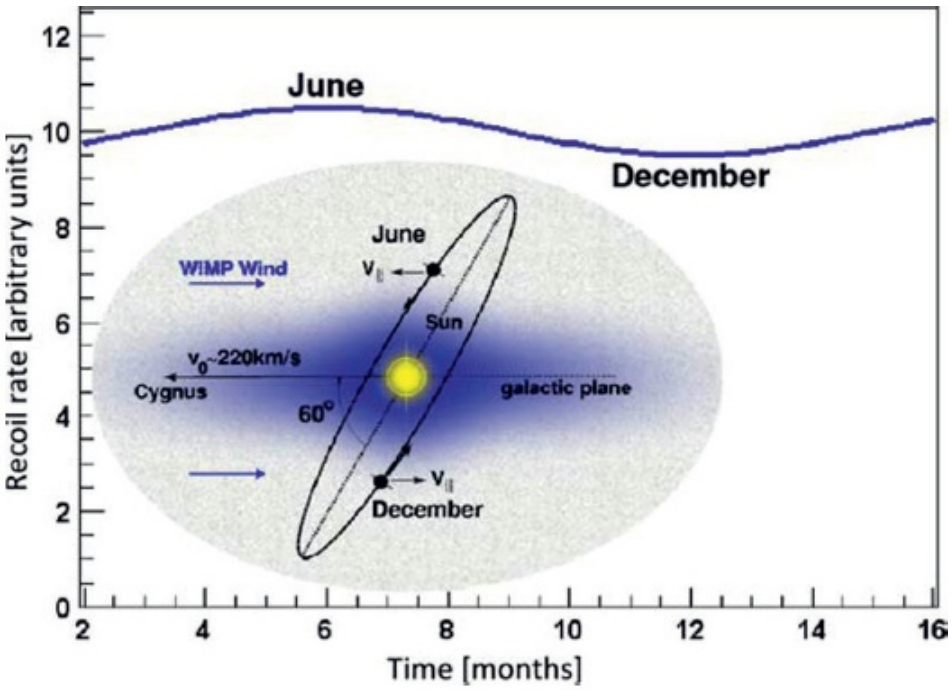


Figura 2.1: Tipico comportamente aspettato della rate di rinculo in funzione del tempo nel periodo di 1 anno di presa dati. Il meccanismo che induce la modulazione stagionale è illustrato in figura, la quale mostra l'inclinazione del piano orbita terrestre e il moto del Sole nel piano galattico

per basse energie di rinculo, ed in estate per energie alte di rinculo. L'energia alla quale la modulazione annuale cambia fase viene detta *crossing energy*; dal momento che il suo valore dipende sia dalla massa della WIMP che del nucleo bersaglio, può essere utilizzata in principio per determinare la massa della WIMP, con la richiesta ovviamente di avere un apparato sperimentale con una soglia in energia molto bassa.

La Figura 2.1 illustra lo schema secondo il quale si genera la modulazione annuale.

2.2 Tecniche di rivelazione diretta

Come abbiamo visto, una particella di Materia Oscura con una massa compresa nel range GeV-TeV ha un impulso medio di poche decine di MeV, ed un'energia al di sotto di 100 KeV viene trasferita ad un nucleo bersaglio posto in un rivelatore a terra. Per poter ossservare uno spettro indotto di WIMP è necesario un rivelatore di grossa massa, posto in un luogo a basso rumore e con una soglia in energia molto bassa; all'interno del rivelatore l'energia cinetica del nucleo colpito dalla WIMP viene trasformata in un segnale rivelabile attraverso processi di ionizzazione, scintillazione o produzione di calore. La rivelazione simultanea di due di queste osservabili costituisce un metodo molto potente per la discriminazione degli eventi di fondo generati dalle interazioni degli elettroni e neutroni con gli atomi del rivelatore.

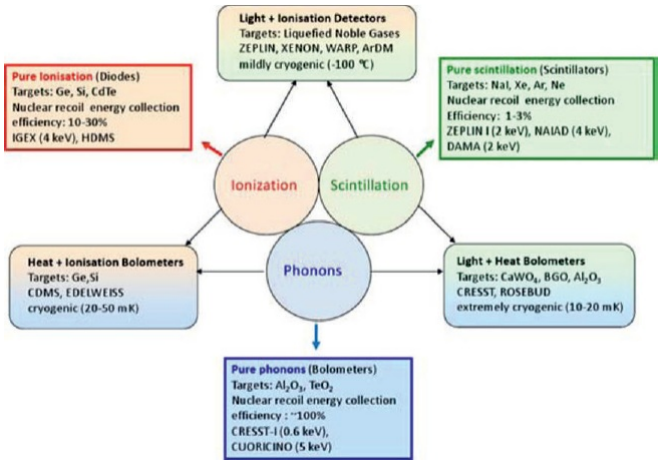


Figura 2.2: Schema della tecnica del double read out in un rivelatore. Vengono citati gli esperimenti rappresentativi per ogni classe di tecnica sperimentale insieme ai parametri sperimentali (energia di soglia elettronica, efficienza di raccolta, temperature di lavoro degli apparati criogenici)

Gli apparati che operano in questo campo di ricerca possono essere raggruppati nelle famiglie descritte di seguito.

- Rivelatori a stato solido criogenici

  Gli esperimenti criogenici lavorano a temperature al di sotto dei kelvin, hanno una soglia in energia molto bassa (<10 KeV), una buona risoluzione in energia (<1% a 10 KeV) e la capacità di distinguere il rinculo di tipo nucleare da quello elettronico. Sono costituiti da cristalli la cui capacità termica dipende dal cubo della temperatura T^3, dunque tenendo i cristalli a basse temperature, anche un piccolo deposito di energia ne cambia significativamente la temperatura, con la conseguente emissione di fononi. La variazione di temperatura viene misurata sia dopo che i fononi raggiungono l'equilibrio, sia quando essi sono ancora fuori dall'equilibrio; in questo ultimo caso è possibile ottenere informazioni sul punto di interazione all'interno del cristallo. Gli esperimenti CDMS [14], CRESST [15] e EDELWEISS [16], situati rispettivamente al Soudan Laboratory, ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso e ai Laboratorie Souterrain de Modane, rappresentano l'implementazione di questa tecnica. I risultati dell'esperimento CRESST possono essere interpretati come segnali di Materia Oscura prodotti da una WIMP con massa di 25 GeV e sezione d'urto di 1.6×10^{-42} cm^2, e una WIMP di massa pari a 12 GeV con una sezione d'urto di 3.7×10^{-41}cm^2 [15]. Gli esperimenti CDMS ed EDELWEISS [14, 16] raggiungono una sensibilità al di sotto di 3.3×10^{-44} cm^2 per una WIMP di massa di 90 GeV. Infine l'esperimento CoGeNT [18] aveva annunciato l'evidenza di una WIMP di massa di circa 7 GeV con una sezione d'urto spin-indipendent intorno a 10^{-40} cm^2. Questa potenziale WIMP di piccola massa è stata esclusa dai dati di CDMS, CRESST, EDELWEISS e XENON10.

- Rivelatori a liquidi nobili

Gli elementi nobili come l'Argon e lo Xenon costituiscono un mezzo eccellente per la costruzione di rivelatori non segmentati, omogenei, compatti e auto-schermati. Lo xenon liquido (LXe) e l'argon liquido (LAr) producono un segnale di scintillazione ed ionizzazione quando sono attraversati da radiazione. La rivelazione simultanea della ionizzazione e scintillazione permette di indentificare la natura della particella primaria che ha attraversato il liquido, inoltre è possibile una ricostruizione spaziale del punto di interazione con una precisione migliore del millimetro lungo la coordinata z e dell'ordine del millimetro lungo il piano $x - y$ utilizzando una Time Projection Chamber (TPC). I limiti più stringenti sulle sezioni d'urto con accoppiamenti di tipo spin-independent sono forniti da ZEPLIN-III [17], XENON10 [19] e XENON100 [20] i quali raggiungono valori di 2×10^{-45} cm^2 ad una massa di WIMP di 55 GeV. Questi tre apparati sono realizzati mediante la tecnica del LXe (Liquid Xenon)

- Cristalli scintillanti

  I cristalli scintillanti misurano la luce di scintillazione prodotta nell'interazione WIMP-nucleo. Tra gli apparati che utilizzano questa tecnica l'esperimento DAMA/LIBRA costituito da 250 Kg di cristalli di NaI(Tl), osserva una modulazione annuale nel canale di singola collisione con una significanza statistica di 8.9σ. Questo risultato, interpretato come il segnale indotto da WIMP, è in disaccordo con altri esperimenti

Tutte le informazioni ricavate dai vari esperimenti sono confrontate in un plot di esclusione nel piano (σ_n,M$_{WIMP}$) mostrato in Figura 2.3. Questo grafico costituisce il campo di confronto per tutti gli esperimenti impegnati nella ricerca diretta di Materia Oscura. L'asse delle ascisse rappresenta i valori ipotizzati per la massa delle WIMP, mentre in ordinata sono rappresentati i valori della sezione d'urto WIMP-nucleo estratta dai dati utilizzando opportuni modelli.

Nel prossimo paragrafo sarà approfondita una delle tecniche sopracitate: quella della lettura dell'argon in doppia fase (liquida e gassosa), sulla quale si basa l'esperimento DarkSide-50.

2.2.1 La tecnologia dell'Argon liquido

La scelta dell'argon liquido per questo tipo di applicazione è ben documentata in letteratura. Nello stato condensato offre un'alta densità e, se eccitato, i suoi atomi decadono abbastanza velocemente ($\tau_s \approx 6$ ns e $\tau_t \approx 1500$ ns) se confrontato con i valori tipici (decine di μs) degli atomi con un'alta resa di scintillazione . L'elevata mobilità elettronica e la possibilità di rimuovere, attraverso opportuni filtri elettromagnetici le impurità fino a livelli minori di 1 ppb fanno di questo elemento un mezzo eccellente per le applicazioni di una TPC. L'interazione di una particella con argon liquido induce, attraverso meccanismi di eccitazione e ionizzazione atomica, l'emissione in una stretta banda di luminescenza composta da fotoni UV. Una volta applicato un campo elettrico, parte della ionizzazione prodotta può essere raccolta, e in principio, il rapporto tra la luce raccolta e la carica può essere usato per discriminare la natura e le condizioni cinematiche della particella

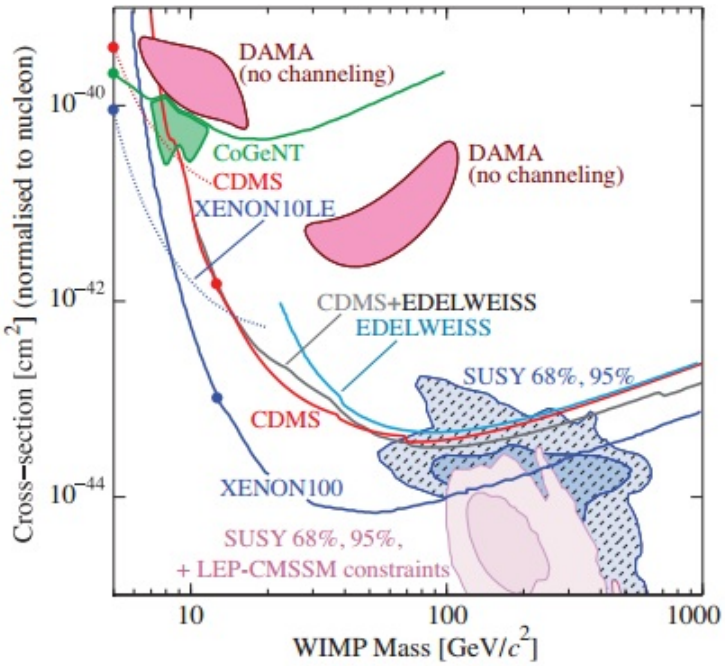


Figura 2.3: Plot di esclusione (σ_n, M_{WIMP}). Sono mostrati i risultati degli esperimenti citati nel testo.

primaria che ha urtato con gli atomi di Argon. Il processo che porta all'emissione di luce di scintillazione è strettamente connesso con quello riguardante la ionizzazione.

2.2.2 Emissione di luce di scintillazione in argon liquido

L'interazione di una particella in argon produce sia eccitazione atomica che ionizzazione, portando alla formazione di luce luminescente a 128 nm. Sperimentalmente la luce di scintillazione è costituita da due componenti differenti: la luminescenza di ricombinazione (*recombination luminescence*) e la luminescenza di eccitazione (*excitation luminescence*). La luminescenza di ricombinazione nel range UV si origina dal seguente processo:

$$\begin{gathered} Ar^+ + Ar \rightarrow Ar_2^+ \\ Ar_2^+ + e^- \rightarrow Ar^{**} + Ar \\ Ar^{**} \rightarrow Ar^* + heat \text{ (non radiative transition)} \\ Ar^* + Ar \rightarrow Ar_2^* \\ Ar_2^* \rightarrow Ar + Ar + h\nu(\text{UV}) \end{gathered} \tag{2.17}$$

Dove con il simbolo Ar si intende l'atomo di argon, con Ar^+ lo ione, con Ar^*un atomo di argon eccitato, con Ar^{**} un atomo di argon in uno stato altamente eccitato, con Ar_2^+

uno ione molecolare e con Ar_2^* una molecola eccitata. Come suggerito già dal nome, questo processo è essenzialmente dovuto alla presenza di una coppia libera elettrone-ione; il processo invece di eccitazione viene prodotto da reazioni più semplici:

$$\begin{aligned} Ar^* + Ar &\rightarrow Ar_2^* \\ Ar_2^* &\rightarrow Ar + Ar + h\nu(\mathrm{UV}) \end{aligned} \tag{2.18}$$

ed è promosso sostanzialmente dalla presenza di un atomo di argon eccitato. Entrambi i processi terminano con gli stessi prodotti finali, ovvero viene emesso un fotone a 128 nm nel range degli UV ($\lambda \sim$ 128 nm, E$\sim$ 9.7 eV). L'analisi dello spettro d'emissione mostra che l'emissione di un fotone per diseccitazione di un atomo di Ar^* è fortemente soppresso: in media, l'Ar^* cattura un atomo di Ar e forma lo stato legato Ar_2^* prima che avvenga la diseccitazione. Tale stato legato può essere formato sia in uno stato di tripletto che di singoletto, il primo decade con una vita media di circa 1.5 μs, il secondo invece in circa 6 ns. La vita media dei singoli stati sembra non dipendere dalla densità di ionizzazione, ma il rapporto dei dimeri formati sì: il rapporto tra singoletti e tripletti vale circa 0.3 per gli elettroni, 1.3 per particelle alpha e 3 per rinculi nucleari, dunque il rapporto tra stati di singoletto e tripletto dipende dalla natura della particella ionizzante. Una delle caratteristiche principali che deve avere un bersaglio di WIMP è quello di distinguere il segnale di rinculo elettronico da quello nucleare. Nei liquidi nobili, e specialmente nell'argon, possiamo distinguere queste due interazioni usando due variabili indipendenti: il rapporto di stati eccitati di singoletto e tripletto, misurato dai tempi di arrivo dei fotoni di scintillazione, e il rapporto tra la scintillazione e ionizzazione. Il primo metodo, detto pulse shape discrimination (PSD), è particolarmente efficace, in quanto le vite medie degli stati eccitati di singoletto e tripletto differiscono per circa 3 ordini di grandezza. Uno studio sistematico dei due metodi è stato effettuato attraverso DarkSide-10, il prototipo di DarkSide-50.

2.3 Il Prototipo DarkSide-10

DarkSide-10, illustrato nella Figura 2.4, consiste di un vessel (contenitore) di silice fusa che contiene la regione sensibile costituita dall'argon in doppia fase. Il vessel più interno è completamente immerso nell'argon liquido, a sua volta contenuto in un Dewar di acciaio tenuto a vuoto.

L'inner vessel consiste di un cilindro di altezza 23.5 cm, con un diametro interno di 24.1 cm e con delle pareti spesse 1.9 cm. Un sistema di resistenze produce continuamente argon gassoso, che viene iniettato attraverso un sistema di tubi nella parte alta dell'inner vessel. La parte del volume attivo del rivelatore è ricoperta da un riflettore. Affinchè la luce di scintillazione prodotta a 128 nm sia visibile ai fotomoltiplicatori è stato utilizzato un wavelenght shifter (TPB), con un picco di emissione a 420 nm. La parte liquida e gassosa sono separate da una rete d'acciaio. I fotoni prodotti per scintillazione sono registrati da 14 PMTs ad alta efficienza quantica (R11065, 3"), 7 posti nella parte inferiore e 7 in quella superiore, i quali vedono il volume attivo attraverso finestre di silice. Affinchè

Figura 2.4: Sezione verticale del rivelatore DS-10.

il dispositivo funzioni da TPC l'inner vessel è stato dotato di un sistema di elettrodi che producono un campo elettrico di deriva nella regione sensibile, fino all'interfaccia liquido/gas, qui un altro campo elettrico (di estrazione) provvede ad accelerare gli elettroni i quali produrranno un secondo segnale di scintillazione dovuto alla ionizzazione. Gli elettrodi che generano questi due campi son costituiti da due fogli sottili di ITO: uno posto in basso, che funge da catodo, ed un altro nella parte superiore che funge da andodo. Il vessel interno, al suo esterno è circondato da una serie di anelli di rame che provvedono a generare un campo di drift uniforme lungo tutto il volume attivo. Il criostato viene schermato esternamente da uno schermo passivo costituito da 1 m^3 d'acqua, in grado di sopprimere il fondo di gamma.

2.3.1 Campagna di misura di DarkSide-10

Le attività di DarkSide-10 sono state suddivise in 4 campagne di presa dati: le prime due effettuate presso l'Università di Princeton e le ultime due presso i LNGS. Durante questo periodo DS-10 ha funzionato in differenti configurazioni in modo da poter trarre quante più informazioni possibili riguardanti le prestazioni del rivelatore. Le configurazioni sono state:

- *field OFF*: i dati sono stati acquisiti utilizzando DS-10 essenzialmente come uno scintillatore puro, in cui sono stati alimentati solo i PMTs e i fogli di ITO più esterni (HV=-1500 V). I campi elettrici di drift e di estrazione erano tenuti a tensione nulla;
- *field ON*: i dati sono stati acquisiti utilizzando l'apparato in modalità TPC;

- *background*: i dati sono stati acquisiti con DS-10 circondato da uno schermo la cui funzione era quella di minimizzare il fondo di gamma. In queste condizioni il rivelatore acquisisce principalemente gli eventi di ^{39}Ar, responsbile di circa il 70% della rate totale.

- *gamma calibration*: tali risultati sono stati acquisiti dopo aver inserito una sorgente gamma di ^{137}Cs, vicina alle pareti della TPC, ad un'altezza tale che questa venisse a trovarsi nella zona di drift. I risultati sono stati utilizzati per calibrare in energia la risposta del rivelatore ai rinculi elettronici;

- *neutron calibration*: i dati sono stati acquisiti con una sorgente di AmBe (10 neutroni/sec), nella stessa zona della sorgente di ^{137}Cs. Tali misure sono caratterizzate sia dalla presenza di rinculi nucleari generati da neutroni, che elettronici (come fondo);

- *laser calibration*: i dati sono stati acquisiti iniettando luce con un laser all'interno di DS-10, per poter osservare la risposta di singolo fotoelettrone.

Per ogni run sono stati acquisiti gli impulsi dei fotomoltiplicatori, definiti come treni di singoli fotoelettroni che mostrano una struttura temporale compatibile con un primo o un secondo segnale. In configurazione di field ON, gli eventi di singolo urto sono caratterizzati solo da due impulsi, uno indicato come il primario e l'altro come impulso secondario [40]. Gli eventi di interazione multipla in configurazione sempre di campo ON mostrano in generale un segnale primario e più segnali secondari. In condizioni normali il numero di fotoelettroni sull'i-esimo fotomoltiplicatore proveniente dal segnale primario e secondario si ottiene integrando la forma d'onda in una finestra rispettivamente di 7 μs e 90 μs. Tali integrali sono chiamati $S1_i$ e $S2_i$. Inoltre per l'impulso primario vengono valutati anche $S1_{i,prompt}$ e $S1_{i,late}$, che rappresentano rispettivamente gli integrali del segnale rivelato dall'i-esimo fotomoltiplicatore calcolati negli intervalli [0;90]ns e [90 ns;7 μs] [40]. Per ogni evento sono definite le seguenti variabili:

$$S1 = \sum_{i=0}^{13} S1_i \tag{2.19}$$

$$S2 = \sum_{i=0}^{13} S2_i \tag{2.20}$$

$$S1_{prompt} = \sum_{i=0}^{13} S1_{i,prompt} \tag{2.21}$$

$$S1_{late} = \sum_{i=0}^{13} S1_{i,late} \tag{2.22}$$

$$F90 = \frac{\sum_{i=0}^{13} S1_{i,prompt}}{\sum_{i=0}^{13} S1_i} \tag{2.23}$$

dove F90 è il parametro di pulse shap discrimination (PSD). Per ogni evento definiamo inoltre il tempo di drift, t_d come il tempo tra lo start del primo e del secondo segnale. Il segnale S2 deve essere corretto per tenere conto del fatto che la stessa quantità di ionizzazione prodotta a differenti distanze dall'interfaccia liquido/gas produce differenti segnali S2:

$$S2_{corr} = S2 \cdot e^{(t_d/\tau_e)} \tag{2.24}$$

dove con τ_e viene indicata la vita media dell'elettrone durante il drift.

2.3.2 Caratteristiche dei segnali

- *Rinculi elettronici*
  Quando in argon liquido avviene il fenomeno del rinculo elettronico questo produce sia ionizzazione che scintillazione. L'eccitazione porta alla formazione di eccitoni di Ar_2^* che diseccitandosi emettono fotoni UV (eccitoni diretti). Anche nella configurazione di campo nullo si ottengono eccitoni di Ar_2^*, dal momento che le coppie elettrone-ione generate dal processo di ionizzazione, non risentendo di alcun campo elettrico, si ricombinano formando tali eccitoni (eccitoni di ricombinazione). In questo caso a causa della ricombinazione, la variabile S1 non fornisce una buona stima dell'energia di rinculo elettronico, e la relazione tra energia e segnale S1 non è più lineare, dal momento che la ricombinazione varia con l'energia di rinculo elettronico. In presenza di un campo elettrico la variabile che permette di misurare l'energia di rinculo è una combinazione lineare dei segnali S1 ed $S2_{corr}$, che tiene conto implicitamente degli effetti di ricombinazione. Una descrizione più formale può essere ottenuta introducendo le seguenti variabili:

  - E_{ee} rappresenta l'energia di rinculo elettronico;
  - N_{ph} rappresenta il numero di fotoni primari di scintillazione prodotti dal rinculo elettronico;
  - N_{ex} indica il numero di eccitoni prodotti dal rinculo elettronico;
  - N_i è il numero di ioni ed elettroni di eccitazione prodotti dalla ionizzazione prima che questi si ricombinino;
  - r rappresenta la frazione di ioni (ed elettroni) che si ricombina, funzione della densità della traccia e del campo elettrico applicato;
  - a, b sono le efficienze con le quali rispettivamente gli eccitoni e la ricombinazione producono fotoni.

  Tali quantità sono legate tra loro attraverso la seguente espressione:

$$N_{ph}^{tot} = (a \cdot N_{ex}) + (b \cdot r \cdot N_i) \tag{2.25}$$

la quale afferma che il numero totale di fotoni UV prodotti deriva sia dalla diseccitazione degli eccitoni diretti che da quelli di ricombinazione. Tali variabili possono essere associate all'energia media necessaria per produrli: l'energia media per produrre uno ione è:

$$W_q = \frac{E_{ee}}{N_i} \tag{2.26}$$

Mentre l'energia media per produrre un fotone di ricombinazione è:

$$W_{ph}^{ric} = \frac{E_{ee}}{a \cdot N_{ex} + b \cdot N_i} = \frac{W_q}{\left(a \cdot \frac{N_{ex}}{N_i} + b\right)} \approx \frac{W_q}{1.24} \tag{2.27}$$

avendo posto N_{ex}/N_i ≈0.21 e a≈ b≈ 1 come descritto in [41]. Combinando le equazioni precedenti si ottiene:

$$E_{ee} = \left((1-r) \cdot N_i + \frac{N_{ph}}{b}\right) \cdot (W_{ph} \cdot b) \tag{2.28}$$

che può essere riscritta come:

$$E_{ee} = (n_e + n_\gamma) \cdot W \tag{2.29}$$

avendo definito:

$$W = W_{ph} \cdot b \tag{2.30}$$

$$n_e = (1-r) \cdot N_i \tag{2.31}$$

che rappresenta il numero di elettroni sopravvisuti alla ricombinazione e

$$n_\gamma = \left(\frac{a}{b}\frac{N_{ex}}{N_i} + r\right) \cdot N_i = \frac{N_{ph}}{b} \tag{2.32}$$

rappresenta il numero di eccitoni necessari per produrre N_{ph}. Le relazioni trovate descrivono la partizione dell'eccitazione elettrica nei due segnali di carica e di scintillazione

- *Rinculo nucleare*
  Per i rinculi nucleari data l'alta densità della traccia ci si aspetta che il campo non giochi un ruolo fondamentale sugli effetti di ricombinazione. Nelle interazioni di rinculo nucleare gran parte dell'energia va in energia di moto atomica (calore) e solo una porzione di questa energia infine finisce in energia atomica di eccitazione ed ionizzazione, questa frazione viene chiamata impropriamente "nuclear quenching". Questo parametro include l'effetto di una serie di processi che possono alterare il

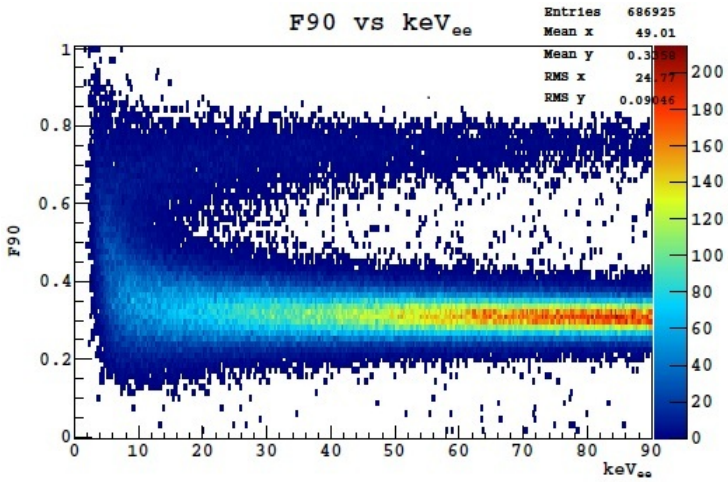


Figura 2.5: In figura mostrato il parametro F90 in funzione dell'energia di rinculo per eventi di singolo hit, acquisiti durante il run di neutron calibration. Le due bande corrispondono ai rinculi nucleari ed elettronici

rapporto tra l'energia rilasciata per eccitazione e ionizzazione e il numero di fotoni emessi. Per tenere conto di questi effetti si introduce il cosidetto fattore di Lindhard L; l'espressione dell'energia persa per rinculo nucleare è data da:

$$E_{nr} = L^{-1} \cdot (n_e + n_\gamma) \cdot W \tag{2.33}$$

dove n_e e n_γ sono stati definiti nel paragrafo precedente. In molti esperimenti, tra cui DarkSide si utilizza invece del fattore di Lindhard, il fattore efficace di Lindhard L_{eff}, definito come:

$$L_{eff} = \frac{n_{\gamma_{nr}}}{n_{\gamma_{er}}} \frac{E_{er}}{E_{nr}} \text{ a campo nullo} \tag{2.34}$$

ovvero come il rapporto della resa di luce dovuta a rinculi elettronici e nucleari. Per l'argon liquido tale parametro vale L_{eff}=0.29.

- *F90: il parametro di pulse shape discrimination*
  Il parametro F90 dipende dalla natura della particella e dalla sua energia, dal momento che solo queste due quantità influenzano in ultimo la struttura e la densità della traccia di ionizzazione. Il numero di fotoelettroni corrispondenti ad una certa energia influenza, nel modello utilizzato, solo la larghezza della distribuzione del parametro F90.

  la Figura 2.5 mostra la ricostruzione del parametro F90 in funzione dell'energia di rinculo elettronico per eventi si singolo hit acquisiti durante il run di neutron calibration. I dati contengono eventi di rinculi nucleari, raggruppati ad alti valori di F90, eventi di rinculi elettronici raggruppati a bassi valori di F90, mentre la banda

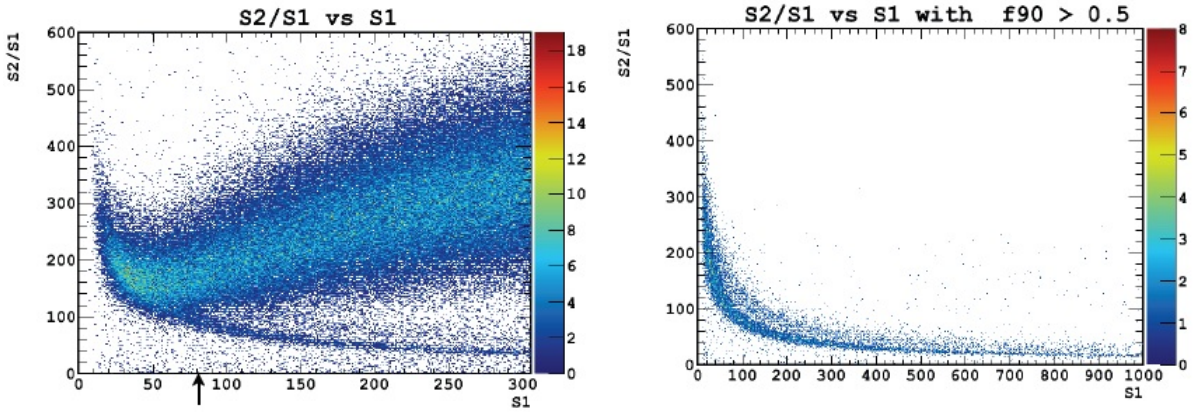


Figura 2.6: a sinistra: $S2_{corr}/S1$ in funzione di S1 per eventi di singolo hit acquisiti durante il run di neutroni. La banda più bassa corrisponde ai rinculi nucleari, mentre quella superiore a quella dei rinculi elettronici. A destra: $S2_{corr}/S1$ in funzione di S1 per eventi di singolo hit con F90≥0.5, dovuti prevalentemente a rinculi nucleari.

intermedia rappresenta eventi dovuti ad interazioni inelastiche tra neutroni e nuclei di argon.

- *Reiezione S2/S1*
  Il confronto tra i dati acquisiti dai run di background e dal run di neutroni è stato utilizzato per estrapolare il potere di reiezione del parametro S2/S1. Differentemente da ciò che accade per F90, la larghezza della distribuzione di $S2_{corr}/S1$ non è facilmente modellizzabile dal momento che bisogna tenere conto di un gran numero di effetti. La Figura 2.6a, mostra il rapporto $S2_{corr}/S1$ in funzione di S1 per eventi di singolo hit acquisiti durante il run di neutroni. I dati contengono rinculi nucleari, raggruppati attorno alla banda in basso, rinculi elettronici raggruppati nella parte alta del plot ed eventi intermedi dovuti ad interazioni inelastiche tra i neutroni ed i nuclei di argon. Le bande sono molto vicine al di sotto di 80 p.e. La Figura 2.6 b mostra il rapporto $S2_{corr}/S1$ in funzione di S1 per eventi di singolo hit con un valore di F90≥0.5; questo taglio è stato effettuato per selezionare rinculi dovuti a neutroni che contaminano, a basse energie, il fattore F90 dei rinculi elettronici.

2.4 DarkSide-50

L'esperimento DarkSide-50 si inserisce nel campo della rivelazione diretta di WIMP attraverso l'utilizzo di una **L**iquid **A**rgon **T**ime **P**rojection **C**hamber (LAr-TPC) con una massa attiva di 50 Kg. E' progettato per operare con livelli di fondo bassissimi che potrà essere misurato *in situ*. DarkSide-50 raggiungerà una sensibilità di 1×10^{-45} cm^2 per l'interazione WIMP-nucleo, per una WIMP di massa 100 GeV, in un run di 3 anni, coprendo così un'ampia sezione del plot di esclusione (σ_n, M_W). Farà uso inoltre dell'Underground Argon (UAr) recentemente sviluppato, che presenta livelli ridotti di ^{39}Ar [21, 22, 23]; il fondo di neutroni sarà soppresso circondando il rivelatore con uno schermo

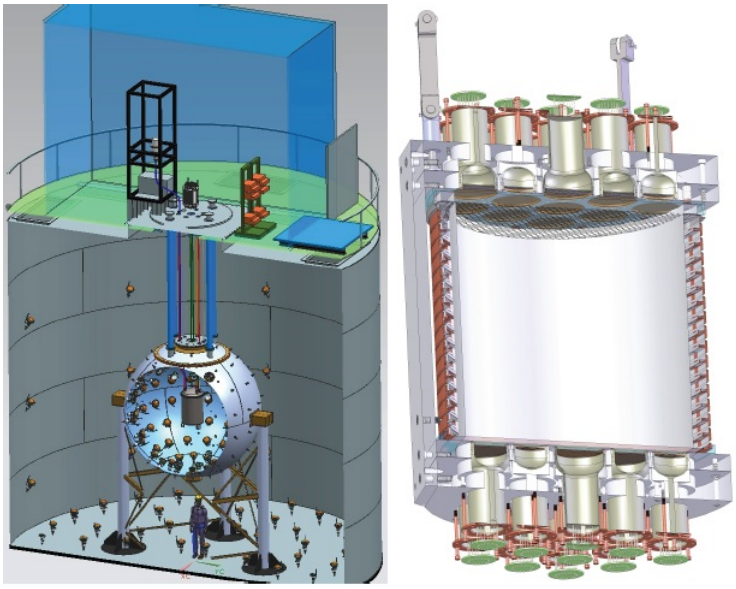


Figura 2.7: Sinistra: schema dell'apparato DarkSide-50.**Destra:** DarkSide Liquid Argon Time Projection Chamber

di liquido scintillantie borato e uno schermo di acqua pura. Questi schermi attivi saranno molto efficienti per sopprimere non solo neutroni cosmogenici, ma anche i neutroni dovuti alla radioattività intrinseca di alcuni dei componenti del rivelatore stesso. DarkSide-50 costituirà inoltre un test in generale per la tecnologia LAr-TPC ed in particolare per una seconda generazione di rivelatori la cui massa raggiungerà le tonnellate. L'apparato di DarkSide-50 consiste di tre rivelatori come mostrato nella parte sinistra della Figura 2.7

Partendo dal centro e procedendo verso l'esterno troviamo: la Liquid Argon TPC, il liquid scintillator detector e il water Čerenkov detector. I rivelatori sono alloggiati nella Hall C dei laboratori sotterranei del Gran Sasso. La motivazione della geometria a strati del rivelatore risiede nel relativo alto flusso di muoni (1.1 muons/(m^2·hr)) che investe la Hall C. DarkSide-50 è il primo rivelatore di Materia Oscura sviluppato all'interno di un veto per neutroni a bassa energia con una copertura di 4π; il neutron veto riduce sostanzialmente il fondo di neutroni proveniente soprattutto dai fotomoltiplicatori posti al suo interno. Inoltre il liquido scintillante riduce anche il fondo di raggi γ provenienti dall'interno del rivelatore; come spiegato in seguito, l'azione combinata dello scintillatore e del rivelatore Čerenkov riduce il fondo cosmogenico a livelli trascurabili. L'apparato è costituito dalle seguenti componenti:

- **Water Čerenkov Muon Veto**
  Il rivelatore più esterno è costituito da un contenitore di forma cilindrica del diametro di 10 m e altezza 11 m che sarà riempito di acqua ad elevata purezza. Al suo interno sarà montato un array di 80 PMT (Photomultiplier Tubes) Hamamatsu R5912 da 8″, sulla superficie interna e sul fondo, in modo da rivelare fotoni Čerenkov prodotti da muoni che attraversano l'acqua. La superficie interna inoltre sarà ricoperta da un riflettore stratificato di Tyvek-polythylene-Tyvek.

- **Liquid Scintillator Neutron Veto**
  E' costituito da una sfera di 4 m di diametro (Liquid Scintillator Vessel, LSV) contenente 30 t di liquido scintillante borato all'interno della water tank. Il liquido scintillante consiste di una miscela di Pseudocumene (PC) e Trimetil borato (TMB) in egual misura, con l'aggiunta del wavelenght shifter Difenilossazolo (PPO) con una concentrazione di 3g/litro. Anche per questa componente verrà utilizzato un'array di 110 PMTs Hamamatsu R5912 da 8$''$ per rivelare fotoni di scintillazione. La reazione di cattura neutronica $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ rende lo scintillatore borato un veto molto efficiente per tenere sotto controllo il fondo di neutroni [24]. La reazione di cattura neutronica produce fotoni di energia pari a ≈50-60 KeV$_{ee}$ (electron equivalent), dunque è necessario costruire un sistema efficiente di rivelazione per tali fotoni per ottenere un'alta efficienza di rivelazione di neutroni. La superficie interna della sfera è ricoperta con fogli riflettenti di Lumirror.

- **LAr-TPC**
  Il rivelatore più interno di DarkSide-50 è costituito da una TPC in argon in doppia fase. Quando una particella energetica interagisce con l'argon vengono misurati due segnali all'interno della TPC: la particella, depositando parte della sua energia, eccita o ionizza alcuni atomi di argon intorno alla regione di interazione. Alcuni degli ioni prodotti si ricombinano, ed insieme agli atomi eccitati producono fotoni di scintillazione secondo le reazioni 2.17 e 2.18. L'eccitazione risulta in un segnale prompt di scintillazione chiamato'S1'; il numero di fotoni rivelati in S1 è proporzionale all'energia totale depositata dalla particella durante l'interazione, e la frazione di stati di singoletto ($F_{singlet}$) può essere determinata dalla distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni. $F_{singlet}$ è la variabile utilizzata per eseguire la reiezione di background attraverso la pulse shape discrimination (PSD). Dal momento che i primi fotoni sono emessi in pochi nanosecondi dall'interazione, S1 restituisce anche il tempo dell'interazione. Gli elettroni di ionizzazione, che sfuggono alla ricombinazione, sono trasferiti dal campo elettrico della TPC verso gli strati superficiali del LAr (la velocità di drift è dell'ordine di pochi mm/μs). Una volta che gli elettroni raggiungono la parte superiore della fase liquida di argon il campo elettrico li estrae nella regione gassosa. Qui il campo elettrico è abbastanza intenso da accelerare gli elettroni e fare in modo che per collisione eccitino gli atomi di argon gassoso producendo un secondo segnale di scintillazione, che chiameremo 'S2', proporzionale al numero di elettroni sfuggiti alla ricombinazione. Dal momento che la ionizzazione totale è proporzionale all'energia depositata, la variabile S2/S1 è particolarmente interessante: essa restituisce il rapporto tra la scintillazione e la ionizzazione, dipende inoltre dalla natura della particella che ha indotto rinculo nucleare. Il segnale S2 permette di ricostruire anche spazialmente il punto di interazione. La posizione z viene determinata attraverso la misura del tempo di drift che intercorre tra S1 ed S2; visto che le velocità di drift sono dell'ordine di pochi mm/μs, la posizione z può essere determinata con un'accuratezza inferiore al millimetro. Gli array di PMT situati in cima alla TPC sono molto vicini al sito di produzione di S2, dunque lo schema della frazione di fotoni di S2 rivelati da ogni PMT può essere utilizzato per determinare la posizione nel piano $x-y$. La risoluzione dipende dalla grandezza e dalla

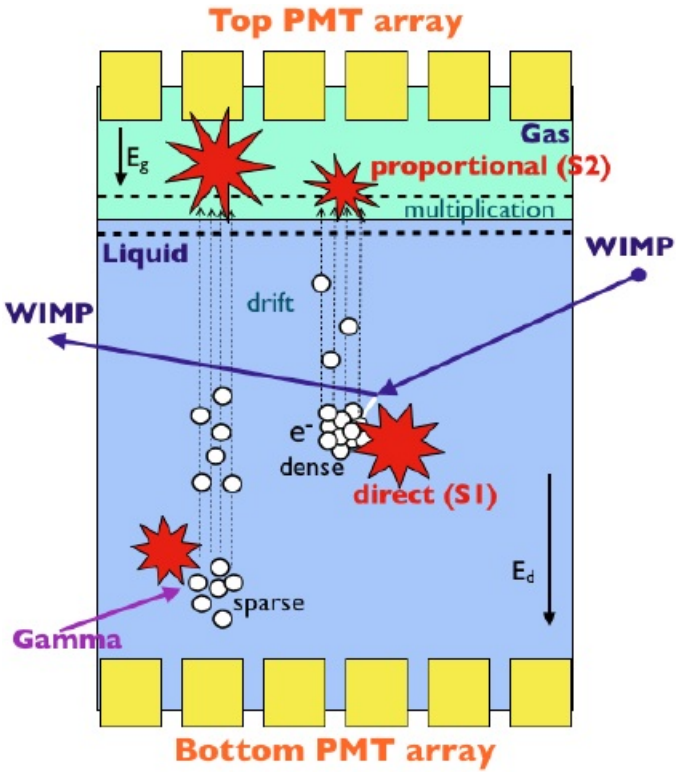


Figura 2.8: Principio di funzionamento della TPC

posizione dei PMT, nonchè dalla quantità di luce presente in ogni evento. Dunque con una TPC in doppia fase è possibile misurare la maggior parte dei parametri di interesse per un'interazione: la posizione e il tempo di interazione, l'energia depositata e due grandezze utili alla valutazione della quantità di ionizzazione: $F_{singlet}$ determinata dal profilo di S1, e S2/S1. La LAr-TPC di DarkSide-50 come mostrato a destra della Figura 2.7 è contenuta all'interno di un criostato d'acciaio sostenuta al centro dell'LSV. L'argon liquido è contenuto in un contenitore cilindrico controllato da trentotto PMTs R11065 Hamamatsu da $3''$ a bassa radioattività ambientale, diciannove sono posti sul fondo della TPC e diciannove nella parte superiore, che vedono l'UAr attraverso finestre di silice. La superficie cilindrica è ricoperta da un wavelenght shifter che assorbe i fotoni di scintillazione, emessi dall'argon liquido, a 128 mn e li riemette nel visibile.

Uno schema della TPC descritta è riporato in Figura 2.8. Le finestre in alto e in basso del cilindro sono ricoperte con un wavelenght shifter sulla superficie interna, e su entrambe le superfici con fogli conduttori ITO (Indium Tin Oxide) trasparenti. Ciò permette alle superfici di fungere da anodo (top) e catodo (bottom) della LAr-TPC. Il sistema di drift degli elettroni consiste di un catodo di ITO ed un piano che funge da anodo, 'un campo gabbia', e una griglia che separa le regioni di drift e di eccitazione degli elettroni. Una tensione viene applicata tra il catodo e la griglia per produrre il campo di drift verticale che trasporta gli elettroni di ionizzazione verso

la parte gassosa posta in alto. Sulla parte esterna del cilindro sono sistemati degli anelli di rame tenuti a potenziali diversi per fare in modo che il campo di drift risulti uniforme lungo tutto il volume. Un potenziale regolabile tra la griglia e l'anodo crea un campo che estrae gli elettroni dalla parte liquida e li trasporta in quella gassosa, li accelera generando così il segnale secondario di scintillazione.

2.5 Reiezione del fondo in una LAr-TPC

2.5.1 Decadimenti alpha di superficie

I decadimenti alpha costituiscono la parte di fondo più facile da rimuovere, essi sono principalmente generati da isotopi alpha-emettitori, contenuti nelle catene dell'uranio e del torio. Tali decadimenti in generale però non costituiscono una sorgente di fondo particolarmente significativa, in quanto le energie in gioco in un decadimento α sono fuori dalla regione di rinculo nucleare di interesse. Inoltre è possibile purificare il volume attivo da tali elementi a tal punto che la rate di decadimenti α risulti trascurabile. Un ulteriore parametro di reiezione per i decadimenti α proviene dal PSD e dal rapporto S2/S1. Isotopi α emettitori possono trovarsi anche lungo le pareti del contenitore del volume attivo, alte concentrazioni di prodotti di decadimento del radon, in particolare polonio, tendono ad accumularsi sulle superfici. Tali rinculi possono essere rigettati in vari modi, ma la tecnica più efficace è quella di rigettare gli eventi che risultano avvenuti in prossimità delle pareti, informazione che può essere ottenuta dalla ricostruzione della posizione dell'evento. La ricostruzione nel piano $x - y$ risulta però peggiore man mano che ci si sposta verso le pareti del rivelatore, in quanto i PMT sono situati soltanto su un lato della parete; ciò rende necessario un ampio taglio nella posizione $x - y$ per garantire la rimozione di eventi di superficie. Tuttavia sia con i tagli in energia che con i tagli nel volume fiduciale si può assumere che il contributo degli eventi di superficie al fondo totale sia trascurabile.

2.5.2 Neutroni radiogenici

I neutroni sono la fonte di background più difficile da eliminare, in quanto simulano l'interazione di WIMP, producendo un segnale che non può essere rigettato attraverso la PSD o il rapporto S2/S1. I neutroni radiogenici provengono dalla fissione di elementi pesanti e reazioni (α, n) su elementi leggeri. Di solito la fonte maggiore di neutroni in un rivelatore ad argon liquido sono i PMTs, che generalmente emettono 20 o più neutroni all'anno per canale. PMT a bassa radioattività ambientale possono ridurre drasticamente tale fondo, ma essi costituiscono ancora la fonte maggiore di neutroni. Altre sorgenti di neutroni sono il criostato, la struttura di supporto per i PMT, ecc. Tali materiali sono infatti costituiti d'acciaio, che tipicamente emettono 1 neutrone per anno per chilogrammo. Infine la radioattività delle pareti della Hall che alloggia il rivelatore produce un ampio flusso di neutroni. Un modo per ridurre e discriminare il fondo di neutroni è quello di rimuovere eventi di rinculo multipli. La probabilità che una WIMP subisca collisione multiplo in un rivelatore è infatti trascurabile: ogni volta che sono osservati due o più depositi di energia provenienti dallo stesso evento è sicuramente dovuto

ad un neutrone. Il fondo dovuto ai neutroni radiogenici può essere ulteriormente ridotto utilizzando o schermi passivi o un veto attivo. Gli schermi passivi sono costruiti tenendo conto che gli spettri di fissione e delle reazioni (α,n) hanno basse energie, tipicamente al di sotto di 10 MeV; dunque utilizzando schermi passivi costituiti da materiali con un alto numero di nuclei, specialmente idrogeno, per unità di volume come polietilene e acrilico si riduce tale fondo. In alternativa si può utilizzare un sistema di veto attivo. In questo caso l'apparato è circondato da un rivelatore separato che funge da veto attivo. Gli eventi indotti da neutroni sono selezionati e rigettati rivelando la loro termalizzazione e/o cattura nel veto. L'efficienza di questo metodo dipende dalla probabilità di rivelare ogni singolo neutrone che entra nel rivelatore, ciò richiede che i materiali non attivi che circondano il volume attivo devono essere minimizzati, dal momento che ogni neutrone che viene catturato dal materiale non può generare il segnale di veto. Questa è la ragione per cui schermi passivi e veto attivo si escludono a vicenda. La caratteristica principale del veto è quella di avere un'alta sezione d'urto sia per collisione di neutroni che per cattura neutronica, in modo tale che la maggior parte dei neutroni siano termalizzati e catturati all'interno della regione attiva. Inoltre deve essere instrumentato per rivelare l'energia rilasciata dal processo di cattura, di solito dell'ordine di pochi MeV. Il Boro ^{10}B in particolare è un ottimo bersaglio per il veto, in quanto possiede un'elevata sezione d'urto per i neutroni e produce particelle α dopo la cattura, che depositano la loro energia in pochi micron, riducendo le dimensioni necessarie per il veto.

2.5.3 Muoni e neutroni cosmogenici

I muoni cosmogenici in genere non rappresentano un serio problema per il fondo negli esperimenti di ricerca di Materia Oscura; anche a profondità moderate, la loro energia è dell'ordine del GeV, cosicchè quando attraversano il rivelatore depositano una quantità di energia superiore alla regione di interesse. Il problema dei muoni risiede più che altro nel fatto che producono, attraverso reazioni di spallazione, neutroni, i quali hanno energie superiori a quelle dei neutroni radiogenici, e sono dunque più difficili da attenuare. Il miglior modo di ridurre il fondo di neutroni cosmogenici è quello di posizionare il rivelatore in posti silenti dove il flusso di muoni è attenuato. Nei Laboratori del Gran Sasso il flusso di neutroni cosmogenici è approssimativamente di 2.4 m^{-2} $giorno^{-1}$, dei quali solo 0.7 m^{-2} $giorno^{-1}$ hanno energia superiore a 10 MeV; l'energia media dei neutroni cosmogenici è di circa 90 MeV. A queste energie la sezione d'urto totale di collisione contro gli atomi di argon è $\sim$ 1 barn, che fa si che la rate totale di interazione si riduca a circa 10^{-33}/s per atomo. Confrontando questo risultato con la rate attesa di interazione di WIMP che è $\sim$ 10^{-34}/s per atomo si conclude che bisogna attenuare il flusso di neutroni cosmogenici di un fattore 10^2-10^3. Molte di queste interazioni però sono al di sopra della zona energetica in cui si cercano le WIMP, il taglio con i rinculi multipli e l'utilizzo del veto attivo non sono efficienti come per i neutroni radiogenici, a causa dell'elevata energia dei neutroni cosmogenici. I neutroni prodotti dalla roccia circostante il rivelatore possono essere attenuati con degli schermi, l'acqua è un materiale tipico scelto per frenare i neutroni. La sezione d'urto per neutroni di circa 95 MeV in acqua è 0.875 barn, dunque il libero cammino medio di neutroni in acqua è circa di 30 cm, e ciò richiede dunque uno spessore d'acqua

di circa 1-2 m che attenua il flusso di neutroni cosmogenici del fattore 10^2-10^3 richiesto. I neutroni che passano lo strato d'acqua devono oltrepassare il neutron veto che li attenua ulteriormente. L'acqua inoltre è utile per il muon veto, il quale viene instrumentato con PMTs che rivelano la luce prodotta per effetto *Č*herenkov dai muoni che attraversano lo spessore d'acqua. L'efficienza di rivelazione con questo tipo di muon veto è stata dimostrata essere del 99%. In questo modo la rivelazione di un neutrone è strettamente legata alla rivelazione del muone genitore, dunque molti neutroni cosmogenici possono essere rimossi rivelando il muone genitore che è passato attraverso lo strato d'acqua.

2.5.4 Radiazione β/γ

La radiazione gamma è potenzialmente il fondo più problematico per gli esperimenti per la ricerca di Materia Oscura, a causa del suo alto potere pentrante e dell'alta rate. Il decadimento beta dell'^{39}Ar ha tra i prodotti finali elettroni di energia moderata che arrivano all'interno del volume attivo. In genere i gamma provenienti da sorgenti esterne, soprattutto dalla roccia circostante possono essere attenuati dal neutron e muon veto. La lunghezza di attenuazione in acqua per un gamma con energia di pochi MeV è di circa 10 cm, dunque il flusso esterno è attenuato di un fattore di 10^{-5} da un metro d'acqua. Il flusso di gamma nella Hall C dei LNGS è di circa 10^8 m^{-2} giorno^{-1}; dunque il flusso che raggiunge la parte interna del rivelatore è all'incirca di 10^{-4} cm^{-2} s^{-1}, la sezione d'urto per raggi gamma di pochi MeV è dell'ordine di pochi barns, dunque il fondo di gamma esterni dopo circa un metro d'acqua è di 10^{-2} Kg^{-1} s^{-1}, il che significa che la rate di decadimento dell'^{39}Ar, circa 1 Kg^{-1} s^{-1}, domina di un fattore 100. In una LAr-TPC sia la pulse shape discrimination che il rapporto scitillazione ionizzazione (S2/S1) forniscono un mezzo per discriminare tra rinculo elettronico e nucleare.

Capitolo 3

Il Neutron Veto

Evidenze astrofisiche e cosmologiche hanno portato a ipotizzare l'esistenza della Materia Oscura, una forma di materia non barionica, non luminosa e con una densità di energia cinque volte superiore a quella della materia barionica; molte teorie predicono che la Materia Oscura sia composta di particelle massive debolmente interagenti o semplicemente WIMP. Esperimenti sempre più sensibili tentano di rivelare tali particelle attraverso la rivelazione di rinculi nucleari generati nell'urto WIMP-nucleo. I neutroni costituiscono un fondo rilevante nella ricerca di Materia Oscura, in quanto gli eventi di scattering indotti da neutroni su di un nucleo, producono un segnale analogo a quello prodotto da WIMP. I neutroni sono prodotti o attraverso processi radiogenici come reazioni (α,n) e fissione spontanea, o per processi di spallazione indotti da muoni cosmici. Tali fondi sono stati attenuati costruendo gli apparati sperimentali in laboratori sotterranei, con materiali a bassa radioattività e circondandoli con schermi passivi. La richiesta però di una maggiore sensibilità nella rivelazione delle WIMP ha portato alla costruzione di apparati sempre più grandi, rendendone difficile la realizzazione con materiali a bassa radioattività; inoltre, è difficile stimare con precisione il flusso di neutroni basandosi su test effettuati ex situ sui materiali. Tale difficoltà nasce dal fatto che in materiali molto puri le variazioni di fondo cambiano notevolmente da campione a campione, dunque il livello di fondo misurato attraverso un campione non vale per gli altri campioni dello stesso materiale utilizzato per la costruzione dell'apparato. Tutto ciò introduce una rilevante fonte di incertezza, a queste si aggiungono quelle derivanti dalla modellizzazione del fondo di neutroni cosmogenici nei laboratori sotteranei. Le problematiche legate al fondo di neutroni possono essere affrontate mediante la realizzazione di un veto attivo che consente non solo di abbattere notevolmente il fondo, ma anche di misurarlo e controllarlo in situ, ottenendo in questo modo un importante incremento della sensibilità. Recentemente è stato mostrato [24] che un veto attivo per neutroni può essere realizzato mediante uno spessore di liquido scintillante opportunamente drogato con tri-metil-borato (TMB).

3.1 La simulazione del neutron veto

Il ^{10}B ha un'abbondanza naturale del 20%, possiede un'alta sezione d'urto di cattura neutronica attraverso i processi:

$$^{10}B + n \rightarrow^{7} Li + \alpha \;\; 6.4\%$$
$$^{10}B + n \rightarrow^{7} Li^{*} + \alpha; \; ^{7}Li^{*} \rightarrow^{7} Li + \gamma(478 \text{ KeV}) \; 93.7\%$$

Le energie in gioco nella prima reazione di cattura sono: E(α)=1471 KeV e E(^{7}Li)=839 KeV, mentre nella reazione di decadimento dallo stato eccitato di litio allo stato neutro si ha E(α)=1775 KeV e E(^{7}Li)=1015 KeV. La luce emessa dal rinculo nucleare viene ridotta fino al valore di 50-60 KeV$_{ee}$ [33, 34], valore al quale è ancora possibile rivelare tali fotoni. Dalle reazioni si comprende che è possibile effettuare la rivelazione di neutroni attraverso la luce di scintillazione generata dal processo di cattura neutronica attraverso un rivelatore di neutroni con scintillatore borato relativamente compatto. Gli spettri energetici utilizzati nella simulazione sono stati determinati calcolando gli spettri aspettati (α,n) e i processi di fissione dovuti alle catene dell'^{238}U, ^{235}U e ^{232}Th; tali "componenti spettrali" sono state combinate per ottenere lo spettro totale di neutroni radiogenici. Lo spettro di neutroni cosmogenici invece è stato ottenuto a partire dallo spettro energetico approssimato fornito in [30] per i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Durante le simulazione si è tenuto conto inoltre che il liquido scintillante, lo pseudocumene (C_9H_{12}), e il TMB sono nella proporzione 1:1 in peso; il wavelenght shifter (PPO) ha un effetto trascurabile sull'efficienza di cattura neutronica, viene per questo trascurato durante la simulazione. Inoltre per avere la conferma che la simulazione riproduce al meglio il comportamento dei neutroni sono stati eseguiti confronti con i dati disponibili:

1. il tempo di cattura di neutroni cosmogenici nello pseudocumene è di 253±1 μs. tale risultato può essere confrontato col valore della cattura neutronica osservata da Borexino pari a 256±0.4 μs

2. nella simulazione il 99% dei neutroni termici catturati, sono catturati dal ^{10}B. Basandosi sui rapporti tra le sezioni d'urto di cattura neutronica forniti da [31] si ha che il 98.7 ± 0.2 % dei neutroni termici è catturato dal ^{10}B

3. la frazione di neutroni catturati dal ^{10}B che produce ^{7}Li nel primo stato eccitato è, nella simulazione, del 93.67 ± 0.07 %, in buon accordo con il valore aspettato che è del 93.7 % [32]

4. il libero cammino medio dei neutroni di differente energia ricavati a partire dalla simulazione e quelli aspettati [32] sono mostrati nella tabella riportata in Figura 3.1

Tali confronti suggeriscono che la propagazione e la cattura dei neutroni sono riprodotti abbastanza bene dal codice di simulazione, e che le predizioni della simulazione sulle prestazioni del veto si avvicinano a quelle reali. Utilizzando il metodo Monte Carlo sono state simulate la termalizzazione e la cattura dei neutroni radiogenici in uno scintillatore puro ed in uno borato; la Figura 3.2 riporta il confronto tra le distribuzioni radiali e temporali della cattura neutronica simulata. Si vede che l'aggiunta del boro riduce il tempo medio di cattura di circa un fattore 100, da 253 a 2.3 μs.

Neutron energy (MeV)	MFP in water (cm)		MFP in pure scintillator (cm)		MFP in loaded scintillator (cm)	
	Sim.	XS	Sim.	XS	Sim.	XS
10	8.9	9.4	9.9	10.5	10.5	10.9
20	12.8	11.5	13.3	11.8	13.6	12.3
50	26.7	19.5	29.9	21.8	30.4	–
100	40.9	38.0	45.3	43.3	46.6	–
200	63.5	–	70.9	–	71.1	–

Figura 3.1: Libero cammino medio di neutroni di differente energia, in acqua, in un liquido scintillante e in un liquido scintillante borato. Sono messi a confronto i risultati simulati (Sim) e calcolati utilizzando le sezioni d'urto fornite da [32] e la composizione chimica del veto (XS)

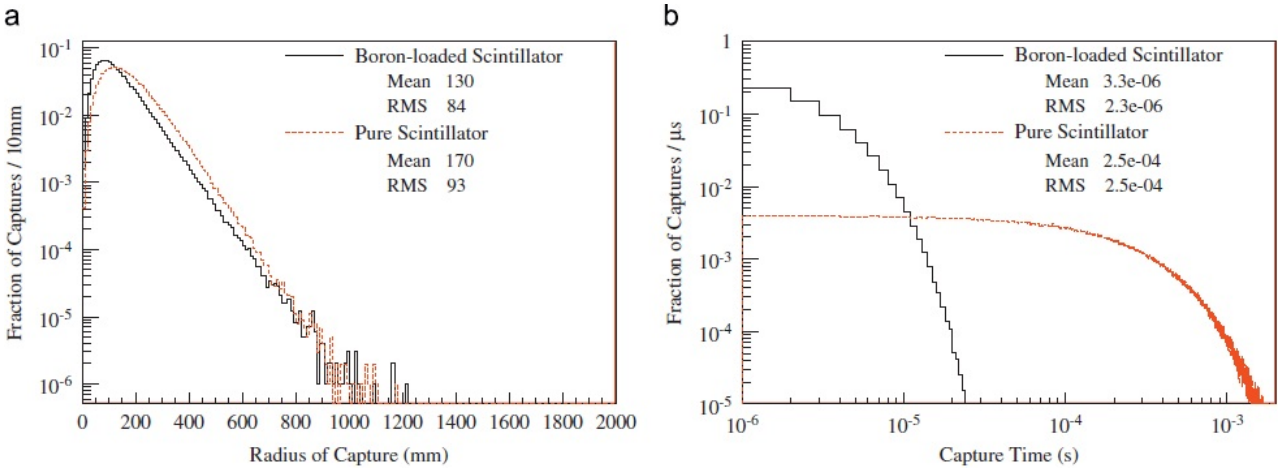


Figura 3.2: Distribuzioni del raggio e del tempo di cattura per neutroni prodotti centralmente in un grosso volume di liquido scintillante puro e borato.

Table 2

Containment probability (%)	Pure scintillator radius (cm)	Loaded scintillator radius (cm)
70	11.1	10.2
90	21.0	17.2
95	29.1	21.7
98	44.8	28.0
99	60.4	32.9
99.5	78.0	38.1
99.9	129.7	51.6
99.99	–	136.5

Figura 3.3: Valori del raggio richiesti per contenere il segnale di veto con differenti probabilità

Table 3

Detection efficiency (%)	Time in pure scintillator (μs)	Time in loaded scintillator (μs)
70	0.08	0.08
90	7.8	0.1
95	185	1.7
98	421	3.8
99	603	5.4
99.5	788	7.0
99.9	1282	10.9
99.99	–	22.0

Figura 3.4: Valori dell'intervallo temporale richiesti per contenere il segnale di veto con differenti probabilità

Le distribuzioni riportate in Figura 3.2 non corrispondono però esattamente alla distribuzione di eventi all'interno dello scintillatore per due motivi: la cattura neutronica non necessariamente produce un segnale di veto nel punto in cui essa è avvenuta, specialmente in uno scintillatore puro, dove vengono prodotte particelle secondarie, soprattutto raggi gamma, che depositano energia dopo una certa distanza. In secondo luogo è possibile che il neutrone depositi una quantità sufficiente di energia attraverso rinculi nucleari prima di essere catturato. Poichè i segnali di rinculo sono più veloci di quelli generati dalla cattura, essi sono registrati prima del segnale di cattura. Per studiare questi effetti si assume che un segnale di veto viene generato nella simulazione se all'interno dello scintillatore viene depositata una quantità di energia pari o superiore a 40 KeV_{ee} in un intervallo temporale di 1 μs. L'energia depositata nello scintillatore borato a seguito del rinculo dell'atomo di boro, che avviene a causa della reazione di cattura $n +^{10} B \rightarrow \alpha +^{7} Li^{*}$, è pari a 50 KeV_{ee}, in buon accordo con le osservazioni in un liquido scintillante borato [33, 34]. Come ci si aspettava la distribuzione spaziale dei segnali di veto in uno scintillatore puro è maggiore di quella di cattura a causa della propagazione dei raggi gamma; invece in uno scintillatore borato la distribuzione spaziale dei segnali è più contenuta, in quanto il rinculo del boro a seguito della cattura, deposita sufficiente energia nel sito di cattura, producendo così un segnale di veto. Le tabelle riporate in Figura 3.3 e Figura 3.4 mostrano gli intervalli spaziali e temporali necessari per contenere il segnale di veto in uno scintillatore puro ed in uno borato.

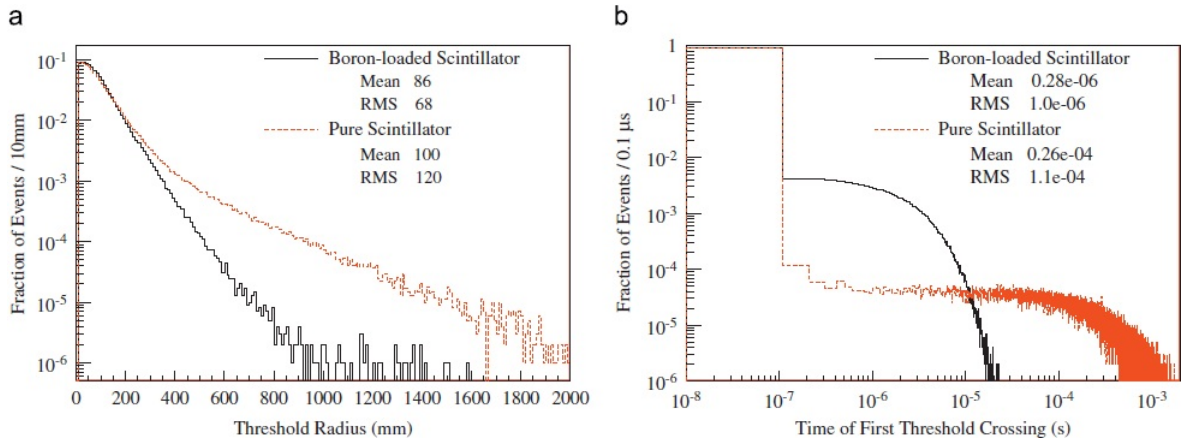


Figura 3.5: Posizione radiale e temporale alle quali viene generato il primo segnale di veto da neutrone. I segnali veloci di veto sono generati dal riculo nucleare a seguito della reazione di termalizzazione: tale segnale veloce viene prodotto nel 90% dei neutroni, sia in uno scintillatore pure che borato.

La Figura 3.5 mostra la distribuzione in tempo per la produzione del primo segnale di veto per ogni evento di neutrone, e la dimensione radiale del rivelatore necessaria a contenere l'energia depositata da quell'evento.

Le simulazioni effettuate mostrano che è possibile avere un veto di neutroni con un'-efficienza maggiore del 99.9% utilizzando uno spessore di liquido scintillante borato di 50 cm ed una finestra temporale di 11 μs. Il veto di neutroni sarà circondato da un rivelatore di massa finita, il quale potrà catturare i neutroni che non entreranno all'interno del veto. La geometria di DarkSide-50 consiste essenzialmente di un volume attivo cilindrico contenuto in un vessel della stesse misure nel quale è sistemato sul fondo e nella parte superiore un array di fotomoltiplicatori a bassa radioattività ambientale (QUPIDs). Il vessel è alloggiato all'interno di un criostato. Le simulazioni sono state effettuate sfruttando una geometria semplificata del rivelatore, mostrata in Figura 3.6

I fotomoltiplicatori sono stati schematizzati come dei cilindri disposti nella parte alta e bassa del rivelatore più interno, il veto di neutroni è stato invece modellizzato con uno spessore di 1 m di liquido scintillante borato che circonda il criostato. I materiali utilizzati per la costruzione dei rivelatori interni sono stati scelti in modo da minimizzare la cattura di neutroni da parte di quest'ultimi, ed aumentare così l'efficienza del veto, si è trovato che si ha un aumento dell'efficienza del veto rimuovendo gli schermi interni passivi. Una stima dell'efficienza per neutroni provenienti da varie sorgenti è stata ottenuta in [24]. In particolare si può osservare che i neutroni radiogenici provengono dalla fissione di elementi pesanti e dalle reazioni (α, n) su elementi leggeri. L'efficienza del veto nel rivelare questi neutroni, prodotti in maggior parte dai fototubi all'interno del rivelatore, è del 99.75 $\pm$ 0.02 % [24]; va considerata l'esistenza di una piccola inefficienza del veto, che è però compensata dalla rivelazione successiva di fotoni, in particolare raggi gamma, emessi dal processo di cattura da parte del rivelatore stesso. I neutroni radiogenici provenienti dall'esterno possono essere schermati con uno scintillatore liquido borato. Dalle simulazioni

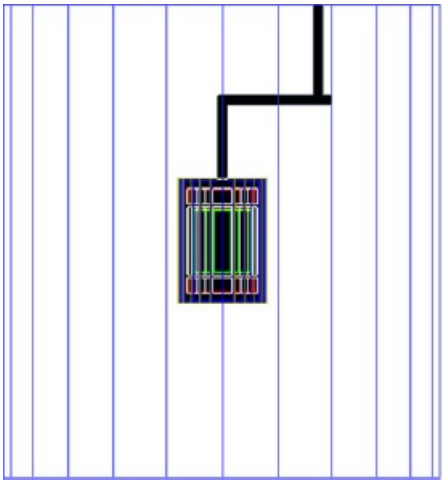


Figura 3.6: Geometria di DarkSide-50 utilizzata durante le simulazioni all'interno della veto tank. Il volume più interno di argon contenente gli array di fototubi, è alloggiato all'interno di un criostato, sospeso al centro del veto di neutroni. In figura non è mostrata la sfera d'acciaio inossidabile che contiene il veto di neutroni.

Table 7

Veto thickness (m)	Relative recoil rate in DarkSide-50
0	1.0
1	$(2.7 \pm 0.4) \times 10^{-2}$
2	$(2.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
3	$(5 \pm 2) \times 10^{-4}$

Figura 3.7: Fattore col quale viene ridotto il fondo di neutroni cosmogenici da diversi spessori del veto

si ottiene che la frazione dei neutroni esterni radiogenici che penetra all'interno del veto è $< 1 \times 10^{-7}$. Ci si aspetta che, una volta che tali neutroni penetrino all'interno del veto, siano rivelati con la stessa efficienza di quelli interni, ovvero 99.75 $\pm$ 0.02 %. I neutroni cosmogenici sono i neutroni prodotti per processi di spallazione indotti da raggi cosmici. Durante le simulazioni sono stati simulati neutroni cosmogenici primari con energia maggiore di 12 MeV; i risultati mostrano che 1 m di veto scintillante è in grado di ridurre il numero di eventi di rinculo prodotti di un fattore 40 rispetto al caso in cui non esista uno veto per neutroni, viene inoltre esclusa la possibilità che all'interno del veto possano entrare altre particelle che possano produrre neutroni, differenti dai muoni. In Figura 3.7 viene riportata la tabella nella quale sono mostrati il numero di eventi di rinculo indotti da neutroni cosmogenici in funzione dello spessore del veto.

Dalle simulazioni effettuate, si può dunque concludere che 1 m di spessore di veto può restituire un'efficienza maggiore del 99.5% nel rigettare eventi di fondo dovuti a neutroni radiogenici prodotti internamente al rivelatore, mentre la riduzione del fondo dovuto a

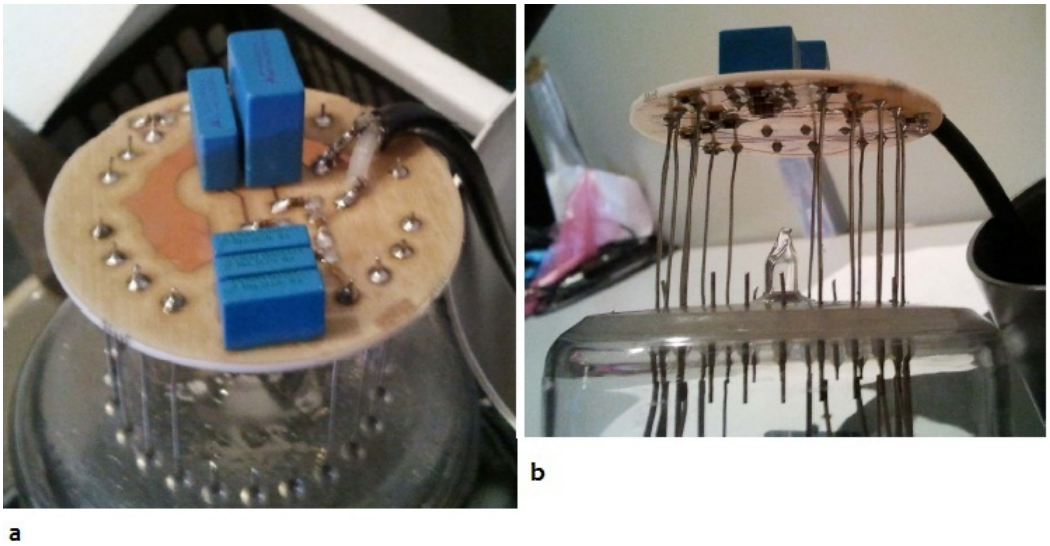


Figura 3.8: In figura è mostrata la PCB (a), e la PCB saldata ai pin del fotomoltiplicatore (b)

neutroni cosmogenici esterni è del 95%. In questo scenario giocano sicuramente un ruolo importante i fotomoltiplicatori che faranno parte del veto di neutroni.
Nei prossimi paragrafi, viene illustrato il lavoro originale di questa tesi che è proprio incentrato sulle misure che hanno qualificato i fotomoltiplicatori che verranno utilizzati nel veto di neutroni per l'apparato DarkSide-50. Il lavoro è stato svolto presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

3.2 I fotomoltiplicatori del veto di neutroni di DarSide-50

I fotomoltiplicatori utilizzati per il veto di neutroni di DarkSide-50 sono forniti dall'Hamamatsu serie R5912 HQE LRI, ad alta efficienza quantica (>30%) e a bassa radioattività. La finestra di ingresso dei fotoni è composta di vetro borosilicato a bassa radioattività, mentre il fotocatodo è costruito utilizzando materiale bialcalino. La catena di moltiplicazione consta di 10 stadi di moltiplicazione, per un guadagno di 2×10^7 all'anodo.

3.2.1 Preparazione dei fotomoltiplicatori

I 120 fotomoltiplicatori del veto di neutroni di DarkSide-50 prima di poter essere montanti sulla sfera d'acciaio, che costituirà per l'appunto il veto, necessitano di una procedura di sigillatura. Innanzitutto sono state saldate le Printed Circuit Board (PCB), ovvero il partitore di tensione, ai pin del fotomoltiplicatore, Figura 3.8.

Alla PCB viene fissato un cavo coassiale, precedentemente saldato al connettore marino di una can. Prima di inserire il fotomoltiplicatore all'interno della can, si posiziona

Figura 3.9: In figura viene mostrato come il fotomoltiplicatore, la can e gli anelli di teflon sono posizionati prima del montaggio.

sul collo del fotomoltiplicatore un anello termorestingente di 45 mm di altezza di teflon, detto propriamente HSTT (Heat Shrink Teflon Tube) che aderisce al fotomoltiplicatore grazie all'utilizzo di una resina. L'utilizzo di tale anello è necessario per evitare il contatto diretto tra il vetro del fotomoltiplicatore e l'acciaio della can, una volta che questa sarà posizionata sul fotomoltiplicatore. Successivamente un secondo anello HSTT viene posizionato esternamente alla can in modo che aderisca sia alla parte inferiore della can che al collo del fotomoltiplicatore. In Figura 3.9 è mostrato il PMT nella fase di preparazione

A questo punto si inseriscono 3÷4 cc di resina all'interno della can, attraverso un beccuccio posto esternamente, in modo tale che questa si depositi sul fondo e crei un anello di sigillatura. I fotomoltiplicatori così sigillati sono portati ad una temperatura di circa 60° per 15 ore, in modo tale che la resina polimerizzi. A tale fase segue il riempimento della can: vengono inseriti al suo interno circa 20÷23 mm di vasellina. La vasellina è utile

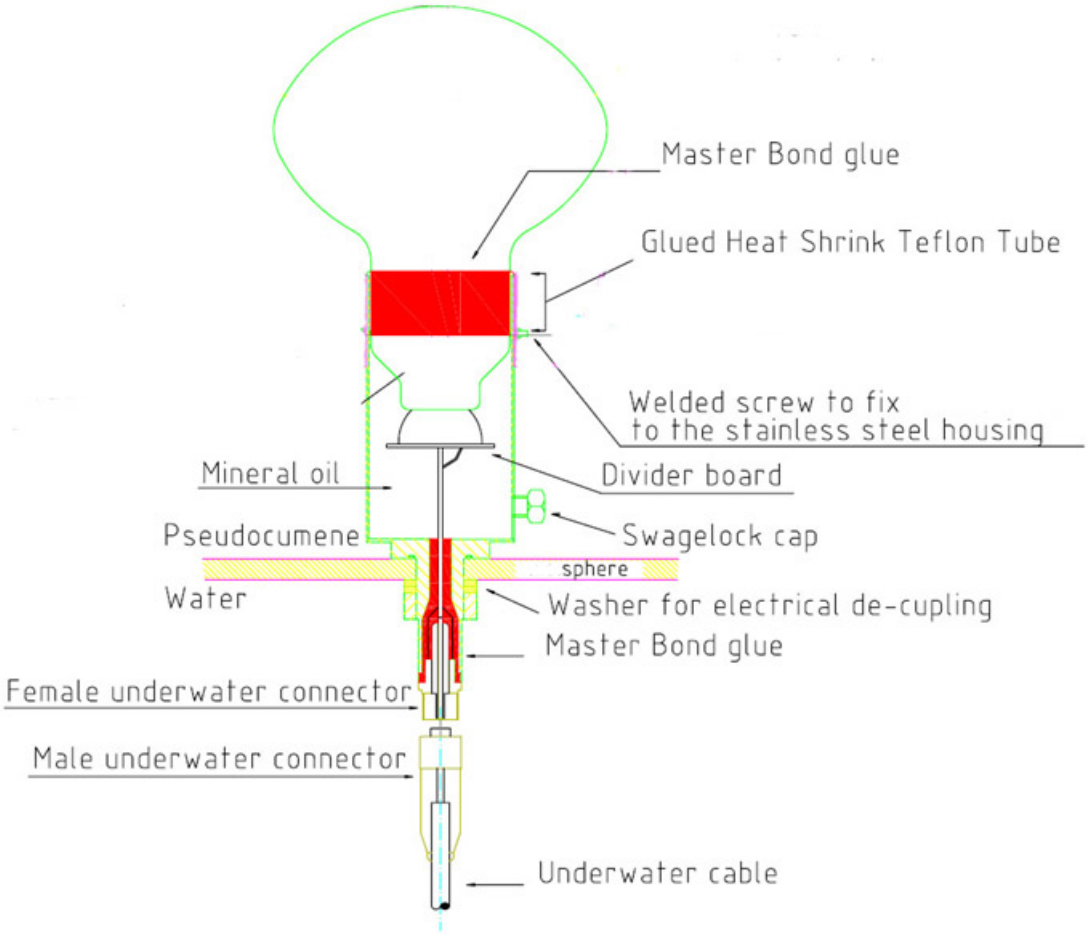


Figura 3.10: Schema di un fotomoltiplicatore sigillato del veto di DarkSide-50.

per evitare che all'interno della can si crei della condensa. A questo punto il beccuccio della can viene chiuso con l'utilizzo di uno swagelock cap. Il risultato viene mostrato schematicamente in Figura 3.10. Il fotomoltiplicatore sigillato è mostrato in Figura 3.11

La procedura descritta è di estrema importanza perchè deve soddisfare le seguenti richieste:

- realizzare un accoppiamento meccanico tra ogni PMT e la can, ovvero tra vetro ed acciaio, che sia a tenuta ed inoltre in grado di assorbire le diverse dilatazioni termiche dei materiali utilizzati;
- realizzare l'isolamento elettrico necessario al corretto funzionamento dei fototubi che lavorano a tensioni del kV.

Questa procedura è stata applicata a tutti i PMT che compongono il neutron veto e che verranno poi montati immersi da un lato nello scintillatore liquido e dall'altro nell'acqua del muon veto, come mostrato dalla Figura 3.10

Figura 3.11: Fotomoltiplicatore a sigillatura conclusa.

3.3 Test dei 120 fotomoltiplicatori del veto di neutroni dell'esperimento DarkSide-50

L'esperimento DarkSide-50 è stato progettato per la rivelazione di Materia Oscura. Il fondo principale per tale misura è costituito dai neutroni, i quali devono essere rivelati dal veto di neutroni che circonda la LAr-TPC. In particolare la luce risultante dalla cattura neutronica dovrà essere registrata dai 110 fotomoltiplicatori (PMT) da 8" che circonderanno il liquido scintillante borato. Le caratteristiche di tutti i 120 PMT sono state misurate attraverso un test appositamente condotto al Gran Sasso. Le caratteristiche misurate possono essere divise in 4 classi:

1. misure di rumore di buio (dark noise);
2. misure dello spettro in carica;
3. misure del tempo di transito (o transit time) in un periodo di 100 ns;
4. misure di impulsi secondari (afterpulses) in un periodo di 30 μs.

Queste misure sono state effettuate attraverso un sistema messo in funzione appositamente per questo scopo durante il lavoro svolto per questa tesi. Prima di andare a descrivere singolarmente queste quantità, verrà descritto il sistema di test utilizzato per i PMTs.

3.4 Il sistema di test

Il test per i fotomoltiplicatori è stato condotto in due camere adiacenti: in una camera è montata l'elettronica, mentre l'altra è una camera buia (dark room) al cui interno sono montati 4 tavoli di legno, realizzati in modo da ospitare 64 PMTs. Il sistema di elettronica

consiste in un alimentatore di tensione e in un sistema independente di elaborazione del segnale. Il sistema di alimentazione consente di alimentare contemporaneamente tutti i 64 PMT sotto test, mentre l'acquisizione dati (DAQ) acquisisce 32 PMT per volta. I PMTs sotto test sono dunque raggruppati in non più di 32 a gruppo. Il cambio da un gruppo all'altro viene effettuato da 8 multiplexers analogici, i quali controllano tutti e 4 i gruppi di PMT. I fotomoltplicatori in camera buia sono alimentati attraverso 64 cavi di alimentazione indipendenti. La camera buia è inoltre equipaggiata con un sistema di compensazione del campo magnetico terrestre. Le caratteristiche dei PMT vengono registrate durante un run di misura di 8 ore (4 ore a gruppo).

3.4.1 Il sistema di compensazione del campo magnetico terrestre

Il campo magnetico terrestre ($\sim$40μT) perturba le prestazioni dei PMT, soprattutto quando risulta parallelo alla catena di dinodi. Nell'area esterna dei Laboratori del Gran Sasso il campo magnetico statico ha un valore di circa 35 μT in direzione verticale, 25 μT lungo la direzione nord-sud e 8 μT lungo la direzione est-ovest. E' necessaria una compensazione del campo magnetico soprattutto per le componenti verticali e nord-sud. La struttura di supporto all'interno della dark room occupa un'area pari a 2×2 m^2, è stato determinato il campo magnetico terrestre all'interno della dark room, inoltre per evitare qualsiasi tipo di interferenza la struttura di supporto dei fotomoltiplicatori è in legno. Quattro bobine quadrate della lunghezza di 2.84 m, disegnate da Merritt [35], compensano la componente nord-sud; mentre un altro sistema di due bobine quadrate di lunghezza 2.98 m compensa la componente verticale del campo. Il sistema di alimentazione delle 6 bobine è garantito da un generatore Elind. Ogni bobina consiste di una struttura di legno alla quale sono avvolti 3 strati di rame, lo schema è riportato in Figura 3.12

Una volta che il sistema di bobine è stato montato e messo in funzione è stato misurato di nuovo il valore del campo magnetico all'interno della dark room, in particolare è stato misurato il valore del campo al centro di ognuno delle 64 buche che ospitano i PMTs. La Figura 3.13 mostra il risultato della misura. Si può vedere che il sistema di bobine compensa il campo magnetico terrestre fino al valore di 1.5 μT per la componente nord-sud, e 5 μT per quella verticale. Il valore di 8.5 μT viene misurato per la componente est-ovest non compensata [36].

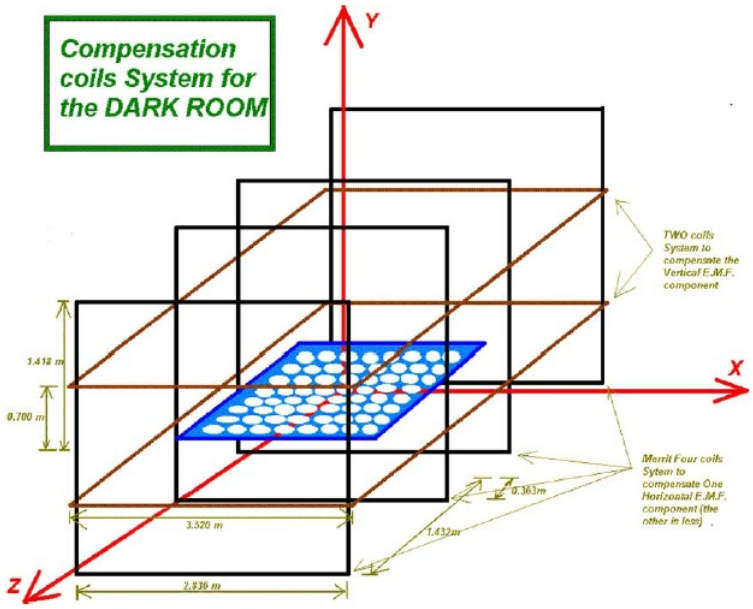


Figura 3.12: Sistema di bobine e sistema di riferimento.

3.4.2 Elettronica del sistema di test

Il sistema di test è costituito da un laser opportunamente calibrato, che illumina i fotomoltiplicatori e fornisce il segnale di START per l'acquisizione dello spettro temporale, e il segnale di GATE per l'acquisizione dello spettro in carica. Il segnale di TRIGGER è generato attraverso una semplice logica di majority, un segnale di CLEAR viene utilizzato per eliminare i segnali che non soddisfano ulteriori condizioni di trigger. Il sistema è riportato in Figura 3.14 Il sistema utilizza moduli di elettronica standard CAMAC, è connesso ad un personal computer attraverso un'interfaccia CAEN C111. Come spiegato precedentemente, il sistema opera solo su uno dei 4 gruppi di fotomoltiplicatori allo stesso tempo, grazie ad un multiplexer. Il FAN-IN/FAN-OUT (Philips Mod.740) funge da sommatore di segnali analogici. Bisogna notare che prima che il canale di elettronica entri nel multiplexer viene amplificato per preservare il rapporto segnale/rumore. All'uscita del FAN-IN/FAN-OUT il segnale viene suddiviso in tre canali i quali rispettivamente finiscono in un Constant Fraction Discriminator (CCF), in una linea di ritardo e in un Leading Edge Discriminator (LED), che ha una soglia fissata a 0.05-0.10 p.e (fotoelettroni), sopra il livello di rumore. Il segnale formato dal LED viene mandato nella Majority Logic Unit (MALU): se almeno un segnale dei 32 oltrepassa la soglia fissata dal LED allora il MALU genera il segnale d'uscita e viene attivato il segnale LAM. Il CCF, viene utilizzato per le misure di tempo, ha una soglia fissata a 0.2 p.e.: il segnale formato viene ritardato, replicato e inviato ad un Time-to-Digital-Converter (TDC), un Multihit TDC (MTDC) ed uno scaler. Il segnale originale ritardato viene mandato nell'ADC: il gate dell'ADC e lo start del TDC/MTDC sono generati dal trigger interno del laser, che ha un tempo di jitter trascurabile (<100 ps). La lettura dei segnali è attivata quando il segnale LAM è on. In caso contrario viene forzato un segnale di CLEAR, 40 ns dopo il trigger del laser,

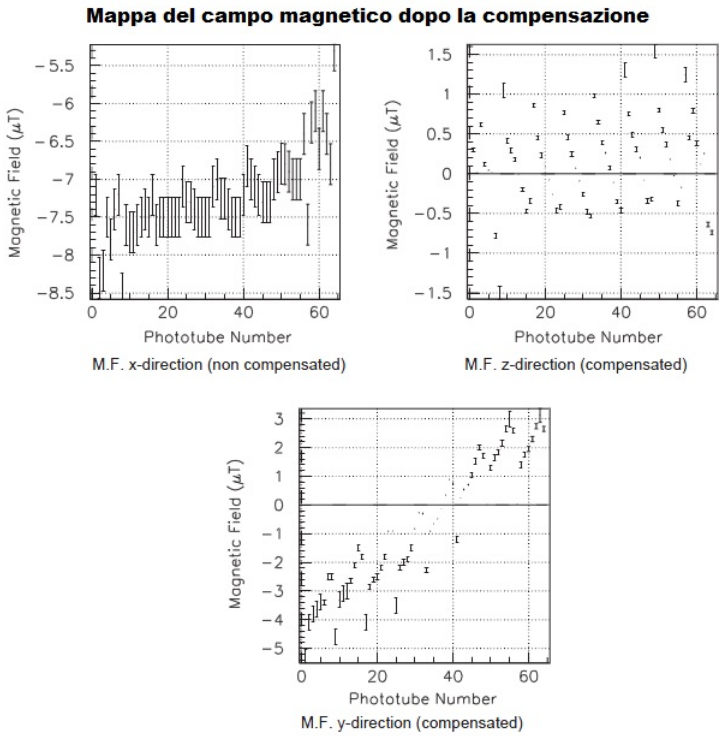


Figura 3.13: Valori del campo magnetico residuo misurato al centro di ogni buca all'interno della dark room [36]

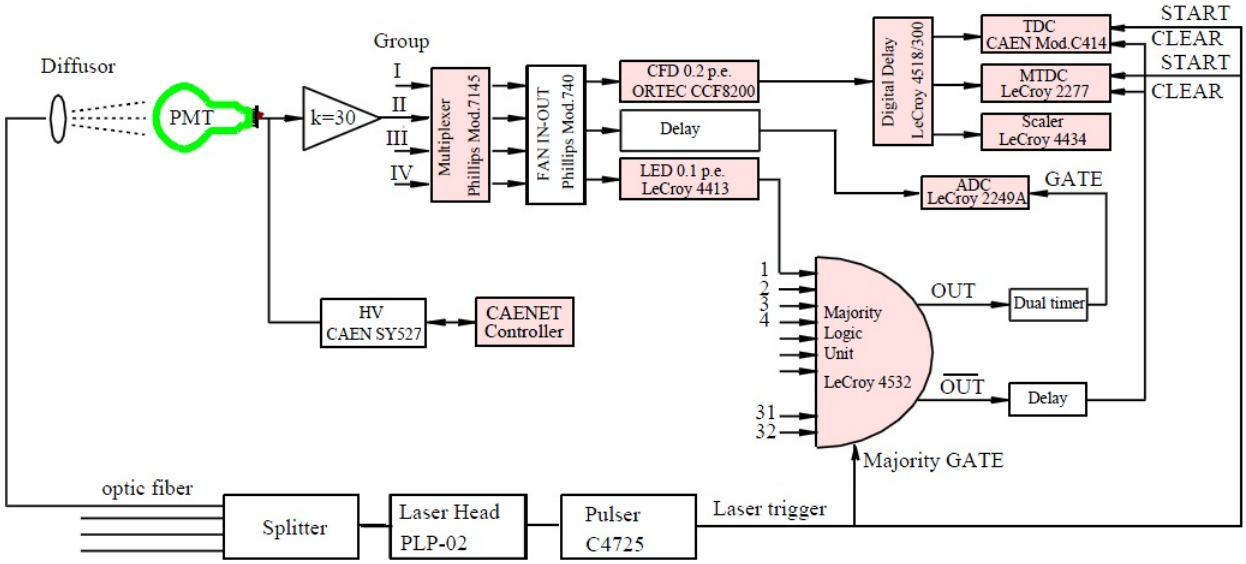


Figura 3.14: In figura è mostrato un canale utilizzato nelle misure, e un solo PMT del gruppo II. I moduli CAMAC controllati dal personal computer, attraverso l'interfaccia CAEN C111, sono di colore grigio.

utilizzando l'$\overline{OUT}$ del MALU. Gli afterpulses sono registrati dall' MTDC, costituito da 16 TDC, in una finestra temporale di 32 μs. La rate degli impulsi laser è fissata a 30 μs, cosicchè il picco corrispondente a tale tempo può essere visto dall'istogramma degli afterpulses; in questo modo l'intensità del picco può essere utilizzata per monitorare l'intensità dell'impulso laser. Il tempo d'arrivo del seganle proveniente dal fotomoltiplicatore è stato sincronizzato in modo che questo arrivi all'MTDC subito dopo il segnale di start.

Prima di effettuare le misure, ciascun canale di elettronica è stato calibrato. Col termine calibrazione si intende verificare la risposta dell'ADC ad un segnale corrispondente a 1 p.e.

3.4.3 Software del sistema di test

Un sistema di acquisizione dati (DAQ) e di analisi è stato sviluppato per la procedura di test dei fotomoltiplicatori. Il Kernel del DAQ è stato sviluppato utilizzando Borland Turbo-C 3.0 sotto sistema operativo MS-DOS, allo stato attuale la velocità di acquisizione dati del sistema è limitata solo dall'hardware utilizzato. Il programma è in run su di un emulatore MS-DOS sotto sistema Linux. Il programma controlla tutte le impostazioni dell'elettronica (ritardi, soglie, altezze dei segnali) e fornisce la tensione di alimentazione. Il programma permette inoltre di impostare il periodo per salvare gli istogrammi generati su disco, il periodo per controllare le tensioni e le correnti dei PMTs ed il periodo per controllare la dark rate; inoltre il programma ha la possibilità di cambiare automaticamente gruppo di PMTs, dopo aver terminato l'acquisizione sul gruppo in analisi. I piedistalli dell'ADC sono definiti all'inizio di ogni periodo di presa dati.

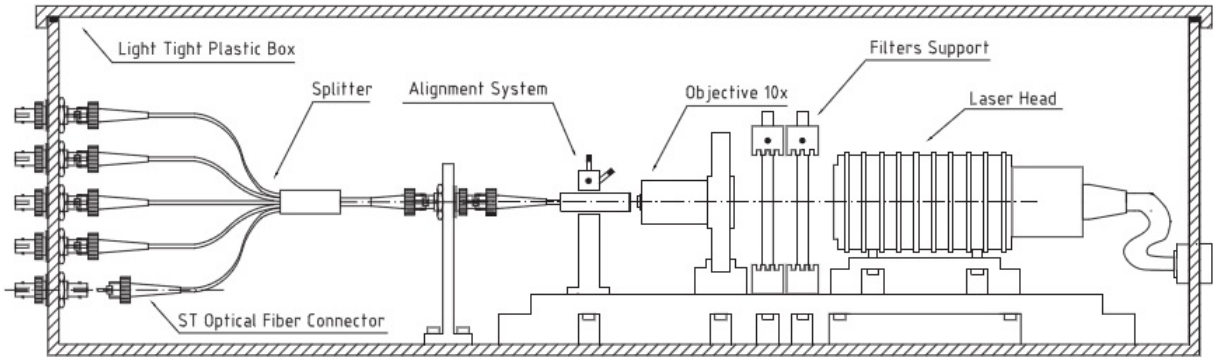


Figura 3.15: Schema del sistema ottico

3.4.4 Sistema ottico

I fotomoltiplicatori sono stati illuminati da impulsi di luce a bassa intensità con l'utilizzo di un laser, modello PLP-02; tale modello ha una potenza di picco di 0.39 mW, larghezza (FWHM) dell'impulso minore di 30 ps e lunghezza d'onda di 410 nm. La testa del laser è stata montata su di un banco ottico insieme alle altre componenti, il tutto chiuso all'interno di una scatola di plastica a tenuta di luce, le cui pareti interne sono state dipinte di nero. Per quanto riguarda la dark room, 4 fibre, della lunghezza di 12 m, partono dalla scatola nera ed arrivano ai quattro tavoli della camera buia. Ogni fibra è dotata di una sonda con un diffusore di luce, in modo da avere un'illuminazione uniforme dei tavoli, i quali si trovano ad una distanza di 1.5 m dalla fibra (Figura 3.15). Con un PMT di prova, posizionato a turno in ogni buca, è stata determinata la distribuzione di luce sui tavoli. L'illuminazione dei tavoli segue approssimativamente la legge $1/r^2$, dove r è la distanza tra il PMT ed il diffusore.

Come verrà descritto nei paragrafi successivi, il laser è stato precedentemente calibrato in modo che per ciascun fototubo sia possibile ottenere dall'analisi degli spettri la risposta al singolo fotoelettrone.

Capitolo 4

Studio della risposta dei fotomoltiplicatori del neutron veto

In questo capitolo veranno discusse nel dettaglio le caratteristiche, già citate nel capitolo precedente, più importanti di un fotomoltiplicatore, misurate durante il test. Tali caratteristiche, sono state misurate attraverso:

- misure di dark noise;
- misure dello spettro in carica;
- misure di transit time;
- misure degli afterpulses.

4.1 Il Dark Noise

Il dark noise è legato alla presenza di una corrente che fluisce all'interno del tubo anche se si trova in condizioni di buio; i fattori che contribuiscono al dark noise sono:

- emissione termoionica da parte del fotocatodo e/o dei dinodi;
- leakage current dovuta alla conducibilità degli elettrodi all'interno del tubo;
- effetti di campo generati dalle superfici dei dinodi che possono creare alti campi in corrispondenza di punte, emettendo elettroni;
- radiazione di fondo generata dalla presenza di elementi radioattivi nel vetro e nei metalli, oltre ai raggi cosmici che irradiano il vetro del fotomoltiplicatore.

Al dark noise contribuisce per lo più l'emissione termoionica, mentre gli altri fattori che concorrono al dark noise, come i raggi cosmici e la radioattività naturale, sono trascurabili. Un valore particolarmente elevato (>9 Kcps, kilo counts per second) di dark noise viene utilizzato durante la fase di test per rigettare i PMT

4.2 Lo spettro in carica: risposta di un PMT ad una sorgente di luce di bassa intensità

Al test facility dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso è stata studiata la risposta in carica dei PMT ad una sorgente di luce a bassa intensità. Il setup sperimentale è mostrato in Figura 3.14. Un laser Hamamatsu, con potenza di picco di 0.39 mW, larghezza di impulso di 27.3 ps e lunghezza d'onda 45 nm, è stato utilizzato per studiare la distribuzione in carica del PMT. Per determinare il numero medio di fotoelettroni rivelati, quando i fotomoltiplicatori sono in funzione nell'esperimento, occorre conoscere con precisione la risposta di singolo elettrone del fototubo. Nell'ipotesi che i fotoelettroni che lasciano il fotocatodo seguano la distribuzione di Poisson, come riportato da [37], si ottiene:

$$\frac{P(2)}{P(1)} = \frac{\mu}{2} \tag{4.1}$$

dove P(2) e P(1) sono rispettivamente la probabilità di rivelare 2 (o in generale più di un fotoelettrone) e la probabilità di avere 1 fotoelettrone, μ è il valor medio di p.e. Affinchè il PMT abbia una risposta in carica per più fotoelettroni al livello dell' 1%, è necessario che $\mu \leq 0.02$. Tale numero viene controllato attraverso la probabilità di avere zero p.e. espressa da:

$$P(0) = \frac{N_{ped}}{N_{trig}} = e^{-\mu} \tag{4.2}$$

dove N_{ped} è il numero di eventi nel piedistallo, (cioè la risposta del fototubo quando nessun p.e lascia il fotocatodo) e N_{trig} è il numero di trigger dati dal laser. Per piccoli valori di μ però la risposta del PMT può essere alterata dalla presenza del dark noise, dell'ordine del KHz. A causa del dark noise possono essere rivelate una serie di eventi casuali, espressi da:

$$f_{random} = f_{dark} f_{tri} \tau_{gate} \tag{4.3}$$

dove f_{random} è la rate di segnali casuali, f_{dark} è la rate di dark noise e τ_{gate} è il gate con il quale viene acquisito l'ADC. Sempre per piccoli valori di μ, la rate di eventi è data da:

$$f_{events} = (1 - P(0)) f_{trig} \simeq \mu f_{trigger} \tag{4.4}$$

avendo sviluppato l'esponenziale. Dunque affinchè i conteggi random siano:

$$f_{random} \leq 0.01 f_{events} \tag{4.5}$$

deve valere che:

$$\mu \geq \frac{f_{dark} \tau_{gate}}{0.01} \tag{4.6}$$

Per un valore di f_{dark} = 2 KHz e τ_{gate} = 80 ns si ha $\mu \geq 0.016$; quindi per un valore di μ = 0.02 si può affermare che il contributo del dark noise e di più fotoelettroni è trascurabile.

4.2.1 I parametri della distribuzione in carica del segnale di singolo elettrone

Per poter estrarre la distribuzione in carica della risposta di singolo elettrone, cioè la risposta ideale di un PMT ad un solo p.e. che colpisce il primo dinodo, bisogna rigettare sia la parte di segnale dovuta al piedistallo che quella dovuta alla risposta del PMT a più fotoelettroni. Nella Figura 4.1 viene riportata la distribuzione in carica del PMT HAM0390, rispettivamente con l'asse delle ordinate in scala logaritmica ed in scala lineare. Sebbene il test dei fotomoltiplicatori sia stato effettuato in condizioni di piccoli valori di μ, la risposta del PMT è costituita dalla risposta di singolo elettrone a cui occorre aggiungere il piedistallo e la risposta di multiplo elettrone. La distribuzione sperimentale del PMT è stata studiata utilizzando una funzione SER (single electron response) ideale, costituita da una funzione di Gauss e da una esponenziale:

$$SER_0(x) = \begin{cases} \frac{p_E}{A} e^{-\frac{x-x_p}{A}} + \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0}} \frac{1-p_E}{g_N} e^{-\frac{(x-x_0-x_p)^2}{2\sigma_0}}, & \text{x>0} \\ 0, & \text{x}\leq 0 \end{cases}$$

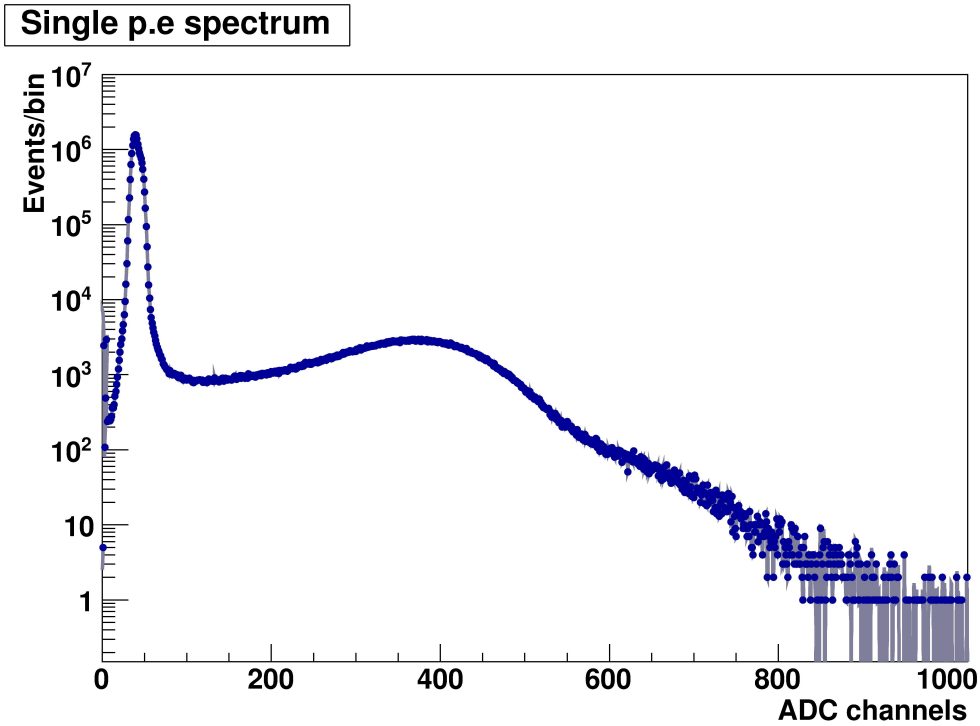
in cui:

- A è lo slope della parte esponenziale del SER_0(x),
- p_E è la frazione di eventi sotto la funzione esponenziale,
- x_p è la posizione del piedistallo,
- x_0 e σ_0 sono rispettivamente il valor medio e la deviazione standard della parte di Gaussiana della risposta al singolo p.e,

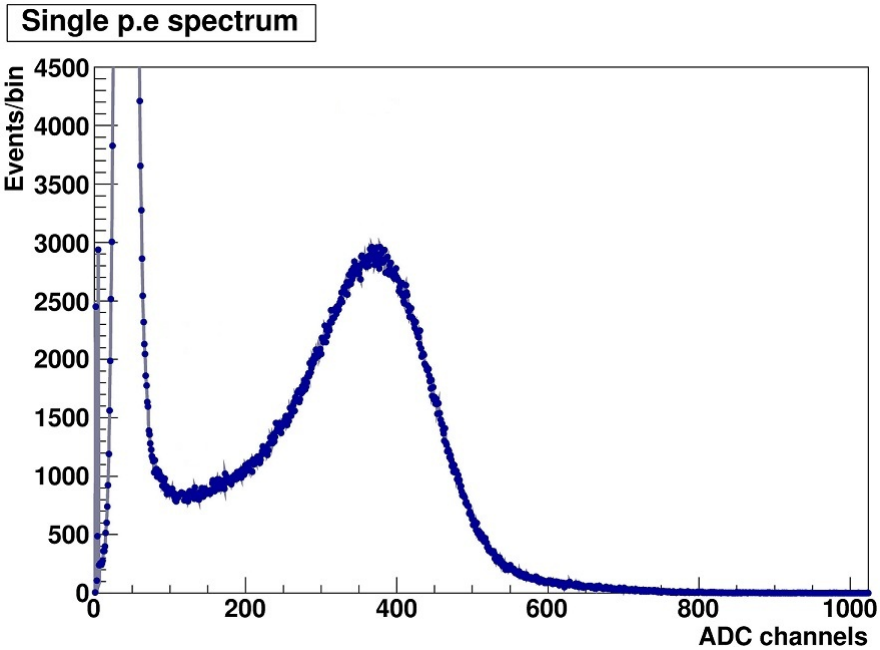
mentre il fattore

$$g_N = \frac{1}{2}\left(1 + Erf\left(\frac{x_0}{\sqrt{2}\sigma_0}\right)\right)$$

dove Erf(x) è l'error function, che prende in considerazione il taglio alla parte Gaussiana della risposta del PMT. La parte esponenziale nella distibuzione del SER rappresenta i fotoelettroni sottoamplifcati. L'origine dei fotoelettroni sottoamplificati è da ricercare nello scattering inelastico che questi possono avere col primo dinodo: i fotoelettroni dissipano parte della loro energia sotto forma di calore sul materiale del primo dinodo, in questo ultimo caso gli elettroni arriveranno allo step successivo di moltiplicazione con un'ampiezza media minore di quella che si avrebbe nel caso di urto elastico. Un contributo ai fotoelettroni sottoamplificati deriva anche da quei fotoelettroni che saltano uno step di moltiplicazione, riducendo così la loro ampiezza di un fattore g corrispondente al guadagno in quello step di moltiplicazione, o da fotoni che fanno fotoelettrico sul primo dinodo e non sul fotocatodo; in questo ultimo caso i fotoelettroni prodotti avranno un'ampiezza ridotta di un fattore g_1, pari al guadagno del primo dinodo, rispetto al picco principale. Per tenere conto del rumore dell'elettronica, è stata effettuata la convoluzione tra un SER ideale e la funzione di noise:



(a) Risposta in carica, in scala logaritmica, del fotomoltiplicatore HAM0390



(b) Risposta in carica, in scala lineare, del fotomoltiplicatore HAM0390

Figura 4.1: Risposta in carica del fotomoltiplicatore HAM0390

$$\text{SER(x)} = \text{SER}_0\text{(x)} \otimes \text{Noise(x)} \tag{4.7}$$

dove:

$$\text{Noise(x)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(x-x_p)^2}{2\sigma_p^2}} \tag{4.8}$$

è ottenuta dalla distribuzione del piedistallo nella risposta in carica del PMT. La convoluzione non influenza la parte della Gaussiana del SER, dal momento che $\sigma_0 >> \sigma_p$, (nelle nostre misure $\sigma_p \sim 0.01\sigma_0$) ma influenza la parte dell'esponenziale perchè è più vicino al piedistallo. Effettuando la convoluzione espressa dall'equazione 4.7 si ottiene:

$$\text{SER(x)} = \frac{p_E}{2A} e^{\frac{\sigma_p^2 - 2A(x-x_p)}{2A^2}} \left(1 + Erf\left(\frac{Ax_p - \sigma_p^2}{\sqrt{2}A\sigma_p}\right)\right) \tag{4.9}$$

che è la funzione che descrive la risposta del PMT ad una sorgente luminosa di bassa intensità. La risposta del PMT ad una sorgente di luce a bassa intensità contiene, oltre al contributo di singolo p.e, anche il contributo dei segnali provenienti da più fotoelettroni. Assumendo che la risposta del PMT sia lineare, si può scrivere:

$$x_n = nx_1 \text{ e } \sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1$$

dove x_n e σ_n sono rispettivamente il valor medio e la deviazione standard della risposta del PMT ad n p.e. Considerando che la luce rivelata segue la distribuzione di Poisson ed utilizzando una distribuzione di Gauss per la risposta a n p.e > 2, la risposta di più fotoelettroni può essere scritta come:

$$M(x) = \sum_{n=2}^{N_M} \frac{P(n;\mu)}{\sqrt{2n\pi}\sigma_1} e^{-\frac{1}{2n}\left(\frac{x-nx_1-x_p}{\sigma_1}\right)^2} \tag{4.10}$$

La risposta a più fotoelettroni viene dunque approssimata con una distribuzione Poissoniana P(n;μ) con valor medio μ. N_M è il numero massimo di multifotoelettroni presi in considerazione, dipende sia da μ che dalla scala dell'ADC. La funzione M(x) introduce dunque altri tre parametri aggiuntivi: μ, x_1 e σ_1. Dunque la funzione di fit totale per la distribuzione in carica di un PMT è data da:

$$f(x) = N_0(P(0)Noise(x) + P(1)SER(x) + M(x)) \tag{4.11}$$

con N_0 fattore di normalizzazione. La teoria appena illustrata [38], descrive con buona approssimazione il comportamento dei PMT. Il lavoro svolto per questa tesi ha preso in considerazione fotomoltiplicatori di nuova generazione, del tipo Hamamatsu R5912, per i quali lo studio della risposta in carica è stato effettuato utilizzando dapprima un approccio semiempirico semplificato, e successivamente la teoria descritta precedentemente. Nell'approccio semiempirico la risposta del PMT è stata descritta utilizzando le seguenti distribuzioni:

- una distribuzione di Gauss per descrivere il contributo dovuto alla risposta di singolo fotoelettrone del PMT;

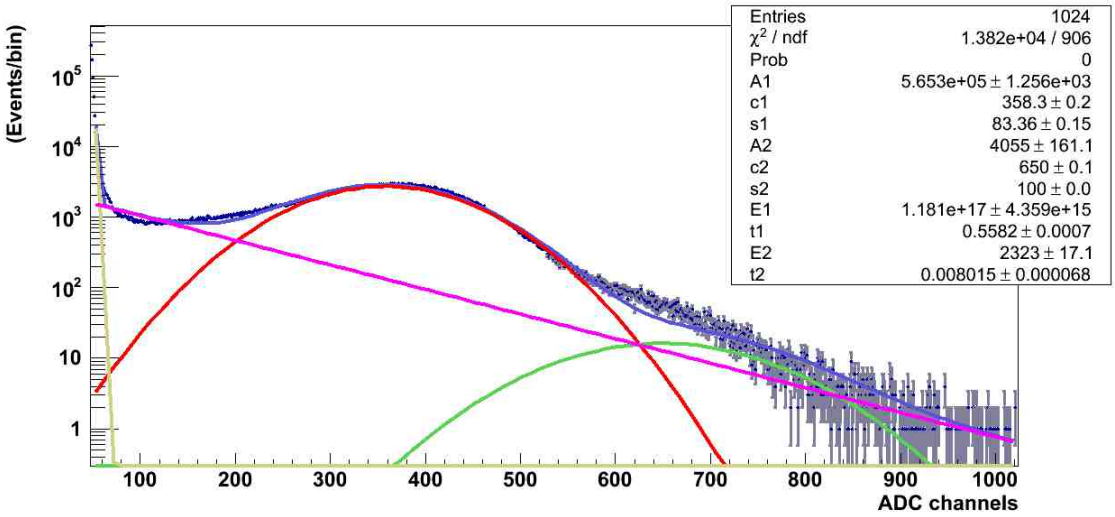


Figura 4.2: Risposta in carica del fotomoltiplicatore HAM0390 con sovraimposto la funzione utilizzata nella procedura di fit

- una seconda distribuzione di Gauss per descrivere il contributo generato dai fotoelettroni multipli;
- una distribuzione esponenziale per descrivere il segnale generato da eventi sottoaplificati di singolo fotoelettrone;
- una distribuzione esponenziale che descrive la parte di piedistallo residua, che è incluso nella distribuzione in carica totale.

Il risultato di tale studio è riportato in Figura 4.2 come esempio per uno dei 120 PMT sottoposti a test (HAM0390)

La stessa procedura utilizzata appositamente per il fotomoltiplicatore HAM0390 è stata utilizzata anche per gli altri fotomoltiplicatori. Le distribuzioni ottenute per i fotomoltiplicatori HAM0422, HAM0423, HAM0467 e HAM0470 sono riportati in Figura 4.3. I valori dei parametri della funzione di Gauss che rappresenta la risposta del fotomoltiplicatore al singolo p.e. e della funzione di Gauss che approssima il comportamento al multiplo p.e., sono stati utilizzati per effettuare una prima selezione dei fotomoltiplicatori.

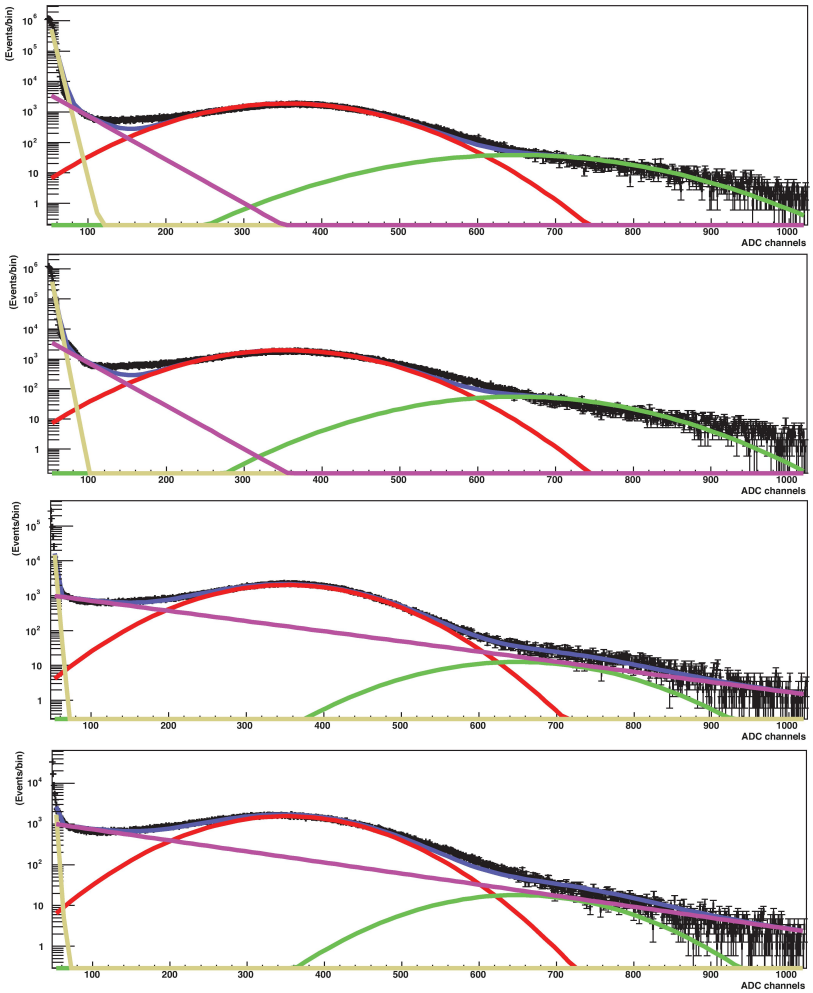


Figura 4.3: Risposta in carica per i PMT HAM0422, HAM0423, HAM0467 e HAM0470, rispettivamente dall'alto verso il basso.

4.3 Transit time

Il transit time, o tempo di transito, è l'intervallo temporale che trascorre dall'arrivo dell'impulso laser al fotocatodo all'arrivo del segnale in uscita all'anodo del PMT [39]. Il transit time dei 120 PMT del neutron veto di DarkSide è stato misurato, come già spiegato, attraverso l'utilizzo di un TDC: il segnale di START viene generato utilizzando il trigger interno del laser, mentre il segnale di STOP per il TDC viene formato da un constant-fraction-discriminator (CFD) con una soglia fissata a 0.2 p.e. La scala temporale del TDC si estende fino a 100 ns con una risoluzione di 1024 canali. Le caratteristiche principali determinate durante il test di accettanza sono:

- t_0 e σ_t, rispettivamente il valor medio e lo spread attorno al valor medio della Gaussiana che descrive il picco principale della distribuzione di transit time;
- p_{late}, che è il numero di late pulse in percentuale, stimato come il rapporto tra gli eventi nell'intervallo [0,3σ] e il numero di eventi totali;
- p_{prep}, ovvero il numero di pre-pulse in percentuale, stimato dal rapporto tra il numero di eventi avvenuti nell'intervallo [10,100]ns e il numero totale di eventi.

Lo studio sui fotomoltiplicatori ha permesso di definire il valore che tali quantità devono avere, affinchè il PMT passi il test di accettanza:

- σ_t<1.2 ns;
- p_{late}<5%;
- p_{prep}<2%.

In Figura 4.4 viene mostrato lo spettro di transit time ottenuto nel test del PMT HAM0390:

Questa distribuzione può essere descritta dalle seguenti componenti:

- *early pulses*
  gli early pulses sono dovuti allo scattering elastico dei fotoelettroni sul primo dinodo senza che questi vengano moltiplicati, arrivando al secondo step di moltiplicazione prima degli elettroni secondari. L'energia dell'elettrone che arriva sul primo dinodo è definita dalla differenza di potenziale U_{D_1} tra il fotocatodo ed il primo dinodo, tenuta costante grazie alla presenza di tre diodi Zener. La velocità dell'elettrone nei vari urti elastici, come il tempo di transito fino al primo dinodo può essere considerata costante in prima approssimazione. L'ampiezza degli early pulses non è stata misurata, ma è possibile trarre comunque delle conclusioni su quest'ultima: infatti un fotoelettrone che salta il primo step di moltplicazione (con guadagno g_1) e viene moltiplicato al secondo step di moltiplicazione (con guadagno g_2<g_1) produrrà in uscita all'anodo un segnale con un'ampiezza media ridotta di un fattore g_1 rispetto al segnale normale.

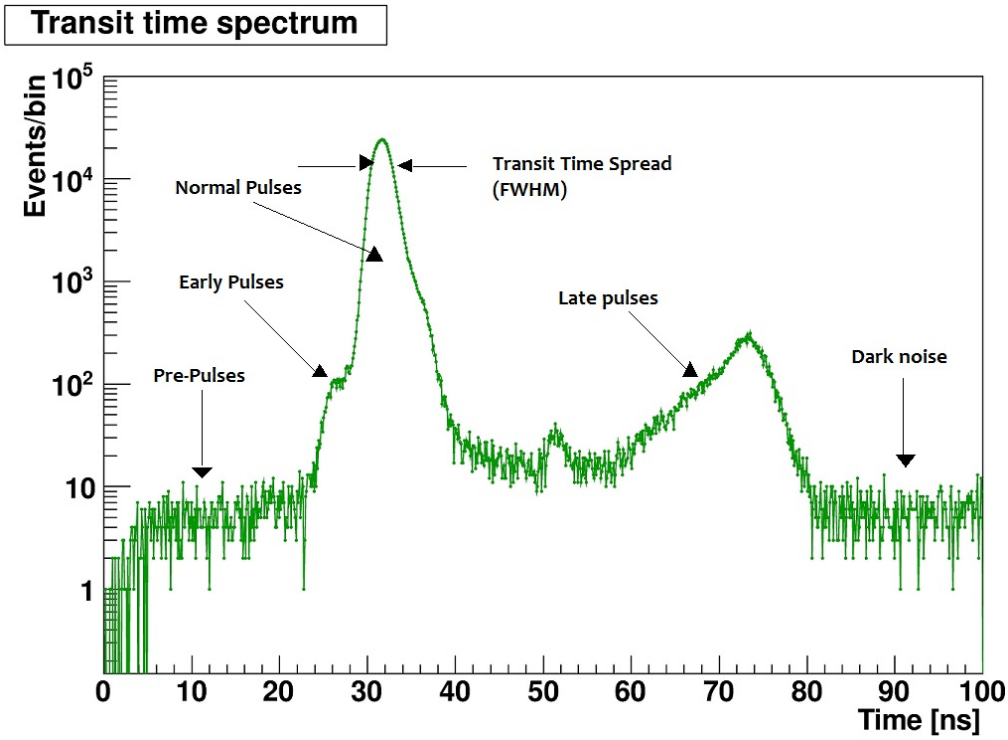


Figura 4.4: Distribuzione del transit time per il PMT HAM0390

- *Prepulses*
  i prepulses sono generati dai fotoni che per effetto fotoelettrico estraggono un elettrone direttamente dal primo dinodo. L'ampiezza di questi impulsi è di un fattore g_1 più piccola rispetto all'ampiezza del picco principale. Nel partitore di tensione utilizzato per i fotomoltiplicatori del neutron veto di DarkSide-50 il guadagno del primo dinodo vale circa $g_1 \simeq 10$, dunque questi impulsi sono fortemente soppressi dal CFD che ha una soglia fissata a 0.2 p.e. In un apparato che utilizza un numero elevato di PMTs la presenza dei prepulse può innescare segnali di trigger anticipati nel sistema.

- *Late pulses*
  Gli impulsi che arrivano dopo il picco principale, all'interno dei 100 ns, sono detti late pulses; al momento non saranno considerati gli impulsi che arrivano con ritardi del microsecondo, i quali sono chiamati afterpulses. Per capire l'origine dei late pulses, basta osservare la posizione del picco corrispondente ai late pulses è il doppio del tempo di drift, ovvero del tempo che i fotoelettroni impiegano per percorrere tutto il fotoubo coincidente con il picco principale del transit time. Dunque i late pulses sono generati dagli elettroni che hanno un urto elatico sul primo dinodo e ritornano al fotocatodo, dal quale ripartono producendo un segnale ritardato

Il test svolto ha come obiettivo la misura della risposta dei PMT e quindi la loro selezione in funzione dell'installazione finale all'interno dell'esperimento DarkSide-50. Questi

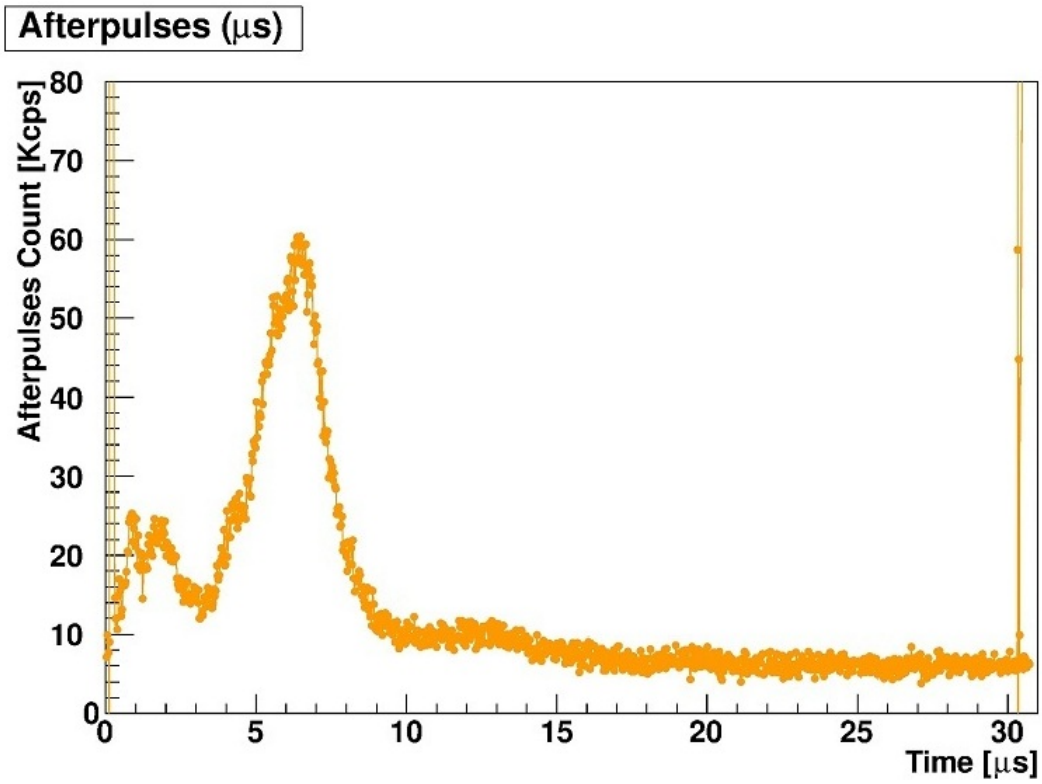


Figura 4.5: Distribuzione degli afterpulses per il PMT HAM0390

PMT devono assolvere anche alla funzione di ricostruzione spazio-temporale dell'evento nel neutron veto. Per questo la conoscenza della risposta temporale, in particolare della dispersione attorno al picco del tempo di transito, è di estrema importanza.

4.4 Afterpulses

Sono detti afterpulses i late pulses che avvengono in un intervallo temporale dell'ordine del microsecondo. La presenza degli afterpulses è causata da ioni (per lo più idrogeno ed elio) presenti all'interno del fototubo, anche se al suo interno è stato creato un vuoto dell'ordine di $10^{-6} \div 10^{-5}$ Pa. Tali ioni vengono prodotti dalle collisioni con gli elettroni secondari, acquisendo dunque carica positiva, si dirigono verso il fotocatodo producendo fotoelettroni i quali generano a loro volta i segnali di afterpulses. L'ampiezza di questi impulsi dipende sia dal tipo di ioni presenti nel fototubo, sia dal punto in cui essi vengo generati. Per i fotomoltplicatori del neutron veto di DarkSide-50, il limite in percentuale per gli afterpulses è :$p_a < 17\%$. In Figura 4.5 è riportata la distribuzione temporale per il PMT HAM0390 degli afterpulses, determinato attraverso un Multihit TDC.

4.5 Conclusioni del test effettuato

DarkSide-50 si propone la ricerca diretta di WIMP attraverso l'utilizzo di una Time Projection Chamber costituita da argon in doppia fase, liquida e gassosa. A tale rivelatore, si aggiungono un veto di neutroni ed un veto di muoni. Il primo, circonda la TPC, è costituito da una sfera di acciaio di raggio 2 m al cui interno sono presenti 30 ton di liquido scintillante borato, il secondo è posto esternamente al neutron veto ed è costituito da una cilindro di altezza 11 m e di diametro pari a 10 m riempito con acqua pura. Tutti e tre i rivelatori sono equipaggiati con dei fotomoltiplicatori ad alta efficienza quantica, i quali giocano un ruolo fondamentale nel contribuire alla reiezioni di eventi di fondo, costituito da elettroni, particelle α, gamma, neutroni e muoni. Nel lavoro di tesi mi sono occupata principalmente dello studio e caratterizzazione dei PMT del neutron veto, di estrema importanza per la reiezione di eventi indotti da neutroni che meglio simulano il rinculo nucleare di WIMP; è stata anche individuata una procedura di test dei fotomoltiplicatori basata su una descrizione semplificata ma più rapida e più efficace per un'analisi veloce. La procedura di test, svolta presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, ha permesso di misurare le caratteristiche più importanti dei fotomoltiplicatori destinati al neutron veto, ed ha permesso di selezionare i 110 PMT che andranno a comporre il neutron veto, attualmente in fase di costruzione. Alcuni dei risultati del test sono riportati, a scopo illustrativo, nella tabella riportata in Figura 4.6 e Figura 4.7

serial	ped	q1	p2v	hv	imon	fdark	mu	v1	g1	g	t0	tsig	trms	late	prep	a1	a2	a3	atot
31	55,9	295,5	2,41	1749	88	4,6	0,03	0,246	12,78	4,14	22,83	0,7	7,74	3	0,3	0,6	2,3	9,5	12,3
33	60,9	292,7	2,72	1629	82	8	0,037	0,234	15,37	4,14	24,84	0,82	7,85	2,6	1,6	1	3,2	12,7	16,9
377	59,4	285,8	3,01	1651	82	2,7	0,024	0,225	11,18	4,12	22,76	0,79	7,72	3,1	1,1	0,5	2,1	9,5	12,1
378	52,1	292,9	2,37	1756	88	2,8	0,021	0,269	5,26	4,13	21,99	0,74	7,54	3	0,8	0,6	2,4	12	15
380	57,5	280,4	2,25	1699	85	2,3	0,02	0,258	9,58	4,12	26,04	0,87	7,52	3,2	1	0,4	1,8	8,3	10,4
381	41,3	272,5	2,78	1632	82	3,4	0,021	0,243	10,77	4,14	26,13	0,85	7,97	3,1	1,2	0,7	2,3	8,8	11,9
382	39,1	272,8	3,16	1710	85	3,7	0,021	0,224	12,22	4,14	22,69	0,81	7,8	2,9	1,1	0,6	2,2	12,3	15,1
383	42,9	276,6	2,91	1706	85	2,8	0,019	0,237	9,76	4,12	24,93	0,91	8,12	3,4	1	0,5	1,9	8,3	10,7
385	50	258,4	2,99	1761	88	3,2	0,033	0,227	10,42	4,13	22,84	0,82	7,55	3,2	1	0,5	1,9	9,3	11,7
386	48,4	285,8	3,35	1646	82	2,8	0,025	0,209	12,53	4,13	23,64	0,81	7,5	3	1	0,5	2,1	9,8	12,5
387	41,6	272,3	2,77	1677	84	2,3	0,022	0,239	12,99	4,14	25,45	0,92	7,63	3,1	1,1	0,4	1,7	7,6	9,8
388	56,4	259,1	2,88	1759	88	3,5	0,021	0,226	5,07	4,12	21,93	0,82	7,9	3	0,9	0,6	2,4	13,1	16,2
389	35,9	266,3	3,29	1834	92	2,7	0,026	0,223	11,88	4,13	24,33	0,96	7,64	3,3	0,7	0,4	1,4	7,6	9,4
390	39,5	269,4	3,46	1741	87	2,6	0,042	0,193	16,32	4,13	31,58	1,08	7,14	3,1	0,4	0,4	1,5	7,6	9,4
391	33,9	268,1	3,18	1648	82	3,5	0,03	0,22	12,86	4,12	27,64	0,95	7,7	3,1	0,9	0,5	2,1	13,6	16,1
392	38,6	248,8	3,19	1539	77	3,2	0,038	0,223	12,75	4,13	30,56	0,94	7,44	3	0,9	0,5	2,1	12,2	14,7
393	39,7	274,2	3,14	1545	77	2,5	0,036	0,222	11,11	4,13	29,1	1,04	7,52	3,1	0,7	0,4	1,5	8,2	10,1
394	39	259,6	2,99	1589	79	2	0,029	0,23	11,48	4,12	27,7	0,98	7,86	3,3	0,8	0,3	1,3	6,8	8,4
395	36,9	267,1	3,25	1729	86	3,5	0,034	0,221	12,03	4,12	26,24	0,89	7,18	2,8	1,1	0,4	1,6	8,3	10,2
396	44,6	267,8	2,69	1826	91	2,9	0,038	0,242	10,6	4,12	27,22	0,87	7,17	3	0,8	0,3	1,1	6,1	7,4
398	44,7	270,1	3,66	2021	101	3,8	0,038	0,209	11,18	4,13	25,79	0,87	7,35	3,2	0,4	0,4	2	17,6	20,1
399	44,1	259,8	3,59	1599	80	2,2	0,04	0,211	13,82	4,12	27,1	0,92	7,44	3,1	0,6	0,4	1,7	9	11,1
401	36,5	247,4	2,94	1914	96	3,5	0,02	0,31	10,49	4,12	21,65	0,75	7,87	3	0,8	0,5	1,9	10	12,3
402	48,3	275,1	3,5	1852	92	2,7	0,02	0,214	11,14	4,13	20,74	0,74	7,33	3	0,8	0,4	1,6	6,8	8,8
403	44	251,4	2,58	1843	92	2,8	0,024	0,393	10,83	4,08	24,31	0,81	7,26	2,9	1,1	0,3	0,9	3,7	4,9
404	42,4	278,7	2,76	1730	86	4,2	0,02	0,252	11,97	4,13	24,04	0,87	8,22	3,1	0,8	0,6	2,3	12,8	15,7
405	45,2	285,4	2,91	1726	86	3,5	0,022	0,236	11,97	4,14	28,34	0,85	7,1	2,6	1	0,9	2,8	9,5	13,1
406	49,3	281,3	1,89	1747	87	3,2	0,025	0,302	6,4	4,12	26,3	0,81	6,91	2,4	1,3	1,2	3,8	8,3	13,3
407	46,6	297,5	2,25	1749	87	3,6	0,025	0,268	8,5	4,15	21,96	0,84	7,47	2,9	0,9	0,7	2,4	12,3	15,4
408	55,7	291,3	3	1674	84	3,5	0,022	0,235	13,39	4,14	26,61	0,87	8,12	3,3	0,9	0,6	2,7	17	20,3
409	48,4	290,4	2,82	1688	84	3	0,02	0,233	9,97	4,14	23,93	0,81	7,95	3,2	0,5	0,5	2,2	10,7	13,4
410	55,5	294,5	3,22	1869	93	4,8	0,025	0,227	12,33	4,15	22,67	0,84	7,36	2,4	1,7	1	3,5	15,1	19,6
411	57,4	297	2,28	1709	85	3,4	0,026	0,26	11,21	4,14	21,86	0,78	7,65	2,9	1	0,6	2,5	13,9	17
412	53,9	303	3,15	1619	81	3,6	0,023	0,219	16,53	4,14	23,79	0,8	7,81	2,8	1,4	0,7	2,3	12,9	16
413	39,6	263,3	2,63	1621	81	3,5	0,019	0,245	12,24	4,13	27,84	0,93	8,22	3,2	0,9	0,5	2	9,3	11,9
414	38,7	267,1	3,19	1612	81	4,2	0,021	0,224	12,68	4,13	27	0,83	8,23	3,1	0,9	0,7	2,5	15,4	18,6
415	64,5	267,4	2,96	1696	85	3,3	0,02	0,221	5,19	4,14	26,15	0,83	8,3	3,2	0,8	0,6	2,2	9,7	12,6
416	62,5	272,2	2,96	1697	85	3,8	0,019	0,22	5,21	4,13	25,21	0,82	7,98	3	1,3	0,8	3	13,8	17,6
417	40,1	282,2	2,94	1765	88	4,2	0,028	0,23	11,86	4,15	25,96	0,9	7,6	3	1,1	0,5	2	10,9	13,4
418	37,4	281,9	2,96	1687	84	4	0,032	0,24	12,95	4,14	26,97	0,92	7,46	3	1,5	0,7	2,3	11,4	14,3
419	44,6	270,5	2,72	1764	88	3,7	0,031	0,246	10,58	4,13	24,65	0,89	7,57	3	0,7	0,6	2,3	12	14,9
421	41,1	272,9	2,87	1733	86	2,6	0,034	0,234	11,94	4,13	26,68	0,88	7,39	3,1	0,8	0,5	2,1	10,8	13,3
422	49,5	273,2	3,39	1689	84	3,9	0,038	0,228	12,33	4,14	25,12	0,98	7,44	3	1	0,6	2,4	14,1	17,1
423	47,1	277,6	3,21	1706	85	4	0,039	0,23	9,42	4,14	28,68	0,79	7,65	3,1	0,9	0,6	2,3	11,9	14,8
424	52,2	267,9	2,85	1608	80	4	0,033	0,231	12,04	4,14	26,9	0,85	7,62	3	1,1	0,7	2,4	11,4	14,6
425	63,6	286	3,3	1687	84	3,6	0,036	0,23	14,97	4,14	30,09	0,99	7,76	3,1	0,6	0,5	2,5	18,6	21,5
426	61,7	282,7	2,65	1685	84	3,6	0,04	0,256	11,19	4,13	34,92	0,94	7,21	2,9	1,3	0,5	2,1	12,2	14,8
427	46,4	273,7	3,66	1698	85	3,1	0,039	0,19	17,37	4,14	32,57	1,04	7,39	3,1	0,5	0,5	2,1	12,6	15,2
429	38,6	278,9	2,94	1718	86	3,1	0,033	0,241	13,82	4,14	27,2	0,98	7,22	3,1	1,1	0,7	2,8	15,6	19,1
430	39,2	256	3,01	1678	84	2,8	0,037	0,235	10,81	4,14	28,75	1,05	7,21	3,1	1	0,5	1,9	10,1	12,5
431	35,6	269,3	2,71	2129	107	4	0,033	0,258	9,81	4,13	20,01	0,71	7,09	3	0,8	0,7	2,6	13	16,4
432	53	261,5	2,8	1666	83	3,6	0,028	0,241	12,19	4,13	27,44	0,92	7,88	3,4	1	0,5	2,2	11,7	14,3
434	45,1	281,7	2,22	1827	92	3,1	0,034	0,261	11,19	4,14	21,94	0,84	7,2	3	0,8	0,5	1,9	11,1	13,5
435	42,2	291,9	2,62	1760	88	2,6	0,035	0,242	9,86	4,14	26,04	0,84	7,08	2,9	0,9	0,6	2,2	9,7	12,6
436	45,3	273,6	2,74	1736	87	2,6	0,031	0,234	11,08	4,14	24,29	0,87	7,56	3,2	0,8	0,5	1,9	9,4	11,8
438	49,4	280,8	2,93	1626	81	4,3	0,039	0,226	11,55	4,13	27,98	0,92	7,06	2,5	1,3	1,3	3,9	9,4	14,6
439	48,3	285,9	2,48	1712	86	2,8	0,038	0,247	10,39	4,13	22,01	0,78	6,86	2,9	1	0,5	1,8	8	10,4
440	55	270,1	2,74	1737	87	3	0,033	0,228	11,27	4,13	24,81	0,85	7,52	3	0,9	0,4	1,5	8,4	10,3
441	41,4	280,9	2,85	1944	97	3,3	0,033	0,236	9,5	4,12	20,91	0,77	7,68	3,7	0,4	0,3	1,7	8,6	10,6

Figura 4.6: Tabella riassuntiva delle principali caratteristiche dei 120 PMT testati.

serial	ped	q1	p2v	hv	imon	fdark	mu	v1	g1	g	t0	tsig	trms	late	prep	a1	a2	a3	atot
442	36,5	253,3	2,76	1644	82	4,3	0,032	0,235	11,98	4,14	25,38	0,93	7,85	3,1	1	0,5	1,6	9,2	11,3
443	47,3	282,4	2,61	1609	80	2,9	0,039	0,238	10,24	4,13	28,27	0,86	6,86	2,6	1,2	1,2	3,8	7,6	12,6
444	47,9	292,9	2,58	1687	84	3	0,035	0,253	9,57	4,13	22,93	0,8	7,39	3,1	0,8	0,6	2,2	8,9	11,7
445	56,3	274,6	3,26	1595	80	3,3	0,024	0,207	16,16	4,12	26,07	0,87	7,58	2,7	1,9	0,6	2	8,9	11,4
446	47,9	287,1	3,32	1743	87	3,6	0,025	0,21	10,64	4,13	26,78	0,83	7,26	2,5	1	1,2	3,4	10,1	14,6
447	41	266,8	3,79	1752	87	2,9	0,028	0,2	12,76	4,12	26,18	0,87	7,38	3,1	0,7	0,5	1,8	10	12,3
448	47,1	279,4	2,88	1608	80	5	0,022	0,224	13,48	4,13	30,35	0,92	7,52	2,3	1	1	3,6	12,7	17,4
449	40,3	275	3,13	1626	81	2,6	0,031	0,222	13,36	4,14	27,19	0,97	7,68	3,3	0,6	0,4	1,7	8,7	10,9
450	38,4	256,6	3,04	1597	80	5,3	0,019	0,224	12,12	4,13	25,75	0,84	8,44	2,9	1,1	0,7	2,5	11,3	14,5
451	40,1	268,3	2,84	1644	82	3,6	0,023	0,288	11,22	4,11	27,55	0,94	7,88	3,1	1,2	0,5	2	11,8	14,3
452	41,9	288,2	3,19	1663	83	3,3	0,021	0,219	12,83	4,14	24,36	0,76	8,14	3,3	0,5	0,4	1,6	8,2	10,1
454	41,9	265,8	2,6	1684	84	3,1	0,019	0,247	10,33	4,13	26,7	0,78	7,72	3	0,7	0,4	1,9	10,6	13
455	55,3	276,3	2,79	1728	86	2,6	0,04	0,237	12,66	4,12	34,67	0,83	7,1	2,9	1	0,4	1,6	8,6	10,6
456	52,2	275,1	3,2	1768	88	2,6	0,026	0,215	12,58	4,13	25,35	0,94	7,3	3	1	0,5	1,8	8,9	11,2
457	66,4	266,4	3,04	1812	91	2,4	0,026	0,218	12,22	4,13	26,95	0,94	7,37	2,9	0,5	0,4	1,6	7,9	9,9
458	59,6	275,4	2,71	1723	86	2,7	0,029	0,231	12,45	4,13	27,59	0,96	7,25	3	1,1	0,4	1,8	10,1	12,3
459	43,8	266,6	3,66	1761	88	3,6	0,031	0,189	16,21	4,13	30,52	1,09	7,49	3,1	0,3	0,5	2,2	11,8	14,4
460	42,9	273,1	3,79	1791	90	3	0,027	0,187	19,15	4,13	27,33	0,95	7,65	3,1	0,8	0,4	1,7	8,7	10,8
461	41,2	246,6	2,99	1727	86	2,7	0,024	0,231	12,53	4,14	26,97	0,98	7,3	3	0,8	0,5	1,8	7,6	9,9
462	41,6	247,8	2,59	1808	90	2,7	0,026	0,241	11,45	4,13	25,11	1,02	6,93	2,9	0,7	0,5	1,7	7,1	9,4
463	52,1	277,1	3,4	1763	88	3,2	0,032	0,208	15,26	4,14	23,92	0,76	7,38	3	0,7	0,5	1,9	10,8	13,2
464	54,7	302	3,1	1803	90	2,7	0,033	0,222	11,96	4,14	21,49	0,81	7,12	2,9	0,9	0,5	1,7	7,5	9,7
465	60,8	294,8	3	1795	90	3,3	0,039	0,218	12,65	4,13	21,1	0,76	7,34	3	1,1	0,5	1,9	11,2	13,6
466	40,8	268,6	3,03	1760	88	2,7	0,03	0,22	13,79	4,13	24,26	0,93	7,35	3,2	0,5	0,5	2	9,8	12,3
467	36,8	270,2	3,44	1603	80	2,8	0,031	0,207	14,44	4,13	30,42	0,91	7,57	3	1	0,4	1,5	7,6	9,5
468	39,4	262,8	1,93	1793	89	3	0,033	0,283	7,33	4,12	24,68	0,93	7,33	3	0,8	0,3	1,3	6,5	8,1
469	47,5	255,9	2,88	1657	83	3,8	0,034	0,231	10,65	4,13	26,48	0,9	7,55	3,1	1	0,4	1,5	7,6	9,5
470	35,5	268,2	2,54	1674	84	2,8	0,028	0,254	9,54	4,13	26,55	0,88	7,31	3	1	0,3	1,4	8	9,7
471	57,9	269,5	2,84	1766	88	2,5	0,028	0,24	10,57	4,13	28,22	1	7,5	3	0,7	0,3	1,2	6	7,6
472	46,8	271	3,29	1618	81	4	0,03	0,222	11,55	4,12	27,05	0,93	7,78	3,2	1,2	0,4	1,8	10,5	12,6
473	37,8	260,3	2,62	1729	86	3,4	0,028	0,244	11,75	4,11	25,19	1,01	7,82	3,2	0,4	0,4	1,7	9,1	11,2
474	58,9	289,2	2,67	1747	87	2,2	0,022	0,234	12,39	4,13	19,25	0,77	7,4	2,9	1	0,5	2,2	10,3	13
475	56	294,1	3,29	1693	85	4	0,022	0,221	14,06	4,13	20,75	0,79	7,97	2,9	1,2	0,5	2,2	15,6	18,4
476	42,5	272,8	2,97	1638	82	3,1	0,028	0,227	13,49	4,13	25,6	0,94	7,86	3,3	1	0,4	1,7	10,4	12,5
477	39,3	274,3	3,18	1736	87	3,4	0,032	0,221	11,98	4,13	24,07	0,94	7,46	2,9	1,1	0,5	1,7	8,4	10,7
478	43,5	270,5	3,19	1684	84	3,7	0,034	0,218	13,08	4,13	23,73	0,92	7,87	3,2	0,5	0,4	1,8	10,7	13
479	40,7	269,7	2,93	1804	90	2,3	0,018	0,232	11,34	4,14	23,68	0,78	7,88	3,4	0,5	0,4	1,6	8	10,1
481	41,7	282,5	2,77	1789	89	3	0,035	0,235	11,97	4,14	23,52	0,93	7,39	3,1	0,6	0,5	1,9	9,9	12,3
482	47,5	271,5	2,95	1809	90	2,7	0,038	0,226	11,57	4,13	22,1	1,03	7,29	3,2	0,5	0,5	1,9	11,9	14,2
483	38,5	274,6	3,43	1763	88	4,6	0,03	0,216	13,54	4,13	22,96	0,99	8,24	3,3	0,6	0,5	2,1	10,7	13,3
484	45,6	272,9	3,11	1794	89	3,4	0,039	0,221	11,59	4,13	25,27	0,87	7,47	3,1	0,6	0,6	2,5	14,1	17,2
485	54,9	294,6	3,12	1922	96	3	0,04	0,218	12,31	4,13	19,43	0,76	7,04	3	0,6	0,4	1,5	7,3	9,2
486	33,7	247,2	2,44	1745	87	2,6	0,025	0,252	9,36	4,14	26,86	0,98	7,35	3	0,8	0,4	1,6	7,2	9,2
487	33,9	250,4	2,7	1780	89	3,3	0,027	0,248	9,64	4,14	25,84	0,99	7,16	2,9	0,7	0,5	1,7	9	11,2
488	43	276,4	3,32	1720	86	3,6	0,037	0,215	12,92	4,13	23,27	0,84	7,45	3,2	0,8	0,4	1,7	9,4	11,5
489	55,8	276,9	3,2	1695	85	4,4	0,032	0,223	11,34	4,14	28,8	1,05	7,89	3,2	0,5	0,4	1,6	7,6	9,6
491	35,1	274,7	3,43	1836	92	2,9	0,027	0,215	15,19	4,14	26,95	0,91	7,65	3,3	0,7	0,5	1,9	8,8	11,1
492	43,8	288,2	3,06	1737	87	3	0,04	0,224	12,31	4,13	22	0,86	7,11	3,2	0,8	0,6	2	8,5	11,1
493	36,5	291,3	2,49	1510	76	3,9	0,039	0,25	10,34	4,14	30,32	0,92	7,89	3,1	0,9	0,6	2,4	11,7	14,7
494	53	287,8	2,21	1668	83	3,5	0,038	0,265	7,61	4,14	24,69	0,84	7,33	3	1,6	0,8	2,9	11,2	14,9
495	35,1	271	4,1	1828	91	3	0,032	0,181	17,66	4,14	30,13	1,02	7,52	3,4	0,2	0,5	2	10,2	12,6
496	52,3	290,1	2,87	1763	88	3,9	0,025	0,234	10,63	4,14	19,65	0,85	7,79	3,2	0,8	0,6	2	9,8	12,4
497	62,2	284,8	3,42	1862	93	2,4	0,02	0,22	13,83	4,13	22,16	0,89	7,78	3,5	0,7	0,5	1,8	9,1	11,3
498	53,2	286,6	3,5	1775	89	4,2	0,024	0,215	11,87	4,13	23,99	0,86	7,56	2,6	1,1	1,3	3,7	10,3	15,3
499	41,1	281,8	3,23	1853	93	3,9	0,021	0,219	13,26	4,13	19,96	0,79	8,53	3,7	0,3	0,5	2	11,2	13,7
500	58,1	284	2,93	1764	88	3,4	0,022	0,228	12,15	4,13	21,58	0,95	7,57	2,9	1,8	0,9	2,5	6,4	9,8
501	41,8	253,3	3,2	1703	85	4,1	0,019	0,236	12,21	4,13	22,11	0,85	8,39	3,2	0,8	0,6	2,2	10,7	13,4
502	41,8	269,2	2,8	1773	88	4	0,022	0,233	12,56	4,12	20,5	0,85	8,2	3,3	0,7	0,6	2,2	9,6	12,4
503	43,4	276,9	3,27	1855	92	3	0,022	0,257	11,49	4,12	22,6	0,81	7,62	3,1	0,8	0,6	2,1	8,5	11,2
504	42,1	282	2,82	1730	86	2,8	0,019	0,24	11,45	4,13	22,07	0,89	8,03	3,3	0,9	0,5	2	10	12,6
505	47,5	284,2	3,32	1733	86	6,1	0,022	0,217	13,26	4,13	26,54	0,9	7,88	2,4	0,8	1	3,5	13,7	18,2

Figura 4.7: Tabella riassuntiva delle principali caratteristiche dei 120 PMT testati.

Conclusioni

Questa tesi è stata portata a termine all'interno del gruppo di Roma Tre impegnato nell'esperimento DarkSide-50 che ha come obiettivo la ricerca di Materia Oscura attraverso la rivelazione diretta. La prima parte della tesi tratta aspetti fenomenologici della Materia Oscura, la cui esistenza è dedotta dai suoi effetti gravitazionali, anche se la sua natura non è stata ancora determinata. Tra i possibili candidati di Materia Oscura vengono descritti il neutralino, particelle di tipo Kaluza-Klein e le principali caratteristiche di particelle di tipo WIMP. Tra gli aspetti sperimentali che operano nel settore della Materia Oscura DarkSide-50 si propone la ricerca diretta di WIMP attraverso l'utilizzo di una Time Projection Chamber costituita da argon in doppia fase, liquida e gassosa. La parte centrale della tesi è dedicata alla descrizione dell'apparato sperimentale DarkSide-50 e delle sue prestazioni. Vengono inoltre descritti la Tima projection Chamber, il veto per neutroni e il veto per muoni. In tutti e tre i rivelatori giocano un ruolo fondamentale i fotomoltiplicatori, si tratta di fotomoltiplicatori ad alta efficienza quantica e a bassa radioattività ambientale, appositamente costruiti dall'Hamamatsu per tale esperimento. La parte finale della tesi riguarda il lavoro sperimentale svolto presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso per caratterizzare i fotomoltiplicatori destinati al neutron veto. Sono stati acquisiti lo spettro in carica e lo spettro temporale di ogni singolo fotomoltiplicatore. I dati sono stati analizzati mediante lo sviluppo di funzioni che descrivono la fisica del fotomoltiplicatore. Il lavoro svolto ha permesso di caratterizzare completamente il comportamento dei fotomoltiplicatori e inoltre di selezionarli per la loro installazione finale nell'apparato.

Ringraziamenti

Sono tante le persone che mi hanno accompagnato durante questi due anni trascorsi a Roma e dunque sono tante le persone da ringraziare e citare. Innanzitutto voglio ringraziare il Prof. Stefano Mari per aver creduto in me e avermi dato la possibilità di fare questa esperienza ai Laboratori del Gran Sasso, dalla quale ho imparato molto e mi ha ricordato il motivo per cui nella vita ho scelto di fare Fisica. Un grazie va a Sergio, (il mio fidanzato) che tanto mi ha aiutato durante questo soggiorno romano, un abbraccio e un grazie altrettanto grande, va alle splendide persone che ho conosciuto durante il corso di studi, che reputo non solo colleghi ma soprattutto amici: Alessandro, Paolo, Eleonora P., Eleonora G., Giorgia che mi hanno accolto sin dal primo giorno, che non mi hanno mai fatto sentire l'ultima arrivata e che per me sono stati una seconda famiglia. Un grazie va inoltre a tutti quelli conosciuti durante il mio soggiorno ai Laboratori del Gran Sasso: l'ing. Paolo Lombardi, senza il cui aiuto e supporto non sarei andata lontano, Sergio P., Augusto B. Inoltre ringrazio: Stefano, Nicola, Yura e Chiara persone eccezionali che mi hanno accompagnato durante questa mia breve avventura. Infine, ma non ultimi per importanza, ringrazio i miei genitori che mi hanno sempre sostenuto anche a distanza, che hanno sempre creduto in me e che hanno sempre incoraggiato le mie scelte.

Bibliografia

[1] R. Contaldi, H. Hoekstra, A. Lewis, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 221303 [arXiv:astro-ph/0302435]

[2] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, FERMILAB-Pub-04/047-A [hep-ph/0404175]

[3] Review of Particle Physics, July 2008, Volume 667,2008.

[4] S. Matarrese, M. Colpi, V. Gorini, U. Moschella, Dark Matter and Dark Energy (A Challenge of Modern Cosmology)

[5] C. Weinheimer, Proceedings of 10th International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 2003 [arXiv:hep-ex/0306057]

[6] S. Dodelson and L. M. Widrow, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 17 [arXiv:hepph/9303287]

[7] Zwicky F. Astrophysical Journal, vol. 86 p. 217 (1937).

[8] U. Seljak, A. Makarov, P. McDonald, H. Trac, 20 Feb 2006 [arXiv:astro-ph/0602430v1]

[9] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 86, 010001 (2012).

[10] H. C. Cheng, K. T. Matchev and M. Schmaltz, Phys. Rev. D 66, 036005 (2002) [arXiv:hep-ph/0204342]

[11] D. R. Smith and N. Weiner, Phys. Rev. D 64, 043502 (2001) [arXiv:hepph/0101138]

[12] Project Summary. Collaborative Research: Direct Search for Dark Matter with Underground Argon at LNGS

[13] Laura Baudis, 30 Nov 2012 [arXiv:1211.7222v1]

[14] Z. Ahmed, et al. Science 327 (2010) 1619-1621. [arXiv:0912.3592]

[15] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci, et al. Eur.Phys.J. C72 (2012) 1971. [arXiv:1109.0702]

[16] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci, et al. Eur.Phys.J. C72 (2012) 1971. [arXiv:1109.0702]

[17] D. Y. Akimov, H. Araujo, E. Barnes, V. Belov, A. Bewick, et al. Phys.Lett. B709 (2012) 14-20. [arXiv:1110.4769]

[18] C. Aalseth, P. Barbeau, J. Colaresi, J. Collar, J. Diaz Leon, et al. Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 141301. [arXiv:1106.0650]

[19] J. Angle, et al. Phys.Rev.Lett. 100 (2008) 021303. [arXiv:0706.0039]

[20] E. Aprile, et al. Phys.Rev.Lett. 107 (2011) 131302. [arXiv:1104.2549]

[21] J. Xu et al. (2012)[arXiv:1204.6011]

[22] H.O. Back et al. (2012) [arXiv:1204.6024]

[23] H.O. Back et al. (2012) [arXiv:1204.6061]

[24] A. Wright, P. Mosteiro, B. Loer, and F. Calaprice, Nucl. Instr. Meth. A 644, 18 (2011).

[25] Navarro, J. et al. (1997), A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering

[26] J. N. Bahcall, M. Schmidt and R. M. Soneira, Astrophys. J. 265 (1983) 730.

[27] R. R. Caldwell and J. P. Ostriker, Astrophys. J. 251 (1981) 61.

[28] M. S. Turner, Phys. Rev. D 33, 889 (1986).

[29] L. Bergstrom, P. Ullio and J. H. Buckley, Astropart. Phys. 9 (1998) 137 [arXiv:astro-ph/9712318].

[30] D.Mei, A.Hime, Phys. Rev. D 73(2006)053004.

[31] K.Shibata, et al. J. Nucl. Sci. Technol. 39 (2002) 1125.

[32] M.Chadwick, et al. Nucl.DataSheets 107 (2006) 2931.

[33] L.Greenwood, N.Chellew, Rev. Sci. Instr. 50(4)(1979)466.

[34] S.Wang, et al. Nucl. Instr. and Meth. A 432 (1999) 111.

[35] R. Merritt, et al., Rev. Sci. Instrum. 54 (7) (1983).

[36] A. Brigatti, A. Ianni, P. Lombardi, G. Ranucci, O. Smirnov, Nucl. Instr. Meth. A 537 (2005) 521-536.

[37] A.G. Wright, IEEE Trans. Nucl. Sci. 34 (1) (1987).

[38] R.Dossi, A.Ianni, G.Ranucci, O.Ju. Smirnov, Nucl. Instr. and Meth. A 451 (2000) 623-637

[39] Photomultiplier tubes principles and applications, Hamamatsu.

[40] A. Chavarria, A. Cocco, L. Grandi, G. Korga, A. Razeto,N. Rossi, R. Saldanh, November 12, 2012

[41] S.Kubota et al.Phys. Rev. B 17 (1978) 2762;